

Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Tesi di Laurea Magistrale

Caratterizzazione di una nuova sorgente di plasma magnetizzato in radiofrequenza

Laureando:

Marco Marcante
Matricola 1036681

Relatore:

Dott. Emilio Martines

Correlatore:

Dott. Matteo Zuin

Introduzione

Il passo successivo al progetto internazionale in fase di realizzazione sulla fusione termonucleare controllata, ITER, sarà il progetto DEMONstration Power Plant. Tra gli obiettivi primari di ITER c'è quello di raggiungere la produzione e l'auto-sostentamento di un plasma fusionistico per una durata superiore ai 60 minuti, validando e migliorando le conoscenze sulla fisica dei plasmi. L'obiettivo principale di DEMO consisterà, invece, nel dimostrare la sostenibilità nello sfruttamento dell'energia termonucleare a fusione controllata per la produzione di energia elettrica, e quindi dare le conoscenze di base e gli standard per l'utilizzo commerciale di tale tecnologia. Di conseguenza, uno degli obiettivi cruciali di DEMO sarà l'efficienza energetica, e quindi l'ottimizzazione di tutti i sistemi di un reattore. Tra questi, un ruolo primario è svolto dagli iniettori di fasci neutri per il riscaldamento addizionale del plasma. In particolare, le sorgenti in radiofrequenza di ioni per gli iniettori di fasci neutri che verranno installati su ITER sono già in fase di sperimentazione al Consorzio RFX in collaborazione con l'Università di Padova col progetto SPIDER. SPIDER è una sorgente che produce ioni D^- e H^- lavorando a 1 MHz.

Il presente lavoro di tesi ha come obiettivo lo studio di una nuova tipologia di sorgente di plasma a radiofrequenza, che potrebbe in futuro essere utilizzata nella realizzazione di una nuova sorgente di ioni energeticamente più efficiente da impiegare nel progetto DEMO. Più in dettaglio si utilizza una camera da vuoto, dove si caratterizza un plasma prodotto attraverso l'applicazione di una tensione a radiofrequenza ad un elettrodo costituito da magneti permanenti. Il plasma risultante viene caratterizzato misurando le seguenti quantità: tensioni di innesco del plasma al variare del tipo di gas usato (argon, azoto, elio, neon), pressione del gas (da $\sim 10^{-4}$ mbar a $\sim 10^2$ mbar) e frequenza di lavoro della sorgente di tensione (da 400 Hz a 15 MHz oltre alla DC). Le misure sono state confrontate con quelle ottenute durante l'utilizzo di un elettrodo non magnetizzato. Inoltre, è stato valutato il tempo di ricombinazione ionica in argon al variare della pressione e potenza della sorgente RF per una data frequenza. Con una sonda di Langmuir realizzata appositamente in questa tesi per lavorare in RF con un plasma magnetizzato, sono state ricavate misure di temperatura elettronica, densità ionica (uguale a quella elettronica), potenziale di plasma e frequenze di collisione al variare dei seguenti parametri: distanza radiale dalla sorgente RF, pressione del gas, frequenza e potenza della sorgente RF. È stata eseguita inoltre una mappatura del

campo magnetico generato dal magnete utilizzato come elettrodo, valutando le condizioni di validità nell'interpretazione delle curve caratteristiche I-V della sonda di Langmuir.

La tesi è strutturata in 6 capitoli preceduti dalla prefazione, che introduce le motivazioni della scelta nello studiare come sorgente di ioni un plasma magnetizzato in radiofrequenza. Il primo capitolo descrive esaurientemente l'apparato sperimentale e la strumentazione da laboratorio utilizzata indicandone le caratteristiche peculiari.

Il secondo capitolo introduce inizialmente la teoria dello strato di Debye per poi dedicarsi alla teoria che sta alla base della sonda di Langmuir nel caso che sia immersa in un plasma non magnetizzato, magnetizzato e in un plasma in RF. Viene poi descritta in dettaglio la realizzazione della sonda usata per questo lavoro sulla base della suddetta teoria.

Il terzo capitolo descrive in dettaglio le sorgenti RF ad alta tensione impiegate, che sfruttano la risonanza di circuiti LC. Sono illustrati gli schemi elettrici e i ragionamenti usati per poter operare in un intervallo di frequenze che vanno dai 400 Hz ai 15 MHz fino a tensioni di 2 kV_{pp}, dedicando una parte alla teoria dei principi fisici che stanno dietro alla base della progettazione di induttori per applicazioni a frequenze dell'ordine delle decine di MHz. Inoltre una parte è riservata ai test eseguiti per ottimizzare le prestazioni degli induttori.

Il quarto capitolo illustra come sono stati acquisiti i dati nelle diverse campagne di prese dati, indicando anche l'analisi dei dati impiegata per ottenere le quantità derivate sopra elencate e fornendo inoltre gli intervalli delle variabili esplorati durante le misure.

Nel quinto capitolo sono mostrati e commentati i risultati ottenuti nelle diverse acquisizioni, mentre nel sesto capitolo sono riportate le conclusioni complessive sul lavoro svolto, i risultati ottenuti e i possibili sviluppi futuri.

Indice

Introduzione	iii
Elenco delle figure	ix
Elenco delle tabelle	xiii
Prefazione	xv
1 Apparato sperimentale	1
1.1 All'interno della camera da vuoto	1
1.1.1 L'elettrodo centrale	2
1.1.2 Cablaggio	4
1.2 All'esterno della camera da vuoto	5
1.2.1 Fotodiodo	6
1.2.2 Strumentazione utilizzata	8
2 Teoria dello strato di Debye e Sonda di Langmuir	11
2.1 Fisica dello strato di Debye	11
2.2 Teoria della sonda di Langmuir per un plasma non magnetizzato	17
2.3 Teoria della sonda di Langmuir per un plasma magnetizzato	19

2.4	Teoria della sonda di Langmuir auto-compensata immersa in un plasma in RF	22
2.4.1	Costruzione della sonda di Langmuir piana auto-compensata	23
2.5	Acquisizioni con la sonda di Langmuir	26
3	Sorgenti in radiofrequenza	29
3.1	400 Hz-4 kHz	30
3.2	20 kHz	31
3.3	Teoria per induttori ad alte frequenze	31
3.3.1	Perdite nei nuclei ad alte frequenze	31
3.3.2	Perdite nei conduttori ad alte frequenze	32
3.3.3	Modello di Dowell	34
3.3.4	Prestazioni dei cavi per induttori ad alte frequenze	37
3.4	1 MHz-15 MHz	39
3.5	DC	42
4	Misure sperimentali e Analisi dati	43
4.0.1	Misure di innesco per un plasma magnetizzato in RF	43
4.0.2	Misure di transienti di innesco e disinnesco di un plasma magnetizzato in radiofrequenza	46
4.1	Misure del campo magnetico e del coefficiente β per la validità dell'interpre- tazione delle curve di Langmuir	48
4.2	Analisi dei dati raccolti con la sonda di Langmuir	50
4.2.1	Misure della corrente ionica di saturazione	50
4.2.2	Misure della temperatura elettronica	52
4.2.3	Fireball	54
4.2.4	Misure del potenziale di plasma e della densità ionica	55

4.2.5	Misure di frequenza collisionale tra elettroni e atomi neutri	56
5	Risultati sperimentali e discussione	59
5.1	Curve di Paschen di plasmi magnetizzati in radiofrequenza per diversi gas	59
5.2	Confronto delle curve di Paschen tra un plasma magnetizzato e non magnetizzato in RF	62
5.3	Transienti di innesco e disinnesco di un plasma magnetizzato in RF in argon	64
5.4	Andamento del campo magnetico con e senza cilindro d'acciaio, del coefficiente β per la validità dell'interpretazione delle curve ricavate dalla sonda di Langmuir e della frequenza di girazione	68
5.5	Risultati ottenuti con la sonda di Langmuir per un plasma magnetizzato in RF in argon	70
5.5.1	Curve di T_e , V_p e n_i in funzione della posizione radiale a diverse potenze in argon	70
5.5.2	Curve di T_e , V_p , n_i e ν_{e-n} in funzione della pressione e della posizione radiale in argon	72
5.5.3	Curve di T_e , V_p e n_i in funzione della posizione radiale a diverse frequenze di polarizzazione in argon	75
5.5.4	Curve di T_e , V_p e n_i in funzione della pressione a diverse frequenze di polarizzazione e potenza in argon	77
5.5.5	Curve di T_e , V_p , n_i e ν_{e-n} in funzione della potenza a diverse frequenze di polarizzazione e pressioni in argon	79
5.5.6	Confronto di T_e , V_p e n_i nel caso sia o non sia presente il cilindro d'acciaio in argon	81
6	Conclusioni	83
A	Appendice A	85
A.1	Metodi di misura e barre di errore	85
A.1.1	Misure di tensione	85

A.1.2	Misure di resistenza ohmica	86
A.1.3	Misure di potenza	86
A.1.4	Misure di pressione	87
A.1.5	Misure di posizione	87
A.2	Incertezze sui parametri di plasma	88
	Bibliografia	91

Elenco delle figure

1	Temperatura e densità di plasmi in natura e in laboratorio	xv
2	Potenziale di ionizzazione in funzione del numero atomico.	xvi
1.1	Configurazione interna della camera da vuoto	1
1.2	Configurazione geometrica dei magneti impilati e delle linee di campo.	2
1.3	Immagini del plasma in argon a diverse condizioni.	3
1.4	Innesco di plasma sulla flangia che porta il segnale della sorgente RF	4
1.5	Camera da vuoto, vista esterna	5
1.6	Struttura per il supporto del fotodiode	6
2.1	Schema del modello unidimensionale dello strato di Debye.	13
2.2	Curva caratteristica $I(V)$ di una sonda di Langmuir, immersa in un plasma non magnetizzato.	18
2.3	Schema elettrico equivalente del modello della sonda di Langmuir auto-compensata adottato in questo lavoro.	23
2.4	Struttura interna della sonda di Langmuir	24
2.5	Schema circuitale del sistema di acquisizioni dati con la sonda di Langmuir	26
3.1	Schema circuitale dell'alimentazione del plasma, lavorando a 400 Hz–4 kHz	30
3.2	Schema circuitale dell'alimentazione del plasma, lavorando a 20 kHz	31

3.3	Effetti sulla distribuzione della densità di corrente in un cavo conduttore per interazione con i campi magnetici.	32
3.4	Parametri geometrici di un induttore a simmetria cilindrica multistrato visto in sezione assiale.	34
3.5	Andamento del rapporto dei contributi di R_{AC} in funzione di $A \propto \sqrt{f}$ per un induttore multistrato	35
3.6	Alcuni esempi di induttori realizzati	37
3.7	Scansione in frequenza a potenza costante per tre tipi di cavo a parità degli altri parametri geometrici, nel caso a 9 e 14 spire.	38
3.8	Scansione in potenza alla frequenza di risonanza data dalla figura 3.7	38
3.9	Schema circuitale dell'apparato sperimentale tra 1 e 15 MHz	39
3.10	Come cambia la frequenza di risonanza per un induttore da 16 spire aggiungendo le capacità parassite del sistema a parità di potenza fornita a 10 W.	40
3.11	Schema circuitale dell'apparato sperimentale lavorando in corrente continua DC	42
4.1	Schema circuitale del sistema di acquisizioni dati con la sonda di Langmuir e il fotodiode	47
4.2	Parte ionica di una curva caratteristica della sonda di Langmuir.	51
4.3	Rappresentazione in scala semi-logaritmica della I_e nel caso dove appaiono due popolazioni elettroniche a diverse temperature.	53
4.4	Curva caratteristica I-V di una tipica fireball durante le acquisizioni con la sonda di Langmuir.	54
4.5	L'immagine mostra la formazione di un secondo plasma sulla sonda di Langmuir che costituisce la fireball.	55
4.6	Tasso di collisione degli elettroni con atomi neutri di argon a seconda del tipo di urto in funzione della temperatura elettronica[18].	57
5.1	Curve di innesco per l'argon in funzione della pressione a diverse frequenze di polarizzazione.	60

ELENCO DELLE FIGURE

5.2	Curve di innesco per l'azoto in funzione della pressione a diverse frequenze di polarizzazione.	60
5.3	Curve di innesco per l'elio in funzione della pressione a diverse frequenze di polarizzazione.	61
5.4	Curve di innesco per il neon in funzione della pressione a diverse frequenze di polarizzazione.	61
5.5	V di innesco in argon in funzione della pressione con e senza magnete a 1.3 MHz.	62
5.6	V di innesco in argon in funzione della pressione con e senza magnete a 4 MHz.	63
5.7	V di innesco in argon in funzione della pressione con e senza magnete a 9.5 MHz.	63
5.8	Transiente di innesco per la luminosità in funzione del tempo a diverse potenze.	65
5.9	Transiente di innesco per la corrente elettronica in funzione del tempo a diverse potenze.	66
5.10	Transiente di disinnesco per la luminosità in funzione del tempo a diverse potenze.	66
5.11	Transiente di disinnesco per la corrente elettronica in funzione del tempo a diverse potenze.	67
5.12	Transiente di disinnesco per la luminosità in funzione del tempo a diverse pressioni.	67
5.13	Campo magnetico in funzione della distanza radiale.	68
5.14	Coefficiente β in funzione della distanza radiale.	69
5.15	Frequenza di girazione f_{ciclo} per gli elettroni in funzione della distanza radiale.	69
5.16	T_e in funzione della distanza radiale a diverse potenze.	70
5.17	V_P in funzione della distanza radiale a diverse potenze.	71
5.18	n_i in funzione della distanza radiale a diverse potenze.	71
5.19	T_e in funzione della pressione a diverse distanze radiali.	73

5.20 V_P in funzione della pressione a diverse distanze radiali.	73
5.21 n_i in funzione della pressione a diverse distanze radiali.	74
5.22 ν_{e-n} in funzione della pressione a diverse distanze radiali.	74
5.23 T_e in funzione della distanza radiale a diverse frequenze di polarizzazione. . .	75
5.24 V_P in funzione della distanza radiale a diverse frequenze di polarizzazione. . .	76
5.25 n_i in funzione della distanza radiale a diverse frequenze di polarizzazione. . .	76
5.26 T_e in funzione della pressione a diverse potenze e frequenze di polarizzazione.	77
5.27 V_P in funzione della pressione a diverse potenze e frequenze di polarizzazione.	78
5.28 n_i in funzione della pressione a diverse potenze e frequenze di polarizzazione.	78
5.29 T_e in funzione della potenza a diverse pressioni e frequenze di polarizzazione.	79
5.30 V_P in funzione della potenza a diverse pressioni e frequenze di polarizzazione.	80
5.31 n_i in funzione della potenza a diverse pressioni e frequenze di polarizzazione.	80
5.32 ν_{e-n} in funzione della potenza a diverse pressioni e frequenze di polarizzazione.	81
5.33 T_e in funzione della posizione radiale con e senza magnete.	81
5.34 V_P in funzione della posizione radiale con e senza magnete.	82
5.35 n_i in funzione della posizione radiale con e senza magnete.	82

Elenco delle tabelle

2.1	Parametri costruttivi della sonda di Langmuir auto-compensata realizzata in questo lavoro	24
3.1	Resistenza per un cavo in rame di diametro 1 mm a 20°C per diverse frequenze di lavoro	33
3.2	Stima delle capacità parassite	41
3.3	Induttori realizzati come in sez. 3.3.4, riportando f_{ris} e V_{ppmax} misurate con la scatola RFI e con la camera da vuoto collegate.	42
4.1	Intervalli esplorati nelle curve di Paschen per l'argon.	44
4.2	Intervalli esplorati nelle curve di Paschen per l'azoto.	45
4.3	Intervalli esplorati nelle curve di Paschen per l'elio.	45
4.4	Intervalli esplorati nelle curve di Paschen per il neon.	45
4.5	Intervalli esplorati nelle curve di Paschen per l'argon con i diversi tipi di elettrodi centrali utilizzati.	46
4.6	Intervalli esplorati per le misure di transienti di innesco e disinnesco del plasma.	48
4.7	Effetto del campo magnetico $B_{ }$ sulla distorsione della curva caratteristica della sonda di Langmuir per gli elettroni.	50
4.8	Tabella riassuntiva delle misure svolte di T_e , n_i e V_P in Argon	56
4.9	Intervalli esplorati per T_e , n_i , V_P in Argon con e senza cilindro centrale.	56

4.10	Intervalli esplorati per le misure della frequenza media di collisione fra elettroni e atomi neutri di Argon.	58
A.1	Conversione in watt dell'errore associato all'operatore in funzione dell'intervallo di scala usato.	87
A.2	Precisione dello strumento sulle misure di potenza in funzione dell'intervallo usato.	87
A.3	Minima variazione dell'ultima cifra significativa per le letture di pressione.	88
A.4	Calibrazioni ottenute per la posizione della sonda a diverse configurazione dell'elettrodo centrale.	89

Prefazione

Si definisce plasma un gas che sia totalmente o parzialmente ionizzato, e che abbia densità sufficiente per dar luogo a fenomeni di tipo collettivo. Lo stato di plasma, che può essere considerato il quarto stato della materia, è relativamente poco frequente sulla Terra (fanno eccezione fenomeni quali le fiamme, fulmini e aurore boreali), ma è quello dominante nell'universo. In effetti, la materia si trova nello stato di plasma in un intervallo estremamente vasto di condizioni di densità e temperatura come si può osservare in figura 1.

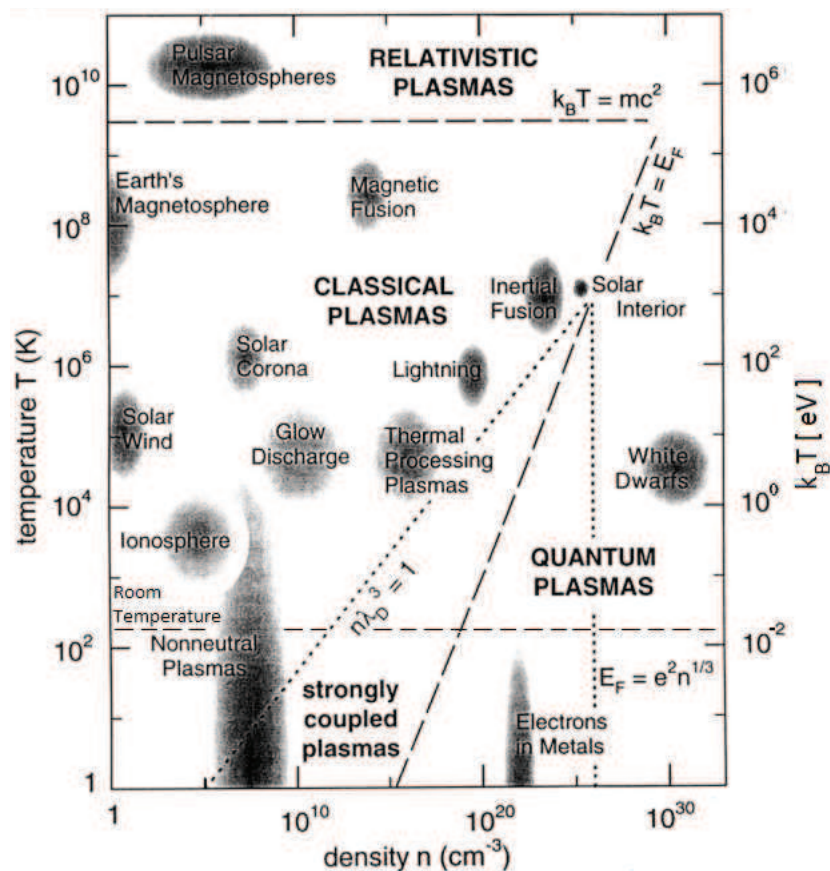


Figura 1: Temperatura e densità di plasmi in natura e in laboratorio

Le tecnologie basate sull'utilizzo di un plasma trovano molteplici ambiti di applicazione. Grazie alla possibilità di accelerare gli ioni, mediante l'applicazione di modeste differenze di potenziale, ad energie non facilmente raggiungibili attraverso il semplice riscaldamento di un gas neutro, e la possibilità di impartire questa energia in maniera direzionale, i plasmi risultano particolarmente adatti per il trattamento dei materiali. Tra le principali applicazioni menzioniamo l'erosione (sputtering) di atomi di un materiale e la successiva rideposizione di essi su di un substrato, che modificano le proprietà delle superfici. Nell'industria microelettronica è molto usato lo scavo (etching) di trincee di grandezza micrometrica e forma molto regolare. I plasmi hanno utilità anche dal punto di vista chimico, in quanto si trovano in uno stato di non equilibrio che favorisce reazioni che sarebbero altrimenti difficili da ottenere. Altre applicazioni da menzionare sono l'uso del plasma in speciali tipi di lampade, schermi al plasma, applicazioni nel campo della sterilizzazione, nel settore dell'eliminazione di rifiuti pericolosi, nel campo della propulsione spaziale e negli ultimi anni nel campo biomedico.

Per creare un plasma è necessario un meccanismo che permetta di ionizzare una frazione delle particelle di un gas inizialmente neutro. La ionizzazione consiste solitamente nell'asportare un elettrone dall'atomo, ottenendo un ione positivo con carica $+e$. Solo in plasmi molto caldi, in particolare quelli d'interesse fusionistico, si possono avere atomi ionizzati più volte. Il potenziale di ionizzazione, ovvero l'energia necessaria per l'estrazione di un elettrone del guscio più esterno, è mostrato in figura 2.

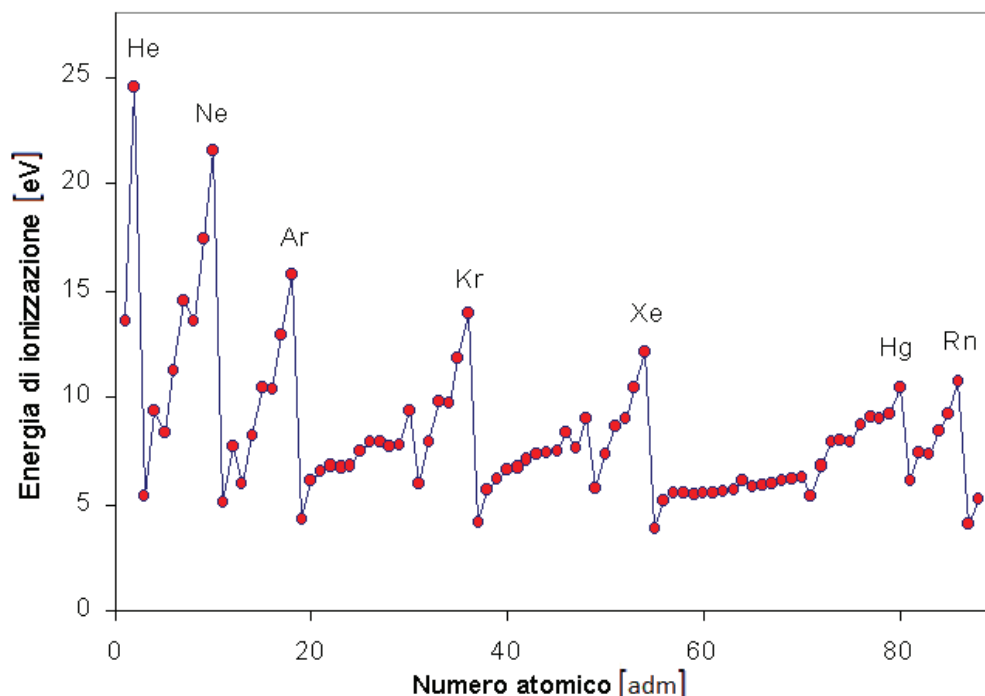


Figura 2: Potenziale di ionizzazione in funzione del numero atomico.

I processi che possono portare alla ionizzazione di un atomo sono molteplici. Il metodo di

ionizzazione più utilizzato in laboratorio è per collisione con elettroni. Per ottenere elettroni che siano in grado di ionizzare gli atomi di un gas, ovvero che abbiano energia cinetica superiore al potenziale di ionizzazione ($5 - 25$ eV), è necessario accelerarli per mezzo di un campo elettrico. In generale, si possono avere i seguenti casi:

- campo elettrico stazionario (o lentamente variabile);
- campo elettrico a radiofrequenza ($1 - 100$ MHz);
- campo elettrico associato a microonde ($0.5 - 100$ GHz);
- campo elettrico associato a radiazione infrarossa o nel visibile, dove il limite superiore è nell'ultravioletto, alle frequenze dove la radiazione diventa ionizzante e quindi cambia il processo di ionizzazione.

La nuova tipologia di sorgente di plasma che si vuole studiare innesca i processi di ionizzazione per collisione con elettroni accelerati da campi elettrici, mettendo insieme le proprietà di confinamento del plasma magnetron determinate dalla presenza di un campo magnetico (normalmente usato a tensione continua o pulsata), combinato ai vantaggi dati da un campo elettrico in radiofrequenza.

La tecnologia a scarica magnetron ha ricevuto particolari attenzioni nella propulsione spaziale ad effetto Hall, dispositivi magnetron sputtering, ecc.

Il suo principio di funzionamento si può vedere nel caso semplice di scarica continua o pulsata, utilizzando un magnete permanente a simmetria cilindrica polarizzato negativamente, che fa da catodo freddo e le pareti conduttrici della camera di confinamento come anodo, con potenziale di riferimento a terra. L'innesco iniziale del plasma solitamente avviene tramite il riscaldamento di un secondo catodo (in genere un filamento in tungsteno) che emette elettroni per emissione termoionica. Gli elettroni emessi sono accelerati dal campo elettrico e attirati verso le pareti della camera e quando acquistano sufficiente energia cinetica ionizzano per collisione gli atomi neutri del gas, producendo ulteriori elettroni che contribuiscono alla ionizzazione, mentre gli ioni vengono accelerati verso il magnete che impattando sulla superficie ed emettono nuovi elettroni per emissione secondaria. Il moto degli elettroni, in assenza del campo magnetico è dato dalla combinazione del contributo del campo elettrico e di quello dovuto agli urti (elettrone-elettrone, elettrone-ione ed elettrone-atomo neutro). La velocità media che ne risulta è parallela alle linee del campo elettrico (che sono circa radiali nel piano equatoriale nel caso di camera e magnete a simmetria cilindrica), fino ad annullare la carica elettrica a contatto con le pareti. La presenza di un campo magnetico dipolare come quello utilizzato nella presente tesi che nel piano equatoriale è trasverso al campo elettrico, confina gli elettroni esercitando una forza (di Lorentz) su di essi che non compie lavoro, ma che ne modifica il moto medio. Le particelle deviano verso alle pareti mentre spiraleggiano

attorno le linee di campo. Questo effetto modifica quindi la direzione della velocità media, ma non il modulo, aumentando il percorso medio per raggiungere le pareti e di conseguenza il tempo di confinamento. Questo migliora l'efficienza di ionizzazione e aumenta la densità del plasma, che nel caso di simmetria cilindrica del sistema si concentrerà nel piano equatoriale vicino alla superficie laterale del magnete permanente utilizzato, dove l'intensità del campo magnetico è maggiore. Gli ioni, in molte condizioni sperimentali, data la loro massa e quindi l'ampio raggio di girazione, sono debolmente magnetizzati per campi magnetici dell'ordine di ~ 100 mT e quindi il loro moto medio non risente in prima approssimazione della presenza del campo magnetico stesso.

Si parla di plasma in radiofrequenza quando il campo elettrico oscilla nell'intervallo (1 – 100) MHz. Se l'oscillazione del campo è sufficientemente rapida, gli elettroni eseguono un moto periodico senza toccare alcuna superficie materiale, e risulta possibile sostenere un plasma anche in assenza di elettrodi immersi nel plasma stesso, il che rappresenta un grosso vantaggio. Il moto di un elettrone in un campo elettrico oscillante sinusoidalmente con pulsazione ω è descritto dall'equazione del moto $m_e \ddot{x} = -eE_o \sin \omega t$. Eseguendo le dovute integrazioni rispetto al tempo, la massima escursione è data da $d = (2eE_o)/(m_e \omega^2)$. Se questa escursione è inferiore alle dimensioni della camera, si ottiene la fenomenologia tipica di una scarica a radiofrequenza. Ad esempio, con una differenza di potenziale elettrico di 300 V e una camera con dimensioni pari a $d = 20$ cm, l'ampiezza del campo elettrico è di $E_o = 1.5$ kV/m e la minima frequenza necessaria per il confinamento in radiofrequenza è ~ 8.2 MHz. I sistemi a radiofrequenza si dividono in due grandi categorie, a seconda del modo in cui la radiazione è accoppiata al plasma[2]:

- accoppiamento capacitivo, in cui il campo elettrico è prodotto dalla differenza di potenziale tra due elettrodi;
- accoppiamento induttivo, in cui il campo elettrico è generato dalla variazione di flusso ottenuta generando una corrente a radiofrequenza in appositi conduttori posizionati in prossimità della camera di scarica.

La sorgente di ioni studiata in questo lavoro di tesi è costituita da dei magneti toroidali a sezione quadrata e impilati l'uno sull'altro a formare un cilindro, posti al centro di una camera da vuoto con asse assiale del cilindro orientato ortogonalmente al piano del laboratorio. I magneti fungono da elettrodo, dove il segnale è portato con un cavo adeguatamente schermato e collegato al generatore di tensione in radiofrequenza tramite un circuito di accoppiamento LC, sintonizzato con la frequenza di risonanza a quella del generatore, che fa da amplificatore di tensione. L'accoppiamento della radiofrequenza col plasma è di tipo capacitivo, dove gli elettrodi sono la superficie laterale del magnete (dove il campo magnetico trasverso a quello elettrico è più intenso) e la camera stessa, che è collegata al potenziale di terra. L'innesco del

plasma avviene sfruttando la carica libera nel gas neutro a bassa pressione, generata da sorgenti naturali come: la radiazione di fondo e i raggi cosmici. Le alte differenze di potenziale (fino a ~ 2 kV) che si sviluppano nei transienti iniziali del circuito risonante LC con un alto fattore di merito Q e grazie all'alta impedenza iniziale del carico quando il plasma è spento, accelerano fortemente la carica libera fino a cedere a questa un'energia che favorisca l'innesco del processo di ionizzazione a valanga. Questo processo semplifica il sistema, eliminando la necessità di utilizzare un catodo caldo per iniettare inizialmente elettroni nel sistema per emissione termoionica, eliminando di fatto una sorgente di disturbo del plasma.

Capitolo 1

Apparato sperimentale

In questo primo capitolo si fa una descrizione dettagliata dell'apparato sperimentale, partendo dalla parte interna della camera da vuoto. Si inizia con la struttura dell'elettrodo composto dai magneti e la sonda di Langmuir, riportando alcune immagini del plasma ottenute con questo sistema. Nella seconda parte del capitolo si passa alla descrizione esterna della camera, facendo poi una lista della strumentazione utilizzata con i relativi dettagli caratterizzanti.

1.1 All'interno della camera da vuoto

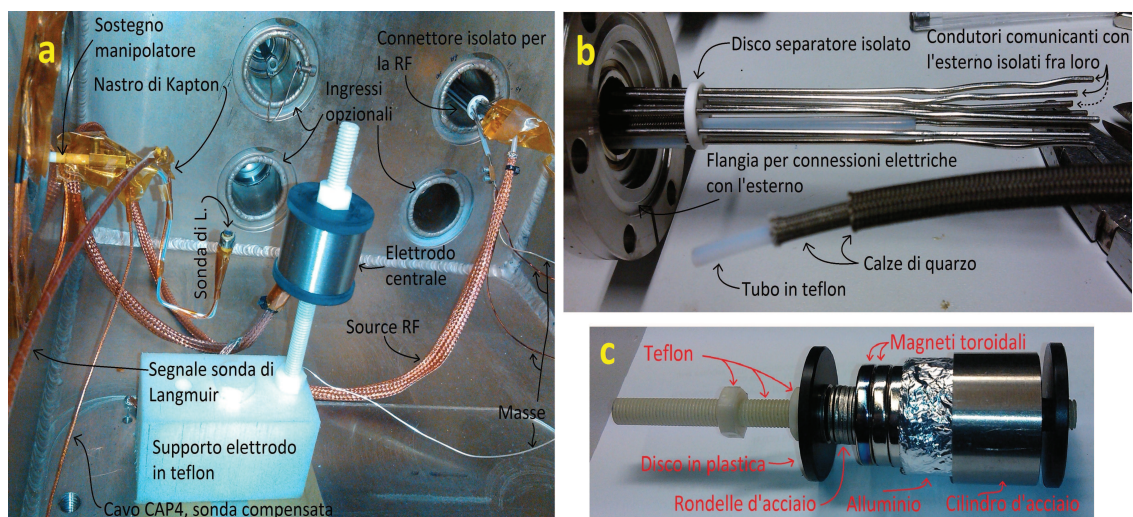


Figura 1.1: Configurazione interna della camera da vuoto

1.1.1 L'elettrodo centrale

Al centro della camera è posizionato l'elettrodo principale che funge da sorgente RF. L'elettrodo è sorretto da una vite senza fine, fissata con bulloni entrambi in polietilene compatibile in vuoto¹. La vite è fissata ad un blocco in teflon, a sua volta fissato alla base della camera da vuoto.

L'immagine 1.1c, mostra com'è strutturato l'elettrodo nel caso più completo. La vite senza fine fa da asse principale, alle basi della pila di magneti sono posizionati due dischi di materiale dielettrico. Tra i due dischi ci sono delle rondelle in acciaio, che hanno lo scopo di fare da spessore tra la vite e i magneti dovuta la differenza dei raggi, mantenendoli allineati con l'asse verticale. Quindi sopra le rondelle viene fatta scorrere una pila di cinque magneti [9] a forma toroidale con sezione rettangolare e bordi smussati con $\varnothing_{int} = 16$ mm, $\varnothing_{ext} = 26.75$ mm, alti 5 mm e in lega di Neodimio-Ferro-Boro con una temperatura massima di lavoro a 80°C. Il campo magnetico generato è di tipo dipolare a simmetria cilindrica in condizioni ideali, ed è stato mappato radialmente nel piano equatoriale con un gaussmetro per il caso con e senza cilindro (fig.5.13).

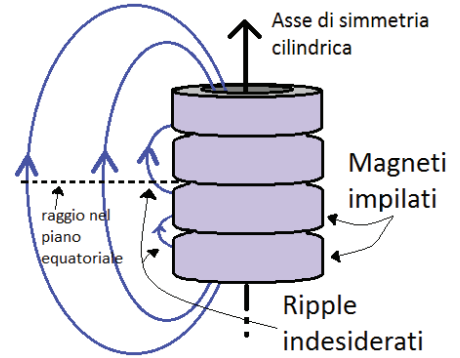


Figura 1.2: Configurazione geometrica dei magneti impilati e delle linee di campo.

Per la maggior parte delle misure fatte sono stati utilizzati i magneti stessi come elettrodi centrali, questo per ridurre le perdite del campo magnetico da parte di materiali ferromagnetici. Poi, sono state fatte misure con i magneti più un cilindretto d'acciaio con $\varnothing_{ext} = 33$ mm e altezza= 25 mm, che avvolgendo i magneti fa da elettrodo centrale. Questo dovrebbe ridurre i fenomeni di ripple vicino ai magneti, dovuti alla non uniformità del campo magnetico locale data la struttura tubolare ondulata dei magneti impacchettati l'uno sull'altro, figura 1.2.

Altre ragioni nell'uso del cilindro d'acciaio è vedere come questo influenza i parametri del plasma. Le cause principali che possono influire sono:

- la composizione del cilindretto, che può sottrarre parte del flusso del campo magnetico indebolendone l'intensità e di conseguenza modificare le proprietà di confinamento;
- variazione delle emissioni secondarie di elettroni da parte della superficie dell'elettrodo per la diversa composizione che può influenzare i processi di innesco del plasma.

¹Per materiale compatibile in vuoto si intende un materiale che mostra basso degasaggio in vuoto, a meno di perdite esterne il degasaggio è una sorgente di impurità nel plasma e limita la massima pressione di vuoto raggiungibile dal sistema di pompaggio

1. APPARATO SPERIMENTALE

Il segnale dal circuito risonante LC che fa da sorgente RF per l'elettrodo centrale è stato portato all'elettrodo con un cavo schermato coassiale, facendo passare il conduttore centrale del cavo in un apposito forellino di pari dimensioni sul coperchio inferiore dell'elettrodo centrale a circa metà raggio, questo per ridurre al minimo l'asimmetria cilindrica locale del sistema.

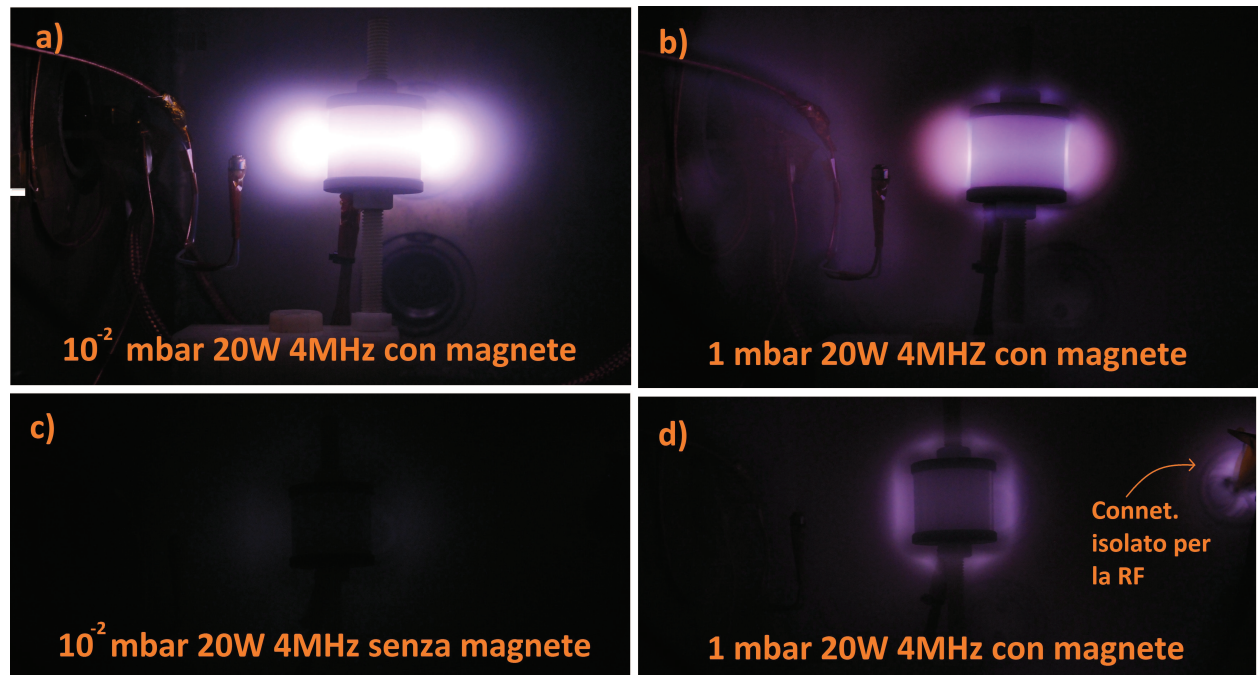


Figura 1.3: Immagini del plasma in argon a diverse condizioni.

In figura 1.3 sono messe a confronto delle immagini significative del plasma ottenuto con questo sistema: nel caso di bassa pressione in figura 1.3a) e 1.3c) in presenza o meno del campo magnetico, il caso ad alta pressione in figura 1.3b) e 1.3d) con e senza campo magnetico a parità di potenza e frequenza applicata dal generatore di tensione. È chiaro visivamente che la presenza del campo magnetico aumenti la capacità di confinamento migliorando le proprietà del plasma. È visibile inoltre, la sonda di Langmuir che verrà ampiamente descritta dal punto di vista teorico e pratico, al prossimo capitolo interamente dedicati.

1.1.2 Cablaggio

Tutti i cavi all'intero della camera da vuoto sono stati schermati con calze in rame e collegate alla carcassa della camera stessa ancorando i cavi di massa con apposite viti. Dove è stato possibile si è eseguito il doppio collegamento a massa, cioè a entrambi gli estremi della calza. Questo perché collegando solo un capo a massa si ha l'azione schermante del solo campo elettrico, mentre mettendo a massa entrambi gli estremi della calza si ha la schermatura anche dei campi magnetici[14].

La schermatura dipende molto anche dalla qualità dei collegamenti, e in particolare di quanto il conduttore centrale del cavo coassiale resta scoperto senza calza di massa.

Altro accorgimento eseguito è il collegamento delle masse fra loro in più punti per massimizzare l'equipotenzialità delle masse, come già spiegato alla sezione 1.2.1.

Una nota di riguardo va alla schermatura fatta sui cavi uscenti dalla flangia, che portano nella camera da vuoto il segnale RF del circuito risonante LC (fig.1.1b). La flangia porta all'interno della camera 10 cavi conduttori elettricamente isolati fra loro e omogeneamente distanziati da dischetti forati in ceramica.

Inizialmente questi cavi sono nudi e ogni volta che si accendeva la sorgente RF col gas iniettato nella camera, si innescava del plasma all'interno della cavità che porta i conduttori alla flangia. Questo impediva l'innescò o interferiva col plasma sull'elettrodo centrale (fig.1.4 e 1.3d). Per questo è stata eseguita una rimozione della flangia, sono stati rimossi i distanziatori e isolati i cavi con un triplo isolamento fatto da un primo strato con un tubetto in teflon, ricoperto con un doppio strato di calze in maglia di quarzo per tutta la lunghezza dei conduttori fino alla parete della flangia (fig.1.1b). La procedura è risultata efficace, impedendo la formazione di plasma fino a pressioni dell'ordine di qualche decina di mbar. È stata eseguita un'operazione simile anche sui connettori della flangia che portano i segnali dalla sonda di Langmuir. I nodi di connessione tra più cavi, sono stati isolati e schermati con un primo strato di nastro di Kapton avvolto con del foglio di alluminio collegato alla calza di massa in rame.

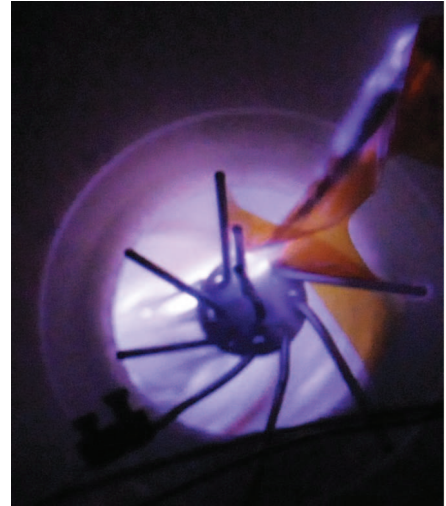


Figura 1.4: Innescò di plasma sulla flangia che porta il segnale della sorgente RF

1.2 All'esterno della camera da vuoto

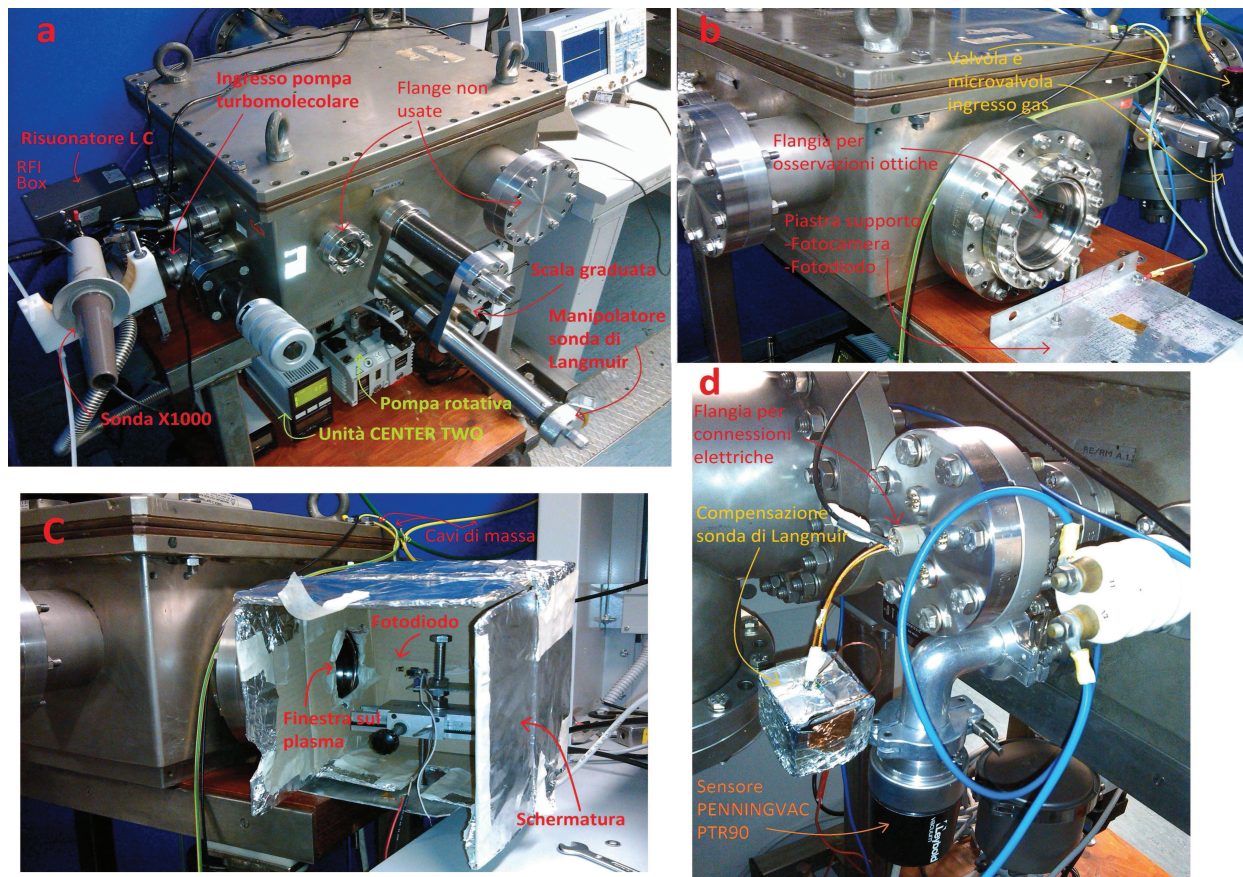


Figura 1.5: Camera da vuoto, vista esterna

La camera da vuoto utilizzata per l'attività di tesi è un parallelepipedo in acciaio di base 48.5x40.5 cm e alto 23.5 cm. La base superiore fa da coperchio rimovibile con dimensioni 43.5x53.5 cm. Quando la camera è chiusa, una guarnizione di elastomero *O-ring* di forma quadrata (più propriamente *square-ring*) fa da sigillo, interposta tra il coperchio e le pareti della camera, collocata in una scanalatura sagomata sulla superficie inferiore del coperchio. La camera, è dotata di diversi attacchi con flange per accedere all'interno con la strumentazione.

Le immagini in figura 1.5, mostrano le facce esterne della camera con la relativa strumentazione collegata. Più in dettaglio la figura 1.5a, mostra la faccia frontale dov'è posizionato un manipolatore. Esso collega meccanicamente tramite un'asta metallica la sonda di Langmuir all'interno della camera (fig.1.1) ad una manopola micrometrica dotata di scala graduata all'esterno, e consente di variare la posizione radiale della sonda di Langmuir rispetto al centro dell'elettrodo centrale.

La figura 1.5a mostra anche la faccia sinistra della camera, con una flangia dotata di un connettore elettrico al quale è collegata una scatola RFI contenente il circuito risonante LC(sez.3.4). È presente anche una manopola che controlla una valvola che collega la camera da vuoto al sistema di pompaggio del vuoto, formato da una *pompa turbomolecolare* collegata in cascata ad una *pompa rotativa*.

È possibile vedere nel ripiano inferiore alla *camera* l'unità *CENTER TWO* per le letture di pressione e parte della pompa rotativa.

L'immagine 1.5b raffigura la faccia destra della *camera*, che ha una flangia dotata di un oblò trasparente per le osservazioni ottiche. Il banco è stato attrezzato con una piastra metallica collegata a massa, così da fissare la strumentazione per le osservazioni ottiche (fotodiodo e fotocamera).

Dall'immagine si vedono anche la valvola principale e la microvalvola per introdurre gas nella *camera*.

L'immagine 1.5d raffigura il retro della camera, dov'è presente una flangia con cinque connettori elettrici da 9 pin l'uno, usata per portare fuori il segnale della sonda di Langmuir. È visibile la scatola schermata che contiene il circuito per la compensazione della sonda di Langmuir(vedi sez. 2.4). È presente nell'immagine anche il sensore di pressione *PTR90* collegato alla camera tramite una flangia dedicata.

1.2.1 Fotodiodo

Descrizione del sistema con fotodiodo

Per misure ottiche di innesco e disinnesco del plasma è stato utilizzato un fotodiodo VBPWZ4R 035 sensibile nello spettro visibile, con una risposta in tensione di proporzionalità lineare all'intensità della luce incidente. Esso viene alimentato in DC tra i [7–12]V con un alimentatore stabilizzato in tensione con in serie un resistore da 220 k Ω per limitare la corrente. Il segnale viene acquisito direttamente in ingresso dell'oscilloscopio a banda larga *YOKOGAWA DL9040*.

Il fotodiodo è posizionato con la parte fotosensibile orientata orizzontalmente, fissato ad una basetta millefori a sua volta fissata ad un bullone che controlla l'altezza e la posizione longitudinale del sensore. È inoltre possibile controllare con una manopola la distanza del

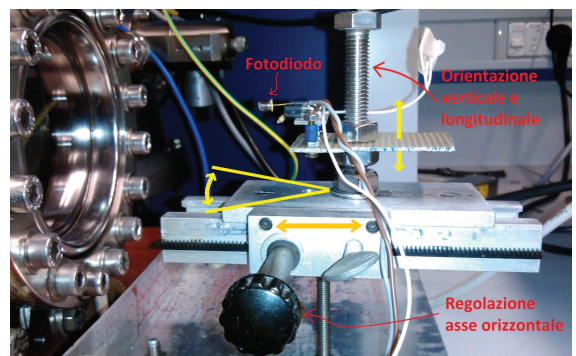


Figura 1.6: Struttura per il supporto del fotodiodo

fotodiodo dalla finestra sulla camera (come mostrato in fig.1.6). Il tutto è ancorato ad una piastra bloccata sul banco che sostiene la camera da vuoto, figura 1.5b.

Disturbi

Durante le verifiche di prova con la sorgente RF spenta sono stati rilevati due tipologie di disturbo.

Il primo è associabile al *rumore bianco*², dovuto all'illuminazione ambientale di fondo raccolta dalla zona fotosensibile e in parte dovuta ad altre sorgenti.

Il secondo disturbo è di origine sinusoidale, dato dalla somma di due armoniche alle frequenze di 50 Hz e ~ 22 kHz. L'armonica a 50 Hz è dovuta all'alimentazione di rete e data la bassissima frequenza, è un disturbo di tipo condotto, cioè che si propaga tramite i conduttori elettrici. La seconda armonica si è scoperto essere dovuta all'illuminazione artificiale fornita dalle lampade a fluorescenza, che hanno delle tipiche frequenze di lavoro nell'intervallo [20 – 70]KHz. Il disturbo in questo caso non è di tipo condotto e neppure per effetto antenna, infatti coprendo con la mano il fotodiodo l'armonica veniva attenuata sensibilmente e quindi il disturbo è interpretato come un'oscillazione nell'intensità della luce artificiale. Col plasma spento e la sorgente RF accesa, si è verificata la presenza di una terza armonica con frequenza pari a quella usata dalla sorgente RF, che può variare fra [1 – 15]MHz. A queste frequenze, il disturbo può propagarsi sia in modo condotto che irradiato per effetto antenna.

Schermatura

Il disturbo dovuto all'illuminazione ambientale e quello dovuto alle lampade a fluorescenza è stato eliminato realizzando una scatola attorno al fotodiodo con una finestra sull'oblò della camera.

Il disturbo dovuto ai 50 Hz è stato ridotto schermando la scatola con del foglio di alluminio (figura 1.5c) ponendola a massa e migliorando inoltre l'equipotenzialità delle masse, collegando tutte le carcasse con collegamenti diretti e non solo tramite le masse dei cavi di alimentazione[13].

Vista la schermatura dei cavi della sorgente RF, del fotodiodo e la configurazione circuitale è plausibile che la fonte principale dell'armonica alla frequenza del generatore RF sia per irradiazione dall'oblò della camera. Una possibile soluzione è sfruttare la proprietà di cut-off delle guide d'onda, ma per le misure condotte col fotodiodo in questa tesi questo disturbo è poco rilevante, perché le misure fatte riguardano i tempi di ricombinazione ionica dell'ordine dei ms (vedi sez.4.0.2).

²Il rumore bianco è caratterizzato dall'assenza di periodicità nel tempo e da uno spettro in potenza costante in tutte le frequenze

1.2.2 Strumentazione utilizzata

Le principali apparecchiature elettriche, elettroniche e da vuoto utilizzate sono le seguenti:

- **OSCILLOSCOPIO YOKOGAWA DL9040**: oscilloscopio digitale a 4 canali non isolati, banda passante 500 MHz, con risoluzione dell'*A/D converter* a 8 bit.
- **OSCILLOSCOPIO YOKOGAWA DL716**: oscilloscopio digitale a 16 canali isolati, banda passante 1 MHz, con risoluzione dell'*A/D converter* a 12 bit.
- Sonda per misure di tensione *Tektronix P6015A* con: larghezza di banda 75 MHz, fattore di attenuazione 1000, impedenza d'ingresso 100 M Ω , maximum input voltage, DC or RMS 20 kV.
- **KEPCO BIPOLAR OPERATIONAL POWER SUPPLY/AMPLIFIER**: è un alimentatore bipolare di potenza ad alta velocità operativa, con l'assenza di condensatori all'uscita permette una rapida risposta nell'utilizzo in condizioni dinamiche, fornendo l'alimentazione in DC o con forma arbitraria può essere controllato tramite PC o un generatore di funzioni. Copre un range di impiego ± 100 V e ± 4 A.
- **SWR & POWER MERTER LAFAYETTE RW-200**: strumento analogico che misura la potenza trasmessa (*FWD*) e riflessa (*REF*) nella banda passante 1.6 – 160 MHz, con scale graduate non lineari che vanno da [0 – 5] W, [0 – 20] W e [0 – 200] W.
- **HIGHT VOLTAGE POWER SUPPLY MODEL 210-03R**: alimentatore stabilizzato per alte tensioni in *DC* regolabile, con range ± 3 kV e ± 0.1 A.
- **HP 33120A**: *Function Generator/Arbitrary Waveform Generator* (12bit 40 MSa/s) con range di tensione in uscita [0.05 – 10]V_{pp}, range in frequenza 100 μ Hz - 15 MHz per onde sinusoidali e 100 μ Hz - 100 kHz per onde triangolari.
- **ICOM IC-7200 HF/50 MHZ TRANSCEIVER**: genera una portante sinusoidale in un intervallo compreso tra [0.5 – 50]MHz, con una potenza in trasmissione della portante che va da [0 – 25]W in modalità *AM* con incremento 1/4 W e [2 – 100]W in modalità *RTTY* con incremento 1 W.
- **KENWOOD HF TRANSCEIVER TS.570D**: genera una portante sinusoidale in un range compreso tra [0.5 – 30]MHz, con una potenza in trasmissione della portante che va da [5 – 100]W in modalità *FSK* con incremento 5 W.
- **SONY XM-502Z**: amplificatore audio a due canali da 100 W_{max} su un carico di 4 Ω per canale, una banda passante da [20Hz–20kHz] con attenuazione a 0 dB, estesa a [5 Hz–80 kHz] con attenuazione a -3 dB.

1. APPARATO SPERIMENTALE

- Gaussmetro ad effetto Hall *Model 6010 Gauss/Teslameter SYPRIS* con sonda dinamica, misura intensità massime di campo magnetico fino a 30 T con un'accuratezza base dello 0.025 %.
- Pompa turbomolecolare **Leybold TURBOVAC 50**, con velocità di pompaggio 33 litri/s e un intervallo d'impiego tra $[10^{-1} - 10^{-8}]$ mbar.
- Pompa rotativa con velocità di pompaggio $2.5 \text{ m}^3/\text{h}$, raggiunge un vuoto massimo di 10^{-3} mbar.

Capitolo 2

Teoria dello strato di Debye e Sonda di Langmuir

Nelle prossime sezioni viene descritta inizialmente la teoria che sta alla base dello strato di Debye per poi dedicarsi alle sonde di Langmuir nel caso di plasma non magnetizzato e successivamente viene introdotto il modello interpretativo per le caratteristiche elettriche delle sonde di Langmuir immerse in un plasma magnetizzato.

È inoltre descritto il modello per sonde di Langmuir immerse in un plasma RF e descritto il metodo utilizzato per realizzare una sonda di Langmuir auto-compensata, tecnica usata in questa tesi.

Infine, è descritto il sistema di acquisizione dati utilizzato nel lavoro di tesi per la sonda di Langmuir e le impostazioni del sistema.

2.1 Fisica dello strato di Debye

In generale, la natura dell'interazione tra plasma e oggetti conduttori è determinata dal fatto che le particelle negative, gli elettroni, hanno una massa molto minore di quelle positive, gli ioni. A parità di temperatura¹, è facile vedere che la velocità termica degli elettroni sarà molto maggiore di quella degli ioni di un fattore proporzionale a $\sqrt{m_i/m_e}$. Di conseguenza, un conduttore immerso nel plasma verrà inizialmente investito da un flusso di elettroni molto maggiore rispetto a quello ionico. Nel caso di un conduttore flottante, o elettricamente isolato, esso tenderà ad assumere una carica negativa e quindi a portarsi a un potenziale negativo rispetto al plasma. Questo avrà l'effetto di respingere parte degli elettroni incidenti,

¹In generale nelle formule riportate a meno che non sia chiaramente espresso, per temperatura si intende in termini di energia, cioè moltiplicata per la costante di Boltzmann κ

che raggiungerà un equilibrio tale da portare il potenziale dell'oggetto a eguagliare i flussi di ioni ed elettroni. Questo formerà uno strato intorno all'oggetto con densità di carica positiva, che tenderà a schermare il potenziale dell'oggetto. La zona di carica positiva su cui avviene la caduta di potenziale è detta *strato di Debye*.

In figura 2.1 è riportata la densità e il potenziale di plasma per il modello analizzato nel caso unidimensionale. Lungo l'asse x , è posizionato un conduttore a $x = s$, ponendo $x = 0$ all'interfaccia tra il plasma principale, in cui vale la condizione di quasi neutralità, e lo strato, che ha spessore $\Delta x = s$. In generale l'equazione del bilancio di quantità di moto del fluido elettronico è:

$$m_e n_e \left[\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_e \right] = -en_e \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) - \vec{\nabla} p_e - \nu m_e n_e \vec{v}_e \quad (2.1)$$

dove \vec{v}_e è la velocità media del fluido elettronico, n_e è la sua densità, p_e è la sua pressione, \vec{E} e \vec{B} sono i campi elettrici e magnetici e ν rappresenta la frequenza di collisione degli elettroni con gli ioni. L'equazione può essere semplificata assumendo le seguenti ipotesi: condizioni stazionarie $\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = 0$, $v_{ex} = 0$ (cioè gli elettroni non hanno una velocità media lungo x), $\vec{B} = 0$ e si trascura il termine delle collisioni $\nu m_e n_e \vec{v}_e \sim 0$. L'equazione si riduce ad un bilancio tra la forza esercitata dal campo elettrico e quella dovuta al gradiente di pressione, cioè descrive il confinamento degli elettroni:

$$en_e E_x + \frac{dp_e}{dx} = 0 \quad (2.2)$$

Esprimendo il campo elettrico come gradiente del potenziale elettrostatico $E_x = -\frac{d\Phi}{dx}$ e definendo la pressione come prodotto tra densità e temperatura $p_e = n_e T_e$, facendo l'ulteriore ipotesi che la temperatura sia uniforme $\nabla_x T_e = 0$, integrando per parti si giunge alla relazione che spesso chiamata *relazione di Boltzmann*:

$$n_e = n_s \exp \left(\frac{e\Phi}{T_e} \right) \quad (2.3)$$

che rappresenta la densità all'interfaccia tra plasma e strato ($x = 0$), in cui si pone che $\Phi = 0$ e si è introdotta la costante integrativa n_s . Questa relazione illustra il fatto che la densità di elettroni decresce nelle zone in cui il potenziale diventa negativo, dovuto all'effetto repulsivo del potenziale medesimo. Nel caso trattato, facendo l'ipotesi $v_{ex} = 0$ si trascura implicitamente il fatto che una frazione degli elettroni riesce a raggiungere l'oggetto, per cui il numero di elettroni che viaggiano verso di esso è superiore di quelli che tornano indietro. Tuttavia, tale frazione è molto piccola, per cui l'approssimazione risulta valida.

Per gli ioni, il moto è governato da un'equazione analoga a quella degli elettroni, ma essi vengono accelerati verso l'oggetto della buca di potenziale, e vengono neutralizzati sulla sua superficie e quindi non vale più l'ipotesi di velocità media nulla. Risulta conveniente

ipotizzare che la loro temperatura sia molto bassa (che è vero in molte applicazioni pratiche) e trascurare il termine del gradiente di pressione. Quindi integrando si ottiene l'equazione:

$$\frac{1}{2}m_i v_i^2 - \frac{1}{2}m_i v_{is}^2 = -e\Phi \quad (2.4)$$

che esprime la conservazione dell'energia degli ioni nel loro moto attraverso il potenziale elettrostatico, introducendo la costante di integrazione v_{is} , che rappresenta la velocità media degli ioni nel punto in cui $\Phi = 0$, cioè all'interfaccia tra plasma e strato di Debye. Utilizzando la conservazione degli ioni $n_i v_i A = \text{cost}$ dove n_i è la densità ionica e A l'area attraversata dal flusso di ioni, che nel caso unidimensionale trattato è una costante e quindi si può scrivere $n_i v_i = n_s v_{is}$. Il pedice s indica ancora la posizione in cui il potenziale è nullo e si fa presente che in questo punto è ancora valida la condizione di quasi-neutralità, per cui n_s è la stessa per ioni ed elettroni. Da questa ultima equazione combinata con la 2.4 si ricava la densità ionica:

$$n_i = n_s \left(1 - \frac{2e\Phi}{m_i v_{is}^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

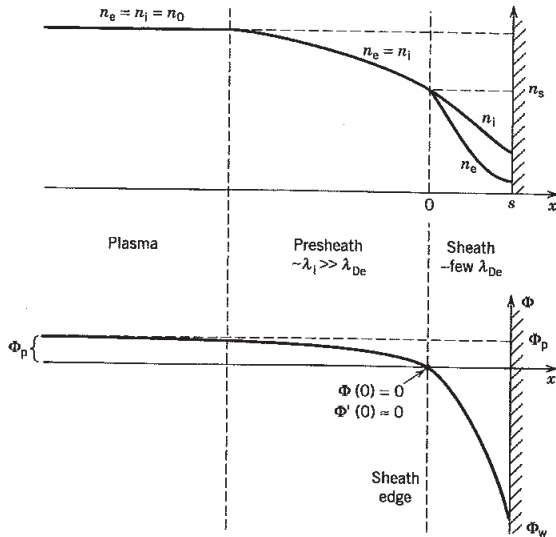


Figura 2.1: Schema del modello unidimensionale dello strato di Debye.

Perché sia valida la conservazione del numero di ioni occorre che nella porzione di plasma oggetto di studio il numero di eventi di ionizzazione sia trascurabile. Questo è vero nel caso in cui lo strato di Debye abbia dimensioni molto piccole rispetto alle dimensioni caratteristiche di un tipico plasma.

Le relazioni 2.3 e 2.5, che legano la densità elettronica e ionica al potenziale elettrostatico, possono essere combinate con l'equazione di Poisson:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_o} = e \frac{n_e - n_i}{\epsilon_o} = \frac{en_s}{\epsilon_o} \left[\exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right) - \left(1 - \frac{2e\Phi}{m_i v_{is}^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \right] \quad (2.6)$$

Per analizzare questa equazione è conveniente introdurre delle normalizzazioni. La prima è data introducendo la velocità ionica sonica, definita con

$$c_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \quad (2.7)$$

Si può dimostrare che è la velocità di propagazione delle onde acustiche in un plasma, che sono l'analogo delle onde sonore nei gas neutri. La seconda quantità introdotta è la lunghezza di Debye, che come si vedrà è la dimensione caratteristica dello strato di Debye:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_o T_e}{n_s e^2}} \quad (2.8)$$

Si possono quindi definire le seguenti quantità adimensionali:

$$\psi = -\frac{e\phi}{T_e} \quad M_o = \frac{v_{is}}{c_s} \quad \xi = \frac{x}{\lambda_D} \quad (2.9)$$

L'equazione 2.6 viene quindi riscritta come

$$\psi'' = \left(1 + \frac{2\psi}{M_o^2}\right)^{-\frac{1}{2}} - e^{-\psi} \quad (2.10)$$

che può essere integrata moltiplicando ambo i membri per ψ' , e integrando tra 0 e ξ . Ipotizzando che in $\xi = 0$ si abbia ψ e ψ' uguali a 0, ovvero campo elettrico nullo. Risolvendo gli integrali si ottiene

$$\frac{1}{2}\psi'^2 = M_o^2 \left[\left(1 + \frac{2\psi}{M_o^2}\right)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] - e^{-\psi} - 1 \simeq_{\psi \sim 0} \frac{1}{2}\psi'^2 \left(1 - \frac{1}{M_o^2}\right) \quad (2.11)$$

dove l'ultimo membro è stato ottenuto sviluppando il secondo membro in serie di Taylor nell'intorno di $\psi = 0$ e troncando al secondo ordine, questo perché non è possibile integrare nuovamente per via analitica. Osservando che il primo membro è sempre positivo, il secondo deve essere necessariamente positivo perché esista soluzione, cioè $M_o > 0$ e quindi $v_{is} \geq c_s$. In pratica, è necessario che la velocità media degli ioni all'interfaccia plasma-strato sia almeno pari a c_s . Perché questo avvenga, è chiaro che anche al di fuori dello strato deve esistere un (debole) campo elettrico detto pre-strato che li accelera, una zona di plasma quasi-neutro che genera comunque un campo elettrico in grado di effettuare questa accelerazione preliminare degli ioni(vedi fig.2.1).

È possibile trattare il problema della velocità ionica all'interfaccia plasma-strato dal lato del plasma principale. Si usa ancora l'equazione di continuità per la conservazione del numero di ioni e l'equazione di bilancio di quantità di moto degli ioni, ma cambiando le approssimazioni. Si trascura l'effetto del campo elettrico(piccolo nel plasma principale), e si include l'effetto della ionizzazione, attraverso un tasso di ionizzazione $S = \frac{d}{dx}(nv_i)$, che esprime il numero di eventi di ionizzazione per unità di volume e di tempo. Infine, si tiene conto anche del

gradiente di pressione, che non è trascurabile come nello strato di Debye per l'alto campo elettrico ivi presente. L'equazione in questo caso è

$$nm_i v_i \frac{dv_i}{dx} = enE - Sm_i v_i \quad (2.12)$$

dove l'ultimo termine esprime l'effetto viscoso sulla velocità media degli ioni. Usando ancora l'approssimazione che $\nabla_x T_e = 0$ si elimina il campo elettrico riscrivendolo in termini della densità ionica e della temperatura elettronica tramite la relazione 2.3. Allora sfruttando la relazione per S e con semplici passaggi si arriva ad esprimere l'equazione in termini del numero di Mach $M = v_i/c_s$ vista ora come una variabile, ottenendo l'equazione

$$\frac{dM}{dx} = \frac{S}{nc_s} \left(\frac{1 + M^2}{1 - M^2} \right) \quad (2.13)$$

che descrive l'accelerazione degli ioni, ovvero all'aumento di M , al crescere di x .

Per $M \rightarrow 1$ l'equazione diverge, questo perché cade la condizione di quasi-neutralità e si passa al regime dello strato di Debye. Questo risultato combinato con quello dato dalla condizione dell'equazione 2.11, ci dice che all'interfaccia plasma-strato si ha esattamente $v_i = c_s$, cioè gli ioni entrano nello strato con velocità pari alla velocità ionica sonica. Questo risultato prende il nome di *Criterio di Bohm*.

Per calcolare il potenziale flottante V_f di un conduttore isolato si usa la condizione che i flussi di elettroni e ioni siano uguali. All'interfaccia plasma-strato, per gli elettroni il flusso calcolato sulla base di una distribuzione maxwelliana è

$$\Gamma_{es} = \frac{1}{4} n_s v_{te} \quad (2.14)$$

dove $v_{te} = \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}$ è la velocità termica elettronica. Tenendo conto del fattore di Boltzmann, che riduce la densità all'interno dello strato per la repulsione elettrostatica, il flusso alla superficie sarà

$$\Gamma_e = \frac{1}{4} n_s v_{te} \exp\left(\frac{e\Phi_w}{T_e}\right) \quad (2.15)$$

dove Φ_w indica il potenziale della superficie. Viceversa per gli ioni nello strato vengono tutti accelerati sulla superficie, il flusso ionico sarà dunque, per la conservazione delle particelle, uguale in ogni punto dello strato e quindi a quello all'ingresso dello strato, ovvero $\Gamma_i = n_s c_s$. Eguagliando i flussi si ottiene il potenziale del conduttore

$$\Phi_w = -\frac{1}{2} T_e \ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right) \quad (2.16)$$

Ricordando che inizialmente si è posto $\Phi(x = s) = 0$ all'interfaccia e che gli ioni ci arrivano accelerati a velocità c_s , dovrà esserci una caduta di potenziale Φ_p tra il plasma e l'interfaccia con lo strato, definito da

$$\frac{1}{2}m_i c_s^2 = e\Phi_p \quad (2.17)$$

ovvero $\Phi_p = T_e/2e$ e la densità all'ingresso dello strato sarà

$$n_s = n_o \exp\left(-\frac{e\Phi_p}{T_e}\right) \simeq 0.61n_o \quad (2.18)$$

dove n_o indica la densità di plasma imperturbato. Nella pratica sperimentale i potenziali sono riferiti a terra. Detto V_p il potenziale di plasma rispetto a terra, si avrà $V_f - V_p = \Phi_w - \Phi_p$, e dunque

$$V_f = V_p - \alpha \frac{T_e}{e} \quad (2.19)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left[\ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right) + 1 \right] \quad (2.20)$$

dove α è una costante che vale per l'argon $\alpha_{Ar} = 5.2$. In generale un oggetto flottante avrà un potenziale $V_f < V_p$. Se l'oggetto non è flottante, ma con potenziale fissato, la trattazione fatta sopra vale ancora, a condizione che tale potenziale sia inferiore a quello di plasma. Osservando l'equazione 2.3, per potenziali molto negativi $n_e \rightarrow 0$ e quindi lo strato è popolato quasi solo da ioni. Questa situazione semplificata permette di stimare lo spessore dello strato di Debye. Una prima stima è data dal cosiddetto *strato a matrice*, dove si ipotizza la presenza di soli ioni con densità costante $n_i = n_s$. Allora, dall'equazione di Poisson

$$-\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{en_s}{\epsilon_o} \implies \Phi = -\frac{en_s x^2}{\epsilon_o 2} \quad (2.21)$$

Imponendo che in $x = s$ si abbia $\Phi = -V_o$, dove V_o è la tensione applicata, si ottiene come spessore dello strato:

$$s = \sqrt{\frac{2\epsilon_o V_o}{en_s}} = \lambda_D \sqrt{\frac{2eV_o}{T_e}} \quad (2.22)$$

che mostra come lo strato possa avere uno spessore pari a decine di lunghezze di Debye.

Un modello più sofisticato rispetto al modello a matrice si ottiene usando il modello del diodo piano[16], valido in presenza di una sola specie di carica. Si migliora il modello considerando non più la densità ionica uniforme, ma decrescente andando verso il conduttore a causa dell'accelerazione degli ioni. Dalla *legge di Child*, applicata agli ioni, si ottiene:

$$j = \frac{4\epsilon_o}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V_o^{\frac{3}{2}}}{s^2} \quad (2.23)$$

Resta comunque valido il criterio di Bohm per cui $v_i(s) = c_s$, quindi la densità sarà uguale anche a $j = en_s c_s$ e uguagliando le espressioni

$$s = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_D \left(\frac{2eV_o}{T_e} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (2.24)$$

Dall'equazione 2.22 lo spessore di Debye $s \propto V_o^{\frac{1}{2}}$, mentre col modello del diodo piano si ha $s \propto V_o^{\frac{3}{4}}$, ciò implica che può raggiungere valori dell'ordine di $100\lambda_D \sim 1$ cm. In assenza di elettroni, gli atomi neutri non vengono eccitati e quindi lo strato appare come una zona scura in prossimità del conduttore.[16]

2.2 Teoria della sonda di Langmuir per un plasma non magnetizzato

Inventata da Irvin Langmuir attorno al 1924, la sonda di Langmuir è una sonda elettrostatica utile per ottenere quantità locali di plasma come: temperatura degli elettroni e degli ioni, il potenziale di plasma e quello flottante. Una sonda di Langmuir altro non è che un elettrodo, normalmente un filo conduttore inserito nel plasma e alimentato con tensioni sia positive che negative.

La sua presenza fisica può portare ad esempio a un raffreddamento localizzato del plasma, ma risulta in molti casi che i parametri globali di una plasma non ne risentono. Questo permette di agire effettivamente come una sonda, nel senso di misurare quantità senza alterarne troppo il valore.

A differenza di altre diagnostiche, come la spettroscopia o la propagazione di microonde, che danno informazioni mediate su ampi volumi di plasma, la sonda di Langmuir ha il vantaggio di consentire misure locali dei parametri di plasma.

In generale nel plasma è sempre valida la condizione di quasi neutralità, un'eccezione lo fa la zona dove si forma lo strato di Debye, (descritto alla sez. 2.1) dove le densità elettroniche e ioniche possono differire, generando campi elettrici piuttosto intensi.

Il comportamento caratteristico di una sonda di Langmuir immersa in un plasma non magnetizzato è raffigurato in fig.2.2. Questa curva è qualitativamente simile alla curva caratteristica di un diodo. Tale comportamento può essere spiegato così: alla tensione V_s la sonda si trova allo stesso potenziale del plasma. Non ci sono campi elettrici, e le cariche migrano verso la sonda esclusivamente per moto termico. Poiché gli elettroni si muovono più velocemente degli ioni, ciò che è raccolto dall'elettrodo è prevalentemente corrente elettronica.

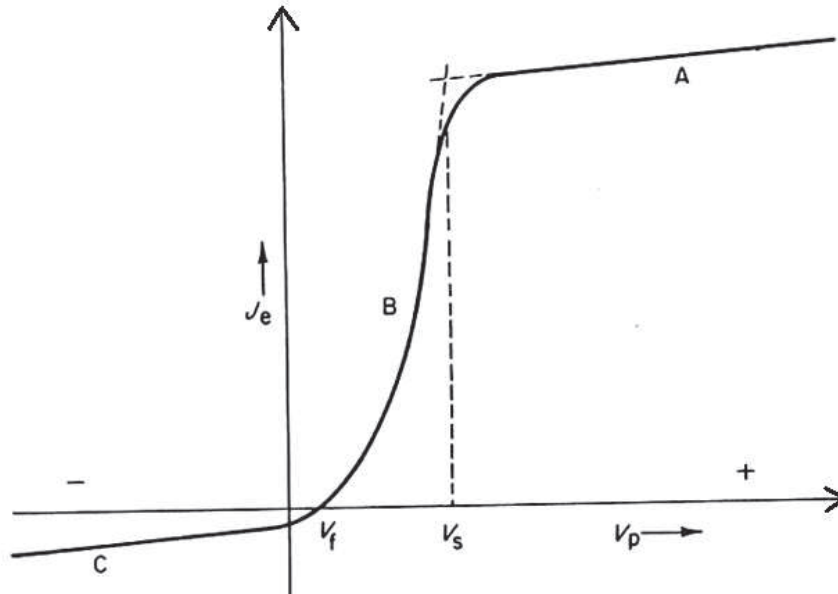


Figura 2.2: Curva caratteristica $I(V)$ di una sonda di Langmuir, immersa in un plasma non magnetizzato.

Se viene imposta una polarizzazione positiva rispetto al plasma, gli elettroni vengono accelerati verso la sonda, e gli ioni respinti. Vicino alla superficie della sonda si crea così un eccesso di cariche negative, che cresce fino a che la carica totale non è pari alla carica positiva sulla sonda. Tale strato di carica è normalmente abbastanza sottile, e il plasma risulta indisturbato.

La corrente elettronica che penetra lo strato è quella dovuta al moto termico degli elettroni. Questa regione è detta corrente di saturazione elettronica, indicata in figura nella zona A.

Polarizzando negativamente l'elettrodo, si comincia a respingere gli elettroni, la cui corrente cala entrando nella zona B della curva, detta regione di transizione. Nell'ipotesi di distribuzione maxwelliana degli elettroni, ed una volta sottratto il contributo ionico, la zona B dovrebbe avere andamento esponenziale.

Giunti al valore di potenziale flottante V_f (eq.2.19) che è il potenziale a cui un elettrodo isolato immerso in un plasma si porterebbe, la sonda è sufficientemente negativa da respingere tutti gli elettroni, ad esclusione di un flusso pari a quello ionico, dando luogo a una corrente nulla.

A tensioni più negative, praticamente tutti gli elettroni vengono respinti, e si crea uno strato ionico, con conseguente corrente di saturazione ionica, illustrata dalla zona C della curva. Le differenze di massa tra i portatori di carica opposta, e la loro tipica diversa temperatura rendono asimmetrica la curva $V - I$. La corrente di saturazione ionica I_{si} è inferiore a quella

elettronica I_{se} , a seguito della maggiore mobilità degli elettroni, infatti

$$\frac{I_{se}}{I_{si}} \propto \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \quad (2.25)$$

Nel caso dell'argon si ha un fattore ~ 270 . L'effetto risulta meno accentuato in presenza di un campo magnetico, dal quale sono molto influenzati gli elettroni.

Dalla zona B della caratteristica, influenzata dall'energia degli elettroni, ci si aspetta di ottenere informazioni sulla T_e .

L'intensità della corrente elettronica I_e è invece legata anche alla loro densità n_e , mentre la corrente ionica I_i dipende da n_i , T_e e debolmente da T_i , perché normalmente $T_e \gg T_i$; per questo motivo di solito è piuttosto complicato ottenere informazioni su tale grandezza da questo tipo di sonde. La corrente totale raccolta dalla sonda per potenziali di polarizzazione $V < V_s$ è data da

$$I = I_{si} \left(1 - \exp\left(\frac{e(V - V_f)}{\kappa T_e}\right) \right) \quad (2.26)$$

dove I_{si} è data dalla relazione

$$I_{si} = \frac{1}{2} n_i e A C_s \quad (2.27)$$

con A l'area geometrica del disco di raccolta di carica della sonda di Langmuir e C_s è la velocità ionica sonica introdotta dall'equazione 2.7.

All'aumentare della negatività del potenziale applicato alla sonda di Langmuir, crescono le dimensioni dello strato di Debye che si forma sull'area di raccolta della sonda (vedi eq.2.24). Come risultato, si espande l'area efficace di raccolta della sonda di Langmuir, che è dato da un termine che dipende dall'area geometrica di raccolta della sonda, e un termine dallo spessore dello strato di Debye. L'effetto genera un aumento della corrente raccolta rispetto alla situazione ideale, dando una pendenza diversa da 0 nella zona C . L'effetto è parzialmente mitigato, usando sonde di Langmuir piane[6].

2.3 Teoria della sonda di Langmuir per un plasma magnetizzato

La trattazione per le sonde di Langmuir, subisce diverse modifiche dovute alle distorsioni che si riscontrano nella caratteristica $V - I$ nel caso di plasmi magnetizzati.

Il primo problema nasce dal moto elicoidale delle particelle cariche attorno alle linee di campo magnetico, con conseguente anisotropia dello spazio ed in particolare dei flussi. A tale moto

è legata anche la seconda complicazione apportata dal campo magnetico, che consiste nel limite che il libero cammino medio incontra nel raggio di Larmor

$$r_L = \frac{m_q v_\perp}{ZqB} \quad (2.28)$$

dove m_q è la massa della carica q , v_\perp è la componente della velocità ortogonale al campo magnetico B e Zq è la carica (per l'elettrone $Z = 1$). In genere per gli elettroni il raggio di Larmor è di dimensioni ridotte rispetto a quello ionico $r_{Le} \ll r_{Li}$, confrontabile con quelle tipiche della sonda stessa. Per questo motivo è importante rilevare quali sono i criteri che, se non soddisfatti, possono rendere non applicabile la teoria interpretativa.

Nel caso in cui si possano trascurare le collisioni all'interno dello strato di Debye, risulta utile l'introduzione di un parametro $\beta = r_{probe}/r_L$, dato dal rapporto tra il raggio di Larmor medio in un plasma che presenti distribuzione maxwelliana dell'energia, ed il raggio della sonda r_{probe} . β dà un'indicazione dell'intensità del campo magnetico in relazione alle dimensioni della sonda.

In base al β si possono distinguere quattro categorie di effetti del campo magnetico sulla caratteristica di Langmuir:

- $\beta \ll 1$, il campo magnetico è debole e la sua influenza si può trascurare;
- $\beta \sim 1$ il campo magnetico è ancora debole, ma in alcuni casi è necessario introdurre alcune correzioni (è il caso in genere di plasmidi di processo);
- $\beta > 1$, il campo magnetico è intenso, ma risulta ancora possibile interpretare una parte della caratteristica (rientrano in questo caso le zone esterne dei plasmidi da fusione);
- $\beta \gg 1$ campi magnetici tanto forti da rendere difficoltosa una chiara interpretazione della caratteristica.

Il parametro β mette in evidenza alcune caratteristiche: β cala al crescere di massa e velocità della particella carica, quindi per gli ioni e gli elettroni più energetici, gli effetti del campo magnetico sono inferiori: per questo la regione più lontana dal potenziale di plasma dalla parte delle polarizzazioni negative, risulta essere la parte più affidabile della caratteristica.

Nel caso ideale $\beta = 0$, la I_e in un plasma con distribuzione maxwelliana di elettroni si presenta in un grafico semi-logaritmico con un andamento lineare. Al crescere di β , la caratteristica presenta una distorsione progressiva, interpretabile come un calo della corrente di saturazione elettronica, discostandosi sempre più dall'andamento esponenziale (fig.2.2 e 4.3). A polarizzazioni più basse, tuttavia, la variazione risulta difficilmente apprezzabile ed a maggior ragione per tensioni inferiori al potenziale flottante.

Uno dei principali effetti su una caratteristica di Langmuir, associabili alla presenza di un campo magnetico nel plasma, risiede, come già detto al paragrafo precedente, nella diminuzione del valore della corrente di saturazione elettronica rispetto al caso di campo magnetico nullo. Presumibilmente ciò avviene perché gli elettroni che raggiungono l'elettrodo, non provengono più da una corrente di diffusione attraverso una sfera di raggio pari al cammino libero medio λ , ma da un tubo di flusso individuato dalle linee di campo intercettate dall'elettrodo della sonda di Langmuir.

Per ogni specie di carica il coefficiente di diffusione classico nella direzione ortogonale al campo è dato da

$$D_{\perp} = \frac{D}{1 + \omega_c^2 \tau_c^2} \quad (2.29)$$

dove

$$\omega_c = \frac{qB}{m_q} = 2\pi f_{ciclo} \quad (2.30)$$

è la pulsazione di ciclotrone, τ_c il tempo medio tra due collisioni tra la particella carica e gli atomi neutri e $D = \frac{V_{th}^2}{\tau_c}$ coefficiente di diffusione collisionale dato dalla teoria cinetica, con V_{th} velocità termica delle particelle cariche.

Anche per campi magnetici deboli (dell'ordine di 10 mT) e per pressioni tipiche di 1 Pa, $\omega_c \tau_c \sim 100$ per gli elettroni, quindi il relativo coefficiente di diffusione D_{\perp} è sensibilmente ridotto, mentre nel caso degli ioni $\omega_c \tau_c$ è ridotto rispetto a quello degli elettroni di un fattore $\sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$, con m_i ed m_e le masse di ioni ed elettroni. Ciò significa che per gli ioni solo in presenza di campi magnetici intensi il coefficiente di diffusione è ridotto in modo significativo.

Nel caso di plasmi magnetizzati dove si ha la condizione $\omega_c \tau_c \gg 1$ risulta che $D_{\perp} \sim \frac{V_{th}^2}{\omega_c^2 \tau_c^2}$, quindi la distanza media percorsa ortogonalmente al campo magnetico è dell'ordine di un raggio di Larmor. Allora per polarizzazioni vicine al potenziale di plasma, se la sonda raccoglie correnti troppo elevate, gli elettroni vengono assorbiti più rapidamente di quanto non vengano ripristinati per diffusione dalle regioni circostanti al tubo di flusso, con una conseguente apparente diminuzione della corrente di saturazione elettronica e quindi della densità elettronica.

Un ulteriore effetto dovuto alla presenza del campo magnetico, e di natura essenzialmente geometrica, riguarda l'area di raccolta effettiva di una sonda: la formazione di un tubo di flusso comporta per una sonda tridimensionale (cilindrica, sferica) la riduzione dell'area di raccolta al doppio della proiezione dell'area geometrica in direzione ortogonale al campo. L'effetto dipende dalla forma geometrica della sonda e dall'orientazione del campo magnetico ad essa relativa, θ .

Quest'ultimo effetto, può essere minimizzato utilizzando sonde di Langmuir piane orientate perpendicolarmente alle linee di campo magnetico[7].

2.4 Teoria della sonda di Langmuir auto-compensata immersa in un plasma in RF

Dato un plasma generato da una sorgente RF, si avrà un potenziale RF di plasma, che modifica il potenziale dello strato DC di Debye della sonda di Langmuir variando la corrente campionata dalla sonda. Questo cambia il potenziale flottante e la forma della curva caratteristica I-V.

Per rimediare a questa distorsione, occorre forzare il potenziale di strato della sonda a seguire le fluttuazioni del potenziale di plasma, così da poter applicare la teoria delle sonde di Langmuir in DC.

Per mantenere l'elettrodo della sonda vicino al potenziale di plasma, si campiona il potenziale con un secondo elettrodo di area ≥ 10 volte l'area geometrica di raccolta della sonda, e collegato tramite un condensatore di disaccoppiamento DC all'elettrodo della sonda. Per frequenze non superiori ai 20 – 30 MHz si usa isolare con un'elevata impedenza l'elettrodo della sonda dalla terra tramite induttori sintonizzati sulla frequenza della sorgente RF (ed eventualmente le sue armoniche superiori), oppure utilizzare per il cablaggio cavi di lunghezza $\lambda/4$ rispetto la frequenza di sorgente RF. In teoria se l'impedenza complessiva data dal contributo degli induttori sintonizzati e di quello dato dalla capacità di compensazione aggiunta alla sonda è sufficientemente grande, la compensazione avviene senza aggiungere feedback[3].

Modello circuitale della sonda auto-compensata

Nella figura 2.3 è mostrato lo schema elettrico equivalente della sonda, con:

- C_1 è la capacità effettiva tra l'elettrodo di compensazione e il plasma;
- C_2 è la capacità di disaccoppiamento per la DC;
- C_T è la capacità effettiva tra l'elettrodo della sonda e il plasma;
- L_1 è l'induttore da sintonizzare sulla prima armonica;
- C_{T1} è la capacità parassita di L_1 .

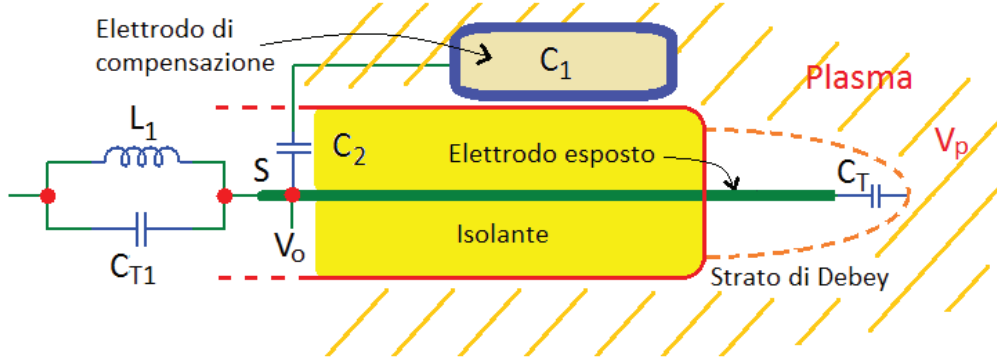


Figura 2.3: Schema elettrico equivalente del modello della sonda di Langmuir auto-compensata adottato in questo lavoro.

Per $C_2 \gg C_1$ si può scrivere $C \simeq C_1 + C_T$ che è la capacità vista nel punto S di potenziale V_S , mentre per semplicità prendiamo $V_p = V_p(t) \simeq V_{max_p} \sin(\omega t)$ come potenziale di plasma e $f = \frac{\omega}{2\pi}$ la frequenza della sorgente RF.

L'impedenza totale è

$$Z_T = \frac{1}{j\omega C} + \frac{j\omega L_1}{1 - \omega^2 C_{T1} L_1} = \frac{1}{j\omega C} + j\omega L \quad (2.31)$$

ponendo

$$L = \frac{L_1}{1 - \omega^2 C_{T1} L_1} \quad (2.32)$$

Eseguendo un partitore di tensione si trova

$$V_S = V_p \left(\frac{j\omega L}{Z_T} \right) = V_p \left(\frac{-\omega^2 CL}{1 - \omega^2 CL} \right) \quad (2.33)$$

quindi la differenza di potenziale ΔV tra il punto S e il plasma diventa, sfruttando l'eq.2.33:

$$\Delta V = V_p - V_S = \frac{V_p}{1 - \omega^2 CL} \quad (2.34)$$

Ponendo la condizione $\omega^2 CL \gg 1$ si ottiene $\Delta V \simeq 0$ e quindi $V_p \simeq V_S$.

Per una buona compensazione, già per $\omega^2 CL \sim 100$ si ottiene una compensazione entro $\Delta V/V_p \sim 1\%$. [3]

2.4.1 Costruzione della sonda di Langmuir piana auto-compensata

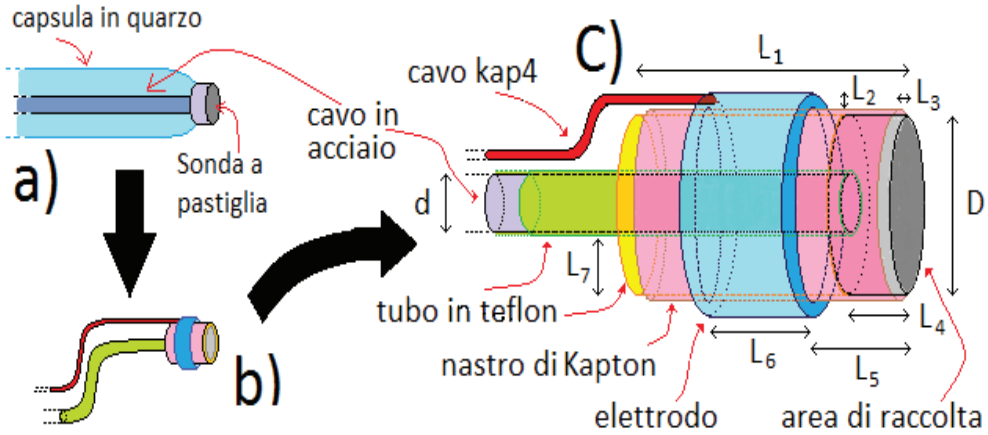


Figura 2.4: Struttura interna della sonda di Langmuir

D	d	L_1	L_2	L_3	L_4	L_5	L_6	L_7
3.0	0.9	5.0	0.5	0.0	1.0	1.0	3.0	2.0

[mm]

Tabella 2.1: Parametri costruttivi della sonda di Langmuir auto-compensata realizzata in questo lavoro

Tutti i dati relativi ai profili medi di plasma sono stati acquisiti con una configurazione a sonda singola.

Come sonda di base è stata usata una tipica sonda cilindrica con elettrodo a pasticca di diametro D in tungsteno, collegata tramite brasatura ad un conduttore in acciaio di diametro d . Il conduttore è rivestito con una capsula in quarzo sigillata con una resina da vuoto per tenere esposto al plasma solo l'elettrodo a pastiglia(fig.2.4a).

Lavorando con un plasma magnetizzato in RF è stato indispensabile adattare la sonda. Come prima operazione è stata rimossa col calore la capsula in quarzo, e sostituita con un tubetto in teflon in modo da poter in parte sagomare la forma del conduttore d'acciaio della sonda(fig.2.4b).

Col plasma magnetizzato, per porsi nelle condizioni più semplici nell'uso della sonda e per l'interpretazione delle curve caratteristiche $I-V$, è stata convertita la sonda cilindrica in una sonda piana a forma di disco, rinunciando alla parte cilindrica dell'area di raccolta rivestendola col nastro di Kapton², i vantaggi di questa operazione sono:

- la riduzione della dipendenza dell'area efficace di raccolta della sonda dallo strato di Debye, che è sensibile al potenziale applicato alla sonda(eq.2.24);

²Materiale a base di poliammide con eccellenti proprietà fisiche, chimiche ed elettriche lungo un ampio spettro di temperature ($-269 \div +400^\circ$ C) e alta rigidità dielettrica ~ 300 kV [10]

- l'eliminazione dell'effetto geometrico generato dal campo magnetico nelle sonde tridimensionali, che riduce l'area di raccolta alla proiezione dell'area geometrica in direzione ortogonale alle linee di campo. Questo orientando il disco di raccolta della sonda ortogonalmente alle linee di campo magnetico nel piano equatoriale dei magneti a simmetria cilindrica dell'elettrodo centrale della camera da vuoto(fig.1.1).

Per ridurre gli effetti del potenziale RF del plasma sullo strato della sonda si è seguito quanto detto alla sezione 2.4. In figura 2.4c è riportato lo schema della struttura della sonda realizzata. È stato aggiunto un elettrodo ad anello che circonda l'area di raccolta e forma il condensatore C_1 col plasma, l'area dell'anello esposta al plasma è:

$$A_{anello} = 2\pi [(d/2 + L_2 + L_7)^2 - (d/2 + L_7)^2] + 2\pi(d/2 + L_2 + L_7)L_5 \quad (2.35)$$

mentre l'area di raccolta della sonda è semplicemente

$$A_{sonda} = \pi(D/2)^2 \quad (2.36)$$

che soddisfa la condizione $10 \leq (A_{anello}/A_{sonda}) \simeq \frac{80.1}{7.1} = 11.3$.

La capacità per un condensatore piano a facce parallele di area A e distanza fra i piani l e un condensatore a simmetria cilindrica lungo L di raggio interno r_1 e quello esterno r_2 sono rispettivamente:

$$C_{piano} = \epsilon \frac{A}{l} \quad C_{cilin} = 2\pi\epsilon \frac{L}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (2.37)$$

con ϵ la costante dielettrica del mezzo isolante[11].

Quindi la capacità equivalente C_T della sonda piana col plasma in riferimento al modello di fig.2.3 è

$$C_T \simeq \epsilon_o \frac{\pi(D/2)^2}{10\lambda_D} \quad (2.38)$$

dove si trascurano gli effetti di bordo, si approssima l'area del plasma pari a quella dell'elettrodo, si considera come costante dielettrica quella del vuoto $\epsilon \simeq \epsilon_o$ e si prende come distanza media del plasma dall'elettrodo un ragionevole $\sim 10\lambda_D$ con $\lambda_D \simeq 74\mu\text{m}$ considerando una densità media $\sim 10^{16} \text{ m}^{-3}$ e una temperatura $T_i \ll T_e \sim 1 \text{ eV}$.

Poniamo $d/2 + L_2 + L_7 = L$ e con ragionamenti analoghi si ottiene C_1 introdotta dall'anello col plasma, data dalla somma di una componente cilindrica ed una piana:

$$C_1 \simeq \epsilon_o \left[\left[2\pi \left(\frac{L^2 - (L - L_2)^2}{10\lambda_D} \right) \right] + \frac{2\pi L_6}{\ln \frac{L+10\lambda_D}{L}} \right] \quad (2.39)$$

Si ottiene $C_T \simeq 0.084\text{pF}$ e $C_1 \simeq 10\text{pF}$ con $C_1/C_T \sim 12.3$.

L'elettrodo ad anello è stato collegato elettricamente alla sonda tramite un condensatore $C_2 \simeq 1 \text{ nF}$ di disaccoppiamento dalla componente DC, come da schema in figura 2.3. Il valore è stato scelto ragionevolmente tenendo conto della condizione $C_2 \gg C_1$. Il collegamento è stato fatto esternamente tenendo C_2 fuori dalla camera per praticità all'interno di una scatoletta schermata (fig.1.5d), portando fuori il segnale dell'elettrodo ad anello con un cavo schermato tipo *kap4*.

Dal segnale della sonda di Langmuir è stato valutato il rapporto dell'ampiezza della componente alla frequenza della sorgente RF rispetto alla componente DC, che è risultata già sufficientemente attenuata, e visto che l'azione di compensazione è data dall'elettrodo ad anello, non è stato necessario l'inserimento dell'induttore sintonizzato L_1 nel circuito della sonda.

Non è stato possibile verificare il grado di compensazione della sonda auto-compensata realizzata confrontando la curva caratteristica I–V con quella di una sonda non compensata.

In figura 1.1a è visibile la sonda di Langmuir realizzata e già montata all'interno della camera da vuoto fissata al manipolatore all'altezza del piano equatoriale dei magneti con la zona di raccolta ortogonale alle linee di campo magnetico.

2.5 Acquisizioni con la sonda di Langmuir

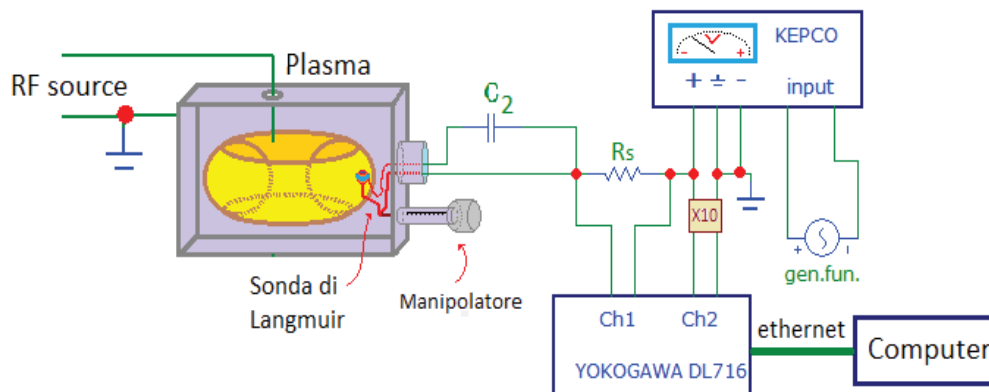


Figura 2.5: Schema circuitale del sistema di acquisizioni dati con la sonda di Langmuir

Lo schema circuitale dell'apparato sperimentale dedicato all'acquisizione dei dati è riportato in figura 2.5. L'alimentazione fornita alla sonda di Langmuir per tracciare un'intera curva caratteristica I-V è fornita da un generatore di funzioni tramite un amplificatore bipolare Kepco collegato in cascata in modalità *slave*, e con un limite imposto di corrente massima a $\pm 1 \text{ mA}$, mentre la tensione fornita è pari a 10 volte il segnale fornito dal generatore di

funzioni con massimo ± 100 V.

L'oscilloscopio ha in ingresso due segnali:

- il potenziale elettrico ai capi dell'uscita dell'alimentazione data dal Kepco
- il potenziale elettrico ai capi del resistore di Shunt R_s , che attraverso la legge di Ohm fornisce la corrente raccolta dalla sonda di Langmuir.

Il valore nominale del resistore scelto a tale scopo è $R_s = 1 \text{ k}\Omega$, scelto dopo alcune prove cercando un compromesso tra il rapporto segnale/rumore e il minimo segnale in tensione ottenuto. Infatti, al crescere di R_s aumenta il valore del segnale, ma aumenta anche la sensibilità al rumore (data la bassa corrente del segnale dell'ordine dei $[10 - 100] \mu\text{A}$), mentre per R_s troppo piccole il segnale sarà troppo piccolo per essere rilevato anche con la massima sensibilità dell'oscilloscopio a meno che non si faccia uso di stadi amplificatori intermedi lungo la catena elettronica.

Inizialmente il circuito era tale per cui la R_s avesse un polo freddo, cioè un collegamento diretto a massa. Confrontando il rapporto segnale/rumore con la configurazione a due poli caldi (fig.2.5), il secondo caso è risultato con un rapporto segnale/rumore maggiore, con però lo svantaggio di non poter usare lo YOKOGAWA DL9040 perché non dotato di ingressi isolati dalla massa.

Le impostazioni del generatore di funzioni per tutte le acquisizioni fatte sono per un segnale di forma triangolare con frequenze nell'intervallo $f_{gen} \in [80 - 140] \text{mHz}$ (a seconda dei casi) e ampiezza 10 V_{pp} . La scelta delle frequenze è stata effettuata sulla base dell'osservazione che a frequenze superiori sovrapponendo una successione di curve caratteristiche I-V si manifestano fenomeni di isteresi.

Sono presi solo i dati nell'intervallo temporale della rampa di salita dell'onda triangolare, il tempo di una singola acquisizione va da $t = \frac{1}{2f_{gen}} \in [6.25 - 3.57] \text{s}$ e acquisendo sempre con un campionamento di 50 ksample/s la frequenza massima campionata per il teorema di Nyquist-Shannon è di $f_{max} = f_{gen}/2 = 25 \text{ kHz}$. Per questa ragione con l'oscilloscopio sono stati filtrati i segnali acquisiti ponendo un filtro passa-basso a 50 kHz . Con delle acquisizioni preliminari si è verificando a posteriori per sovrapposizione delle curve caratteristiche I-V con e senza filtro che non modificasse la curva caratteristica.

Capitolo 3

Sorgenti in radiofrequenza

Come sorgente in RF per innescare e alimentare il plasma, sono state utilizzate principalmente delle radio *CB* per uso civile, descritte alla sez.1.2.2. Si sfrutta la portante sinusoidale generata da queste sorgenti, e quindi indipendentemente dal tipo di modulazione utilizzata, si ha una sorgente in RF con la possibilità di variare la frequenza e la potenza del segnale.

Lo svantaggio di questi trasmettitori, è la massima tensione applicabile in uscita, che si aggira sui $40V_{pp}$ a seconda del modello, in ogni caso insufficienti per indurre la ionizzazione del gas e la produzione di plasma.

Il problema è stato risolto per un certo intervallo di frequenze, sfruttando le proprietà di risonanza di un circuito LC. Se la frequenza di risonanza è prossima a quella della portante, si amplifica la tensione tanto più è alto il fattore di merito Q del circuito risonante.

Per le frequenze di risonanza richieste a tali scopi è stato necessario costruire gli induttori, quindi parte della tesi è stata dedicata all'ottimizzare sia per via teorica che sperimentale, i parametri costruttivi per induttori con frequenze di lavoro nell'intervallo 1 – 20MHZ.

Per gli scopi di questa tesi, si sono utilizzate frequenze che vanno dai 400Hz fino a 15MHz più la DC. A tal scopo è stato necessario adottare diverse strategie a seconda della frequenza di lavoro desiderata.

Si riportano ora gli schemi e gli accorgimenti adottati, per le diverse frequenze di sorgente usate.

3.1 400 Hz-4 kHz

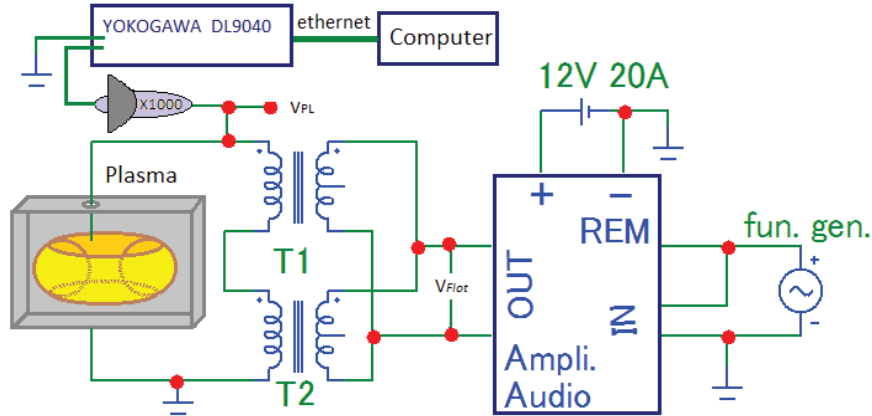


Figura 3.1: Schema circuitale dell'alimentazione del plasma, lavorando a 400 Hz–4 kHz

Lo schema in figura 3.1 mostra il circuito adottato per le frequenze comprese fra 400 Hz e 4 kHz, tali frequenze sono troppo basse per essere generate con le radio CB, quindi si è optato per un generatore di funzioni collegato in cascata ad un amplificatore audio commerciale, perché la gamma di frequenze rientra nello spettro dell'udibile e quindi nella banda di lavoro di questo dispositivo. Come per le radio CB, la tensione massima d'uscita è limitata a $24 V_{pp}$. L'ingresso REM dell'amplificatore audio serve per il controllo in remoto del dispositivo, per il funzionamento dell'amplificatore in questo caso basta collegarlo alla sorgente del segnale.

Per il circuito risonante, sono stati utilizzati due trasformatori del tipo *TM025VA005* da 25 VA, prim.220 V, sec.7 – 0 – 7 V a 50/60 Hz.

Sono stati configurati come elevatori di tensione, cioè l'avvolgimento con meno spire è collegato alla sorgente che in questo caso è l'amplificatore audio e non al carico.

Senza carico al secondario, la frequenza di risonanza degli avvolgimenti primari (quelli con meno spire quindi) è per questi trasformatori di ~ 60 kHz, dove la risonanza avviene tra l'avvolgimento e la capacità parassita equivalente data dal contributo delle capacità parassite fra spira-spira e quelle fra spire-nucleo del trasformatore.

Collegato un carico al secondario alla frequenza di risonanza, il segnale risulta fortemente distorto, la causa è imputabile alle correnti parassite che si generano nei lamierini che costituiscono il nucleo del trasformatore, non progettati per operare a queste frequenze.

Si è migliorato notevolmente il comportamento dei trasformatori ponendo in parallelo gli avvolgimenti primari e in serie i secondari, lavorando in un intervallo di frequenze compreso fra 400 Hz e 4 kHz. Essendo gli avvolgimenti primari alimentati dalla stessa sorgente, le tensioni sui secondari sono in fase e in serie le tensioni si sommano. Si sono raggiunte in questo modo tensioni oltre i $2 kV_{pp}$.

3.2 20 kHz

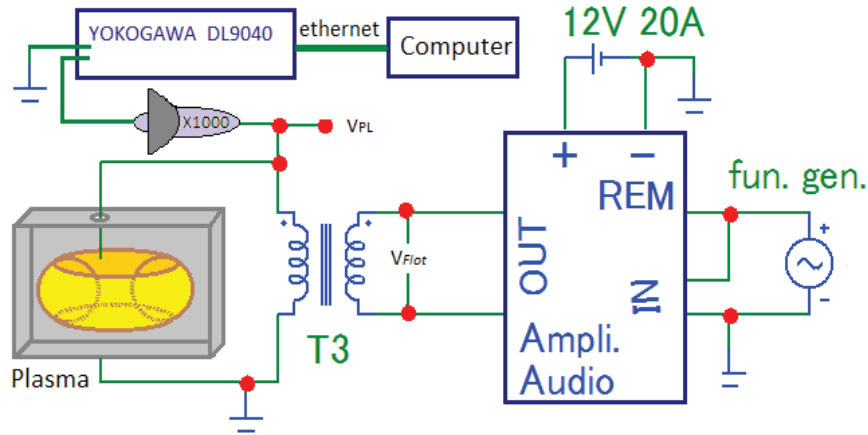


Figura 3.2: Schema circuitale dell'alimentazione del plasma, lavorando a 20 kHz

Per salire in frequenza fino a 20 kHz, il circuito di alimentazione usato è quello in figura 3.2. In questo caso il circuito risonante è costituito da un singolo trasformatore da 4 VA, prim.220 V, sec.9 V a 50/60 Hz sempre in modalità elevatore di tensione e le solite capacità parassite.

Le tensioni massime raggiunte in questo caso si aggirano sui $\sim 3 \text{ kV}_{pp}$.

3.3 Teoria per induttori ad alte frequenze

3.3.1 Perdite nei nuclei ad alte frequenze

Le correnti parassite sui lamierini che compongono il nucleo di un trasformatore commerciale sono già significative a poche decine di kHz, per questo non sono adatti a causa dell'alta conducibilità elettrica del nucleo ferromagnetico anche se questo è laminato per ridurre l'effetto. Le correnti parassite si oppongono al campo magnetico indebolendolo e quindi abbassano l'accoppiamento degli avvolgimenti, inoltre disperdono energia sotto forma di calore per l'effetto Joule, abbassando il fattore di merito Q .

Per applicazioni fino a diversi decine di MHz, l'alternativa è utilizzare nuclei in ferrite.

Le ferriti, sono materiali composti da polveri di ossido di ferro miscelati ad altri ossidi e poi pressati. A seconda della composizione e dalla struttura cristallina assunta, si possono controllare diverse proprietà, come: il massimo flusso di campo magnetico, la forma del ciclo d'isteresi, la temperatura massima d'utilizzo, ecc. Una proprietà interessante delle ferriti è l'alta resistività, richiesta per applicazioni ad alta frequenza per ridurre le correnti parassite.

3.3.2 Perdite nei conduttori ad alte frequenze

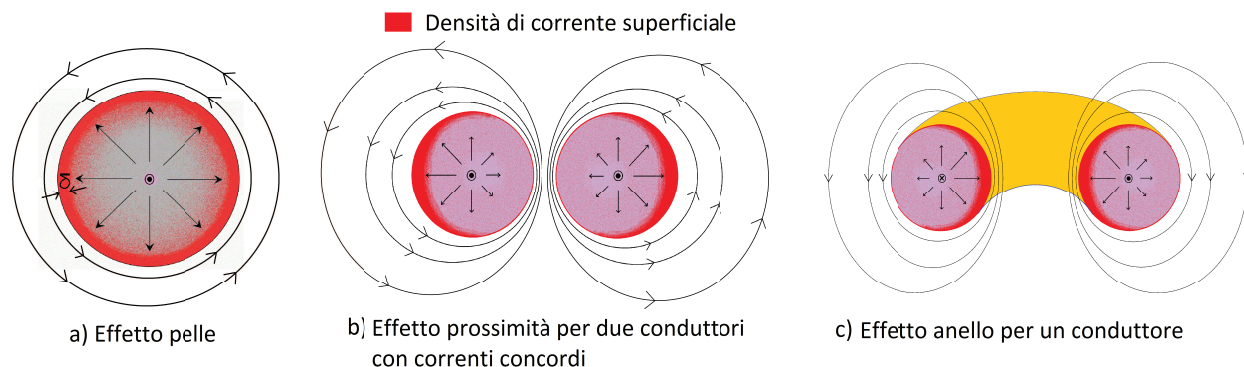


Figura 3.3: Effetti sulla distribuzione della densità di corrente in un cavo conduttore per interazione con i campi magnetici.

L'effetto pelle

Preso un cavo conduttore con resistività ρ a sezione circolare di diametro D e lungo L nel quale scorre una corrente continua I_{DC} , la distribuzione della densità di corrente lungo la sezione trasversale è omogenea e la resistenza R_{DC} è

$$R_{DC} = \frac{\rho L}{\pi(D/2)^2} \quad (3.1)$$

Se ora facciamo scorrere una corrente alternata I_{AC} nello stesso cavo e ipotizziamo l'assenza di altri conduttori nelle vicinanze¹ e supponiamo anche che il cavo non compia curve lungo L , si formeranno delle correnti parassite lungo il conduttore, che si oppongono alla penetrazione del campo magnetico generato dalla I_{AC} stessa, concentrando le cariche che scorrono nel cavo verso il bordo (vero per qualsiasi tipo di conduttore).

La distribuzione della densità di corrente j , per un conduttore a sezione circolare in queste condizioni avrà simmetria radiale:

$$j(d) = j_o e^{-\frac{d}{\delta}} \quad d \in [0 - D/2] \quad (3.2)$$

dove è j_o la densità di corrente al bordo del conduttore (figura 3.3a) e δ indica la profondità di penetrazione della corrente nel conduttore, che dipende dalla frequenza f , secondo la legge

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}} \propto \sqrt{1/f} \quad (3.3)$$

¹Per vicinanze, si intende la distanza per cui non si hanno effetti di accoppiamento di tipo magnetico o elettrico con il cavo, questa distanza dipenderà dalla frequenza di oscillazione della corrente

3. SORGENTI IN RADIOFREQUENZA

Globalmente l'effetto pelle riduce l'area utile della sezione trasversa del conduttore, che dall'equazione 3.1 ha come conseguenza l'aumento della resistenza. Possiamo ora estendere l'equazione 3.1 al caso più generale, per $f \geq 0$

$$R_{AC} = \frac{\rho L}{S} \simeq \frac{\rho L}{S_{ef}} = \frac{\rho L}{\pi \left[\left(\frac{D}{2}\right)^2 - \left(\frac{D}{2} - \delta\right)^2 \right]} \simeq \frac{\rho}{\delta} \left[\frac{L}{\pi (D - \delta)} \right] \propto \sqrt{f} \quad (3.4)$$

dove S è l'area trasversa del conduttore e S_{ef} l'area efficace trasversa del conduttore.

Come ci si attende, il $\lim_{f \rightarrow 0} R_{AC} = R_{DC}$. Questo limite può essere rilassato tenendo conto che ci sarà una frequenza minima che dipenderà dal diametro del cavo D , dove $\delta(f_{min}) = D/2$ e quindi si può scrivere $\lim_{f \rightarrow f_{min}} R_{AC} = \lim_{\delta \rightarrow D/2} R_{AC} \simeq R_{DC}$

In tabella 3.1, si riportano i valori di $S/S_{ef}[\%]$ e la R_{AC} per un cavo in rame a sezione cilindrica di diametro 1 mm e lungo 1 m a 20°C, per le frequenze di lavoro usate in questa tesi.

In questo caso si ottiene $\delta(f_{min}) = D/2$ per $f_{min} \sim 20$ kHz.

f	$\delta[\mu\mathbf{m}]$	$S/S_{ef}[\%]$	$R_{AC}[\Omega]$
400 Hz	$3.3 \cdot 10^3$	100	$2.1 \cdot 10^{-2}$
4 kHz	$1.0 \cdot 10^3$	100	$2.1 \cdot 10^{-2}$
20 kHz	$4.6 \cdot 10^2$	99	$2.2 \cdot 10^{-2}$
1 MHz	$6.5 \cdot 10^1$	24	$8.8 \cdot 10^{-2}$
7 MHz	$2.5 \cdot 10^1$	10	$22 \cdot 10^{-1}$
15 MHz	$1.7 \cdot 10^1$	7	$32 \cdot 10^{-1}$

Tabella 3.1: Resistenza per un cavo in rame di diametro 1 mm a 20°C per diverse frequenze di lavoro

L'effetto prossimità

Nella trattazione dell'effetto pelle, si era ipotizzato che vicino al conduttore non ci fossero altri conduttori. Se ora facciamo cadere questa ipotesi, ponendo nelle vicinanze del primo conduttore percorso da una corrente RF un secondo conduttore non percorso da correnti, il campo magnetico generato dal primo conduttore induce una corrente nel secondo conduttore, che a sua volta genera un campo magnetico che influenzerà la corrente del primo.

Si può immaginare il fenomeno in un caso con un certo grado di simmetria, prendendo due fili conduttori a sezione circolare assialmente paralleli fra loro, entrambi percorsi da una corrente di pari intensità. Il campo magnetico totale del sistema sarà più intenso verso il centro tra i due conduttori e più debole all'esterno: questo genera correnti parassite che fluiscono in direzioni opposte nelle differenti regioni del conduttore, a seconda che il verso delle correnti sia concorde o discorde. In figura 3.3b è illustrato il caso in cui il verso delle correnti è concorde.

L'effetto anello

Un'altro fenomeno che agisce sulla distribuzione della densità di corrente di un conduttore, è l'effetto anello.

Generato da un singolo conduttore come per l'effetto pelle, ha un effetto simile a quello di prossimità. Se un conduttore è piegato a forma di anello o più in generale presenta una curvatura, le linee del campo magnetico saranno più concentrate all'interno dell'anello e più rade all'esterno.

L'effetto risultante sulla distribuzione di densità, è analogo al caso dell'effetto prossimità per due conduttori paralleli attraversati da correnti con verso discorde (figura 3.3c) [4].

3.3.3 Modello di Dowell

Un modello di riferimento per applicazioni ingegneristiche dell'effetto pelle e dell'effetto prossimità, si trova nel lavoro di Dowell[5], che tratta questi disturbi nel caso di avvolgimenti a multistrato negli induttori al variare della frequenza.

Le ipotesi del modello

All'aumentare della frequenza, si ipotizza l'alterazione della distribuzione della densità di corrente nella sezione di ogni conduttore, ma che la corrente totale attraverso il conduttore rimanga inalterata, trascurando le correnti di dispersione dovute alle capacità parassite tra spira-spira e tra spira-nucleo.

Altra ipotesi è che l'aumento della frequenza, modifica la f.m.m. nei conduttori rispetto al caso in *DC*, che sono presi a sezione rettangolare per semplicità, mentre rimane costante la f.m.m. nell'interspazio fra due conduttori vicini.

Dal modello di Dowell si ricava che la resistenza dell'avvolgimento per frequenze non nulle è del tipo

$$R_{AC} = R_{DC} (F_{skin} + F_{prox}) \quad (3.5)$$

dove F_{skin} e F_{prox} sono i contributi dovuti all'effetto pelle e all'effetto prossimità, con

$$F_{skin} = A \left(\frac{e^{2A} - e^{-2A} + 2 \sin(2A)}{e^{2A} + e^{-2A} - 2 \sin(2A)} \right) \quad (3.6)$$

$$F_{prox} = \frac{2}{3} A (N^2 - 1) \left(\frac{e^A - e^{-A} - 2 \sin(A)}{e^A + e^{-A} - 2 \cos(A)} \right) \quad (3.7)$$

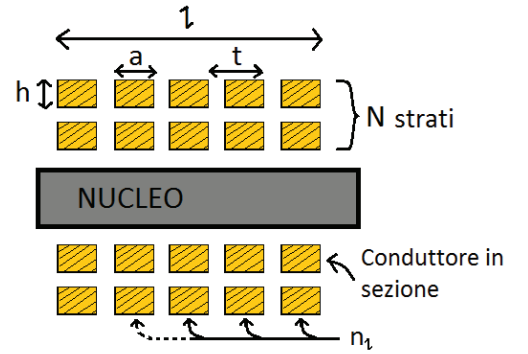


Figura 3.4: Parametri geometrici di un induttore a simmetria cilindrica multistrato visto in sezione assiale.

$$A = A_{\square} = \frac{h}{\delta} \sqrt{\frac{a}{t} \frac{n_l}{n_l - 1}} \simeq \frac{h}{\delta} \sqrt{\frac{a}{t}} \quad (3.8)$$

$$R_{DC} = \rho \frac{n_l N l}{ah} \quad (3.9)$$

con R_{DC} la resistenza dell'avvolgimento in corrente continua e A_{\square} è un parametro adimensionale, che tiene conto della geometria dell'avvolgimento e le proprietà fisiche del conduttore tramite lo spessore di penetrazione δ , dato dall'equazione 3.3.

Il significato dei parametri geometrici a, t, h, n_l, l, N si ricavano dalla figura 3.4. Nel caso di conduttori a sezione cilindrica si può ricavare l'equivalente del fattore A , ponendo una sezione quadrata $a = h$ e prendendo l'equivalente diametro d della sezione cilindrica di un conduttore di area pari a quella del conduttore di area a^2 , si ottiene

$$A_o \simeq \left(\frac{\pi}{4}\right)^{\frac{3}{4}} \frac{d^{\frac{3}{2}}}{\delta t^{\frac{1}{2}}} \quad (3.10)$$

I contributi dovuti all'effetto pelle e all'effetto prossimità, crescono con la radice quadratica della frequenza

$$F_{skin} \propto \frac{F_{prox}}{N^2 - 1} \propto A \propto \sqrt{f} \quad N \equiv n.strati \text{ di avvolgimenti.} \quad (3.11)$$

In figura 3.5, si riporta l'andamento $\frac{F_{skin}}{F_{prox}}$ in funzione di A per diversi strati di avvolgimento. I due effetti hanno un rapporto costante per A maggiori ~ 50 , tale rapporto cresce con dipendenza quadratica al crescere del numero degli stati, di conseguenza l'effetto prossimità è il termine dominante per avvolgimenti a più strati.

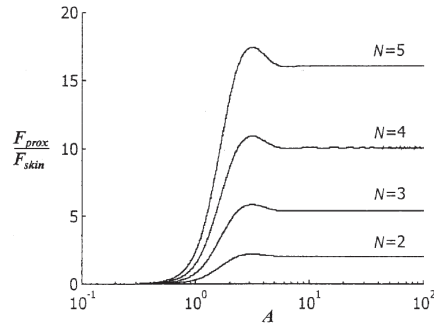


Figura 3.5: Andamento del rapporto dei contributi di R_{AC} in funzione di $A \propto \sqrt{f}$ per un induttore multistrato

Ottimizzazione di un induttore per alte frequenze

Dal modello di Dowell, si ricavano alcune indicazioni per ottimizzare i parametri costruttivi di induttori che lavorano ad alte frequenze:

- Limitare gli strati di avvolgimento al minimo, infatti si vede dall'equazione 3.7 che per $N = 1$ sparisce il termine di prossimità.
- Dalla figura 3.5 si vede che gli effetti di perdita, sono più piccoli tanto più A è piccolo.
 - Dall'eq.3.10 si ha che $A \propto \frac{1}{\sqrt{t}}$ è utile quindi distanziare le spire l'una dall'altra.
 - Inoltre $A \propto d^{\frac{3}{2}}$, ma la resistenza in corrente continua di un cavo a sezione cilindrica (eq.3.1) è $R_{DC} \propto \frac{1}{d^2}$, allora la resistenza complessiva $R_{AC} \propto AR_{DC} \propto \frac{d^{\frac{3}{2}}}{d^2} = \frac{1}{\sqrt{d}}$. Anche aumentare il diametro del cavo è utile, ma riduce la praticità d'utilizzo del cavo per l'aumento di rigidità per curve strette.
- Limitare l'effetto anello riducendo al minimo le pieghe superflue lungo l'avvolgimento.

Altri accorgimenti sono:

- Rivestire il conduttore in rame con uno strato di spessore $\sim \delta$ di argento, che ha una minore resistività. Diventa vantaggioso al crescere della frequenza, perché riduce il volume di materiale costoso impiegato.
- Usare cavi litz, costituiti da numerosi fili di piccolo diametro isolati tra loro per ridurre l'effetto pelle.
- Usare nuclei in ferrite ad alta resistività, limita le perdite dovute alle correnti parassite sul nucleo.
- Usare nuclei a geometria toroidale di piccola sezione. La geometria toroidale confina il campo magnetico all'interno del nucleo limitandone la dispersione. La sezione ridotta riduce l'effetto dipolo magnetico, che fa da antenna accoppiandosi con campi magnetici di sorgenti esterne.

3.3.4 Prestazioni dei cavi per induttori ad alte frequenze



Figura 3.6: Alcuni esempi di induttori realizzati

Sono stati eseguiti test con tre tipologie di cavi, per ottenere le prestazioni migliori per induttori che lavorano nel range di frequenze fra 1 – 20 MHz.

La variabile da ottimizzare è quindi il tipo di cavo per l'avvolgimento, mantenendo lo stesso numero di spire e lo stesso passo fra due spire vicine, usando come nucleo anelli di ferrite di tipo Fair-Rite, con $\varnothing_{int} = 19$ mm, $\varnothing_{ext} = 29$ mm, altezza 13.85 mm in materiale "61 Material" progettato per applicazioni fino a 25 MHz.

I cavi utilizzati

- Cavo pieno in rame per avvolgimenti a sezione circolare elettricamente isolato, con diametro del conduttore $\varnothing_{cond} = 0,951$ mm e $\varnothing_{isol} = 1,041$ mm per il diametro con l'isolamento in resina.
- Cavo coassiale RG174 con $\varnothing_{guaina\ ext} = 2,79$ mm e $\varnothing_{cavo\ massa} \sim 1,80$ mm, 101 pF/m, guaina in PVC, cavo di massa a treccia in rame stagnato.
- Cavo litz composto da 200 fili in rame isolati fra loro, con $\varnothing_{singolo} = 100$ μ m

Motivazioni della scelta dei cavi

Il cavo pieno, è di impiego standard per applicazioni come avvolgimenti per motori elettrici o trasformatori in generale.

L'RG174 è utilizzato principalmente per la trasmissione di segnali con banda fino a 1 GHz, ma si vuole sfruttare la calza conduttrice che avvolge il cavo centrale. Essendo cava, si sfrutta meglio l'area conduttrice complessiva a disposizione della calza al crescere della frequenza.

Il cavo litz è progettato per applicazioni che vanno da pochi kHz a qualche MHz. Presa la sezione trasversale del cavo, la sua struttura a più fili isolati, aumenta il rapporto perimetro/area rispetto a quello di un cavo cilindrico di pari area trasversale e quindi riduce l'effetto pelle che concentra la densità di corrente ai bordi.

Condizioni dei test svolti

Le prove eseguite, sono state realizzate nel caso di induttori con 9 e 14 spire per i tre tipi di cavo, misurando la frequenza di risonanza e la tensione massima raggiunta, eseguendo una scansione in frequenza ad una potenza costante di 10 W (fig. 3.7). Poi, è stata eseguita una scansione in potenza alla propria frequenza di risonanza per ogni induttore, per valutare la massima tensione ottenibile (fig. 3.8).

L'uscita della radio *CB* è stata collegata direttamente all'induttore, misurando la tensione ai suoi capi con una sonda *X1000*, (vedi *Strumentazione*).

Durante le misure, sono stati allontanati attrezzi metallici come forbici o chiavi inglesi dall'induttore, perché inducevano un accoppiamento che modificava fino a qualche % la frequenza di risonanza.

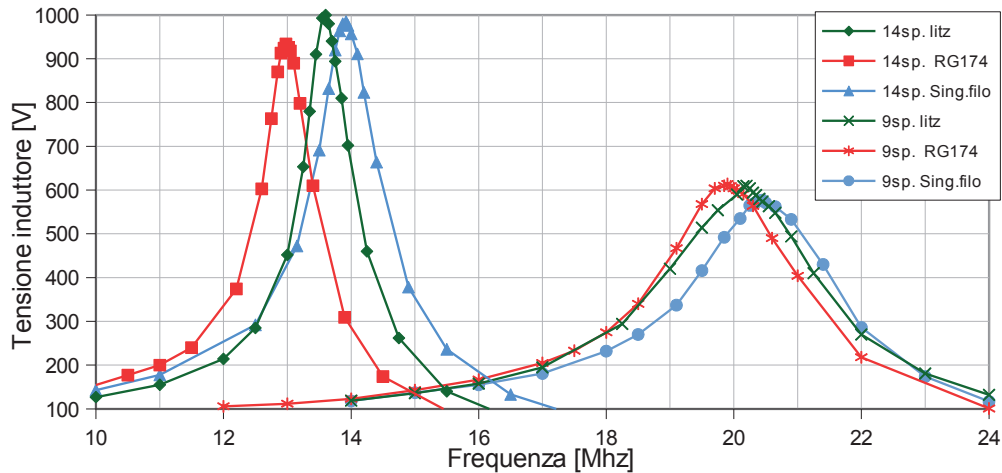


Figura 3.7: Scansione in frequenza a potenza costante per tre tipi di cavo a parità degli altri parametri geometrici, nel caso a 9 e 14 spire.

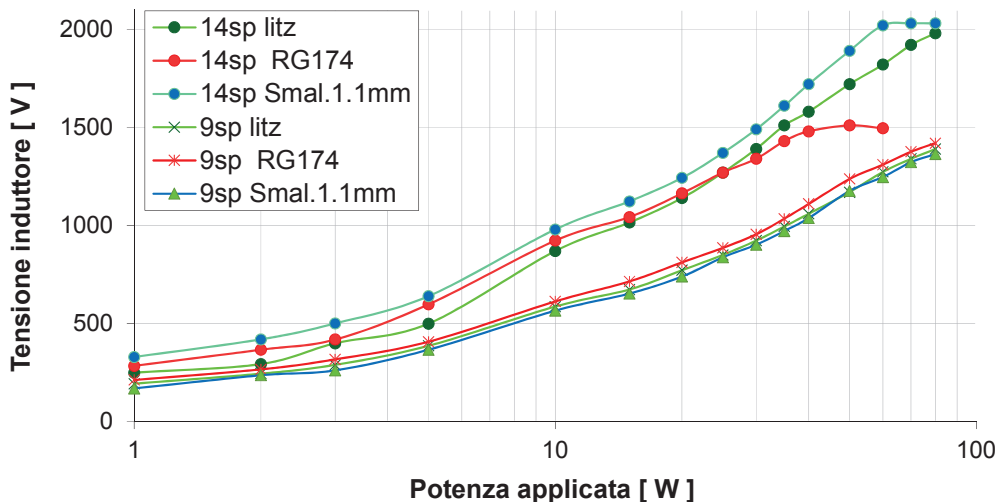


Figura 3.8: Scansione in potenza alla frequenza di risonanza data dalla figura 3.7

Esito delle prove

Dalla fig.3.7, si osserva che a parità delle condizioni sopra elencate, il cavo *RG174* mostra una più bassa frequenza di risonanza e una minor tensione raggiunta alla frequenza di risonanza

3. SORGENTI IN RADIOFREQUENZA

per entrambi i casi a 9 e 14 spire. Questo può indicare un fattore di merito Q inferiore², una spiegazione potrebbe essere data dalla eccessiva rigidità del cavo *RG174* dovuto al suo diametro, che impedisce un buona aderenza al nucleo e quindi un cattivo accoppiamento del campo magnetico. Gli altri due cavi hanno un comportamento abbastanza simile in entrambi i casi.

Dalla fig.3.8, per il caso a 9 spire (alta frequenza) i tre conduttori hanno un comportamento simile, mentre a bassa frequenza il cavo *RG174* mostra una pendenza inferiore saturando a ~ 40 W ad una tensione massima di 1.5 kV. Il cavo pieno mostra le prestazioni migliori, raggiungendo la tensione massima di saturazione 2 kV simile a quella raggiunta al cavo litz, ma più rapidamente.

Gli induttori infine utilizzati durante il lavoro di test sono stati costruiti sia con cavi pieni che cavi litz, questi ultimi in particolare si prestano molto bene nelle curvature per la loro bassa rigidità.

3.4 1 MHz-15 MHz

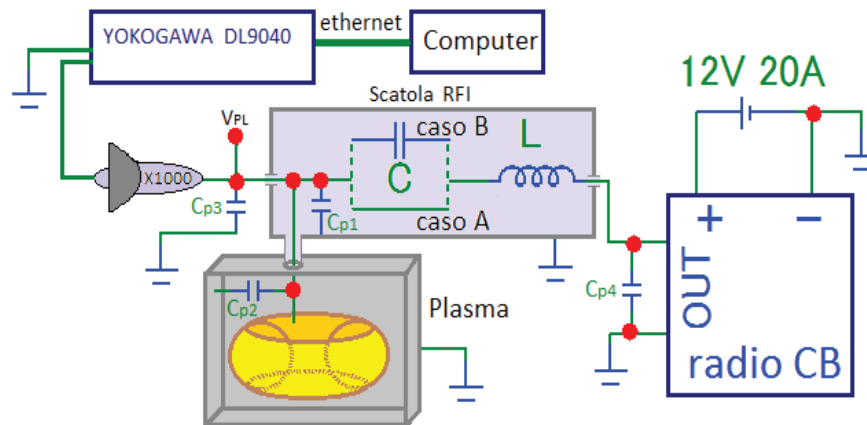


Figura 3.9: Schema circuitale dell'apparato sperimentale tra 1 e 15 MHz

Lo schema in figura 3.9 mostra il circuito adottato per le frequenze comprese fra 1 – 15 MHz, che presenta diverse modifiche rispetto agli schemi di figura 3.1 e 3.2.

- Per cominciare, non si usano più trasformatori per le ragioni spiegate alla sezione 3.3, ma induttori con massimo poche decine di spire, avvolte su ferriti toroidali come de-

²In generale il fattore di merito è definito come $Q = 2\pi \frac{\text{Energia immagazzinata}}{\text{Energia dissipata per ciclo}}$, che per un circuito risonante RLC in serie diventa $Q = R\sqrt{\frac{L}{C}}$

scritte alla sezione 3.3.4.

- Altro cambiamento è l'uso delle radio CB (sez.1.2.2) al posto dell'amplificatore audio e del generatore di frequenza.
- È stata inserita una scatola con schermatura RFI³, dove alloggiare il circuito risonante (fig.1.5a).
- Come si vedrà sotto, è necessario considerare nello schema circuitale le capacità parassite introdotte dal sistema, che vanno ad influenzare il circuito risonante composto dall'induttore e dalla propria capacità parassita. Di queste consideriamo: C_{P1} e C_{P2} introdotte dalla scatola RFI e dalla camera da vuoto, C_{P3} dovuta alla sonda *Tektronix P6015A* e C_{P4} data dalla capacità parassita del cavo coassiale *RG058* che porta il segnale dalla radio *CB* al circuito risonante, lungo ~ 1.5 m.
- In alcuni casi, è utile inserire un condensatore C in serie ad L , questo disaccoppia in parte il circuito risonante dalle capacità C_{P1} , C_{P2} e C_{P3} .

In fig.3.10, è riportato il risultato di un test eseguito con un induttore da 16 spire nel caso in cui: l'induttore è fuori dalla scatola RFI, l'induttore è dentro la scatola RFI e l'induttore è dentro la scatola RFI collegata elettricamente alla camera da vuoto.

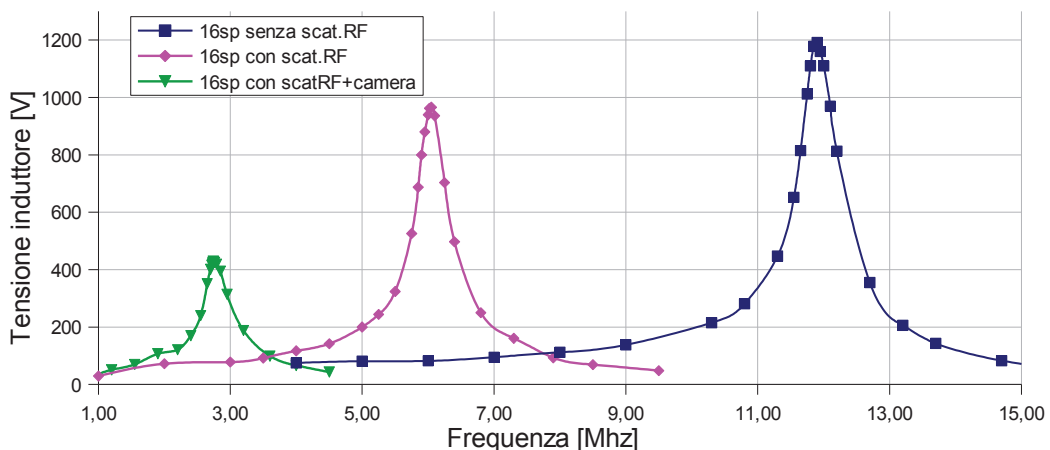


Figura 3.10: Come cambia la frequenza di risonanza per un induttore da 16 spire aggiungendo le capacità parassite del sistema a parità di potenza fornita a 10 W.

³acronimo di *Radio Frequency Interference*

3. SORGENTI IN RADIOFREQUENZA

Nel caso del solo induttore, oltre alla presenza della capacità parassita dell'induttore stesso, c'è anche C_{P3} e C_{P4} che sono sempre presenti nel circuito. Inserendo il circuito risonante nella scatola RFI, la risonanza si dimezza passando da ~ 12 MHz a ~ 6 MHz, e la tensione alla risonanza cala del ~ 21 %.

Collegando la scatola RFI alla camera da vuoto, c'è un ulteriore dimezzamento della frequenza di risonanza, passando a ~ 2.8 MHz con un calo in tensione del ~ 53 %.

Una possibile ragione fisica che causa le capacità parassite è dovuta alla vicinanza di due conduttori a e b isolati elettricamente fra loro, che sono sottoposti a campi elettrici variabili nel tempo. Se il mezzo dielettrico che li separa non è ideale (in generale sempre vero), questo manifesta perdite proporzionali al quadrato del campo elettrico (formalmente uguali a quelle ohmiche). Le cause possono essere molteplici, un tipico fenomeno può essere visto come l'insieme di tanti dipoli elettrici permanenti che si orientano col campo in un mezzo con frizione dissipando energia sotto forma di calore, che è alla base del principio di funzionamento dei forni a microonde [12].

Oltre alle capacità parassite, si dovrebbe fare un'analisi più accurata considerando i contributi di induttanze e resistenze parassite presenti nel sistema, che contribuiscono a degradare il Q del circuito risonante. Una possibile strategia per ridurre questi effetti è fare più attenzione durante le schermature dei cablaggi nella scatola RFI e nella camera da vuoto.

$C_{P1}[\text{pF}]$	$C_{P2}[\text{pF}]$	$C_{P3}[\text{pF}]$	$C_{P4}[\text{pF}]$
64 ± 25	259 ± 195	3.0	~ 150

Tabella 3.2: Stima delle capacità parassite

In tabella 3.2 sono riportate le capacità parassite, con C_{P3} e C_{P4} fornite dalle schede tecniche relative alla sonda e il cavo $RG174$, mentre C_{P1} e C_{P2} sono stimate come in appendice A.

In tabella 3.3 sono riportati gli induttori realizzati, indicando nella prima colonna il numero di spire e se sono stati utilizzati più induttori in serie o parallelo per ridurre le perdite. Nella seconda colonna si specifica il condensatore C di figura 3.9 se è presente. Nelle ultime colonne, si riportano la frequenza di risonanza e la tensione massima raggiunta dall'induttore con tutta la catena elettronica del sistema collegata, cioè i valori effettivi a disposizione.

L	C	f_{ris} [MHz]	V_{ppmax} [V]
serie 6 + 6 spire	/	~ 1.3	~ 800
16 spire	/	~ 2.8	~ 1000
11 spire	/	~ 4.2	~ 1000
6 spire	/	~ 7.3	~ 550
paral. 6 + 6 spire	/	~ 9.5	~ 380
paral. 6 + 6 spire	10 nF 3 kV	~ 13.2	~ 300
paral. 6 + 6 spire	5 nF 6 kV	~ 15.5	~ 270

Tabella 3.3: Induttori realizzati come in sez. 3.3.4, riportando f_{ris} e V_{ppmax} misurate con la scatola RFI e con la camera da vuoto collegate.

3.5 DC

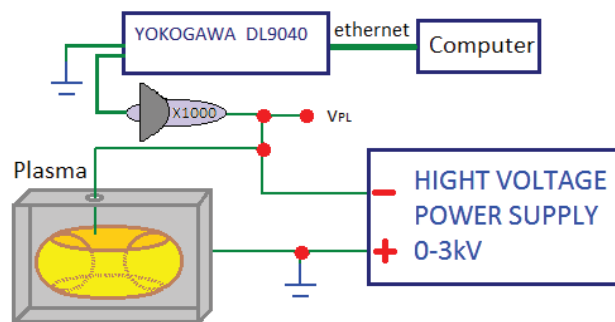


Figura 3.11: Schema circuitale dell'apparato sperimentale lavorando in corrente continua DC

La figura 3.11 mostra la configurazione circuitale del sistema quando si lavora in corrente continua, con le caratteristiche del generatore descritte in sez.1.2.2. L'elettrodo centrale nella camera da vuoto è polarizzato negativamente, questo per sfruttare gli elettroni secondari estratti dall'impatto degli ioni con l'elettrodo, aumentando l'efficienza di ionizzazione.

L'utilizzo del generatore in DC, avviene a brevi intervalli temporali per evitare il surriscaldamento dell'elettrodo centrale, che comporta un maggiore sputtering dell'elettrodo e nel caso dell'uso di magneti c'è il rischio di smagnetizzazione per il superamento della temperatura T_c .⁴

⁴È la temperatura al di sopra del quale un materiale ferromagnetico perde alcune proprietà, e si comporta più similmente ad un materiale paramagnetico.

Capitolo 4

Misure sperimentali e Analisi dati

In questo capitolo è descritto come vengono eseguite le misure, indicando: la procedura operativa della raccolta dati, le tecniche di analisi dei dati e le condizioni sperimentali di: tensioni di innesco del plasma, il tempo di ricombinazione ionica del plasma, il campo magnetico generato dal magnete/elettrodo centrale e il coefficiente β , la temperatura elettronica, il potenziale di plasma, la densità ionica, la frequenza collisionale e di ciclotrone. Per il calcolo delle incertezze e per altre misure come: potenza, pressione, posizione, ecc. si rinvia in appendice A.

4.0.1 Misure di innesco per un plasma magnetizzato in RF

Per la configurazione circuitale dell'apparato sperimentale durante la raccolta dati si fa riferimento alle immagini 3.11, 3.1, 3.2 e 3.9. I dati sono stati raccolti tramite l'oscilloscopio YOKOGAWA DL9040 per l'elevata banda passante di cui dispone (vedi sez.1.2.2).

Procedura di acquisizione dati

Durante tutte le acquisizioni delle tensioni per l'innesco del plasma è stato usato un filtro passa basso a 200 MHz sul canale d'ingresso per frequenze da $[1 - 15]$ MHz e un filtro a 2 MHz per frequenze da 0 Hz–20 kHz sempre in accoppiamento DC, il V/div è sempre stato adattato col controllo fine per sfruttare al meglio l'asse delle ordinate. Sono state adottate due tecniche per misurare effettivamente le tensioni di innesco del plasma:

- La prima tecnica è stata utilizzata per l'intervallo di frequenze 400 Hz–20 kHz, dove si sfrutta l'alta risoluzione e sensibilità del generatore di funzioni nel variare in ampiezza la tensione in uscita. Una volta stabilizzata la pressione all'interno della camera tramite la microvalvola (fig.1.5b), si effettua una prima misura valutando la tensione di innesco

in modo grossolano, per poi effettuare la vera misura aumentando la risoluzione della variazione di tensione del generatore di funzioni. L'innesco è caratterizzato da un calo di tensione tramite una discontinuità in ampiezza. La procedura è simile anche per le acquisizioni in DC.

- Nel caso dell'intervallo di frequenza che va da $[1 - 15]$ MHz si fa uso della radio CB come sorgente del segnale, in questo caso l'ampiezza in uscita si regola indirettamente controllando la potenza in uscita, che ha una variazione minima discreta di $1/4$ W con fondo scala 25 W e di 1 W con fondo scala 100 W. Questo impedisce una variazione fine dell'ampiezza in tensione.

Il problema è stato risolto notando che all'innesco del plasma c'è una fase precedente di salita della tensione caratteristica del transiente iniziale di un oscillatore armonico risonante dovuto al circuito LC esterno, per poi mostrare la tipica discontinuità all'innesco del plasma.

Quindi impostando un'alta potenza d'uscita della radio CB, e controllando l'accensione con l'apposito grilletto/pulsante, si possono dare degli impulsi di accensione a mano che scansioneranno tutte le ampiezze raggiungibili dal circuito LC fino a raggiungere un livello di tensione costante a meno che non si raggiunga prima la soglia di innesco caratterizzata dalla discontinuità. Si imposta allora la modalità di acquisizione sull'oscilloscopio in settaggio single shot e regolando il livello di trigger di volta in volta, è possibile ottenere degli screenshot nel momento esatto dell'innesco del plasma dando semplicemente un impulso con la radio, misurando il valore massimo di tensione in condizioni statiche.

Intervalli esplorati delle misure eseguite per le curve di Paschen

Nelle tabelle 4.1, 4.2, 4.3 e 4.4 sono riportate: la frequenza, l'ampiezza massima raggiunta in tensione e l'intervallo di pressione delle curve di Paschen tracciate per i gas: argon, azoto, elio e neon.

Argon	f_{RF}	$V_{max_{PP}}$ [kV]	p_{min} [mbar]	p_{max} [mbar]	figura n.
	DC	0.6	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-1}$	5.1
	0.4 kHz	1.8	$7 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-1}$	/
	4 kHz	2	$7 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-1}$	/
	20 kHz	1.7	$1 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-1}$	/
	1.3 MHz	0.8	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^0$	/
	4.1 MHz	1	$6 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^0$	/
	7.3 MHz	0.6	$8 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^0$	/
	9.5 MHz	0.35	$6 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^0$	/

Tabella 4.1: Intervalli esplorati nelle curve di Paschen per l'argon.

4. MISURE SPERIMENTALI E ANALISI DATI

Azoto	f_{RF}	$V_{max_{PP}}$ [kV]	p_{min} [mbar]	p_{max} [mbar]	figura n.
	DC	0.7	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^0$	5.2
	0.4 kHz	1.7	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^0$	/
	4 kHz	2.1	$1 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-1}$	/
	20 kHz	2.9	$8 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^0$	/
	1.3 MHz	0.85	$1 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-1}$	/
	4.1 MHz	0.85	$2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^0$	/
	13.2 MHz	0.3	$3 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-1}$	/

Tabella 4.2: Intervalli esplorati nelle curve di Paschen per l'azoto.

Elio	f_{RF}	$V_{max_{PP}}$ [kV]	p_{min} [mbar]	p_{max} [mbar]	figura n.
	DC	0.56	$4 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-1}$	5.3
	20.7 kHz	2.2	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-1}$	/
	1.3 MHz	0.85	$6 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^3$	/
	4.1 MHz	0.94	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^2$	/
	9.5 MHz	0.37	$6 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^2$	/
	13.2 MHz	0.3	$4 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^3$	/

Tabella 4.3: Intervalli esplorati nelle curve di Paschen per l'elio.

Neon	f_{RF}	$V_{max_{PP}}$ [kV]	p_{min} [mbar]	p_{max} [mbar]	figura n.
	DC	0.7	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^3$	5.4
	0.4 kHz	1.6	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^1$	/
	4 kHz	2.3	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^1$	/
	20 kHz	2.6	$4 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^3$	/
	1.3 MHz	1	$5 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^3$	/
	4.1 MHz	0.9	$4 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^2$	/
	10 MHz	0.4	$6 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^2$	/
	15.5 MHz	0.25	$4 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^3$	/

Tabella 4.4: Intervalli esplorati nelle curve di Paschen per il neon.

Misure di innesco per un plasma magnetizzato e non magnetizzato in Argon

In tabella 4.5 si riportano come per le tabelle precedenti gli intervalli esplorati per le curve di Paschen dell'argon nelle tre configurazioni dell'elettrodo centrale.

Tipo di elettrodo	f_{RF}	V_{maxPP} [kV]	p_{min} [mbar]	p_{max} [mbar]	figura n.
magneti	4.1 MHz	1	$6 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^0$	5.6
magne.+cilin.	4 MHz	1.1	$6 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-1}$	5.6
cilindro	4 MHz	1.4	$8 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-1}$	5.6
magneti	9.5 MHz	0.35	$6 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^0$	5.7
cilindro	9.5 MHz	0.8	$6 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-1}$	5.7
magnete	1.3 MHz	0.8	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^0$	5.5
cilindro	1.3 MHz	1.2	$2 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-1}$	5.5

Tabella 4.5: Intervalli esplorati nelle curve di Paschen per l'argon con i diversi tipi di elettrodi centrali utilizzati.

Nota: in tabella 4.5 si può notare come le ampiezze massime in tensione per il caso col solo cilindro sono nettamente superiori a parità di frequenza di lavoro, e quindi a parità di induttore utilizzato per il circuito risonante.

La motivazione è che le misure col solo cilindro sono state le ultime acquisizioni fatte, dove è stata introdotta una ventola di raffreddamento sull'induttore del circuito LC, questo ha limitato lo scostamento della frequenza di risonanza del sistema LC all'aumentare della temperatura dell'induttore rispetto alla frequenza imposta con la radio CB all'inizio di una presa dati, migliorando complessivamente il fattore di merito Q dell'induttore.

4.0.2 Misure di transienti di innesco e disinnesco di un plasma magnetizzato in radiofrequenza

La configurazione circuitale dell'apparato sperimentale durante l'acquisizione simultanea dei dati sulla tensione dell'elettrodo, l'intensità di luce del plasma e la corrente raccolta dalla sonda di Langmuir è riportato in figura 4.1, mentre per la configurazione del sistema di alimentazione per la sorgente RF e del fotodiodo si può fare riferimento, rispettivamente, alla figura 3.9 e al paragrafo 1.2.1. Queste misure sono state tutte eseguite con la sorgente RF a 4 MHz, quindi si è usato l'oscilloscopio YOKOGAWA DL9040 che ha una banda passante fino a 500MHz. Non essendo questo dotato di ingressi isolati è necessaria una configurazione ad un polo freddo per la resistenza di Shunt R_s , al contrario del resto delle misure fatte con la sonda di Langmuir come descritto alla sezione 2.5.

La sonda di Langmuir è stata alimentata con l'amplificatore bipolare kepcio in polarizzazione positiva alla tensione stabilizzata di +46 V in tutte le acquisizioni. In questa condizione ci

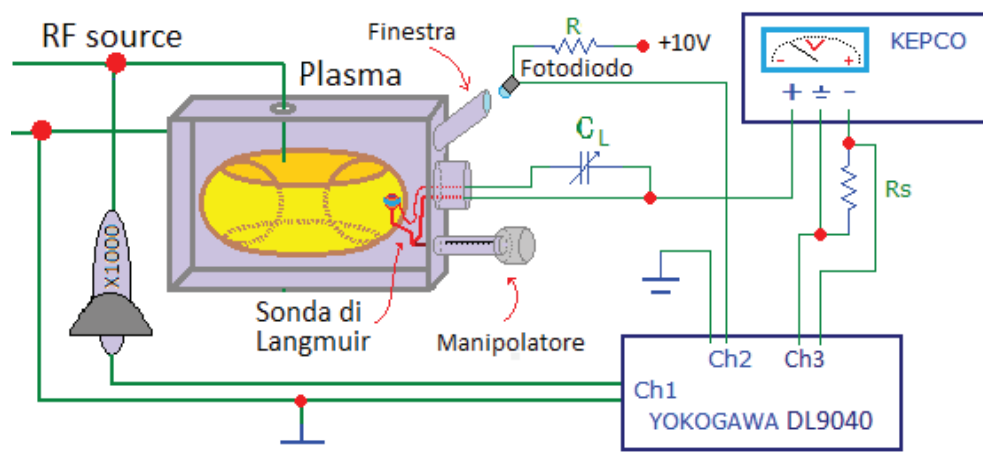


Figura 4.1: Schema circuitale del sistema di acquisizioni dati con la sonda di Langmuir e il fotodiodo

si trova in zona di saturazione elettronica, ed è stata scelta rispetto ad una polarizzazione negativa in zona di saturazione ionica per la maggiore ampiezza del segnale misurato dovuta alla maggiore mobilità degli elettroni (vedi sez.2.3).

Lavorando in saturazione elettronica, ci si trova nella zona quantitativamente meno affidabile della curva caratteristica I-V della sonda di Langmuir sempre per quanto detto alla sezione 2.3. Col sistema utilizzato per effettuare le misure di intensità di luce, non è possibile ricavare misure del plasma tramite misure quantitative. Si può ricavare invece il tempo di ricombinazione ionica da considerazioni qualitative delle curve ottenute in funzione della pressione o della potenza applicata, misurando il tempo caratteristico che l'intensità di luce impiega a raggiungere il livello di rumore di fondo una volta spento il plasma. Per queste ragioni viene riportata l'intensità di luce e la corrente di saturazione elettronica in unità arbitrarie.

Procedura di acquisizione dati

Durante tutte le acquisizioni sia per l'innescò che il disinnesco è stato usato un filtro passa basso a 20 MHz su tutti e tre i canali d'ingresso con un accoppiamento DC, il V/div è sempre stato adattato col controllo fine del cursore per sfruttare al meglio l'asse delle ordinate.

Per la procedura delle misure di innescò del plasma, l'oscilloscopio è stato impostato con l'acquisizione in single shot regolando la modalità del trigger in polarità di salita \nearrow sul canale dell'ingresso del fotodiodo, il livello del trigger è impostato per scattare sul primo picco caratteristico all'innescò del plasma che si può osservare nei grafici di figura 5.8. Il controllo della sorgente RF avviene sempre tramite l'apposito grilletto/pulsante della radio CB dando brevi impulsi a mano dell'ordine dei [40 – 70]ms.

La procedura per le misure di disinnesco del plasma sono simili a quelle sopra descritte, salvo per il fatto che è stato imposto un doppio trigger, per poter selezionare la fase di spegnimento

dovuto al fatto che comandando il grilletto/pulsante a mano non è possibile dare impulsi con intervalli regolari. Il primo trigger è esattamente come quello imposto sul picco iniziale che si ha all'innesco col fotodiodo. Il secondo trigger è in polarotà di discesa \searrow e si attiva solo dopo un ritardo temporale Δt da quando scatta il primo. La scelta del Δt è fatta ponendo come limite inferiore il tempo medio che l'intensità della luce impiega a portarsi in condizioni stazionarie dopo il transitorio dell'innesco (vedi fig.5.8), mentre il limite superiore è imposto dal tempo medio dell'impulso dato dall'operatore.

Intervalli esplorati

Gas	Zona	f_{RF}	Parametro fisso	Parametro variabile	figura n.
argon	innesco	4 MHz	$7.8 \cdot 10^{-3}$ mbar	10 – 75 W	5.8/5.9
/	disinnensco	/	/	10 – 75 W	5.10/5.11
/	disinnensco	/	40 W	$5.7 \cdot 10^{-3} - 8.0 \cdot 10^{-2}$ mbar	5.12

Tabella 4.6: Intervalli esplorati per le misure di transienti di innesco e disinnensco del plasma.

4.1 Misure del campo magnetico e del coefficiente β per la validità dell'interpretazione delle curve di Langmuir

Le misure sono state effettuate sia nel caso dei soli magneti, che nel caso dei magneti più il cilindro d'acciaio usati come elettrodo al centro della camera da vuoto descritti alla sezione 1.1.1. Per le misure è stato usato un gaussmetro (vedi sez.1.2.2) dotato di una sonda magnetica costituita da un'asta metallica piatta a sezione rettangolare. In particolare si misura la componente assiale B_{\parallel} del campo magnetico eseguendo scansioni radiali nel piano equatoriale ortogonale all'asse di simmetria del sistema. In figura 1.2 si schematizza la geometria del sistema a magneti e delle linee di campo, indicando anche il raggio nel piano equatoriale.

Procedura di acquisizione dati

È stata fissata in posizione orizzontale l'intera struttura dell'elettrodo di figura 1.1c a dei cavalletti a circa 0.5 m di distanza da qualsiasi oggetto metallico. La sonda è posizionata verticalmente e giace nel piano equatoriale ortogonale all'asse di simmetria del magnete, fissata ad un braccio metallico estensibile comandato da una manopola micrometrica. Eseguita una prima lettura al micrometro di posizione di \emptyset relativa al contatto tra la punta della sonda e la superficie laterale dell'elettrodo, è stato scansionato radialmente la componente assiale B_{\parallel}

del campo magnetico con passo 1 mm per entrambi i tipi di elettrodo. Infine, per tracciare i grafici di figura 5.13 è stata corretta la distanza radiale delle singole misure tenendo conto che la sonda magnetica misura effettivamente il campo a 2.54 mm dall'estremo del braccio metallico. Nei grafici l'asse delle ascisse, come riferimento a zero ha la superficie del magnete per entrambi i casi, cioè la distanza a zero corrisponde sempre al raggio dei magneti.

Misura di β per valutare gli effetti del campo magnetico sulla sonda

Come descritto alla sezione 2.3 il coefficiente β esprime l'intensità del campo magnetico B in relazione alla dimensione della sonda.

Presa l'equazione 2.28 per il raggio di Larmor r_L , possiamo fare delle considerazioni di β esprimendolo in funzione del raggio giacente nel piano equatoriale ortogonale all'asse di simmetria del campo magnetico. Per gli elettroni avremo l'equazione

$$\beta_e(r) = \frac{r_{probe}}{r_{Le}(r)} \simeq \left(r_{probe} \sqrt{\frac{\pi e}{8m_e}} \right) \left(\frac{B_{\parallel}(r)}{\sqrt{T_e(r)}} \right) \simeq \left(\frac{394}{\sqrt{T_e}} \right) B_{\parallel}(r) \sim_{T_e \sim 2} 278 B_{\parallel}(r) \quad (4.1)$$

considerando valida la distribuzione maxwelliana per le velocità degli elettroni si è approssimato $v_{e\perp}$ alla velocità termica elettronica $v_{eth}(r) = \sqrt{\frac{8T_e(r)}{\pi m_e}}$, con $T_e(r)$ la temperatura elettronica lungo r approssimata a 2 eV da considerazioni fatte a posteriori e $B_{\parallel}(r)$ è il campo magnetico assiale in funzione del raggio¹.

Lavorando con un gas nobile consideriamo solo stati monoatomici e assumiamo la presenza di soli ioni di prima ionizzazione. Visto che $m_e \ll m_{Ar}$ con ottima approssimazione si può scrivere $m_i = m_{Ar^+} \simeq m_{Ar} = 39.95$ u espressa in unità atomiche. Col ragionamento fatto per gli elettroni, prendiamo come componente della velocità ionica ortogonale al campo B_{\parallel} la velocità termica per gli ioni $v_{ith} = \sqrt{\frac{2\kappa T_i}{m_i}}$ e non la velocità ionica sonica che si avrebbe per il criterio di Bohm in direzione ortogonale alla sonda. Dove si approssima la $T_i = T_{Ar^+} \sim T_{Ar} \sim T_{ambiente}$, poiché la frequenza della sorgente di tensione $f_{RF} \geq 1$ MHz, mentre la frequenza di ciclotrone risulta $f_{ciclotrone} = (|q_i| B_{\parallel max}) / (2\pi m_i) \sim 3$ kHz e quindi la sorgente RF non è efficace a scaldare gli ioni.

Allora, esprimendo la massa $m_i = m_{Ar} m_{C^{12}}/12$ con $m_{C^{12}}/12 = 1.66 \cdot 10^{-27}$ kg la massa media di un nucleone del C¹² e ponendo $T_i \simeq 300$ K si può scrivere

$$\beta_i(r) = \frac{r_{probe}}{r_{Li}(r)} \simeq r_{probe} \left(\frac{m_i v_{ith}}{|e| B_{\parallel}(r)} \right)^{-1} = \left(\frac{\sqrt{\pi} r_{probe} e}{\sqrt{8\kappa T_i m_i}} \right) B_{\parallel}(r) \simeq 9.1 B_{\parallel}(r) \quad (4.2)$$

In figura 5.14 sono riportati gli andamenti delle eq.4.1 e 4.2. Come si può vedere per gli ioni vale sempre la condizione $\beta_i < 1$, quindi le curve caratteristiche I-V della sonda di Langmuir

¹Il versore della velocità $v_{e\perp}(t)$ giace sempre nel piano dell'area geometrica di raccolta della sonda piana, poiché è anch'essa ortogonale alle linee del campo magnetico per costruzione e quindi non è influenzato in prima approssimazione dal campo elettrico che si genera sullo strato di Debye, giustificando l'uso di v_{eth}

nella zona di saturazione ionica (fig.2.2) non risentono significativamente dal campo magnetico per tutti gli intervalli esplorati.

Per gli elettroni invece ci si trova a lavorare in quattro differenti zone, che possiamo riassumere nella tabella 4.7.

$\beta_e[\text{adm}]$	influenza di B_{\parallel}	$r_{min}[\text{mm}]$	$r_{max}[\text{mm}]$
< 1	trascurabile	~ 38	∞
~ 1	debole	~ 30	~ 38
> 1	intenso	~ 10	~ 30
$\gg 1$	molto intenso	0	~ 10

Tabella 4.7: Effetto del campo magnetico B_{\parallel} sulla distorsione della curva caratteristica della sonda di Langmuir per gli elettroni.

4.2 Analisi dei dati raccolti con la sonda di Langmuir

La descrizione del sistema di acquisizione dei dati e la configurazione circuitale del sistema sono descritti alla sezione 2.5. Il modello della curva di Langmuir utilizzato nelle prossime trattazioni valido per un plasma non magnetizzato in DC, può essere considerato buono nel caso di un plasma magnetizzato in radiofrequenza per una sonda di Langmuir piana e ortogonale alle linee di campo magnetico per i valori del parametro β discussi alla sezione 2.2, e che sia anche compensata dalla fluttuazioni del potenziale di plasma dovute alla radiofrequenza, che è il caso della sonda realizzata in questo lavoro e descritta al capitolo 2.

4.2.1 Misure della corrente ionica di saturazione

Si descrive ora il modello utilizzato per l'interpretazione delle caratteristiche della sonda di Langmuir ottenute nelle diverse scansioni. Per plasmi di questo genere sono tipicamente presenti due distinte popolazioni di elettroni a due differenti temperature $T_{e1} < T_{e2}$, che definiamo con elettroni “freddi” ed elettroni “caldi”. In genere la densità degli elettroni freddi risulta molto maggiore $n_{e1} \gg n_{e2}$, è possibile quindi in prima approssimazione trascurare la popolazione di elettroni caldi dalla trattazione prendendo $T_e = T_{e1}$. Un oggetto conduttore flottante immerso in un plasma si trova sempre ad un potenziale flottante V_f inferiore a quello di plasma V_P , e viene avvolto da uno strato detto di Debye (descritto alla sez.2.1) di carica positiva, che tende a schermare il plasma da tale potenziale. Se si applica una tensione V molto negativa rispetto al potenziale di plasma, lo spessore di tale strato s varia come nell'equazione 2.24 (valida perché a $V \ll V_P$ respinge tutti gli elettroni per pressioni

non troppo alte), dove sostituendo nell'equazione $V_o = V_P - V$, si ottiene una dipendenza dalla caduta di tensione $s \propto (V_P - V)^{3/4}$. Di conseguenza lo strato diverrà più ampio al diminuire della polarizzazione; questo comporterà un aumento dell'area di raccolta e di conseguenza della corrente misurata. Sperimentalmente questo fenomeno impedisce la saturazione ionica della caratteristica I-V, ottenendo appunto una curva del tipo mostrata in fig.4.2. Nell'intervallo usuale per l'analisi delle caratteristiche in zona di saturazione ionica, compreso tra 0 e -100 V, lo strato s può essere approssimativamente linearizzato [8] come $(V_P - V)^{3/4} \sim \frac{1}{3}(V_P - V)$. In questo intervallo l'equazione (2.24) diventa

$$s \simeq \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_D \left(\frac{2e}{T_e} \right)^{3/4} \frac{1}{3} (V_P - V) = Z (V_P - V) \quad (4.3)$$

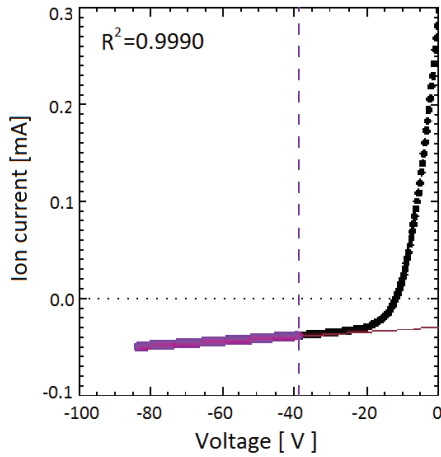


Figura 4.2: Parte ionica di una curva caratteristica della sonda di Langmuir.

L'area di raccolta efficace A_i della sonda è allora data dalla somma di due termini: l'area efficace A_{if} data per $V = V_f$ (con V_f il potenziale flottante eq.2.19), che dipende dall'area geometrica della sonda A_{geome} e dallo spessore dello strato a potenziale flottante s_f , cioè $A_{if} = A_{if}(A_{geome}, s_f)$. Il secondo termine è dovuto all'espansione dello strato s al variare di V , quindi data l'equazione 4.3 si può scrivere:

$$A_i(V) = A_{if} + \frac{dA_i}{ds} (s(V) - s_f) = A_{if} + Z \frac{dA_i}{ds} (V_f - V) \quad (4.4)$$

dove dA_i/ds è il tasso di crescita dell'area di raccolta. Avendo una sonda piana si può stimare in prima approssimazione l'area efficace A_{if} con l'area geometrica $A_{if} \sim A_{geome}$ data dall'equazione (eq.2.36). L'approssimazione è buona se lo spessore dello strato s_f è piccolo rispetto le dimensioni della sonda, cioè $s_f/D \ll 1$, dove

D è il diametro del disco di raccolta della sonda. Con $D = 1.5$ mm e ponendo le quantità medie: $n \sim 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $T_e \sim 1.5$ eV e $\Delta V_{P-f} \sim 50$ V si ottiene un rapporto $s_f/D \sim 0.18$.

Ponendo $T \simeq \frac{Z}{A_{geome}} \frac{dA_i}{ds}$ si ricava l'espressione approssimata valida nell'intervallo $[-100, 0]$ V per la corrente ionica raccolta dalla sonda:

$$\frac{V_{sonda}}{R_s}(V)_{[-100,0]} = I_i(V) = j_s A_i(V) \simeq j_s A_{geome} (1 + T(V_f - V)) \quad (4.5)$$

dove V_{sonda} è la tensione misurata con l'oscilloscopio ai capi della resistenza di shunt R_s e j_s è la densità di corrente ionica all'interfaccia plasma-strato ricavata alla sezione 2.1

$$j_s \simeq \frac{1}{2} e n_i c_s \quad (4.6)$$

con c_s (eq.2.7) la velocità ionica sonica che dipende dalla temperatura T_e , pari alla velocità media degli ioni con cui arrivano all'interfaccia plasma-strato per il criterio di Bohm e n_i è la densità ionica nel plasma imperturbato pari a quella elettronica per la condizione di quasi-neutralità.

Si ottiene per $I_i(V) \xrightarrow{V \rightarrow V_f} I_{is}$, dove I_{is} è il valore della corrente di saturazione ionica nel caso ideale in cui non c'è l'effetto dello strato. Riscrivendo:

$$I_i(V) = (-j_s A_{geome} T) V + j_s A_{geome} (1 + T V_f) = aV + b \quad (4.7)$$

si ricavano i coefficienti a e b con un'interpolazione lineare di ogni curva caratteristica di Langmuir scansionata in V per la parte ionica. Il tratto della curva più compatibile al modello lineare della curva caratteristica della sonda di Langmuir nella zona di saturazione ionica è scelto avvalendosi come indicatore di bontà, del quadrato del coefficiente di correlazione R^2 . Un esempio dell'intervallo di dati compatibili è rappresentato in viola in figura 4.2, indicando graficamente la retta equivalente $aV + b$ e riportando l' R^2 relativo. Ottenuti i coefficienti si guarda dai dati quando la corrente si annulla (dove $I_i = I_e$), corrispondente a $V_{I=0} = V_f$. Quindi sostituendolo i coefficienti a , b e il valore trovato $V_{I=0}$ nell'ultima uguaglianza dell'equazione 4.7, si ottiene la stima del valore della corrente di saturazione ionica relativa alla curva di Langmuir analizzata nel caso ideale in cui non c'è l'espansione dell'area efficace di raccolta.

4.2.2 Misure della temperatura elettronica

Per ricavare la temperatura elettronica T_e , si deve valutare la parte positiva nell'asse delle ordinate della curva caratteristica della sonda di Langmuir di figura 2.2. In generale la corrente totale I della curva caratteristica è data dalla somma della corrente ionica I_i e quella elettronica I_e , che nella zona negativa dell'asse delle ordinate può essere approssimata all'equazione 4.5. In via generale per una sonda di Langmuir immersa in un plasma possiamo scrivere la corrente che la percorre:

$$I = I_i + I_e = eA_i(\Gamma_e - \Gamma_i) \quad (4.8)$$

dove Γ_e e Γ_i sono i flussi degli elettroni e degli ioni all'interfaccia plasma-strato di Debye, dati dalle equazioni 2.15 per gli elettroni con $\Phi = 0$ riferito all'interfaccia plasma-strato e l'equazione 4.6 divisa per l'area di raccolta per gli ioni. Sostituendole in 4.8 e riarrangiando l'equazione aggiungendo e sottraendo il medesimo termine esponenziale col potenziale flottante $\exp(e\Phi_f/T_e)$, si arriva all'equazione

$$I = \frac{1}{2} e A n_o c_s \left[\exp\left(\frac{e(\Phi - \Phi_f)}{T_e}\right) - 1 \right] = I_{is} \exp\left(\frac{e(\Phi - \Phi_f)}{T_e}\right) - 1 = \frac{V_{sonda}}{R_s} \quad (4.9)$$

4. MISURE SPERIMENTALI E ANALISI DATI

con n_o la densità di plasma imperturbato e I_{is} la corrente di saturazione ionica. Invertendo l'equazione 4.8 e tenendo conto delle relazioni 4.7 e 4.9, possiamo scrivere la corrente elettronica come:

$$I_e(V) = I(V) - I_{is} = \frac{V_{sonda}}{R_s} - (aV_{I=0} + b) \propto \exp\left(\frac{e(\Phi - \Phi_f)}{T_e}\right) \quad (4.10)$$

Nella pratica sperimentale i potenziali sono riferiti al potenziale di terra, quindi a meno di una costante moltiplicativa, la proporzionalità con l'esponenziale non cambia e si possono fare le seguenti sostituzioni: $\Phi \rightarrow V$ e $\Phi_f \rightarrow V_f$. Sottraendo ai valori sperimentali i valori della corrente di saturazione ionica e rappresentando i risultati in scala logaritmica nell'asse delle ordinate per la parte elettronica della curva caratteristica della sonda di Langmuir, si otterrà un grafico del tipo in figura 4.3. La zona del grafico che rispetta un andamento

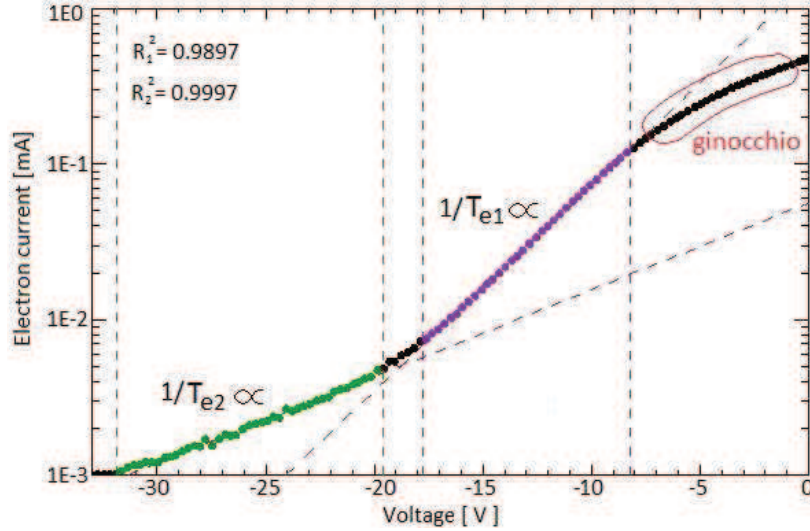


Figura 4.3: Rappresentazione in scala semi-logaritmica della I_e nel caso dove appaiono due popolazioni elettroniche a diverse temperature.

esponenziale e quindi in accordo con l'equazione 4.11, apparirà come una retta. Dove la pendenza sarà proporzionale all'inverso della temperatura elettronica T_e . A polarizzazioni maggiori al potenziale di plasma V_P , si evidenzia il tipico ginocchio nella zona di saturazione elettronica, infatti, non è più corretta l'ipotesi che gli elettroni vengono parzialmente respinti e gli ioni vengono accelerati. Ciò che accade in pratica è che la corrente, invece di continuare a crescere esponenzialmente con il potenziale della sonda, presenta una saturazione, che corrisponde al caso in cui vengano raccolti tutti gli elettroni, e tutti gli ioni siano respinti [17]. Eseguendo allora un fit esponenziale nell'intervallo della curva caratteristica che meglio si presta al modello esponenziale (che in figura appare lineare) si può scrivere:

$$\ln I_e(V) \propto C(V - V_f) \quad (4.11)$$

con C il parametro che si ottiene dal fit esponenziale pari a $1/T_e$ se è espresso in eV. L'intervallo di grafico è selezionato avvalendosi sempre del quadrato del coefficiente di correlazione R^2 come discriminante. Come è evidenziato in figura 4.3, durante l'analisi di diverse curve acquisite, compare un secondo esponenziale a potenziali più bassi che presenta una pendenza minore, cui corrisponde una temperatura maggiore T_{e2} . Questo è dovuto alla popolazione di elettroni "caldi". Comunque, nella maggior parte dei casi si ha una bassa statistica per determinare la temperatura T_{e2} con errori accettabili, questo è dovuto alla bassa densità elettronica ad essa associata e che quindi giustifica l'approssimazione iniziale $n_{e1} \gg n_{e2}$.

4.2.3 Fireball

Nella maggior parte delle scansioni eseguite con la sonda di Langmuir a polarizzazioni superiori al potenziale di plasma, si è manifestato il fenomeno delle fireball sopra la zona di raccolta della sonda (fig.4.5). Le fireball sono delle bolle di plasma all'interno del plasma principale con diversi parametri, come la manifestazione di un secondo strato di Debye. Si generano quando le sonde non si comportano più come tali, e quindi il loro contributo nel perturbare il plasma diventa rilevante. In figura 4.4 si riporta una tipica curva I-V delle fireball riscontrate durante le misure, evidenziando le zone di interesse.

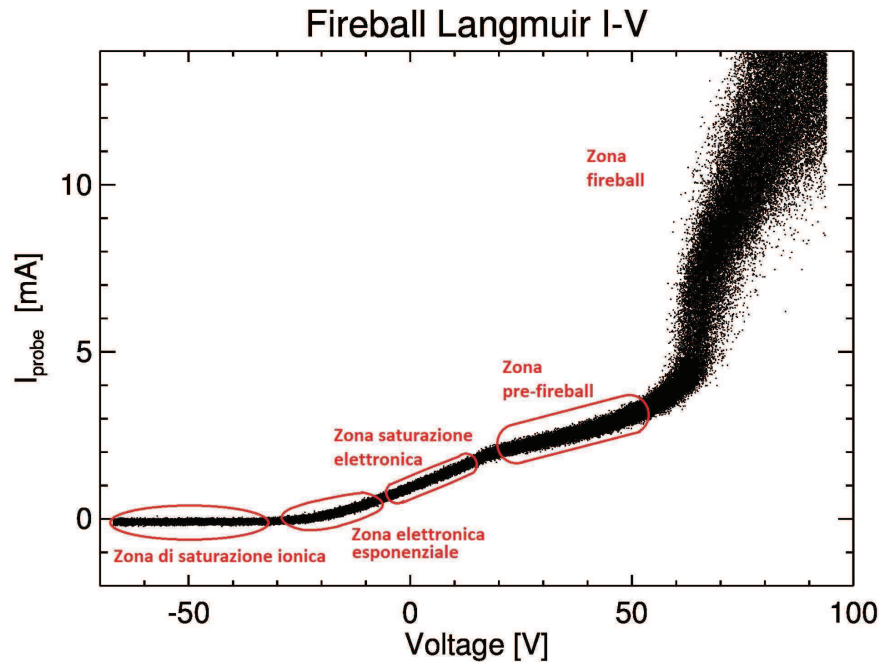


Figura 4.4: Curva caratteristica I-V di una tipica fireball durante le acquisizioni con la sonda di Langmuir.

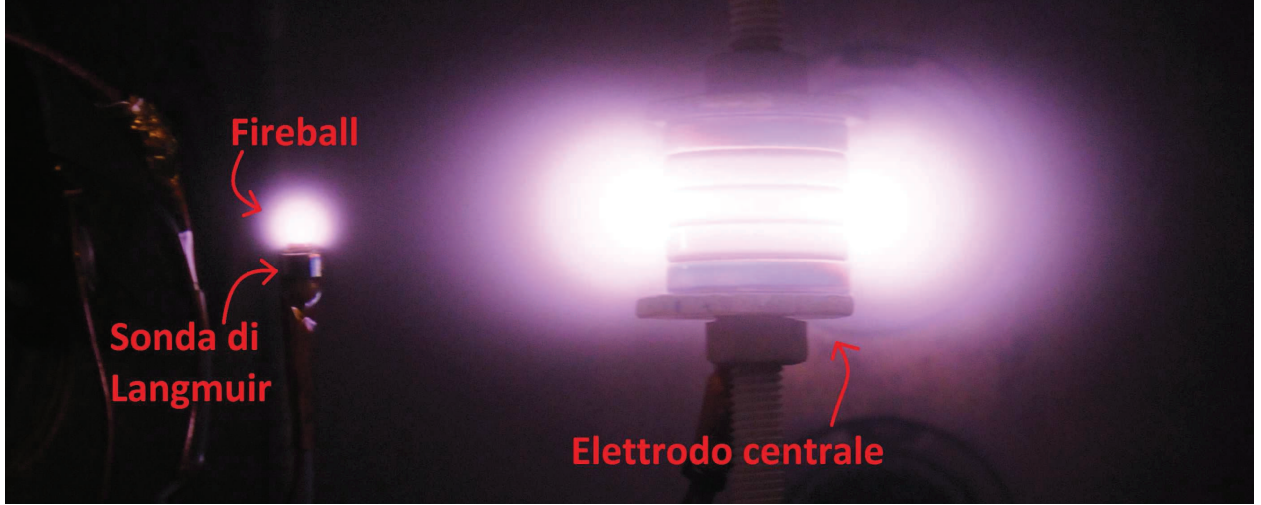


Figura 4.5: L'immagine mostra la formazione di un secondo plasma sulla sonda di Langmuir che costituisce la fireball.

4.2.4 Misure del potenziale di plasma e della densità ionica

Nei paragrafi precedenti 4.2.1 e 4.2.2 si ottengono le quantità I_{is} , V_f e T_e , dal quale è ora possibile ricavare il potenziale di plasma dall'equazione 2.19, ottenendo

$$V_P = V_f + \alpha \frac{T_e}{e} \quad (4.12)$$

dove si ricorda che T_e è sempre espresso in eV e α è una costante che dipende dalle masse delle cariche data dall'equazione 2.20.

Infine, si stima la densità elettronica moltiplicando ambo i membri dell'equazione 4.6 per l'area di raccolta, ottenendo la corrente ionica all'interfaccia plasma-strato. Invertendo l'equazione e tenendo conto delle approssimazioni fatte risulta

$$n_i \simeq \frac{2I_{is}}{eA_{\text{geom}}C_s} \quad (4.13)$$

con C_s la velocità ionica sonica calcolata con la T_e stimata.

Intervalli esplorati delle misure eseguite per n_i , T_e , V_P

Si riportano in tabella 4.8 e 4.9 gli intervalli esplorati di potenza e frequenza della sorgente di tensione, pressione e distanza radiale dall'elettrodo centrale per le misure fatte di temperatura elettronica, potenziale di plasma e densità elettronica.

Osservabile	Posizione [cm]	Pressione [mbar]	Potenza [W]	Frequenza [MHz]	figura n.
T_e	(0.5 – 6)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	5, 10 ,20	2.3	5.16
V_P	(0.5 – 6)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	5, 10 ,20	2.3	5.17
n_i	(0.5 – 6)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	5, 10 ,20	2.3	5.18
T_e	1.5, 3, 5	$(3.4 \cdot 10^{-4} - 3.4 \cdot 10^{-1})$	10	2.3	5.19
V_P	1.5, 3, 5	$(3.4 \cdot 10^{-4} - 3.4 \cdot 10^{-1})$	10	2.3	5.20
n_i	1.5, 3, 5	$(3.4 \cdot 10^{-4} - 3.4 \cdot 10^{-1})$	10	2.3	5.21
T_e	(0.5 – 5.5)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	10	2.3, 12.3	5.23
V_P	(0.5 – 5.5)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	10	2.3, 12.3	5.24
n_i	(0.5 – 5.5)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	10	2.3, 12.3	5.25
T_e	1.5	$(1 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-1})$	10, 20	2.3, 12.3	5.26
V_P	1.5	$(1 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-1})$	10, 20	2.3, 12.3	5.27
n_i	1.5	$(1 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-1})$	10, 20	2.3, 12.3	5.28
T_e	1.5	$(2.8, 9.6, 60) \cdot 10^{-3}$	(0.8 – 30)	2.3, 12.3	5.29
V_P	1.5	$(2.8, 9.6, 60) \cdot 10^{-3}$	(0.8 – 30)	2.3, 12.3	5.30
n_i	1.5	$(2.8, 9.6, 60) \cdot 10^{-3}$	(0.8 – 30)	2.3, 12.3	5.31

 Tabella 4.8: Tabella riassuntiva delle misure svolte di T_e , n_i e V_P in Argon

Elettrodo	Osservabile	Posizione [cm]	Pressione [mbar]	Potenza [W]	Frequenza [MHz]	figura n.
magnete	T_e	(1 – 6)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	10	12.3	5.33
magne.+cilin.	T_e	(1 – 6)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	10	12.3	5.33
magnete	V_P	(1 – 6)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	10	12.3	5.34
magne.+cilin.	V_P	(1 – 6)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	10	12.3	5.34
magnete	n_i	(1 – 6)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	10	12.3	5.35
magne.+cilin.	n_i	(1 – 6)	$8.7 \cdot 10^{-3}$	10	12.3	5.35

 Tabella 4.9: Intervalli esplorati per T_e , n_i , V_P in Argon con e senza cilindro centrale.

4.2.5 Misure di frequenza collisionale tra elettroni e atomi neutri

Il parametro fondamentale che caratterizza le collisioni è dato dalla sezione d'urto $\sigma(v_R)$, dove v_R è la velocità relativa tra le particelle che collidono. In questo caso si prendono gli atomi di argon con densità n_{Ar} fermi rispetto agli elettroni, in quanto $T_e \gg T_{Ar}$ e $m_e \ll m_{Ar}$, quindi $V_e \gg V_{Ar}$. La velocità relativa v_R a cui avvengono le collisioni è dunque in ottima approssimazione data dalla sola velocità degli elettroni, che può essere approssimata alla velocità termica $v_R \simeq V_e \simeq V_{eth} = \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}$, considerando gli elettroni in equilibrio termico fra loro alla temperatura T_e . Un primo modello rudimentale che descrive gli urti è prendere un flusso di elettroni Γ di densità n_e che collide su un bersaglio fisso di atomi di argon di

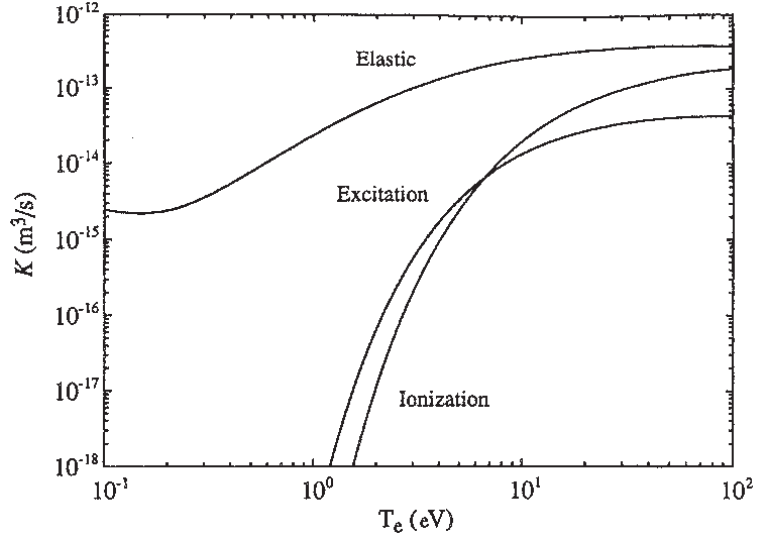


Figura 4.6: Tasso di collisione degli elettroni con atomi neutri di argon a seconda del tipo di urto in funzione della temperatura elettronica[18].

densità n_{Ar} e di spessore dx , avendo $m_e \ll m_{Ar}$ si può approssimare che dopo un urto gli atomi restino immobili e che quindi abbiano massa infinita (valida perché $V_{eth} \ll c$, con c la velocità della luce). Si ottiene dunque la relazione

$$dn = -\sigma n_e n_{Ar} dx \quad (4.14)$$

dove σ è la sezione d'urto dell'interazione espressa in $[m^{-2}]$, essa cambierà a seconda del tipo di interazione (elastico, di eccitazione o ionizzante). Moltiplicando l'equazione 4.14 per la velocità, si trova un'equazione simile per il flusso di particelle

$$d\Gamma = -\sigma \Gamma n_{Ar} dx \quad (4.15)$$

Con una semplice interpretazione della sezione d'urto considerando urti elastici fra particelle rigide di raggio r_1 e r_2 , si calcola $\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2$ e integrando l'equazione 4.15 si ottiene $\Gamma(x) = \Gamma_o e^{-n_{Ar}\sigma x} = \Gamma_o e^{-x/\lambda}$, dove λ è il cammino libero medio fra due urti consecutivi. Dividendo λ per la velocità degli elettroni si ottiene il tempo medio fra due collisioni consecutive, che è pari all'inverso della frequenza di collisione, che possiamo scrivere

$$\nu_{e-n} = n_{Ar}\sigma v \simeq n_{Ar}\sigma V_{eth} = K n_{Ar} \quad (4.16)$$

dove si esprime la frequenza di collisione per unità di densità $[m^{-3}/s]$ con $K = \sigma v$. Tale valore è stato misurato sperimentalmente per l'argon in funzione della temperatura elettronica che si riporta in figura 4.6. Il grafico mostra i diversi contributi dovuti alle collisione elastiche K_{el} ,

di eccitazione K_{ex} e ionizzazione K_{io} [18]. Dalle misure di temperatura elettronica eseguite durante la tesi, l'intervallo d'interesse è compreso tra 1 e 10 eV, allora, dalla figura 4.6 si nota che il contributo dominante è dato dagli urti elastici e quindi si può approssimare $K \simeq K_{el} \gg K_{ex} \sim K_{io}$.

Basta ora determinare la densità n_{Ar} dall'equazione di Avogadro per i gas perfetti (valida perché l'argon è un gas nobile e si lavora a basse pressioni) riscritta in termini della costante di Boltzmann, cioè $p = n_{Ar}\kappa_B T$, dove T è la temperatura dell'argon neutro che consideriamo a temperatura ambiente ~ 300 K. Si ottiene allora per la frequenza di collisione

$$\nu_{e-n} = Kn_{Ar} \simeq K_{el}(T_e) \frac{p}{\kappa_B T_{300K}} \quad (4.17)$$

con T_e e p la temperatura elettronica e la pressione del gas misurate durante le acquisizioni.

Osservabile	Posizione [cm]	Pressione [mbar]	Potenza [W]	Frequenza [MHz]	figura n.
ν_{e-n}	1.5, 3, 5	$(3.4 \cdot 10^{-4} - 3.4 \cdot 10^{-1})$	10	2.3	5.22
ν_{e-n}	1.5	$(2.8, 9.6, 60) \cdot 10^{-3}$	(0.8 – 30)	2.3, 12.3	5.32

Tabella 4.10: Intervalli esplorati per le misure della frequenza media di collisione fra elettroni e atomi neutri di Argon.

Capitolo 5

Risultati sperimentali e discussione

5.1 Curve di Paschen di plasmi magnetizzati in radiofrequenza per diversi gas

Si riportano i risultati ottenuti dalle misure di tensioni di innesco per le diverse frequenze della sorgente di tensione più la DC nel caso di plasmi magnetizzati. Osservando le curve di Paschen per i gas di argon, azoto, elio e neon nelle figure 5.1, 5.2, 5.3 e 5.4 alle diverse frequenze di lavoro, si possono osservare alcuni comportamenti comuni. Il primo che salta all'occhio è l'abbassarsi in generale della curva di innesco a parità di gas all'aumentare della frequenza applicata. Di conseguenza, si ha, al crescere della frequenza della tensione di polarizzazione, un aumento del tasso volumetrico di ionizzazione e quindi un minor costo energetico per la produzione di una coppia ione-elettrone. In tutti i casi si ottiene che il minimo della curva di innesco oltre una certa frequenza di lavoro sia inferiore a quello ottenuto in DC, inoltre, il minimo della curva in DC risulta in genere spostato a pressioni inferiori rispetto al minimo ottenuto in radiofrequenza.

Il comportamento del neon è abbastanza simile a quello dell'elio, mostrando un andamento della tensione di innesco asimmetrico rispetto al minimo della curva, a basse pressioni ha un andamento in prima approssimazione di un flesso obliquo, mentre ad alte pressioni in prima approssimazione si ha un flesso orizzontale fino a pressione atmosferica.

Anche se l'azoto non è un gas nobile ha comunque un comportamento simile all'argon, infatti, entrambi hanno curve di Paschen circa simmetriche rispetto al minimo, che in apparenza sembrano di natura polinomiale.

Si nota in particolare per il caso del neon, che alle basse frequenze della tensione di polarizzazione tra 0.4 e 20 kHz, le curve hanno un comportamento intermedio tra la curva in DC e quelle a più alta frequenza.

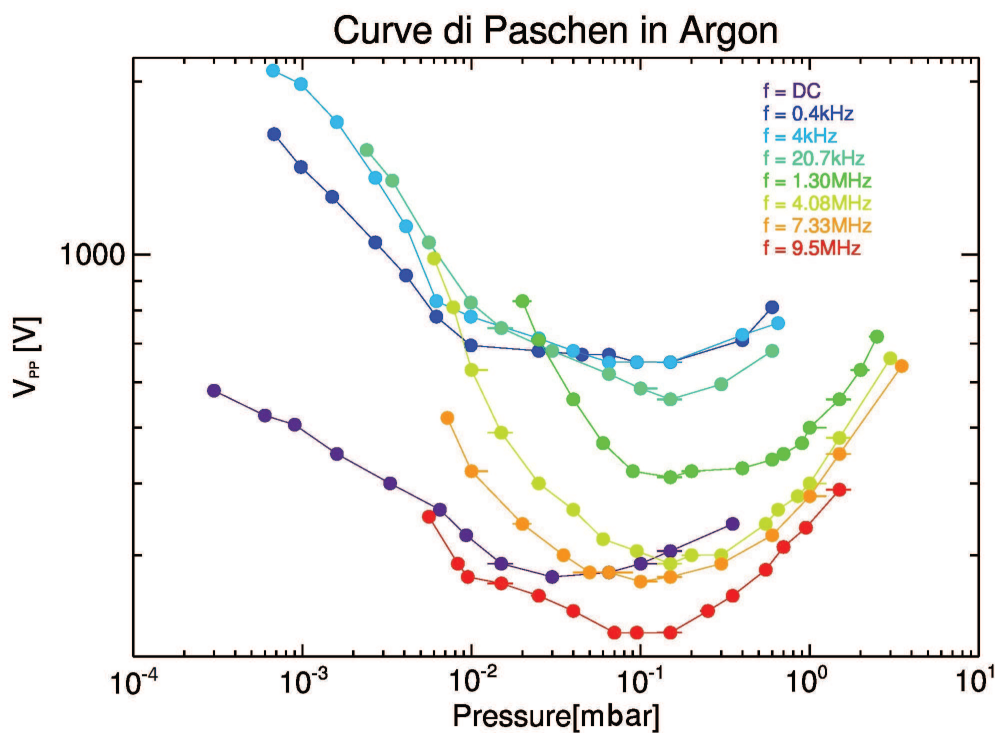


Figura 5.1: Curve di innesco per l'argon in funzione della pressione a diverse frequenze di polarizzazione.

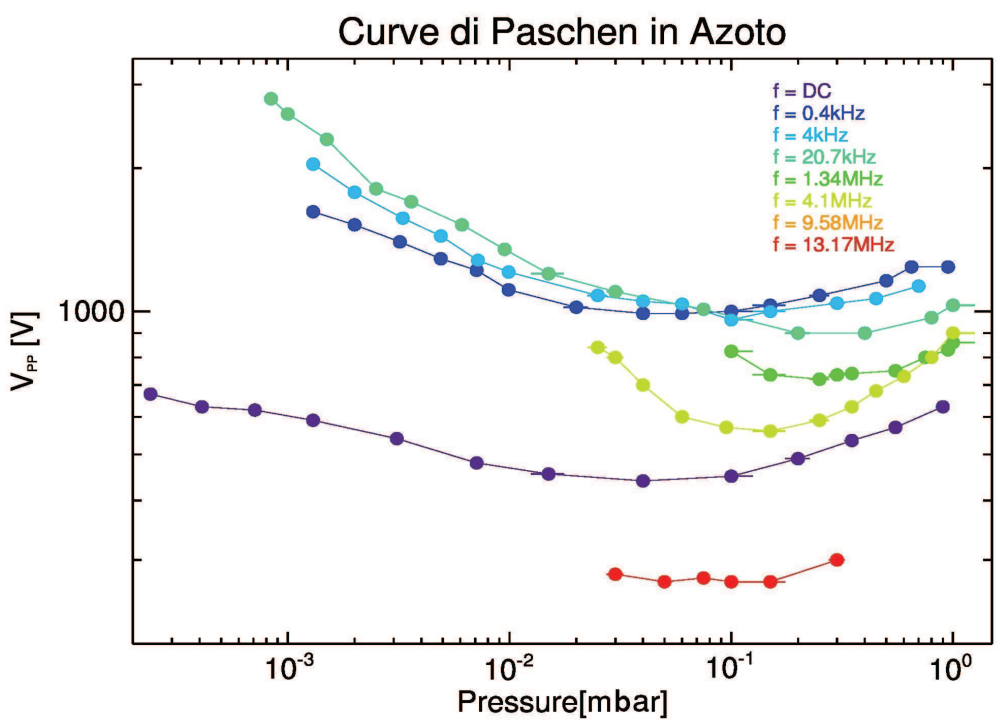


Figura 5.2: Curve di innesco per l'azoto in funzione della pressione a diverse frequenze di polarizzazione.

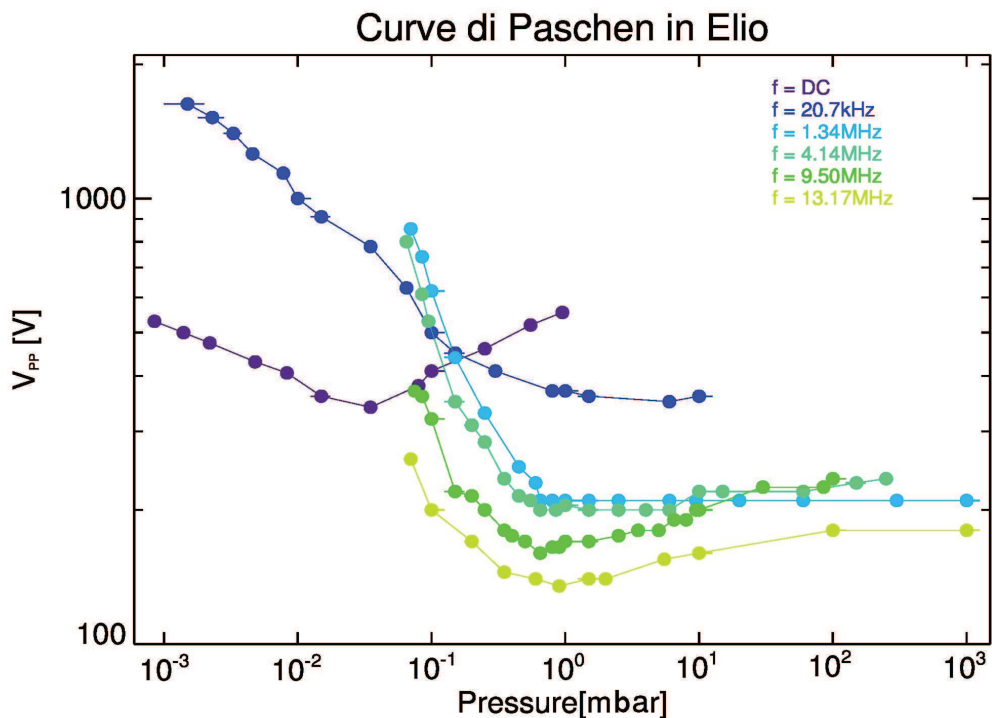


Figura 5.3: Curve di innesco per l'elio in funzione della pressione a diverse frequenze di polarizzazione.

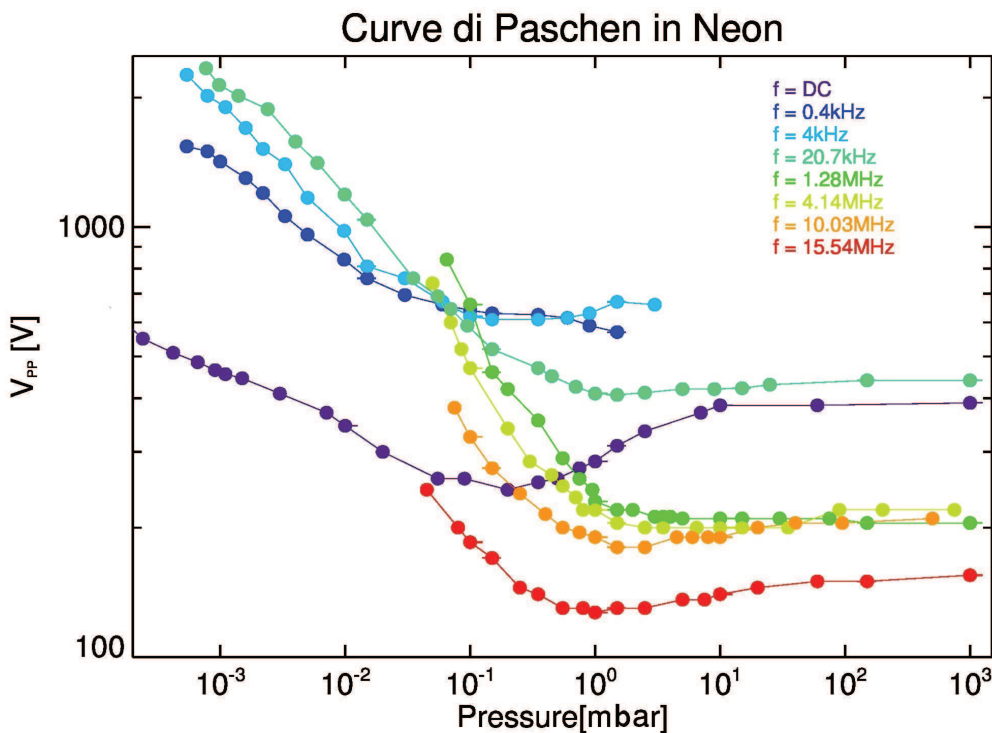


Figura 5.4: Curve di innesco per il neon in funzione della pressione a diverse frequenze di polarizzazione.

5.2 Confronto delle curve di Paschen tra un plasma magnetizzato e non magnetizzato in RF

Nelle figure 5.5, 5.6 e 5.7 sono riportate le curve di innesco alle rispettive frequenze della tensione di polarizzazione di 1.3, 4 e 9.5 MHz nel caso dell'argon. Il confronto avviene nel caso di plasma magnetizzato con l'elettrodo centrale costituito dai soli magneti, col caso di plasma non magnetizzato in cui l'elettrodo centrale è costituito solo da un cilindretto d'acciaio di dimensioni confrontabili. A parità di frequenza della tensione di polarizzazione si riscontrano le stesse differenze tra il caso con magnete e quello senza. In particolare nel caso magnetizzato, in generale la curva di innesco è a tensioni più basse oltre che ad avere il minimo spostato verso pressioni più elevate. Inoltre, le pendenze delle curve nel caso magnetizzato sono sempre più basse, in particolare nella zona a pendenza positiva della curva a pressioni più elevate.

In figura 5.6 è riportato il caso intermedio del magnete più il cilindretto d'acciaio, per valutare se il contributo della superficie dell'elettrodo per l'effetto di emissione secondaria sia rilevante rispetto all'effetto del campo magnetico. L'emissione secondaria degli elettroni dipende dal tipo di ioni incidenti, dall'energia che posseggono, dal tipo di materiale di cui è fatto l'elettrodo e dallo stato della superficie[20]. In questo caso ciò che cambia nelle tre scansioni è l'elettrodo e quindi quello che influenza l'emissione secondaria è dato solo dagli ultimi due parametri elencati, non potendo però distinguere il peso dei due contributi. Inoltre si è escluso il fatto che il campo magnetico venga in parte assorbito dal cilindro d'acciaio per magnetizzazione, lo si può osservare dal confronto della mappatura del campo magnetico nel caso che sia presente o no il cilindro in figura 5.13.

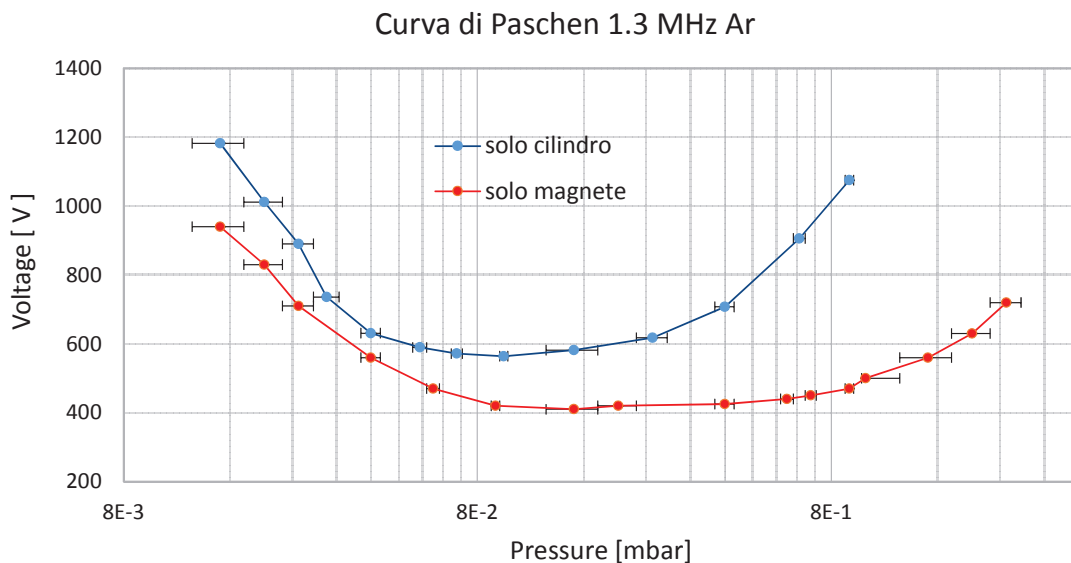


Figura 5.5: V di innesco in argon in funzione della pressione con e senza magnete a 1.3 MHz.

5. RISULTATI SPERIMENTALI E DISCUSSIONE

Si osserva allora, che il caso del magnete più il cilindro ha un comportamento intermedio, nel ramo a bassa pressione si comporta come se ci fosse solo il magnete, mentre per il ramo superiore e il minimo si comporta circa come in assenza di campo magnetico.

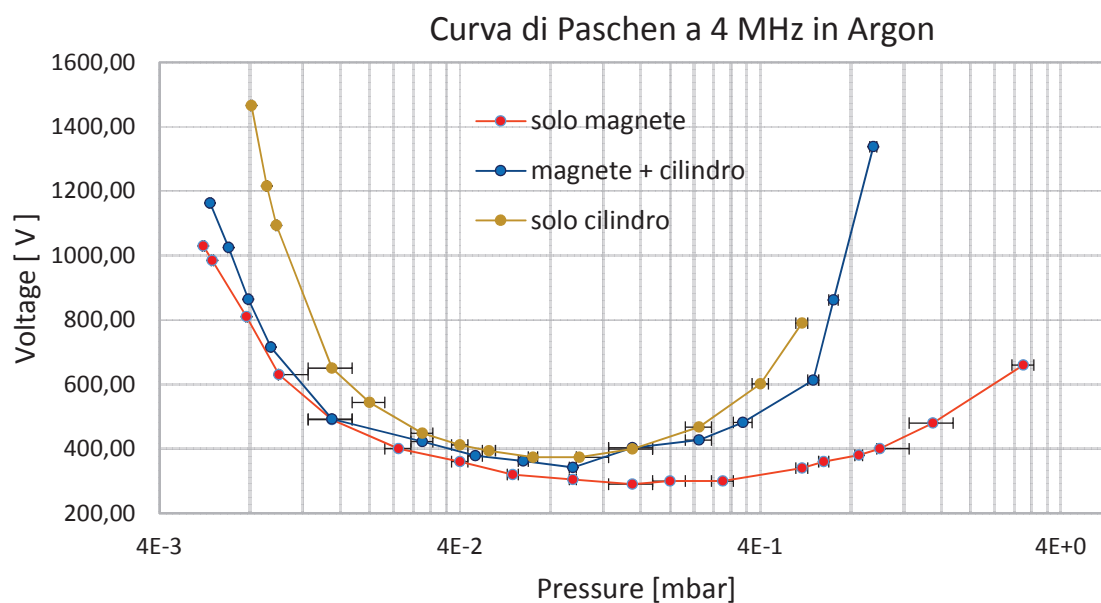


Figura 5.6: V di innesco in argon in funzione della pressione con e senza magnete a 4 MHz.

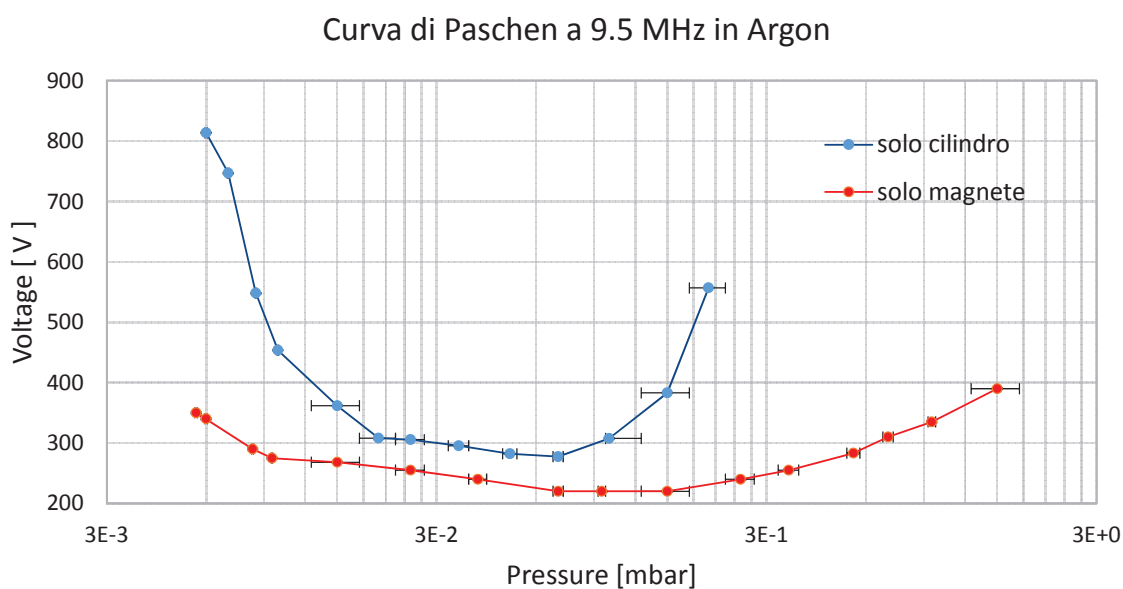


Figura 5.7: V di innesco in argon in funzione della pressione con e senza magnete a 9.5 MHz.

5.3 Transienti di innesco e disinnesco di un plasma magnetizzato in RF in argon

In figura 5.8 e 5.9 sono illustrate in unità arbitrarie i transienti di innesco dell'intensità luminosa del plasma (L_{ight}) nello spettro visibile e della corrente di saturazione elettronica (I_{sat}) in funzione del tempo a diverse potenze e a parità di frequenza della tensione di polarizzazione applicata. La ragione dell'uso di unità arbitrarie è spiegata in sezione 4.0.2. Per evitare eccessive sovrapposizioni di grafici, questi sono stati suddivisi in due gruppi imponendo un ritardo di 5 ms.

Le figure mostrano alcune proprietà in comune: sia L_{ight} che I_{sat} hanno un valore massimo iniziale in funzione del tempo che quasi sempre cresce al crescere della potenza applicata e alla fine si porta quasi al livello di rumore di fondo. In entrambi i casi, i picchi mostrano un'asimmetria tra il tempo di salita τ_{up} e il tempo di discesa τ_{down} , con $\tau_{up} \simeq 5\tau_{down}$. Il tempo medio di durata a metà altezza di questi picchi è dell'ordine dei $\sim 100 \mu s$ per L_{ight} e $\sim 350 \mu s$ per I_{sat} ; inoltre, i picchi iniziali di L_{ight} hanno sempre ampiezza superiore al corrispondente valore medio in fase stazionaria, mentre per I_{sat} avviene l'esatto contrario. Dopo il picco iniziale, sia L_{ight} che I_{sat} presentano una rampa di salita, dove L_{ight} raggiunge il regime stazionario di plasma con un brusco cambio di pendenza, che si può paragonare ad una singolarità di prima specie della derivata prima. La rampa per I_{sat} , invece, raggiunge un'ampiezza massima di picco a campana superiore al valore medio in fase stazionaria della corrispondente curva, per poi decrescere al valore stazionario con un tempo caratteristico dell'ordine dei ~ 10 ms. Il tempo medio tra il picco iniziale e il raggiungimento delle condizioni stazionarie per L_{ight} passa da ~ 3.5 a ~ 1.8 ms al crescere della potenza, mentre per I_{sat} tra il primo e il secondo picco si passa da ~ 4.4 a ~ 2.2 ms.

Tendenzialmente, al crescere della potenza, le curve di I_{sat} non cambiano qualitativamente, ma crescono in ampiezza al crescere della potenza fino a raggiungere una sorta di saturazione e mantenendo la forma della curva. Fanno eccezione le curve alle potenze più alte, dove si ha un calo in ampiezza imputabile alla potenza riflessa. Nel caso di L_{ight} al crescere della potenza la curva non cambia, tranne per una crescente perturbazione che si manifesta nella zona di transizione allo stato stazionario, inoltre l'ampiezza delle curve non cresce come per I_{sat} , ma subiscono dei salti discreti non associabili alla potenza riflessa (che cresce circa linearmente con la potenza del segnale). Osservando direttamente il plasma all'aumentare della potenza l'intensità luminosa aumenta, ma subisce anche degli effettivi salti di configurazione geometrica nella distribuzione luminosa del plasma attorno all'elettrodo.

In figura 5.10 e 5.11 sono riportati i transienti di spegnimento del plasma dalle condizioni stazionarie in funzione del tempo per L_{ight} e I_{sat} . Oltre alle considerazioni già fatte per i transienti di innesco, si osserva che le curve di rilassamento differiscono nel modo con cui si portano al livello del rumore di fondo. Per L_{ight} si ha uno smorzamento in prima approssima-

zione di tipo rettilineo fino al livello di rumore, mentre I_{sat} ha una decrescita apparentemente di tipo esponenziale. Il tempo di rilassamento nel caso di L_{ight} , che è associabile al tempo di ricombinazione ionica, cresce leggermente col crescere della potenza passando da ~ 1 a ~ 1.1 ms. Si ottengono valori simili anche per I_{sat} .

In figura 5.12 si ha il caso del transiente di disinnescio del plasma per L_{ight} in funzione del tempo al variare della pressione nell'intervallo da $0.57 \cdot 10^{-2}$ a $8 \cdot 10^{-2}$ mbar. Come nei casi precedenti, la curva qualitativamente non cambia al crescere della pressione. Si osserva però, che l'ampiezza non subisce salti e decresce al crescere della pressione, cui è associato un aumentando del tempo di rilassamento da 1.1 a 1.4 ms.

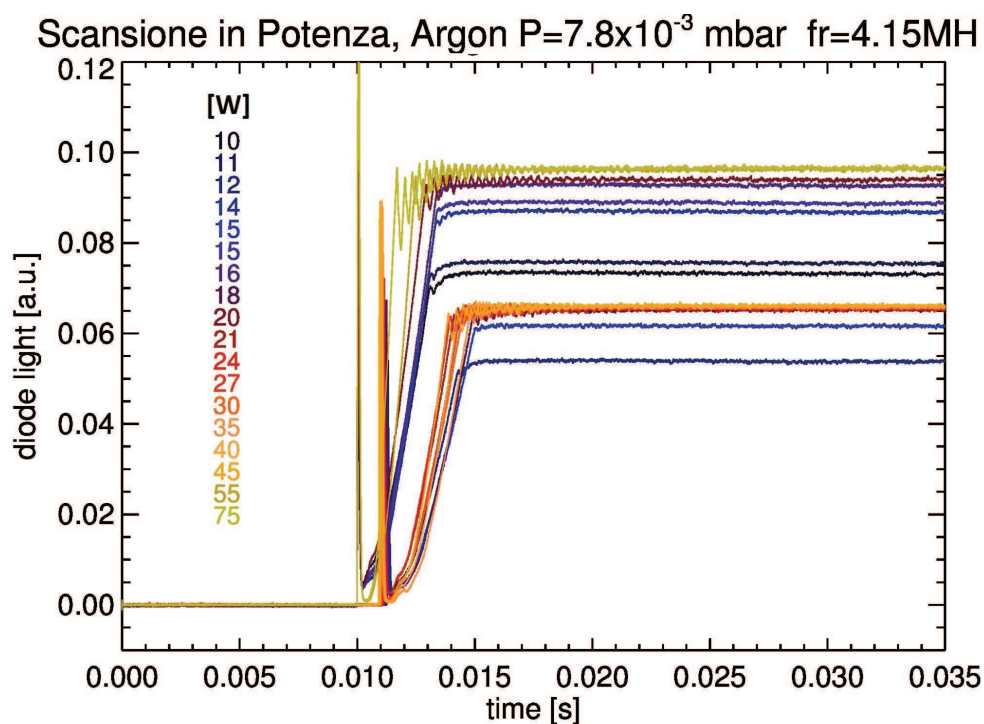


Figura 5.8: Transiente di innesco per la luminosità in funzione del tempo a diverse potenze.

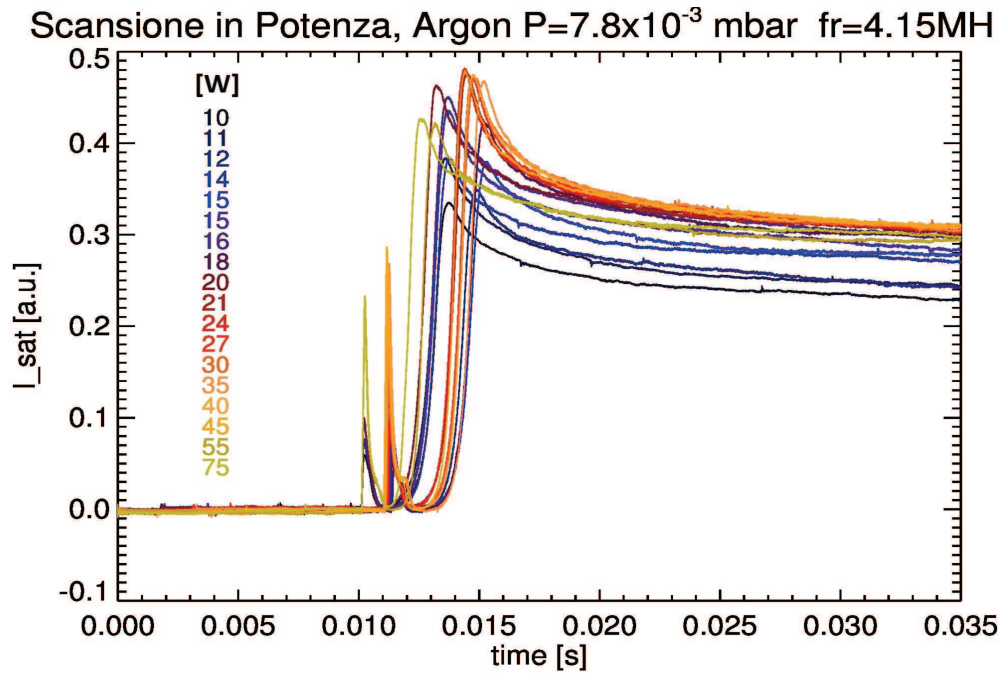


Figura 5.9: Transiente di innesco per la corrente elettronica in funzione del tempo a diverse potenze.

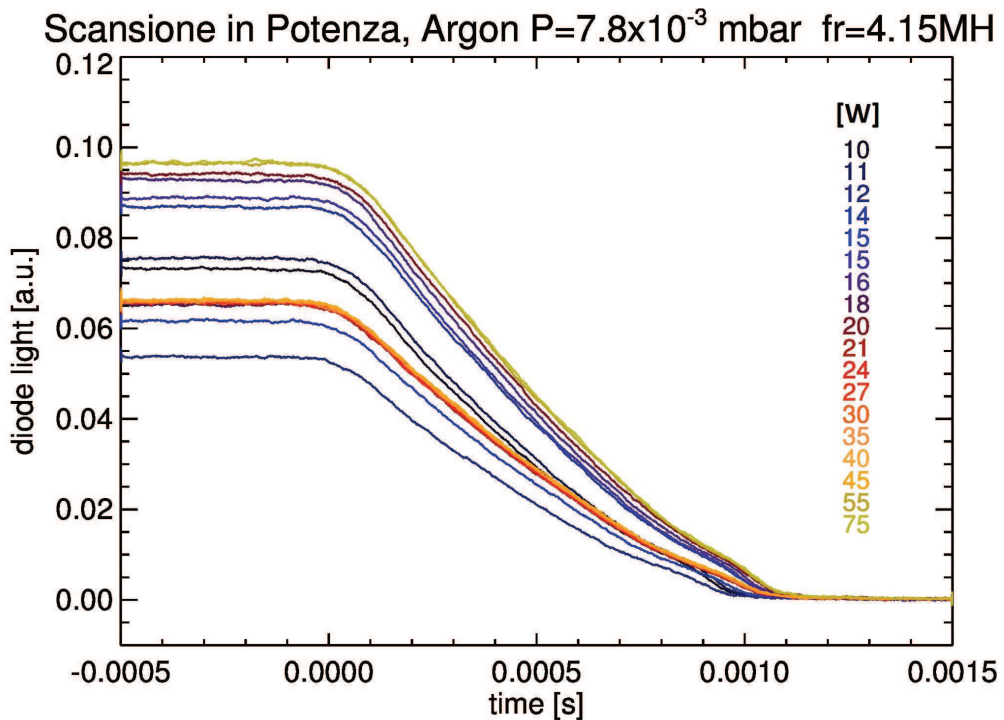


Figura 5.10: Transiente di disinnesco per la luminosità in funzione del tempo a diverse potenze.

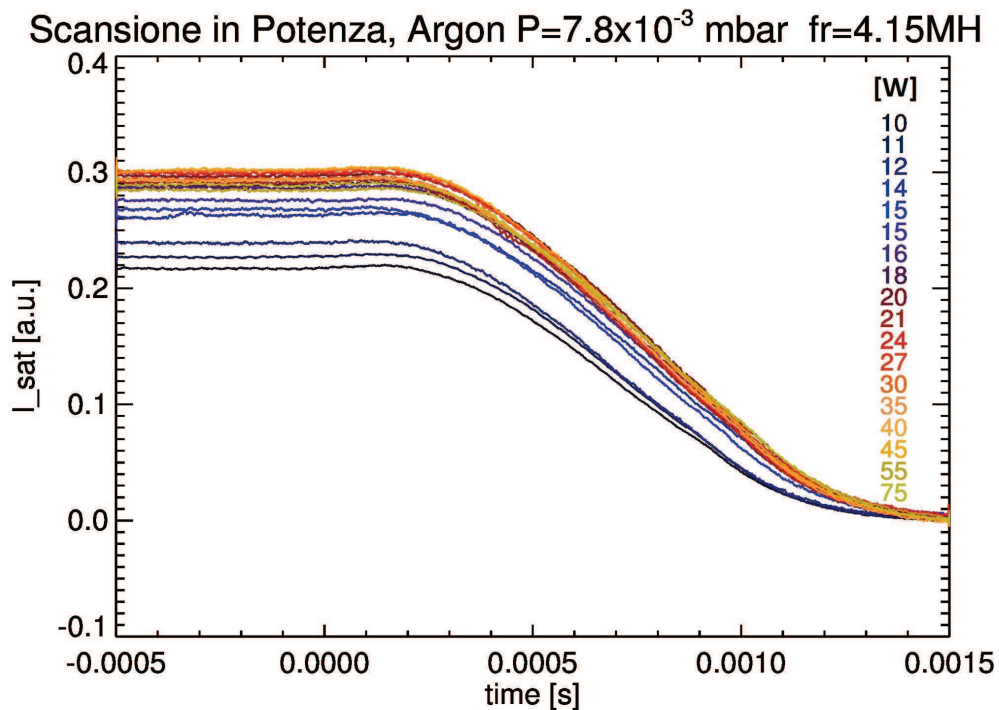


Figura 5.11: Transiente di disinnescò per la corrente elettronica in funzione del tempo a diverse potenze.

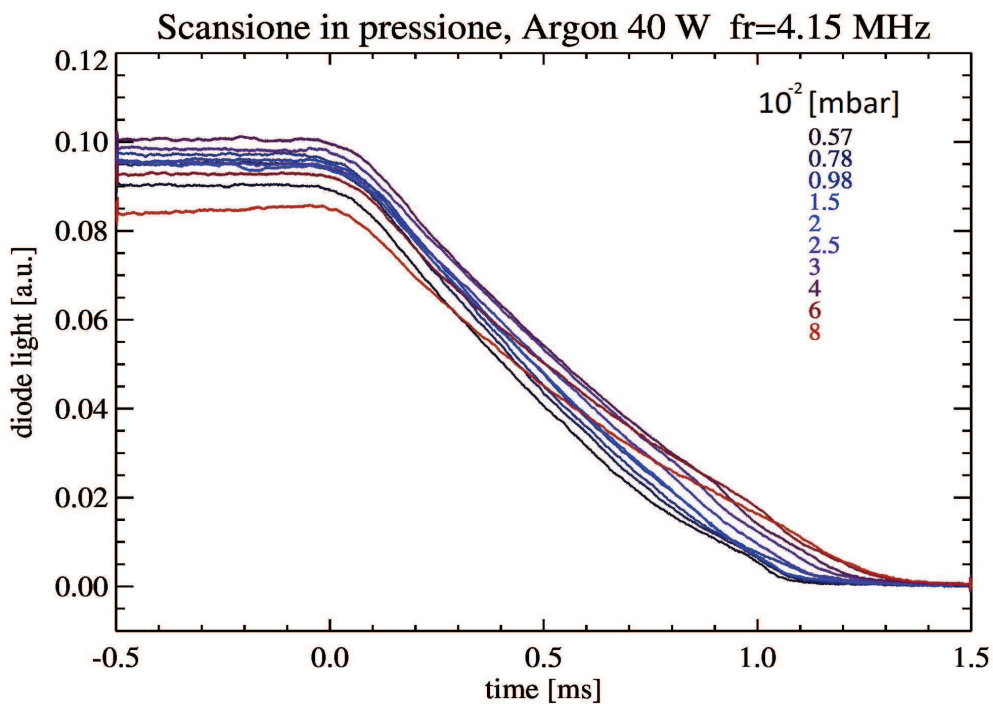


Figura 5.12: Transiente di disinnescò per la luminosità in funzione del tempo a diverse pressioni.

5.4 Andamento del campo magnetico con e senza cilindro d'acciaio, del coefficiente β per la validità dell'interpretazione delle curve ricavate dalla sonda di Langmuir e della frequenza di girazione

In figura 5.13 sono messe a confronto le mappature nel caso con e senza cilindretto d'acciaio della componente assiale del campo magnetico, misurato lungo il raggio giacente nel piano equatoriale ortogonale all'asse di simmetria del sistema dei magneti. Si osserva che il cilindretto non influenza significativamente il campo magnetico e da questo punto di vista il contributo dovuto ad esso può essere trascurato nelle considerazioni successive. Per completezza, sono riportate le curve di tendenza date dall'interpolazione con un polinomio di 6° grado e il corrispettivo quadrato del coefficiente di correlazione con i dati.

In figura 5.14 è rappresentato l'andamento del coefficiente β (introdotto alla sezione 2.3, indica l'influenza del campo magnetico sulla sonda di Langmuir, dato dal rapporto del diametro della sonda con il raggio di Larmor) nel caso degli elettroni e degli ioni in funzione della posizione radiale nel piano equatoriale del sistema dei magneti, mentre la valutazione quantitativa è già stata fatta alla fine della sezione 4.1.

In figura 5.15 è rappresentata la frequenza di girazione f_{ciclo} per gli elettroni in funzione del raggio nel piano equatoriale, calcolata dall'equazione 2.30.

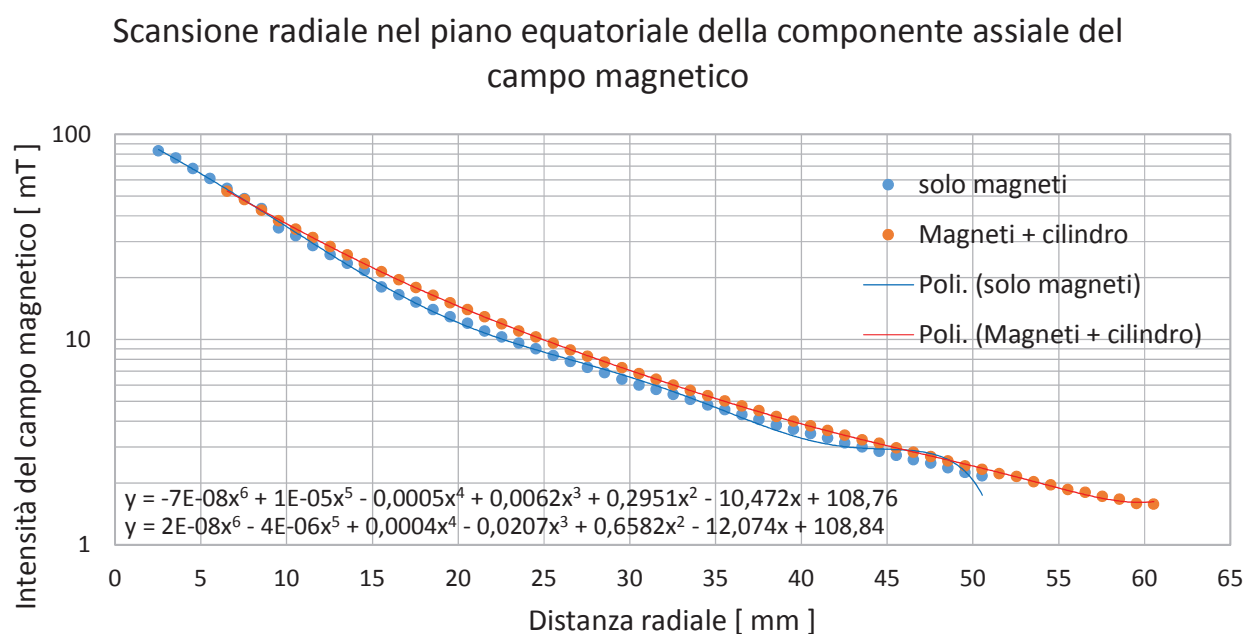


Figura 5.13: Campo magnetico in funzione della distanza radiale.

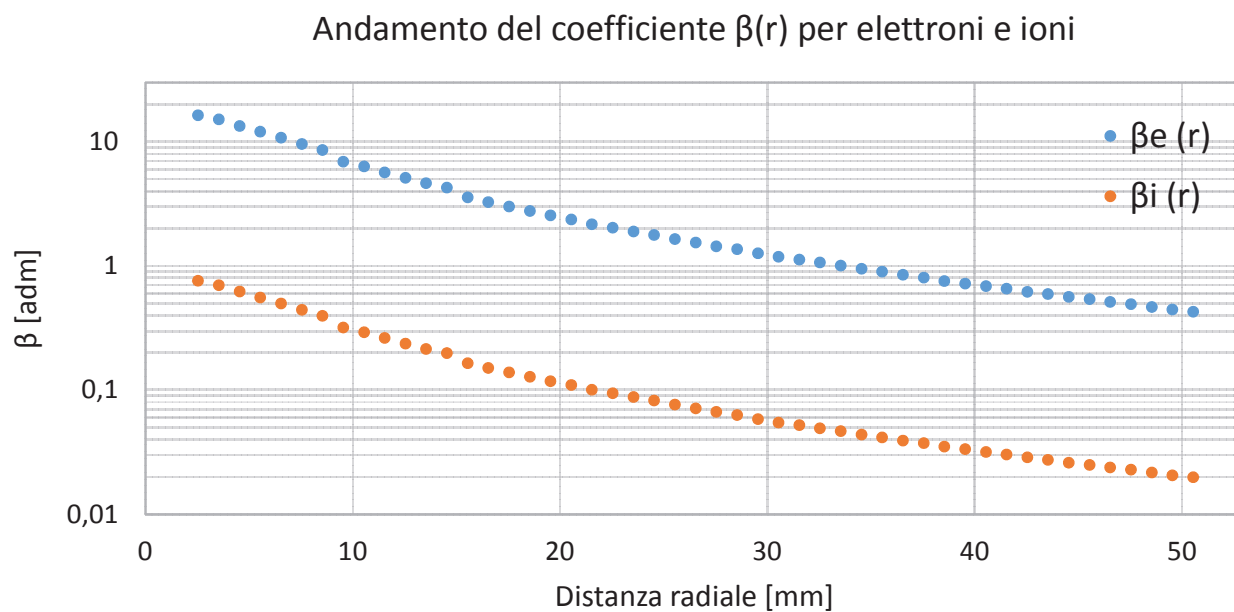


Figura 5.14: Coefficiente β in funzione della distanza radiale.

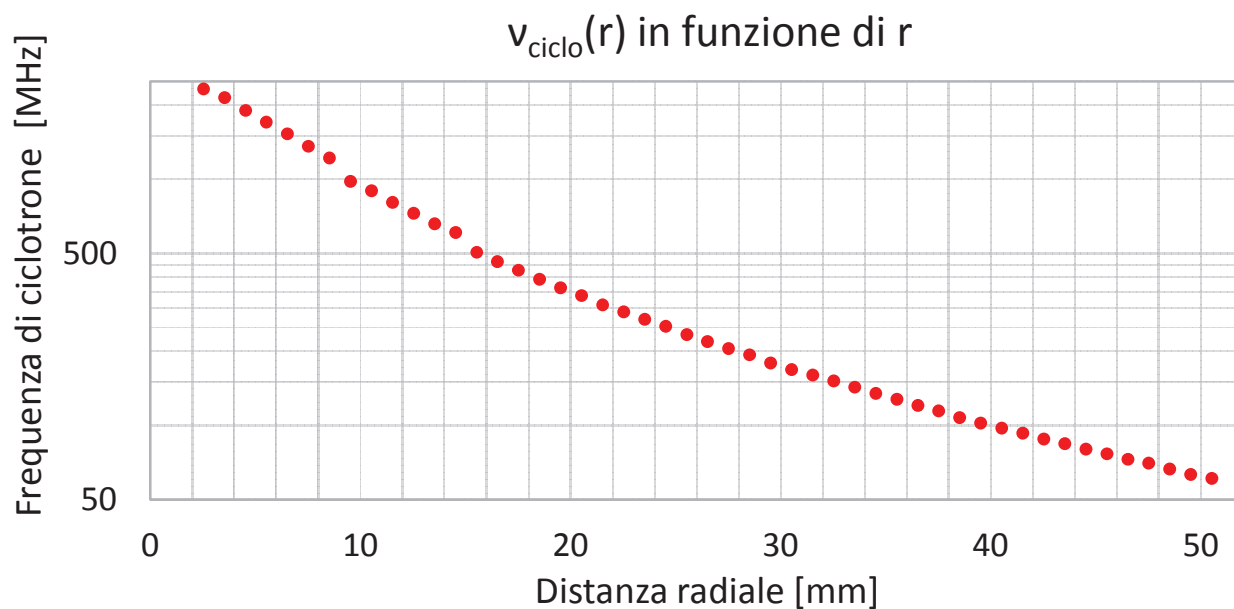


Figura 5.15: Frequenza di girazione f_{ciclo} per gli elettroni in funzione della distanza radiale.

5.5 Risultati ottenuti con la sonda di Langmuir per un plasma magnetizzato in RF in argon

5.5.1 Curve di T_e , V_p e n_i in funzione della posizione radiale a diverse potenze in argon

In figura 5.16, 5.17 e 5.18 sono riportati rispettivamente i valori ottenuti per la temperatura elettronica T_e , il potenziale di plasma V_p e la densità ionica n_i in funzione della posizione radiale nel piano equatoriale del sistema dei magneti a diverse potenze del generatore. Nel caso di T_e non si hanno particolari variazioni rispetto alla potenza applicata, mentre al variare della distanza radiale T_e risulta circa costante per posizioni radiali maggiori a ~ 1.5 cm, e decrescente al crescere della distanza radiale per posizioni inferiori. Va notato, che per posizioni inferiori a ~ 1 cm (vedi tabella 4.7), i valori del coefficiente elettronico di distorsione della curva caratteristica β_e è tale da distorcere fortemente la curva caratteristica di Langmuir per polarizzazioni positive via via crescenti, gli elettroni più energetici ne sono poco influenzati, ma si riduce comunque la statistica con un conseguente aumento dell'incertezza.

V_p ha un andamento costante per distanze radiali superiori a ~ 2.5 cm, mentre a distanze inferiori decresce con circa la stessa legge per tutte le potenze applicate.

La densità n_i , mostra una decrescita di tipo esponenziale con la posizione radiale per distanze superiori a ~ 2 cm e un andamento costante per distanze inferiori. Al crescere della potenza in ingresso, l'intera curva trasla rigidamente a densità superiori, indice di una relazione di proporzionalità diretta tra densità e potenza applicata.

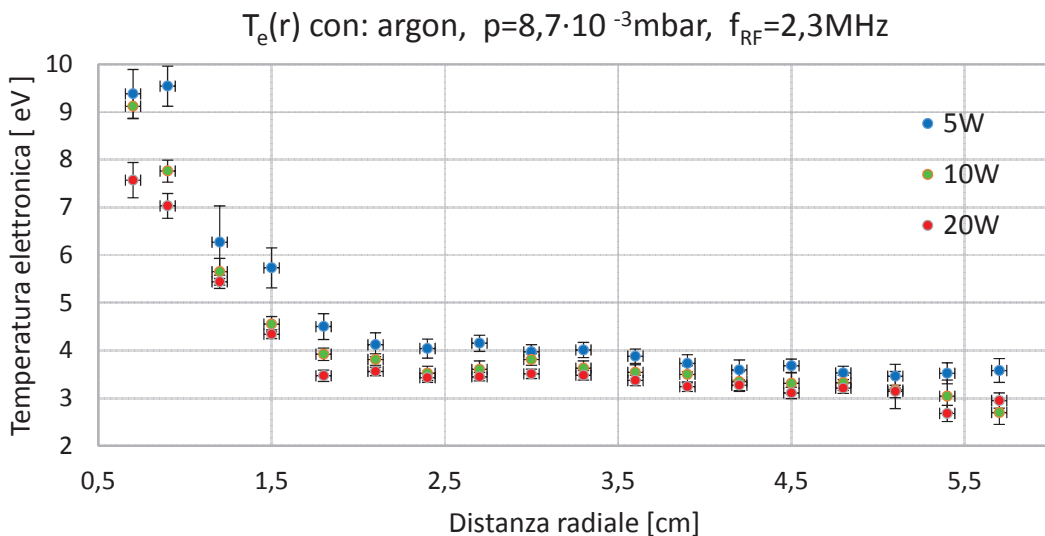


Figura 5.16: T_e in funzione della distanza radiale a diverse potenze.

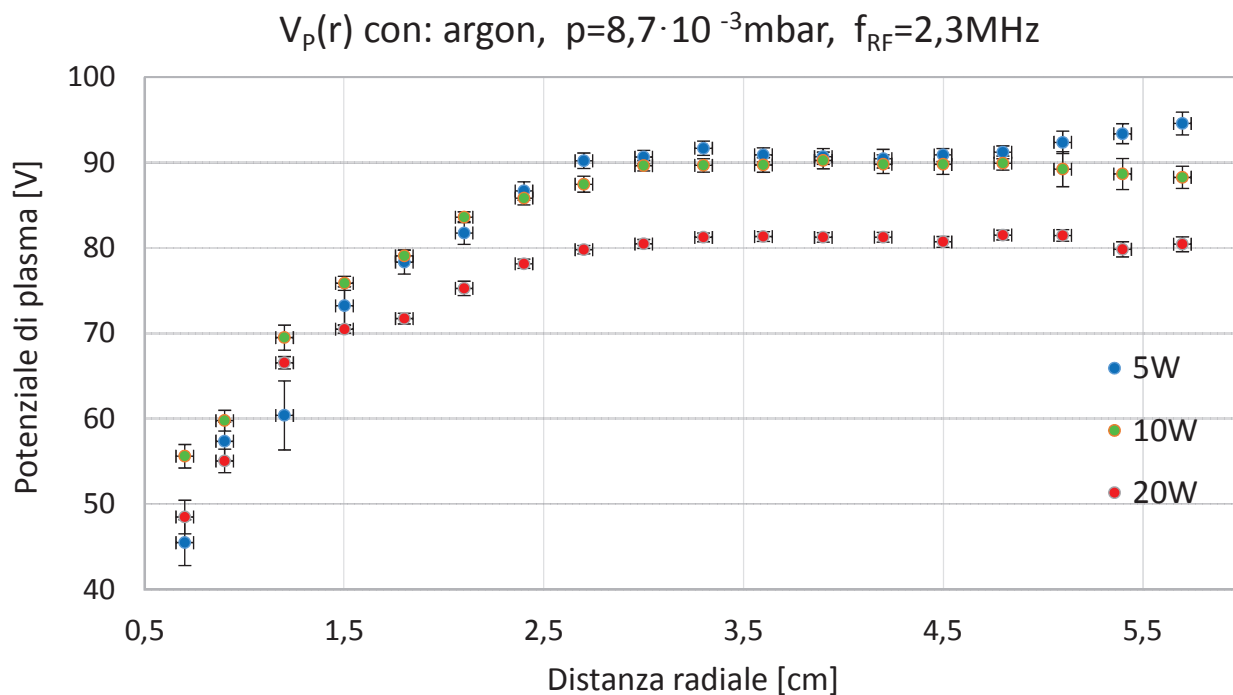


Figura 5.17: V_p in funzione della distanza radiale a diverse potenze.

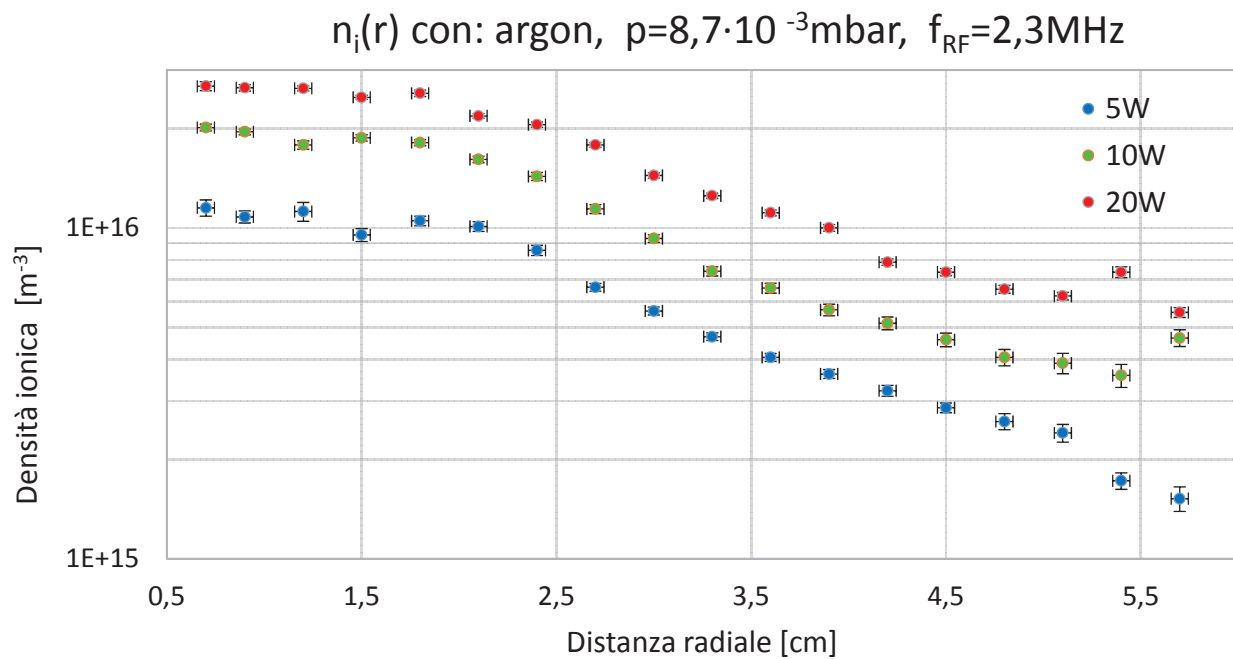


Figura 5.18: n_i in funzione della distanza radiale a diverse potenze.

5.5.2 Curve di T_e , V_p , n_i e ν_{e-n} in funzione della pressione e della posizione radiale in argon

In figura 5.19, 5.20, 5.21 e 5.22 sono riportati rispettivamente gli andamenti di T_e , V_p , n_i e la frequenza di collisione tra elettroni e atomi neutri ν_{e-n} in funzione della pressione, e della posizione radiale in argon a parità di potenza e frequenza applicata.

T_e mostra una decrescita con legge di tipo logaritmica per pressioni inferiori a $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ mbar, per poi mantenersi circa costante entro le barre di errore. Da notare che per pressioni inferiori a $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ mbar si riducono le barre d'errore per distanze radiali crescenti. Questo effetto è dovuto all'influenza del campo magnetico sulle curve caratteristiche della sonda di Langmuir per gli elettroni, quantificato dal β_e , mentre in generale si hanno errori consistenti ad alte pressioni.

V_p cresce circa con legge logaritmica fino a $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ mbar, mentre resta costante a pressioni maggiori. Si nota la diversa pendenza nella fase di crescita logaritmica per la misura a 1.5 cm.

n_i presenta un massimo in funzione della pressione, che trasla sia in ascissa verso pressioni maggiori, che in ordinata a densità maggiori al decrescere della distanza radiale.

ν_{e-n} risulta debolmente legata alla distanza radiale e di proporzionalità circa lineare con la pressione del gas. La debole dipendenza dalla posizione radiale si spiega osservando l'equazione 4.17; essa dipende dalla frequenza di collisione per unità di densità K , che varia debolmente nell'intervallo di temperature elettroniche riscontrate al variare della posizione. Quindi, complessivamente, rispetto alla pressione e per gli intervalli osservati si ha

$$\left(\frac{\partial \nu_{e-n}}{\partial K} \frac{\partial K}{\partial T_e} \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) / \left(\frac{\partial \nu_{e-n}}{\partial p} \right) \ll 1.$$

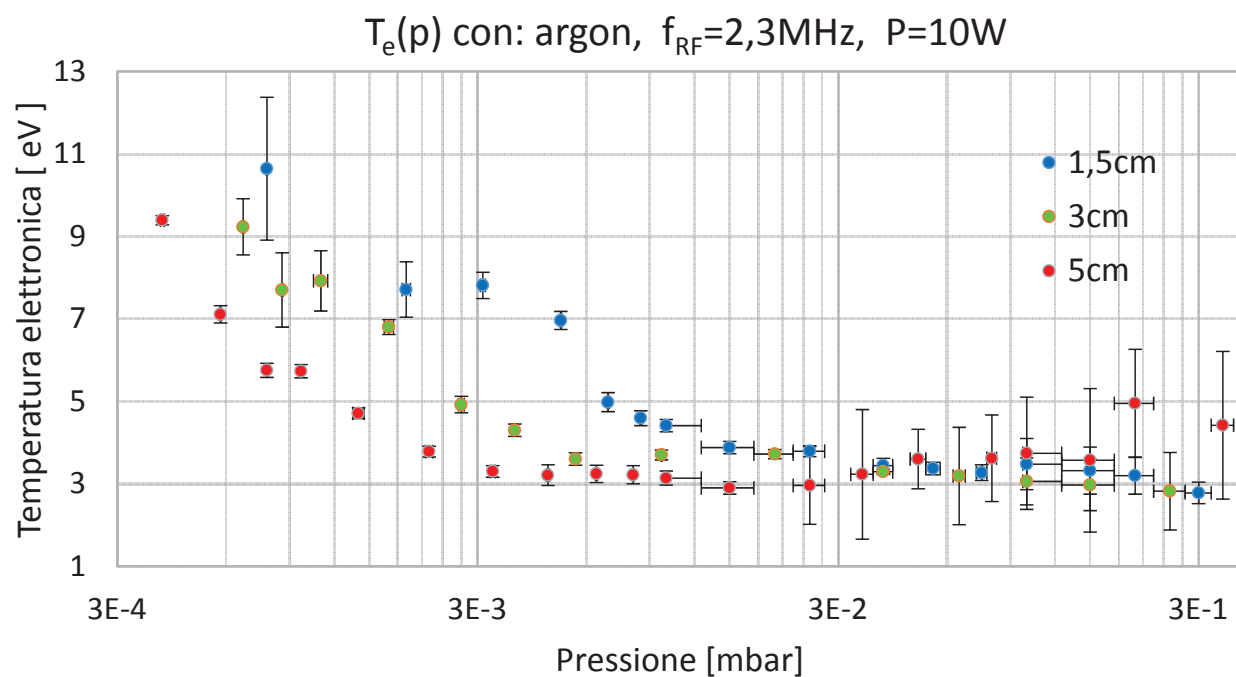


Figura 5.19: T_e in funzione della pressione a diverse distanze radiali.

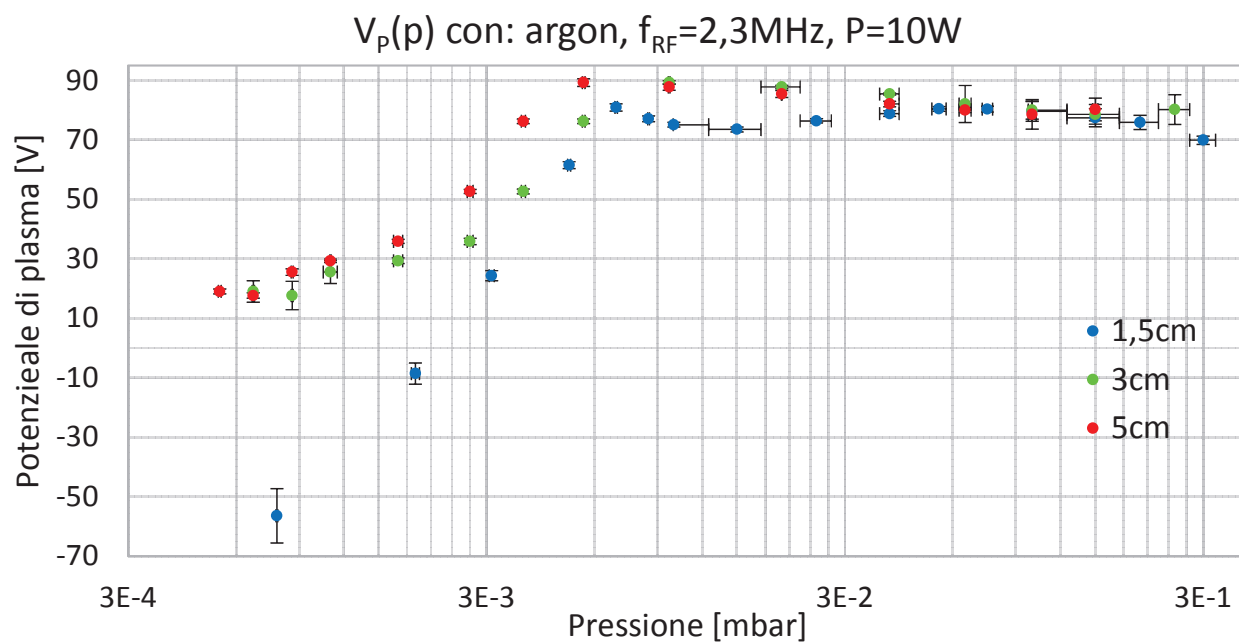
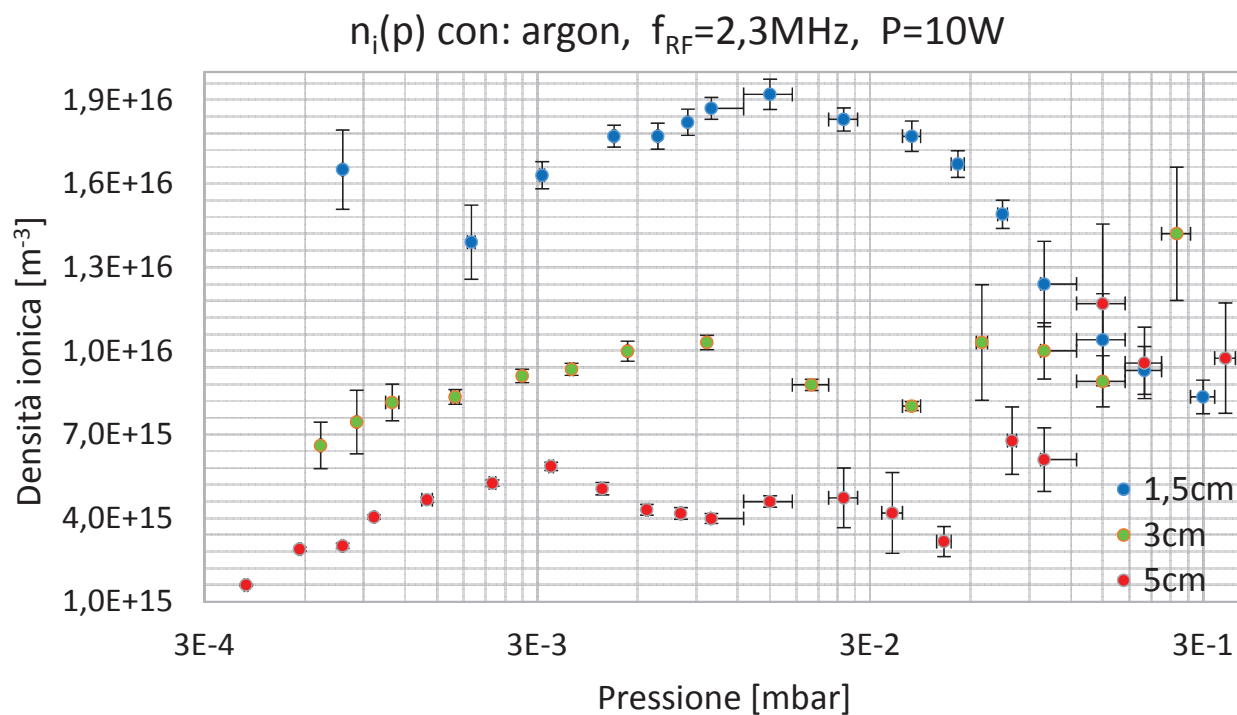
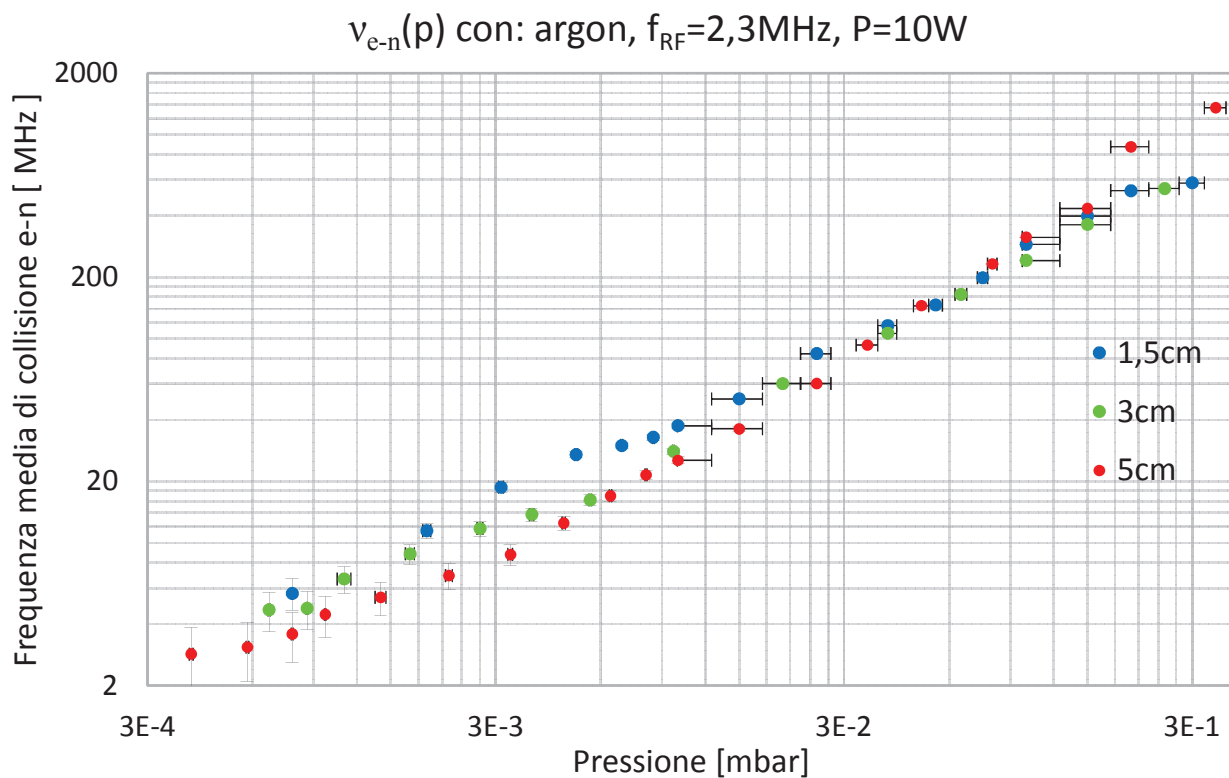


Figura 5.20: V_p in funzione della pressione a diverse distanze radiali.

Figura 5.21: n_i in funzione della pressione a diverse distanze radiali.Figura 5.22: ν_{e-n} in funzione della pressione a diverse distanze radiali.

5.5.3 Curve di T_e , V_p e n_i in funzione della posizione radiale a diverse frequenze di polarizzazione in argon

In figura 5.23, 5.24 e 5.25 sono riportati rispettivamente la T_e , V_p e n_i in funzione della distanza radiale e della frequenza di polarizzazione del plasma in argon a parità di pressione e potenza applicata.

Il caso a 2.3MHz è già stato commentato alla sezione 5.5.1, si valuta solo il confronto con i dati raccolti applicando una tensione di polarizzazione a 12.3 MHz.

Per T_e il caso ad alta frequenza nell'intervallo esplorato non mostra particolari differenze rispetto al caso a frequenza minore.

V_p qualitativamente mostra la stessa dipendenza dalla distanza radiale, ma risulta spostato in basso di circa 80 V con una frequenza di polarizzazione a 12.3 MHz.

Più interessante è il caso di n_i , che riporta complessivamente livelli di densità maggiori a 12.3 MHz e mostra, inoltre, una curva di tendenza esponenziale decrescente al crescere della distanza radiale anche per valori inferiori ai 2 cm, dove nel caso a 2.3 MHz rimaneva costante.

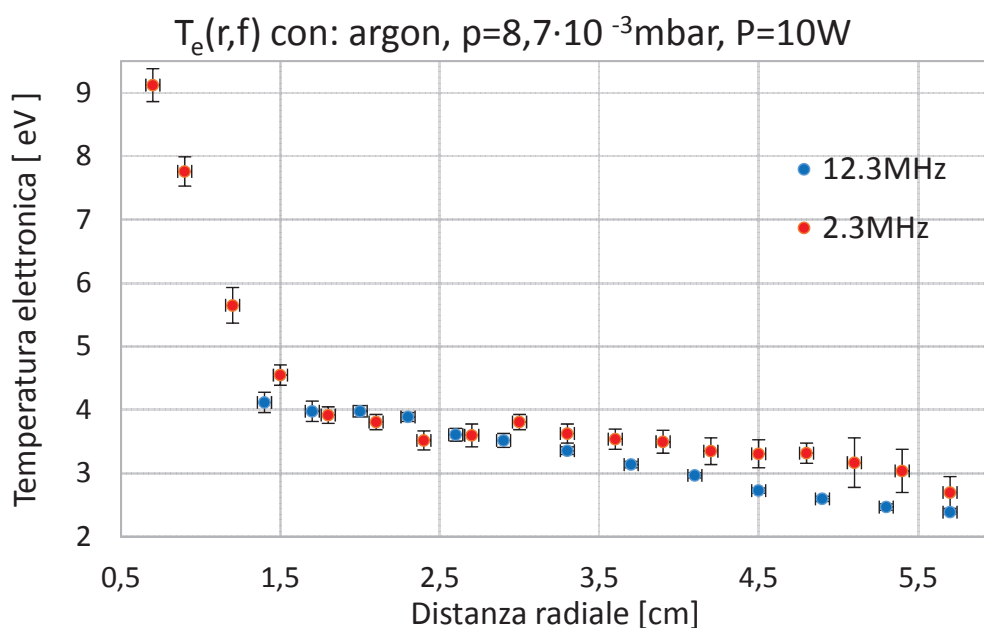


Figura 5.23: T_e in funzione della distanza radiale a diverse frequenze di polarizzazione.

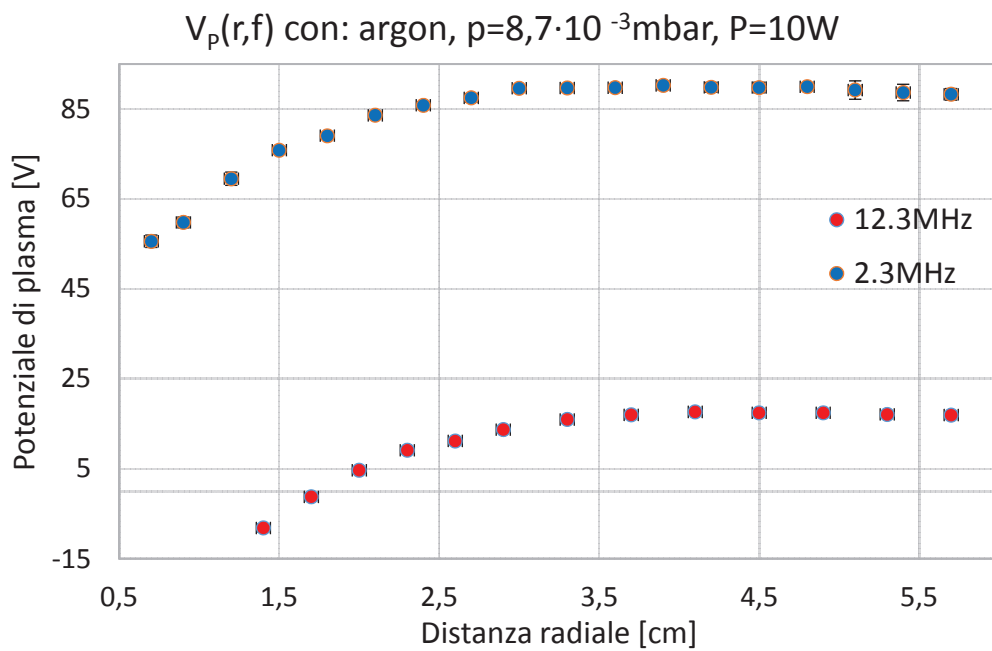


Figura 5.24: V_P in funzione della distanza radiale a diverse frequenze di polarizzazione.

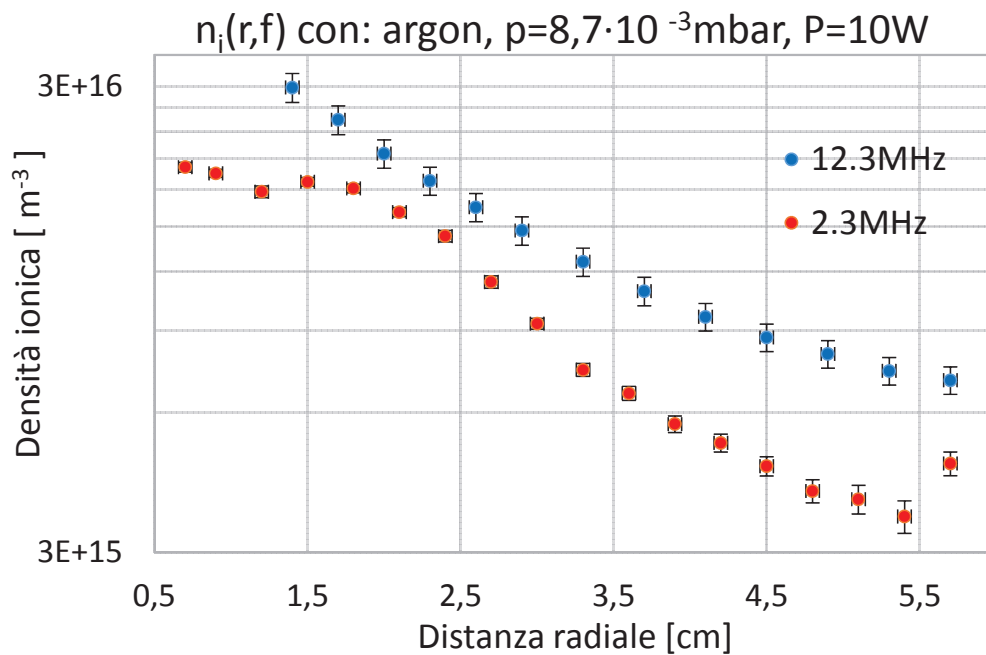


Figura 5.25: n_i in funzione della distanza radiale a diverse frequenze di polarizzazione.

5.5.4 Curve di T_e , V_p e n_i in funzione della pressione a diverse frequenze di polarizzazione e potenza in argon

In figura 5.26, 5.27 e 5.28 sono riportati rispettivamente i valori di T_e , V_p e n_i in funzione della pressione per diverse frequenze e potenze del generatore di tensione in argon, a parità di posizione radiale.

T_e nel caso in cui si applichi una potenza di 10 W e una frequenza di 2.3 MHz è già stata descritta alla sezione 5.5.2 in figura 5.19, per le altre curve riportate in funzione della pressione non si riscontrano variazioni significative modificando la potenza o la frequenza del generatore.

Per il V_p si distingue chiaramente una diversa legge in funzione della frequenza di polarizzazione applicata.

Interessante la n_i che mostra un massimo in pressione a $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ mbar, come nel caso visto in figura 5.21. In questo caso si ha un aumento complessivo della densità al crescere sia della potenza, che della frequenza applicata.

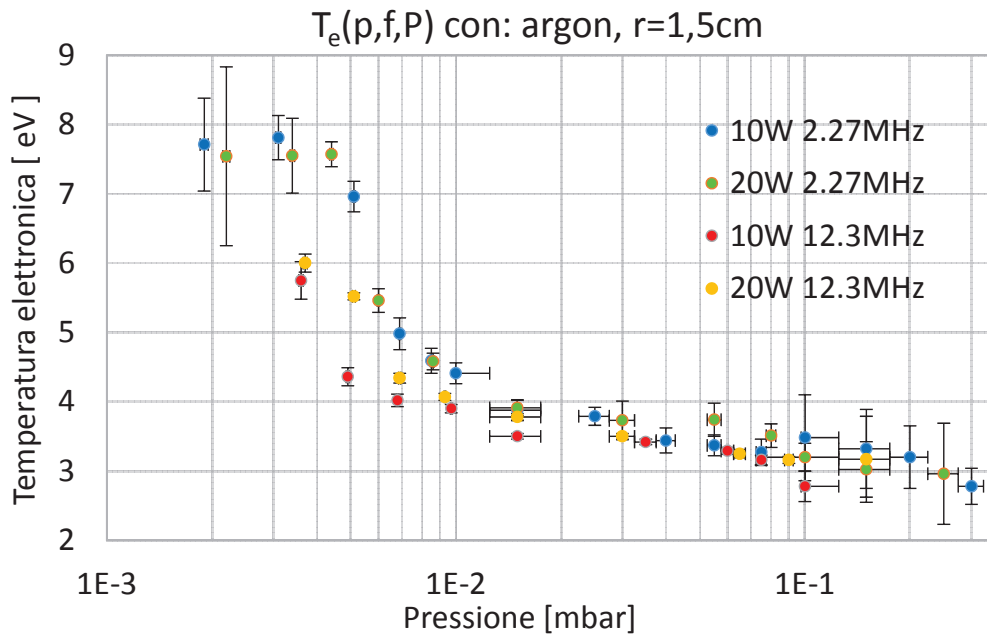


Figura 5.26: T_e in funzione della pressione a diverse potenze e frequenze di polarizzazione.

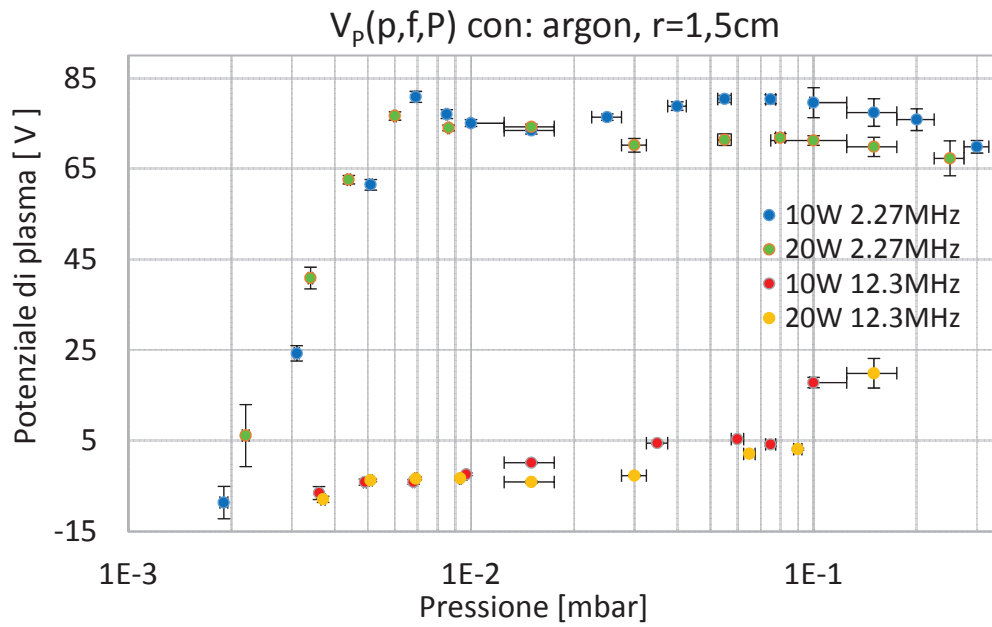


Figura 5.27: V_P in funzione della pressione a diverse potenze e frequenze di polarizzazione.

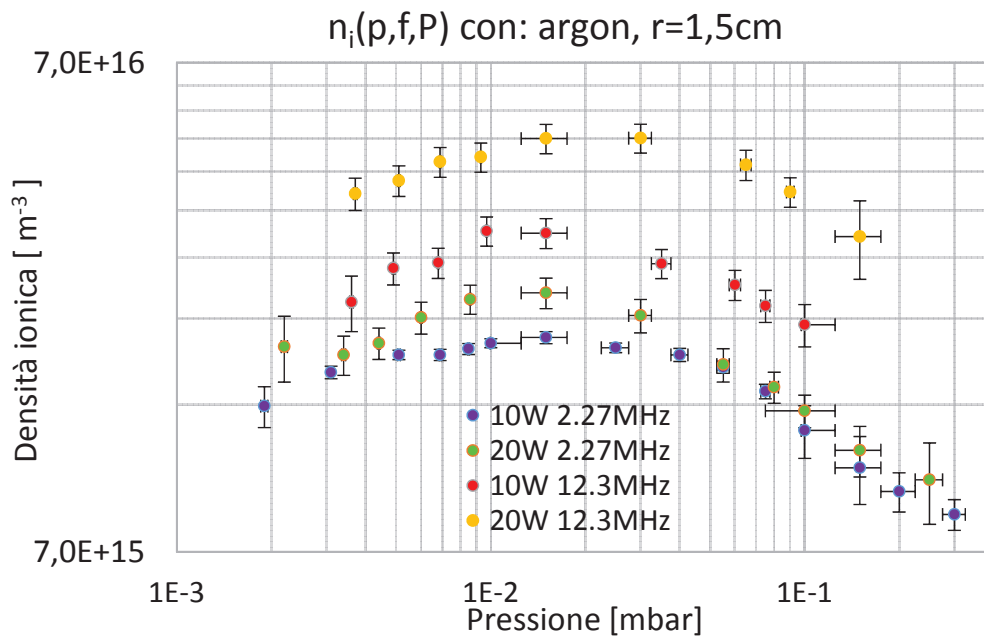


Figura 5.28: n_i in funzione della pressione a diverse potenze e frequenze di polarizzazione.

5.5.5 Curve di T_e , V_p , n_i e ν_{e-n} in funzione della potenza a diverse frequenze di polarizzazione e pressioni in argon

In figura 5.29, 5.30, 5.31 e 5.32 sono riportati rispettivamente gli andamenti di T_e , V_p , n_i e ν_{e-n} , in funzione della potenza a diverse frequenze e pressioni in argon a parità di posizione radiale.

T_e in generale risulta più elevata a parità di frequenza di polarizzazione per pressioni minori e a parità di pressione per frequenze di polarizzazione inferiori, mostrando sempre un andamento circa costante in funzione della potenza entro le incertezze di misura. Va detto comunque che gli intervalli di potenza esplorati sono differenti per le diverse frequenze di polarizzazione, infatti nel caso a $9.6 \cdot 10^{-3}$ mbar e 2.3 MHz, T_e si abbassa ai livelli della curva a parità di pressione a 12.3 MHz per i medesimi valori di potenza.

V_p in funzione della potenza, ha delle leggi diverse al variare della frequenza di polarizzazione e della pressione.

La densità n_i complessivamente mostra una curva di proporzionalità lineare con la potenza applicata per l'intervallo esplorato, indipendentemente dalla frequenza di polarizzazione o dalla pressione.

Infine, ν_{e-n} risulta essenzialmente indipendente dalla potenza applicata, legata debolmente tramite la variazione di temperatura al variare dei parametri come mostrato in sezione 5.5.2.

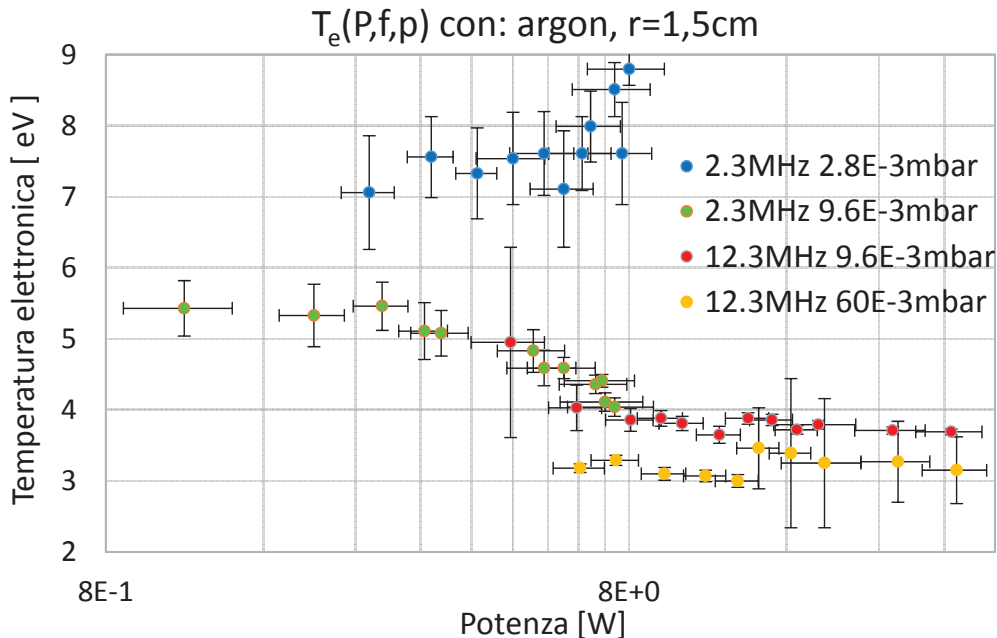
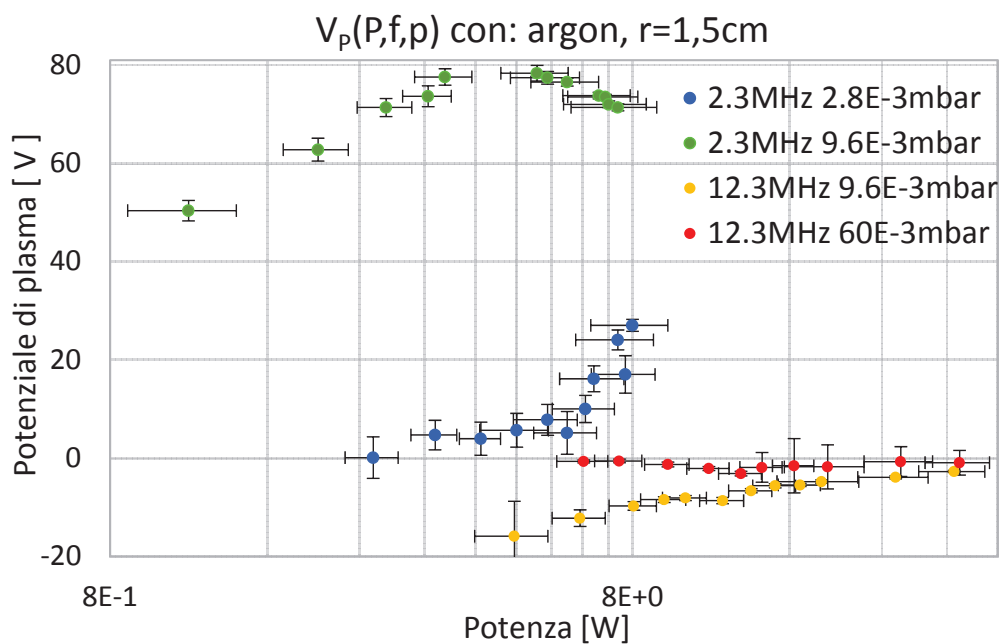
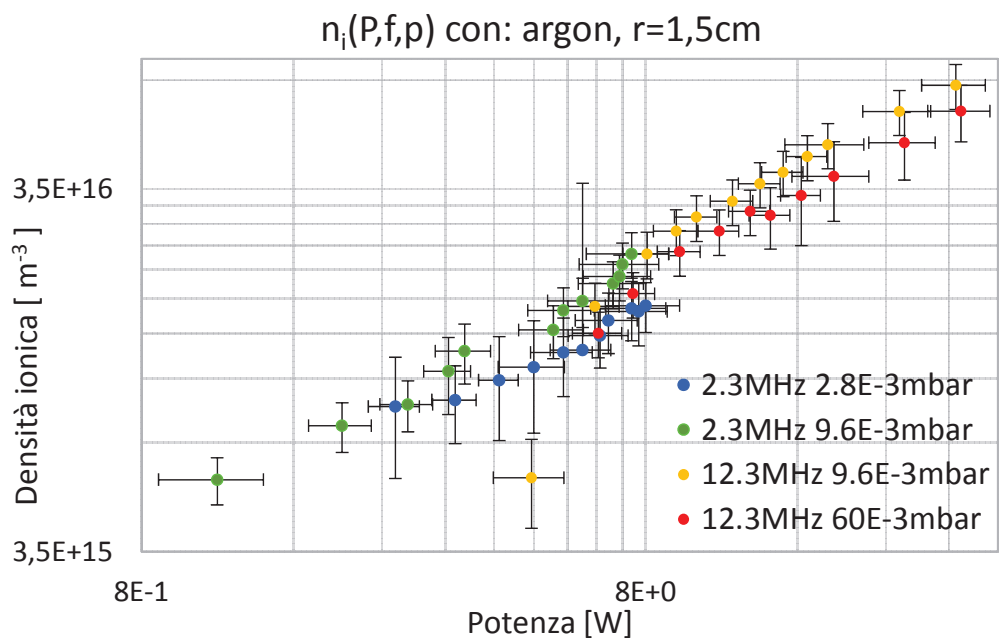


Figura 5.29: T_e in funzione della potenza a diverse pressioni e frequenze di polarizzazione.

Figura 5.30: V_P in funzione della potenza a diverse pressioni e frequenze di polarizzazione.Figura 5.31: n_i in funzione della potenza a diverse pressioni e frequenze di polarizzazione.

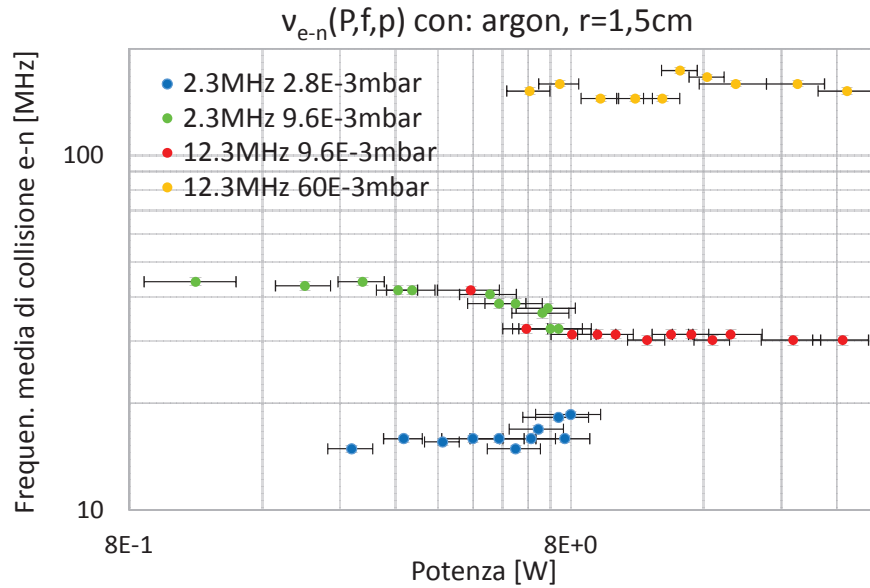


Figura 5.32: ν_{e-n} in funzione della potenza a diverse pressioni e frequenze di polarizzazione.

5.5.6 Confronto di T_e , V_p e n_i nel caso sia o non sia presente il cilindro d'acciaio in argon

In figura 5.33, 5.34 e 5.35 sono riportati rispettivamente la T_e , V_p e n_i in funzione della posizione radiale in presenza dei soli magneti o dei magneti più il cilindro.

Osservando tutti e tre le figure non si notano differenze sostanziali dal caso con o senza cilindro entro i limiti delle incertezze, e di conseguenza si conclude che la presenza del cilindro non influisca in modo apprezzabile il plasma in condizioni stazionarie.

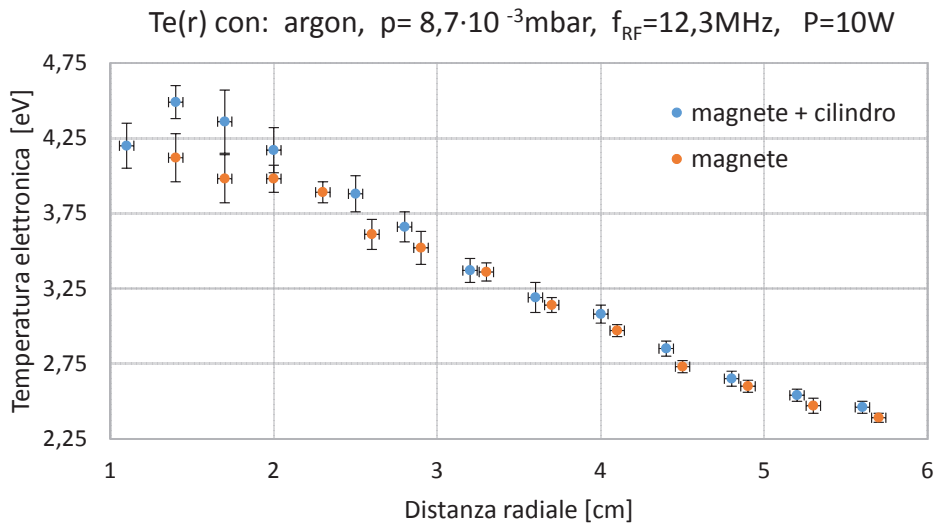


Figura 5.33: T_e in funzione della posizione radiale con e senza magnete.

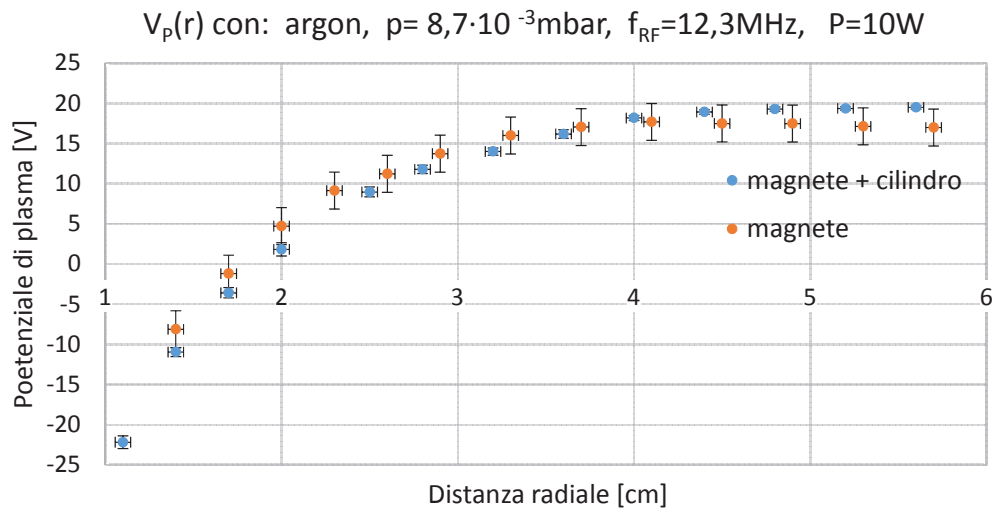


Figura 5.34: V_p in funzione della posizione radiale con e senza magnete.

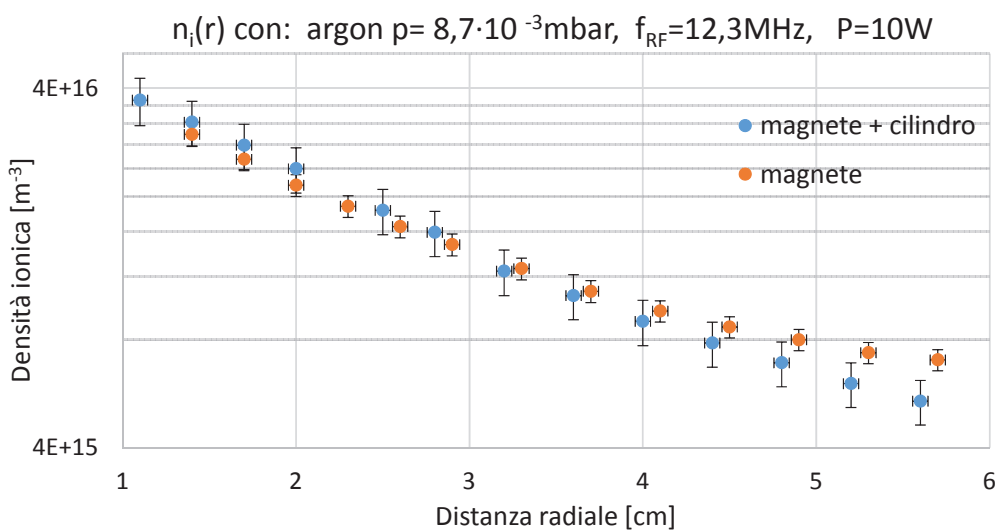


Figura 5.35: n_i in funzione della posizione radiale con e senza magnete.

Capitolo 6

Conclusioni

In questa tesi è stato studiato sperimentalmente il plasma di un gas parzialmente ionizzato, prodotto da una nuova tipologia di sorgente di tipo magnetron a radiofrequenza.

Una prima fase del lavoro di tesi è stato speso nella preparazione dell'apparato sperimentale. In particolare, sono stati realizzati la sorgente e il cablaggio della camera da vuoto, facendo particolare attenzione nello schermare i diversi dispositivi dalle diverse tipologie di disturbo a cui sono soggette. Tale accorgimento diventa estremamente importante quando le condizioni sperimentali prevedano l'utilizzo di tensioni a radiofrequenza. Sono state, quindi, progettate e sviluppate soluzioni pratiche di diverse configurazioni di circuiti risonanti LC utilizzati come amplificatori di tensione, che accoppiano il plasma al generatore di tensione a radiofrequenza nell'ampia gamma di frequenze esplorate. È stata realizzata, inoltre, una sonda di Langmuir consona all'uso in un plasma magnetizzato in radiofrequenza. Tale sonda si è dimostrata in grado di fornire dati di semplice interpretazione in un ampio intervallo di condizioni sperimentali.

La seconda parte della tesi è stata dedicata alle campagne di misura e alla successiva analisi dei dati. Tra i risultati ottenuti vi è stata una caratterizzazione della tensione di innesco di un plasma magnetizzato e non magnetizzato, in un ampio intervallo di pressioni operative, utilizzando diversi gas nobili e non-nobili a diverse frequenze di tensione di polarizzazione e potenze applicate. In particolare, si è osservato che: al crescere della frequenza della tensione di polarizzazione, diminuisce in generale la tensione di innesco del plasma. Infatti, dall'ampio intervallo di pressioni e frequenze della tensione di polarizzazione esplorate per i diversi gas utilizzati, le curve di Paschen (V di innesco-pressione) si abbassano al crescere della frequenza. In particolare, si abbassa la tensione minima di innesco della curva, il che corrisponde ad un aumento dell'efficienza di ionizzazione.

È stato verificato l'effettivo contributo della magnetizzazione del plasma nella fase di innesco

a diverse frequenze. Si è visto come la presenza di un campo magnetico abbassi la tensione di innesco in un ampio intervallo di pressioni che si estende fino alla pressione atmosferica. Mediante la sonda di Langmuir realizzata si sono caratterizzati gli andamenti e i profili radiali di temperatura elettronica T_e , potenziale di plasma V_P , densità ionica (quindi di plasma) n_i e frequenza di collisione tra elettroni-atomi neutri in varie condizioni sperimentali in termini di pressione p , potenza applicata P e frequenza della tensione di polarizzazione f . Dalle curve di temperatura elettronica in funzione della posizione radiale, risultano sperimentalmente due regimi operativi: uno fortemente dipendente dalla posizione radiale (a piccole distanze radiali) e uno a bassa dipendenza radiale (a distanze radiali maggiori). In funzione della pressione la temperatura elettronica mostra due regimi: nel primo regime varia col variare della pressione (a basse pressioni), mentre nel secondo regime T_e è quasi indipendente dalla pressione (ad alte pressioni). La temperatura elettronica mostra un comportamento analogo anche al crescere della pressione, mentre risulta poco legato alla potenza applicata.

Le curve di densità ionica (e quindi del plasma per la quasi neutralità) decrescono con un andamento di tipo esponenziale al crescere della distanza radiale. È da notare come ad alte frequenze della tensione di polarizzazione (12 MHz) si ottengano valori di densità ionica significativamente superiori rispetto al caso con tensioni di polarizzazione a frequenze inferiori (2 MHz), indice del miglior confinamento al crescere della frequenza. La densità risulta direttamente proporzionale alla potenza in ingresso. Più interessante è il comportamento della densità in funzione della pressione. Essa, infatti, presenta un massimo ad un valore di pressione che è funzione della frequenza di lavoro. Il valore stesso del massimo di densità si osserva dipendere anch'esso dalla frequenza di polarizzazione. Inoltre, il massimo della densità ionica si sposta a pressioni più elevate al diminuire della posizione radiale. Quest'ultimo fatto è presumibilmente collegato alla dipendenza della densità tra i rapporti relativi tra frequenza di collisione elettroni-neutri, frequenza di ciclotrone elettronica e frequenza di lavoro.

In conclusione in questo lavoro di tesi è stata dimostrata la fattibilità e la validità di realizzazione di una possibile nuova sorgente di plasma. Data la relativa semplicità del sistema e l'ampia gamma esplorabile dei parametri sperimentali, essa risulta di interessante utilizzo per la ricerca di base di una nuova sorgente di ioni in campo fusionistico per gli iniettori di fasci neutri oltre che per potenziali applicazioni industriali per il trattamento di superfici e applicazioni in atmosfera e in campo biomedico per il trattamento di tessuti sensibili.

Appendice A

Appendice A

A.1 Metodi di misura e barre di errore

Si riporta di seguito il metodo di misura e il calcolo delle incertezze per le misure di: tensione, resistenza ohmica, potenza, pressione e posizione.

A.1.1 Misure di tensione

Come incertezza assoluta delle misure di tensione eseguite direttamente dall'operatore con l'oscilloscopio, si usa un ragionevole $\delta V = FS \ 3 \%$ con FS fondo scala, l'errore comprende: quello commesso dal misuratore nella lettura e la limitata risoluzione dello schermo. Per gli errori delle misure acquisite in remoto con l'oscilloscopio tramite computer, si usa come incertezza assoluta

$$\delta V = \frac{10 \text{ V/div}}{2^n} = \frac{FS}{2^n} \quad (\text{A.1})$$

dove 10 è il numero di divisioni in caselle dell'asse in ordinata¹ e n dipende dalla risoluzione del *A/D converter* interno, che vale 8 per lo *YOKOGAWA DL9040* e 12 per lo *YOKOGAWA DL716*.

¹L'intervallo dell'asse in ordinata dell'A/D converter è suddiviso in 10 caselle, ma solo gli 8 centrali sono rappresentati sullo schermo dell'oscilloscopio.

A.1.2 Misure di resistenza ohmica

L'incertezza assoluta data dalla scheda tecnica del *MULTIMETER 971A* utilizzato è

$$\delta R = VL \ 0.5\% + 1dgt \quad (\text{A.2})$$

A.1.3 Misure di potenza

Le misure di potenza P_{IN} sono eseguite col wattmetro analogico *LAFAYETTE RS-200* secondo la relazione

$$P_{IN} = P_{FWD} - P_{REF} \quad (\text{A.3})$$

dove P_{FWD} è la potenza trasmessa e P_{REF} è la potenza riflessa. L'incertezza assoluta δP_{FWD} e δP_{REF} sono dello stesso genere, dipende dalla somma del termine Pre_{VL} dovuto alla precisione dello strumento relativo al valore letto VL (tabella A.2) e un termine $Er_{opera \ VL}$ dovuto all'errore commesso dall'operatore nello stimare la posizione della lancetta sull'indicatore graduato per quel valore letto, che fissiamo in modo standard $Er_{opera} \simeq \surd_{VL} \ 1/4 \text{ mm}$, questo si traduce in un errore in potenza che dipende dall'intervallo della scala graduata osservata dello strumento (tabella A.1). Lo strumento si presume già tarato e quindi non ha subito una verifica di calibrazione precedente alle misure e si trascura il termine dovuto all'errore di parallasse assumendo che l'operatore sia sempre perpendicolare allo schermo dello strumento. Quindi si può scrivere

$$\delta P_{REF} = \delta P_{FWD} \simeq \sqrt{(Pre_{VL})^2 + (Er_{opera \ VL})^2} \quad (\text{A.4})$$

allora la misura effettiva avrà come errore assoluto

$$\delta P_{IN} = \sqrt{(\delta P_{FWD})^2 + (\delta P_{REF})^2} \quad (\text{A.5})$$

Valore min [W]	Valore max [W]	Errore operatore [W]
0	0.1	0.025
0.1	0.5	0.05
0.5	1	0.1
1	5	0.25
5	20	0.5
20	50	2.5

Tabella A.1: Conversione in watt dell'errore associato all'operatore in funzione dell'intervallo di scala usato.

Valore FS [W]	Precisione [%]
[0 – 5]	5
[5 – 20]	7.5
[20 – 200]	10

Tabella A.2: Precisione dello strumento sulle misure di potenza in funzione dell'intervallo usato.

A.1.4 Misure di pressione

La pressione è letta dall'unità *LEYBOLD VACUUM CENTER TWO* collegata al sensore *PENNINGVAC PTR90* (vedi sec.1.2.2), come incertezza assoluta si usa il minimo incremento dell'ultima cifra significativa secondo la tabella A.3

A.1.5 Misure di posizione

La posizione relativa del centro della sonda di Langmuir dalla superficie dell'elettrodo centrale è data dalla relazione

$$d_{sonda} = d_{VLmax} - d_{VL} + d_{relmin} \quad (A.6)$$

dove il massimo valore assunto dal manipolatore d_{VLmax} , corrisponde alla minima distanza del centro della sonda dalla superficie del magnete d_{relmin} , mentre d_{VL} è la misura della posizione letta dal manipolatore. Le misure di d_{VLmax} e d_{VL} sono eseguiti in ugual modo e quindi hanno la stessa tipologia d'errore:

$$\delta d_{VLmax} = \delta d_{VL} = \sqrt{(Er_{calibro})^2 + (Er_{operatore})^2} \quad (A.7)$$

$$\delta d_{rel_{min}} = \sqrt{(Er_{manipol})^2 + (Er_{opera})^2} \quad (A.8)$$

Le specifiche del calibro usato indicano come $Er_{calibro} = 0.05$ mm. Approssimando $Er_{manipol} \simeq Er_{calibro}$ e prendendo Er_{opera} come al paragrafo A.1.3, otteniamo

$$\delta d_{sonda} = \sqrt{(\delta d_{VL_{max}})^2 + (\delta d_{VL})^2 + (\delta d_{rel_{min}})^2} \simeq \sqrt{3} |\delta d_{rel_{min}}| \simeq 0.44mm \quad (A.9)$$

A seguito di ogni modifica dell'elettrodo centrale, sono state rifatte le calibrazioni come riportato in tabella A.4

A.2 Incertezze sui parametri di plasma

In generale per il calcolo degli errori sulle misure fatte è stata utilizzata la teoria della propagazione degli errori, considerando buoni i modelli utilizzati per l'analisi dati negli intervalli esplorati.

La corrente totale I è data dalla somma della corrente ionica e di quella elettronica $I = I_i + I_e$, dove sperimentalmente si ottengono k -misure $I = I_k(t_k)$ con $k \in [0 - t_{acq} \cdot \mathcal{F}_{camp}]$, dove I_k è la corrente che scorre nella resistenza di shunt R_S al tempo $t_k \in [0 - t_{acq}]$, e t_{acq} è il tempo di acquisizione di un'intera curva caratteristica I-V e \mathcal{F}_{camp} è la frequenza di campionamento, da cui si ottiene

$$I_k = \frac{V_{S_k}}{R_S} \quad (A.10)$$

Valore min [10 ⁻³ mbar]	Valore max [10 ⁻³ mbar]	Errore di misura associata [10 ⁻³ mbar]
0.001	0.099	0.0005
0.1	0.99	0.005
1	9.9	0.05
10	95	2.5
100	950	25
1000	9500	250
10000	95000	2500

Tabella A.3: Minima variazione dell'ultima cifra significativa per le letture di pressione.

con magnete	con cilindro d'acciaio	d_{VLmax} [cm]	d_{relmin} [mm]
<i>SI</i>	<i>NO</i>	7.30 ± 0.03	7.00 ± 0.3
<i>NO</i>	<i>SI</i>	7.00 ± 0.03	6.00 ± 0.3
<i>SI</i>	<i>SI</i>	7.00 ± 0.03	6.50 ± 0.3

Tabella A.4: Calibrazioni ottenute per la posizione della sonda a diverse configurazione dell'elettrodo centrale.

con V_{S_k} la tensione ai capi di R_S al tempo t_k . Le incertezze per δV_k e δR_S sono date dalle equazioni A.1 e A.2, mentre per I_k si ha

$$\delta I_k = \sqrt{\left(\frac{\partial I_k}{\partial V_{S_k}} \delta V_{S_k}\right)^2 + \left(\frac{\partial I_k}{\partial R_S} \delta R_S\right)^2} \quad (\text{A.11})$$

Tutte le curve caratteristiche con la sonda di Langmuir sono eseguite con un campionamento a 200 ksample/s e quindi con una frequenza di 200 kHz, ciò vuol dire che passano tutte le fluttuazioni di plasma con frequenze ≤ 100 kHz per il teorema del campionamento di Nyquist-Shannon. Per le analisi descritte alle sezioni 4.2, 4.2.2 e 4.2.4 tali fluttuazioni sono causa di dispersione dei dati, ma essendo fluttuazioni casuali hanno valore medio nullo. Come soluzione si pongono dei filtri come descritto alla sezione 2.5, inoltre si effettuano a posteriori delle medie sui k -valori, facendo una suddivisione temporale di t_{acc} in N intervalli e si calcola il valore medio della corrente I_n del n -esimo intervallo con la media pesata

$$I_n = \frac{\sum_{k \in [n-1, n]} \frac{I_k}{(\delta I_k)^2}}{\sum_{k \in [n-1, n]} \frac{1}{(\delta I_k)^2}} \quad (\text{A.12})$$

dove le δI_k sono date dall'equazione A.10, mentre per le δI_n si ha

$$\delta I_n = \sqrt{\frac{1}{\sum_{k \in [n-1, n]} \frac{1}{(\delta I_k)^2}}} \quad (\text{A.13})$$

Si tagliano così le armoniche superiori² a $\frac{1}{2} \frac{t_{acc}}{N} \sim 35$ Hz. La tensione applicata alla sonda di Langmuir $V = V_k(t_k)$ ha come δV_k l'equazione A.1.

Con relazioni analoghe a quelle adottate per I_k , si riscrive $V = V_k \Rightarrow V_n$ e $\delta V_k \Rightarrow \delta V_n$.

²È stato scelto ragionevolmente $N = 300$, compromesso tra la perdita di informazione ad alta frequenza e il miglioramento dei fit lineari

Per le misure della corrente ionica di saturazione I_{is} data dalla relazione 4.7, l'incertezza associata è data da

$$\delta I_{is} \simeq \sqrt{\left(\frac{\partial I_{is}}{\partial a} \delta a\right)^2 + \left(\frac{\partial I_{is}}{\partial b} \delta b\right)^2} \quad (\text{A.14})$$

dove a , b , δa e δb sono i parametri del fit lineare con i relativi errori pesati sui δI_n , mentre si trascura il termine dovuto al potenziale flottante perché $\left|\frac{\delta V_f}{V_f}\right| \ll \left|\frac{\delta a}{a}\right| \sim \left|\frac{\delta b}{b}\right|$. Da notare che il coefficiente angolare a risulta sempre incompatibile con lo 0, in linea con l'espansione dello strato di Debye in funzione del potenziale applicato V spiegato alla sezione 2.1.

Dall'equazione 4.10 per la corrente elettronica e note le equazioni A.12, A.13 e A.14, per la propagazione degli errori si ottiene

$$\delta I_{e_n} = \sqrt{(\delta I_n)^2 + (\delta I_{is})^2} \quad (\text{A.15})$$

Per quanto descritto alla sezione 4.2.2, la temperatura elettronica T_e si ricava tramite un fit esponenziale ad un parametro C su una porzione della curva della corrente elettronica, quindi dall'equazione 4.11 si ricava che l'incertezza sulla temperatura è data da

$$\delta T_e = \left| \frac{\partial T_e}{\partial c} \delta c \right| = \left| \frac{\delta c}{c^2} \right| \quad (\text{A.16})$$

Dalla relazione 4.12 è ora possibile stimare il potenziale di plasma verso terra

$$\delta V_P \simeq \left| \frac{\partial V_P}{\partial T_e} \delta T_e \right| = |\alpha \delta T_e| \quad (\text{A.17})$$

trascurando come prima il termine δV_f .

Con la stima di δI_{is} , δT_e e δA_{geom} (dalla sez.A.1.5) e nota la relazione 4.13, si trova come incertezza per la densità ionica:

$$\delta n_i = \sqrt{\left(\frac{\partial n_i}{\partial C_s} \frac{\partial C_s}{\partial T_e} \delta T_e\right)^2 + \left(\frac{\partial n_i}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial D} \delta D\right)^2 + \left(\frac{\partial n_i}{\partial I_i} \delta I_i\right)^2} \quad (\text{A.18})$$

Bibliografia

- [1] R.L.Stenzel, J.M.Urrutia, C.T.Teodorescu-Soare *et al.*, Physics of Plasmas **20**, 083503-1 (2013)
- [2] E. Martines, *Corso di Fisica della fusione nucleare e applicazioni dei plasmi, Parte II*, Facoltà di Fisica all'Università di Padova(dispensa, anno accademico 2012-2013), pp.27-28.
- [3] P.A.Chatteron, J.A.Rees, W.L.Wu *et al.*, Vacuum **42**, pp.489-490(1991).
- [4] G.C.Guffanti, *Calcolo per la verifica del codice Vim sviluppato per la modellizzazione di sistemi di riscaldamento ad induzione*, tesi di laurea, Università degli studi di Padova, Corso di laurea in Ingegneria Elettronica, a.a 2009-10, rel. S.Lupi, pp. 14-10.
- [5] G Sancineto, *Modellistica per alte frequenze di induttori*, tesi di dottorato, Corso di dottorato in Ingegneria Elettronica, Università degli studi di Bologna, XIV ciclo, rel. U. Reggiani, pp. 7-17.
- [6] M.Zuin, *Studio di fluttuazioni elettrostatiche in plasmi magnetizzati a bassa temperatura*, tesi di laurea, Università degli studi di Padova ,Corso di laurea in Fisica, a.a 2000-01, rel. S.Lo Russo, pp. 33-37.
- [7] *ivi*, pp. 38-40.
- [8] *ivi*, p. 46.
- [9] Supermagnete, http://www.supermagnete.it/eng/ring-magnets-neodymium/ring-magnet-26.75mm-x-16mm-x-5mm-neodymium-n42-nickel-plated_R-27-16-05-N?img=5, data di consultazione 15 giugno 2015.
- [10] Coveme, http://www.coveme.cn/files/documenti/schede-tecniche/isolanti-elettrici/kapton/Kapton_ita.pdf, data di consultazione 13 giugno 2015.
- [11] A. Bettini, *Elettromagnetismo*, Bologna, Zanichelli, 1994, pp. 85-88.

- [12] M. Moresco, N. Pomaro, *Compatibilità EMI-EMC e Sorgenti di Radiazione*, Centro di Ateneo di Ricerca sulla Fusione, Università di Padova(dispensa, anno accademico 2014-2015), pp.19.
- [13] N. Pomaro, *Principi di schermature di onde elettromagnetiche*, Centro di Ateneo di Ricerca sulla Fusione, Università di Padova(dispensa, anno accademico 2014-2015), cap.3.
- [14] *ivi*, cap. 1.
- [15] E. Martines, Corso di Fisica della fusione nucleare cit., pp.17-18.
- [16] *ivi*, pp.19-25.
- [17] *ivi*, p.26.
- [18] M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, (John Wiley & Sons, Inc.2005) *Principles of plasma discharges and materials processing*, p.80.
- [19] *ivi*, pp.46-48.
- [20] *ivi*, p.8.