

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Dipartimento di Fisica "G. Galilei"
Corso di laurea triennale in Fisica



Studio di fluttuazioni elettrostatiche in plasmi magnetizzati a bassa temperatura

Relatore : dott Emilio Martines
Correlatore : dott. Matteo Zuin

Laureando : Francesco Fontanini

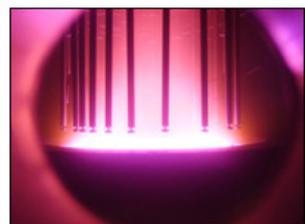
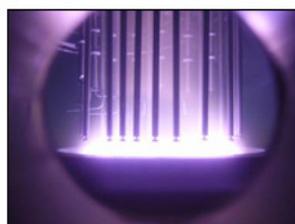
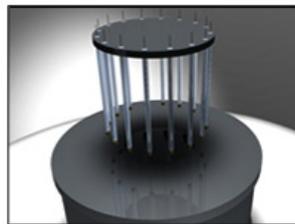
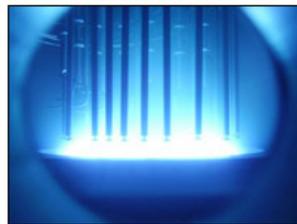
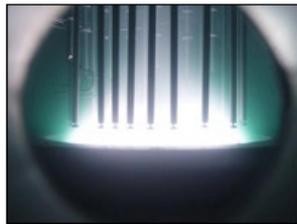


Relatore: dott. Emilio Martines

Correlatore: dott. Matteo Zuin

Laureando: Francesco Fontanini

Studio di fluttuazioni elettrostatiche in plasmi magnetizzati a bassa temperatura



*Ai miei genitori,
che mi hanno sempre sostenuto e consigliato.
Senza di loro tutto questo non sarebbe stato possibile.*

1 INTRODUZIONE

I sistemi magnetron sputtering sono dispositivi largamente usati per la deposizione di sottili film di materiali su superfici. In particolare i magnetron a corrente continua sono usati per la deposizione di materiale conduttore. I magnetron sputtering possono essere divisi fondamentalmente in due categorie, cilindrici e piani: il secondo tipo è quello utilizzato in questa tesi. Il plasma di un magnetron piano a corrente continua è fondamentalmente una scarica a bagliore realizzata tra un catodo e un anodo, con un campo magnetico applicato in prossimità del catodo. Solitamente tale campo è generato da un magnete posizionato al centro del catodo con una data polarità affacciata al plasma, e una serie di magneti periferici che mostrano al plasma la polarità opposta. Tale configurazione costituisce una trappola magnetica per gli elettroni, il che determina un sensibile aumento del tasso di ionizzazione nella regione del catodo ed una densità di plasma relativamente alta. Gli elettroni intrappolati dalle linee di campo restano nella regione di plasma sovrastante il catodo per un tempo maggiore di quanto non farebbero in assenza di campo e in questo modo riescono a ionizzare molti atomi del gas neutro. Gli ioni invece hanno un raggio di Larmor molto maggiore delle dimensioni del sistema¹ ed una frequenza di collisione molto maggiore della frequenza di ciclotrone, quindi non sono magnetizzati. Il risultato di questo confinamento è quindi un elevato flusso di ioni creati dalla ionizzazione del gas di processo che vengono accelerati dal campo elettrico presente in prossimità del catodo e incidono su di esso con energie di qualche centinaio di eV. Si ha perciò un elevato tasso di erosione di una qualsiasi lamina di materiale posizionato su di esso.^[1]

1.1 Scopo della tesi

Lo scopo di questa tesi è quello di caratterizzare le fluttuazioni di potenziale nel plasma a frequenze inferiori ad 1 MHz e verificare la dipendenza dalla massa del gas di scarica nella relazione di dispersione. Verranno a tal fine effettuate misure utilizzando come gas di scarica elio, azoto, argon, kripton e xenon. In un precedente studio^[2] era già stata ricavata una relazione di dispersione operando in argon sullo stesso apparato. Utilizzeremo quindi tale relazione di dispersione cercando di ricavarne eventuali variazioni e l'andamento in funzione della massa atomica del gas. A tal fine si cercherà di verificare la compatibilità tra una serie di dati sperimentali raccolti e i valori previsti dalla suddetta relazione di dispersione.

2 SETUP - DESCRIZIONE DELL'APPARATO

Il dispositivo utilizzato in questo studio è, come già accennato, un magnetron sputtering piano, alimentato in corrente continua. Il sistema consiste in un catodo circolare del diametro di 10.1 cm, posizionato sul fondo di una camera da vuoto del diametro di 40 cm ed un'altezza di 50 cm. I magneti che formano la trappola magnetica sono posizionati nel catodo, precisamente un magnete con la polarità negativa rivolta verso l'alto è posizionato al centro del catodo, mentre 24 magneti posti circolarmente in prossimità del bordo del catodo hanno rivolto verso l'alto il polo opposto. Ciò determina una configurazione magnetica le cui linee di campo escono dal centro del catodo e descrivono traiettorie curve per poi entrare nuovamente nel catodo vicino al suo bordo esterno (v.fig.1). Potremmo paragonare la forma della trappola magnetica che si crea in questa configurazione con quella di un toro sezionato orizzontalmente.

¹ Il raggio di Larmor va da circa 6cm per l'elio a 2.3m per lo xenon, dimensioni superiori a quelle della trappola magnetica.

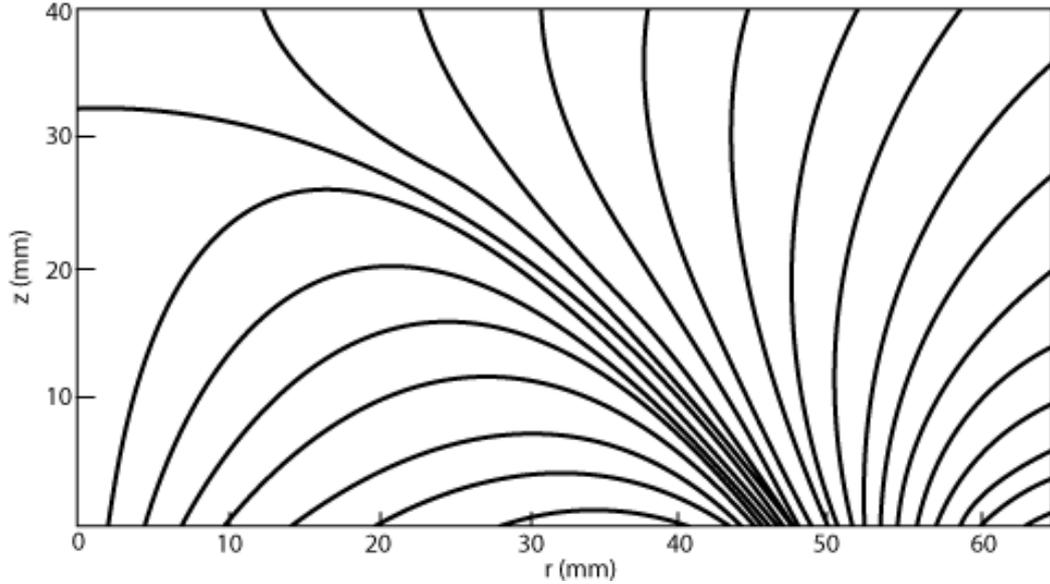


Figura 1: Schema delle linee di campo magnetico all'interno del magnetron sputtering. E' stato usato un sistema di coordinate cilindriche nel quale la posizione $r=0$ segna l'asse di simmetria della camera da vuoto. La superficie del catodo è posizionata a $z=0$ e si estende da $r=0$ fino a $r=50$.

Il dispositivo prende potenza da un alimentatore in grado di erogare tensioni fino a 750 V e correnti fino a 2 A. E' di fondamentale importanza notare che la tensione fornita dall'alimentatore presenta un'oscillazione (ripple) a 50 kHz che compare sempre negli spettri di potenza ricavati dalle misure effettuate. E' stato comunque possibile distinguere il picco dovuto all'alimentatore rispetto alle fluttuazioni di plasma, infatti il picco a 50 kHz non presenta alcuno spostamento di fase nelle misure a differenti posizioni. Per alcune analisi si è comunque rivelato opportuno filtrare i segnali, sostituendo i valori corrispondenti a frequenze nell'intervallo 45-55 kHz con una media tra i valori assunti nei due estremi.

Per misurare le fluttuazioni spaziali e temporali del plasma è stato utilizzato un array circolare di sonde di Langmuir. Il sistema di diagnostiche consiste in 16 sonde equispaziate a formare un array circolare del raggio di 40 mm. L'elettrodo di ciascuna sonda è un cilindro di acciaio inossidabile con raggio 1.5 e altezza 1 mm connesso ad un filo dello stesso materiale dal diametro di 0.8 mm. Il filo è alloggiato in un tubo di quarzo che ha raggi interno ed esterno rispettivamente di 1 e 3 mm ed una lunghezza di 120 mm. L'array di sonde è supportato da una struttura composta da quattro barre, due anelli e un disco di alluminio.

Il sistema è stato collocato in posizione coassiale alla camera cilindrica del magnetron in modo che gli elettrodi delle 16 sonde si trovassero su un piano distante $z = 13$ mm dalla superficie del catodo, altezza alla quale erano già stati condotti i precedenti esperimenti.

Le misure sono state effettuate raccogliendo i dati con un oscilloscopio digitale (Yokogawa) con 16 canali isolati. I segnali raccolti dalle sonde escono dalla camera da vuoto attraverso una flangia dotata di un passante elettrico a 16 pin che tramite un flat cable porta i segnali ad un pannello che, dotato di un opportuno sistema di connettori, permette di far giungere i segnali all'oscilloscopio. Mentre in passato si era sempre misurato il potenziale flottante, ossia il potenziale al quale si porta una sonda elettricamente isolata, si è nel nostro caso reso necessario apportare una modifica al circuito, aggiungendo una resistenza da 1 k Ω tra la sonda e la massa. Questo implica il posizionamento in un altro punto della caratteristica

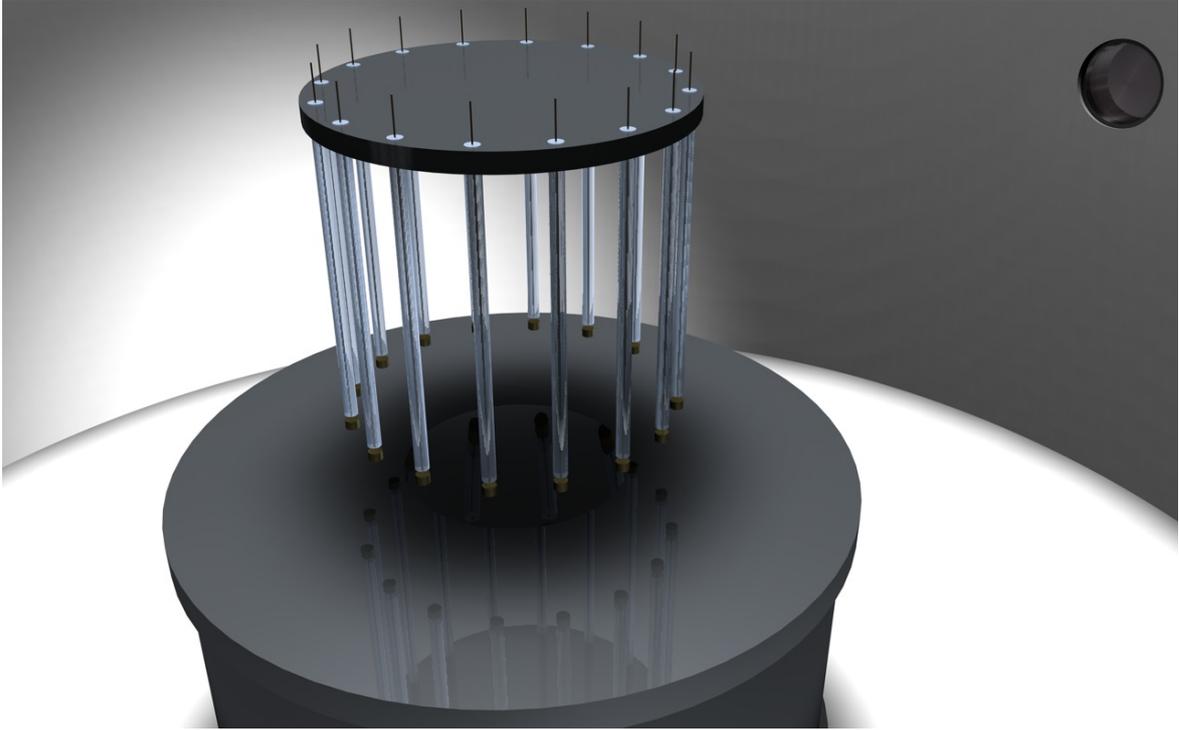


Figura 2: Ricostruzione dell'interno del dispositivo effettuata con un software di modellazione 3D. Sono visibili il catodo, il sistema di 16 sonde di Langmuir e la finestrella di osservazione.

tensione-corrente, a un potenziale più positivo. Il sistema su cui vengono effettuate le misure è assimilabile ad un circuito RC la cui frequenza di taglio è determinata dalla resistenza di plasma e dalla capacità dei cavi e soprattutto delle sonde dell'oscilloscopio. Con l'aggiunta della resistenza da $1\text{ k}\Omega$ in parallelo alla resistenza di plasma, la frequenza di taglio è stata alzata, ottenendo così un rapporto segnale/rumore più favorevole. I dati sono stati campionati dall'oscilloscopio ad una frequenza di 2 MHz con una risoluzione di 12 bit. Per ogni singola condizione è stato raccolto un record di 400 ksamples .

Le scariche sono state effettuate in 5 serie variando ogni volta il gas di processo immesso nel magnetron ; sono stati utilizzati elio, azoto, argon, kripton e xenon. Per ogni gas sono stati fatti variare i due principali parametri di controllo: la corrente di scarica e la pressione del gas neutro, in modo da esplorare la dipendenza dei risultati dalle loro variazioni. La corrente di scarica è stata fatta variare principalmente su 4 valori, corrispondenti a 0.1, 0.3, 0.6 ed 1 A, quindi con una potenza compresa tra 15-46 W (per 0.1 A) e 265-520 W (per 1 A). La pressione del gas è stata fatta variare tra 0.2 e 50 Pa.

3 PROCEDURA DI ANALISI

Al fine di analizzare il contenuto in frequenza delle fluttuazioni misurate lo spettro di potenza di ogni singolo segnale è stato calcolato come:

$$S(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle |X_T(f)|^2 \rangle$$

dove $X_T(f)$ è trasformata di Fourier spaziale di un record di dati di lunghezza T del segnale $x(t)$ in esame. Le parentesi angolari rappresentano una media sull'*ensemble*. Tale media in pratica è stimata dividendo il segnale $x(t)$ in N sezioni (*slices*) di uguale lunghezza $T' = T/N$ e utilizzando ogniuna di esse come una realizzazione indipendente del processo in esame. In questo modo si ottiene uno stimatore dello spettro di potenza discreto^[3]:

$$\hat{S}_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |X_i^{(j)}|^2$$

dove $X_i^{(j)}$ è la trasformata di Fourier discreta della j -esima slice, calcolata con l'algoritmo FFT (*Fast Fourier Transform*).

Un'analisi della struttura spazio-temporale delle fluttuazioni è stata effettuata utilizzando una scomposizione di Fourier per ottenere l'andamento nel tempo delle ampiezze dei modi e delle fasi^[4]. Le ampiezze $a_m(t)$ e le fasi $\alpha_m(t)$ sono correlate al campo misurato $x(t)$ (che nel nostro caso è il potenziale della sonda) da

$$x(\theta, t) = \sum_{m=0,1,\dots} a_m(t) \cos[m\theta + \alpha_m(t)].$$

Nella pratica fasi ed ampiezze vengono calcolate applicando l'algoritmo FFT alle 16 misure per ogni campione temporale. Inoltre si può ottenere uno spettro di potenza per frequenza e numero d'onda ($S(k_\theta, f)$) attraverso la relazione^[5]

$$S(m, f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle |X_T(m, f)|^2 \rangle$$

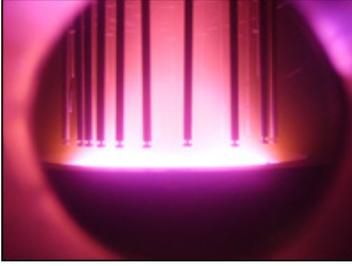
dove $X_T(m, f)$ è la doppia trasformata di Fourier dell'array di segnali $x(\theta, t)$ per un tempo T calcolata sia sull'angolo azimutale θ che sul tempo.

Il numero d'onda k_θ è legato ad m dalla relazione $k_\theta = \frac{m}{R}$ dove R è il raggio della circonferenza su cui sono posizionati i punti di misura.

4 RISULTATI SPERIMENTALI

In questa sezione si darà una descrizione del comportamento di ogni gas durante le scariche e infine verrà proposta una visione più d'insieme cercando di evidenziare differenze e similitudini. Particolare attenzione verrà data al confronto dei valori *RMS* delle fluttuazioni (par. 4.6.1). Per ogni gas vengono inoltre mostrate nelle figure 3-7 gli spettri di potenza per frequenza e numero d'onda ($S(k_\theta, f)$), alle varie condizioni sperimentali acquisite.

4.1 Azoto



Il primo gas di scarica ad essere utilizzato è stato l'azoto, con il quale sono state effettuate un maggior numero di misure rispetto altri altri gas per vari motivi, primo tra i quali la maggior facilità del gas di sostenere delle scariche stabili, cosa che ha permesso di coprire completamente un intervallo di pressioni da 0.5 a 70 Pa e correnti da 0.05 a 1 A. In una prima serie di misure, campionando i dati con una frequenza di 1 MHz, l'analisi degli spettri di potenza per frequenza e numero d'onda (mostrati in fig.3) ha messo in luce il formarsi di picchi corrispondenti a differenti modi di Fourier azimuthali. Sono stati osservati modi in un intervallo di m da 3 a 4 ed in alcuni casi sono comparsi anche $m = 5$ ed $m = 6$. Per pressioni inferiori ai 5 Pa si nota che ai picchi già menzionati si accompagna un picco a bassa frequenza ($f < 50kHz$) corrispondente a un modo $m = 0$, ossia ad un'oscillazione globale del plasma. La tendenza generale dei modi con $m > 0$ è quella di una progressiva riduzione della frequenza all'aumentare della pressione. Per i valori di corrente e pressione più bassi i modi di Fourier sono distribuiti in una regione abbastanza ampia del piano (f, m) senza evidenziare una particolare relazione di dispersione, ad alte pressioni invece i modi sono distribuiti su una linea retta sul piano (f, m) passante per l'origine, indicando una relazione di dispersione del tipo $\omega = k_{\theta}v_f$ dove v_f è la velocità di fase di propagazione delle onde in direzione azimuthale. Un fenomeno particolare che è stato osservato solo in azoto si è evidenziato per la prima volta con condizioni di scarica 50 Pa e 0.1 A. Si notava a circa 240 - 250 kHz un picco piatto a

Un fenomeno particolare che è stato osservato solo in azoto si è evidenziato per la prima volta con condizioni di scarica 50 Pa e 0.1 A. Si notava a circa 240 - 250 kHz un picco piatto a

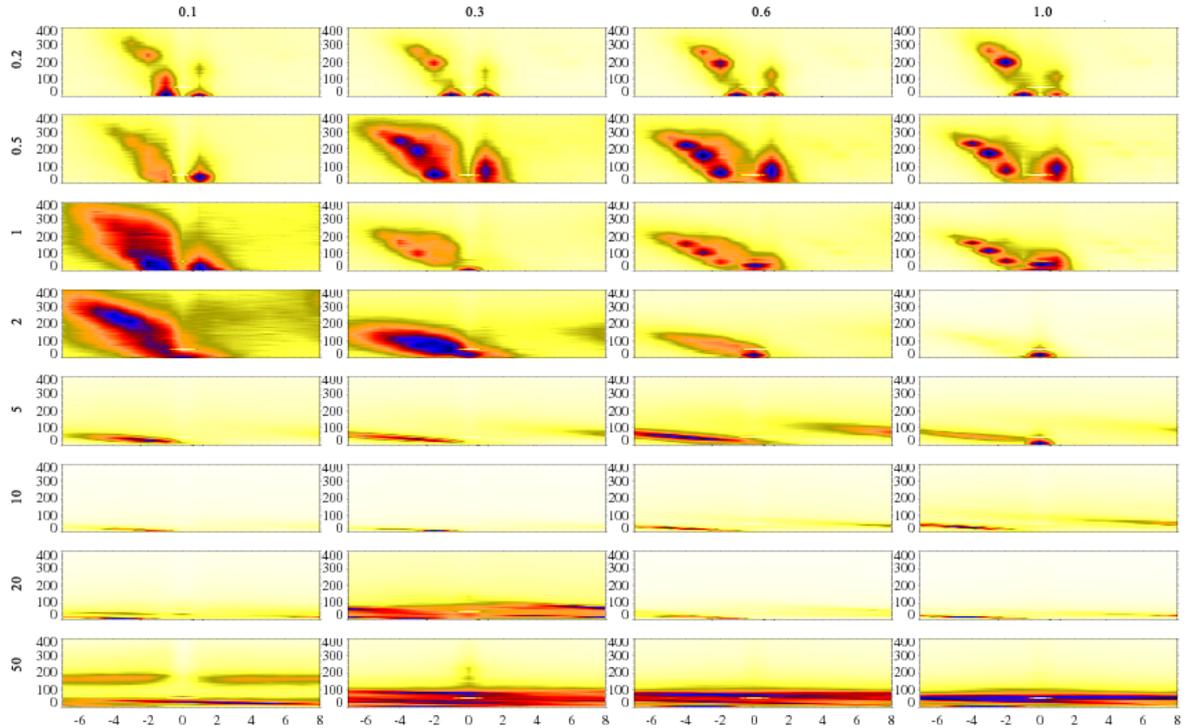


Figura 3: **Azoto:** spettri di potenza per frequenza e numero d'onda ($S(k_{\theta}, f)$). Le colonne si riferiscono ai quattro valori di corrente esplorati (A), ogni riga rappresenta invece una diversa pressione (Pa).

coprire tutto l'intervallo di modi eccetto $m = 0$. Al fine di indagare l'evoluzione di questa struttura è stata effettuata una scansione in pressione (fig.4) tra 20 e 65 Pa mantenendo fissata la corrente di scarica a 0,1 A. La struttura, non presente a 20 Pa è comparsa allo step successivo a 30 Pa ad una frequenza stimabile tra i 130 e i 140 kHz. Nei successivi due step a 40 e 50 Pa la struttura presentava un'intensità leggermente maggiore ed era spostata ad una frequenza fra i 210 e i 230 kHz. A 60 Pa la frequenza era aumentata a 315 kHz mantenendo pressochè invariata l'intensità, mentre allo step successivo a 65 Pa l'oggetto era giunto a frequenze attorno ai 360 kHz perdendo molta dell'intensità mostrata a 60 Pa, per poi sparire completamente a 70 Pa. Le misure in azoto sono state tutte ripetute campionando i dati a 2 MHz al fine di indagare ulteriormente il fenomeno appena riportato. Era stata infatti avanzata l'ipotesi che l'esteso picco in esame fosse il risultato di una frequenza di campionamento troppo bassa, insufficiente a descrivere le proprietà del segnale. Questa nuova serie di misure ha dato invece risultati completamente sovrapponibili ai precedenti mostrando che non c'è stato un problema di aliasing legato alla frequenza di campionamento ma lasciando tuttavia aperto l'interrogativo sull'esatta natura del fenomeno osservato.

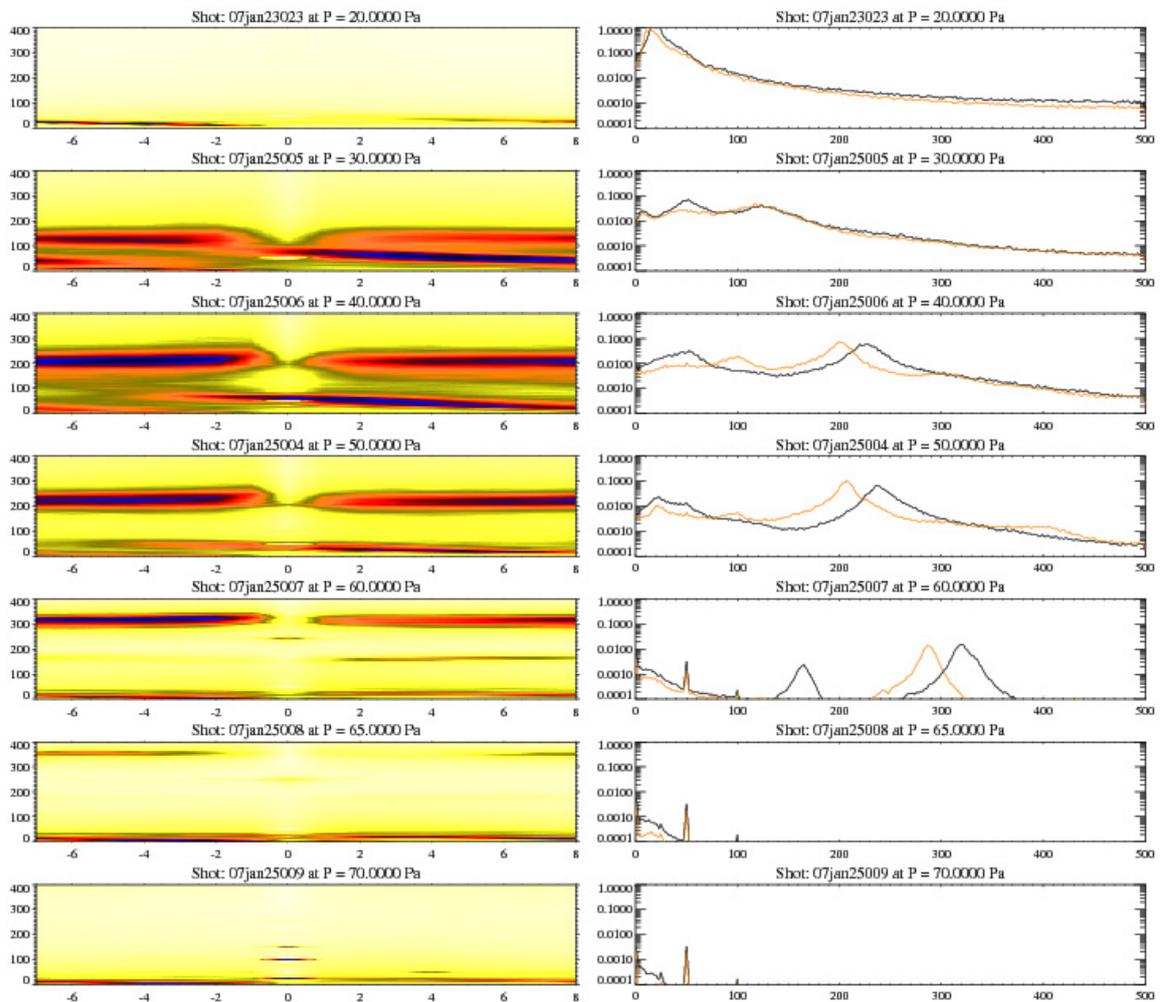


Figura 4: La colonna di sinistra mostra gli spettri per frequenza e numero d'onda, a destra invece sono riportati i corrispondenti spettri in frequenza per i segnali di due sonde distinte.

4.2 Krypton



Le misure in kripton sono state effettuate utilizzando una frequenza di campionamento di 2 MHz in un intervallo di pressioni compreso tra 0.2 e 50 Pa. Non è stato possibile raccogliere dati per tutti i valori di pressione e corrente, in quanto questo gas di scarica ha manifestato la tendenza a scaricare la potenza in ingressi in archi tra il catodo e la camera. E' stato possibile accendere il plasma stabilmente per tutti i 4 valori di corrente solo a 2, 5 e 10 Pa. In kripton sono stati osservati modi normali in un intervallo da $m = 2$ a $m = 7$ anche se si sono evidenziati fenomeni di aliasing che fanno pensare alla presenza di m più alti. Anche in questo caso si osserva, per pressioni inferiori a 5 Pa, un modo $m = 0$ a frequenze superiori a 50 kHz. Per quanto riguarda le misure effettuate a pressioni uguali o superiori ai 5 Pa si nota uno spostamento dei picchi a frequenze inferiori a 100 kHz, fenomeno che diventa più repentino a correnti di scarica basse (0.1 - 0.3 A). In generale si può comunque dire che la frequenza dei modi decresce con l'aumentare della pressione. Per i valori di corrente e pressione più bassi i modi di Fourier sono distribuiti in una regione abbastanza ampia del piano (f, m) senza evidenziare una particolare relazione di dispersione, ad alte pressioni invece i modi sono distribuiti su una linea retta sul piano (f, m) passante per l'origine, indicando una relazione di dispersione del tipo $\omega = k_{\theta} v_f$ dove v_f è la velocità di fase di propagazione delle onde in direzione azimutale.

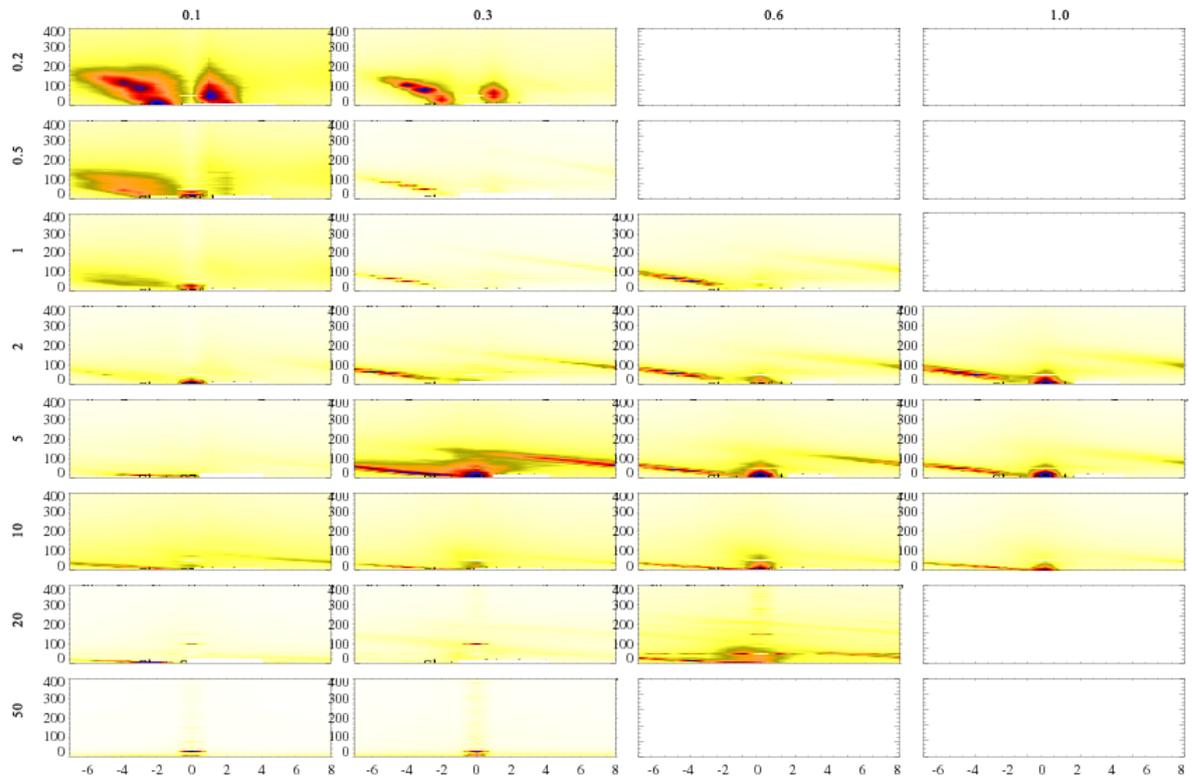
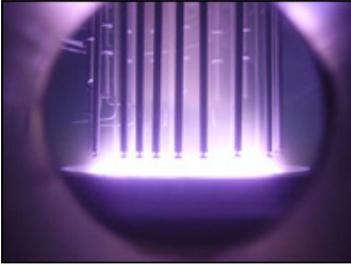


Figura 5: **Krypton**: spettri di potenza per frequenza e numero d'onda ($S(k_{\theta}, f)$). Le colonne si riferiscono ai quattro valori di corrente esplorati (A), ogni riga rappresenta invece una diversa pressione (Pa).

4.3 Xenon



Le misure effettuate in xenon sono state campionate sempre a 2 MHz e coprono un intervallo di pressioni da 0.1 a 50 Pa. Questo gas ha manifestato una particolare tendenza a creare archi per valori di correnti elevati. In particolare fino a 2 Pa non è stato possibile creare un plasma stabile neppure a 0.6 A, e anche per i valori più alti di pressione, da 2 a 20 Pa non è mai stato possibile mantenere una scarica e raccogliere dati ad 1 A. Per le scariche che hanno permesso di raccogliere i dati si sono evidenziati anche in questo gas

modi di Fourier, in particolare per valori molto bassi di pressione, a 0.1 e 0.2 Pa sono stati osservati modi da $m = 2$ ad $m = 5$. Da 0.5 Pa in poi il modo $m = 2$ è scomparso ma si sono venuti a creare modi con m maggiore. La tendenza generale sembra infatti essere quella in cui al crescere della pressione si evidenziano modi con m sempre più alto e di conseguenza si intensificano anche i fenomeni di aliasing. Inoltre si osserva sempre una riduzione della frequenza dei modi al crescere della pressione. Per le scariche a 20 e 50 Pa il livello di fluttuazione del segnale era molto elevato e non si sono osservati modi di Fourier. Per quanto riguarda le due misure effettuate alla pressione di 50 Pa (0.1 e 0.3 A), non si sono evidenziati modi normali. Nel suo complesso la distribuzione dei modi sul piano (f, m) indica ancora una volta una relazione di dispersione del tipo $\omega = k_{\theta} v_f$ fino a pressioni di 20 Pa.

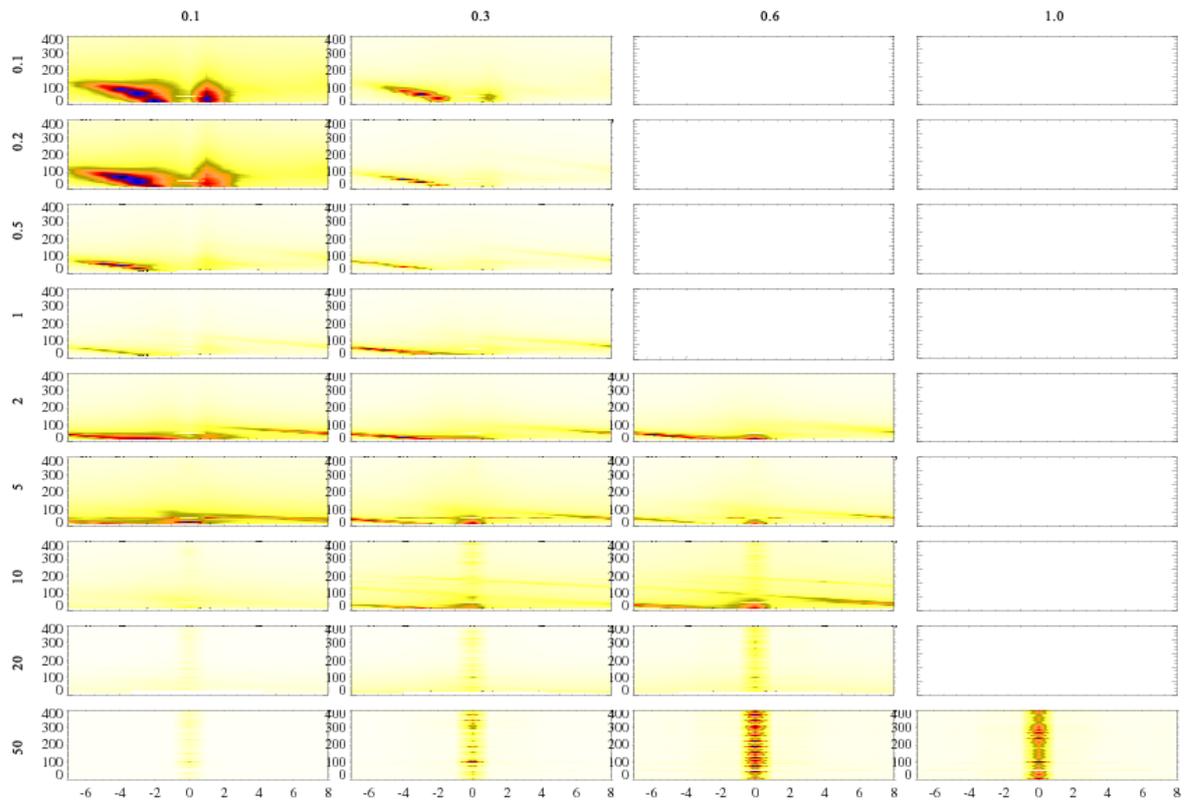
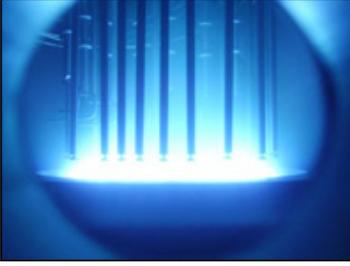


Figura 6: **Xenon**: spettri di potenza per frequenza e numero d'onda ($S(k_{\theta}, f)$). Le colonne si riferiscono ai quattro valori di corrente esplorati (A), ogni riga rappresenta invece una diversa pressione (Pa).

4.4 Argon



Le misure in argon sono state effettuate tenendo una frequenza di campionamento di 2 MHz in un intervallo di pressioni compreso tra 0.1 e 50 Pa, non riuscendo però ad ottenere il breakdown e ad accendere quindi il plasma al valore più basso di pressione. Anche in questo caso l'analisi degli spettri di potenza per frequenza e numero d'onda ha messo in luce il formarsi di picchi corrispondenti a differenti modi di Fourier azimutali. Per valori di pressione fra 0.2 e 2 Pa, con corrente di 0.1 A si nota che le componenti spettrali sono distribuite su una regione abbastanza ampia del piano (f, m) e non si evidenzia nettamente una relazione di dispersione. Nello stesso intervallo di pressione, per i valori di corrente più alti si evidenziano dei modi $m = 2, 3, 4, 5$ ed a 2 Pa anche $m = 6$ e 7. Una prima analisi effettuata sulle misure a pressioni superiori a 2 Pa, ha mostrato come le componenti spettrali si siano spostate tutte a frequenze molto più basse. Sono stati osservati modi da $m = 2$ a 5 con corrente a 0,1 A, e solo a 50 Pa situazioni simili si sono evidenziate anche per gli altri valori di corrente. In tutte le condizioni di pressione e corrente osservate al di sopra dei 2 Pa si evidenziano degli $m = 0$ a frequenze di 10-20 kHz. Nel complesso anche per le scariche in argon la distribuzione dei modi sul piano (f, m) individua la solita relazione di dispersione del tipo $\omega = k_{\theta} v_f$.

Le misure in argon sono state effettuate tenendo una frequenza di campionamento di 2 MHz in un intervallo di pressioni compreso tra 0.1 e 50 Pa, non riuscendo però ad ottenere il breakdown e ad accendere quindi il plasma al valore più basso di pressione. Anche in questo caso l'analisi degli spettri di potenza per frequenza e numero d'onda ha messo in luce il formarsi di picchi corrispondenti a differenti modi di Fourier azimutali. Per valori di pressione fra 0.2 e 2 Pa, con corrente di 0.1 A si nota che le componenti spettrali sono distribuite su una regione abbastanza ampia del piano (f, m) e non si evidenzia nettamente una relazione di dispersione. Nello stesso intervallo di pressione, per i valori di corrente più alti si evidenziano dei modi $m = 2, 3, 4, 5$ ed a 2 Pa anche $m = 6$ e 7. Una prima analisi effettuata sulle misure a pressioni superiori a 2 Pa, ha mostrato come le componenti spettrali si siano spostate tutte a frequenze molto più basse. Sono stati osservati modi da $m = 2$ a 5 con corrente a 0,1 A, e solo a 50 Pa situazioni simili si sono evidenziate anche per gli altri valori di corrente. In tutte le condizioni di pressione e corrente osservate al di sopra dei 2 Pa si evidenziano degli $m = 0$ a frequenze di 10-20 kHz. Nel complesso anche per le scariche in argon la distribuzione dei modi sul piano (f, m) individua la solita relazione di dispersione del tipo $\omega = k_{\theta} v_f$.

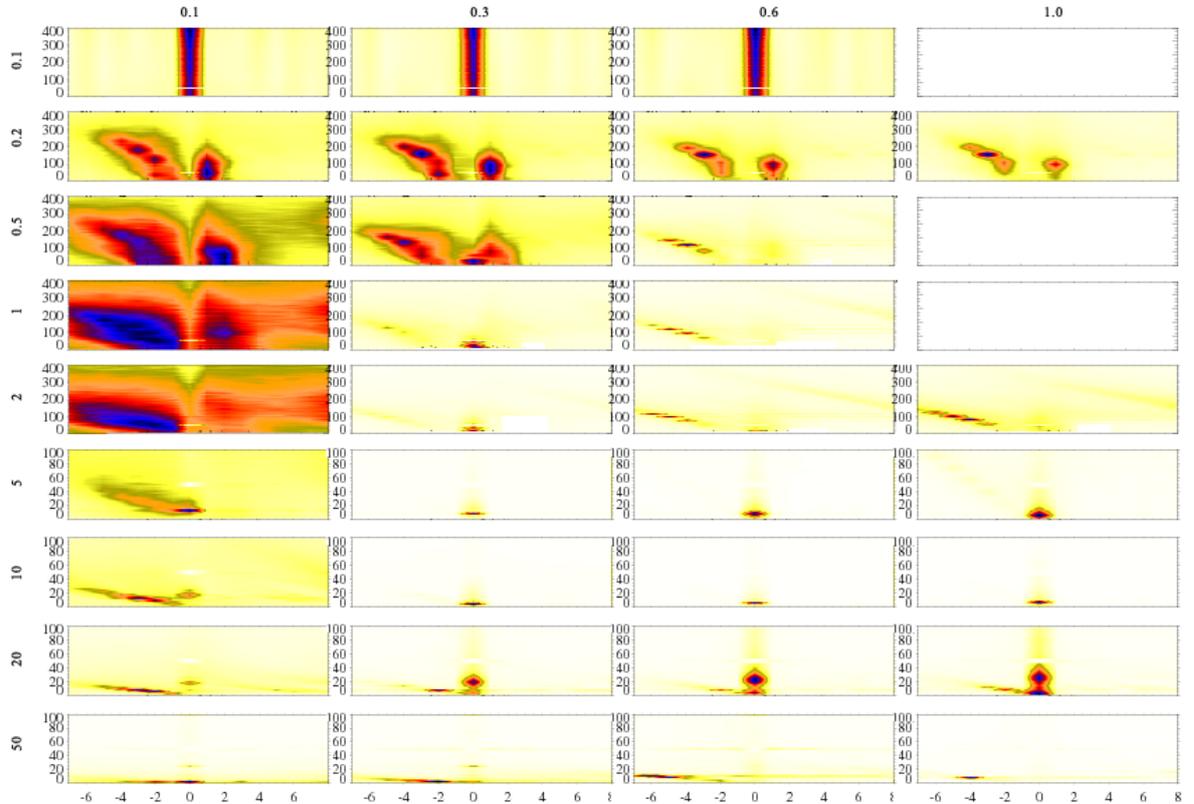
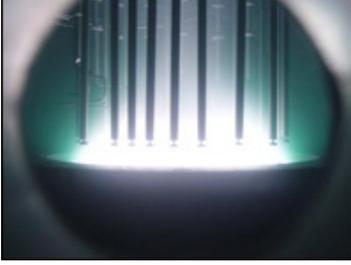


Figura 7: **Argon:** spettri di potenza per frequenza e numero d'onda $(S(k_{\theta}, f))$. Le colonne si riferiscono ai quattro valori di corrente esplorati (A), ogni riga rappresenta invece una diversa pressione (Pa).

4.5 Elio



I dati raccolti con l'ultimo gas di scarica, l'elio, sono stati campionati sempre a 2 MHz in un intervallo di pressioni da 0.1 a 70 Pa, ma solo dai 2 Pa è stato possibile raccogliere dati analizzabili. Infatti a 0.1 Pa il plasma non si accendeva neppure per una tensione di 1200 V, valore massimo erogabile dell'alimentatore. Per le successive pressioni a 0.2, 0.5, e 1 Pa il breakdown veniva raggiunto ma il plasma risultava troppo tenue per produrre segnali sufficientemente intensi da essere acquisiti. Tra i 2 e i 10 Pa si evidenziano chiaramente modi $m = 1, 2, 3, 4$ che però già a 10 Pa risultano molto poco intensi. Il fenomeno di diminuzione dell'intensità delle componenti spettrali si intensifica ulteriormente a 20 Pa dove infatti sembrano sparire quasi completamente. Al successivo valore di pressione si assiste alla ricomparsa di modi di Fourier con valori di m compresi fra 2 e 7. Si può notare come i modi siano chiaramente distribuiti su una linea retta sul piano (f, m) passante per l'origine, indicando come per gli altri gas di scarica la relazione di dispersione del tipo $\omega = k_{\theta} v_f$. Inoltre la velocità di fase di propagazione delle onde in direzione azimutale (v_f) aumenta regolarmente e proporzionalmente alla pressione, ciò potrebbe indurre a pensare che i dati raccolti a 20 Pa siano soggetti a qualche errore sperimentale. Va inoltre fatto notare che le scariche a 2,5,10 Pa sono state analizzate in un intervallo di frequenze esteso fino a 950 kHz. Una prima analisi spettrale effettuata per i modi $m = 1, 3, 4, 5$ nella solita finestra 0-400 kHz ha evidenziato la presenza di picchi per valori di frequenza al limite dell'intervallo, che è stato quindi esteso a 950 kHz, valore comunque consentito dai limiti imposti dal teorema di campionamento² che

²**Teorema di campionamento (di Nyquist) :** *Un segnale $x(t)$ a banda limitata da f_N può essere univocamente ricostruito dai suoi campioni $x(n\Delta t)$, presi a frequenza $f_s = \frac{1}{\Delta t}$, se $f_s \geq 2f_N$.*
Nel caso in esame la frequenza di campionamento $f_s = \frac{1}{\Delta t} = 2$ MHz quindi la frequenza massima campionabile risulta $f_N = 1$ MHz

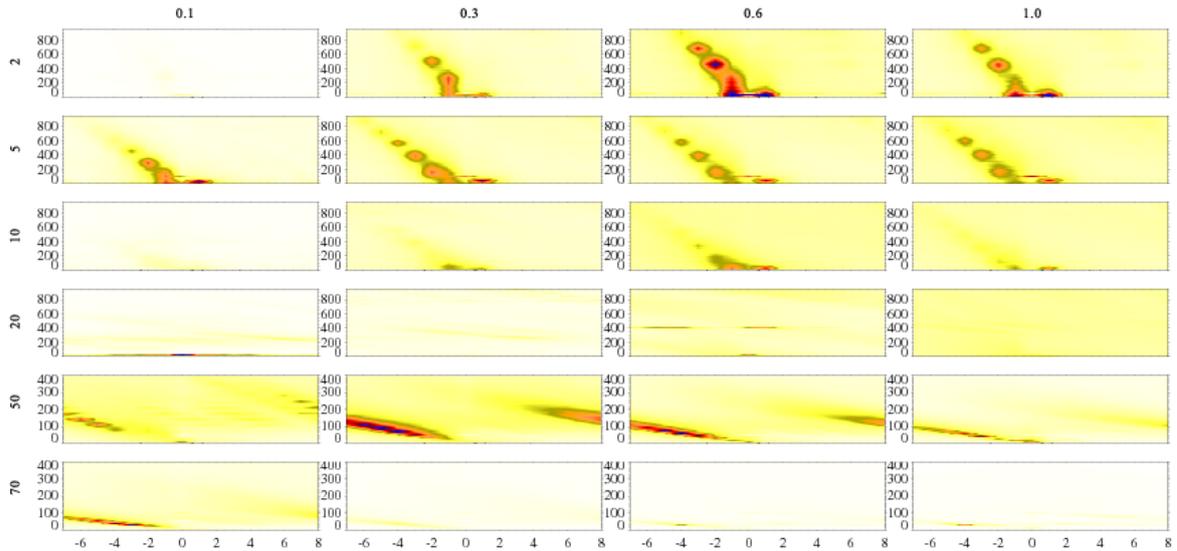


Figura 8: **Elio:** spettri di potenza per frequenza e numero d'onda ($S(k_{\theta}, f)$). In colonna i quattro valori di corrente esplorati (A), in riga le diverse pressioni (Pa).

quindi non rischia di condurre ad aggiuntivi fenomeni di *aliasing*.

4.6 Visione complessiva sui cinque gas

Lo scopo di questa sezione, come già annunciato è quello di caratterizzare le fluttuazioni elettromagnetiche nel plasma cercando di dare una visione complessiva sui gas utilizzati. Verranno analizzati i valori *RMS* delle fluttuazioni e confrontati gli spettri di potenza ottenuti.

4.6.1 RMS

Per ogni condizione sperimentale sono stati mediati i segnali delle 16 sonde ed è stato poi calcolato il valore quadratico medio (*RMS*) del segnale³ (grafici in fig.9).

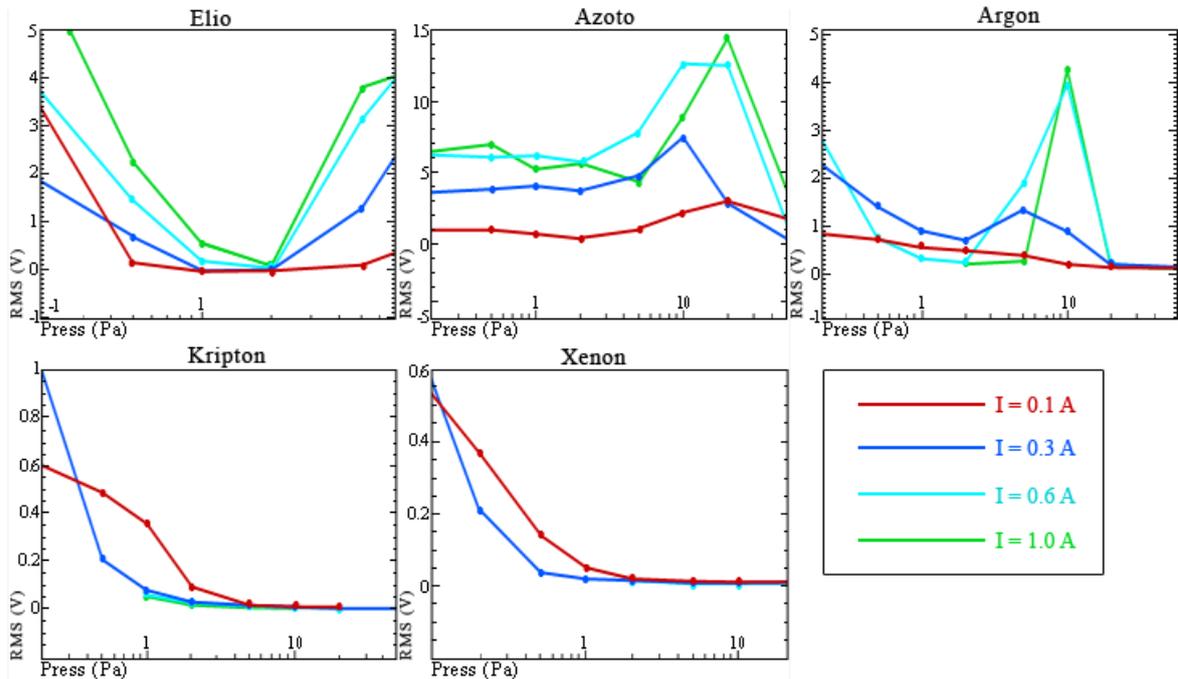


Figura 9: Valori *RMS* delle fluttuazioni in funzione della pressione per le quattro differenti correnti di scarica.

E' possibile osservare che i livelli di fluttuazione dipendono fortemente dalla pressione, non si nota un comportamento univoco per tutti i gas, tuttavia delle analogie sono presenti. I valori *RMS* tendono a scendere con la pressione fino a raggiungere un minimo. Per elio, azoto e argon (masse minori) si nota che i livelli di fluttuazione dopo aver raggiunto il minimo attorno a 1-5 Pa tendono a salire ancora e raggiungere un massimo. Per kripton e xenon invece l'andamento è solo discendente, anche se non si può escludere che una ricrescita avvenga a pressioni superiori a quelle esplorate.

I livelli di fluttuazione sembrano inoltre essere proporzionali alla corrente di scarica. Infatti per tutti i gas i valori rms a 0.1 A sono generalmente più bassi e tendono poi ad aumentare con la corrente.

³Il segnale è stato filtrato per escludere l'oscillazione a 50 kHz data dall'alimentatore.

4.6.2 Spettri di potenza

Gli spettri di potenza per i segnali raccolti con i diversi gas di scarica, sono mostrati in figura 10 a differenti condizioni di pressione per $I=0.3$ A, valore di corrente al quale è stato raccolto il maggior numero di misure. Gli unici dati mancanti sono quelli dell'elio, che a 0.2 e 0.5 Pa non permetteva al plasma di innescarsi.

Per tutti i gas, quando gli spettri mostrano picchi pronunciati, ciò avviene nell'intervallo di frequenze fino ai 200 kHz. L'elio rappresenta ancora una volta l'eccezione, come è già stato fatto notare infatti i modi normali risultano spostati a frequenze più alte.

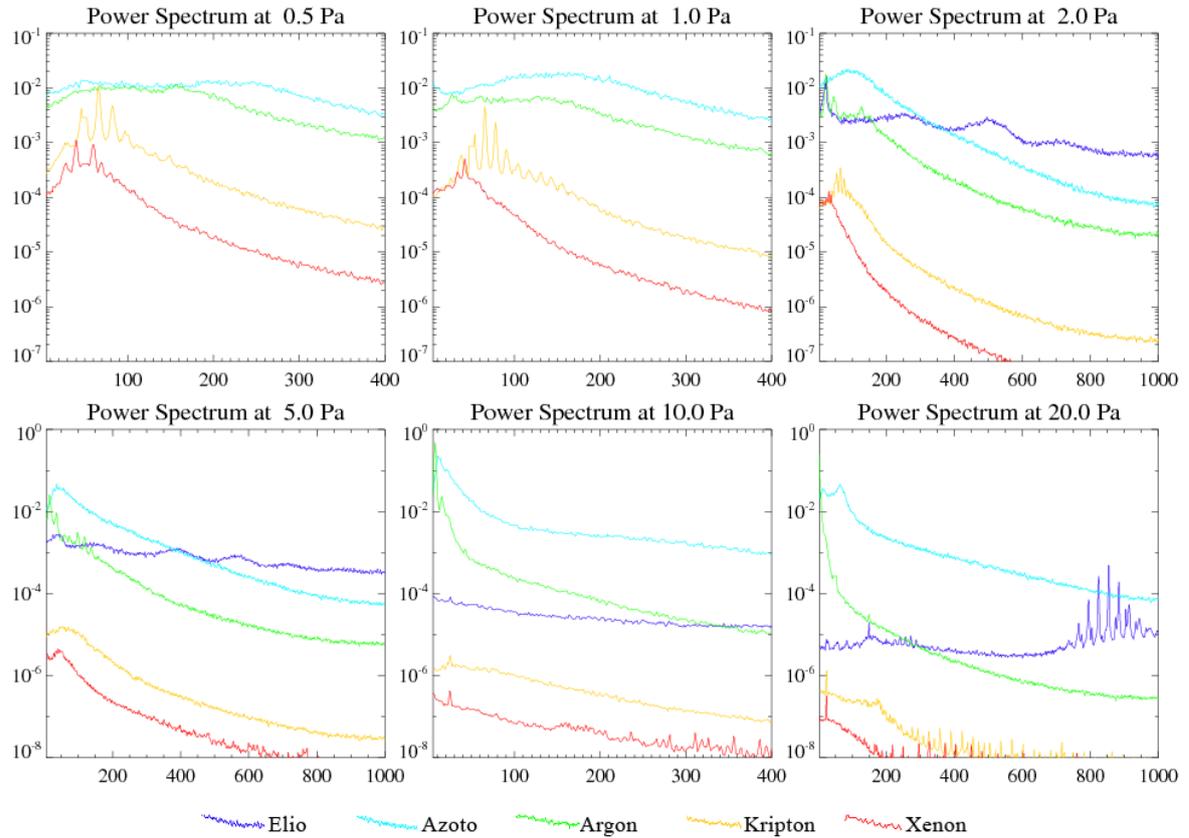


Figura 10: *Spettri di potenza a sei diverse pressioni e $I=0.3$ A*

Nella figura 11 gli stessi spettri sono stati disposti in modo da confrontare il comportamento di ciascun gas alle varie pressioni. La prima cosa che si nota e che accomuna tutti i gas di scarica è una relazione di proporzionalità inversa tra pressione di scarica ed ampiezza complessiva dello spettro. Ancora una volta possiamo notare come tutti i fenomeni in elio avvengano a frequenze più elevate, si nota inoltre che la larghezza dei picchi è molto maggiore, più che di picchi veri e propri lo spettro presenta delle oscillazioni a 2 e 5 Pa che già a 10 sono smorzate. A 20 Pa osserviamo tra i 750 e i 950 kHz una serie di picchi che sembrano attribuibili ad una diversa fenomenologia, che qui non discutiamo ulteriormente.

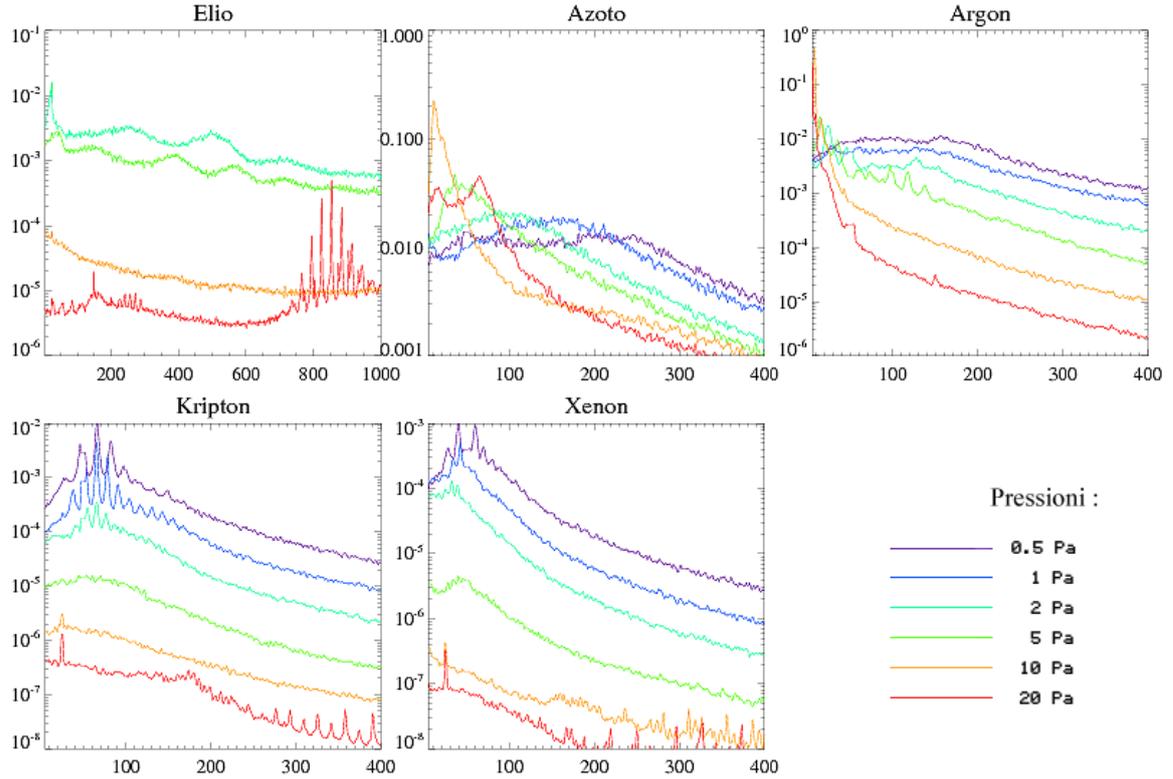


Figura 11: Spettri di potenza dei 5 gas a varie pressioni ad $I=0.3A$

5 DISCUSSIONE DEI DATI RACCOLTI

Le misure di fluttuazione descritte in questa tesi hanno evidenziato la presenza di modi coerenti aventi una relazione di dispersione lineare per tutti i gas di scarica. Partendo dallo spettro di potenza per frequenza e numero d'onda ($S(k_\theta, f)$) sono stati ricavati gli spettri per i modi da 3 a 7 e mediante un fit gaussiano è stata trovata la frequenza corrispondente al massimo del picco (frequenze riportate in tabella 1).

	<i>Azoto</i>	<i>Argon</i>	<i>Kripton</i>	<i>Xenon</i>
$m = 3$	113.90	67.94	37.97	25.98
$m = 4$	166.85	99.91	51.95	33.97
$m = 5$	200.83	128.89	65.94	41.96

Tabella 1: Frequenze in kHz delle fluttuazioni di plasma a 1 Pa per i modi 3,4,5

Riportando su un grafico (mostrato in fig.12) le frequenze ottenute in funzione della massa atomica dei gas di scarica si è ottenuto un andamento coerente per tutti i modi nel quale la frequenza delle fluttuazioni elettrostatiche nel plasma diminuisce con l'aumentare della massa. Questa analisi è stata compiuta per scariche effettuate a diversi valori di pressione e corrente cercando di individuare delle condizioni sperimentali per cui fosse possibile confrontare i dati ottenuti per tutti i gas di scarica. Tali condizioni sono state individuate per misure effettuate a 0.2,0.5,2,5 Pa con una corrente di 0.3 A. Purtroppo non è stato possibile inserire l'elio tra i dati analizzati, infatti per tale gas si sono ottenuti dati solo sopra i 5 Pa. Discuteremo di

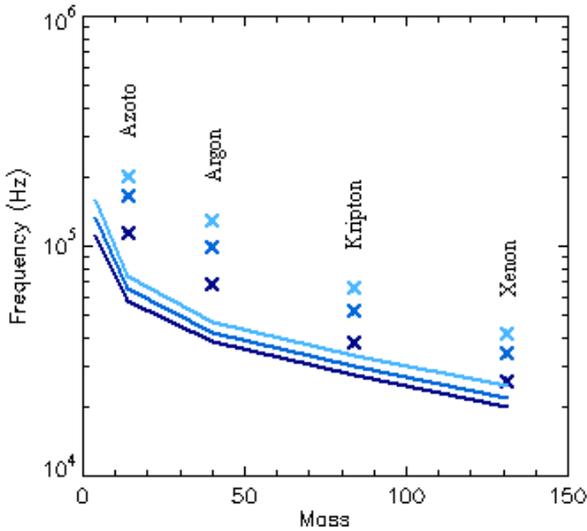
seguito solo i dati relativi ai numeri d'onda corrispondenti a $m = 3, 4, 5$, modi per i quali le fluttuazioni hanno mostrato un'ampiezza maggiore.

I dati relativi alle frequenze dei picchi sono stati confrontati con un relazione di dispersione teorica, relativa ad un'instabilità indotta dall'azione combinata dei gradienti di $\mathbf{E} \times \mathbf{B}/\text{densità}$ ^[6]. Attraverso un approccio a due fluidi era stata ricavata una relazione di dispersione lineare per un plasma debolmente ionizzato ed a basso β_e ⁴. La geometria adottata nel descrivere il sistema vede il campo magnetico B diretto lungo l'asse z , mentre l'asse x è rivolto nella direzione dei gradienti di densità e di potenziale. La direzione y corrisponde con la direzione azimutale, orientata in senso orario se si guarda l'apparato dall'alto. La relazione di dispersione che era stata così ottenuta è :

$$\omega^2 + \omega \left[\frac{\Omega_i}{\nu_i} \left(k_x - \frac{\Omega_i}{\nu_i} k_y \right) v_E + i(\nu_i - Z) \right] - k^2 C_s^2 + Z\nu_i - i\Omega_i \left[\left(\frac{\Omega_i}{\nu_i} k_y - k_x \right) v_E + k_x v_{de} \right] = 0$$

dove C_s è la velocità ionica sonora ($C_s = \sqrt{T_e/m}$), Z è il tasso di ionizzazione, $v_E = -E/B$ è la velocità di deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, ν_i è la frequenza di collisione degli ioni con i neutri, Ω_i è la frequenza di ciclotrone ionica moltiplicata per 2π , \mathbf{k} è il vettore d'onda e v_{de} è la velocità di deriva diamagnetica degli elettroni ($v_{de} = -T_e/(enB)(dn/dx)$).

Figura 12: Confronto tra i dati teorici (linea continua) e i punti ricavati sperimentalmente



Risolviendo la relazione di dispersione per ω sono stati trovati per ogni gas dei valori teorici da confrontare con quelli sperimentali ricavati dall'analisi precedentemente descritta e riportati in tabella 1. La miglior descrizione per i dati sperimentali è stata ottenuta considerando un campo elettrico di 300 V/m , un campo magnetico di $14,2 \text{ mT}$ ed una temperatura elettronica $T_e \approx 2 \text{ eV}$. Densità elettronica e gradiente di densità sono rispettivamente $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ e $dn/dx = 10^{19} \text{ m}^{-3}/\text{m}$. I vettori d'onda $\mathbf{k} = 2\pi/\lambda$ sono stati ottenuti da lunghezze d'onda compatibili con la geometria della camera di scarica e delle linee di campo mag-

netico ($\lambda_x \approx 4 \text{ cm}$ e $\lambda_z \approx 20 \text{ cm}$). Il confronto tra la serie di dati sperimentali e i valori predetti dalla relazione di dispersione mostra un'ottima coerenza negli andamenti. L'accordo tra le due serie di dati è però qualitativo, appare chiaro infatti che le frequenze teoriche sono più basse di quelle sperimentali. Ciò è probabilmente imputabile ad uno dei parametri stimati nella relazione di dispersione: la frequenza di collisione ioni-neutri. Il parametro ν_i deriva dalla sezione d'urto ioni-neutri che è stata ricavata per estrapolazione a partire da frequenze note per Elio e Argon. La frequenza di collisione risulta essere il parametro più sensibile tra tutti quelli presenti nella relazione di dispersione, una sua piccola variazione porta a variazioni non indifferenti nella frequenza delle fluttuazioni elettrostatiche in esame. Con ogni probabilità riuscendo ad avere dei valori di ν_i più precisi l'accordo tra dati teorici e sperimentali non sarebbe più solamente qualitativo e si raggiungerebbe anche una corrispondenza quantitativa.

⁴ β_e è il rapporto tra pressione cinetica elettronica e pressione magnetica. $\beta_e = \frac{n_e k_B T}{B^2/2\mu_0}$

6 CONCLUSIONI

In questa tesi è stato presentato uno studio dettagliato delle fluttuazioni elettrostatiche di un plasma magnetizzato a bassa temperatura. Nella maggior parte delle condizioni sperimentali e per tutti i gas immessi nella camera di scarica del magnetron, sono stati individuati insieme di modi coerenti, corrispondenti a onde che si propagavano in direzione azimutale. Queste onde sono dovute ad effetti di instabilità causati dal gradiente di pressione e al campo elettrico applicato. Per tutti i gas di scarica utilizzati, sono stati osservati molti modi azimutali sullo spettro, le cui relative ampiezze dipendono dalla pressione del gas neutro. Il confronto tra le frequenze delle fluttuazioni sperimentalmente ricavate e quelle derivate dalla relazione di dispersione ha mostrato un accordo qualitativo, che rinforza l'ipotesi che i modi osservati siano dovuti all'instabilità $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ /*densità*.

Riferimenti bibliografici

- [1] M.A. Lieberman ed A.J. Lichtenberg: *Principles of Plasma Discharges and Material Processing*, Wiley (1994).
- [2] E. Martines, R. Cavazzana, G. Serianni, M. Spolaore, M. Zuin e V. Antoni: *Physics of Plasmas* **8**, 3042 (2001).
- [3] J.M. Beall, Y.C. Kim ed E.J. Powers: *Applied Physics* **53**, 3933 (1982).
- [4] S.J. Levinson, J.M. Beall, ed E.J. Powers: *Nuclear Fusion* **24**, 527 (1984).
- [5] J.S Bendat ed A.G Piersol: *Random Data, Analysis and Measurement Procedures*, 2nd ed., Wiley (1994).
- [6] E. Martines, M. Zuin, V. Antoni, R. Cavazzana, G. Serianni, M. Spoladore e C. Nakashima: *Physics of Plasmas* **11**, 1938 (2004).

Indice

1	INTRODUZIONE	1
1.1	Scopo della tesi	1
2	SETUP - DESCRIZIONE DELL'APPARATO	1
3	PROCEDURA DI ANALISI	4
4	RISULTATI SPERIMENTALI	4
4.1	Azoto	5
4.2	Kripton	7
4.3	Xenon	8
4.4	Argon	9
4.5	Elio	10
4.6	Visione complessiva sui cinque gas	11
4.6.1	RMS	11
4.6.2	Spettri di potenza	12
5	DISCUSSIONE DEI DATI RACCOLTI	13
6	CONCLUSIONI	15
	Riferimenti bibliografici	16