

Università degli Studi di Padova

FACOLTÀ DI SCIENZE
Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA TRIENNALE

Installazione e operazione di una diagnostica Cavity Ring Down Spectroscopy in una sorgente di ioni negativi

Candidato
Pileci Marco
Matricola 1146956

Relatore
Prof. Gianluigi Serianni
Correlatore
Dott. Marco Barbisan

Anno Accademico 2019-2020

Sommario

Questa tesi tratta l'installazione e l'utilizzo di uno strumento diagnostico basato sulla Spettroscopia di Cavity Ring-Down (CRDS) con lo scopo di misurare la densità di ioni negativi nel plasma dell'esperimento SPIDER, un prototipo di sorgente di ioni negativi che permetterà di ottenere le conoscenze necessarie all'operazione dell'iniettore di neutri ad alta energia MITICA, a sua volta un prototipo dei sistemi di riscaldamento addizionali del reattore a fusione nucleare sperimentale ITER. La diagnostica fa uso di un impulso laser intrappolato in una cavità ottica che interseca il plasma nella sorgente: ad ogni viaggio di andata e ritorno parte dell'impulso esce dalla cavità per via di perdite dovute agli specchi facendo, sì che l'intensità luminosa diminuisca esponenzialmente nel tempo. La presenza di specie foto-assorbenti nel plasma, come gli ioni negativi, causa una diminuzione più rapida dell'intensità luminosa. Confrontando il tempo di decadimento della cavità con e senza plasma è quindi possibile stimare la densità di ioni negativi. Tale misura è indispensabile ai fini di SPIDER e potrà essere sfruttata per ottimizzare la resa dell'esperimento, confrontando la corrente ionica estratta e la densità di ioni interna alla sorgente per determinare il corretto funzionamento delle ottiche di estrazione. Nella tesi viene descritto l'apparato sperimentale e le procedure di installazione. Vengono inoltre presentate le prime misure di densità ottenute e il confronto tra l'andamento della densità e alcune caratteristiche del plasma. Viene anche mostrato come, nonostante la diagnostica abbia dimostrato di poter ottenere misure di densità, la loro qualità è ridotta da problematiche dovute ad instabilità del tempo di decadimento nella cavità.

Indice

1	Introduzione	2
1.1	Il progetto ITER	2
1.2	SPIDER e MITICA	4
1.3	Misurazione della densità di H^- e D^- e necessità della diagnostica CRDS	5
2	Spettroscopia Cavity Ring Down	6
2.1	Stabilità della cavità	8
2.2	Modi elettromagnetici	8
3	Apparato e procedure sperimentali	9
3.1	Laser	9
3.2	Banco Ottico e componenti a monte della cavità	9
3.3	Cavità ottica e ottiche di acquisizione	10
3.4	Procedure di allineamento	12
4	Analisi dati	14
4.1	Analisi del singolo impulso	14
4.2	Analisi spettrale del segnale	15
4.3	Analisi del segnale complessivo	16
5	Conclusioni	21

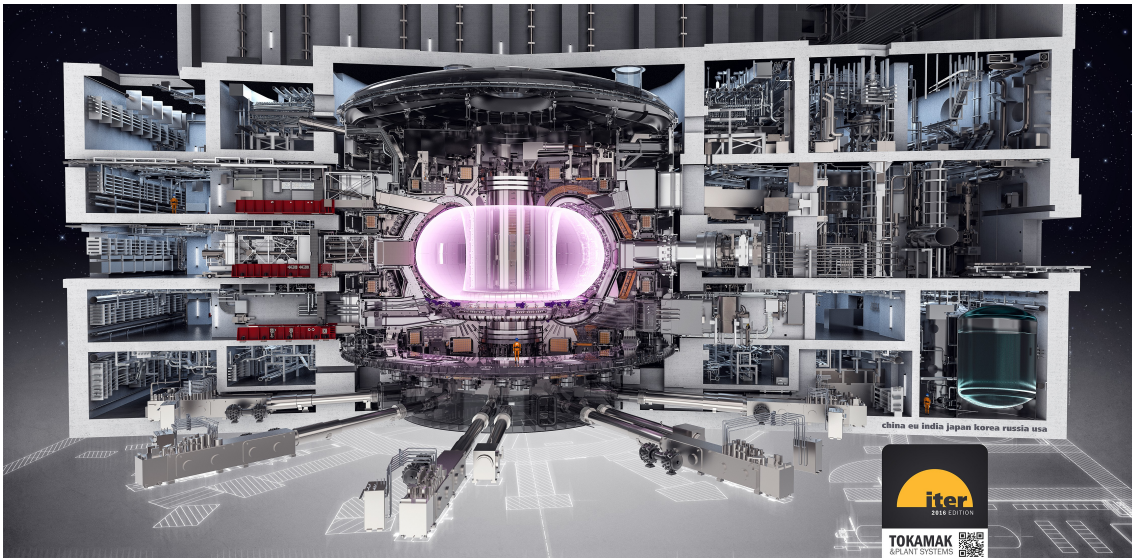


Figura 1: Spaccato di ITER. Al centro è visibile il toroide che contiene il plasma [1].

1 Introduzione

1.1 Il progetto ITER

Il progetto ITER (termine latino che significa *cammino*) è una collaborazione internazionale con lo scopo di costruire il primo reattore sperimentale a fusione nucleare in grado di produrre idealmente più energia di quanta ne consumerà [1]. Nato da un'idea formulata durante il summit di Ginevra del 1985 e ufficializzato da un accordo firmato nel 2006, a ITER partecipano 35 nazioni, tra cui il complesso degli stati che costituisce l'Unione Europea, gli Stati Uniti, il Giappone, l'India, la Cina, la Russia, la Svizzera e la Corea del Sud, con un costo stimato del progetto di 20 miliardi di euro.

Il reattore, in costruzione nel sud della Francia, dovrà dimostrare di produrre 500 MW a fronte dei 50 MW necessari per mantenerlo in funzione; verrà utilizzato per studiare la fattibilità dell'utilizzo della reazione di fusione deuterio-trizio in vista del successivo progetto DEMO, che avrà a sua volta lo scopo di costruire una nuova generazione di reattori e ottenere l'eventuale produzione di energia elettrica pulita e sicura a scopi commerciali.

Per contenere il plasma alle temperature di 150 milioni di gradi Kelvin necessarie per la fusione, ITER sfrutta un sistema di confinamento magnetico di tipo tokamak: la camera del plasma ha forma toroidale, con 16 magneti superconduttori disposti attorno ad essa a formare un campo toroidale e un solenoide centrale che genera invece un campo poloidale, sostenuto dalla corrente interna al plasma stesso. Il primo campo è necessario per contrastare le instabilità che si vengono a generare nel plasma, mentre il secondo è principalmente responsabile del suo contenimento. Infine una serie di altri magneti posti attorno alla camera vanno a deformare il campo poloidale permettendo un controllo preciso della posizione del plasma [2].

Per raggiungere le temperature necessarie ad innescare le reazioni di fusione deuterio-trizio e ottenere il rendimento energetico prefissato, oltre al riscaldamento ohmico generato dalle correnti interne al plasma, verranno usati tre diversi sistemi di riscaldamento addizionale [3]:

- Iniezione di neutri: il sistema si basa sul bombardamento del plasma con particelle ad alta energia. Per far sì che tali particelle possano superare il campo magnetico di contenimento è necessario che non siano elettricamente cariche [3].
- Riscaldamento ciclotronico ionico: questo sistema usa onde elettromagnetiche tra i 40 e i 55 MHz per scaldare gli ioni presenti nel plasma tramite risonanza ciclotronica [3].
- Riscaldamento ciclotronico elettronico: similmente al punto precedente permette di riscaldare gli elettroni presenti nel plasma tramite onde a frequenze attorno a 170 GHz. Rispetto al sistema ionico permette di scaldare selettivamente solo parti del plasma, nello specifico il sistema verrà montato sia su aperture all'equatore del toro che nella sua parte superiore al contrario di quello ionico che sarà solo sull'equatore [3].

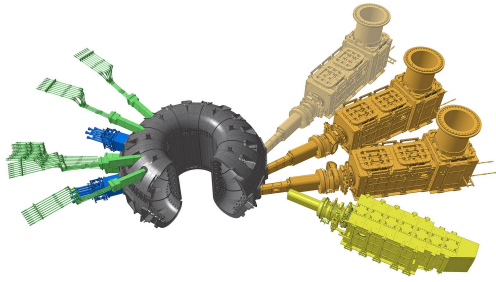


Figura 2: Rendering dei sistemi di riscaldamento del plasma di ITER: iniettori di neutri in arancione, riscaldatori ciclotronici ionici in blu e riscaldatori ciclotronici elettronici in verde. In giallo è rappresentato un iniettore di neutri a scopo diagnostico [1].

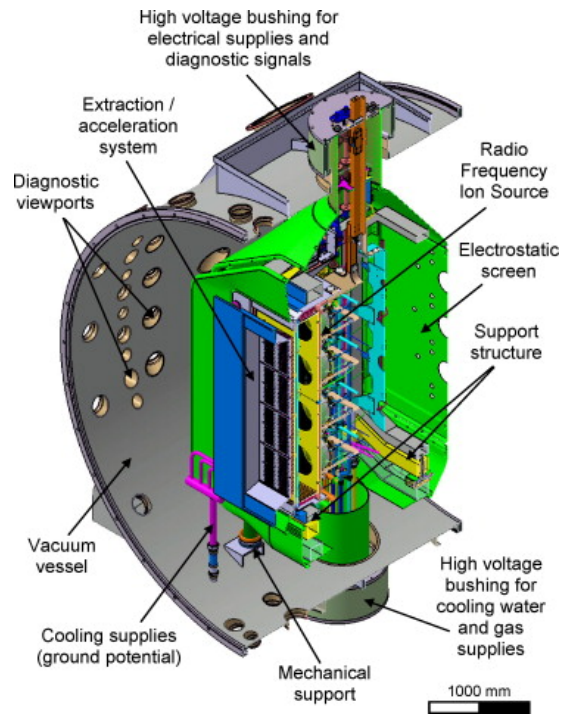


Figura 3: Spaccato della sorgente di plasma di SPIDER. È rappresentata solo parte della camera a vuoto [7].

Questi sistemi sono rappresentati in figura 2.

Lo scopo degli iniettori di neutri è quello di immettere nel plasma 16.5 MW di potenza ciascuno. Inizialmente ne verranno costruiti 2 con un terzo opzionale a seconda dei risultati ottenuti dai primi [4]. Per confronto, il quantitativo massimo di potenza che i sistemi di riscaldamento esterno forniranno dovrà complessivamente rimanere sotto i 110 MW e il funzionamento nominale di tutto l'impianto richiederà in media 50 MW [3].

Essendo necessario usare particelle neutre per oltrepassare il campo magnetico di contenimento di ITER ed essendo possibile accelerare solo particelle cariche sino ad alte energie in maniera efficiente, il progetto degli iniettori prevede una neutralizzazione in volo tramite un neutralizzatore a gas: degli ioni negativi di deuterio verranno prodotti tramite una sorgente al plasma e una volta accelerati passeranno attraverso una camera in cui è presente gas di deuterio a bassa pressione. Gli ioni verranno quindi neutralizzati tramite reazioni di stripping elettronico a seguito di interazioni con le molecole di gas. L'efficienza massima prevista per questo processo è di circa il 60%. L'energia delle particelle nel fascio sarà di 1 MeV per il deuterio e 870 keV per l'idrogeno [4]. Queste energie sono dovute alla necessità di depositare la maggior parte dell'energia del fascio al centro del volume del plasma. L'assorbimento del fascio infatti dipende dalle sezioni d'urto dei processi di ionizzazione dei neutri al seguito dei quali possono termalizzare e trasferire la loro energia. All'aumentare della dimensione del volume di plasma è necessario che le sezioni d'urto diminuiscano per permettere ai neutri di penetrare più in profondità. Quindi l'energia del fascio deve aumentare, giustificando così le elevate richieste di energia per gli iniettori di ITER [5].

Idealmente il sistema potrebbe sfruttare sia ioni positivi che negativi. Nonostante la produzione di ioni positivi sia considerevolmente più semplice rispetto a quella di ioni negativi, la neutralizzazione di questi ultimi ha un'efficienza troppo bassa per renderli utilizzabili. Gli ioni positivi richiedono infatti una reazione di cattura elettronica durante il passaggio attraverso il gas che, per gli ioni H^+ che impattano su idrogeno molecolare alle energie di ~ 1 MeV richieste da ITER, ha una sezione d'urto di $4.1 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2 \pm 10\%$. Al contrario gli ioni negativi vengono neutralizzati per reazioni di stripping che per gli H^- alla stessa energia hanno una sezione d'urto di $6 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2 \pm 25\%$, 5 ordini di grandezza più grande [6].

Il sistema di iniezione di neutri per ITER è in questo momento in fase di sviluppo alla Neutral Beam Test Facility (NBTF) presso il Consorzio RFX a Padova (IT), che comprende gli esperimenti SPIDER e MITICA.

Pressione di H/D nella sorgente	≤ 0.3 Pa
Energia degli ioni	100 keV
Densità di corrente ionica estratta	290 A/m ² per D ⁻ 350 A/m ² per H ⁻
Deviazione dall'uniformità del fascio di ioni	$\leq 10\%$
Durata impulso	3600 s
Rapporto tra densità elettronica e ionica	$j_{D^-}/j_{e^-} \leq 1$ $j_{H^-}/j_{e^-} \leq 0.5$

Tabella 1: Alcune delle caratteristiche richieste al fascio di ioni dell'esperimento SPIDER [8].

1.2 SPIDER e MITICA

L'esperimento SPIDER (*Source for the Production of Ions of Deuterium Extracted from a Radiofrequency plasma*) è un prototipo della sorgente di ioni negativi per gli iniettori di neutri di ITER [8]. Alcuni degli obiettivi dell'esperimento in termini delle caratteristiche del fascio da generare sono riportate nella tabella 1. In particolare le difficoltà che dovranno essere superate dall'esperimento saranno: produrre la densità di corrente richiesta mantenendo la pressione interna alla camera inferiore ai 0.3 Pa, dimostrare la possibilità di mantenere il rapporto tra elettroni e ioni estratti inferiore ad 1 per il deuterio e 0.5 per l'idrogeno, mantenere una deviazione dall'uniformità del fascio entro il 10% su tutta la superficie del plasma, ottimizzare la tolleranza alle impurità. Infine è richiesto riuscire a mantenere il fascio operativo per almeno 3600 secondi. Nonostante vari prototipi a scala ridotta di SPIDER siano stati costruiti, nessuno finora è riuscito a soddisfare simultaneamente tutti i questi requisiti [8].

SPIDER [7] produce plasma di deuterio o idrogeno attraverso 8 driver, costituiti da un cilindro circondato da una bobina RF, all'interno dei quali avviene la ionizzazione del gas. I driver sono alimentati a due a due da generatori a 1 MHz con potenza massima di 200 kW ciascuno. Le basi dei cilindri sono aperte e connettono i driver ad una camera del plasma comune. Tutto l'apparato è mantenuto ad una pressione inferiore ai 0.3 Pa. Di fronte alla camera del plasma sono presenti tre griglie che hanno il compito di confinare il plasma ed il gas neutro, estrarre ed accelerare gli ioni negativi attraverso 1280 fori che generano altrettanti fasci indipendenti. Gli ioni negativi sono prodotti principalmente tramite interazioni di superficie, durante le quali il deuterio o l'idrogeno acquistano elettroni a seguito di impatti con la parete della camera. Tenuto conto che il cammino medio di questi ioni all'interno del plasma è di pochi centimetri [4], solo quelli prodotti nei pressi delle griglie di estrazione sono utilizzabili. Per favorire questo processo, un sottile strato di cesio viene depositato sulla superficie delle griglie al fine di ridurre il potenziale di estrazione [4]. La prima delle tre griglie è la *plasma grid* (PG), che viene mantenuta ad alte temperature per ottimizzare il suo potenziale di estrazione in quanto sulla sua superficie avverrà la produzione degli ioni che verranno quindi estratti. Su questa griglia passa una corrente che genera un campo magnetico orizzontale che riduce gli elettroni co-estratti. Dopo di questa è presente l'*extraction grid* (EG), con un potenziale di circa 10 kV rispetto alla sorgente e responsabile dell'estrazione degli ioni. Su questa griglia sono montati magneti permanenti il cui campo devia gli elettroni co-estratti facendoli impattare contro le griglie stesse, al contrario degli ioni che hanno invece una massa molto maggiore. Infine è presente la *grounded grid* (GG), che viene mantenuta a terra e quindi con potenziale di 100 kV rispetto alla griglia di estrazione, che è responsabile dell'accelerazione finale degli ioni. L'intero apparato si trova all'interno di una camera a vuoto con un diametro di 4 m. Un rendering della sorgente è mostrato in figura 3.

La richiesta di un'ora continua di plasma con estrazione ed accelerazione del fascio rende in particolare complesso mantenere l'efficienza della produzione di ioni per via del deterioramento dello strato di cesio, ed in particolare la necessità di un rapporto tra elettroni e ioni accelerati minore di 1 complica la gestione delle proprietà del plasma di fronte alla PG.

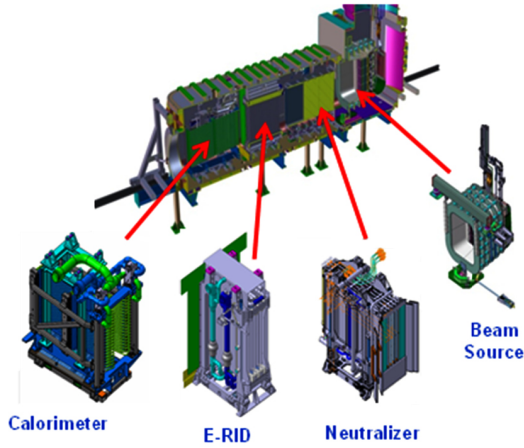


Figura 4: Spaccato di MITICA [9]. Sono evidenziate (da destra a sinistra) la camera di produzione del plasma e gli altri elementi aggiuntivi rispetto a SPIDER: la camera di neutralizzazione, il sistema di eliminazione degli ioni residui (E-RID) ed infine il calorimetro bersaglio.

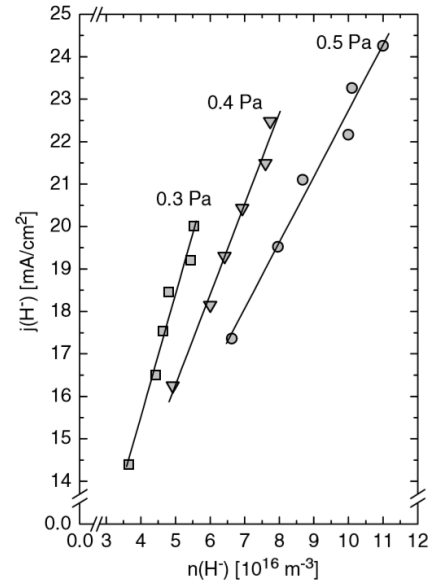


Figura 5: Grafico della densità di corrente ionica estratta in funzione della densità di ioni negativi nel plasma a diverse pressioni per l'esperimento BATMAN [10].

Dai risultati sperimentali ottenuti tramite SPIDER si implementerà MITICA (*Megavolt ITER Injector & Concept Advancement*), un prototipo completo degli iniettori che verranno usati su ITER [9]. Rispetto a SPIDER accelererà gli ioni sino a 1 MeV e sarà dotato di una camera di neutralizzazione a gas che funzionerà secondo il principio descritto nel paragrafo 1.1. A valle del neutralizzatore verrà installato un sistema di eliminazione degli ioni residui (E-RID, *Electrostatic Residual Ion Dump*), che tramite campi elettrici defletterà gli ioni negativi non neutralizzati, ioni positivi generati da fenomeni di stripping eccessivi ed elettroni presenti nel fascio. Infine un calorimetro bersaglio assorbirà l'energia del fascio. Questo calorimetro sarà formato da due pareti unite a forma di 'V' che potranno essere unite o separate, in modo che, una volta che il sistema verrà implementato su ITER, sarà possibile bloccare o far passare il fascio senza dover aprire e modificare l'intera sorgente [4]. Una rappresentazione di MITICA è mostrata in figura 4.

1.3 Misurazione della densità di H^- e D^- e necessità della diagnostica CRDS

Tenendo anche conto delle problematiche discusse in precedenza che dovranno essere risolte da SPIDER, risulta di primaria importanza riuscire a disaccoppiare i comportamenti indesiderati delle ottiche di estrazione e accelerazione da quelle della sorgente di plasma. Per esempio, i campi magnetici preposti a deviare gli elettroni co-estratti verso le griglie deflettono, sebbene in misura minore, anche gli ioni. Per questo particolari condizioni di ottiche di estrazione e di campo magnetico possono portare alla perdita di ioni per impatto con le griglie (fenomeno definito *scraping*) e quindi ad una minore corrente estratta, come dimostrato dall'esperimento BATMAN [10, 11].

BATMAN (*BAvarian Test MAchine for Negative ions*) è un esperimento che presenta un progetto di base simile a quello di SPIDER ma dotato di un singolo driver RF. Su di esso è installata una diagnostica definita spettroscopia cavity ring-down (CRDS) [10], basata sulla misura dell'assorbimento di un impulso laser intrappolato in una cavità ottica che attraversa il volume del plasma. Usando questa diagnostica si è riusciti a verificare la dipendenza lineare che sussiste tra la densità di ioni negativi prodotti nella sorgente in prossimità della PG e la densità di corrente ionica estratta.

Questi risultati sono presentati in figura 5, che mostra la densità di corrente ionica estratta in funzione della densità di ioni negativi nel plasma a diverse pressioni [10]. I diversi valori di densità sono stati ottenuti variando la potenza dei driver RF e mantenendo costanti le tensioni di estrazione. Studi successivi hanno dimostrato come lo *scraping* del fascio porti ad una rottura di questa relazione e ad una saturazione della corrente estratta [11]. Un esempio di questo tipo di comportamenti è rappresentato in figura 6, dove sono mostrate correnti estratte e densità ionica in

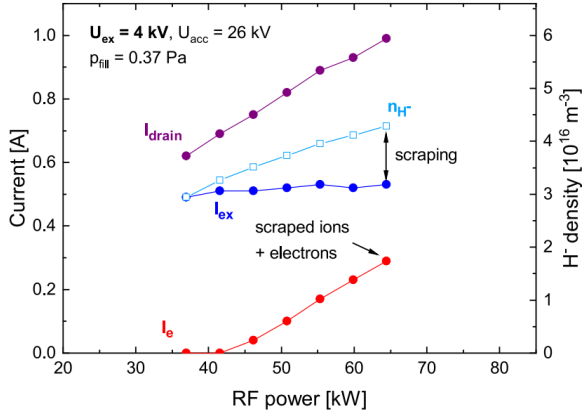


Figura 6: Correnti estratte e densità ionica in funzione della potenza RF per l'esperimento BATMAN [11]. Il significato dei simboli è riportato nel paragrafo 1.3.

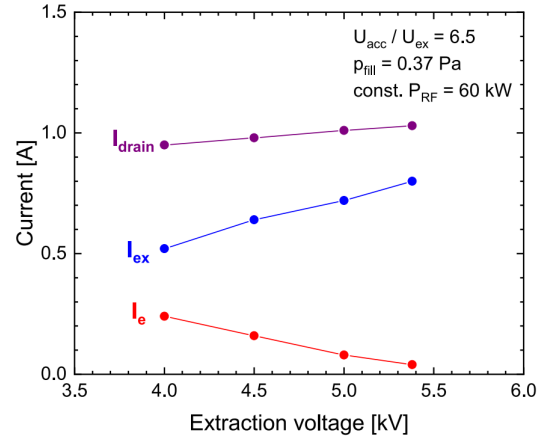


Figura 7: Correnti estratte in funzione della tensione di estrazione per l'esperimento BATMAN [11]. Il significato dei simboli è riportato nel paragrafo 1.3. Il rapporto tra la tensione tra EG e GG e quella tra PG e EG è mantenuto pari a 6.5.

funzione della potenza RF [11]. In particolare I_{drain} è la corrente che scorre tra la sorgente insieme all'EG e tutti i componenti a potenziale di terra e quindi include tutte le cariche che escono dalla PG. I_{ex} è la corrente data dalle cariche che passano oltre la griglia di estrazione (quindi principalmente ioni) e I_e è la corrente raccolta dalla EG (quindi elettroni co-estratti ed eventuali ioni negativi dovuti allo scraping). U_{ex} e U_{acc} sono rispettivamente la tensione di estrazione (quindi quella tra PG e EG) e di accelerazione (tra EG e GG). Infine n_{H^-} è la densità ionica misurata dalla diagnostica CRDS in prossimità della PG. Si vede come in queste condizioni l'aumento della potenza RF porta ad un aumento della densità ionica ma I_{ex} risulta saturata. Allo stesso tempo I_e mostra un aumento lineare.

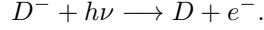
Mantenendo costante la potenza RF e variando il potenziale di estrazione si ottiene invece il grafico in figura 7, dove sono state usate le stesse convenzioni per i nomi delle correnti. La potenza RF in questo caso è 60 kW a cui corrisponde una corrente I_{ex} già fortemente saturata. Qui, al variare del potenziale, la corrente complessivamente uscente dal sistema subisce una piccola variazione, mentre si ha una netta diminuzione di I_e e un corrispondente aumento di I_{ex} . In particolare la diminuzione contro intuitiva di I_e è giustificabile nel caso si abbiano fenomeni di scraping: all'aumento del voltaggio le ottiche di estrazione vanno a modificarsi e quindi una minore frazione dei fasci di ioni impatta sulla griglia e la corrente raccolta diminuisce. Da questo si evince quindi che la saturazione della corrente ionica discussa in precedenza ad alte potenze di RF è da attribuirsi principalmente allo scraping [11].

Considerata la capacità quasi unica della CRDS nello stimare e quindi massimizzare la produzione di ioni negativi e, come nel caso appena presentato, l'utilità nel verificare che siano estratti in modo ottimale, si è deciso di dotare anche SPIDER di una simile diagnostica per misurare con precisione la densità di ioni negativi in prossimità della griglia di estrazione. Il vantaggio principale di questa diagnostica è che permette di ottenere valori assoluti di densità indipendenti da interferenze elettromagnetiche [10], al costo di non avere misure puntuali ma una media lungo una linea di vista. Questa tesi è incentrata sull'installazione e operazione della CRDS di SPIDER, il cui principio di funzionamento verrà descritto più accuratamente nel capitolo successivo.

2 Spettroscopia Cavity Ring Down

La spettroscopia Cavity Ring-Down è una tecnica diagnostica che permette di misurare l'assorbimento di un fascio laser attraverso un mezzo assorbente. In questo specifico caso determina l'integrale della densità di ioni negativi in un plasma lungo una linea di vista. Il principio della CRDS si basa su una cavità ottica contenente il mezzo assorbente, in questo caso il plasma. Un impulso laser viene lanciato dall'esterno verso uno degli specchi che costituiscono gli estremi della cavità: gran parte dell'energia viene riflessa, ma una piccola percentuale riesce ad entrare nella cavità e vi rimane intrappolata. L'impulso inizia quindi a rimbalzare al suo interno, venendo in parte assorbito dal mezzo. Similmente a come è entrato, ad ogni riflessione sugli specchi una piccola parte dell'impulso esce dalla cavità. Come verrà matematicamente dimostrato in seguito,

misurando l'intensità della luce uscente dalla cavità si può avere una misura precisa della capacità di assorbimento del mezzo interno alla camera. In particolare questo sistema permette di misurare la densità di ioni negativi per via di reazioni di photodetachment di tipo



Nel caso specifico di SPIDER la cavità è formata da due specchi piano-concavi ad alta riflettività posti ai due estremi della camera del plasma. Un laser infrarosso impulsato colpisce uno degli specchi e una piccola frazione del fascio riesce a superarlo. I fotoni intrappolati possono quindi uscire dall'altro specchio, dove vengono rilevati da un apposito fotodiodo, oppure, seppur in misura minore, essere assorbiti dal plasma lungo il loro tragitto. L'andamento temporale dell'intensità luminosa misurata all'estremità della cavità e quindi della densità di energia interna ad essa presenta una decrescita di tipo esponenziale con la forma

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (1)$$

dove τ è il tempo caratteristico dipendente dalla perdita dovuta agli specchi e dall'assorbimento dovuto al plasma.

Per dimostrarlo si ipotizza che l'impulso laser abbia una durata inferiore a due volte il tempo di percorrenza della camera e quindi in prima approssimazione non vi siano fenomeni di interferenza. Si assume per semplicità anche che i coefficienti di riflessione degli specchi siano uguali e si indicano con R . L'assorbimento dovuto al passaggio attraverso un mezzo può essere calcolato a partire dalla relazione differenziale

$$dI = -\alpha I dx,$$

dove α è un coefficiente di assorbimento dipendente dal mezzo. Da questo si ricava

$$I = I_0 e^{-\alpha d}, \quad (2)$$

dove I_0 è l'intensità iniziale e d è la lunghezza del percorso del fascio che interseca il mezzo assorbente. Quest'ultima equazione è nota come legge di Beer-Lambert.

A seguito di un viaggio di andata e ritorno attraverso la cavità l'intensità sarà diminuita di un fattore

$$\rho = R^2 e^{-2\alpha d} = e^{-2\alpha_t d} \quad \text{con} \quad \alpha_t = -\frac{1}{2d} \ln(R^2) + \alpha. \quad (3)$$

Il tempo necessario a completare il viaggio nella cavità è $t_r = 2L/c$ dove L è la lunghezza della cavità e c la velocità della luce. Dopo un tempo t dal momento in cui un dato impulso è rimasto intrappolato nella camera, il numero di viaggi andata e ritorno è quindi t/t_r . L'intensità al tempo t sarà quindi

$$I(t) = \rho^{t/t_r} I_0 = I_0 e^{-2d \frac{t}{t_r} [\alpha - \frac{1}{2d} \ln(R^2)]} = I_0 e^{-2d \frac{t}{t_r} [\alpha + \frac{1}{d} \ln(\frac{1}{R})]}.$$

Essendo $R \approx 1$ si può approssimare $\ln(1/R) \approx (1 - R)$ e così otteniamo infine

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau} [d\alpha + (1-R)]} = I_0 e^{-t/\tau} \quad \text{con} \quad \tau = \frac{L}{c[d\alpha + (1-R)]}, \quad (4)$$

che ha la stessa forma dell'equazione 1, dove ora è evidenziata la dipendenza del tempo caratteristico dai parametri del sistema.

Assumendo che non vi siano specie assorbenti nella cavità otteniamo il tempo caratteristico del decadimento senza il plasma

$$\tau_0 = \frac{L}{c(1-R)}, \quad (5)$$

che può essere ricavato sperimentalmente. Si può quindi esplicitare α :

$$\alpha = \left(\frac{L}{c\tau} - (1-R) \right) \frac{1}{d} = \frac{L}{cd} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} \right).$$

Possiamo infine assumere, per esempio nel caso del deuterio, $\alpha = \sigma_{D^-} n_{D^-}$ dove n_{D^-} è la densità numerica di ioni negativi e σ_{D^-} è la sezione d'urto del processo di fotoassorbimento, ricavando finalmente l'espressione della densità di ioni in funzione del tempo caratteristico misurato come

$$n_{D^-}(\tau) = \frac{1}{\sigma_{D^-}} \frac{L}{cd} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} \right). \quad (6)$$

Il valore della sezione d'urto è stimato a $\sigma_{D^-} = 3.5 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ [10, 12].

Se $\Delta\tau_0$ è la fluttuazione di τ_0 , si ha che $\Delta(\tau_0^{-1}) = \Delta\tau_0/\tau_0^2$. Perché le misure siano significative, vogliamo che la differenza tra i reciproci di τ e τ_0 sia maggiore della fluttuazione di τ_0^{-1} , da questo possiamo calcolare il limite inferiore di densità misurabile:

$$n_{D^-}^{\min.}(\tau) = \frac{1}{\sigma_{D^-}} \frac{L}{c d} \left(\frac{\Delta\tau_0}{\tau_0^2} \right) \quad (7)$$

2.1 Stabilità della cavità

Sfruttando l'approssimazione parassiale si può descrivere il comportamento di un sistema ottico centrato tramite una descrizione matriciale: ogni raggio viene descritto da un vettore che ha come primo elemento la distanza dall'asse ottico e secondo elemento l'angolo rispetto l'asse $(r, \theta)^T \simeq (r, dr/dz)^T$, dove l'angolo viene approssimato come la derivata di r rispetto alla direzione dell'asse ottico. L'azione degli elementi ottici lineari come lenti e specchi sul raggio viene determinata quindi tramite un prodotto matriciale

$$\begin{vmatrix} r_f \\ r'_f \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} r_i \\ r'_i \end{vmatrix} \quad (8)$$

dove A , B , C e D sono determinati dalle caratteristiche dell'elemento e si è sostituito r' a dr/dz . Se un passaggio di andata e ritorno del raggio attraverso la cavità viene descritto attraverso una matrice $ABCD$, la stabilità implica che per ogni raggio iniziale arbitrario il raggio finale non deve divergere esponenzialmente da esso all'aumentare del numero n di viaggi di andata e ritorno. Si può dimostrare [13] che questa condizione equivale a richiedere

$$-1 < \left(\frac{A+D}{2} \right) < 1.$$

Trascurando specie assorbenti, il passaggio attraverso la cavità corrisponde alla riflessione attraverso uno specchio con raggio di curvatura R_1 , il passaggio attraverso un mezzo omogeneo di lunghezza L , la riflessione su un secondo specchio con raggio R_2 e nuovamente il passaggio attraverso il mezzo omogeneo. La matrice complessiva sarà il prodotto delle matrici rappresentanti i singoli componenti:

$$\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$$

e svolgendo i calcoli si ottiene

$$\frac{A+D}{2} = 2 \left(1 - \frac{L}{R_1} \right) \left(1 - \frac{L}{R_2} \right) - 1$$

e quindi si ottiene infine la condizione di stabilità

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1} \right) \left(1 - \frac{L}{R_2} \right) = g_1 g_2 < 1, \quad (9)$$

dove si è introdotta la notazione $g_i = (1 - L/R_i)$.

2.2 Modi elettromagnetici

Lo spettro del segnale in uscita dalla cavità mostrerà la presenza di modi elettromagnetici di varia natura. In prima approssimazione si possono formare modi formati da una componente longitudinale assimilabile ad un'onda stazionaria tra i due estremi della cavità caratterizzati da frequenze pari all'inverso di multipli interi del tempo necessario ad un viaggio di andata e ritorno:

$$\nu_n^{\text{long.}} = n \frac{c}{2L} \quad (10)$$

dove ν è la frequenza, c la velocità della luce, L la lunghezza della cavità e n è un numero intero definito ordine del modo.

Oltre a questi, si possono formare anche modi più complessi formati da una componente longitudinale e da una componente trasversale corrispondente a pattern sul piano perpendicolare all'asse della cavità che mantengono la loro forma nel corso della propagazione e che costituiscono autofunzioni dell'equazione dell'evoluzione del campo elettromagnetico nella cavità. A seconda delle caratteristiche della cavità il profilo trasversale di questi modi corrisponde al prodotto di una funzione gaussiana per i polinomi di Laguerre o per i polinomi di Hermite. Questi polinomi sono

determinati da due parametri p e l che quindi identificano univocamente anche la componente trasversa del modo modo, che viene indicata con la notazione TEM_{pl} (che sta per **T**ransverse **E**lectromagnetic **M**ode) [14].

In particolare nel caso di un risonatore formato da due specchi i modi trasversi avranno in prima approssimazione frequenze di oscillazione date da [13]

$$\nu_{npl}^{\text{TEM}} = \frac{c}{2L} \left[n + \frac{1+p+l}{\pi} \cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2} \right], \quad (11)$$

con $g_{1,2}$ definiti come nel paragrafo precedente e n , p e l numeri interi maggiori o uguali a 0, dove il primo identifica la componente longitudinale e gli altri due quella trasversa.

Infine possono comparire anche modi di intermodulazione, dati da battimenti di più modi caratteristici del sistema e con frequenza che sarà una combinazione lineare delle loro frequenze.

Si può dimostrare sperimentalmente come modi diversi possono avere tempi di decadimento nella cavità differenti a causa di fenomeni di diffrazione più marcati dovuti alla maggiore area della sezione dei modi di ordine più elevato o per via di imperfezioni della superficie degli specchi [14, 15]. Una diretta conseguenza è che il segnale di cavity ring-down può essere in realtà costituito da più esponenziali sovrapposti con tempi di decadimento diversi e che questo sia visibile sotto forma di una distorsione del segnale fintanto che i modi di ordine più alto non siano decaduti. Per poter ottenere un fit adeguato del segnale sperimentale si dovrà quindi tenere adeguatamente conto di questo effetto.

3 Apparato e procedure sperimentali

3.1 Laser

Il laser principale è un Quantel Q-smart 450. Si tratta di un laser a stato solido di tipo Nd:YAG, che utilizza quindi un cristallo di granato di ittrio e alluminio drogato al neodimio. Il fascio è impulsato tramite Q-switching, una tecnica che prevede l'utilizzo di un attenuatore che diminuisce il fattore Q del risonatore e impedisce il rilascio dell'impulso laser mentre il mezzo ottico viene pompato. Una volta che questo viene saturato il fattore Q viene alzato e viene rilasciato un impulso ad alta potenza. Aumentando il ritardo tra l'attivazione delle lampade stroboscopiche del laser e la disattivazione dell'attenuatore si può diminuire l'energia dell'impulso. Il laser opera su una lunghezza d'onda di 1064 nm. Con un delay minimo del Q-switch di $7 \mu\text{s}$ ogni impulso ha energia di $450 \text{ mJ} \pm 10\%$, profilo di tipo gaussiano e durata di 5.1 ns misurata come full width half maximum (FWHM). Gli impulsi vengono emessi ad un ritmo di 10 Hz e la divergenza del raggio compresa tra 0.1833 e 0.1973 mrad.

Oltre a questo sono usati due laser di puntamento a fascio continuo, entrambi con lunghezza d'onda di 532 nm, uno con potenza di 0.9 mW e uno di 4.5 mW.

3.2 Banco Ottico e componenti a monte della cavità

Per proteggerla dalle radiazioni generate da fusione deuterio-deuterio nel calorimetro di SPIDER, la testa laser è stata installata in un locale esterno al bio-shield che contiene l'esperimento. Il laser principale e il laser di puntamento da 0.9 mW sono montati su un banco ottico e i loro fasci sono direzionati verso un foro nel bio-shield tramite una serie di specchi. Il layout del banco ottico è schematizzato in figura 8 e mostrato in figura 9. Tutti gli specchi sono montati su supporti in grado di far variare il loro orientamento tramite due viti micrometriche. Gli specchi hanno un coefficiente di riflessione superiore a 99% per 1064 nm e angolo di incidenza di 45° di conseguenza il cammino ottico è stato scelto in modo che le riflessioni rispettassero questa angolazione.

Il primo componente incontrato dal fascio infrarosso è un isolatore ottico unidirezionale EoT Pavos (componente 4 in figura 8), necessario ad impedire un eventuale ritorno del laser nella testa di immissione per proteggere l'elemento attivo. Il sistema è formato da due polarizzatori orientati a 45° l'uno rispetto all'altro e da un mezzo solido sottoposto ad un intenso campo magnetico. Il fascio che arriva con il verso "permesso" passa il primo polarizzatore, quindi la sua polarizzazione viene ruotata dal mezzo di 45° nella direzione corrispondente a quella necessaria a farlo passare per il secondo polarizzatore. Nel caso il fascio arrivi con il verso "proibito" passerebbe il secondo polarizzatore, ma poi la sua polarizzazione verrebbe variata sino ad essere a 90° rispetto al primo e verrebbe così bloccato.

Il laser quindi viene riflesso su uno specchio riflettente per gli infrarossi ma trasparente per i 532 nm (componente 5), necessario a sovrapporre il fascio principale con quello del laser di puntamento.

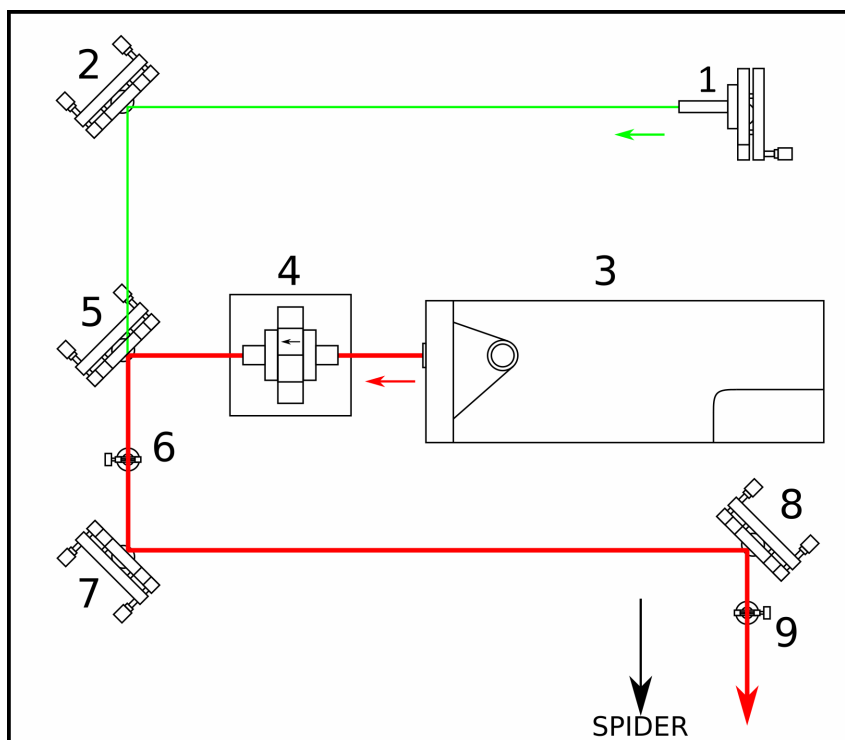


Figura 8: Schema della disposizione dei componenti sul banco ottico. Il cammino del laser principale è indicato in rosso, quello del laser di puntamento prima che si sovrapponga al laser principale invece è in verde. 1) Diodo laser di puntamento; 2) Specchio del laser di puntamento; 3) Testa laser; 4) Isolatore ottico; 5) Primo specchio (sovrapposizione con diodo di puntamento); 6) Prima iride di allineamento; 7) Secondo specchio; 8) Terzo specchio; 9) Seconda iride di allineamento.

Il diodo laser (1) di puntamento è montato su un supporto che permette di variare la sua posizione e direzione tramite viti micrometriche. Prima di raggiungere lo specchio di sovrapposizione il laser di puntamento viene fatto riflettere su un altro specchio (2); variando simultaneamente l'orientamento di questo specchio e del diodo si può variare non solo la direzione ma anche la posizione del fascio in modo da garantire la sovrapposizione perfetta con il laser infrarosso.

Dopo lo specchio di sovrapposizione i laser passano attraverso un'iride ad apertura variabile (6) che verrà utilizzata per verificare il loro allineamento. Quindi il fascio viene fatto riflettere attraverso due specchi (7, 8) su supporti regolabili che, come nel caso del diodo di puntamento, permettono di variare sia la direzione che la posizione del fascio. Infine il laser attraversa una seconda iride (9) prima di entrare nel foro del bio-shield che lo porta sino a SPIDER. Su questo foro è montata una saracinesca che può essere chiusa per garantire le condizioni di sicurezza all'interno dell'esperimento mentre il laser è in funzione e si deve operare unicamente sul banco ottico.

Il laser quindi attraversa un foro del bio-shield di SPIDER e raggiunge la sala sperimentale. Qui quattro specchi deviano il fascio verso l'alto e lo portano sino all'entrata della cavità ottica. Questa parte del percorso ottico è rappresentata in figura 10. Prima dell'ultimo specchio il fascio attraversa una lente con lunghezza focale di 3 m che ne riduce il diametro in modo da ridurre perdite dovute alla larghezza della cavità. L'apparato posto all'ingresso della cavità ottica è mostrato in figura 11. Per motivi di sicurezza il percorso del laser all'interno del bio-shield è racchiuso in una serie di tubi in PVC mentre le componenti ottiche si trovano all'interno di apposite scatole protettive chiamate mirror box. È previsto che il secondo specchio del bio-shield possa essere sostituito con un beam splitter se in futuro verranno aggiunte nuove linee di vista per la CRDS.

3.3 Cavità ottica e ottiche di acquisizione

La cavità ottica è formata da due specchi piano-concavi con riflettività superiore al 99.994% per 1064 nm e del $(10 \pm 4)\%$ per 532 nm e con raggio di curvatura pari a $6000 \text{ mm} \pm 1\%$. La cavità ha lunghezza di 4637 mm e quindi si ha $0 \leq g_1 g_2 = 0.05 \leq 1$ che rientra nella condizione di stabilità secondo la formula 9. Dalla formula 5 si ottiene che il τ_0 ideale è di $\sim 258 \mu\text{s}$. La frequenza del primo modo longitudinale è $\nu_1^{\text{long.}} = 32.3 \text{ MHz}$. Il tempo necessario ad un viaggio di andata e ritorno è 31 ns, nettamente superiore alla durata dell'impulso laser di 5.1 ns, confermando l'ipotesi fatta

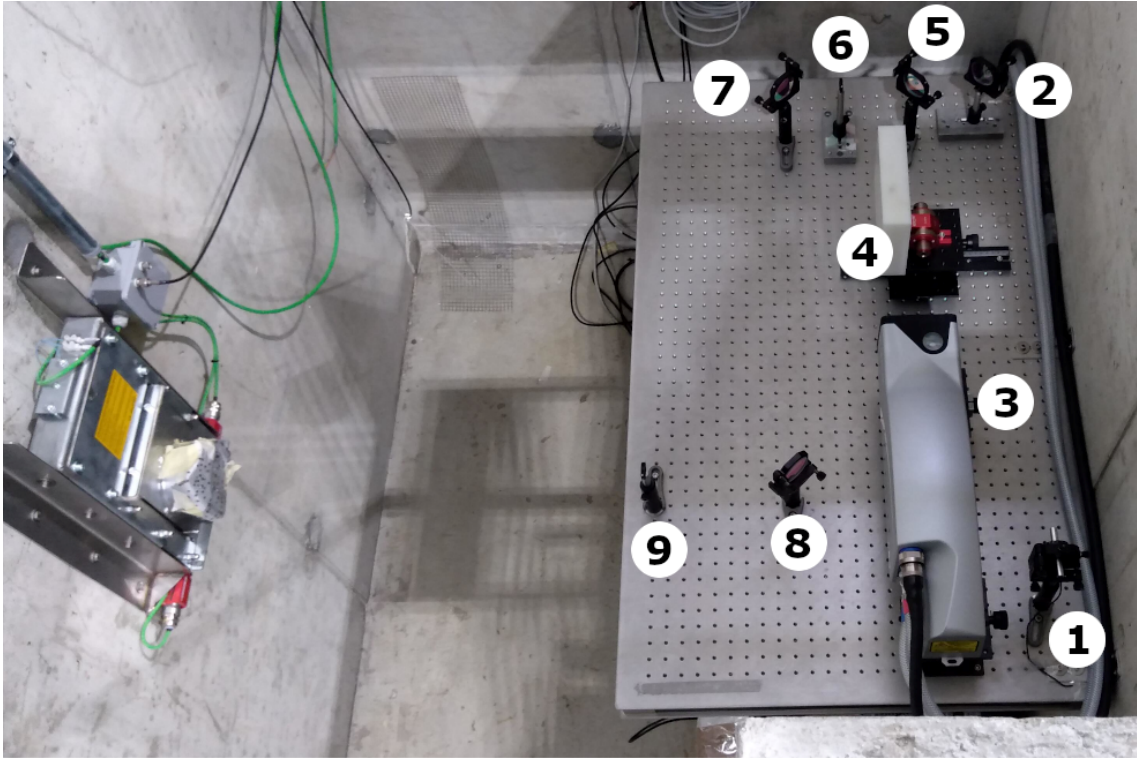


Figura 9: Foto del banco ottico visto da sopra. Rispetto allo schema di figura 8 l'immagine è ruotata di 90° in senso orario. La numerazione usata è la medesima. Sulla sinistra è visibile la saracinesca che porta a SPIDER su cui è stata fissata della carta termica per verificare il passaggio del laser.

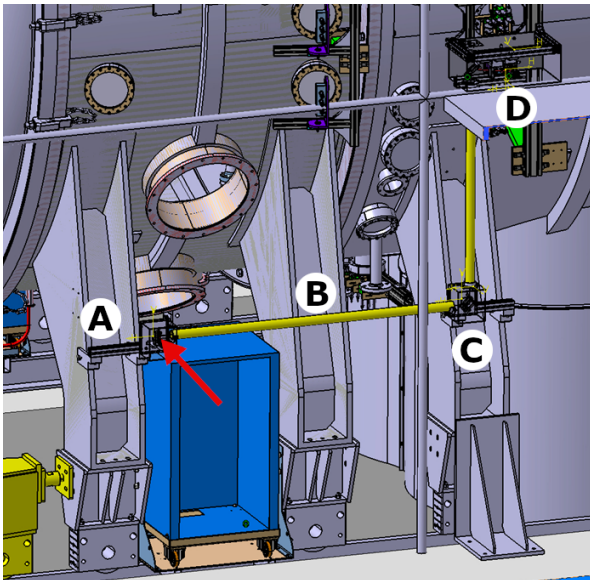


Figura 10: Rendering delle componenti ottiche interne al bio-shield. Sono visibili il primo (A) ed il secondo (C) mirror box, i tubi PVC in cui passa il laser (B) ed il mirror box che protegge i componenti di ingresso della cavità (D). La freccia rossa indica la direzione di arrivo del laser.

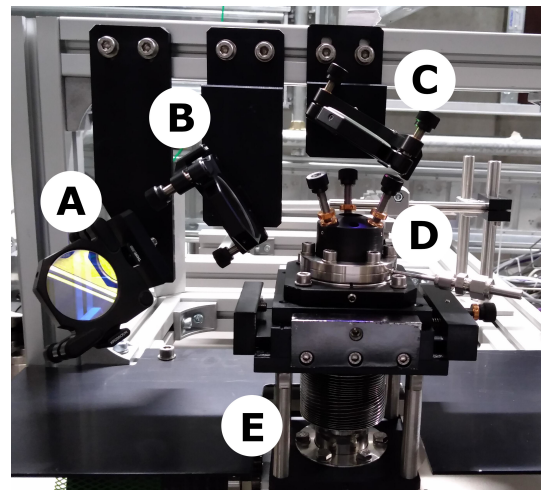


Figura 11: Foto dei componenti ottici all'ingresso della cavità visti da sotto. Sono visibili il terzo (A) ed il quarto (C) specchio interno al bio-shield, la lente di focalizzazione (B), il supporto del primo specchio della cavità (D) ed il condotto ermetico collegato alla camera a vuoto di SPIDER (E).

nel capitolo 2. La linea di vista della cavità passa subito dietro la plasma grid, in corrispondenza della sedicesima fila di fasci uscenti dalla sorgente contando dal basso. Il laser passa attraverso una serie di fori apposti nella struttura della sorgente ed interseca il volume in cui è possibile trovare il plasma per un tratto lungo 720 mm. Gli specchi sono esposti al vuoto interno alla camera del plasma, quindi i supporti su cui sono montati garantiscono la tenuta stagna. Questi supporti sono dotati di tre viti micrometriche ciascuno che permettono un allineamento fine degli specchi. Sul lato della cavità opposto a quello di entrata del laser è presente un collimatore Thorlabs F810FC-1064 che raccoglie la luce e la convoglia in una fibra ottica. In fase di allineamento il collimatore è stato temporaneamente sostituito con un laser visibile da 4.5 mW.

Tramite la fibra ottica il segnale viene portato al detector costituito da un fotodiodo a valanga (APD) Hamamatsu S11519-30 con una banda passante di 14 MHz. Per ridurre ulteriormente l'oscillazione del segnale causata dai singoli impulsi in uscita dalla cavità a 32 MHz, è stato installato un filtro passa-basso Butterworth con attenuazione di 40 dB a 34 MHz e una frequenza di cut-off di -3 dB a 13 MHz. Misure sperimentali hanno dimostrato che il segnale viene distorto se la frequenza di cut-off è inferiore ai 2 MHz. Inoltre per ridurre i disturbi causati dalla luce emessa dal plasma di fronte al diodo è stato installato un filtro ottico che permette il passaggio solo della luce a 1064 nm. Il detector è collegato ad un digitizer CAEN 5720A che ha un tasso di campionamento di 250 milioni di sample al secondo. Il sistema è stato impostato in modo che registri i segnali CRD a partire da 6 s prima della prevista attivazione del plasma nella sorgente.

3.4 Procedure di allineamento

Per ottenere un segnale adeguato alle misure nella cavità ottica è necessario un allineamento di estrema precisione del laser infrarosso. Per verificare la posizione del cammino ottico del laser, essendo questo invisibile, è stata utilizzata una carta termosensibile che si scurisce laddove colpita da un impulso laser, permettendo di misurarne forma e posizione.

Per facilitare il processo di allineamento si sfrutta il laser di puntamento che è visibile e può essere mantenuto attivo senza le misure di sicurezza necessarie per il laser infrarosso. È quindi innanzitutto necessario allineare il laser di puntamento con quello principale. Questa procedura è stata effettuata per fasi successive sempre più precise.

Inizialmente, sfruttando la carta termica, si è verificato che il laser infrarosso passasse correttamente attraverso l'isolatore ottico, quindi si è agito sui tre specchi 5, 7 e 8 per fare in modo che il laser principale colpisse ciascuno di essi nei pressi del centro e avesse una traiettoria che lo portasse all'incirca al centro della saracinesca. Per farlo è stato inoltre fissato un indicatore di carta termosensibile che identificasse grossolanamente il centro della saracinesca e si è verificato che il laser lo colpisse. Lo spessore dello schermo anti-radiazioni e conseguentemente la lunghezza del passaggio che deve essere attraversato dal laser comporta che, per far sì che questo raggiunga l'altro lato, l'allineamento tra il laser ed il foro debba essere abbastanza preciso. Sono state quindi montate le due iridi (6 e 9) e si è agito su di esse in modo che fossero solo leggermente più ampie del diametro del fascio, cosicché le loro aperture identificassero con buona precisione la posizione del laser.

A questo punto, senza modificare la posizione e l'orientamento degli specchi 5, 7 e 8, si è acceso il laser di puntamento e si è fatto sì che fosse centrato su entrambe le iridi per ottenere un primo allineamento: a seconda della sua posizione sulla seconda iride si è modificato l'orientamento del suo supporto e poi si è agito sullo specchio di puntamento per riportarlo al centro della prima iride. Questo procedimento è stato iterato diverse volte fino ad ottenere un allineamento sufficientemente preciso. Per avere una verifica ulteriore si è usata la traccia sul foglio di carta termosensibile al centro della saracinesca per controllare che il laser visibile vi si sovrapponesse.

Quindi si è agito sugli specchi 7 e 8 per far arrivare il laser sino alla sala di SPIDER ed in particolare fare in modo che colpisse il primo dei tre specchi interni al bio-shield circa al centro. Agendo su quest'ultimo specchio il laser è stato indirizzato sul muro del bio-shield più distante dal primo mirror box e tramite carta termosensibile si è verificata la posizione dello spot dell'infrarosso in relazione al visibile. Avendo un braccio molto più lungo si è potuto completare l'allineamento dei due laser con la precisione richiesta per le fasi successive. Una volta fatto questo il laser è stato fatto giungere sino al centro dello specchio di entrata della cavità ottica.

Sfruttando solo il laser visibile si è indirizzato il fascio verso lo specchio di uscita della cavità agendo sui supporti di quello di entrata. In particolare si è verificato che il fascio non venisse tagliato colpendo le componenti interne di SPIDER e che centrasse il foro all'uscita della cavità. A questo punto si è agito sui supporti dello specchio di uscita ripetendo l'operazione appena compiuta per centrare il laser questa volta sul foro di entrata della cavità e facendogli così compiere un viaggio di andata e ritorno. Idealmente si vorrebbe quindi ripetere di nuovo questa procedura per mandare

il riflesso che arriva sullo specchio di entrata di nuovo su quello di uscita, ma essendo la riflettività degli specchi solo del 10% per il laser visibile la luce del secondo riflesso è troppo fioca. Quindi si è installato il secondo laser visibile all'uscita della cavità, si è centrato sullo specchio di entrata e si è quindi centrato il suo riflesso su quello di uscita. In questa fase è stato necessario entrare all'interno della camera a vuoto di SPIDER per verificare con più precisione il punto di passaggio del laser e sono stati usati schermi opachi e trasparenti per individuare la posizione dello spot luminoso.

Una volta ottenuto un allineamento sufficiente, il primo laser visibile è stato spento e al posto del secondo è stato montato il collimatore, collegando così la cavità alle ottiche di acquisizione. Il laser infrarosso è stato attivato in modo che emettesse impulsi ripetuti e il fotodiodo è stato collegato ad un oscilloscopio. Si è quindi agito in modo iterativo sugli specchi della cavità fino a quando non si è riusciti ad ottenere un segnale esponenziale di cavity ring down con una forma ed intensità ottimali.

Sono sorte principalmente due problematiche legate alla fase di allineamento: per prima cosa le operazioni sugli specchi della cavità hanno richiesto che le loro coperture protettive venissero rimosse. Si è verificato che quando queste vengono nuovamente riposizionate generano un piccolo momento flettente sulla struttura di supporto e vista l'alta sensibilità dell'apparato questo può causare un lieve disallineamento degli specchi, richiedendo spesso un ulteriore riallineamento. Inoltre si è verificato che l'allineamento tende a perdersi dopo un paio di settimane, con quasi scomparsa del segnale CRD. Questo richiede che alcune delle procedure appena descritte debbano essere ripetute periodicamente.

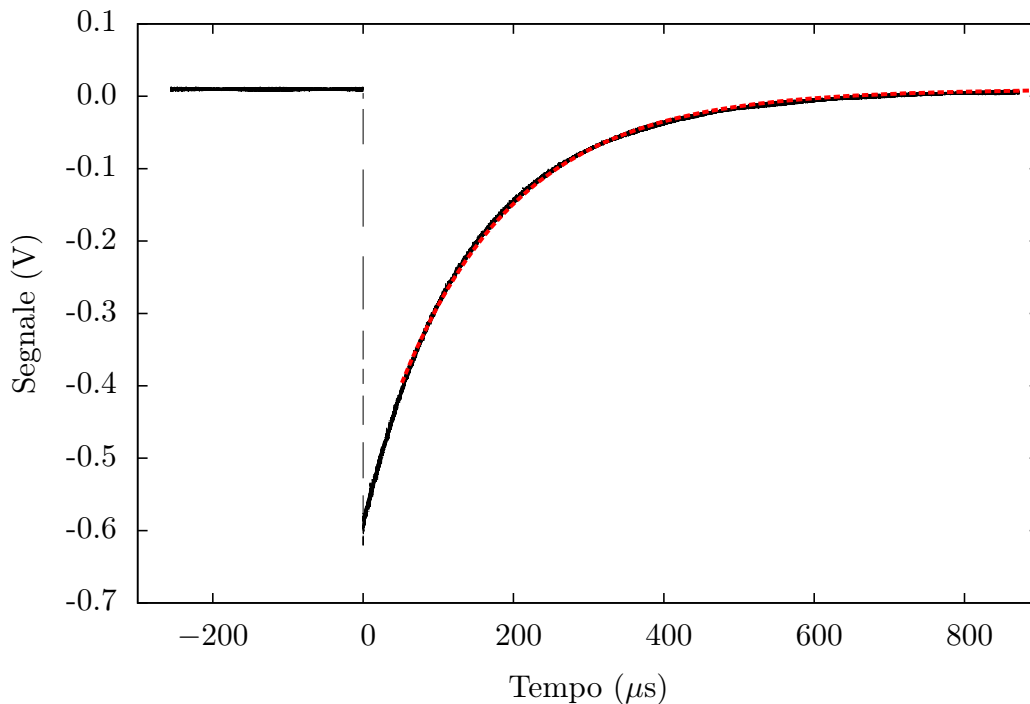


Figura 12: Esempio di un segnale CRDS filtrato misurato in assenza di plasma. Su di esso è sovrapposta tratteggiata in rosso la curva di fit esponenziale. Dal fit sono stati esclusi tutti i punti con $t < 50 \mu s$. In questo caso si è ottenuto un valore di tempo caratteristico pari a $\tau = (157.9 \pm 0.2) \mu s$.

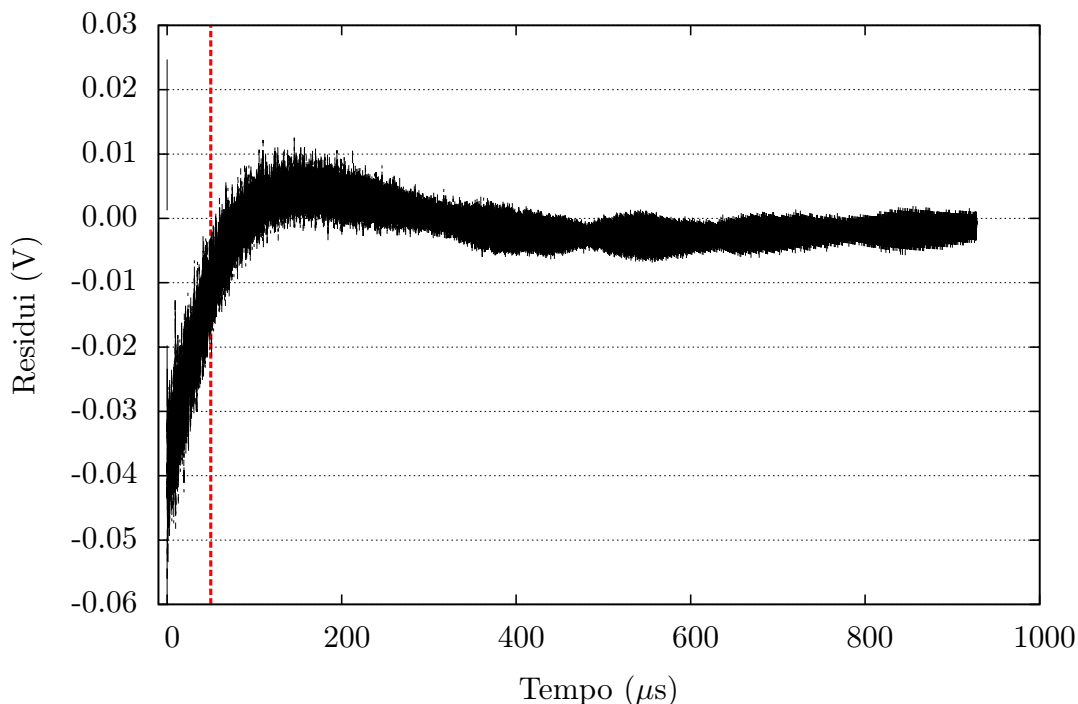


Figura 13: Residui sul fit del segnale rappresentato in figura 12. I punti a sinistra della linea tratteggiata rossa, che indica $t = 50 \mu\text{s}$, sono stati esclusi dal fit.

4 Analisi dati

4.1 Analisi del singolo impulso

I segnali ottenuti dal detector per ogni impulso laser sono un'esponenziale della forma

$$V(t) = c - e^{t \cdot a + b} \quad (12)$$

dove c è il livello di fondo, a è il reciproco del tempo caratteristico τ e b dipende dall'ampiezza del picco del segnale. Si è eseguito un fit dei segnali tramite questa funzione tramite la procedura LMFIT di IDL, che sfrutta il metodo dei minimi quadrati. Il fondo viene ottenuto tramite media dei valori prima del picco e tenuto come parametro fisso del fit. Il sistema di acquisizione raccoglie 250 Msample/s ma per ridurre il carico computazionale dell'analisi è stato effettuato un down-sampling di fattore cento. Come verrà mostrato in questo paragrafo, la prima parte dei segnali immediatamente dopo il picco solitamente ha una forma che si discosta da un'esponenziale. Il processo che porta a questo scostamento dalla forma ideale del segnale è descritto nel paragrafo 2.2 ed è legato alla presenza di modi elettromagnetici nella cavità con un tempo di decadimento diverso rispetto a quello del modo fondamentale. L'effettiva presenza di questi modi verrà dimostrata nel paragrafo successivo. Per mitigare questo problema si è deciso di scartare i primi $50 \mu\text{s}$ dal fit. Un esempio di segnale misurato senza la presenza di plasma è rappresentato in figura 12 insieme alla funzione di fit ottenuto tagliandone la prima parte, mentre il corrispondente grafico dei residui calcolati sottraendo al segnale la curva di fit è in figura 13. Dal fit in questo caso particolare risulta un valore $\tau = (157.9 \pm 0.2) \mu\text{s}$. La figura 13 evidenzia come la maggior parte del segnale abbia un buon accordo con il modello teorico mentre solo la parte esclusa si discosti nettamente dal fit. Questo viene confermato anche dall'aumento del chi quadro computato da LMFIT che nel caso non si rigetti la prima parte ha un valore che è più del doppio di quello del fit con taglio, nonostante venga aggiunta solo una porzione relativamente piccola di dati. Nel paragrafo successivo verrà dimostrato inoltre come effettivamente i modi con tempo caratteristico diverso dopo $50 \mu\text{s}$ siano stati fortemente attenuati.

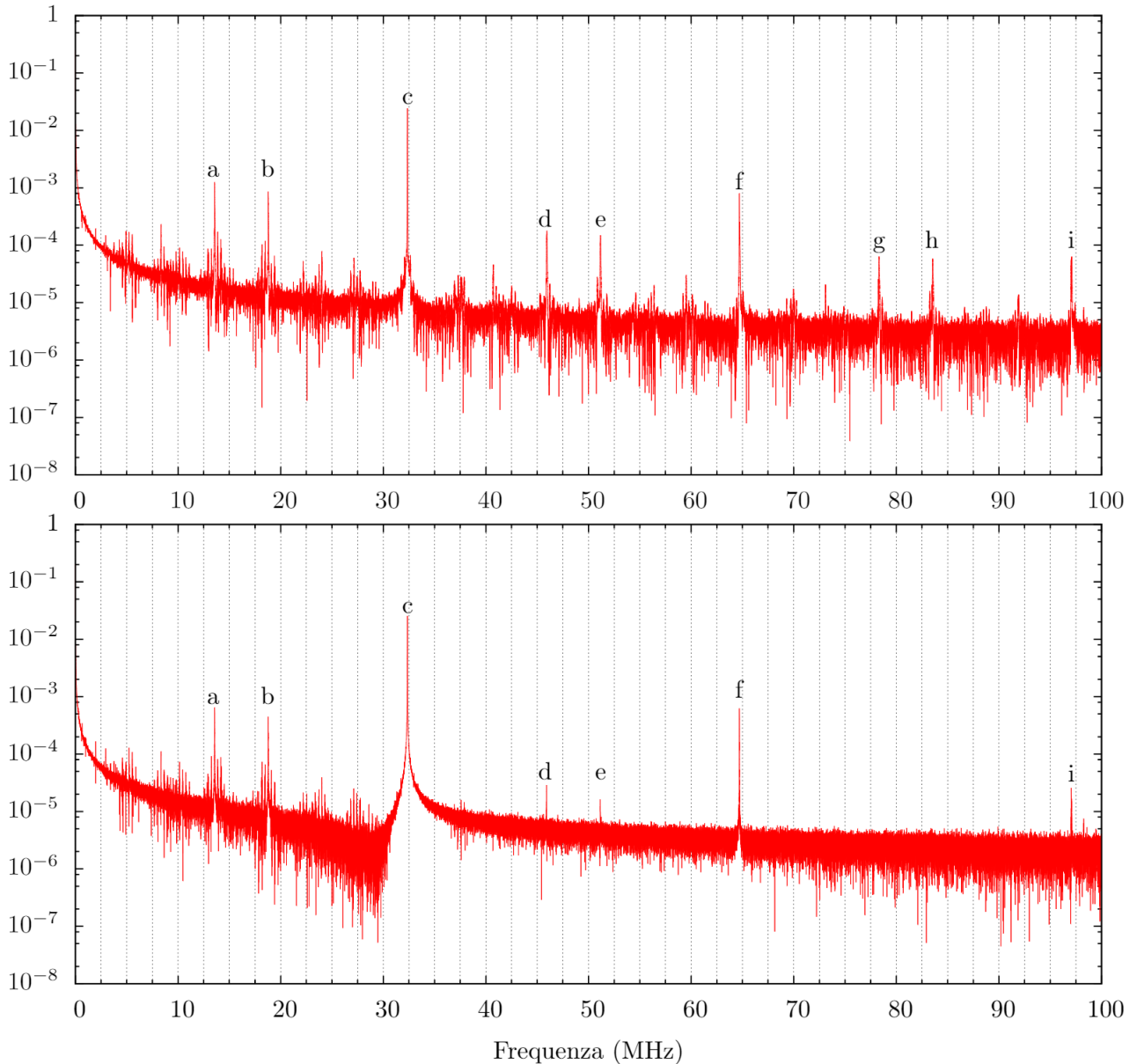


Figura 14: Spettro di un segnale non filtrato ottenuto tramite analisi FFT. Nel pannello superiore è stato usato tutto il segnale mentre in quello inferiore sono stati scartati i primi $50 \mu\text{s}$. In ascissa è misurata la frequenza e in ordinata la corrispondente ampiezza in unità arbitrarie. Sono mostrate solo le frequenze tra 0 e 100 MHz. Nel grafico sono evidenziati tramite lettere i picchi dati dai modi della cavità. Le frequenze ν_n^{long} di ordini 1, 2 e 3 sono (c), (f) e (i) rispettivamente. I modi TEM con $p+l=0$ e $n=0, 1, 2$ sono (a), (d) e (g). I picchi (b), (c) e (h) sono dovuti all'intermodulazione tra il picco (a) e i picchi (c), (f) e (i) rispettivamente.

4.2 Analisi spettrale del segnale

È stato registrato un segnale bypassando il filtro a 34 MHz per effettuare un'analisi del suo spettro originale. È stato usato l'algoritmo Fast Fourier Transform (FFT) di IDL per ottenere la trasformata discreta di Fourier del segnale. Il risultato di questa analisi è una serie di numeri complessi il cui modulo costituisce uno spettro delle ampiezze delle componenti del segnale di frequenza pari a $f_n = n f_1$, dove n è un numero intero e f_1 è l'inverso della durata del segnale analizzato. Nel caso il segnale sia completamente privo di modi ci si aspetta che il risultato sia una curva lorentziana centrata in zero. Per effettuare l'analisi il fondo è stato sottratto al segnale. Il modulo delle componenti spettrali tra 0 e 100 MHz è mostrato nel primo pannello di figura 14, espresso in unità arbitrarie. Nel grafico, indicati con le lettere (c), (f) e (i), sono visibili i

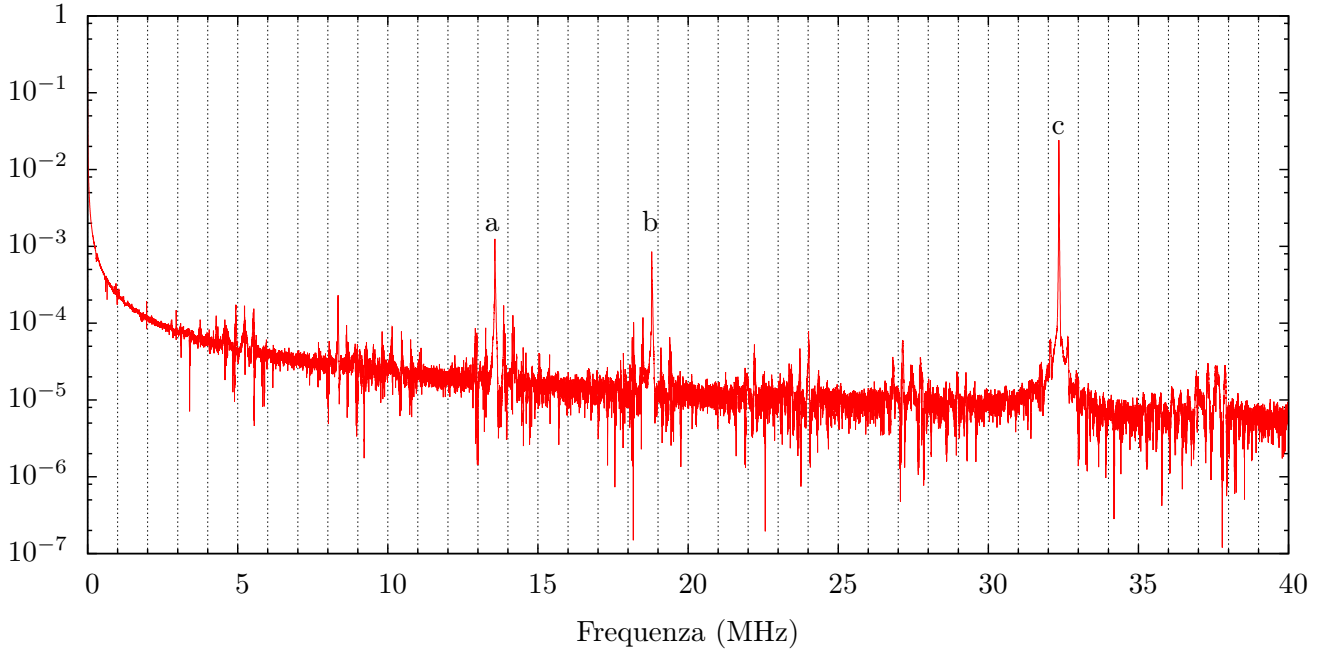


Figura 15: Spettro ottenuto tramite FFT delle frequenze più basse (tra 0 e 40 MHz) del segnale non filtrato. I picchi dati dai modi della cavità sono evidenziati tramite lettere: (a) corrisponde al modo TEM ν_{000}^{TEM} , (c) alla frequenza $\nu_1^{\text{long.}}$ e (b) alla loro intermodulazione.

picchi corrispondenti alle frequenze $\nu_n^{\text{long.}}$ di ordine 1, 2 e 3 in corrispondenza dei valori attesi dalla formula 10, cioè a ~ 32.3 MHz, ~ 64.6 MHz e ~ 96.9 MHz rispettivamente. Si nota come nell'intervallo tra due di questi picchi adiacenti, sono presenti altri due picchi simili con intensità inferiore. In particolare in figura 15 è mostrato un particolare dello spettro compreso tra 0 e 40 MHz, in cui si può vedere come questi due picchi meno intensi siano speculari. Il picco indicato con (a) corrisponde alla frequenza del modo trasverso $\nu_{000}^{\text{TEM}} \sim 13.8$ MHz mentre il secondo picco indicato con (b) si trova a ~ 18.8 MHz, che non corrisponde a nessun modo della cavità. Questa frequenza è però molto vicina a $\nu_1^{\text{long.}} - \nu_{000}^{\text{TEM}} \simeq 18.5$ MHz e da questo si deduce che il picco è dovuto al fenomeno dell'intermodulazione, che porta appunto alla comparsa nello spettro di nuove frequenze date da combinazioni lineari delle frequenze dei modi del sistema. Anche nelle porzioni successive dello spettro si vede lo stesso pattern con picchi dati dai modi ν_{n00}^{TEM} , indicati con (d) per $n = 1$ e (g) per $n = 2$, e la comparsa di picchi dati da $\nu_n^{\text{long.}} - \nu_{000}^{\text{TEM}}$ indicati con (e) per $n = 1$ e (h) per $n = 2$. I restanti modi trasversi e modi di intermodulazione per valori di p e l maggiori non formano picchi ben definiti.

Una seconda analisi spettrale dello stesso segnale è stata effettuata escludendo i punti con $t < 50 \mu\text{s}$ e rappresentata nel secondo pannello di figura 14. Rispetto al precedente, in questo spettro i picchi dati dai modi TEM e i corrispondenti picchi di intermodulazione sono attenuati o cancellati. In particolare (a) e (b) sono stati leggermente attenuati, (d) e (e) sono stati fortemente attenuati e (g) e (h) completamente cancellati. Per quanto riguarda le frequenze $\nu_n^{\text{long.}}$, (c) e (f) non presentano differenze sostanziali mentre (i) è leggermente attenuata. La causa è probabilmente da cercarsi nella differenza nei tempi di decadimento citata nel paragrafo 2.2. Il fatto che diversi modi siano sostanzialmente scomparsi nella seconda analisi spettrale dimostra che effettivamente il segnale è composto da decadimenti multipli che hanno luogo nei primi $t < 50 \mu\text{s}$ e giustifica la reiezione di questa parte del segnale effettuata nel paragrafo precedente.

4.3 Analisi del segnale complessivo

L'attivazione della diagnostica CRDS è stata automatizzata e sincronizzata con il sistema di controllo centralizzato di SPIDER: il laser viene attivato durante la preparazione dell'impulso del plasma e spento dopo la sua conclusione, mentre l'acquisizione dei dati inizia 6 secondi prima del segnale che indica il momento di attivazione del plasma. Le componenti elettroniche di acquisizione ed il fotodiodo vengono invece mantenuti sempre attivi durante le sedute sperimentali. Essendo

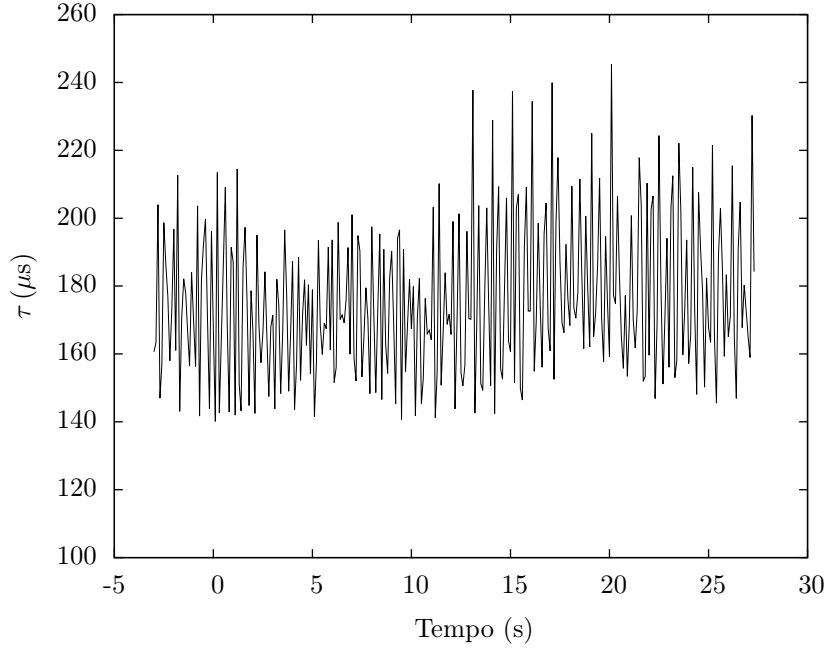


Figura 16: Misure del τ in assenza di plasma, corrispondenti quindi ad una stima di τ_0 . La media delle misure è $176 \pm 22 \mu\text{s}$.

registrati mentre non è ancora presente plasma nella sorgente, i primi 6 s di misurazioni vengono usati per dare una stima di τ_0 . Questo si è reso necessario dopo aver notato che il valore di τ_0 può variare da una giornata all'altra per esempio per via di leggere variazioni dell'allineamento. Inizialmente si è deciso di effettuare la stima tramite una semplice media delle misure prese mentre il plasma è spento, ma come verrà esposto in seguito questo non è stato sufficiente ad ottenere valori abbastanza accurati e si sono adottate quindi tecniche più complesse. Essendo il momento di attivazione del plasma preso come $t = 0$ s le misure presentate successivamente partiranno da $t = -6$ s. Come ulteriore controllo anche l'ultima parte delle misurazioni dopo lo spegnimento del plasma è stata usata per la stima di τ_0 . Per determinare il momento di spegnimento si è usata la misura dell'intensità luminosa della lunghezza d'onda della riga spettrale D_α della serie di Balmer misurata in corrispondenza di uno dei due driver RF davanti al quale passa la linea di vista della diagnostica CRDS: l'intervallo finale per il calcolo di τ_0 inizia quindi nel momento in cui l'intensità si abbassa sotto una certa soglia paragonabile al rumore di fondo misurato in assenza di plasma. Per eliminare eventuali segnali CRD spuri presenti all'inizio della misura si è deciso di scartare ogni segnale la cui ampiezza è inferiore a 0.1 V, dove l'ampiezza è calcolata come differenza tra il punto di minimo di voltaggio e la media del voltaggio dei primi punti del segnale corrispondente al fondo.

In figura 16 è mostrata una misura di τ in assenza di gas nella sorgente e quindi senza plasma. La media di queste misure è $\tau = (176 \pm 22 \mu\text{s})$ con errore calcolato come deviazione standard. Usando la formula 7 con questo livello di rumore la sensibilità della diagnostica risulta $n_{D^-}^{\text{min}} \simeq 4.3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$. Per confronto è stato richiesto in fase di progettazione che la diagnostica fosse in grado di misurare una densità minima pari a $n_{D^-}^{\text{min}} = 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ e quindi il risultato ottenuto sperimentalmente rientra nei requisiti.

Nonostante il rumore di fondo sia accettabile, è stato riscontrato come il τ_0 in alcune misure tende a una lenta variazione che distorce notevolmente i risultati. Questa deriva si manifesta nelle misure più brevi come una variazione lineare di τ_0 visibile negli intervalli iniziali e finali misurati senza il plasma. Un esempio evidente è presente in figura 17 dove sono indicati i momenti di accensione e spegnimento del plasma. Mentre il plasma è attivo è comunque visibile una diminuzione significativa di τ dovuta alla presenza di ioni negativi nella cavità, ma l'imprecisione nella misura di τ_0 rende impossibile ottenere valori precisi di densità senza prima correggere la deriva. Come misura correttiva è stata effettuata un'interpolazione lineare dei valori di tempo caratteristico negli intervalli di tempo in cui il plasma era spento, ottenendo per esempio per la misura di figura 17 che il τ_0 ha un andamento corrispondente a $\tau_0(t) = (2.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-6} \cdot t + (230 \pm 1) \mu\text{s}$. È quindi possibile usare la formula 6 sostituendo a τ_0 il valore diverso per ogni t ottenuto tramite l'interpolazione al posto di una costante. Così facendo si può ottenere un valore più accurato di densità, rappresentato

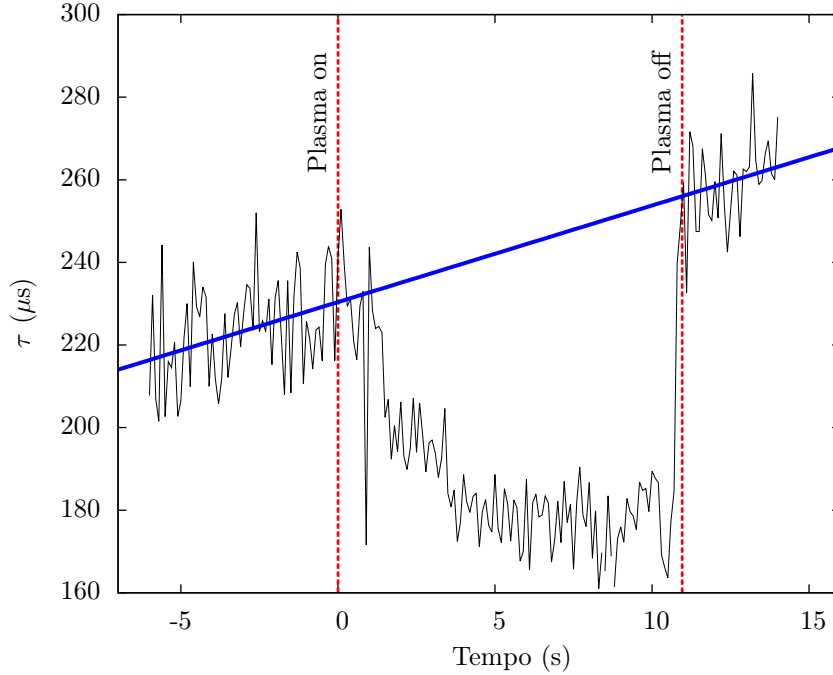


Figura 17: Misure del τ in funzione del tempo durante un'accensione di plasma di deuterio. Le linee tratteggiate indicano l'accensione del plasma a $t = 0$ s e il suo spegnimento a $t \simeq 10.9$ s. La linea blu indica la stima di τ_0 ottenuta tramite interpolazione lineare del tempo caratteristico mentre il plasma è assente. I parametri della retta sono $m = (2.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-6}$ e $q = (230 \pm 1) \mu\text{s}$. L'impulso di plasma è stato ottenuto con una potenza dei generatori a radiofrequenze pari a $P_{\text{RF}} = 80$ kW e pressione di ~ 250 mPa.

in figura 18, dove è anche stata effettuata una media mobile a 15 punti per mostrare l'andamento senza rumore. Nel caso di questa misura effettuata con potenza dei generatori RF pari a 80 kW, pressione di ~ 250 mPa e con PG non trattata con cesio, si sono ottenuti valori massimi di densità pari a $\sim 1.2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, nettamente superiore ai valori minimi misurabili di $4 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$.

È importante ricordare che il risultato della misura con questa diagnostica è una media della densità sul tratto della linea di vista che interseca il plasma, la cui lunghezza è indicata in formula 6 con d ed è pari a 720 mm. In realtà la densità potrebbe avere un profilo complesso e quindi raggiungere valori anche nettamente diversi dalla media.

Sono state effettuate misure con durata superiore rispetto a quella appena presentata, dell'ordine delle centinaia di secondi. Un esempio è mostrato nel pannello (a) di figura 19 con durata di 250 s e densità che raggiunge valori di $2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Anche in questo caso la PG non è stata trattata con cesio. Questa misura è particolarmente significativa in quanto la pressione nella sorgente non è stata mantenuta costante ma variata da 150 a 450 mPa. Questo comporta una variazione della densità di plasma e conseguentemente di ioni negativi. È perciò possibile verificare l'accordo tra la variazione di n_{D^-} e la variazione delle caratteristiche del plasma. La pressione nella sorgente è rappresentata nel pannello (c) di figura 19, mentre nel pannello (b) è mostrata l'intensità luminosa della luce della riga di Balmer D_α misurata in corrispondenza di uno dei driver davanti al quale passa la linea di vista della diagnostica. Vi sono diversi processi che possono portare all'eccitazione del deuterio nel plasma e all'emissione nella lunghezza d'onda di D_α e in particolare uno di questi è la mutua neutralizzazione degli ioni negativi con ioni positivi, che lega l'intensità della riga al valore di n_{D^-} . Di per sé è necessario conoscere anche una serie di altri parametri del plasma per poter ottenere n_{D^-} a partire da misure di intensità di emissione di D_α , ma ci si aspetta comunque che gli andamenti di queste due grandezze siano simili [16]. Inoltre si presume che la densità di ioni negativi aumenti all'aumentare della densità del plasma e quindi in prima approssimazione all'aumentare della pressione. In effetti, come è visibile nel grafico, in generale le varie grandezze misurate seguono un andamento simile. Questo dimostra in particolare che le misure di n_{D^-} ottenute tramite CRDS sono sufficientemente accurate da misurare la variazione di densità di ioni negativi causata da variazioni delle caratteristiche del plasma.

A conferma ulteriore in figura 20 è rappresentata la densità misurata da CRDS in funzione della pressione. Essendo quest'ultima campionata ad intervalli più lunghi della densità, i valori di n_{D^-} dei punti del grafico sono ottenuti come media di più misure singole in intervalli temporali

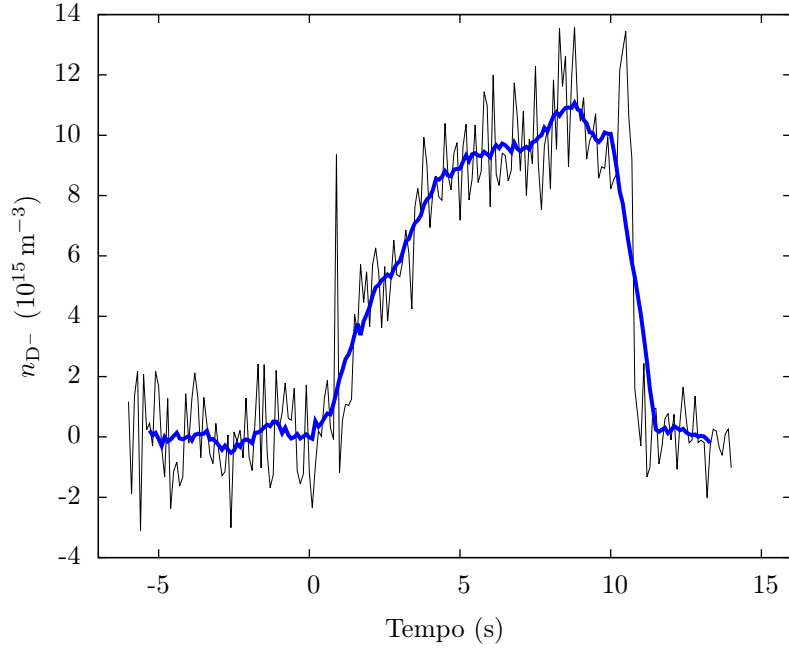


Figura 18: Densità numerica di ioni negativi di deuterio in funzione del tempo in presenza di plasma. Questi valori sono stati ottenuti a partire dai valori di τ rappresentati in figura 17. Il plasma è stato attivato a $t = 0$ s e spento a $t \simeq 10.9$ con una potenza dei generatori a radiofrequenze pari a $P_{\text{RF}} = 80$ kW, pressione di ~ 250 mPa e PG non trattata con cesio. La linea blu è una media mobile semplice a 15 punti della densità.

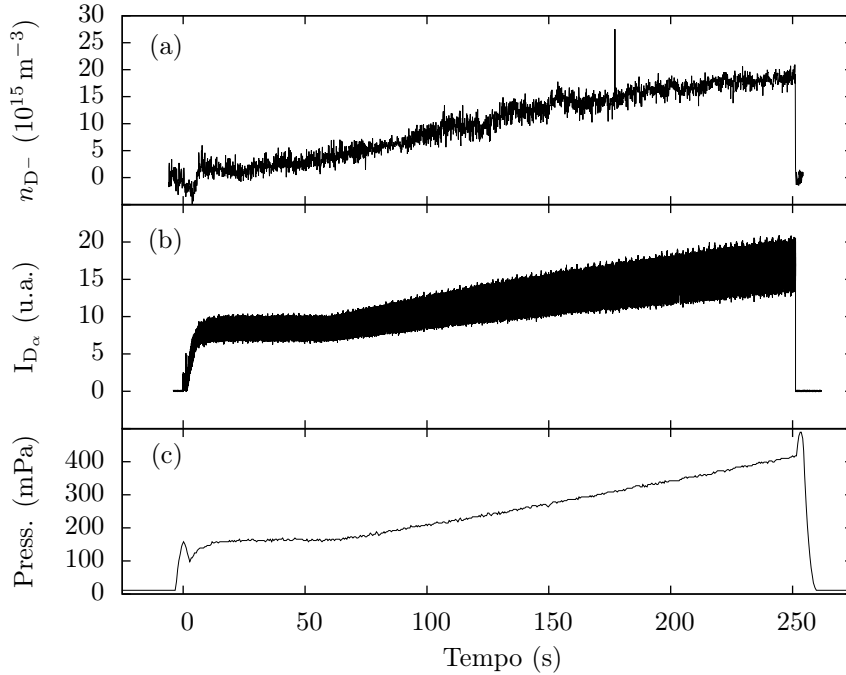


Figura 19: Confronto tra una misura di n_{D^-} (a), la corrispondente intensità della riga D_α della serie di Balmer nella luce emessa dal plasma (b) e la pressione presente nella sorgente (c). La misura è stata effettuata a $P_{\text{RF}} = 60$ kW e con PG non trattata con cesio.

che iniziano e finiscono negli istanti a metà tra una misura di pressione e la successiva. Sono inoltre state considerate solo le misure con $0 < t < 251$ s, corrispondenti all'intervallo in cui il plasma era attivo, ed è stata scartata una misura spuria di densità con $n_{\text{D}^-} > 2.5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Effettuando un'interpolazione lineare della pressione in funzione di n_{D^-} si ottengono i parametri $m = (7.03 \pm 0.08) \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3} \text{ mPa}^{-1}$ e $q = (-7.7 \pm 0.2) \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$. Per confronto, con questi parametri si ottiene che una pressione di 250 mPa corrisponde ad una densità di $\approx 1.0 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$,

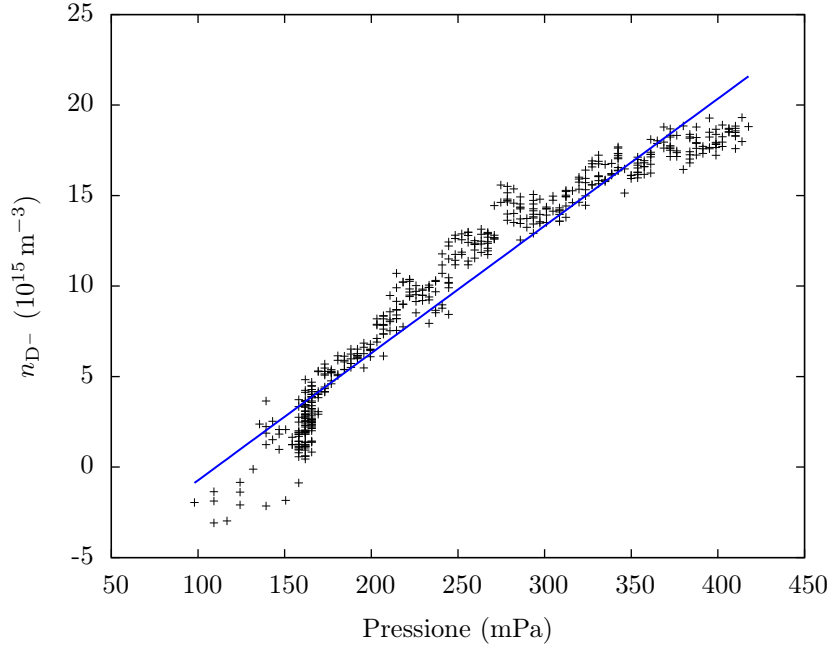


Figura 20: Grafico della densità di ioni negativi di deuterio in funzione della pressione nella sorgente. I dati grezzi sono rappresentati in funzione del tempo in figura 19; in questo grafico sono inclusi solo i dati con $0 < t < 251$ s corrispondenti all'intervallo in cui il plasma era attivo. Essendo le misure di pressione campionate ad intervalli inferiori rispetto alla densità, i valori nel grafico sono medie di più punti in intervalli temporali attorno ad ogni misura di pressione. La linea blu è un fit lineare dei punti. I parametri della retta sono $m = (7.03 \pm 0.08) \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3} \text{ mPa}^{-1}$ e $q = (-7.7 \pm 0.2) \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$.

paragonabile alla densità della misura rappresentata in figura 18. Il valore del coefficiente di correlazione di Pearson è $\rho = 0.967$ e la variabile t_N di Student con $N=494$ gradi di libertà è pari a $t_N = 84.2$, maggiore del valore critico con livello di confidenza 0.999 pari a 3.1, confermando l'ipotesi di correlazione. Nonostante la correlazione sia evidente, la relazione lineare rimane comunque un'approssimazione di primo ordine in quanto la dipendenza tra pressione e densità di ioni negativi può essere generale più complessa: per esempio l'aumento della pressione porta ad una diminuzione del cammino medio degli ioni negativi e quindi alla variazione del rapporto tra gli ioni prodotti nel volume del plasma e quelli prodotti da interazioni di superficie, causando possibili effetti di second'ordine. Una seconda possibile causa di distorsione della misura di densità è data dalla non perfetta eliminazione della deriva.

Nonostante nei due casi presentati la deriva di τ_0 venga efficacemente stimata ed eliminata, sono stati registrati molti segnali in cui essa è più aleatoria e la distorsione delle misure finali è impossibile da eliminare. In alcuni casi, nonostante la presenza di plasma, non si registra nessuna presenza di ioni negativi distinguibili dal rumore di fondo. Non è immediatamente evidente se questa assenza sia dovuta ad un'effettiva mancanza di ioni negativi o, più probabilmente, al fatto che la diagnostica non sia stata in grado di rilevarli per via della eccessiva fluttuazione di τ_0 . Al momento della stesura di questa tesi, la causa del problema è ancora da determinarsi. In particolare il fatto che la deriva comporti un aumento del τ implica che il fenomeno che lo causa migliora le caratteristiche della cavità e permette per esempio di escludere la comparsa di altre specie assorbenti nel corso della misura che avrebbero un effetto opposto. Il fatto che vi sia un'alternanza tra misure con deriva più marcata con altre in cui è appena visibile suggerisce inoltre di escludere problematiche legate a differenze nel comportamento delle componenti elettroniche di acquisizione che rimangono attive tra un impulso e l'altro. Altre ipotesi sulle cause includono variazioni delle caratteristiche dell'impulso laser dovute all'emettitore, cambiamenti nell'allineamento degli specchi lungo il percorso ottico che causino instabilità delle condizioni di allineamento oppure variazioni nella lunghezza della cavità dovute a derive termiche.

5 Conclusioni

L'esperimento SPIDER ha l'obiettivo di risolvere le problematiche legate alla realizzazione di una sorgente di ioni negativi come base per iniettori di neutri ad alta energia. In questo ambito la capacità della diagnostica CRDS di misurare la densità di ioni negativi all'interno del plasma della sorgente risulta indispensabile al fine di studiare i comportamenti dell'esperimento e per ottimizzarne il funzionamento.

Con questo lavoro di tesi la diagnostica CRDS è stata installata con successo ed ha dimostrato di essere in grado di misurare con una frequenza di 10 Hz valori di densità degli ioni negativi inferiori a $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$, cioè il valore minimo richiesto in fase di progettazione. La diagnostica ha dimostrato di poter registrare i cambiamenti di densità di ioni negativi dovuti a variazioni delle caratteristiche del plasma, quali ad esempio quelle ottenute tramite modifiche delle condizioni di pressione.

Nonostante questo, la comparsa di un fenomeno di deriva del tempo di decadimento degli impulsi nella cavità causa un errore sistematico per il quale non sempre è stato possibile ottenere misure significative. Le cause di questa deriva non sono state identificate e fintanto che rimarrà presente limiterà sostanzialmente le capacità della diagnostica. In particolare nel caso di impulsi di plasma di lunga durata sarà più complesso riuscire ad ottenere una stima del comportamento di τ_0 abbastanza accurata da correggerlo efficacemente. È stato ipotizzato che questo fenomeno possa essere causato da derive termiche della cavità o instabilità del laser. Una soluzione temporanea del problema sfruttata per correggere le misure presentate in questa tesi è quella di confrontare il valore del tempo di decadimento all'inizio e alla fine della misura, rispettivamente prima dell'accensione e dopo lo spegnimento del plasma, e sfruttare un fit lineare per stimarne in prima approssimazione la variazione nel lasso di tempo in cui il plasma è attivo.

Futuri lavori dovranno essere incentrati sull'isolamento delle cause della deriva e sulla sua eliminazione tramite modifiche dell'apparato che lo rimuovano fisicamente. Una volta che questo problema sarà risolto, sarà possibile iniziare a sfruttare la diagnostica per lo studio del comportamento del plasma anche nel caso di impulsi di lunga durata e per verificare il corretto funzionamento della sorgente.

In particolare confrontando la corrente estratta da SPIDER con la densità di ioni, CRDS aiuterà a studiare i fenomeni di scraping, contribuendo alla loro eliminazione, e permetterà di includere la densità di ioni negativi in futuri studi sulla chimica del plasma in prossimità della PG. Al fine di migliorare i risultati ottenuti, le misure di CRDS potrebbero essere confrontate ed integrate con quelle di future diagnostiche atte alla misura di densità, per esempio per determinare in maniera più precisa la distribuzione degli ioni negativi: come spiegato in precedenza CRDS produce una media su una linea di vista della densità, quindi sottostima i valori massimi presenti nel plasma nel caso vi siano aree in cui gli ioni negativi sono presenti in misura minore.

Infine la diagnostica ha la possibilità di essere ampliata attraverso l'aggiunta di fino a tre ulteriori linee di vista parallele alla prima poste ad altezze diverse, che permetteranno di misurare la densità anche in corrispondenza degli altri driver della sorgente, al fine di studiare in particolare le disuniformità del plasma lungo l'asse verticale dovute a derive causate dall'azione dei campi magnetici della sorgente.

Riferimenti bibliografici

- [1] *Sito ufficiale progetto ITER*. Dic. 2019. URL: <https://www.iter.org/>.
- [2] Vienna International Atomic Energy Agency. *ITER Conceptual Design Report*. ITER Documentation Series n. 18, 1991. Cap. III.5.1.
- [3] Vienna International Atomic Energy Agency. *ITER Technical Basis*. ITER EDA Documentation Series n. 24, gen. 2002. Cap. 2.5, Plant Description Document.
- [4] R. Hemsworth et al. «Status of the ITER heating neutral beam system». In: *Nuclear Fusion* Volume 49, Numero 4 (mar. 2009), p. 045006.
- [5] J. Wesson. *Tokamaks*. 3^a ed. 2004. Cap. 5.3.
- [6] C.F. Barnett et al. *Atomic data for fusion*. Rapp. tecn. ORNL-6086, Volume 1. Lug. 1990. Cap. A.28, F.8. URL: https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:22011031.
- [7] D. Marcuzzi et al. «Detail design of the beam source for the SPIDER experiment». In: *Fusion Engineering and Design* Volume 85, Numeri 10-12 (lug. 2010), pp. 1792-1797.
- [8] P. Sonato et al. «The ITER full size plasma source device design». In: *Fusion Engineering and Design* Volume 84, Numeri 2-6 (giu. 2009), pp. 269-274.
- [9] V. Toigo et al. «Progress in the realization of the PRIMA neutral beam test facility». In: *Nuclear Fusion* Volume 55, Numero 8 (lug. 2015), p. 083025.
- [10] M. Berger et al. «Cavity ring-down spectroscopy on a high power rf driven source for negative hydrogen ions». In: *Plasma Sources Science and Technology* Volume 18, Numero 2 (feb. 2009), p. 025004.
- [11] C. Wimmer et al. «Beamlet scraping and its influence on the beam divergence at the BATMAN Upgrade test facility». In: *Review of Scientific Instruments* Numero 91 (gen. 2020), p. 013509.
- [12] C.F. Barnett et al. *Atomic data for controlled fusion research*. Rapp. tecn. ORNL-5206, Volume 1. Feb. 1977. Cap. B.3.2. URL: https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:8329121.
- [13] O. Svelto. *Principles of lasers*. 5^a ed. Springer US, 2010. Cap. 4, 5.
- [14] Y. Le Grand et al. «Sensitive diffraction-loss measurements of transverse modes of optical cavities by the decay-time method». In: *Journal of the Optical Society of America B* Volume 7, Numero 7 (gen. 1990), pp. 1251-1253.
- [15] G. Berden e R. Engeln, cur. *Cavity Ring-Down Spectroscopy: Techniques and Applications*. John Wiley & Sons, Ltd., 2009. Cap. 1.
- [16] U. Fantz e D. Wunderlich. «A novel diagnostic technique for H^- (D^-) densities in negative hydrogen ion sources». In: *New Journal of Physics* Volume 8 (dic. 2006), p. 301.