



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA ED ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di Laurea Magistrale in Fisica

TESI DI LAUREA MAGISTRALE

**Eccitazione di onde di Alfvén in plasmi
magnetizzati: il caso della configurazione
Reversed Field Pinch**

Laureando:
Marco Rizzoni

Relatore:
Dott. Matteo Zuin

Correlatore:
Daniele Bonfiglio

Anno Accademico 2015-2016

Indice

1	Fisica dei plasmi	8
1.1	Il plasma e le sue dinamiche	8
1.2	La fusione termonucleare	11
1.3	Il confinamento magnetico del plasma: la configurazione toroidale	13
1.4	Instabilità in plasmi magnetizzati	15
2	Le onde di Alfvén	17
3	La configurazione RFP e l'esperimento RFX-mod	25
3.1	L'effetto dinamico e la configurazione RFP	25
3.2	L'esperimento RFX-mod	28
3.2.1	La macchina	28
3.2.2	Il nucleo del plasma	31
3.2.3	Il bordo del plasma	36
4	Diagnostiche ed analisi dei dati	39
4.1	Diagnostiche	39
4.1.1	U-probe	39
4.1.2	ISIS	43
4.1.3	Altre diagnostiche e ricostruzioni di profili radiali	45
4.2	Tecniche di analisi dei dati	47
4.2.1	Lo spettro di potenza	47
4.2.2	Spettrogramma	50
4.2.3	Spettro di numero d'onda-frequenza	51
5	L'analisi dei modi di Alfvén nel plasma RFX	54
5.1	I modi di primo tipo	54
5.2	I modi di secondo tipo	70

Elenco delle figure

1.1	Posizione di numerosi tipi di plasmi nel grafico temperatura-densità. le condizioni necessarie affinché un gas ionizzato si comporti come un plasma sono realizzate in un ampio range di parametri.	9
1.2	Energie di legame per nucleone rispetto alla massa atomica A	11
1.3	Sezione d'urto per tipiche reazioni di fusione: deuterio-trizio (D-T), deuterio-deuterio (D-D) e deuterio-elio (D- ^3He).	12
1.4	Criterio d'ignizione: il prodotto $\eta\tau_E$ in funzione di T	13
1.5	a) Il sistema toroidale (r, θ, φ) e le coordinate cilindriche (R, φ, Z). b) Una particella carica orbita attorno una linea di campo magnetico elicoidale ed è pertanto confinata dentro la strumentazione toroidale	14
2.1	Il continuo di Alfvén in un cilindro. L'incrocio di m e $m - 1$ per un dato n è plottato in frequenza vs. raggio.	20
2.2	L'apertura di un gap TAE nel continuo di Alfvén dall'accoppiamento di m e $m - 1$ ad un dato n . La frequenza del TAE giace nella gap, sopra e sotto alla quale $\partial\omega/\partial r = 0$	21
2.3	L'appiattimento della funzione di distribuzione f alla risonanza. L'energia totale è decresciuta dalle particelle che si muovono da destra a sinistra.	22
2.4	Inverse Landau damping da una distribuzione "bump-on-tail" nello spazio delle velocità. Il lato a bassa velocità del bump si appiattisce in modo analogo alla Fig. 2.3.	23
2.5	Risonanza guidata dal gradiente spaziale degli ioni veloci. Come il flusso ψ e la coordinata radiale r crescono all'allontanarsi dall'asse, così il momento angolare toroidale P_ζ decresce. Le particelle che si muovono verso l'esterno decrescono l'energia totale.	23
3.1	Il diagramma $F - \Theta$ come predetto dal modello BFM (linea continua) ed i valori sperimentali trovati in diverse macchine RFP.	27
3.2	Tipici campi magnetici toroidale e poloidale (a) e profili del fattore q (b) in una configurazione RFP. Sono anche indicati alcuni modi risonanti: la convenzione per il segno dei modi è quella usata in RFX-mod; alla superficie di inversione ($q = 0$) i modi $m = 0$ crescono.	28
3.3	La macchina RFX-mod.	29
3.4	Schematica sezione poloidale della macchina RFX-mod.	30
3.5	Piastrelle di grafite nella macchina RFX-mod.	31

3.6	Bobine a sella nella macchina RFX-mod.	32
3.7	Spettro del numero di modo toroidale dei modi $m = 1$ in una tipica scarica del RFX-mod in stati MH (a) e QSH (b).	32
3.8	a) Nello stato ad elicità multipla, i modi possono bloccarsi in fase causando la deformazione della colonna di plasma. b) Nello stato a singola elicità, un equilibrio ohmico elicoidale è autosostenuto da un singolo modo.	33
3.9	a) Corrente di plasma come funzione del tempo. Le linee verticali tratteggiate delimitano la fase di massimo della corrente. b) Ampiezza del modo dominante $(m,n)=(1,-7)$ (curva nera) e dei modi secondari $(1,8\div 23)$ (curva rossa).	34
3.10	Profili radiali della temperatura elettronica negli stati MH, Dax e SHAx ottenuti dal Thomson scattering system.	35
3.11	Plot di Poincaré delle linee di campo magnetico nella regione equatoriale esterna per uno stato SHAx ad inversione profonda (a) ed ad inversione lieve (b). Le linee a marcatura spessa segnano la posizione del LCFS, mentre la linea orizzontale indica la posizione della prima parete ($r/a = 1$).	36
3.12	Evoluzione temporale dell'ampiezza del modo dominante, $b_{\varphi(1,-7)}$, (a) e del parametro di inversione, F , (b): quando avviene un DRE, il plasma ha una transizione da stati QSH a MH.	38
3.13	Profilo radiale della velocità $E \times B$ valutata dagli aghi elettrostatici dell'U-probe come media dei dati da una scarica con un valore di F shallow. La linea rossa rappresenta la parete della camera.	38
4.1	Vista schematica dell'U-probe e foto dell'apparato finale e di una bobina magnetica triassiale.	40
4.2	Segnali magnetici dell'U-probe (a) e relativo spettro di potenza (b) di una tipica scarica RFX-mod.	41
4.3	Foto delle bobine magnetiche triassiali "nude" installate sulla diagnostica GPI.	43
4.4	Vista schematica del sistema ISIS: sono indicati gli array toroidali elettrostatici e magnetici ed alcuni sensori calorimetrici.	44
4.5	Modello tridimensionale delle bobine ISIS rimovibili.	45
4.6	Profilo del fattore di sicurezza durante uno stato SHAx in RFX-mod.	46
4.7	(a) I punti blu subcampionano il segnale rosso, pertanto interpolano il segnale errato blu. (b) Spettro di potenza di un segnale con frequenze $f > f_N$: esse sono shiftate e/o riflesse entro il range di frequenza $0 < f < f_N$	48

5.1	Principali dati forniti uno shot: a) L'evoluzione temporale della corrente di plasma durante la scarica, b) L'evoluzione temporale della densità elettronica, c) L'evoluzione temporale dell'ampiezza dell'oscillazione del campo magnetico toroidale relativa al modo dominante (1,7) e d) L'evoluzione temporale del fattore F. Nella figura d sono stati evidenziati diversi eventi di riconnessione del campo magnetico, a cui corrispondono improvvise cadute nell'ampiezza del modo dominante e momentanne cadute del valore del fattore F.	55
5.2	Proiezione delle frequenze del modo a più alta frequenza in funzione della velocità alfvénica per lo shot in idrogeno 28716 (nero) ed lo shot in elio 28891 (rosso).	56
5.3	Spettrogramma in tempo e frequenza dl termine poloidale del campo dello shot 28716 in cui entrambi i tipi di modi sono particolarmente ben visibili. Il colore verde corrisponde a valori di ampiezza maggiore, il blu ad ampiezza minore.	57
5.4	Spettrogramma in tempo e frequenza di un segnale del campo poloidale dello shot 28716 limitato ad un breve intervallo temporale, in cui l'andamento "a dente di sega" dei modi di primo tipo è più facilmente visibile.	58
5.5	Allo spettrogramma precedente sono stati sovrapposti i valori di f_A ottenuti partendo dai dati di densità ottenuti da una corda centrale dell'interferometro. I valori così seguono l'andamento generale del modo, ma segue poco gli elementi più fini quale il comportamento "a dente di sega".	59
5.6	Stavolta sono stati sovrapposti i valori ottenuti utilizzando l'andamento nel tempo della densità elettronica misurata da una corda di bordo, e l'andamento è rispecchiato più fedelmente. . . .	60
5.7	a) Sepettrogramma in frequenza e tempo e b) Spettro risolto in frequenza e numero d'onda di uno shot, calcolato a 100 ms. La "macchia" verde visibile al centro di b corrisponde ai picchi dei due modi di primo tipo.	61
5.8	Distribuzione dei valori di n ottenuti per il picco a frequenza minore.	63
5.9	Distribuzione dei valori di n ottenuti per picco a frequenza maggiore.	64
5.10	Confronto tra la corrente di plasma (immagine a) e la densità elettronica (immagine b) dello shot 28823 in elio (nero) e lo shot 30904 in idrogeno (rosso). L'intervallo temporale evidenziato corrisponde a quello in cui è stato svolto il confronto degli spettri.	65
5.11	Confronto tra gli spettri mediati sull'intervallo temporale tra $t=50$ ms e $t=90$ ms degli shot 28223 (He, nero) e 30904 (H, rosso).	65
5.12	Confronto tra la corrente di plasma (immagine a) e la densità elettronica (immagine b) dello shot 28716 (nero), avente densità maggiore, e lo shot 28837 (rosso) avente densità minore. L'intervallo temporale evidenziato corrisponde a quello in cui è stato svolto il confronto degli spettri.	66
5.13	Confronto tra gli spettri mediati sull'intervallo temporale tra $t=100$ ms e $t=150$ ms degli shot 28716 (nero) e 28837 (rosso). . .	66

5.14	a) Confronto tra le correnti di plasma in funzione del tempo degli shots 28171 (nero) e 29324 (rosso). b) confronto tra le densità elettroniche in funzione del tempo degli stessi shots. c) Confronto del fattore F in funzione del tempo. d) Confronto tra le frequenze del primo picco. e) Confronto tra le dimensioni (esprese come integrali dell'area) del primo picco.	67
5.15	a) Confronto tra le correnti di plasma in funzione del tempo degli shots 28020 (nero) e 29324 (rosso). b) confronto tra le densità elettroniche in funzione del tempo degli stessi shots. c) Confronto del fattore F in funzione del tempo. d) Confronto tra le frequenze del primo picco. e) Confronto tra le dimensioni (esprese come integrali dell'area) del primo picco.	68
5.16	Spettrogramma in tempo e frequenza del segnale \hat{b}_p dello shot 30856 e ampiezza (linea rossa) del modo dominante $m/n = 1/-7$ (il cui asse y è sul lato destro). Le tre frecce colorate si riferiscono agli istanti temporali del campionamento effettuato nella prossima figura.	70
5.17	Spettro di potenza di un segnale \hat{b}_p valutato durante gli istanti temporali evidenziati nella figura 5.15: le linee rossa e nera si riferiscono a stati SHAx, quella verde ad uno stato asimmetrico.	71
5.18	Spettrogramma in tempo e frequenza centrato attorno all'istante in cui avviene una riconnessione. Lo spettrogramma è stato ottenuto mediando su vari eventi presi da diversi shots.	72
5.19	a) Ampiezza del modo dominante (1,7) in funzione del tempo attorno ad un evento di riconnessione. Il grafico è stato ottenuto mediando su vari eventi presi da diversi shots. b) Andamento del valore F in funzione del tempo attorno ad un evento di riconnessione. Il grafico è stato ottenuto mediando su vari eventi presi da diversi shots. c) Spettro in funzione della frequenza raccolto su diversi intervalli temporali. Lo spettro in rosso corrisponde al periodo che precede la riconnessione, lo spettro in nero al periodo che corrisponde alla riconnessione e lo spettro in verde al periodo successivo. Tali intervalli temporali sono stati evidenziati nella figura a e b.	73

Introduzione

Questa tesi riporta il mio studio sulle onde di Alfvén svolto al Consorzio RFX [1], situato dentro all'area del Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR) di Padova, dove opera il Reversed Field eXperiment (RFX-mod), il più grande esperimento di fusione correntemente operante in configurazione Reversed Field Pinch (RFP).

Il RFP, assieme al Tokamak e lo Stellarator, è una delle principali configurazioni utilizzate per confinare il plasma in una macchina toroidale per mezzo di una combinazione di campi magnetici, allo scopo di studiare la fusione termonucleare controllata come fonte di energia.

La mia attività di ricerca presso l'esperimento RFX-mod è stata principalmente focalizzata sull'analisi delle perturbazioni riconducibili a modi di Alfvén rilevate nel plasma. Le onde di Alfvén sono fluttuazioni che si propagano all'interno di plasmi magnetizzati. Queste onde, che possono essere osservate sia in plasmi astrofisici, quali la corona solare e la magnetosfera terrestre, che in plasmi da laboratorio, forniscono un mezzo di trasporto del calore interno al plasma. Tale fenomeno di trasporto fornito dalle onde di Alfvén si ritiene possa ricoprire un ruolo importante nella propagazione del calore dal centro dei plasmi da fusione verso i loro bordi con conseguente degradazione del loro confinamento. Pertanto risulta essere estremamente importante comprendere e caratterizzare gli effetti di tali onde.

Per permettere una migliore comprensione del contesto per il lettore, i primi quattro capitoli faranno una breve panoramica di informazioni di base per quanto riguarda le caratteristiche di plasma, le onde di Alfvén, la configurazione RFP e le condizioni sperimentali in cui è stato portato avanti questo studio.

In particolare nel Capitolo 1 vengono introdotti il concetto di plasma e la sua dinamica e la fusione termonucleare, una promettente opportunità per la produzione di energia. Col fine di raggiungere un bilancio energetico positivo in un futuro reattore a fusione, il plasma è confinato da campi magnetici di geometria toroidale, ed in questo capitolo si introducono anche le equazioni della magnetoidrodinamica (MHD).

Nel Capitolo 2 viene fatta una breve esposizione sulle onde di Alfvén, le loro caratteristiche, le condizioni in cui possono manifestarsi ed il significato del loro manifestarsi nel plasma in esame. In esso verranno anche presentati i due tipi di modi alfvénici che abbiamo potuto osservare.

Nel Capitolo 3 viene svolta una breve introduzione sulla configurazione RFP e sull'esperimento RFX-mod ed il suo plasma. Vengono anche messe in luce le caratteristiche della configurazione, come il rovesciamento del campo toroidale nella regione di bordo del plasma e la transizione ad un regime meglio confinato, con un plasma a forma elicoidale.

Il Capitolo 4 presenta i sistemi di sonde utilizzati per investigare le fluttuazioni descritte nella tesi. Più in dettaglio, le principali osservazioni sperimentali in RFX-mod sono ottenute per mezzo di due sistemi di sensori magnetici collocati internamente alla camera da vuoto, altamente risolti nello spazio e nel tempo.

- Il primo è una sonda di bordo inseribile, chiamata U-probe, che misura le fluttuazioni delle tre componenti del campo magnetico ed è in grado di investigare alti ordini delle armoniche toroidali e frequenze fino ai 5 MHz
medskip
- Il secondo consiste in alcuni sensori della diagnostica ISIS (Integrated System of Internal Sensors), un complesso sistema di sonde allineate in modo da coprire interamente gli angoli toroidale e poloidale del toro.

Nel Capitolo 5 viene quindi presentato lo studio effettuato sui modi di Alfvén osservati nel plasma, diviso in una sezione che tratta i modi di primo tipo, quelli più esterni, ed un'altra che presenta lo studio svolto sui modi più interni.

Capitolo 1

Fisica dei plasmi

1.1 Il plasma e le sue dinamiche

Un plasma è un particolare tipo di fluido nel quale le particelle costituenti sono parzialmente o totalmente ionizzate. Un plasma pienamente ionizzato è un insieme di ioni positivamente carichi ed elettroni negativamente carichi, con approssimativamente la stessa densità di carica, e quindi $n \approx ni \approx ne$ (gli indici i ed e si riferiscono rispettivamente agli ioni ed elettroni), ottenuto riscaldando un gas a temperature molto alte o facendoci passare attraverso una corrente elettrica.

I plasmi costituiscono il 99% dell'universo osservabile [2], e possono variare in un ampio spettro di densità, temperature e dimensioni. Nella fisica dei plasmi, la densità è in genere indicata in termini di particelle per unità di volume (m^{-3}) e la temperatura, T , in elettronvolt (eV).

Il termine plasma fu coniato negli anni venti da Irving Langmuir, un pioniere nello studio dei gas ionizzati, ma l'interesse verso i plasmi di laboratorio ha avuto un'imponente crescita solo a partire dagli anni cinquanta, quando si è sviluppata la ricerca verso la fusione nucleare termonucleare. Negli anni ottanta lo sviluppo di varie tecnologie per l'applicazione del plasma in ambito industriale hanno ulteriormente aumentato l'interesse verso i plasmi da laboratorio. In particolare questa tesi siamo interessati ai plasmi della fusione, caratterizzati da densità di particelle nell'ordine di $n \approx 10^{19} \div 10^{20} m^{-3}$ e temperature nell'ordine di $T \approx 0.1 \div 10$ keV.

La dinamica di plasma è dominata da un comportamento collettivo, a causa delle interazioni magnetiche a lungo raggio, e da una neutralità di carica globale. Quest'ultima proprietà è assicurata dalla bassa inerzia degli elettroni che fluiscono rapidamente per ristabilire la neutralità in caso di sbilanciamento di carica, così che ogni inhomogeneità spaziale di carica è schermata su una regione relativamente stretta. Risolvendo l'equazione di Poisson considerando la condizione di quasi-neutralità, il potenziale elettrostatico φ di una qualsiasi particella carica può essere derivato:

$$\varphi \approx \exp\left(\frac{-r}{\lambda_D}\right) \quad \text{dove} \quad \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (1.1)$$

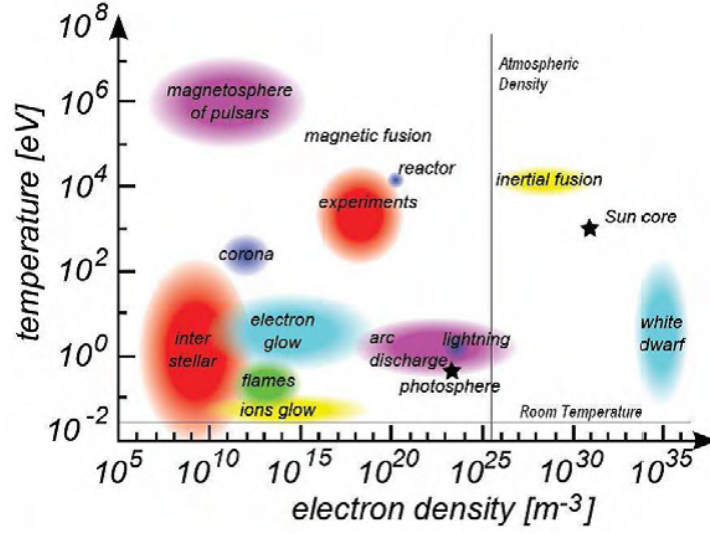


Figura 1.1: Posizione di numerosi tipi di plasmi nel grafico temperatura-densità. le condizioni necessarie affinché un gas ionizzato si comporti come un plasma sono realizzate in un ampio range di parametri.

λ_D è la lunghezza di Debye ed è la massima distanza tipica fino a cui un campo elettrostatico esterno può penetrare (ϵ_0 è la permittività del vuoto). La lunghezza di Debye è un importante parametro di plasma, poiché fornisce l'ordine di grandezza della distanza in cui il plasma presenta un comportamento collettivo e può quindi essere considerato un fluido altamente conduttivo [3].

Nel caso dei plasmi da laboratorio (la cui dimensione è tipicamente nel range di $10^{-2} \div 10$ m), λ_D misura pochi micron, così che la dinamica delle particelle può essere descritta usando le equazioni dell'idrodinamica semplicemente aggiungendo le leggi dell'elettromagnetismo: la rappresentazione è chiamata Magneto Idro Dinamica (MHD). La formulazione delle equazioni è qui limitata al caso di plasma d'idrogeno (ma è possibile estenderla a più specie di plasma) ed il termine di corrente di spostamento ($\partial E/\partial t$) nella legge di Ampere è trascurato.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0 \quad \text{continuità di massa} \quad (1.2)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = j \times B - \nabla p \quad \text{continuità di momento} \quad (1.3)$$

$$E + v \times B = \eta j \quad \text{legge di Ohm} \quad (1.4)$$

$$\nabla \times B = \mu_0 j \quad \text{legge di Ampere} \quad (1.5)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{legge di Faraday} \quad (1.6)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad \text{solenoidalità in B} \quad (1.7)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{p^\gamma} \right) = 0 \quad \text{equazione di stato} \quad (1.8)$$

Il modello MHD fornisce una descrizione di un plasma a lunghe lunghezze d'onda (scala di lunghezza superiore a quella di Debye), bassa frequenza (scala dei tempi maggiore dell'inversa della frequenza di plasma $\omega p = \lambda_D/v_T$, dove v_T è la velocità termica degli ioni), singolo fluido (la separazione di carica è trascurabile, la legge di Gauss può essere tralasciata dal sistema), omogeneo ed isotropo (la pressione $p = n(T_e + T_i)$ è uno scalare; in queste condizioni è possibile definire la densità di massa come $\rho = n_e m_e + n_i m_i$, la velocità di fluido come $v = (n_i m_i v_i + n_e m_e v_e)/\rho$ e la densità di corrente come $j = e(n_i v_i - n_e v_e)$; μ_0 è la permeabilità del vuoto. L'equazione di stato è aggiunta per ottenere la chiusura del sistema di equazioni; l'esponente γ è scelto a seconda del fenomeno da descrivere ($\gamma = 1$ e $\gamma = 5/3$ rappresentano rispettivamente la compressione isoterma ed adiabatica).

Combinando la legge di Ohm con quella di Faraday, Ampère e la solenoidità, e prendendo una resistività uniforme η , si deriva l'equazione di induzione:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (v \times B) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 B \quad (1.9)$$

Vale la pena notare che l'evoluzione del campo magnetico B dipende dal termine convettivo (conosciuto anche come termine di dinamo), che rappresenta l'accoppiamento del campo col plasma (primo termine del lato destro dell'equazione), e dal termine di diffusione, che rappresenta la penetrazione del campo magnetico attraverso il plasma (secondo termine).

Questi due processi lavorano a scale temporali differenti: considerando una generica struttura magnetica avente una dimensione caratteristica L , noi possiamo rispettivamente definire il tempo di transizione di Alfvén

$$\tau_A = \frac{L}{v_A} \quad \text{dove} \quad v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \quad (1.10)$$

è la velocità di Alfvén, la velocità a cui i disturbi magnetici si propagano, ed il tempo di diffusione resistiva

$$\tau_R = \frac{\mu_0}{\eta} L^2 \quad (1.11)$$

Il rapporto tra i tempi caratteristici τ_A e τ_R è detto il numero di Lundquist

$$S = \frac{\tau_R}{\tau_A} \propto \frac{B}{\eta \rho^{1/2}} \quad (1.12)$$

e fornisce un'indicazione delle dinamiche dominanti. Tipicamente $\tau_R \gg \tau_A$ (nei plasmi da laboratorio $S \sim 10^6 \div 10^8$ [4], mentre in quelli astrofisici, come la corona solare, $S \sim 10^{12}$ [5], pertanto l'approssimazione MHD ideale, dove η è considerato trascurabile, è generalmente ragionevole.

In questo caso, il teorema di Alfvén di congelamento del flusso [6] implica che il flusso del campo magnetico è conservato su ogni superficie e le sue linee si muovono con il fluire del plasma. Tuttavia possono essere presenti alcune regioni di plasma (strati resistivi) dove le linee di campo magnetico possono essere spezzate e riconnesse e possono crescere instabilità resistive.

1.2 La fusione termonucleare

La fusione termonucleare gioca un ruolo essenziale nell'universo, essendo il processo che alimenta le stelle. Una reazione di fusione consiste in due nuclei atomici che si fondono per formarne uno più pesante.

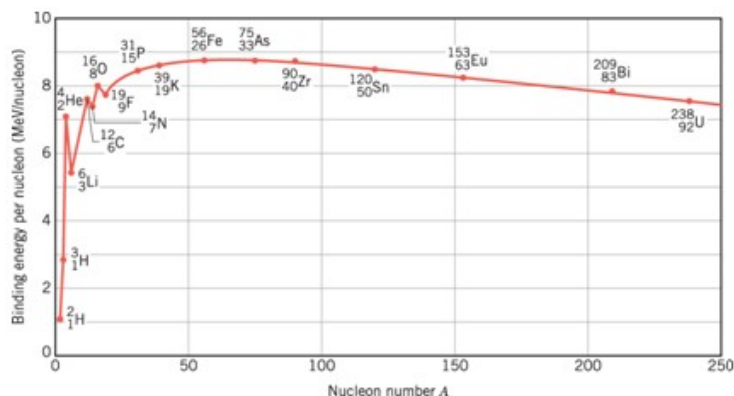
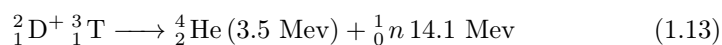


Figura 1.2: Energie di legame per nucleone rispetto alla massa atomica A.

Quando le particelle coinvolte hanno una massa minore di quella del ferro-57 (questo isotopo ha la più alta energia di legame per nucleone, come mostrato in figura 1.2) la somma delle masse dei nuclei di partenza è più alta di quello finale, pertanto il processo di fusione rilascia energia seguendo la legge di Einstein $\Delta E = mc^2$.

La ricerca sulla fusione termonucleare controllata si basa sull'idea di riprodurre in laboratorio le condizioni adatte ad ottenere una nuova e conveniente fonte di energia, alternativa ai combustibili fossili e i reattori a fissione.

La reazione di fusione richiede alte energie per avvenire in quanto si deve superare la repulsione coulombiana tra i nuclei. La più conveniente reazione di fusione in termini di sezione d'urto, σ , per la fusione controllata in laboratorio coinvolge due isotopi d'idrogeno, ovvero il deuterio D ed il Trizio T [5], caratterizzata dalla più bassa energia d'innescò. Il bilanciamento della reazione di fusione D-T è



Il processo produce un nucleo di elio ed un neutrone, con WDT=17.6 MeV di energia in eccesso rilasciata sotto forma di energia cinetica dei prodotti: mentre le particelle α sono confinate dai campi magnetici e possono quindi contribuire al riscaldamento del plasma, i neutroni possono venire utilizzati sia per produrre energia termica (e quindi elettrica) che per produrre trizio tramite reazioni con un ricoprimento di Litio [7] [8].

In generale in un reattore a fusione ci sarà un equilibrio tra il riscaldamento e le perdite di calore. L'evoluzione temporale della densità di energia W del plasma dipende dalla potenza prodotta dalle particelle α P_α ,

$$P_\alpha = \frac{n^2}{2} \langle \sigma v \rangle \frac{W_{DT}}{5} \quad (1.14)$$

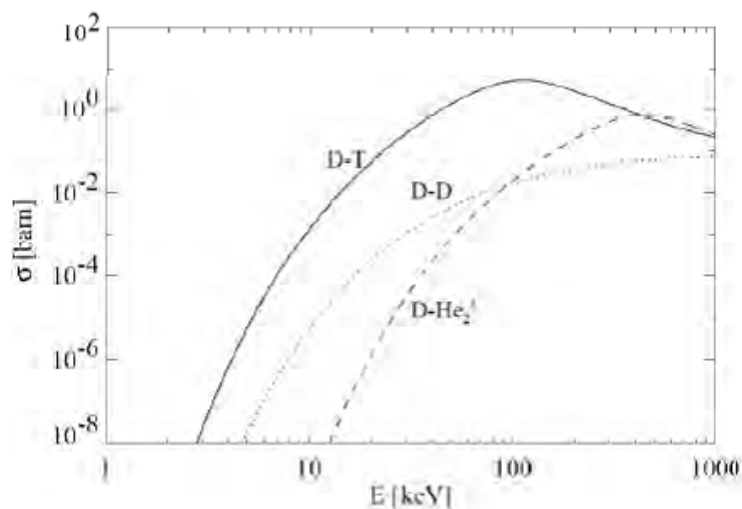


Figura 1.3: Sezione d'urto per tipiche reazioni di fusione: deuterio-trizio (D-T), deuterio-deuterio (D-D) e deuterio-elio (D- ^3He).

La potenza persa P_l a causa di processi di brehmsstrahlung e meccanismi di trasporto

$$P_l = \frac{3nk_B T}{\tau_E} + bn\sqrt{T} \quad (1.15)$$

(τ_E è il tempo di confinamento dell'energia e b una funzione della carica efficace Z_{eff}) ed la potenza di altri possibili riscaldamenti esterni P_h . L'equilibrio di potenza, pertanto, sarà

$$\frac{\partial W}{\partial t} = P_\alpha + P_h + P_l \quad (1.16)$$

Sarebbe un obiettivo particolarmente desiderabile se, nel regime a stato stazionario ($\partial W/\partial t = 0$), la potenza della fusione fosse prodotta senza potenza esterna richiesta per sostenere il plasma ($P_h = 0$): questa condizione ($P_\alpha = P_l$) è chiamata ignizione. Più in dettaglio, è facile dimostrare che dopo alcuni semplici calcoli algebrici si ottiene una condizione sul prodotto $n\tau_E$ come funzione di T :

$$n\tau_E = \frac{3k_B T}{\frac{n^2}{20} \langle \sigma v \rangle W_{DT} - b\sqrt{T}} \quad (1.17)$$

Come visibile in figura 1.4, tale funzione presenta un minimo a circa 20 keV. Un'espressione più compatta per definire i criteri di iniezione è il cosiddetto triplo prodotto di fusione, che tiene in acconto il valore minimo della temperatura:

$$n\tau_E T > 3 \times 10^{21} m^{-3} \cdot s \cdot keV \quad (1.18)$$

Questo significa che una via promettente per ottenere un equilibrio di potenza positivo è produrre un plasma con una densità nell'ordine dei $10^{20} m^{-3}$ ed una temperatura di 20 keV; tuttavia il tempo caratteristico per la fuga dell'energia termica fino alla superficie dei materiali che circondano il plasma deve essere

superiore a circa 3 secondi, in modo che la potenza prodotta dalle particelle α possa sostenere il plasma.

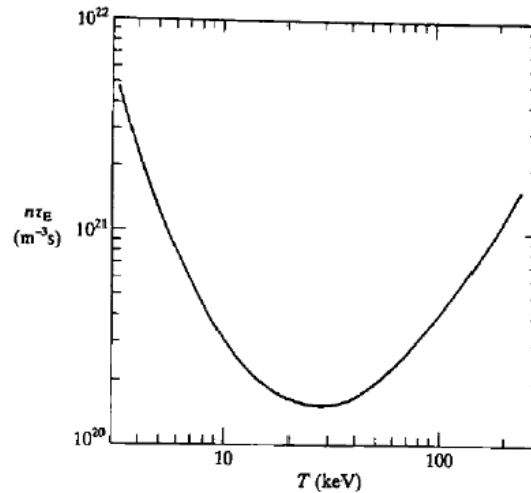


Figura 1.4: Criterio d'ignizione: il prodotto $\eta\tau_E$ in funzione di T .

1.3 Il confinamento magnetico del plasma: la configurazione toroidale

Come menzionato nella sezione precedente, perché avvenga una significativa frazione delle reazioni di fusione, le particelle devono raggiungere alte densità e temperature per un tempo sufficientemente lungo.

Questo problema critico è facilmente superato dal Sole grazie alla sua immensa massa e quindi per mezzo del confinamento gravitazionale. Chiaramente altre soluzioni devono essere trovate per realizzare condizioni di fusione in laboratorio: al momento i metodi più promettenti sono i cosiddetti metodi a confinamento inerziale ed a confinamento magnetico.

Negli esperimenti di fusione a confinamento inerziale [5], piccoli bersagli di deuterio e trizio sono irraggiati in modo uniforme con laser ad alta frequenza in modo da comprimerli ed ottenere le condizioni di temperatura e densità adatte. Tuttavia i reattori a pulsione non sono molto desiderabili poiché i ciclici stress meccanici e termici sulla struttura tendono ad aumentare il bisogno di manutenzione e la frequenza con cui si deve sostituire dei componenti a causa dell'usura subita.

La fusione a confinamento magnetico [9], su cui questa tesi si concentra, sfrutta forti campi magnetici per mantenere le particelle confinate nello stato di plasma. È risaputo che ogni particella di massa m e carica q è vincolata a spiraleggiare attorno alle linee di campo magnetico dalla forza di Lorentz ($m\ddot{r} = q\dot{r} \times B$). Se il campo magnetico B è costante ed uniforme, la frequenza di circolazione, chiamata frequenza di ciclotrone, ed il raggio della spirale, chiamato raggio di Larmor, sono rispettivamente definiti:

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad \text{e} \quad r_L = \frac{v_\perp}{\omega_c} = \frac{mv_\perp}{|q|B} \quad (1.19)$$

Dove v_\perp è la componente della velocità delle particelle perpendicolare a B . Il r_L è inversamente proporzionale alla forza del campo magnetico, cosicché in un forte campo magnetico le particelle cariche siano confinate in un piano perpendicolare al campo (in macchine per la fusione, tipicamente $r_L \sim 1\text{cm}$ per gli ioni), ma non lungo la direzione parallela a B . Per evitare perdite lungo la direzione parallela, la ricerca nel campo della fusione si è focalizzata sulle configurazioni in cui le linee di campo si chiudono: quella più semplice è il toro.

Il sistema di coordinate solitamente utilizzato per descrivere tale geometria è composto dagli angoli θ e φ , rispettivamente l'angolo poloidale e toroidale, ed il raggio minore r , che va dal centro del plasma fino al bordo ($0 \leq r \leq a$).

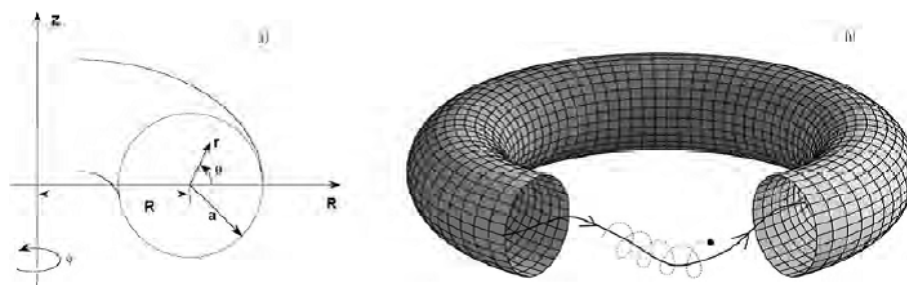


Figura 1.5: a) Il sistema toroidale (r, θ, φ) e le coordinate cilindriche (R, φ, Z) . b) Una particella carica orbita attorno una linea di campo magnetico elicoidale ed è pertanto confinata dentro la strumentazione toroidale

In un sistema con un campo magnetico puramente toroidale B_φ , il gradiente del campo magnetico ($B(R) \propto R^{-1}$, dove R è il raggio maggiore del toro) e la curvatura delle linee risulta in una deriva verticale con direzioni opposte per ioni ed elettroni; il campo elettrico risultante per la separazione di carica causa un'ulteriore deriva $E \times B$ dell'intero plasma verso l'esterno, danneggiando il confinamento. Questa complicazione è risolta contorcendo le linee di campo magnetico aggiungendo un campo poloidale, B_θ : così le linee di campo magnetico sono elicoidali, girano attorno al toro giacendo su superfici toroidali chiamate superfici magnetiche.

Linee di campo magnetico elicoidali sono usualmente descritte in termini del cosiddetto fattore di sicurezza q , definito come il numero di giri toroidali completati da una linea di campo su un singolo giro poloidale:

$$q(r) \equiv \frac{rB_\varphi}{RB_\theta} \quad (1.20)$$

Un altro parametro utile, strettamente collegato al fattore di sicurezza q , è lo shear magnetico s definito come:

$$s(r) \equiv \frac{r}{q(r)} \frac{dq(r)}{dr} \quad (1.21)$$

La presenza di uno shear magnetico non sullo gioca un ruolo importante nello stabilizzare le instabilità MHD, in particolare quelle guidate dal gradiente

di pressione. Infine, per quantificare l'efficienza del confinamento del plasma in una configurazione di confinamento magnetico, è utile introdurre il parametro beta:

$$\beta \equiv \frac{\langle p \rangle}{B^2/2\mu_0} \quad (1.22)$$

Esso rappresenta il rapporto tra pressione cinetica ($p \propto nT$) e magnetica e fornisce un'indicazione delle proprietà di confinamento: per ragioni di stabilità e limiti tecnologici, nelle macchine attuali, usualmente non può superare valori di qualche percento. Le configurazioni magnetiche aventi un relativamente alto valore di β sono quelle più convenienti, poiché in questo caso il campo magnetico confina il plasma in modo più efficiente.

Differenti configurazioni magnetiche sono state investigate nella ricerca sulla fusione: in questa tesi ci concentreremo sulla configurazione reversed-field pinch, dove i campi B_θ e φ sono dello stesso ordine di grandezza. In tale sistema, una corrente toroidale I_p , generata induttivamente da un circuito esterno, fluisce attraverso il plasma e genera a sua volta un campo magnetico B_θ che confina e comprime il plasma. Inoltre il campo magnetico toroidale è in parte generato da un sistema di bobine esterne che circondano poloidalmente la macchina.

1.4 Instabilità in plasmi magnetizzati

Vari tipi di instabilità possono avvenire in un sistema al plasma: nella letteratura numerosi sistemi di classificazione sono stati introdotti per distinguerle l'una dalle altre.

Una via comune per classificare le instabilità di plasma è in base alla sorgente che le guida. Poiché in condizioni di equilibrio $\nabla p = J \times B$ (equazione di equilibrio della forza, è l'equazione 1.3 in condizioni di stato stazionario), instabilità guidate da correnti perpendicolari al campo magnetico principale sono spesso chiamati modi "pressure-driven" (guidati dalla pressione), mentre instabilità guidate da correnti parallele al campo magnetico sono spesso chiamate modi "current-driven" (guidati dalla corrente).

Un'altra importante classificazione distingue tra instabilità ideali e resistive: le prime si svilupperebbero anche se il plasma fosse un conduttore perfetto e possono essere molto violente, le seconde dipendono dalla presenza di una resistività di plasma non nulla.

Sia le instabilità ideali che resistive hanno uno spettro infinito di modi possibili, ciascuna caratterizzata dai suoi numeri di modo: una piccola perturbazione \tilde{A} di una qualsiasi quantità A , in un plasma toroidale, che è approssimato da un cilindro periodico, può essere decomposta in serie di Fourier come

$$\tilde{A}(r) = \sum_k \tilde{A}_k(r) e^{i(k \cdot x - \omega t)} = \sum_k \tilde{A}_k(r) e^{i(m\theta + n\varphi - \omega t)} \quad (1.23)$$

dove $k = (k_r, k_\theta, k_\varphi) = (k_r, m/r, n/R)$ è il vettore d'onda in coordinate toroidali, x è il vettore posizione ed m ed n sono i numeri di modo poloidale e toroidale rispettivamente. pertanto, ciascuna coppia (m, n) rappresenta una perturbazione elicoidale, un modo.

Per plasmi spazialmente uniformi, piccole perturbazioni avranno una struttura spaziale simile ad un'onda. In tali casi, un'onda piana con un singolo vettore d'onda k generalmente ha una singola frequenza ω : questa onda piana è conosciuta come modo normale. Per plasmi non uniformi è necessario trovare le autofunzioni dei modi normali delle perturbazioni, descrivendo la struttura spaziale nella direzione di non-uniformità; questi modi hanno una singola, solitamente complessa, frequenza $\omega = \omega_R + i\omega_I$, dove la parte reale descrive la velocità di propagazione e quella immaginaria descrive la crescita ($\omega_I > 0$) o l'attenuazione ($\omega_I < 0$) dell'ampiezza del modo [3].

Generalmente, una perturbazione del plasma causa un piegamento delle linee di campo magnetico e l'instabilità è ulteriormente stabilizzata dal naturale comportamento del plasma che reagisce quasi elasticamente a questo piegamento. Questo effetto stabilizzante svanisce presso la superficie dove il fronte d'onda della perturbazione è parallelo all'equilibrio del campo magnetico, $B = (0, B_\theta, B_\varphi)$ in coordinate toroidali:

$$k \cdot B = 0 \quad \longrightarrow \quad \frac{m}{r} B_\theta + \frac{n}{R} B_\varphi = 0 \quad (1.24)$$

Ricordando la definizione 1.20, la precedente equazione è equivalente a

$$|q| = \frac{m}{n} \quad (1.25)$$

Questo significa che le instabilità elicoidali più instabili sono localizzate a posizioni radiali dove il fattore di sicurezza assume valori razionali. Per questa ragione le superfici che soddisfano l'equazione 1.5 sono chiamate superfici razionali e le instabilità definite da una coppia (m, n) sono chiamate modi risonanti. Differenti sorgenti d'instabilità, solitamente il gradiente di una qualsiasi quantità fisica, possono provvedere la necessaria energia libera affinché una qualsiasi piccola perturbazione divenga instabile.

Capitolo 2

Le onde di Alfvén

Le onde elettromagnetiche in un fluido altamente conduttivo in un campo magnetico uniforme furono investigate per la prima volta da Hannes Alfvén [10], che ricevette nel 1970 il Premio Nobel per il suo lavoro nel campo della MHD e il suo contributo alla fondazione della fisica dei plasmi. Egli fu anche il primo a teorizzare l'esistenza delle onde di Alfvén, da cui presero il nome, durante il suo studio dei plasmi astrofisici.

Le onde di Alfvén sono caratterizzate da uno spettro continuo di frequenze ed alcune soluzioni discrete che costituiscono i modi di Alfvén (Alfvén eigenmodes). La teoria di stabilità ideale in MHD mostra che il plasma può supportare tre differenti tipi di onde stabili: le onde di Alfvén di taglio (Shear Alfvén Waves, SAW), le onde di Alfvén compressionali (Compressional Alfvén Waves, CAW, a volte chiamate onde magnetosoniche veloci) e le onde sonore (Sound Waves, SW, a volte chiamate onde magnetosoniche lente) [11] [7].

Possiamo tenere in acconto le equazioni della MHD (1.2-1.8), nel caso di un plasma infinito omogeneo non conduttivo: esse sono non-lineari, ma per semplificarle, è possibile trattare analiticamente solo il caso della stabilità lineare, ad esempio stabilità rispetto a perturbazioni infinitamente piccole, nei confronti di geometrie semplici. A questo scopo, ogni quantità f è scritta come la somma di un termine di equilibrio indipendente dal tempo, f_0 , ed una piccola perturbazione al primo ordine indipendente dal tempo, \tilde{f} :

$$f(r, t) = f_0(r) + \tilde{f}(r, t) \quad (2.1)$$

Senza il rischio di perdere in generalità, possiamo scegliere $B \parallel \hat{e}_z$ ed il vettore d'onda k giacente sul piano y-z: in tal modo, la componente del vettore d'onda k parallela al principale campo magnetico B_0 è $k_{\parallel} = k \cdot B_0 / B_0 = k_z$ e la componente perpendicolare è $k_{\perp} = k_y$, essendo $|k| = \sqrt{k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2} = \sqrt{k_z^2 + k_y^2}$. Inoltre, poichè l'equilibrio è statico, $v_0 = 0$. Le equazioni linearizzate della MHD ideale, pertanto, diventano

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \tilde{v}) = 0 \quad (2.2)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} = \tilde{j} \times B_0 + j_0 \times \tilde{B} - \nabla \tilde{p} \quad (2.3)$$

$$\tilde{E} + \tilde{v} \times B_0 = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \tilde{B} = \mu_0 \tilde{j} \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \tilde{E} = -\frac{\partial \tilde{B}}{\partial t} \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \tilde{B} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} = -\tilde{v} \cdot \nabla p_0 - \gamma p_0 \nabla \cdot \tilde{v} \quad (2.8)$$

L'ultima relazione sorge da $\partial p / \partial t = -\gamma p \nabla \cdot v$ che può essere facilmente ricavata dall'equazione di stato 1.8 usando la continuità di massa 1.2 nel caso di un plasma uniforme. A questo punto introduciamo il vettore di spostamento di campo, ξ , che rappresenta lo spostamento di perturbazione del plasma dalla sua posizione di equilibrio, per il quale vale

$$\tilde{v} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (2.9)$$

Sostituendo la 2.9 nelle equazioni 2.2, 2.6 (combinata con la 2.4) e la 2.8 ed integrandole sul tempo, otteniamo rispettivamente

$$\tilde{\rho} = -\nabla \cdot (\rho_0 \xi) \quad (2.10)$$

$$\tilde{B} = \nabla \times (\xi \times B_0) \quad (2.11)$$

$$\tilde{p} = -\xi \cdot \nabla p_0 - \gamma p_0 \nabla \cdot \xi \quad (2.12)$$

Inserendo le equazioni del moto sopracitate nell'equazione del moto 2.3 e supponendo che all'equilibrio $j_0 = 0$ e p_0 , ρ_0 e B_0 siano costanti, otteniamo la formulazione dell'operatore di forza:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{\nabla \times [\nabla \times (\xi \times B_0)]}{\mu_0} \times B_0 + \gamma p_0 \nabla (\nabla \cdot \xi) \quad (2.13)$$

La forma più generale per la perturbazione del plasma omogeneo infinito può essere scritta come

$$\xi(r, t) = \hat{\xi} e^{i(k \cdot r - \omega t)} \quad (2.14)$$

dove $\hat{\xi}$ è un'ampiezza complessa. La 2.14 rappresenta soluzioni esatte delle equazioni linearizzate a derivate parziali: utilizzando essa, la 2.13 è facilmente derivata notando che ciascuna derivata e ciascun gradiente producono rispettivamente i seguenti fattori moltiplicativi:

$$\frac{\partial}{\partial t} \longrightarrow -i\omega \quad \nabla \longrightarrow ik_{\parallel} \hat{e}_z + ik_{\perp} \hat{e}_y \quad (2.15)$$

ed il fattore esponenziale può essere cancellato da ciascun termine. Pertanto, l'operatore di forza della trasformata di Fourier è:

$$\rho_0 \omega^2 \hat{\xi} = \frac{1}{\mu_0} k \times [k \times (\hat{\xi} \times B_0)] \times B_0 + \gamma p_0 k (k \cdot \hat{\xi}) \quad (2.16)$$

L'equazione 2.16 può essere riscritta come un set di equazioni scalari per i tre componenti vettoriali. I termini risultanti possono essere posti in forma matriciale:

$$\begin{pmatrix} \omega^2 - k_{\parallel}^2 v_A^2 & 0 & 0 \\ 0 & \omega^2 - k_{\parallel}^2 v_A^2 - k_{\perp}^2 v_S^2 - k_{\parallel} k_{\perp}^2 v_s^2 & -k_{\parallel} k_{\perp}^2 v_S^2 \\ 0 & -k_{\parallel} k_{\perp}^2 v_S^2 & \omega - k_{\parallel}^2 v_S^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\xi}_x \\ \hat{\xi}_y \\ \hat{\xi}_z \end{pmatrix} = 0 \quad (2.17)$$

Può essere utile ricordare che

$$v_a = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \quad (2.18)$$

è la velocità di Alfvén e

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho}} \quad (2.19)$$

è la velocità del suono adiabatica. Le soluzioni non triviali esistono solo quando il determinante della matrice è zero, il che conduce all'equazione:

$$(\omega^2 - k_{\parallel}^2 v_A^2)[(\omega^2 - k_{\parallel}^2 v_A^2 - k_{\perp}^2 v_S^2)(\omega^2 - k_{\parallel}^2 v_S^2) - (k_{\parallel} k_{\perp}^2 v_S^2)^2] = 0 \quad (2.20)$$

Risulta chiaro da una semplice investigazione che il determinante è cubico in ω^2 . Questo implica che ci siano tre separate radici per ω^2 , corrispondenti alle tre onde MHD precedentemente menzionate:

- Le SAW corrispondono ad una onda stabile oscillatoria.

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 v_A^2 \quad (2.21)$$

La relazione di dispersione 2.21 è indipendente dalla componente del vettore d'onda k_{\perp} perpendicolare al campo magnetico ed alla velocità del suono v_S .

Le onde magnetosoniche veloci e lente sono due ulteriori rami che nascono dall'equazione 2.20:

$$\omega^2 = \frac{k_{\parallel}^2}{2} (v_A^2 + v_S^2) [1 \pm \sqrt{1 - \tilde{\alpha}}] \quad \text{dove} \quad \tilde{\alpha} = \frac{k_{\parallel}^2}{k^2} \frac{4v_A^2 v_S^2}{(v_A^2 + v_S^2)} \leq 1 \quad (2.22)$$

- L'onda magnetosonica veloce corrisponde al segno + nell'equazione 2.22. La fisica della cosa può essere evidenziata notando che $v_S^2/v_A^2 = \gamma \mu_0 p_0 / B_0^2 \approx \beta$ (definita in 2.5) e quindi considerando il limite $\beta \ll 1$: questo è equivalente ad assumere che $\tilde{\alpha} \ll 1$. L'autofrequenza in questo caso si riduce a

$$\omega^2 = k^2 v_A^2 \quad (2.23)$$

che è la relazione di dispersione delle CAW [12]. Vi è una forte stabilità per $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ e pertanto è solo debolmente eccitata in molte condizioni di plasma.

• La radice negativa in 2.22 corrisponde all'onda magnetosonica lenta: nel limite a basso β essa diventa

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 v_S^2 \quad (2.24)$$

che descrive le SW, che non sono usualmente eccitate nella maggior parte dei plasmi.

Per studiare le onde di Alfvén nel caso di plasmi in condizioni di laboratorio [13] [14], e più nello specifico in sistemi toroidali, partiamo dalla semplificazione di considerare il sistema un cilindro periodico con lunghezza caratteristica $2\pi R$. Il vettore d'onda parallelo è pertanto risolto in termini di numero di modo azimutale (poloidale nel toro) m ed assiale (toroidale nel toro) n

$$k_{\parallel} = \frac{mB_{\theta}}{r|B|} - \frac{nB_{\varphi}}{R|B|} \quad (2.25)$$

E combinandolo con il fattore di sicurezza q dell'equazione 1.20 si ottiene

$$k_{\parallel} = \frac{m - nq}{r} \frac{B_{\theta}}{|B|} \quad (2.26)$$

Piegando il cilindro in un toro, k_{\parallel} resta inalterata al primo ordine. Poiché k_{\parallel} è una funzione di r , anche $\omega_{mn} = k_{\parallel} v_A$ lo è, e la soluzione continua $\omega_{mn}(r)$ è chiamata il continuo di Alfvén per una data coppia di numeri di modo poloidale e toroidale. Per una data superficie di flusso, una singola frequenza corrisponde alla risonanza di Alfvén. Così come k_{\parallel} cambia lungo il raggio minore, così fa la frequenza, come mostrato in figura 2.1

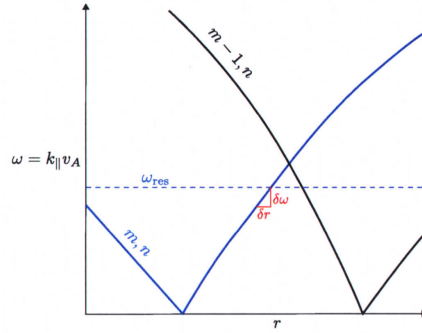


Figura 2.1: Il continuo di Alfvén in un cilindro. L'incrocio di m e $m - 1$ per un dato n è plottato in frequenza vs. raggio.

Se un pacchetto di energia è depositato in una regione di larghezza finita con una frequenza di risonanza centrale ω , le vicine superfici risonanti a $\omega = \omega_{res} \pm \delta\omega$ stireranno l'onda fino a distruggerla. Il mescolamento di fase (phase mixing) deve necessariamente avvenire poiché le SAW devono avere un'estensione radiale finita per propagarsi. L'onda è dispersa con una magnitudine $\gamma_{\downarrow} \propto d\omega/dr$. Il continuo di Alfvén forma un set continuo di risonanze che in pratica perdono rapidamente energia d'onda.

Il termine γ_{\downarrow} è zero in ogni punto in cui il continuo contiene un estremo. L'insieme di frequenze relativamente coerenti forma un pozzo potenziale all'interno del quale esiste una soluzione che è un modo. Un estremo è nel nucleo

del plasma, dove l'asse magnetico crea un estremo nel fattore di sicurezza. Le onde che sorgono da tale condizione sono Modi Globali di Alfvén (Global Alfvén Eigenmodes, GAEs). Un altro estremo può avvenire se il dq/dr inverte la sua direzione, creando un estremo di k_{\parallel} che genera Modi di Alfvén a Shear Invertito (Reversed-Shear Alfvén Eigenmodes, RSAEs). Un fenomeno che è tipico dei confinamenti toroidali è il set di estremi creati dalla toroidicità, che conduce ai Modi di Alfvén indotti dalla Toroidicità (Toroidicity-induced Alfvén Eigenmodes, TAEs). Tutti questi Modi di Alfvén (AEs) sono stati osservati in strumentazioni tokamak e stellarator.

Una linea di campo che viaggia in un toro incontra una variazione periodica del campo magnetico B_0 mentre il suo percorso elicoidale la porta periodicamente verso l'esterno e verso l'interno rispetto all'asse magnetico. La periodicità del campo di background è nella direzione poloidale, $B_0 \propto \cos \theta$. La velocità d'onda è $v_A \propto B_0$ e l'ampiezza periodica della perturbazione è $\tilde{B} \propto \cos(m\theta - n\varphi)$. Il fattore $(1/R)$ nella porzione toroidale del gradiente, $(1/R)d/d\varphi$, assieme con la variazione nella velocità d'onda $v_A \propto \cos \theta$, accoppia le onde $m \pm 1$ con lo stesso n . Nel punto in cui le frequenze delle superfici $m \pm 1$ si intersecano, si forma una gap nel continuo. Questa intersezione avviene a $k_{\parallel, m, n} = -k_{\parallel, m \pm 1, n}$, dove il segno negativo si riferisce ad un'onda che si propaga nella direzione opposta. Poiché k_{\parallel} è una funzione di q , questo pone una condizione su q affinché avvenga un'intersezione:

$$q = \frac{2m \pm 1}{2n} \quad (2.27)$$

Il più basso valore di q per l'intersezione è pertanto $q = 1/2n$. La soluzione si biforca in un massimo a bassa frequenza con una differenza di fase tra il background ed il campo perturbato $\delta(\tilde{B}_0, \tilde{B}_\omega) = \pi$ ed un minimo ad alta frequenza con $\delta(\tilde{B}_0, \tilde{B}_\omega) = 0$, entrambi i quali hanno $d\omega/dr = 0$, come si vede in figura 2.2. Il pozzo di potenziale creato nella gap tra questi due estremi è il locus del TAE, e la sua frequenza è fissata dalla gap.

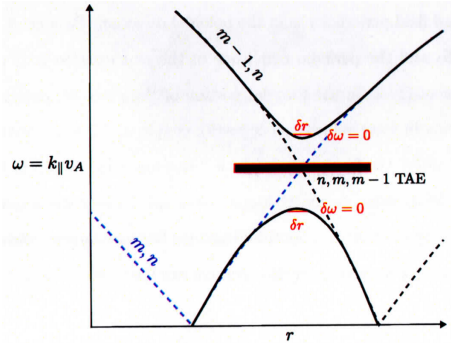


Figura 2.2: L'apertura di un gap TAE nel continuo di Alfvén dall'accoppiamento di m e $m - 1$ ad un dato n . La frequenza del TAE giace nella gap, sopra e sotto alla quale $\partial\omega/\partial r = 0$.

Una delle più largamente osservate sorgenti di trasferimento di energia alle onde è una popolazione di particelle energetiche. Tre condizioni si devono realizzare affinché avvenga il trasferimento di energia alle onde di Alfvén [13]. Primo,

qualche componente del moto degli ioni veloci punta in modo trasverso alle linee di campo, così che $v_i \cdot \tilde{E} \neq 0$, dove \tilde{E} è l'atteso campo trasverso oscillante di un'onda di Alfvén e v_i una qualunque componente del moto degli ioni veloci. In molti sistemi, questa componente è la velocità di deriva radiale v_D di una popolazione di ioni circolanti, ed in altri è la componente radiale delle orbite degli ioni intrappolati. Secondo, il trasferimento di energia degli ioni veloci non deve avere una fase media a zero, $\oint \tilde{E} \cdot v_i \neq 0$. Questo è equivalente ad un allineamento medio dei vettori k_{\parallel} , o

$$\frac{m+l-nq}{r} \frac{B_{\theta}}{|B|} v_{\parallel} = \frac{m-nq}{r} \frac{B_{\theta}}{|B|} v_A \quad (2.28)$$

dove l è un qualsiasi intero e v_{\parallel} è la componente delle velocità del fascio parallela alle linee di campo magnetico. Terzo, deve esistere qualche gradiente nello spazio dell'energia per gli ioni del fascio tale che l'energia totale della popolazione degli ioni è decresciuta dal suo appiattimento (Fig. 2.3).

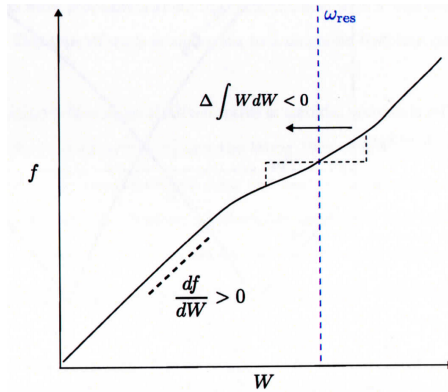


Figura 2.3: L'appiattimento della funzione di distribuzione f alla risonanza. L'energia totale è decresciuta dalle particelle che si muovono da destra a sinistra.

La popolazione degli ioni è caratterizzata da una funzione di distribuzione f , e la condizione per il trasferimento di energia all'onda è $\gamma_{\uparrow} > 0$, dove $\gamma_{\uparrow} \propto \omega \partial f / \partial W$. Una distribuzione "bump-on-tail" è generata dall'iniezione di neutri, dove un piccolo gruppo di particelle è iniettato ad alta velocità, appare come una "gobba" nello spazio delle velocità così che il lato a velocità minore ha $\partial f / \partial W > 0$ (Fig. 2.4).

Questa situazione è conosciuta come Inverse Landau Damping. Dopo un breve periodo di tempo, la "bump-on-tail" tende ad evolvere in una distribuzione rallentante con $\partial f / \partial W < 0$, causando il dumping dell'onda invece del drive dell'onda. Un altro gradiente dell'energia, tuttavia, esiste nello spazio reale. Una popolazione di ioni del fascio iniettato in-asse ha una distribuzione piccata radialmente. Il momento angolare toroidale è

$$P_{\zeta} = m_i R V_{\zeta} - q_i \psi \quad (2.29)$$

dove ψ è il flusso attraverso le superfici potenziali, e cresce col raggio minore, pertanto P_{ζ} decresce nella stessa direzione. Poiché $W_{i,\zeta}$ cresce con l'energia cinetica P_{ζ}^2 / m_i , una distribuzione di ioni che è piccata in-asse avrà $\gamma_{\uparrow} \propto \partial f / \partial P_{\zeta}^2 \propto \partial f / \partial W$ (Fig. 2.5).

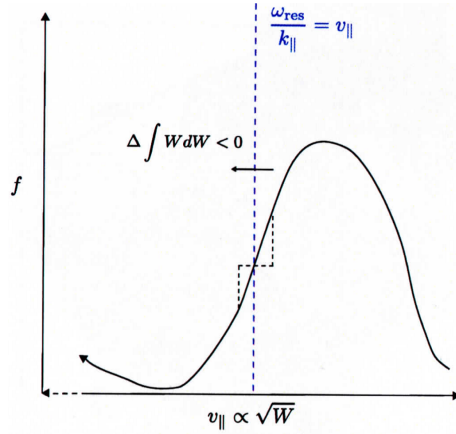


Figura 2.4: Inverse Landau damping da una distribuzione "bump-on-tail" nello spazio delle velocità. Il lato a bassa velocità del bump si appiattisce in modo analogo alla Fig. 2.3.

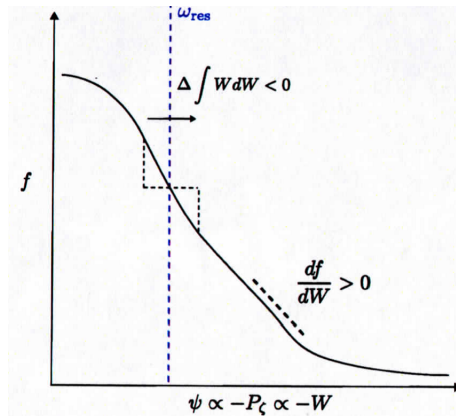


Figura 2.5: Risonanza guidata dal gradiente spaziale degli ioni veloci. Come il flusso ψ e la coordinata radiale r crescono all'allontanarsi dall'asse, così il momento angolare toroidale P_{ζ} decresce. Le particelle che si muovono verso l'esterno decrescono l'energia totale.

Ioni veloci con gradiente di densità piccato nell'asse magnetico sono una sorgente di energia che guida l'instabilità. Per i modi di Alfvén (AEs), il gradiente di densità radiale di particelle veloci è una sorgente comune.

Modi di particelle energetiche (Energetic Particles Modes, EPMS) sorgono quando il drive dalla popolazione di ioni veloci è sufficiente a superare il continuum damping. Se $\gamma_{\uparrow} > \gamma_{\downarrow}$ e le condizioni per la risonanza delle particelle sono soddisfatte, si genereranno instabilità nelle frequenze risonanti del continuo di Alfvén. Le onde coerenti con ω , n ed m specificate da un compromesso tra il continuo ed il fascio di ioni cresceranno.

Nel sistema RFX-mod sono state misurate, per mezzo della U-probe, fluttuazioni magnetiche riconducibili ai modi di Alfvén appartenenti all'intervallo $0.1 \div 1.2 MHz$. Poichè nel RFX-mod non si fa uso di iniettori di neutri (il riscaldamento è puramente ohmico) nè vi è produzione di particelle α energetiche, l'origine di tali modi non è attribuibile all'Inverse Landau Damping, e si sospetta quindi sia dovuta ad eventi riconnettivi. In particolare i modi osservati si possono dividere in due tipi:

- il primo tipo consiste in due modi distinti, entrambi caratterizzati da bassa periodicità poloidale e toroidale, e sono visibili per tutta la durata della scarica. Le osservazioni strumentali suggeriscono un'interpretazione di questi modi in termini di Global Alfvén Eigenmodes (GAE). Un articolo a questo proposito è stato pubblicato da Nature Fusion nel 2011 [15].

- il secondo tipo appare solo durante le fasi in cui il plasma assume un equilibrio elicoidale, detto stato a Singolo Asse Elicoidale (SAE). Altre analisi sono necessarie per capire la causa che induce questo tipo di modi alfvénici.

Capitolo 3

La configurazione RFP e l'esperimento RFX-mod

In questo capitolo è presentata un'introduzione alla configurazione RFP ed alle sue caratteristiche principali. In particolare vi è descritto l'esperimento RFX-mod che opera a Padova, da cui sono stati ottenuti i risultati presentati in questa tesi.

3.1 L'effetto dinamo e la configurazione RFP

Il Reversed Field Pinch (RFP) [16] è una configurazione toroidale asimmetrica, nella quale il confinamento del plasma sorge da una combinazione di campo magnetico poloidale, creato dalla corrente toroidale di plasma, ed un campo magnetico toroidale, generato sia dalla corrente di plasma che da boine esterne.

Il termine pinch definisce ogni plasma toroidale o lineare dove la colonna di plasma si restringe a causa delle forze di Lorentz generate dall'interazione di una corrente portata dal plasma ed il campo magnetico che essa induce. Il RFP è caratterizzato dalla sua naturale tendenza a rilassarsi in una configurazione in cui la componente toroidale del campo magnetico si inverte vicino al bordo del plasma, come il nome reversed-field suggerisce.

Questo fenomeno fu osservato per la prima volta nell'esperimento ZETA ad Harwell nel mezzo degli anni sessanta [17], ma una teoria per gli stati rilassati fu formulata solo nel 1974 da J.B. Taylor [18] ed in una forma più precisa nel 1986 [19]. Questa teoria è basata su un principio variazionale.

Le parti principali di questa teoria storica sono mostrate in seguito. Come menzionato alla fine della sezione 1.1, nel caso dell'approssimazione ideale MHD, la topologia magnetica è preservata in un fluido magnetico. Pertanto, ci aspettiamo che l'elicità magnetica, definita come

$$H = \int_V A \cdot B d^3x \quad (3.1)$$

dove A è il vettore potenziale del campo magnetico ($B = \nabla \times A$) e V è il volume del plasma, sia un'invariante per un plasma ideale: $dH/dt = 0$. Questo

fu dimostrato da Woltjer nel 1958 [20]. Inoltre, Woltjer mostrò che la configurazione magnetica che minimizza l'energia magnetica preservando l'elicità, è un campo magnetico senza forze che soddisfa l'equazione

$$\nabla \times B = \mu B \quad (3.2)$$

con μ necessariamente uniforme lungo le linee di campo magnetico. Nei plasmi reali, μ non è uniforme, ma presenta un profilo radiale e la distribuzione magnetica non è puramente senza forze ($\nabla p \neq 0$).

La teoria di Taylor è basata sulla congettura che, in plasmi a basso β , l'elicità magnetica sia costante (o comunque non cambi molto) durante il rilassamento del plasma all'equilibrio.

Nel limite di grande rapporto di aspetto (il rapporto tra il raggio maggiore e minore, R/a), una buona approssimazione per la geometria toroidale sarà quella cilindrica con condizioni periodiche di contorno. Pertanto, in una approssimazione cilindrica, è semplice dimostrare che una soluzione per l'equazione lineare 3.2 diventa:

$$B_r(r) = 0 \quad B_\theta(r) = B_{\theta 0} J_1(\mu r) \quad B_\varphi(r) = B_{\varphi 0} J_0(\mu r) \quad (3.3)$$

dove J_0 e J_1 sono le funzioni di Bessel di ordine zero e primo rispettivamente; questo modello è conosciuto come il modello della funzione di Bessel (Bessel function model, BFM). Taylor fornisce una spiegazione per lo stato finale rilassato, ma non specifica la natura del rilassamento. Inoltre, è stato dimostrato [21] che il profilo μ in un plasma turbolento è uniforme anche senza la necessità della teoria di Taylor.

Secondo la teoria lineare MHD, in un plasma resistivo le correnti decadrebbero con il caratteristico tempo resistivo τ_R (definito in 1.11), che appiattirebbe il profilo di campo toroidale e perderebbe l'inversione magnetica. Dall'altro lato, l'evidenza sperimentale dimostra che, generalmente, la configurazione RFP dura tanto a lungo quanto la corrente di plasma è sostenuta, quindi più a lungo del tempo di diffusione resistiva.

Questo suggerisce che qualche meccanismo è necessario per rigenerare il campo toroidale positivo al centro e mantenere la configurazione contro la diffusione resistiva: esso deve convertire il flusso magnetico poloidale, prodotto dal circuito esterno, in un flusso toroidale, per mezzo di una corrente poloidale che fluisce nel plasma. L'origine di questa corrente poloidale è conosciuta come la classica dinamo [22].

Lo studio dell'effetto dinamo nasce dall'osservazione di un fenomeno astrofisico: il campo magnetico di corpi celesti presenta una rigenerazione che bilancia il decadimento resistivo. L'originale trattamento matematico di Parker (1955) [23] [7] fu migliorato da Steenbeck, Krauser e Rädler (1966) [24]: è un modello statistico basato sulle proprietà medie della turbolenza, chiamato la teoria magnetoidrodinamica di campo medio. In questo modello, la dinamo è originata dai moti turbolenti del plasma (\tilde{v} e \tilde{B} sono le componenti fluttuanti della velocità e del campo magnetico rispettivamente, come definito nell'equazione 1.23), da cui un'addizionale sorgente di corrente media giunge dalla legge di Ohm come scritta nell'eq. 1.4:

$$E + v \times B + E_D = \eta j \quad \text{dove} \quad E_D = \langle \tilde{v} \times \tilde{B} \rangle \quad (3.4)$$

E_D è il campo elettrico di dinamo, generato dalla correlazione tra \tilde{v} e \tilde{B} . Un sistema di turbolenze magnetiche era considerato, pertento essere intrinseco nel RFP, essendo necessario per la dinamo. Ciò era supportato dalla teoria di Taylor del rilassamento del plasma magnetico e da simulazioni numeriche dello stato MH [25]. Ciononostante, è stato previsto [26] [27] che la configurazione RFP possa anche esistere nella condizione senza chaos di singola elicità, dove solo uno dei modi resistivi risonanti provvederebbe al termine di dinamo. Una breve descrizione sull'occorrenza di una simile configurazione nel plasma in RFX-mod è data nella sezione 3.2.2.

Le configurazioni RFP sono comunemente descritte da due parametri: il parametro di inversione ed il parametro di pinch rispettivamente:

$$F = \frac{B_\varphi(a)}{\langle B_\varphi \rangle} \quad \text{e} \quad \Theta = \frac{B_\theta(a)}{\langle B_\varphi \rangle} \quad (3.5)$$

dove i brackets $\langle \dots \rangle$ indicano la media sulla sezione del plasma:

$$\langle B_\varphi \rangle = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a B_\varphi 2\pi r dr \quad (3.6)$$

La via più comune per mostrare le predizioni del modello BFM è il diagramma $F - \Theta$ (Fig. 3.1), nel quale gli stati RFP si suppone esistano per $\Theta > 1.2$.

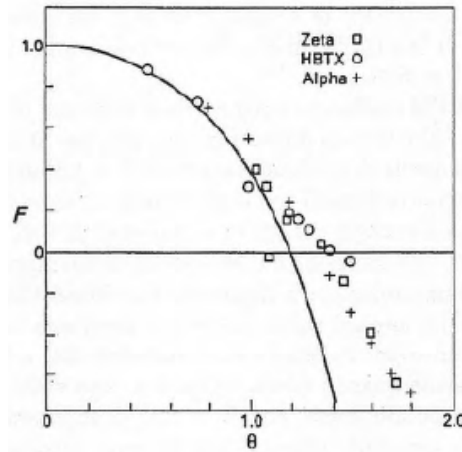


Figura 3.1: Il diagramma $F - \Theta$ come predetto dal modello BFM (linea continua) ed i valori sperimentali trovati in diverse macchine RFP.

I punti sperimentali sovrappollati nel grafico mostrano un accordo qualitativamente ragionevole. Tuttavia, altri modelli più sofisticati possono ottenere un accordo migliore: essi sono usualmente modelli fenomenologici che prendono in acconto un parametro $\mu = \mu_0 \vec{j} \cdot \vec{B} / B^2$ avente una dipendenza radiale (ad esempio [28]).

Oggi giorno, le macchine RFP operanti sono la svedese, recentemente ricostruita, EXTRAP T2R e due macchine paragonabili ad un tokamak di media grandezza: MST [29] e RFX-mod (vedi sezione 3.2).

In figura 3.2a sono mostrati i tipici profili di campo magnetico per l'equilibrio RFP. Come menzionato all'inizio della sezione, in questa configurazione la corrente poloidale dà origine al peculiare profilo radiale del campo toroidale, con un'inversione nella regione di plasma più esterna. Inoltre, dalla figura 2.2b, può essere notato che il fattore di sicurezza $q(r)$ è ovunque minore di 1: il piccolo valore di $q(0)$ permette la destabilizzazione di tutti i modi $m = 1$, $|n| < n_0$, dove $n_0 \approx 2R/a$ [30] è il modo risonante interno (quindi $n_0 \approx 8$ nel RFX). Inoltre, tra tutte le superfici risonanti razionali, dobbiamo menzionare la superficie di inversione dove il campo magnetico toroidale si annulla (quindi $q = 0$ e $F = 0$): questa superficie è naturalmente instabile per modi $m = 0$.

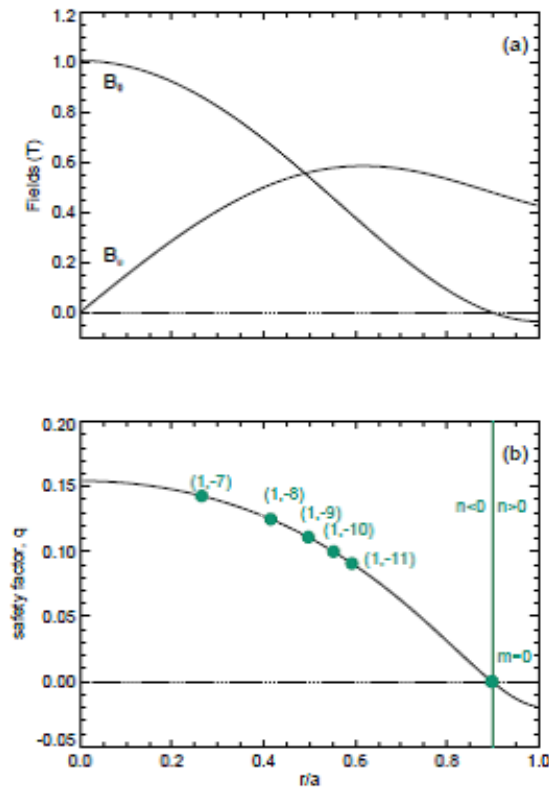


Figura 3.2: Tipici campi magnetici toroidale e poloidale (a) e profili del fattore q (b) in una configurazione RFP. Sono anche indicati alcuni modi risonanti: la convenzione per il segno dei modi è quella usata in RFX-mod; alla superficie di inversione ($q = 0$) i modi $m = 0$ crescono.

3.2 L'esperimento RFX-mod

3.2.1 La macchina

Il lavoro descritto in questa tesi è stato portato avanti al RFX-mod (Reversed Field eXperiment modified [31]), il più grande esperimento RFP correntemente operante (visibile nella figura 3.3). Esso è la versione aggiornata del precedente

Tabella 3.1: Principali parametri del sistema RFX-mod.

Raggio maggiore	=2 m
Raggio minore	=0.459 m
Corrente di plasma	≤ 2 MA
Durata della scarica	≤ 0.5 s
Densità del plasma	$\approx 1 \div 10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Volume del plasma	$\approx 10 \text{ m}^3$
Gas utilizzati	H, He

RFX [31], un sistema toroidale per lo studio dei plasmi magneticamente confinati nella configurazione RFP. Localizzato all'Istituto Gas Ionizzati (IGI) [1], dentro l'area del Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR) [32], a Padova, è operativo sin dal 2004 sotto l'amministrazione del Consorzio RFX, una organizzazione di ricerca promossa dal CNR, ENEA (l'Agenzia italiana Nazionale per le nuove tecnologie, Energia e sviluppo economico sostenibile) [33], l'Università di Padova [34], INFN [35] (Istituto Nazionale della Fisica Nucleare) e le Acciaierie Venete S.p.A (un partner privato) [36], all'interno della struttura dell'Associazione Euraton-ENEA.



Figura 3.3: La macchina RFX-mod.

Gli obiettivi primari del Consorzio RFX sono focalizzati sull'attività di ricerca scientifica e tecnologica nel campo della fusione termonucleare controllata e lo sviluppo di nuovi equipaggiamenti e strumenti diagnostici dedicati ad essa.

I principali parametri della macchina sono elencati nella Tabella 3.1.

Il rapporto d'aspetto per RFX-mod è relativamente alto ($R/a \approx 4$), pertanto l'approssimazione cilindrica può essere applicata, quando è utile per semplificare la geometria.

In figura 3.4 sono mostrati schematicamente i principali componenti della macchina [1] [37]:

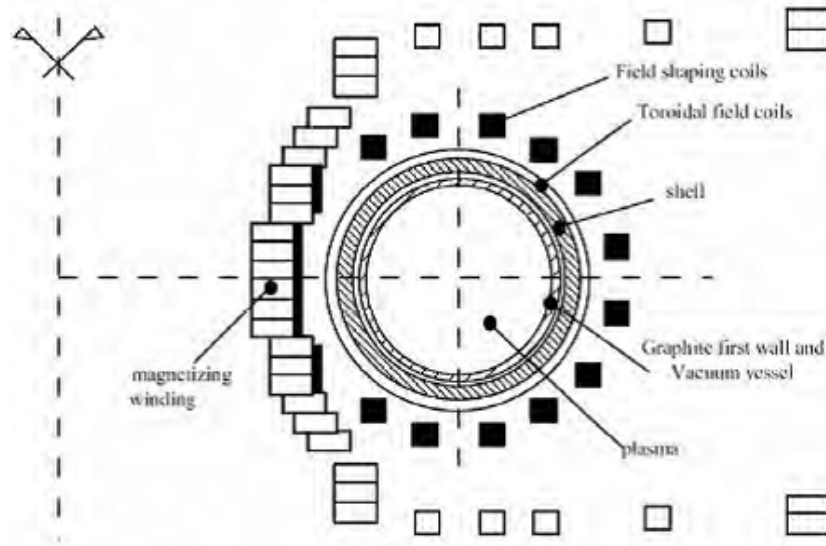


Figura 3.4: Schematica sezione poloidale della macchina RFX-mod.

- la camera a vuoto (vacuum vessel) è una struttura toroidale rigida, con raggio maggiore $R=1.995\text{ m}$ e raggio minore $a=0.459\text{ m}$, realizzata in una lega non magnetica, Inconel 625, che è stata scelta per la sua elevata resistività elettrica e le sue proprietà meccaniche. Essa è provvista di 12 accessi di pompaggio nel piano equatoriale più vari altri accessi per la diagnostica;
- il primo muro (first wall) è composto da 2016 piastrelle trapezoidali di grafite, spesse 18 mm in direzione radiale, che proteggono la camera a vuoto dal plasma. La scelta della grafite è dovuta alla necessità di usare un materiale a basso numero atomico, in modo da mantenere la radiazione più bassa possibile, e con una buona resistenza allo shock termico;
- lo scudo stabilizzante (stabilizing shell) è una struttura in rame, spessa 3 mm , posizionata appena fuori dalla camera a vuoto. Ha un gap toroidale, nel piano equatoriale, ed uno poloidale, per permettere la penetrazione del flusso magnetico e del campo elettrico rispettivamente: la costante temporale per la penetrazione del campo magnetico verticale è $\approx 50\text{ ms}$;
- l'avvolgimento del campo toroidale (toroidale field windings) consiste in 48 bobine equamente distribuite e parzialmente distribuite in cavità poste nello scudo stabilizzante. Il massimo del campo toroidale è $B_0 = 0.7\text{ T}$ all'inizio della pulsazione di plasma ed un campo inverso al bordo $B_w = 0.44\text{ T}$ durante il picco della corrente di plasma;
- l'avvolgimento magnetizzante (magnetizing windings) provvede all'oscillazione del flusso poloidale che causa la crescita della corrente di plasma fino a 2 MA . Essa è composta da 200 avvolgimenti che formano 40 bobine, ciascuna portante una corrente massima di 50 kA

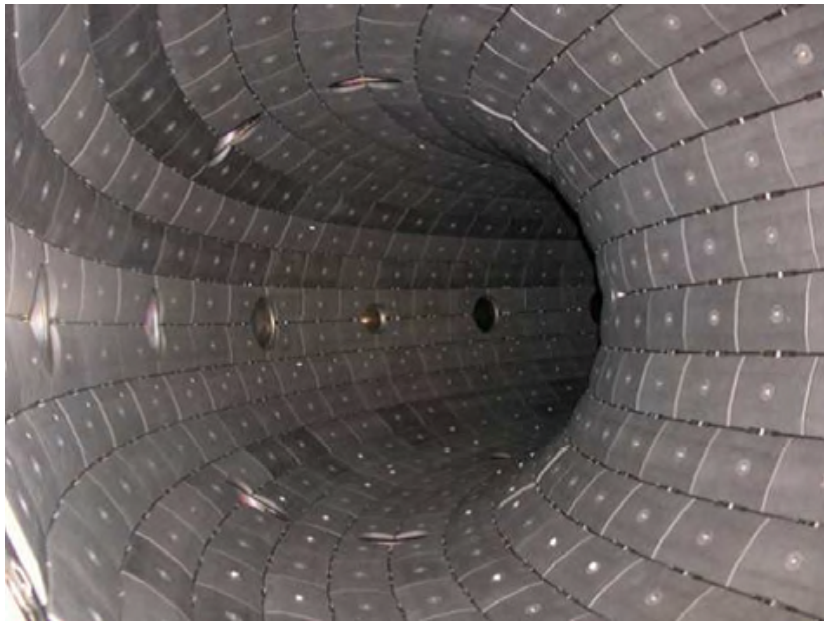


Figura 3.5: Piastrelle di grafite nella macchina RFX-mod.

- l'avvolgimento di modellamento del campo (field shaping windings) è formata da 16 bobine che forniscono un campo magnetico verticale che garantisce il corretto posizionamento del plasma nella camera a vuoto;
- il sistema attivo di controllo (active control system) è altamente avanzato: è formato da 192 bobine attive a sella [31], che ricoprono l'intera superficie di plasma (vedi figura 3.6), ciascuna operante in modo indipendente. L'algoritmo Clean Mode Control (CMC) permette di mitigare il campo magnetico radiale al bordo e, pertanto, di migliorare drasticamente le performance della macchina [38]. Questo sistema di feedback è infatti essenziale per raggiungere il regime di confinamento migliorato presentato nella sezione seguente (3.2.2).

3.2.2 Il nucleo del plasma

Negli ultimi anni, la descrizione di un RFP come una configurazione asimmetrica, come riportato nella sezione precedente, è stata trovata incompleta. Transizioni spontanee ad equilibri differenti, con un cambiamento della topologia magnetica ed un confinamento migliorato, avvengono quando la corrente di plasma viene aumentata [?]. Una breve introduzione a questo argomento ed i suoi effetti sulle caratteristiche del nucleo del plasma è qui presentata.

Come precedentemente menzionato, molti modi con $m = 1$, $n > 1/q(0)$ sono favoriti nell'essere destabilizzati in un sistema RFP. In particolare, nella convenzione RFX-mod, la relazione 1.25 è scritta come $q = -m/n$; per questa ragione, nella fig. 3.2b, i valori n dei modi risonanti sono negativi dentro alla superficie di inversione e positivi fuori: la superficie di inversione rappresenta una sorta di limite che separa il "nucleo" centrale dalla regione esterna. Essa

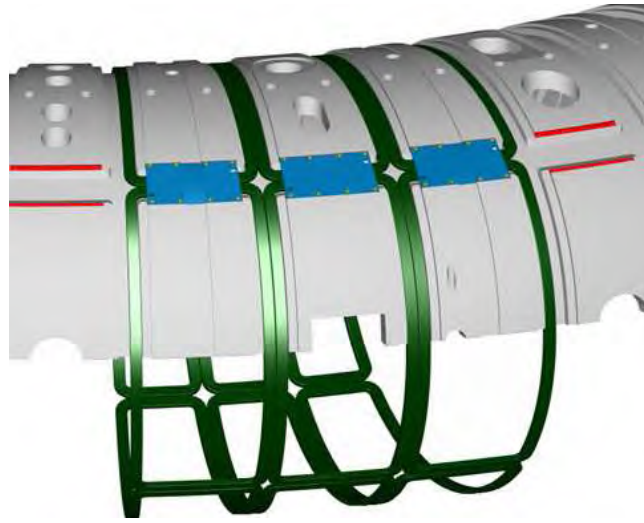


Figura 3.6: Bobine a sella nella macchina RFX-mod.

costituisce anche una superficie di accumulazione per i modi $m = 1$, generando un ampio spettro di attività MHD.

Questi modi, da un lato, sostengono la configurazione RFP tramite il processo di autorganizzazione di dinamo, mentre dall'altro, danno origine ad isole magnetiche che si sovrappongono, a causa della vicinanza delle superfici razionali, il che risulta in un'ampia regione caotica. Questa condizione è generalmente chiamata stato ad elicità multipla (multiple helicity, MH). Lo stato MH è caratterizzato dalla presenza di numerosi modi normali $(1, n)$, chiamati anche elicità, con simili ampiezza fluttuanti nel tempo nello spettro magnetico; questo è evidente dalla figura 3.7, dove è mostrato il tipico spettro magnetico dei modi $m = 1$ nello stato MH.

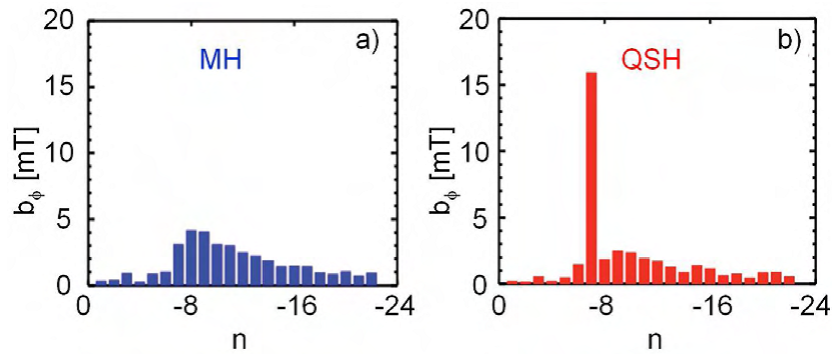


Figura 3.7: Spettro del numero di modo toroidale dei modi $m = 1$ in una tipica scarica del RFX-mod in stati MH (a) e QSH (b).

In questo stato regna il chaos magnetico, una regione di sovrapposizione di molti modi incoerenti, poichè le superfici magnetiche sono soppresse in gran parte del nucleo del plasma. Inoltre, varie elicità possono bloccarsi in fase,

producendo una deformazione toroidalmente localizzata della colonna di plasma, chiamata bloccaggio di fase (phase locking), come mostrato nella fig. 3.8a.

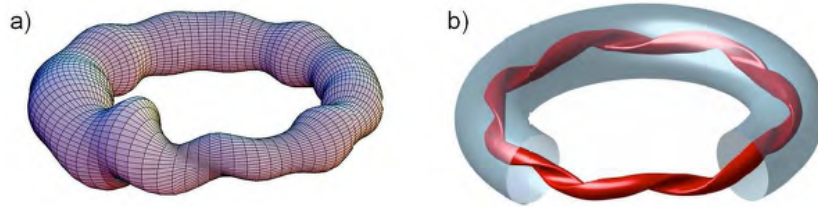


Figura 3.8: a) Nello stato ad elicità multipla, i modi possono bloccarsi in fase causando la deformazione della colonna di plasma. b) Nello stato a singola elicità, un equilibrio ohmico elicoidale è autosostenuto da un singolo modo.

Il processo di bloccaggio causa una degradazione della scarica a causa di forti interazioni localizzate tra plasma e parete, forte riscaldamento delle piastrelle in grafite ed un indesiderato flusso di gas ed impurità dalle piastrelle. Queste caratteristiche non sono favorevoli per un buon confinamento. Nonostante ciò, come menzionato nella sezione 3.1, è stata predetta l'esistenza di una configurazione a singola elicità (single helicity, SH), caratterizzata dall'occorrenza di un solo modo risonante che provvede al termine di dinamo.

Fino ad ora, la migliore approssimazione sperimentale della singola elicità è lo stato di quasi singola elicità (quasi single helicity, QSH), dove il modo risonante $m = 1$ più interno domina sugli altri, così chiamati, modi secondari [39] [40]. Un esempio dello spettro del modo toroidale nel regime QSH è mostrato nella fig. 3.7b: vale la pena notare che il modo dominante nel sistema RFX-mod è il $(m,n) = (1,-7)$.

Il raggiungimento dello stato QSH è stato reso possibile dall'operazione ad alti livelli di corrente di plasma. I nuovi risultati sono che, mentre la corrente viene innalzata, il plasma esibisce una crescente probabilità di transizione allo stato a confinamento migliorato (l'ampiezza normalizzata dei modi secondari viene ridotta), con solo occasionali comparse di MH. Un esempio di scariche ad alta corrente di plasma è mostrata in figura 3.9a; inoltre i modi dominante e secondari sono confrontati durante la fase di massimo della corrente, nella figura 3.9b.

La curva nera rappresenta l'ampiezza normalizzata del modo dominante e quella rossa l'ampiezza normalizzata dei modi secondari, definita come

$$b_{\Sigma} = \sqrt{\sum_{i=8}^{23} b_i^2} \quad (3.7)$$

Le ampiezze sono quelle dei componenti del campo magnetico toroidale alla superficie di plasma, come ottenuto con una trasformata di Fourier nello spazio dei segnali dati da un sistema di 48×4 bobine rimovibili localizzate fuori dalla camera a vuoto, e sono normalizzate sul campo magnetico poloidale medio misurato nella stessa locazione.

È importante notare che il sistema oscilla tra due stati, uno dove tutti i modi hanno simili ampiezze (MH) ed un altro dove il modo dominante e quelli secondari sono chiaramente distinti (QSH).

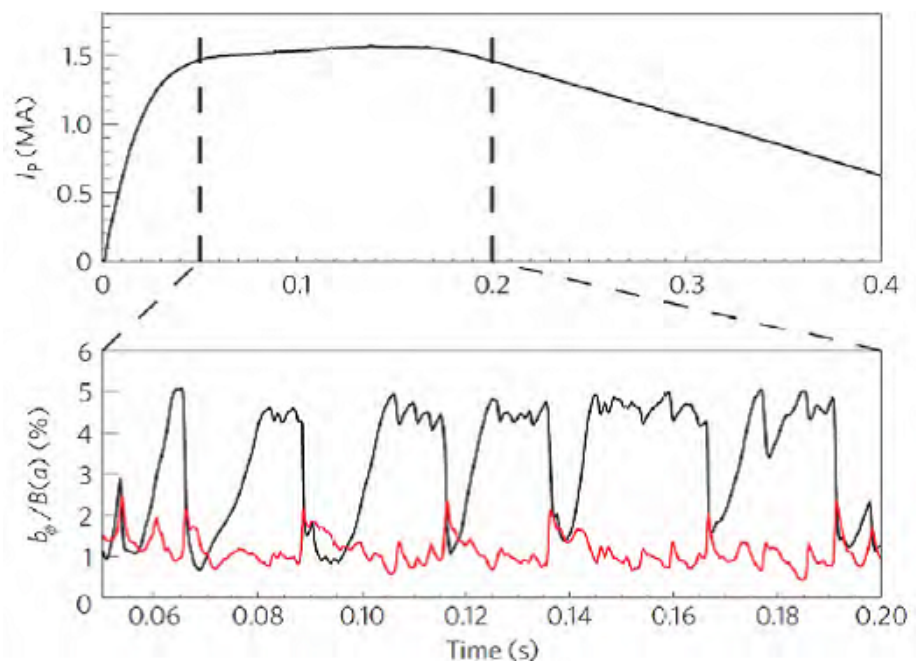


Figura 3.9: a) Corrente di plasma come funzione del tempo. Le linee verticali tratteggiate delimitano la fase di massimo della corrente. b) Ampiezza del modo dominante $(m,n)=(1,-7)$ (curva nera) e dei modi secondari $(1,8 \div 23)$ (curva rossa).

Più in dettaglio, due tipologie magnetiche sono distinte negli stati QSH: gli stati a doppio asse (Double Axis, DAX) ed a singolo asse elicoidale (Single Helical Axis, SHAx). Gli stati DAX sono caratterizzati dalla presenza della superficie magnetica risonante del modo dominante distorta fino a formare un'isola magnetica centrata attorno ad un asse magnetico (O-point), mentre l'asse magnetico principale è ancora presente e nel caso spostato.

Poloidalmente simmetrica all'isola magnetica O-point c'è un X-point, che è legato alla separatrice dell'isola. Al di sopra di una soglia di circa il 4% nell'ampiezza normalizzata del modo dominante, la separatrice X-point si fonde con l'asse magnetico principale, ed i due si annullano a vicenda. Pertanto, la precedente isola magnetica O-point diventa l'unico asse magnetico, il SHA, e la colonna elicoidale di plasma è modellata dal modo dominante come mostrato nella figura 3.8b. Gli stati DAX sono anche conosciuti come QSH con isole [41].

In RFX-mod l'esistenza di differenti stati di plasma è stata indipendentemente provata da differenti diagnostiche. In particolare la figura 3.10 mostra i profili radiali della temperatura elettronica ottenuti dal Thomson scattering system (vedi sezione 4.1.3) negli stati MH, DAX e SHAx.

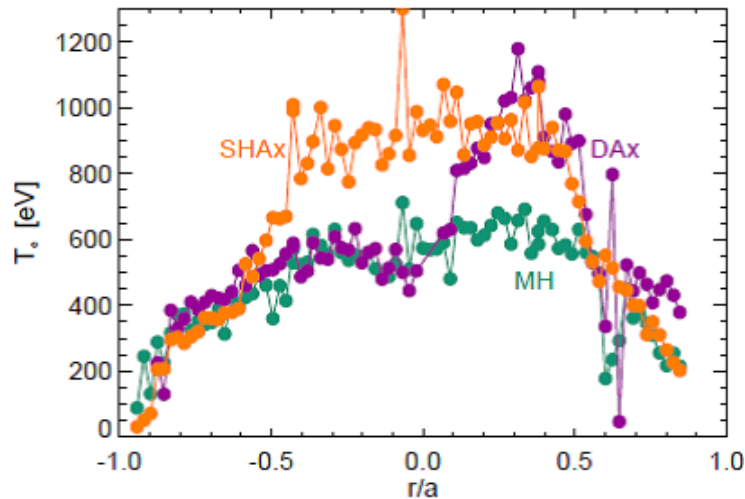


Figura 3.10: Profili radiali della temperatura elettronica negli stati MH, Dax e SHAx ottenuti dal Thomson scattering system.

Come precedentemente menzionato, le proprietà di confinamento del plasma RFP negli stati MH sono relativamente scarse, con solo lo strato di plasma più esterno in grado di sostenere i gradienti di temperatura (punti verdi). L'occorrenza di un'isola magnetica negli stati DAX dà origine ad una struttura termica (punti viola) sopra al livello di temperatura quasi piatta del nucleo stocastico del plasma MH avente una dimensione di circa il 30% del raggio, sempre posta fuori asse. Infine, i profili degli stati SHAx (punti arancio) sono caratterizzati da una struttura di temperatura che è molto più larga delle isole del DAX (più del 50% del raggio minore) e si estende da entrambi i lati dell'asse geometrico. L'allargamento corrisponde ad un aumento dell'energia termica contenuta nel plasma.

La presenza di forti gradienti nel caso di stati QSH, indica la formazione di barriere di trasporto che delimitano una regione calda a forma di fagiolo, decentrata rispetto all'asse geometrico, sulla superficie risonante del modo $(m, n) = (1, -7)$.

3.2.3 Il bordo del plasma

Nella sezione precedente (3.2.2) è stata data un'introduzione sulle proprietà termiche e topologiche di differenti stati dell'equilibrio del plasma. In quella presente, sono evidenziate alcune caratteristiche riguardanti il bordo del plasma nei tre regimi. Il bordo ha una grande importanza nel trasporto di energia e particelle: trasporti anomali causati da fluttuazioni sono spesso la ragione principale del limitato confinamento.

Come menzionato nella sezione 3.1, il fattore di sicurezza di una configurazione RFP è tale che i modi $m = 1$ sono risonanti all'inversione, dove viene creata una catena di isole poloidalmente simmetriche. La posizione radiale delle isole può essere esternalmente imposta selezionando il valore del parametro F , definito nell'eq. 3.5. In generale, ad un valore di F più marcatamente negativo ($F < -0.15$), le isole $m = 0$ si chiudono interamente nella camera, così che l'Ultima Superficie di Flusso Chiusa (Last Closed Flux Surface, LCFS) è tra esse e la parete. Dall'altro lato, per valori di F meno marcati ($F > -0.05$) le linee di campo delle isole intersecano la prima parete, pertanto il LCFS in questo caso è localizzato radialmente prima delle isole.

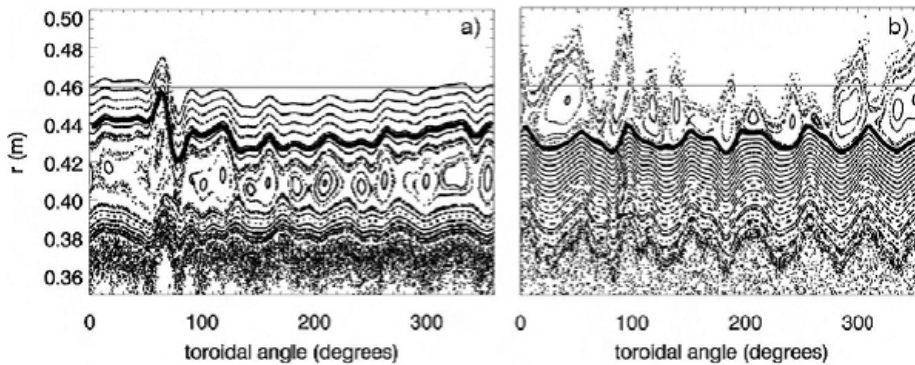


Figura 3.11: Plot di Poincaré delle linee di campo magnetico nella regione equatoriale esterna per uno stato SHAx ad inversione profonda (a) ed ad inversione lieve (b). Le linee a marcatura spessa segnano la posizione del LCFS, mentre la linea orizzontale indica la posizione della prima parete ($r/a = 1$).

Questo può essere osservato in figura 3.11, dove sono mostrati due plots di Poincaré delle linee di campo magnetico nel piano $r - \varphi$ nella regione equatoriale, realizzati a differenti valori di F . Il primo è stato ottenuto durante uno stato SHAx a 1.5 MA ad inversione profonda ($F = -0.18$), mentre il secondo rappresenta una condizione simile ottenuta ad inversione lieve ($F = -0.02$). Una linea spessa è sovrimposta in ciascun plot, rappresentando la posizione del LCFS, computata dai risultati del codice di field line tracing (FLiT) [42] cercando dove, per ciascuna posizione toroidale e poloidale, è trovata la più interna linea di campo aperta. Il nuovo e notevole risultato è che nella condizione SHAx ottenuta

ad inversione lieve la LCFS è ben separata dalla parete dalle isole $m = 0$, ed i loro X-punts agiscono in modo da formare una configurazione simile a quella dei divertori. Al contrario, ad inversione profonda la LCFS è posizionata oltre la catena di isole $m = 0$ ed è ottenuta una condizione simile a quella dei limitatori [43].

Le caratteristiche topologiche della regione esterna nel regime MH sono abbastanza complicate, con l'ampia deformazione elicoidale a causa del bloccaggio della fase di sia i modi $m = 0$ che $m = 1$. A questo proposito, lo sviluppo dell'algoritmo CMC (vedi sec. 3.2.1) ed il conseguente raggiungimento degli stati QSH cambiano drasticamente la situazione. Prima di tutto, il bloccaggio dei modi è alleggerito poichè le componenti radiali dei modi secondari sono molto minori e la LCFS è interessata da una deformazione elicoidale uniforme, in quanto l'elicità dominante (1,-7) impone la stessa periodicità toroidale ($n = -7$) al sistema $m = 0$. Questa configurazione è associata ad uno stress minore per la prima parete a causa di una deposizione a potenza minore. Come risultato dall'accoppiamento dei modi $m = 0$ e $m = 1$, la regione esterna presenta un comportamento più regolare, nel quale le linee di campo delle isole possono eventualmente agire come una sorta di divertori per il confinamento interno del plasma, se operanti a lievi valori di F [43].

Oltretutto, come menzionato nella sezione precedente, gli stati QSH sono caratterizzati da un comportamento di transizione, che è legato ad eventi di rilassamento di dinamo che ricorrentemente determinano una transizione temporanea al regime caotico MH, distruggendo il precedente ordine magnetico anche al bordo. L'evoluzione temporale del segnale F , come mostrato in figura 3.12b, esibisce rapidi cambiamenti, essendo una sorta di riarrangiamento della topologia magnetica ad un nuovo stato di equilibrio MHD, attraverso la riconnessione delle linee di campo magnetico [44].

Questi fenomeni sono conosciuti come Eventi di Riconnessione Discreta (Discrete Reconnection Events, DRE). Vale la pena notare dalla figura 3.12a che l'ampiezza del modo dominante $b_{\varphi(1,-7)}$, indice dello stato di equilibrio, crolla in occorrenza di un DRE.

Infine, un'altra caratteristica del plasma al bordo, è la presenza di un campo elettrico radiale, E_r . Poichè la componente principale del campo magnetico in una macchina RFP è poloidale, la velocità di deriva relativa

$$v_D = \frac{E \times B}{B^2} \quad (3.8)$$

è perlopiù toroidale. Pertanto, poichè E_r è caratterizzato da un'inversione di segno, v_D cambia direzione lungo la coordinata radiale.

Nella figura 3.13 la v_D è stata misurata per mezzo degli aghi elettrostatici di una sonda inseribile, la U-probe (maggiori dettagli nella sezione 4.1.1). Ciascun simbolo è stato ottenuto facendo la media dei dati sulla fase di massimo piatto di scariche ad F shallow. Una inversione della direzione della velocità è osservata a $r/a \approx 0.98$.

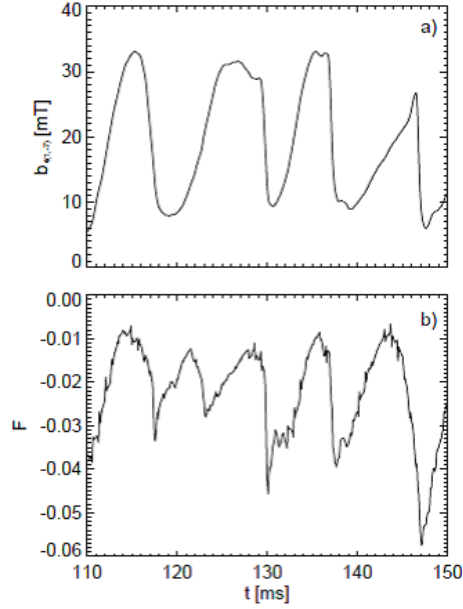


Figura 3.12: Evoluzione temporale dell'ampiezza del modo dominante, $b_{\varphi(1,-7)}$, (a) e del parametro di inversione, F , (b): quando avviene un DRE, il plasma ha una transizione da stati QSH a MH.

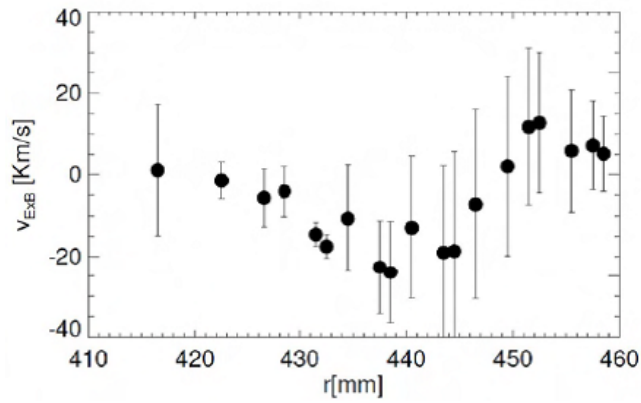


Figura 3.13: Profilo radiale della velocità $E \times B$ valutata dagli aghi elettrostatici dell'U-probe come media dei dati da una scarica con un valore di F shallow. La linea rossa rappresenta la parete della camera.

Capitolo 4

Diagnostiche ed analisi dei dati

4.1 Diagnostiche

Nel RFX-mod lo studio delle attività magnetiche coerenti ad alta frequenza viene svolto usando sensori di bordo che misurano la derivata temporale delle fluttuazioni magnetiche. I due tipi principali di diagnostica installati nella macchina RFX-mod, sono:

- la U-probe inseribile e
- il Sistema Integrato di Sensori Interni (Integrated System of Internal Sensors, ISIS).

Entrambi sono sistemi in-camera con alta risoluzione sia nel tempo che nello spazio. Sebbene i risultati sperimentali presentati in questo lavoro sono stati ottenuti principalmente tramite l'uso dell'U-probe, alcuni valori sono stati ottenuti per mezzo della diagnostica ISIS, pertanto entrambe le diagnostiche verranno trattate nelle prossime sezioni. Le tecniche utilizzate per analizzare i dati raccolti sono invece presentate nella sezione 3.2.

4.1.1 U-probe

L'analisi di fluttuazioni magnetiche al bordo del plasma RFX-mod è estremamente utile allo scopo di studiare questa regione complessa. L'uso di una sonda che possa misurare l'interno di un plasma fornisce importanti contributi su questo argomento.

Una sonda inseribile, chiamata U-probe per la sua forma (vedi figura 4.1), misurante le fluttuazioni elettrostatiche e magnetiche al bordo del plasma è installata nella macchina RFX-mod. La sonda è composta da due casse di ditrato di boro, separate toroidalmente di $\Delta x = 88$ mm.

Questo sistema diagnostico è posto sul piano equatoriale nel lato a basso campo della macchina ($\theta_{Up} = 0^\circ$) e, toroidalmente, a $\varphi_{Up} = 217^\circ 30' 0''$, secondo la notazione RFX-mod.

La notevole potenza generata anche in scariche a bassa corrente di plasma ($I_p \leq 500$ kA) non permettono l'inserimento di sonde a profondità maggiori del

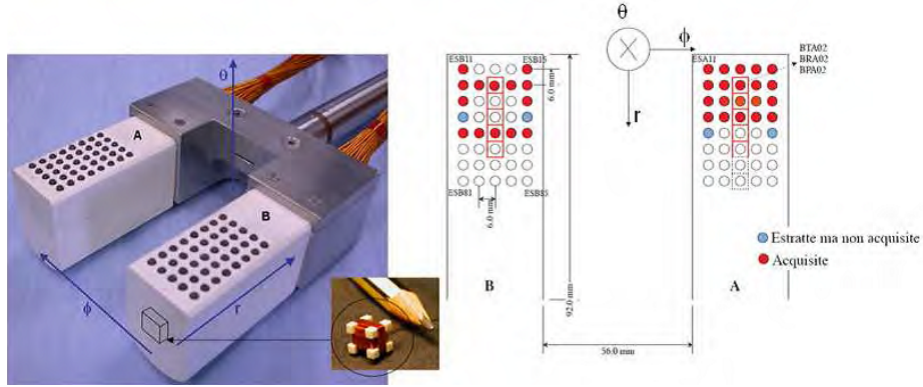


Figura 4.1: Vista schematica dell'U-probe e foto dell'apparato finale e di una bobina magnetica triassiale.

10% del raggio minore. Dall'altro lato, in scariche ad alta corrente di plasma, l'inserimento di qualsiasi oggetto solido nel plasma può essere molto pericoloso, pertanto la sonda deve essere confinata al bordo più estremo della camera a vuoto ($r/a \approx 1$). In queste condizioni non è stata osservata alcuna rilevante perturbazione del plasma causata dall'inserimento della sonda.

Come la fig. 4.1 mostra, ciascuna cassa include degli array 2D di sensori elettrostatici (40 aghi elettrostatici, combinati in otto sonde triple bilanciate di 5 aghi ciascuna), distanziati di 6 mm. Assieme con gli aghi elettrostatici, un array radiale di 7 bobine magnetiche triassiali, distanziate radialmente di 6 mm, sono posizionate in ciascuna cassa allo scopo di misurare la derivata temporale delle tre componenti del campo magnetico fluttuante. Come sopra menzionato, la sonda può essere inserita fino a $\Delta r = 50$ mm dentro al plasma. Può essere utile specificare che l'inserzione Δr è misurata dalla cima della cassa alla piastrina di grafite. Il sensore magnetico più vicino al plasma è alla distanza di $d = 13$ mm dalla cima della sonda ed il primo ago elettrostatico a $d = 7$ mm; questo significa che per calcolare la loro reale posizione radiale (in mm) si deve usare la seguente relazione:

$$r_{\text{coil}} = a - \Delta r + d \quad (4.1)$$

I sensori elettrostatici sono stati usati estensivamente negli ultimi anni allo scopo di delineare la densità elettronica e le caratteristiche della temperatura al bordo [45].

In questo modo, sono stati ottenuti vari risultati riguardanti la caratterizzazione del plasma toroidale al bordo [46] [47]. In generale, una semplice via per misurare le fluttuazioni del campo magnetico in prossimità di un punto nello spazio è tramite l'utilizzo di una piccola bobina. Per mezzo della legge di Faraday, è facile vedere che il voltaggio V_c indotto ad una estremità di una bobina da un campo magnetico uniforme variante nel tempo $B(t)$ è

$$V_c = \frac{d\phi}{dt} = \dot{B} \cdot A \quad (4.2)$$

dove A è l'area totale della bobina, data da $A = NA_1$, essendo N il numero di avvolgimenti del cavo e A_n l'area del singolo cavo [48].

Come mostrato nella piccola foto centrale della fig 4.1, il sensore magnetico consiste in una struttura cubica larga meno di 1 cm, pertanto le aree A_1 sono abbastanza piccole da poter considerare il campo che le attraversa uniforme. Tre fili di rame sono avvolti attorno al supporto ciascuno in un differente lato. Questa configurazione permette, poichè i segnali V_c possono essere normalizzati per le rispettive aree, di misurare la derivata temporale dei tre componenti del campo magnetico in quasi la stessa posizione: il radiale \dot{B}_r , il poloidale \dot{B}_θ ed il toroidale \dot{B}_φ .

In molte delle analisi effettuate in questa tesi, è possibile usare direttamente la derivata dei segnali, senza integrarli sul tempo, allo scopo di evitare l'introduzione di errori numerici, senza perdere la significatività fisica. Pertanto, salvo espressamente indicato, i segnali magnetici presenti in questo studio si riferiscono alle derivate. Un esempio di tipico segnale magnetico derivato nel tempo dell'U-probe è mostrato in fig. 4.2a.

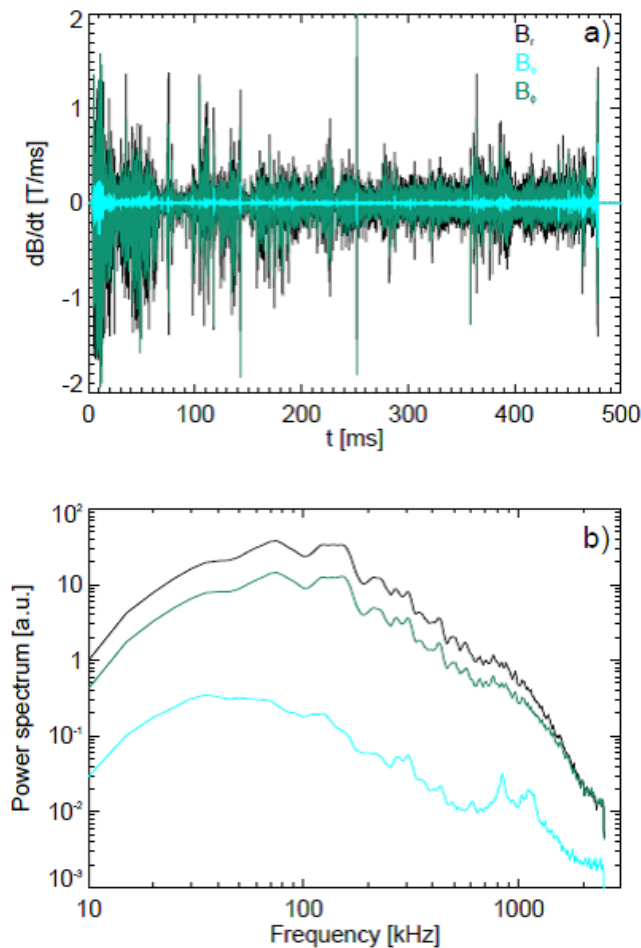


Figura 4.2: Segnali magnetici dell'U-probe (a) e relativo spettro di potenza (b) di una tipica scarica RFX-mod.

La massima frequenza di campionamento è 10 MHz, con una larghezza di

banda di 3 MHz; nonostante ciò in varie campagne sperimentali la frequenza di campionamento è stata ridotta a 5 MHz, in modo da raccogliere meno dati senza perdere importanti informazioni fisiche.

Nella figura 4.2b è mostrato lo spettro di potenza (vedi sez. 4.2.1) relativo ai segnali menzionati. Vale la pena notare che le fluttuazioni magnetiche (ed elettrostatiche) al bordo della configurazione RFP sono caratterizzate da un decadimento secondo legge di potenza dello spettro. Questa è la caratteristica basilare di un processo a cascata non lineare dove l'energia è ridistribuita a tutte le differenti scale del moto e la dinamica del plasma è caratterizzata dalla mancanza di una lunghezza caratteristica o di un tempo caratteristico. Fluttuazioni coerenti, come quelle visibili nello spettro relativo alla componente toroidale del segnale ad una frequenza attorno ai 1000 kHz, possono emergere dallo spettro di background. Inoltre, lo spettro mostra che i livelli più alti di fluttuazioni avvengono nei segnali \dot{B}_r e \dot{B}_φ , che corrispondono alle componenti perpendicolari al bordo del plasma RFP, dove il campo magnetico dominante è quello poloidale.

Inoltre, la presenza di due bobine distanziate toroidalmente permette di misurare il numero di modo toroidale n per mezzo della tecnica a due punti, brevemente illustrata nella Sez. 4.2.3. Ciò mostrerà che un sistema caratterizzato da due sensori separati di un angolo $\Delta\varphi$, permette di investigare numeri toroidali fino a $|n| = \pi/\Delta\varphi \approx 87$.

Nel caso della U-probe, la distanza angolare delle due bobine può essere rozzamente approssimata a $\Delta\varphi = \Delta x/(R+a)$, poichè la sonda è posizionata al bordo del lato esterno della macchina. Inoltre sono state svolte alcune campagne sperimentali con la sonda ruotata di 90° : questo ha permesso di misurare il numero poloidale m delle attività sotto investigazione per alcune scariche. Il massimo m che può essere determinato è $|m| = \pi a/\Delta x \approx 16$.

Una ulteriore considerazione circa le sonde magnetiche è che la misura effettuata si riferisce ad un valore medio delle fluttuazioni di plasma localizzate in un raggio di alcuni centimetri. pertanto probabilmente possiamo osservare anche perturbazioni magnetiche che si sviluppano in una zona più interna del plasma rispetto alle sonde.

Bobine di diagnosi GPI Inoltre, un set di tre bobine magnetiche, completamente simili a quelle installate nell'U-probe, sono state poste nella diagnostica di Gas Puff Imaging (GPI). La GPI è una diagnostica ottica, non intrusiva, misurante la luce visibile emessa, generalmente, dagli atomi neutri presenti nel bordo di plasma [49].

La posizione toroidale è $\varphi_{\text{GPI}} = 322^\circ 30' 0''$ e le sonde magnetiche sono nominalmente poste radialmente a $r/a = 1$. L'immagine 4.3 mostra le bobine magnetiche triassiali senza la cassa di nitruro di boro che le copre come protezione dal calore ed il flusso di particelle.

Esse sono identificate semplicemente per enumerazione: l'ordine 1 - 2 - 3 segue la direzione convenzionale dell'angolo φ . Lo spazio tra due bobine vicine è $\Delta x = 22$ mm, pertanto valori di numero di modo toroidali molto alti possono essere misurati con questa diagnostica: $|n| \approx 351$. La frequenza di campionamento è 10 MHz.

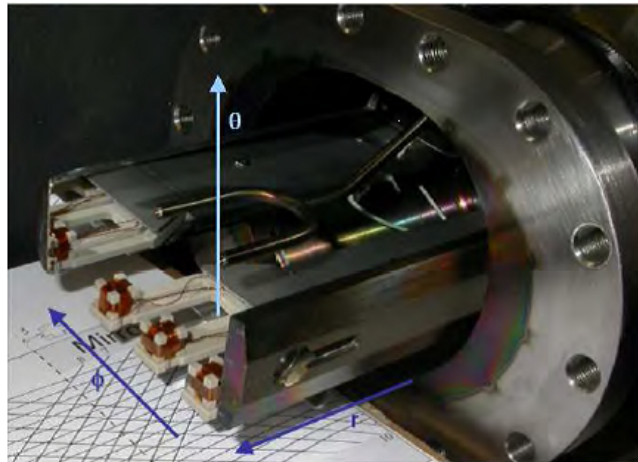


Figura 4.3: Foto delle bobine magnetiche triassiali "nude" installate sulla diagnostica GPI.

4.1.2 ISIS

La camera a vuoto del RFX-mod è equipaggiata con un ampio set di sonde calorimetriche, elettrostatiche e magnetiche posizionate dentro la camera, che costituisce la diagnostica dell'ISIS. Esse sono poste a $r/a \approx 1$, dietro alle piastrelle di grafite che coprono la prima parete della macchina e proteggono i sensori dal plasma. Questo sistema è principalmente dedicato all'acquisizione di dati ad alta frequenza allo scopo di ottenere un'adeguata descrizione delle quantità fluttuanti nel bordo del plasma del RFX-mod.

Come sopra menzionato, ISIS è composto da tre sottosistemi:

- Le sonde termiche sono termocoppie, misurano la temperatura media dell'intera piastrella, montate sul retro di alcune delle piastrelle di grafite della prima parete. Il sistema consiste in un array parzialmente toroidale di 8 sonde, posizionate all'angolo poloidale $\theta = 6,5^\circ$, nel lato esterno, ed adiacenti alle entrate di pompaggio, che permettono accesso ad esse. Una descrizione dei sensori è disponibile in [50].

- I sensori elettrostatici (sonde di Langmuir) sono elettrodi, misuranti il potenziale flottante V_f , che è il potenziale di un oggetto elettricamente isolato immerso nel plasma. Il sistema è composto da un array toroidale di 72 aghi equamente distanziati posizionati a $\theta = 340,7^\circ$, un array poloidale di 8 sonde triple a $\varphi = 248,6^\circ$ e di addizionali sonde singole e triple. una descrizione dei sensori si trova in [51].

- I sensori magnetici sono bobine a sella e rimovibili posizionate nel retro delle piastrelle di grafite della prima parete: la posizione radiale nominale delle misure è $r/a = 1.03$.

Poichè, in questa tesi, l'analisi del bordo di plasma del RFX-mod è limitata allo studio di attività magnetiche ad alta frequenza, solo i sensori magnetici del sistema ISIS sono considerati. Il sistema magnetico ISIS consiste in:

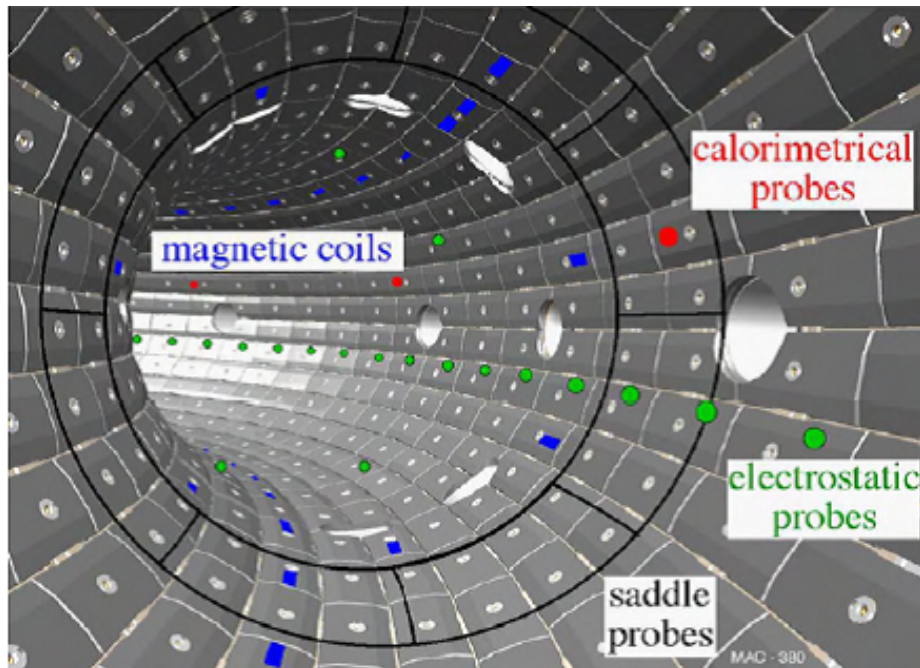


Figura 4.4: Vista schematica del sistema ISIS: sono indicati gli array toroidali elettrostatici e magnetici ed alcuni sensori calorimetrici.

- due array toroidali equamente distanziati, ciascuno fatto di 48 bobine rimovibili misuranti il campo magnetico toroidale \dot{B}_φ , posizionate in cima ($\theta = 70,7^\circ$) ed in fondo ($\theta = 250,7^\circ$) della camera di scarica,
- un array poloidale di 8 sonde a sella misuranti \dot{B}_r e posizionate a $\varphi = 210^\circ$,
- un array poloidale di 8 bobine rimovibili misuranti \dot{B}_θ e posizionate a $\varphi = 216,2^\circ$,
- un array poloidale di 8 bobine rimovibili misuranti \dot{B}_φ e posizionate a $\varphi = 208,7^\circ$,
- un array parzialmente poloidale di 6 bobine rimovibili misuranti \dot{B}_φ e posizionate a $\varphi = 28,9^\circ$,
- un cluster di bobine addizionali misuranti \dot{B}_φ e \dot{B}_θ in varie posizioni poloidali e toroidali.

La frequenza di campionamento è di 2 MHz, mentre la stimata larghezza di banda delle misure è fino a 400 kHz. Le sonde magnetiche rimovibili sino avvolte in due strati, per un totale di 80 giri (vedi immagine 4.5).

Per ottenere un avvolgimento riproducibile e stabile, sono stati realizzati cavi speciali composti da Inconel 600 con un corpo molto sottile e resistivo, ed una appropriata forma ellittica è stata studiata per il nucleo MACOR [52].

In questa tesi, uno degli array poloidali e ed uno dei toroidali misuranti \dot{B}_φ sono stati usati per l'analisi. I due array permettono una risoluzione dei numeri di modo toroidale n e poloidale m fino a 24 e 4 rispettivamente, a causa del

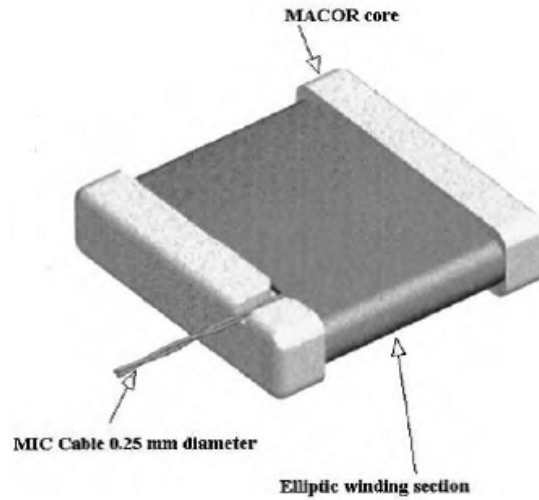


Figura 4.5: Modello tridimensionale delle bobine ISIS rimovibili.

teorema di Nyquist (lo studio dei numeri di modo per mezzo di un array di sonde è riassunto in 4.2.3).

Inoltre, usando due sonde appartenenti al cluster, toroidalmente distanziate di $\Delta\varphi = 3,2^\circ$, possono essere misurati numeri toroidali fino a $|n| \approx 56$ per mezzo della sopramenzionata tecnica a due punti.

4.1.3 Altre diagnostiche e ricostruzioni di profili radiali

Poichè i profili della temperatura elettronica, della densità e del fattore di sicurezza sono stati ampiamente usati nell'analisi presentata nei seguenti capitoli, è necessario introdurre le relative diagnostiche al lettore. Tuttavia, alcune informazioni relative agli iniettori di pellet e l'analizzatore di particelle neutre, sono date per scontate.

Profilo di temperatura elettronica, $T_e(r)$ RFX-mod è equipaggiato sin dal 2005 con un sistema Thompson scattering a molti punti, designato ad ottenere un profilo radiale della temperatura elettronica di plasma a singolo shot altamente risolto nello spazio e, in principio, ottenere la stessa cosa per la densità [53]. Il raggio laser passa attraverso la camera di plasma lungo un diametro $-0.94 \leq r/a \leq 0.84$ nel piano equatoriale. La luce diffusa è raccolta ad approssimativamente 90° dal raggio incidente attraverso 3 finestre dove sono localizzate 84 paia di fibre ottiche. Il tasso di ripetizione è di circa 25 ms, per un numero massimo di 10 pulsazioni per scarica.

Recentemente sono stati ottenuti alcuni miglioramenti nella diagnostica Thomson. In particolare, un miglior profilo del fascio è stato installato ed il tasso di ripetizione è di 10 ms per un massimo di 100 shots in una singola scarica.

Profilo di densità elettronica, $n_e(r)$ Un interferometro infrarosso a molte corde misura la densità elettronica integrata in linea lungo 14 linee di vista poste sullo stesso piano poloidale. La frequenza di campionamento del sistema

di acquisizione è 1 MHz. Il sistema è montato all'angolo toroidale $\varphi_I = 22,5^\circ$, in una struttura di granito a forma di C inserita tra le bobine magnetizzanti e di modellamento del campo. La densità è valutata misurando la variazione di fase indotta in un raggio laser a CO₂ ($\lambda = 10.6 \mu m$) passante attraverso il plasma. Il profilo è quindi ricostruito dall'inversione numerica dei dati dell'interferometro [54].

Fattore di sicurezza, $q(r)$, $q(\rho)$ I profili del fattore di sicurezza $q(r)$ sono dedotti da una adeguata ricostruzione dell'equilibrio [55], che deve combaciare con le misure magnetiche esterne, usate come condizioni di contorno [56].

Nel caso degli stati SHAx, l'equilibrio è modellato come una sovrapposizione dell'autofunzione degli equilibri asimmetrici di ordine zero e del modo dominante. In questa geometria il fattore di sicurezza è riscritto alla coordinata radiale propria ρ , legata al flusso elicoidale, χ :

$$\rho = \sqrt{\frac{\chi - \chi_0}{\chi_a - \chi_0}} \quad (4.3)$$

dove χ_0 è il flusso elicoidale sull'asse elicoidale e χ_a alla superficie più esterna [57]. La più evidente differenza tra il fattore di sicurezza associato all'equilibrio toroidale, $q(r)$, e quello associato a quello elicoidale, $q(\rho)$, è che mentre il primo è caratterizzato da un profilo monotono decrescente (vedi fig. 3.2b), il secondo presenta un massimo (vedi fig 4.6) in corrispondenza al forte gradiente interno di temperatura caratterizzante il plasma durante gli stati SHAx.

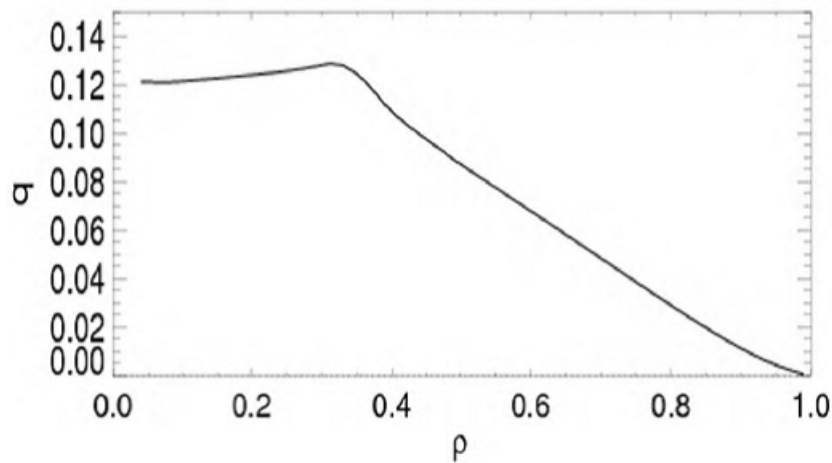


Figura 4.6: Profilo del fattore di sicurezza durante uno stato SHAx in RFX-mod.

Iniettori di pellet Un iniettore di pellet a temperatura ambiente [58] è stato installato in RFX-mod con tre scopi: il condizionamento della prima parete, lo studio del trasporto di impurità e la misura della curvatura delle linee di campo. L'iniettore usa sabot pneumaticamente accelerati per lanciare i pellets. Pellets di differenti dimensioni, velocità (50 ÷ 200 m/s) e materiali possono essere iniettati nel plasma; in particolare, fino ad ora, sono stati effettuati esperimenti con l'iniezione di pellets di Litio e di Carbonio.

Inoltre, un iniettore criogenico per pellets di H e di D costruito al Riso National Laboratory è operante al RFX-mod [59]. L'iniettore produce, tramite una solidificazione in sito, 8 pellets con masse di $1.5 \div 5 \times 10^{20}$ atomi e li accelera pneumaticamente a velocità fino di 1.5 km/s.

Analizzatore di Particelle Neutre Un Analizzatore di Particelle Neutre (Neutral Particle Analyzer, NPA) della serie ACORD, sviluppato dallo IOFFE Istituto dell'Accademia delle Scienze Russa è stato recentemente reso operante nella macchina RFX-mod. Il NPA è equipaggiato con una cella a stripping di gas Azoto, con 22 detectors channeltron (11 per l'Idrogeno, 11 per Deuterio) e da un sistema di deflessione magnetica per la risoluzione della distribuzione di energia delle particelle neutre H^0 prodotte da processi di scambio di carica (charge exchange, CX) e in uscita dal plasma [60].

4.2 Tecniche di analisi dei dati

Lo scopo di questo capitolo è di descrivere brevemente le basi delle tecniche di analisi delle fluttuazioni che sono state applicate per ricavare i risultati presentati in seguito. Queste tecniche sono applicabili a segnali provenienti dai sensori che effettuano misure locali, come i potenziali flottanti ottenuti dalle sonde di Langmuir e le fluttuazioni del campo magnetico misurate dalle bobine rimovibili. In particolare, poiché le teorie fisiche ed i modelli sono spesso formulate in termini di frequenza invece che di tempo, è utile trasferire i dati dal dominio temporale al dominio delle frequenze per, ad esempio, identificare le periodicità. Questo approccio è conosciuto come analisi spettrale. Misure a punto singolo forniscono informazioni sul comportamento temporale delle fluttuazioni (ad esempio lo spettro di potenza, lo spettrogramma), ma l'arrangiamento minimo che fornisce una indicazione sulla loro struttura spaziale è quello dei due punti di misura (ad esempio lo spettro $S(k, f)$).

Può essere qui specificato che gli spettrogrammi $S(t, f)$ e gli spettri di numero d'onda-frequenza $S(k, f)$, essendo tridimensionali, sono graficamente rappresentati da un plot codificato per colori. Poiché l'ampiezza nello spettro è generalmente espressa in "unità arbitrarie", i valori assoluti non sono indicati nella scala a colori.

4.2.1 Lo spettro di potenza

Dai corsi di analisi matematica è risaputo che, per una data funzione del tempo $x(t)$ definita in $-\infty \leq t \leq +\infty$, la trasformata di Fourier continua (continuous Fourier transformation, CFT) è una funzione della frequenza $X(f)$. La CFT e la sua inversa sono rispettivamente definite dalle relazioni

$$X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-i2\pi ft} dt \quad x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f)e^{i2\pi ft} df \quad (4.4)$$

Una utile proprietà riguardante le CTF è una legge di conservazione dell'energia per i domini di rappresentazione temporale e di frequenza del segnale, il teorema di Parseval, che stabilisce che

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} |X(f)|^2 df \quad (4.5)$$

L'interpretazione di questo teorema è che l'energia totale contenuta in una forma d'onda $x(t)$ sommata su tutto il tempo t è eguale all'energia totale della trasformata di Fourier $X(f)$ della forma d'onda sommata su tutte le componenti della frequenza f (il coefficiente 2 nel lato destro della 4.5 è necessario essendo le frequenze positive e negative indistinguibili). Ciò nonostante, nel caso pratico, i dati sperimentali non sono continui, ma campionati, sia nello spazio che nel tempo, pertanto la definizione data nell'eq. 4.4 deve essere rivista. Pertanto, essendo $x_n = x(n\Delta t)$, con $n = 0, 1, \dots, N-1$, una sequenza discreta e finita di numeri reali ottenuta campionando ogni Δt la funzione continua $x(t)$ nel range temporale $T = N\Delta t$, sono date le seguenti definizioni:

$$f_s = \frac{1}{\Delta t} \quad \text{frequenza di campionamento} \quad (4.6)$$

$$f_N = \frac{1}{2\Delta t} \quad \text{frequenza di Nyquist} \quad (4.7)$$

La f_N è la massima frequenza che può essere ottenuta campionando ogni Δt . Essa deriva dal cosiddetto teorema di campionamento di Nyquist, che afferma che una funzione $x(t)$ tale che $X(f) = 0$ per $|f| > f_N$ è completamente determinata dai suoi campioni x_n . Pertanto, generalmente, il tempo di campionamento è scelto in modo che la massima frequenza richiesta per analizzare un certo fenomeno è quella di Nyquist.

Se frequenze maggiori di f_N sono presenti nel sistema, esse saranno viste nel segnale digitalizzato come frequenze spurie.

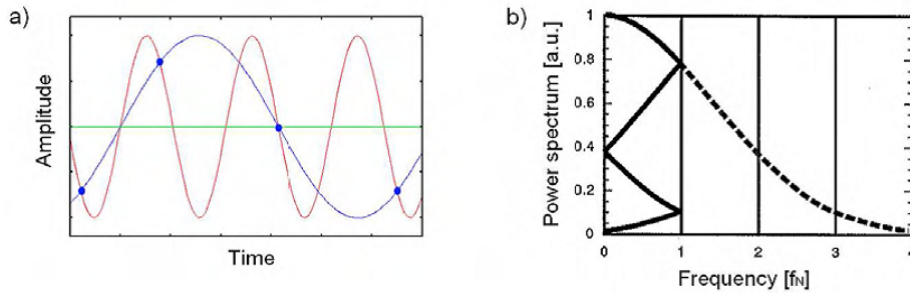


Figura 4.7: (a) I punti blu subcampionano il segnale rosso, pertanto interpolano il segnale errato blu. (b) Spettro di potenza di un segnale con frequenze $f > f_N$: esse sono shiftate e/o riflesse entro il range di frequenza $0 < f < f_N$.

Un semplice esempio è dato nella figura 4.7a, dove il segnale d'onda della linea rossa sinusoidale è campionato dai punti blu. Chiaramente essi non sono sufficienti a ricostruire il segnale originale, così il segnale blu risulta dalla loro interpolazione. Segue che ogni componente spettrale con frequenza $f_N < f < 2f_N$ è "riflessa" nello spettro, apparendo alla frequenza $f_N - f$. Lo shifting di alte frequenze così che appaiano sotto al valore di Nyquist è il fenomeno conosciuto come aliasing. Il meccanismo può essere compreso guardando la figura 4.7b,

dove è mostrato come l'aliasing opera nello spettro di potenza alle frequenze $f \gg f_N$. Il processo inverso può essere applicato allo scopo di correggere la frazione di spettro chiaramente soggetta ad aliasing, shiftandola ai corretti valori di frequenza. Ovviamente, può anche avvenire un aliasing spaziale, come sperimentalmente osservato misurando alti valori di periodicità nel plasma RFX-mod.

Questo tipo di segnali discreti può essere descritto nel dominio delle frequenze per mezzo della cosiddetta Trasformata di Fourier Discreta (Discrete Fourier Transform, DFT). In particolare, una sequenza di N frequenze viene definita, per la quale $f_n = n\Delta f$, dove, per coprire l'intero range di frequenze permesso dal teorema di campionamento, si sceglie $\Delta f = 1/T$ (in questo modo $-f_N \leq f \leq f_N$). Con queste definizioni, la prima delle due relazioni 4.4 valutata a f_n diventa:

$$X(f_n) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-i2\pi f_n t} dt \quad (4.8)$$

Poiché il tempo è campionato, l'integrale è approssimato ad una somma discreta sui campioni $t_j = j\Delta t$. Quindi, ponendo $X_n = X(f_n)\Delta f$, la trasformata discreta di Fourier e la sua inversa sono definite:

$$X_n = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} x_j e^{-i2\pi j n/N} \quad x_j = \sum_{n=-N/2}^{N/2} X_n e^{i2\pi j n/N} \quad (4.9)$$

Tuttavia, la DFT non è generalmente calcolata usando l'espressione 4.9, poiché un algoritmo più veloce, la Trasformata Rapida di Fourier (Fast Fourier Transform, FFT), proposta nel 1965 da J.W. Cooley e J.W. Tukey, riduce in modo marcato il numero di operazioni.

Lo spettro di potenza $S(f)$, nel caso discreto, è la radice della grandezza della DFT. Qui "potenza" può indicare la reale potenza fisica, o più spesso, per convenienza con i segnali astratti, può essere definita come il quadrato del segnale.

Il segnale $x(t)$ può essere trattato come un processo stazionario random, la cui funzione di autocorrelazione $R(\tau)$ è definita come

$$R(\tau) = E[x(t)x(t-\tau)] \quad (4.10)$$

essendo $E[\dots]$ il valore aspettato, che è la media sulla funzione di distribuzione di probabilità. Esso quantifica quanto ben correlate sono le coppie di valori di $x(t)$ aventi una distanza temporale di lag τ . Pertanto, lo spettro di potenza è la trasformata di Fourier della funzione di autocorrelazione:

$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau)e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad \text{quindi} \quad R(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f)e^{i2\pi f\tau} df \quad (4.11)$$

Vale la pena notare che nel caso $\tau = 0$

$$E[|x(t)|^2] = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f)df \quad (4.12)$$

che significa che $S(f)$ descrive come la media quadrata di $x(t)$ è distribuita sulle frequenze. Tipicamente, il problema della stima del valore atteso è effettivamente superato facendo la media dell'ensamble su M campioni dello spettro. L'approccio utilizzato è di dividere il segnale sotto analisi in M fette $x_T^{(k)}(t)$, ciascuna di lunghezza T , e trattando ciascuna fetta come realizzazione indipendente nel processo sotto studio. Nel caso continuo, $S(f)$ può essere stimata usando

$$\hat{S}(f) = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M S^{(k)}(f) \quad \text{dove} \quad S^{(k)}(f) = \frac{1}{T} |X_T^{(k)}(f)|^2 \quad (4.13)$$

Nel caso discreto, la stima dello spettro di potenza è

$$\hat{S}_n = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M |X_n^{(k)}|^2 \quad (4.14)$$

dove $X_n^{(k)}$ è l'elemento n -esimo della DFT di k fette. Pertanto, è possibile dimostrare che l'analogo discreto dell'eq. 4.13 è

$$\frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} |X_j|^2 \simeq \sum_{n=0}^{N-1} S_n \quad (4.15)$$

Per ridurre le perdite, ciascuna fetta è moltiplicata per la finestra di Hanning [61]. La relazione 4.15 è quindi infine computata.

4.2.2 Spettrogramma

Uno spettrogramma è una rappresentazione spettrale variante nel tempo, che mostra come la densità spettrale di un segnale varia con il tempo, $S(t, f)$. Il formato più comune è un plot codificato a colori il cui asse orizzontale rappresenta il tempo t , l'asse verticale la frequenza f e la terza dimensione che si riferisce all'ampiezza di una particolare frequenza ad un particolare tempo è indicata da una scala di colori per ciascun punto dell'immagine.

Gli spettrogrammi sono solitamente calcolati dal segnale temporale usando la trasformata di Fourier a tempi brevi (short-time Fourier transform, STFT). Creare uno spettrogramma usando la STFT è solitamente un processo digitale, dove il segnale è spezzato in blocchi associati al tempo τ , che solitamente si sovrappongono, e la trasformata di Fourier viene usata per calcolare la grandezza dello spettro di frequenza per ciascun blocco. Nel caso a tempo continuo, il segnale che va trasformato è moltiplicato per una funzione finestra $\omega(t)$ che è diversa da zero per solo un breve periodo di tempo. Pertanto lo spettrogramma di un segnale $x(t)$ può essere stimato computando il quadrato della STFT del segnale, mentre la finestra si muove lungo l'asse, come segue:

$$S(\tau, f) = |\text{STFT}(\tau, f)|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)\omega(t - \tau)e^{-i2\pi ft} dt \quad (4.16)$$

Ciascun blocco corrisponde ad una linea verticale nell'immagine, che porta una misura dello spettro di potenza sulla frequenza per uno specifico istante nel tempo. Gli spettri di frequenza sono infine "posti uno di fianco all'altro" per formare l'immagine.

4.2.3 Spettro di numero d'onda-frequenza

L'analisi di segnali provenienti da differenti punti di misura può fornire alcune informazioni sulla struttura spaziale lungo la direzione che connette i punti. In particolare, uno spettro di frequenza di numero d'onda-frequenza può fornire una presentazione della relazione di dispersione dell'attività di fluttuazione sotto studio. Inoltre, poichè gli indici spettrali di frequenza e numero d'onda sono trovati in modo indipendente, possono essere computati sia lo spettro del numero d'onda integrato sulla frequenza $S(n)$ che lo spettro della frequenza integrato sul numero d'onda $S(f)$, che è analogo allo spettro di potenza derivato nella sez. 4.2.1 ma per specifici valori del numero d'onda.

Un metodo per il calcolo dello spettro $S(k, f)$ è stato sviluppato da Beall [62] ed è conosciuto come la tecnica a due punti, in quanto esso fa uso di coppie fissate di sonde. Un metodo alternativo è la decomposizione spaziale di Fourier di sonde equamente distribuite lungo un array circolare (o periodico)

Tecnica a due punti Introduciamo il concetto della densità spettrale locale sul numero d'onda e frequenza, che può essere stimata usando sorgenti puntiformi di dati fissate spazialmente ("coppie di sonde fissate"), e discutiamo la relazione di questa densità spettrale con la convenzionale densità spettrale su numero d'onda e frequenza e la densità spettrale di potenza incrociato. La densità spettrale locale su numero d'onda e frequenza è mostrata essere equivalente alla convenzionale densità spettrale su numero d'onda e frequenza quando la fluttuazione è stazionaria ed omogenea e consiste in una sovrapposizione di pacchetti d'onda; tale fluttuazione è il modello base usato in molte teorie di turbolenza. Un metodo digitale per la stima dello spettro locale su numero d'onda è descritto ed applicato, nel contesto di questa tesi, ai segnali magnetici provenienti dalle bobine dell'U-probe.

Poichè l'informazione rilevante è la differenza di fase tra i due segnali, allo scopo di estrarre misure fisicamente rilevanti, i punti devono essere abbastanza vicini da fornire misure correlate, ma abbastanza distanti da percepire una misurabile differenza di fase.

La funzione di correlazione incrociata di due segnali $x(t)$ ed $y(t)$ è definita, in analogia con la funzione di autocorrelazione 4.10, come

$$R_{yx}(\tau) = E[y(t)x(t - \tau)] \quad (4.17)$$

Essa è legata alla funzione di covarianza incrociata

$$C_{yx}(\tau) = E[(y(t) - m_y)(x(t - \tau) - m_x)] \quad (4.18)$$

da $C_{yx}(\tau) = R_{yx}(\tau) - m_y m_x$, con $m_y = E[y(t)]$ e $m_x = E[x(t)]$.

In analogia con lo spettro di potenza di un segnale (sez. 4.2.1), lo spettro di potenza incrociato (cross-power spectrum, CPS) di due segnali è definito come la trasformata di Fourier della loro funzione di correlazione incrociata. La CPS e la sua inversa sono rispettivamente

$$S_{YX}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{yx}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad R_{yx}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{YX}(\tau) e^{i2\pi f\tau} df \quad (4.19)$$

Ma contrariamente allo spettro di potenza, il CPS assume valori complessi:

$$S_{YX}(f) = C_{YX}(f) + iQ_{YX}(f) \quad (4.20)$$

dove $C_{YX}(f)$ è chiamato il co-spettro e $Q_{YX}(f)$ il quad-spettro. Usando una rappresentazione polare

$$S_{YX}(f) = |S_{YX}(f)|e^{i\Theta_{YX}(f)} \quad (4.21)$$

Dalla 4.21, due quantità molto importanti sono definite. Da un lato, $\Theta_{YX}(f)$, chiamata spettro di fase, fornisce la differenza di fase media dei componenti di Fourier dei due segnali in funzione della frequenza. Dall'altro lato, l'ampiezza $|S_{YX}(f)|$ del CPS è generalmente espressa nella forma normalizzata

$$\gamma_{YX}(f) = \frac{|S_{YX}(f)|}{\sqrt{S_Y(f)S_X(f)}} \quad (4.22)$$

dove $S_Y(f)$ e $S_X(f)$ sono gli spettri di potenza dei due segnali. $\gamma_{YX}(f)$ è chiamato spettro di coerenza (o semplicemente coerenza) e fornisce il grado di correlazione della frequenza del segnale in funzione della frequenza. Un punto molto importante da tenere a mente è che lo spettro di fase è significativo solo a frequenze dove la coerenza è non troppo bassa: quando la coerenza è quasi zero i due segnali non sono correlati a tale frequenza, quindi la loro differenza di fase è casuale.

La valutazione pratica del CPS procede lungo le stesse linee dello spettro di potenza: i due segnali sono divisi in M fette, moltiplicati per la finsetta di Hanning e trasformati per Fourier. Così, analogamente all'eq. 4.14, la stima a potenza incrociata che deve essere computata è

$$\hat{S}_{YX,n} = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M Y_n^{(k)} X_n^{*(k)} \quad (4.23)$$

Allo scopo di determinare il numero d'onda $k(f)$ come funzione della frequenza, è utile distinguere il caso di fenomeni caratterizzati da relazioni di dispersione deterministiche piuttosto che da un'ampia banda di relazioni di dispersione turbolenta. Nel primo caso, la quantità fluttuante $g(x, t)$ può essere rappresentata come una sovrapposizione di onde piane. Ciascuna componente, viaggiando da un sensore della sonda all'altro posto ad una distanza Δx , subisce uno shift della fase, così che

$$\hat{k}(f) = \frac{\hat{\Theta}_{12}}{\Delta x} \quad (4.24)$$

Nel caso generale di fenomeni turbolenti, una relazione ben definita tra la frequenza ed il numero d'onda non esiste. Uno dovrebbe quindi mirare a computare una funzione di densità spettrale fornendo la potenza presente nel campo fluttuante per ciascuna coppia di frequenza e numero d'onda. Per tempi e spazi continui e considerando il campo $g(x, t)$ stazionario ed omogeneo, la sua funzione di correlazione spazio-temporale

$$R(\chi, \tau) = E[g(x, t)g(x - \chi, t - \tau)] \quad (4.25)$$

dipende solo dai ritardi spaziale e temporale. Il CFT spazio-temporale di $g(x, t)$ e la sua inversa, in termini di k e la sua frequenza angolare $\omega = 2\pi f$, sono definite come

$$G(k, \omega) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} g(x, t) e^{-i(\omega t - kx)} dx dt \quad (4.26)$$

e

$$g(x, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega, k) e^{i(\omega t - kx)} dk d\omega \quad (4.27)$$

Lo spettro in numero d'onda-frequenza è l'estensione nello spazio-tempo dello spettro di potenza. Pertanto, il CFT della funzione di correlazione spazio-temporale 4.25 e la sua inversa sono

$$S(k, \omega) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} R(\chi, \tau) e^{-i(\omega\tau - k\chi)} d\chi d\tau \quad (4.28)$$

e

$$R(\chi, \tau) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} S(k, \omega) e^{i(\omega\tau - k\chi)} dk d\omega \quad (4.29)$$

Può essere dimostrato che, per scale di lunghezza (L) e tempo (T) abbastanza grandi, una appropriata stima per lo spettro di numero d'onda-frequenza è

$$\hat{S}(k, \omega) = \frac{1}{LT} E[G_{LT}(k, \omega) G_{LT}^*(k, \omega)] \quad (4.30)$$

Pertanto, nel caso che solo due punti di misura siano disponibili, la stima a due punti dello spettro di numero d'onda-frequenza usa la differenza di fase tra i due segnali come stima del numero d'onda a ciascuna frequenza. In particolare, dopo la solita divisione dei segnali $x_T(t)$ e $y_T(t)$ in M fette, richiesta per la computazione dell'ensemble medio, le DFT delle fette sono usate per costruire l'istogramma rappresentante la $S(k, f)$: per ciascuna fetta j -esima, un numero d'onda locale è computato come

$$k_n^{(j)} = \frac{\text{arg}(Y_n^{*(j)} X_n^{(j)})}{\Delta x} \quad (4.31)$$

(n è l'indice che scorre sulle frequenze). L'istogramma 2D di $S(k, f)$ è quindi incrementato alla locazione di una quantità uguale a

$$S_n^{(j)} = |Y_n^{*(j)} X_n^{(j)}| \quad (4.32)$$

che è lo spettro di potenza alla frequenza n e numero d'onda $k_n^{(j)}$. Questo è ripetuto per tutte le fette e l'istogramma risultante è diviso per M .

Tenendo in mente il teorema di Nyquist, può essere visto che il massimo numero d'onda che può essere individuato è $\pi/\Delta x$. Se valori maggiori sono presente nel sistema che viene studiato, essi daranno origine ad aliasing. Inoltre, la distanza tra le sonde deve essere abbastanza grande che la differenza di fase corrispondente alla risoluzione del numero d'onda che vogliamo ottenere sia abbastanza grande da poter essere individuata, ma, in caso di fenomeni turbolenti, deve essere minore della lunghezza di coerenza, in quanto, altrimenti, gli errori sulla fase sarebbero piuttosto ampi in una situazione a bassa coerenza.

Capitolo 5

L'analisi dei modi di Alfvén nel plasma RFX

Lo studio è stato condotto analizzando i dati raccolti in diversi shots eseguiti negli ultimi anni, in diverse condizioni di densità elettronica, corrente di plasma e tipo di plasma (principalmente idrogeno ed elio). Nella figura 5.1 è possibile osservare un esempio delle principali informazioni raccolte in un tipico shot ed utilizzate in questo studio: l'evoluzione temporale della corrente di plasma, della densità elettronica, dell'ampiezza delle oscillazioni del campo magnetico e del fattore F.

Come visto nel Capitolo 2, i modi di Alfvén osservati nell'esperimento RFX-mod possono essere divisi in due tipi: il primo tipo, composto da due modi ad alta frequenza interpretati in termini di GAE, ed il secondo tipo, composto da tre modi a frequenza più bassa e detti SAE.

Come attività preliminare, avendo individuato i modi di interesse in diversi shots, è stato effettuato un confronto tra le frequenze di tali modi e le velocità alfvéniche ricavate dai dati di densità del plasma, verificando la presenza di una correlazione e quindi l'effettivo trattarsi di modi alfvénici. Un esempio di tale confronto è presentato nell'immagine 5.3.

Una volta accertata l'alfvénicità dei modi, si è proceduto con l'analisi più approfondita dei due tipi di modi in esame.

5.1 I modi di primo tipo

Il primo tipo di modi risulta di più facile studio, trattandosi di modi localizzati nella regione più esterna e quindi più vicini ai sensori. Essi sono evidenti nel contour plot di Figura 5.3, nella quale è rappresentato lo spettrogramma di un segnale del campo poloidale rilevato dalla U-probe. I modi sono riconoscibili come bande quasi continue attorno alla frequenza 1000-1100 kHz e 1400-1500 kHz.

Tale tipo di modi è possibile osservarli anche a valori di corrente di plasma non molto alti e sono continui nel tempo. Durante la scarica la loro frequenza può variare tra 0.1 e 1.5 MHz, mantenendo i valori più elevati durante il regime di massimo della corrente di plasma.

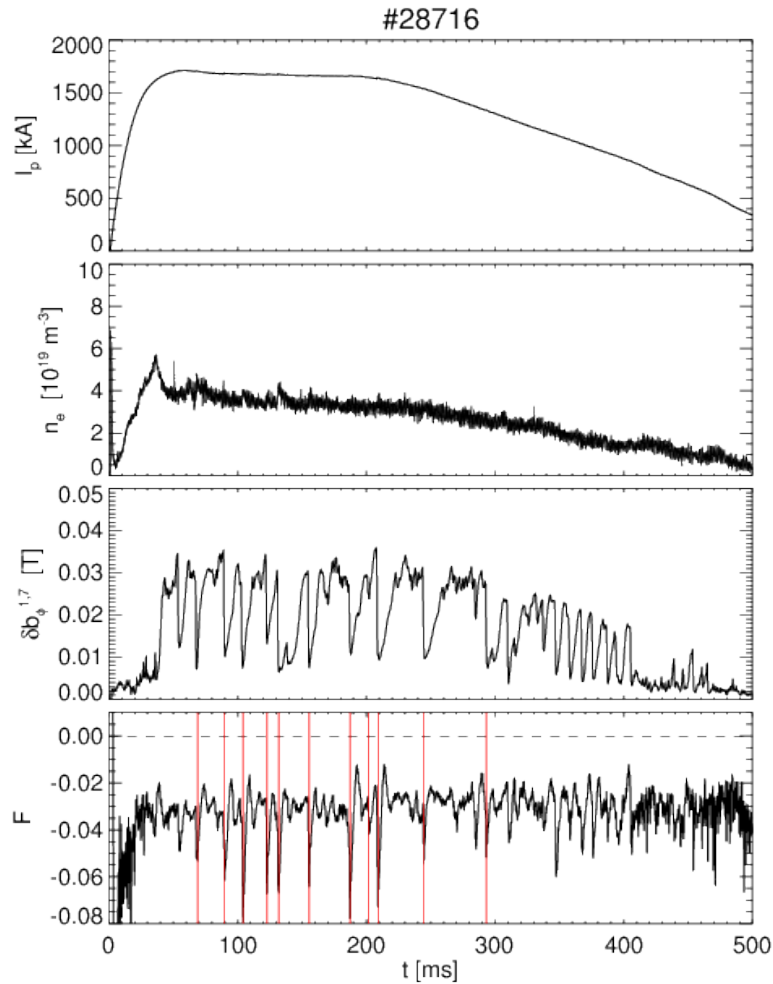


Figura 5.1: Principali dati forniti uno shot: a) L'evoluzione temporale della corrente di plasma durante la scarica, b) L'evoluzione temporale della densità elettronica, c) L'evoluzione temporale dell'ampiezza dell'oscillazione del campo magnetico toroidale relativa al modo dominante (1,7) e d) L'evoluzione temporale del fattore F. Nella figura d) sono stati evidenziati diversi eventi di riconnessione del campo magnetico, a cui corrispondono improvvise cadute nell'ampiezza del modo dominante e momentanee cadute del valore del fattore F.

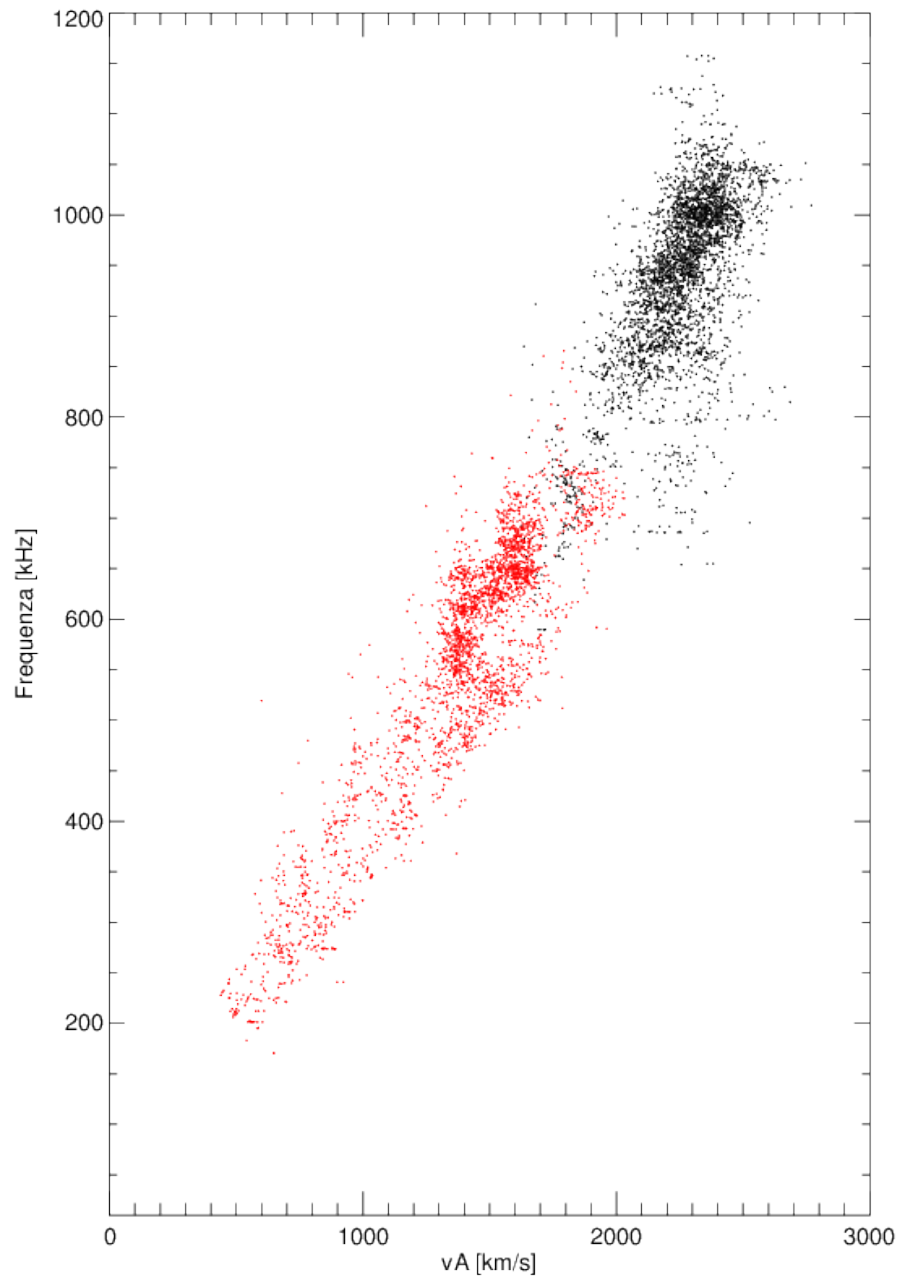


Figura 5.2: Proiezione delle frequenze del modo a più alta frequenza in funzione della velocità alfvénica per lo shot in idrogeno 28716 (nero) ed lo shot in elio 28891 (rosso).

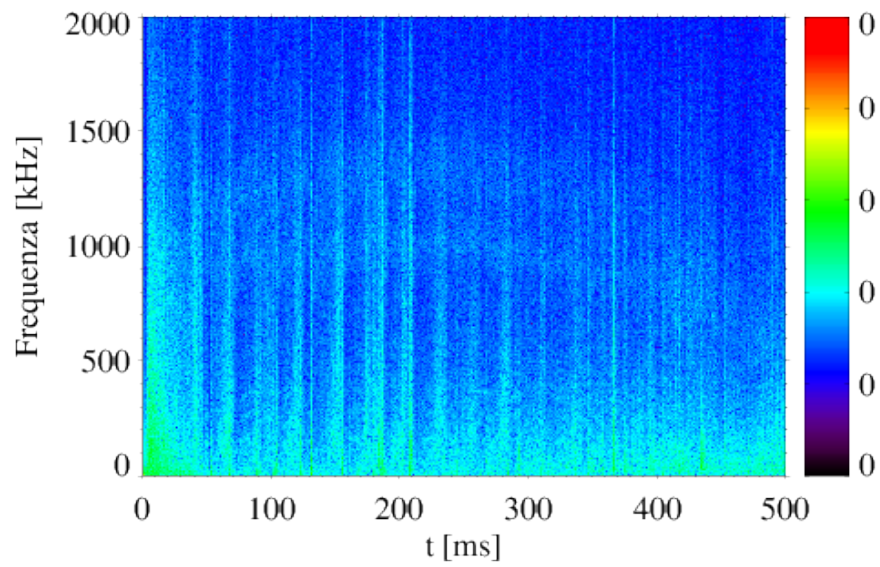


Figura 5.3: Spettrogramma in tempo e frequenza dl termine poloidale del campo dello shot 28716 in cui entrambi i tipi di modi sono particolarmente ben visibili. Il colore verde corrisponde a valori di ampiezza maggiore, il blu ad ampiezza minore.

Per cercare di stimare al meglio l'effettiva localizzazione radiale di tali modi, abbiamo provato a simulare le frequenze attese partendo dalle informazioni di densità elettronica provenienti da diverse sonde, per poi confrontare i risultati con quanto osservato tramite i dati dell'U-probe in modo da selezionare quelli che ne seguono meglio l'andamento. Tale confronto può essere visto nelle figure 5.4, 5.5 e 5.6, nelle quali sono rappresentate, rispettivamente, il particolare su un breve intervallo temporale dello stesso tipo di spettrogramma mostrato mostrato nella figura 5.3, in cui l'andamento "a dente si sega" dei due modi ad alta frequenza è meglio visibile, lo stesso spettrogramma della figura 5.4 a cui sono stati sovrapposti i valori ricavati dai dati prodotti da una corda centrale dell'interferometro, e sempre lo stesso spettrogramma della figura 5.4 a cui sono stati sovrapposti i valori ricavati dai dati prodotti da una corda di bordo.

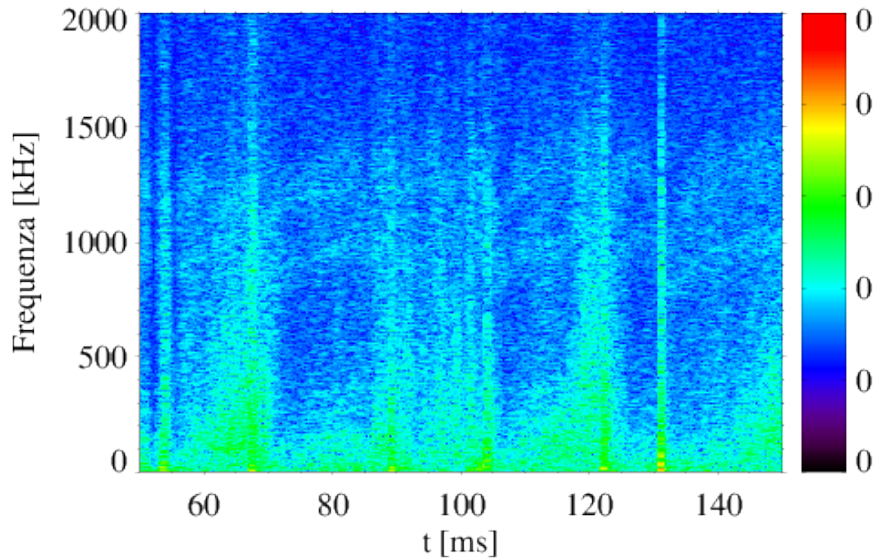


Figura 5.4: Spettrogramma in tempo e frequenza di un segnale del campo poloidale dello shot 28716 limitato ad un breve intervallo temporale, in cui l'andamento "a dente di sega" dei modi di primo tipo è più facilmente visibile.

I valori teorici sono stati ricavati ricavando la velocità di Alfvén teorica tramite la formula

$$v_A = \frac{B_p}{\sqrt{\mu_0 n_e m_i Z_{eff}}} \quad (5.1)$$

dove n_e è la densità elettronica, m_i è la massa ionica (1.6×10^{-27} kg per l'Idrogeno, il doppio per il Deuterio), lo Z_{eff} è la carica effettiva del plasma (che per il plasma RFX è stato trovato sperimentalmente assumere valori attorno a 1.5) e B_p è il campo magnetico poloidale, calcolato indirettamente tramite la corrente di plasma I_p secondo la formula

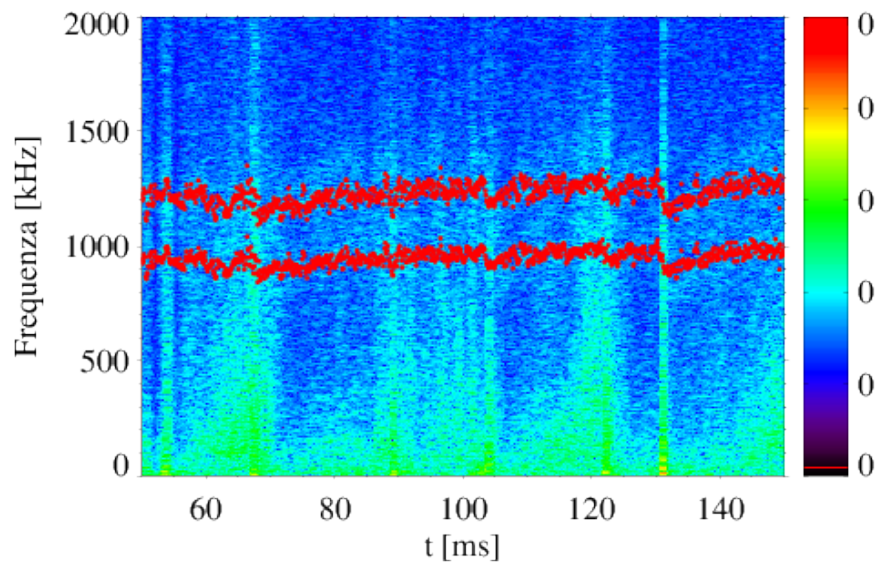


Figura 5.5: Allo spettrogramma precedente sono stati sovrapposti i valori di f_A ottenuti partendo dai dati di densità ottenuti da una corda centrale dell'interferometro. I valori così seguono l'andamento generale del modo, ma segue poco gli elementi più fini quale il comportamento "a dente di sega".

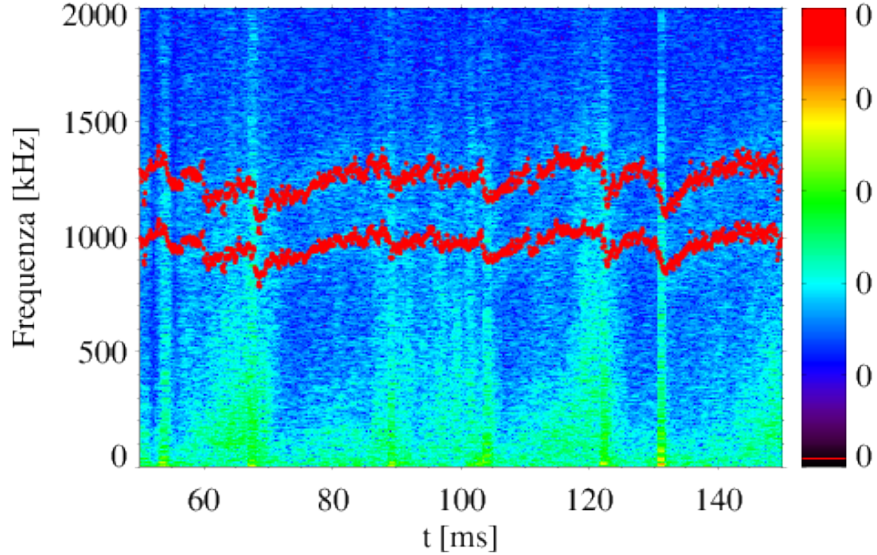


Figura 5.6: Stavolta sono stati sovrapposti i valori ottenuti utilizzando l'andamento nel tempo della densità elettronica misurata da una corda di bordo, e l'andamento è rispecchiato più fedelmente.

$$B_p = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi r} \quad (5.2)$$

Ottenuto v_A , si è ricavato la frequenza teorica f_A semplicemente moltiplicando v_A per un valore del vettore d'onda k_A adeguato.

Come è possibile vedere confrontando le figure 5.5 e 5.6, i valori ricavati dai dati della corda di bordo sono quelli che riescono a cogliere meglio l'andamento dei modi, il che mostra che si tratta di modi appartenenti ad una zona molto esterna del plasma.

Dopodichè, si è cercato di identificare al meglio i valori di numero d'onda toroidale e poloidale di tali modi. Per ottenere ciò, si ha ricavato lo spettro in numero d'onda-frequenza a vari istanti temporali per diversi shots in cui si sono manifestati tali modi tramite la tecnica a due punti. Mentre per studiare gli n si ha fatto uso dei dati raccolti in condizioni normali, utilizzando le sonde bpa01 e bpa02 (entrambe le sonde sono due bobine vicine della U-probe, il termine "p" del nome indica che si tratta della di quelle che rilevano i dati sulla componente poloidale del campo), per i valori di numero d'onda poloidale m i dati sono stati raccolti in un set di shots in cui la sonda era stata ruotata di 90° . L'immagine 5.7 mostra un esempio del processo appena descritto.

Ricavati gli spettrogrammi, sono stati selezionati gli intervalli di frequenze attorno ai quali si verificava il picco relativo ad uno dei modi studiati, dopodichè è stata eseguita una media dello spettro sui valori di frequenza selezionati, ottenendo una funzione dell'ampiezza in tale intervallo di frequenze in funzione

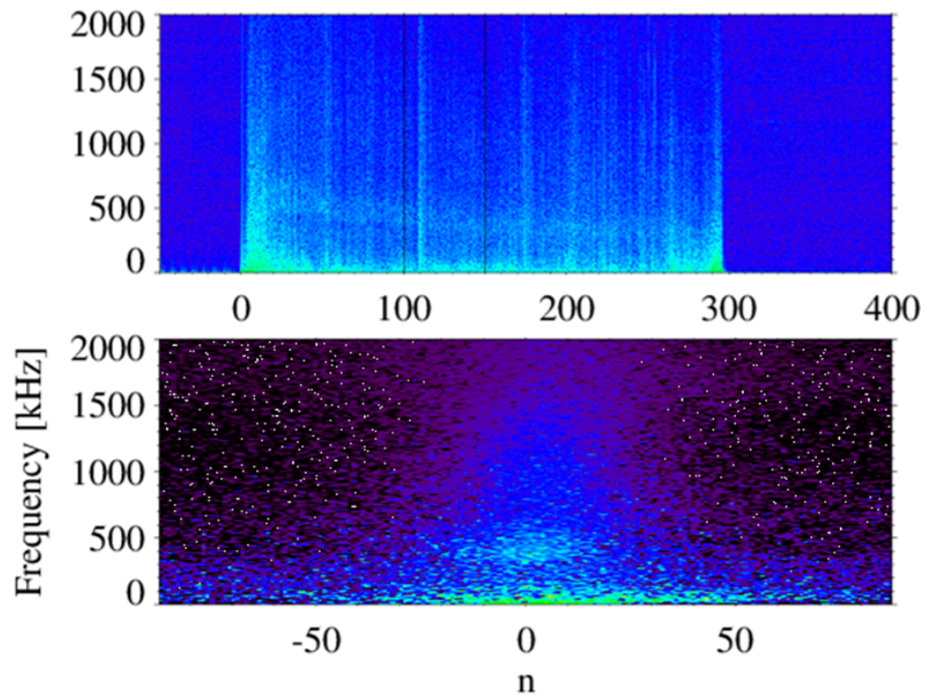


Figura 5.7: a) Sepetrogramma in frequenza e tempo e b) Spettro risolto in frequenza e numero d'onda di uno shot, calcolato a 100 ms. La "macchia" verde visibile al centro di b) corrisponde ai picchi dei due modi di primo tipo.

del numero d'onda. Infine, tramite un'interpolazione gaussiana dei dati, è stato identificato il valore di numero d'onda più favorevole.

Ripetendo il processo per numerosi istanti temporali e per diversi shots, si è cercato di ottenere un campione di dati sufficientemente ampio da poter fornire risultati significativi.

Come ci si aspettava, per entrambi i modi i valori di m hanno assunto valori con una media prossima allo 0, mentre i valori di n hanno assunto valori prossimi ad 1 (nello specifico i valori nei vari shots avevano una media lievemente inferiore ad 1). Nelle immagini 5.8 e 5.9 è possibile vedere l'istogramma della distribuzione dei valori di n ottenuti da diversi shot, rispettivamente nel modo a frequenza più bassa ed a frequenza più alta.

Curiosamente, in alcuni shots è sembrato apparire un andamento lievemente sinusoidale dei valori di n nel tempo, ma non è stato possibile chiarire in modo univoco se si sia trattato di un fenomeno reale o di un'aberrazione.

Un'altra analisi che è stata svolta sui modi di primo tipo è stato il confronto fra tali modi osservati in shots con con differenti condizioni di plasma quali la densità, il tipo di plasma (H o He) e valore di F.

Per effettuare il confronto tra shots in idrogeno e shots in elio, sono stati selezionati i casi in condizioni di densità e corrente di plasma simili, quindi è stato eseguito il confronto degli spettri in istanti in cui le condizioni di densità e corrente erano più vicine. Nell'immagine 5.10 è mostrato il confronto tra i grafici di corrente e densità di due degli shots selezionati, e nell'immagine 5.11 il confronto dei loro spettri. Il confronto permette di notare chiaramente lo spostamento delle frequenze a cui si manifestano i modi nei due casi, dovuto al differenze $Z_e f f$ dei due mezzi.

Un confronto simile è stato eseguito su due shots, entrambi in idrogeno, con correnti di plasma simili ma differenti densità elettroniche, in modo da evidenziare l'effetto della densità elettronica sulla frequenza dei modi. Nell'immagine 5.12 è nuovamente mostrato il confronto tra i grafici di corrente e densità di due degli shots selezionati, e nell'immagine 5.13 il confronto dei loro spettri. Come visibile dal confronto, lo shot con densità minore presenta picchi meno pronunciati ma a frequenze superiori.

Un ulteriore confronto è stato svolto tra casi aventi F shallow ed F profondo. Le immagini 5.14 e 5.15 mostrano il confronto tra due coppie shots, la prima coppia composta da uno shot ad F shallow ed uno shot a F profondo, la seconda coppia composta da uno shot a F profondo ed uno shot a profondità normale. In entrambe le immagini il grafico a) rappresenta il confronto tra le correnti di plasma dei due shots, il grafico b) il confronto tra le densità elettroniche, il grafico c) il confronto tra i loro valori di F, i grafici d) il confronto tra le frequenze del loro modo a più bassa frequenza ed e) mostra il confronto tra l'area integrale dei picchi relativi a tale modo.

Il confronto tra il comportamento dei modi nei due tipi di shots (ad F shallow e profondo) è stato condotto individuando le frequenze e le dimensioni dei picchi nello spettro delle frequenze per i modi analizzati e successivamente confrontando il loro andamento nel tempo nei due casi. Tali valori sono stati ricavati effettuando lo spettrogramma logaritmico nello spazio delle frequenze su un singolo istante temporale, ripetendo il processo per diversi istanti temporali, ed eseguendo quindi un fit gaussiano sui picchi ottenendo così i valori del centroide (frequenza del picco) e dell'area (dimensione del picco).

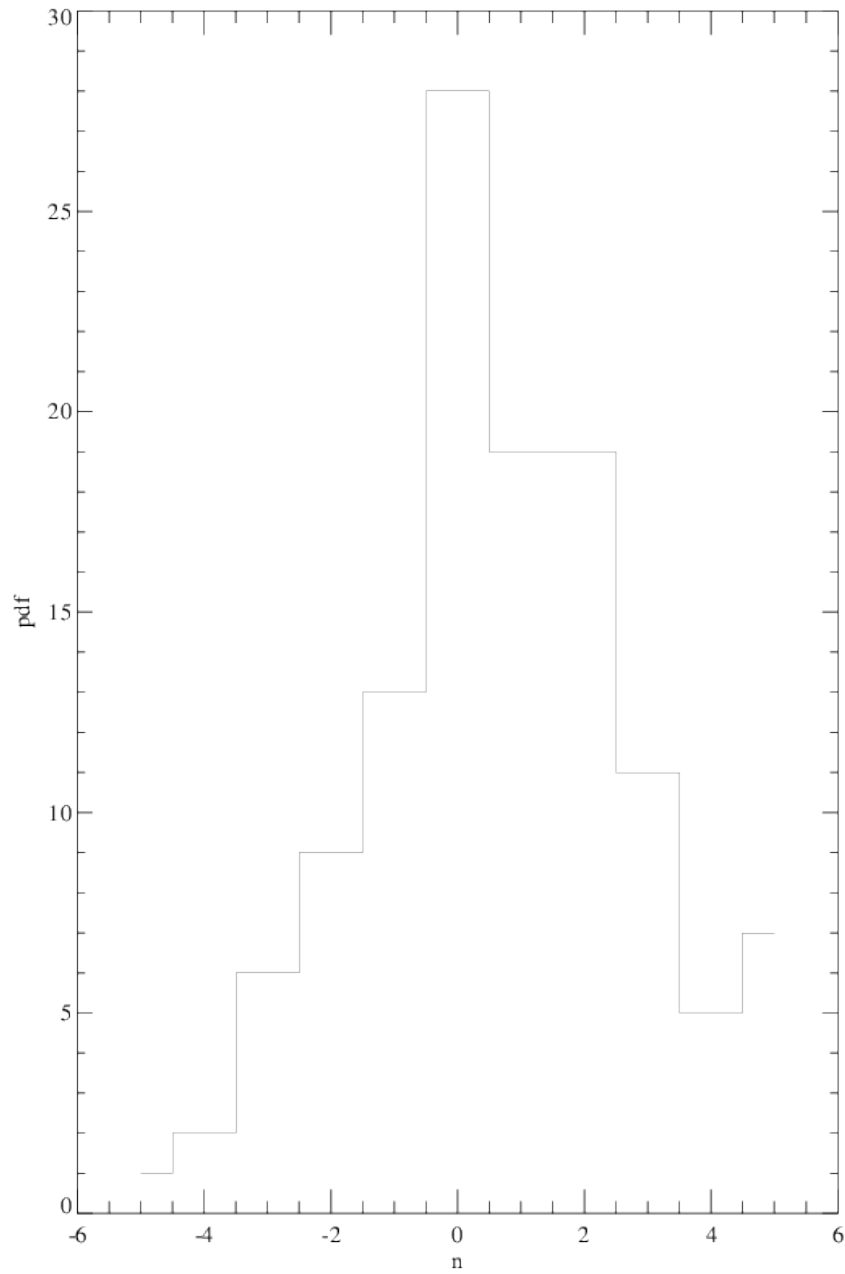


Figura 5.8: Distribuzione dei valori di n ottenuti per il picco a frequenza minore.

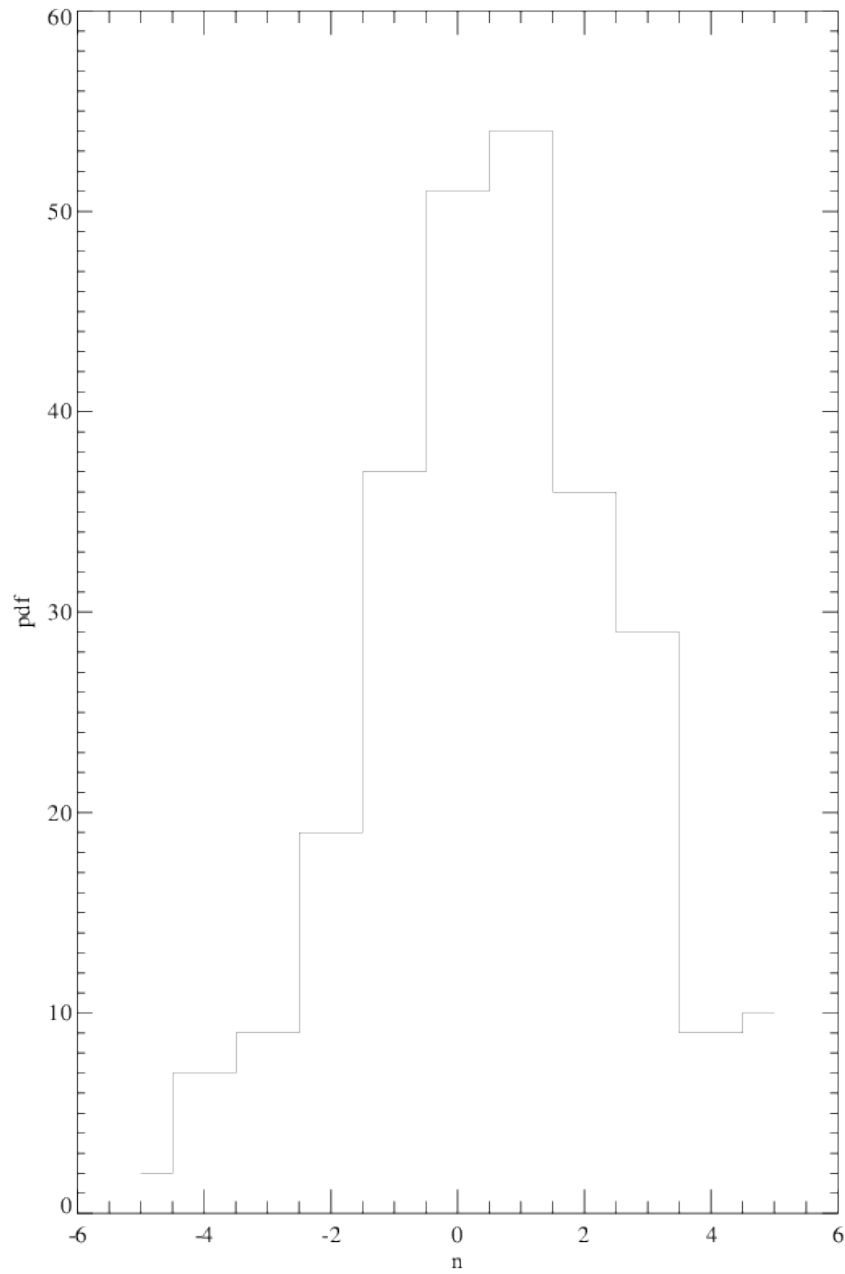


Figura 5.9: Distribuzione dei valori di n ottenuti per picco a frequenza maggiore.

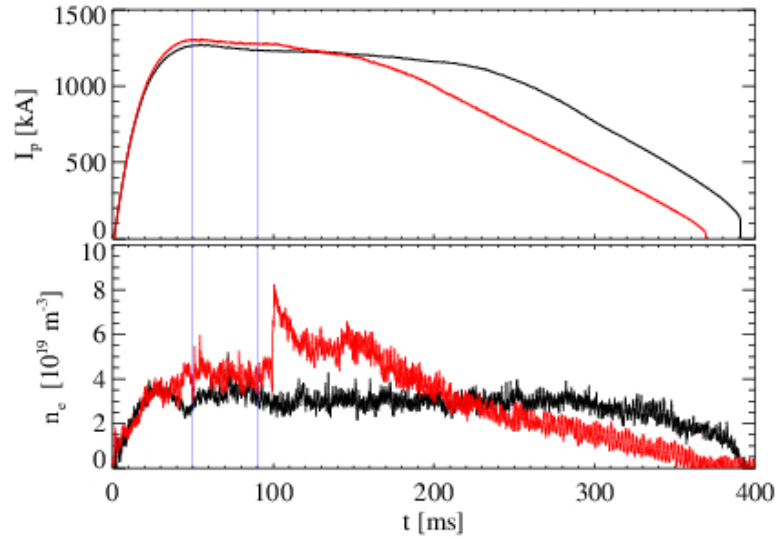


Figura 5.10: Confronto tra la corrente di plasma (immagine a) e la densità elettronica (immagine b) dello shot 28823 in elio (nero) e lo shot 30904 in idrogeno (rosso). L'intervallo temporale evidenziato corrisponde a quello in cui è stato svolto il confronto degli spettri.

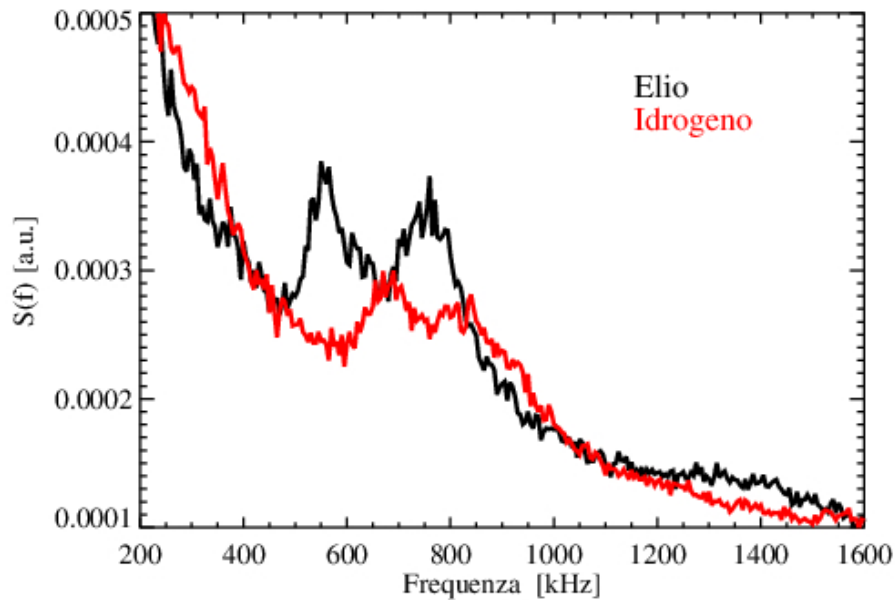


Figura 5.11: Confronto tra gli spettri mediati sull'intervallo temporale tra $t=50$ ms e $t=90$ ms degli shot 28223 (He, nero) e 30904 (H, rosso).

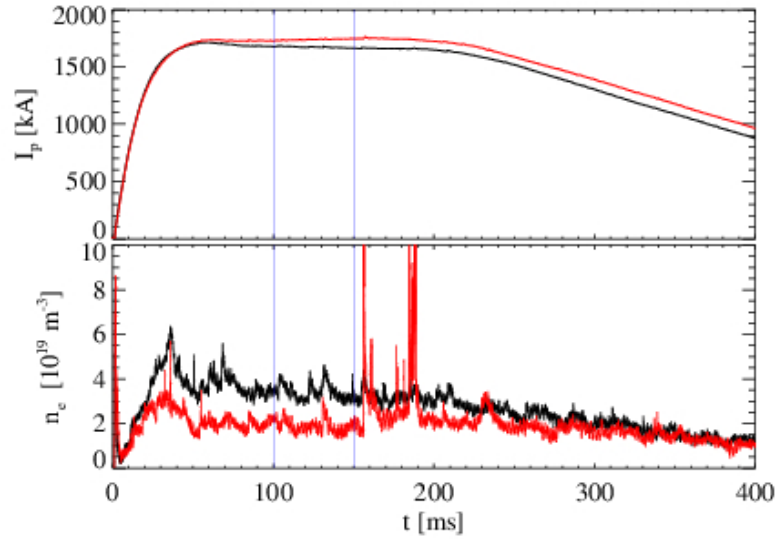


Figura 5.12: Confronto tra la corrente di plasma (immagine a) e la densità elettronica (immagine b) dello shot 28716 (nero), avente densità maggiore, e lo shot 28837 (rosso) avente densità minore. L'intervallo temporale evidenziato corrisponde a quello in cui è stato svolto il confronto degli spettri.

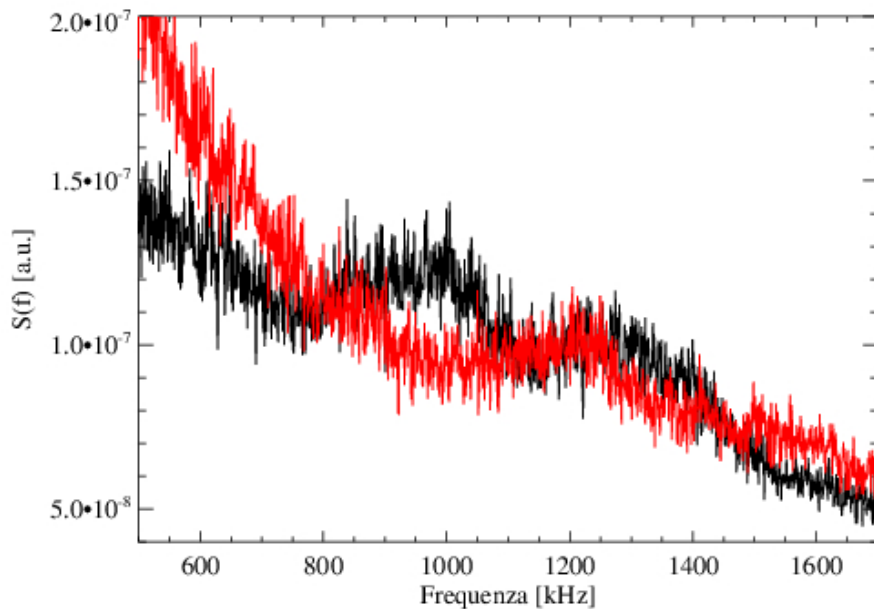


Figura 5.13: Confronto tra gli spettri mediati sull'intervallo temporale tra $t=100$ ms e $t=150$ ms degli shot 28716 (nero) e 28837 (rosso).

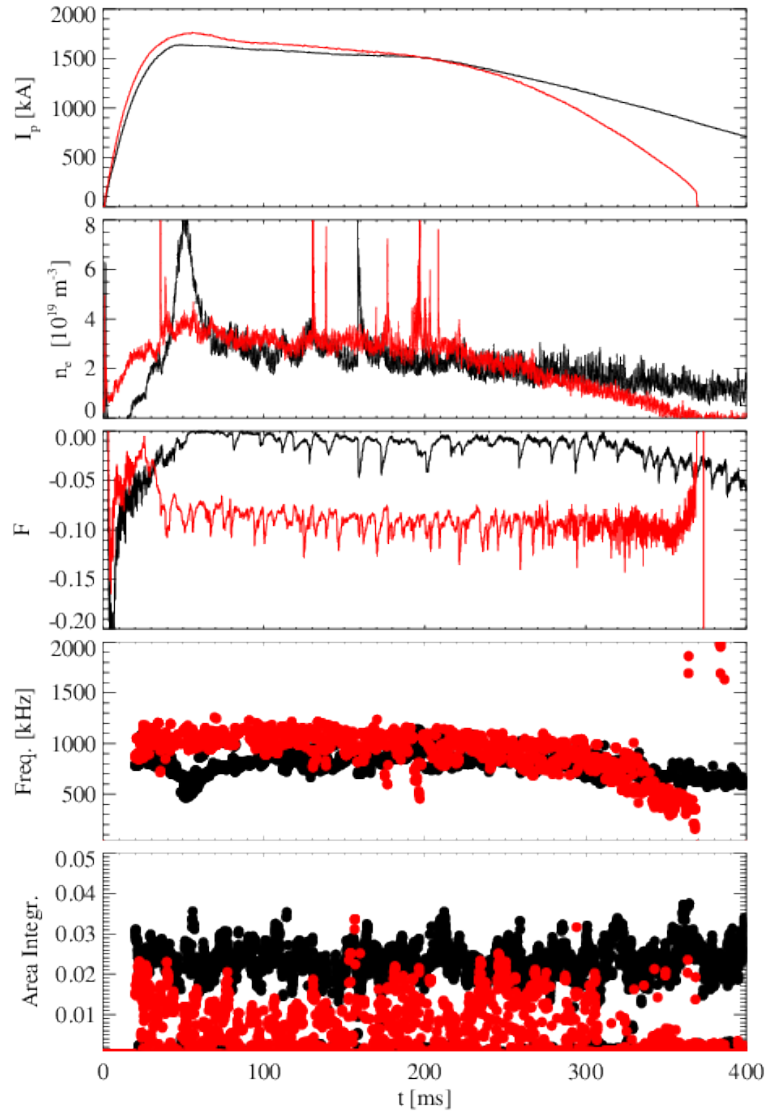


Figura 5.14: a) Confronto tra le correnti di plasma in funzione del tempo degli shots 28171 (nero) e 29324 (rosso). b) confronto tra le densità elettroniche in funzione del tempo degli stessi shots. c) Confronto del fattore F in funzione del tempo. d) Confronto tra le frequenze del primo picco. e) Confronto tra le dimensioni (esprese come integrali dell'area) del primo picco.

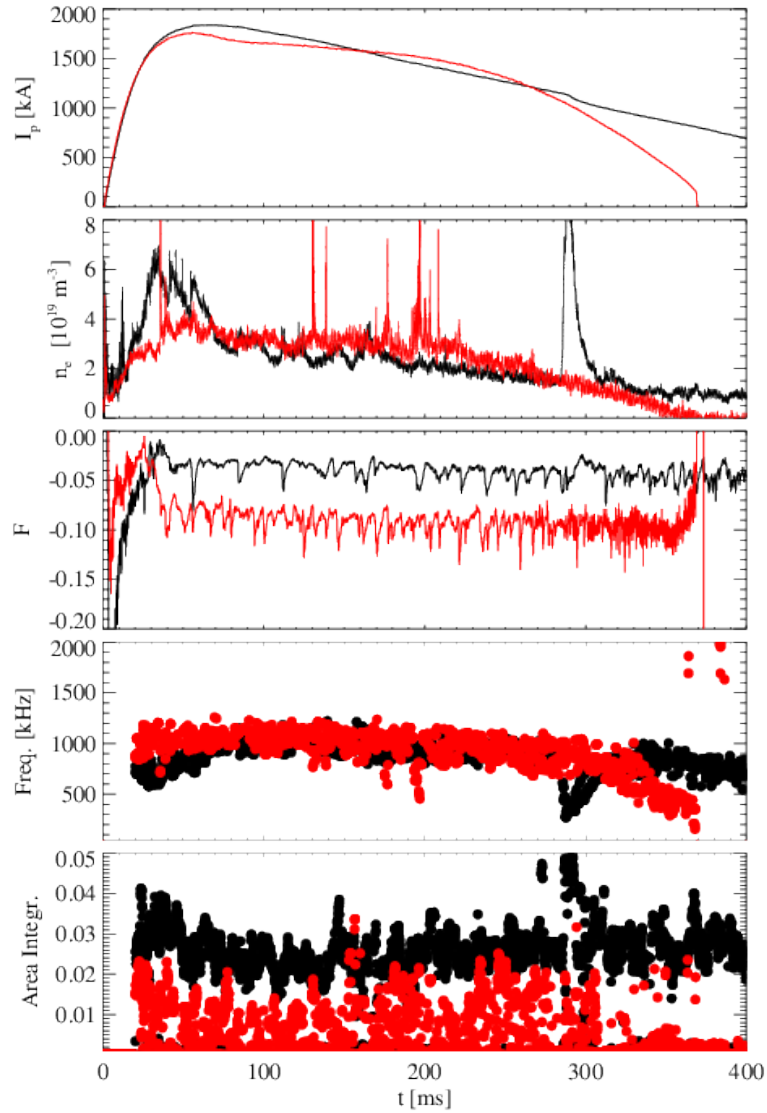


Figura 5.15: a) Confronto tra le correnti di plasma in funzione del tempo degli shots 28020 (nero) e 29324 (rosso). b) confronto tra le densità elettroniche in funzione del tempo degli stessi shots. c) Confronto del fattore F in funzione del tempo. d) Confronto tra le frequenze del primo picco. e) Confronto tra le dimensioni (esprese come integrali dell'area) del primo picco.

Come è facile vedere dalle immagini 5.14d e 5.15d, il confronto non ha mostrato differenze sufficientemente significative tra i valori ad F shallow ed F profondo.

Nelle immagini 5.14e e 5.15e, invece, sembrerebbe che i valori ad F profondo siano caratterizzati da valori sistematicamente minori per la dimensione dei picchi. Purtroppo, data la selettività delle condizioni necessarie per eseguire questo tipo di confronto, non è stato possibile nell'arco di questo studio individuare altri shots all'infuori dei tre precedentemente citati su cui fosse possibile effettuarlo in modo significativo.

5.2 I modi di secondo tipo

Il secondo tipo di modi sono di più difficile analisi, trattandosi di modi più interni e quindi meno direttamente accessibili per le sonde. Questo tipo di modi è composto da tre modi a frequenza più bassa, solitamente inferiore ai 600 kHz e che sono stati osservati solo ad alti valori di I_p . Il loro andamento risulta intermittente nel tempo, ma la frequenza a cui tali modi si manifestano resta costante per tutta la durata della scarica. L'intermittenza sembra legata a fenomeni di riconnessione del campo magnetico, che avvengono periodicamente durante la scarica, ed in particolare si manifestano solo durante gli stati SHAx. Nella figura 5.16 è possibile osservare lo spettrogramma in tempo e frequenza di uno shot in cui tali modi sono particolarmente ben visibili. Allo spettrogramma è stata sovrapposta l'ampiezza del modo dominante $m/n = 1/ - 7$, in modo da evidenziare la transizione spontanea agli stati SHAx ed il suo effetto nella comparsa dei modi.

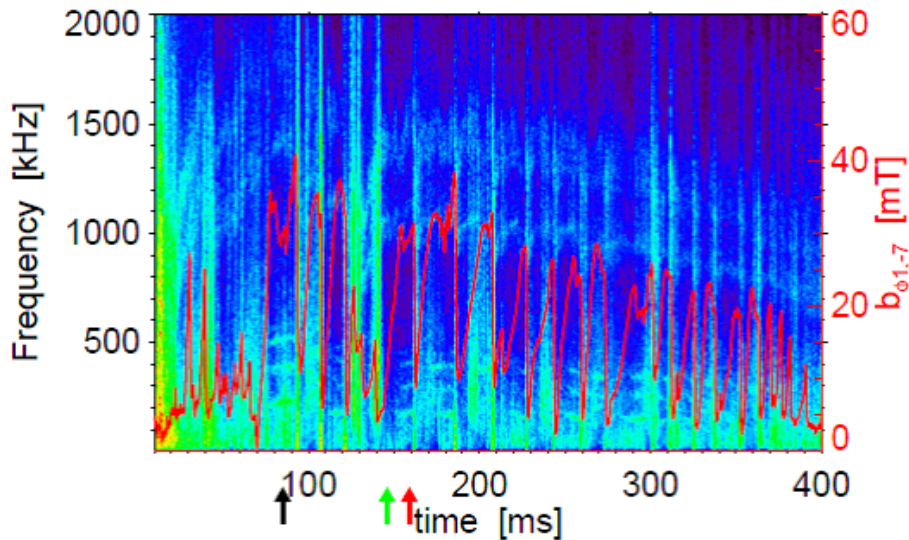


Figura 5.16: Spettrogramma in tempo e frequenza del segnale \dot{b}_p dello shot 30856 e ampiezza (linea rossa) del modo dominante $m/n = 1/ - 7$ (il cui asse y è sul lato destro). Le tre frecce colorate si riferiscono agli istanti temporali del campionamento effettuato nella prossima figura.

La differenza di comportamento dei modi di secondo tipo e dei modi di primo tipo può essere ulteriormente apprezzata tramite un confronto degli spettri di potenza campionati a diversi istanti temporali, come mostrato nella figura 5.17: in tale figura è immediatamente visibile come, nonostante i modi di primo tipo si manifestino chiaramente in tutti gli istanti temporali, i modi di secondo tipo non sono presenti dal di fuori degli stati SHAx.

Questo fenomeno risulta più chiaro effettuando un'analisi più approfondita degli eventi di riconnessione, già evidenziati nella figura 5.1d. In particolare, come può essere osservato in figura 5.18, ottenuta effettuando una media dello spettro su diversi eventi riconnettivi riscontrati in diversi shot in simili condizioni di intensità di corrente, densità elettronica e valore di F, mentre durante l'evento

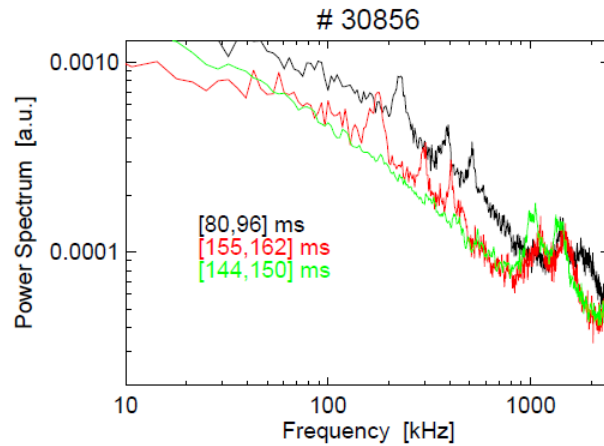


Figura 5.17: Spettro di potenza di un segnale \dot{b}_p valutato durante gli istanti temporali evidenziati nella figura 5.15: le linee rossa e nera si riferiscono a stati SHAx, quella verde ad uno stato asimmetrico.

riconnettivo vi è un improvviso aumento della caoticità del plasma che rende impossibile l'osservazione di qualunque modo in tali istanti, i modi a bassa frequenza sono visibili solo prima dell'evento e non dopo. Questo è dovuto al fatto che gli stati SHAx in cui si manifestano i modi di secondo tipo si verificano solo quando l'ampiezza del modo dominante (1,7) è elevata, ed a seguito della riconnessione vi è una forte diminuzione in tale ampiezza, come osservabile in figura 5.19a.

Durante il corso di questo studio, si è tentato anche di identificare il valore di n in tali modi in modo analogo a quanto fatto nella sezione precedente per i modi di primo tipo, ma effettuando lo spettrogramma nelle frequenze mediandolo su intervalli temporali selezionati, invece che effettuandolo su singoli istanti. Purtroppo, la scarsità di shots in cui tali modi siano presenti in modo sufficientemente marcato e l'interferenza causata da altri tipi di segnali a frequenza simile ha reso tale analisi ancora più difficile della precedente. Su più di 70 shots esaminati, solo in 4 casi il programma utilizzato è riuscito ad identificare correttamente uno o più picchi, ed i valori di n così ottenuti oscillano tra $n = 4$ e $n = 15$.

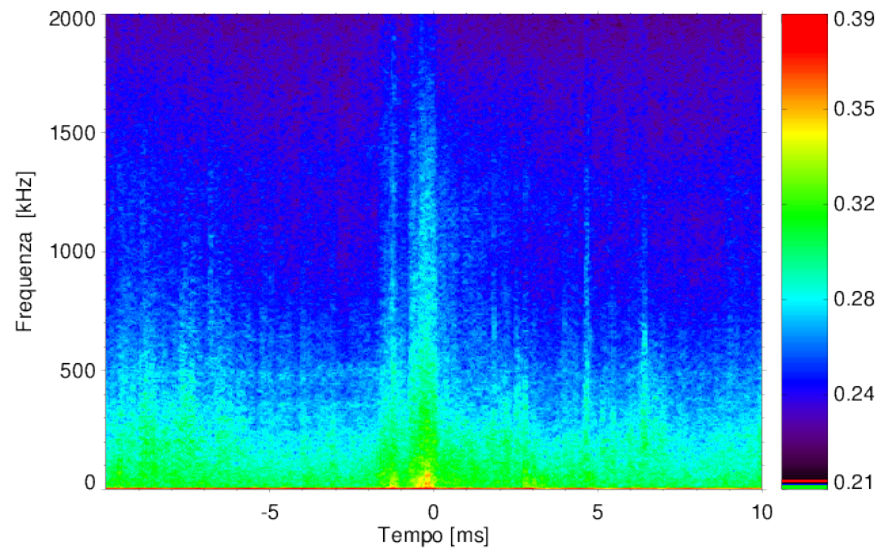


Figura 5.18: Spettrogramma in tempo e frequenza centrato attorno all'istante in cui avviene una riconnessione. Lo spettrogramma è stato ottenuto mediando su vari eventi presi da diversi shots.

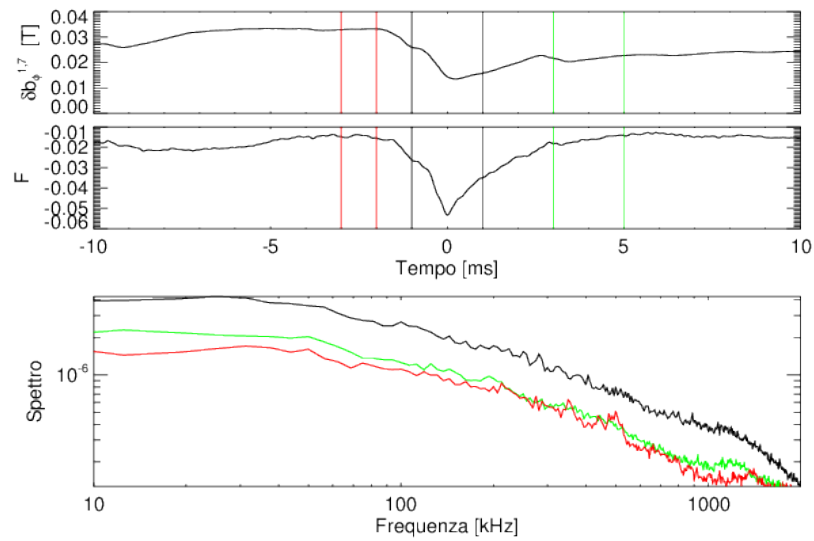


Figura 5.19: a) Ampiezza del modo dominante (1,7) in funzione del tempo attorno ad un evento di riconnessione. Il grafico è stato ottenuto mediando su vari eventi presi da diversi shots. b) Andamento del valore F in funzione del tempo attorno ad un evento di riconnessione. Il grafico è stato ottenuto mediando su vari eventi presi da diversi shots. c) Spettro in funzione della frequenza raccolto su diversi intervalli temporali. Lo spettro in rosso corrisponde al periodo che precede la riconnessione, lo spettro in nero al periodo che corrisponde alla riconnessione e lo spettro in verde al periodo successivo. Tali intervalli temporali sono stati evidenziati nella figura a e b.

Conclusioni

Il fenomeno di trasporto fornito dalle onde di Alfvén si ritiene possa ricoprire un ruolo importante nella propagazione del calore dal centro dei plasmi da fusione verso i loro bordi con conseguente degradazione del loro confinamento. Pertanto risulta essere estremamente importante comprendere e caratterizzare gli effetti di tali onde.

Le onde di Alfvén sono caratterizzate da uno spettro continuo di frequenze ed alcune soluzioni discrete che costituiscono i modi di Alfvén (Alfvén eigenmodes). La teoria di stabilità ideale in MHD mostra che il plasma può supportare tre differenti tipi di onde stabili: le onde di Alfvén di taglio (Shear Alfvén Waves, SAW), le onde di Alfvén compressionali (Compressional Alfvén Waves, CAW, a volte chiamate onde magnetosoniche veloci) e le onde sonore (Sound Waves, SW, a volte chiamate onde magnetosoniche lente) [11] [7].

Nel sistema RFX-mod sono state misurate, per mezzo della U-probe, fluttuazioni magnetiche riconducibili ai modi di Alfvén appartenenti all'intervallo $0.1 \div 1.2 MHz$. Poichè nel RFX-mod non si fa uso di iniettori di neutri (il riscaldamento è puramente ohmico) nè vi è produzione di particelle α energetiche, l'origine di tali modi non è attribuibile all'Inverse Landau Damping, e si sospetta quindi sia dovuta ad eventi riconnettivi. In particolare i modi osservati si possono dividere in due tipi:

- il primo tipo consiste in due modi distinti, entrambi caratterizzati da bassa periodicità poloidale e toroidale, e sono visibili per tutta la durata della scarica. Le osservazioni strumentali suggeriscono un'interpretazione di questi modi in termini di Global Alfvén Eigenmodes (GAE). Un articolo a questo proposito è stato pubblicato da Nuclear Fusion nel 2011 [15].

- il secondo tipo appare solo durante le fasi in cui il plasma assume un equilibrio elicoidale, detto stato a Singolo Asse Elicoidale (SAE). Altre analisi sono necessarie per capire la causa che induce questo tipo di modi alfvénici.

Nel corso di questo studio, è stata verificata la dipendenza dalla velocità di Alfvén dei modi osservati, la dipendenza delle loro frequenze dalla densità e dal tipo di plasma utilizzato e l'influenza del fattore F sulle caratteristiche di tali modi, è stata effettuata una stima della posizione all'interno del plasma dei modi più esterni e si è cercato di effettuare una stima più precisa possibile dei valori dei numeri d'onda n ed m dei diversi tipi di modi osservati.

Bibliografia

- [1] www.igi.pd.cnr.it
- [2] D.A. Gurnett and A. Bhattacharjee. **Introduction to Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications**. Cambridge University press, 2005.
- [3] R.J. Goldston and P.H. Rutherford. **Introduction to Plasma Physics**. Institute of Physics Publishing, 1995.
- [4] A. Intravaia, L. Marrelli, P. Martin, R. Pasqualotto, P. Franz, A. Murari, and G. Spizzo *et al.* **Scaling of Local Core Transport with Lundquist Number in the Reversed Field Pinch**. *Phys. Rev. Lett.*, 83:5499-5502, 1999.
- [5] T.J.M. Boyd and J.J. Sanderson. **The Physics of Plasmas**. Cambridge University Press, 2003.
- [6] A.A. Choudhuri. **The physics of fluids and plasmas**. Cambridge University Press, 1981.
- [7] J. Friedberg. **Plasma Physics and Fusion Energy**. Cambridge University Press, 2007.
- [8] D. Fasel and M.Q. Train. **Availability of lithium in the context of future D-T fusion reactors**. Technical report, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association EURATOM-Confédération Suisse, 2005.
- [9] J. Wesson. **Tokamaks**. Clarendon Press - Oxford, 2004.
- [10] H. Alfvén. **Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves**. *Nature*, 150:405-406, 1942.
- [11] N.F. Cramer. **The physics of Alfvén waves**. Wiley-VCH, 2001.
- [12] G. Vlad, F. Zonca, and S. Briguglio. **Dynamics of Alfvén waves in tokamaks**. *La rivista del Nuovo Cimento*, 22:1-97, 1999.
- [13] W. Heidbrink, **Physics of Plasmas**. 15, 055501, 2008.
- [14] K. Wong, **Plasma Physics and Controlled Fusion**. 41, R1, 1999.

- [15] S. Spagnolo, M. Zuin, F. Auriemma, R. Cavazzana, E. Martines, M. Spolaore, and N. Vianello. **Alfvén eigenmodes in the RFX-mod reversed-field pinch plasma.** *Nucl. Fusion*, 51:083038, 2011.
- [16] H.A.B. Bodin. **The Reversed Field Pinch.** *Nucl. Fusion*, 30:1717-1737, 1990.
- [17] D.C. Robinson and R.E. King. **Pinch and Tokamak confinement devices.** In *Plasma physics and nuclear fusion research*, volume 1, pagina 263, 1969. Proc. 3rd Int. Conf. Novosibirsk, 1968, IAEA, Vienna.
- [18] J.B. Taylor. **Relaxation of Toroidal Plasma and Generation of Reverse Magnetic Fields.** *Phys. Rev. Lett.*, 33:1139-1141, 1974.
- [19] J.B. Taylor. **Relaxation and magnetic reconnection in plasmas.** *Phys. Rev. Lett.*, 58:741-763, 1986.
- [20] L. Woltjer. **A theorem on force-free magnetic fields.** *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 44:489-491, 1958.
- [21] M.G. Rusbridge. **The relationship between the 'tangled discharge' and 'dynamo' models of the magnetic relaxation process.** *Plasma Phys. Contr. Fus.*, 33:1381, 1991.
- [22] Zeldovich Y.B., A.A. Ruzmaikin, and D.D. Sokoloff. **Magnetic fields in Astrophysics.** Gordon&Breach-New York, 1993.
- [23] E.N. Parker. **Hydromagnetic dynamo models.** *Astrophysical Journal*, 122:293-314, 1995.
- [24] M. Steenbeck and F. Krause and K.H. Rädler. **Berechnung der mittleren Lorentz-Feldstärke $v \times B$ für ein elektrisch leitendes Medium in turbulenter, durch Coriolis-Kräfte beeinflusster Bewegung.** *Zeitschrift für Naturforschung*, 21a:369-376, 1996.
- [25] S. Cappello and D. Biskamp. **Reconnection processes and scaling laws in reversed field pinch magnetohydrodynamics.** *Nucl. Fusion*, 36:571-581, 1996.
- [26] S. Cappello and R. Paccagnella. **Nonlinear plasma evolution and sustaintment in the reversed field pinch.** *Phys. Fluids B*, 4:611-618, 1992.
- [27] J.M. Finn, R. Nebel, and C. Bathke. **Single and multiple helicity ohmic states in reversed field pinches.** *Phys. Fluids B*, 4:1262-1279, 1992.
- [28] E. Martines and S. Spagnolo. **One-dimensional simulations of reversed field pinch discharges.** *Phys. Plasmas*, 15:122506, 2008.
- [29] S.C. Prager, A.F. Almagri, S. Assadi, J.A. Beckstead, R.N. Dexter, and D.J. Den Hartog *et al.* **First Results from the Madison Symmetric Torus Reversed Field Pinch.** *Phys. Fluids B*, 2:1367-1371, 1990.
- [30] V. Antoni, P. Martin, and S. Ortolani. **Experimental evidence of on axis q oscillations in Eta Beta II.** *Plasma Phys. Control. Fusion*, 29:279-285, 1987.

- [31] P. Sonato, G. Chitarin, P. Zaccaria, F. Gnesotto, S. Ortolani, A. Buffa, M. Bagatin, W.R. Baker, S. Dal Bello, P. Fiorentin, L. Grandò, G. Marchiori, D. Marcuzzi, A. Masiello, S. Peruzzo, N. Pomaro, and G. Serianni. **Machine modification for active MHD control in RFX**. *Fusion Engineering and Design*, 66:161-168, 2003.
- [32] www.cnr.it
- [33] www.enea.it
- [34] www.unipd.it
- [35] www.infn.it
- [36] www acciaierievenete.com
- [37] F. Gnesotto, P. Sonato, W.R. Baker, A. Doria, F. Elio, M. Fauri, P. Fionentin, G. Marchiori, and G. Zollino. **The plasma system of RFX**. *Fusion Engineering and Design*, 25:335-372, 1995.
- [38] P. Zanca, L. Marrelli, G. Manduchi, and G. Marchiori. **Beyond the intelligent shell concept: the clean-mode-control**. *Nucl. Fusion*, 47:1425-1436, 2007.
- [39] R. Lorenzini, E. Martines, P. Piovesan, D. Terranova, P. Zanca, and M. Zuin *et al.* **Self-organized helical equilibria as a new paradigm for ohmically heated fusion plasmas**. *Nature Physics*, 5:570-574, 2009.
- [40] P. Martin. **Magnetic and thermal relaxation in the RFP**. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 41:A247-A255, 1999.
- [41] D.F. Escande, P. Martin, S. Ortolani, A. Buffa, P. Franz, L. Marrelli, E. Martines, G. Spizzo, S. Cappello, A. Murari, R. Pasqualotto, and P. Zanca. **Quasi-single-helicity reversed-field-pinch plasmas**. *Phys. Rev. Lett.*, 85:1662-1665, 2000.
- [42] P. Innocente, A. Alfier, L. Carraro, R. Lorenzini, R. Pasqualotto, D. Terranova, and the RFX team. **Transport and confinement studies in the RFX-mod reversed-field pinch experiment**. *Nucl. Fusion*, 47:1092-1100, 2007.
- [43] E. Martines, R. Lorenzini, B. Momo, S. Munaretto, P. Innocente, and M. Spolaore. **The plasma boundary in single helical axis RFP plasmas**. *Nucl. Fusion*, 50:0350144, 2010.
- [44] S. Ortolani and D.D. Schnack. **Magnetohydrodynamics of Plasma Relaxation**. World Scientific, Singapore, 1993.
- [45] N. Vianello and E. Martines *et al.* **Transport mechanism in the outer region of RFX-mod**. *Nucl. Fusion*, 49:045008, 2009.
- [46] G. De Masi, M. Spolaore, R. Cavazzana, P. Innocente, R. Lorenzini, E. Martines, B. Momo, S. Munaretto, G. Serianni, S. Spagnolo, D. Terranova, N. Vianello, and M. Zuin. **Flow Measurements in the Edge Region of the RFX-mod Experiment**. *Contrib. Plasma Phys.*, 50:824-829, 2010.

- [47] M. Spolaore, G. De Masi, N. Vianello, M. Agostini, D. Bonfiglio, R. Cavazzana, R. Lorenzini, E. Martines, B. Momo, P. Scarin, G. Serianni, S. Spagnolo, and M. Zuin. **Parallel and perpendicular flows in the RFX-mod edge region.** *Journal of Nuclear Materials*, 415:437-442, 2011.
- [48] I.H. Hutchinson. **Principles of plasma Diagnostics - Second Edition.** Cambridge University Press, 2002.
- [49] R. Cavazzana, P. Scarin; G. Serianni, M. Agostini, F. Degli Agostini, V. Cervaro, and L. Lotto. **Optical and electrical diagnostics for the investigation of edge turbulence in fusion plasmas.** *Review of Scientific Instruments*, 75:4152-4154, 2004.
- [50] G. Serianni, T. Bolzonella, R. Cavazzana, G. Marchiori, N. Pomaro, L. Lotto, M. Monari, and C. Taliercio. **Development, tests, and data acquisition of the integrated system of internal sensors for RFX.** *Review of Scientific Instruments*, 75:4338-4340, 2004..
- [51] G. Serianni, W. Baker, and S. Dal Bello. **High-spatial resolution edge electrostatic probe system for RFX.** *Review of Scientific Instruments*, 74:1558-1562, 2003.
- [52] T. Bolzonella, N. Pomaro, G. Serianni, and D. Marcuzzi. **New wide bandwidth in-vessel magnetic measurement system for RFX.** *Review of Scientific Instruments*, 74:1554-1557, 2003
- [53] A. Alfier and R. Pasqualotto. **New Thomson scattering diagnostic on RFX-mod.** *Review of Scientific Instruments*, 78:013505, 2007.
- [54] D. Gregoratto, L. Garzotti, P. Innocente, S. Martini, and A. Canton. **Behaviour of electron density profiles and particle transport analysis in the RFX reversed field pinch.** *Nucl. Fusion*, 38:1199-1213, 1998.
- [55] R. Paccagnella. **Linear magnetohydrodynamic stability in reversed field pinch with distant and multiple resistive walls.** *Nucl. Fusion*, 38:1067-1081, 1998.
- [56] P. Zanca and D. Terranova. **Reconstruction of the magnetic perturbation in a toroidal reversed field pinch.** *Plasma Phys. Control Fusion*, 46:1115, 2004.
- [57] E. Martines, R. Lorenzini, B. Momo, D. Terranova, P. Zanca, A. Alfier, F. Bonomo, A. Canton, A. Fassina, P. Franz, and P. Innocente. **Equilibrium reconstruction for Single Helical Axis reversed field pinch plasmas.** *Plasma Phys. Control. Fusion*, 53:035015, 2011.
- [58] L. Garzotti, P. Innocente, S. Martini, A. Reggiori, and G.B. Daminelli. **Noncryogenic pellet injector for diagnostic purposes on the RFX reversed field pinch.** *Review of Scientific Instruments*, 70:939-942, 1999.
- [59] W. Baker, L. Garzotti, P. Innocente, S. Martini, S. Vitturi, P. Zaccaria, J. Bundgaard, B. Sass, and H. Sorensen. **Multishot pellet injection system for RFX.** In *Fusion Engineering, 1995. SOFE '95. 'Seeking a New Energy Era', 16th IEEE/NPSS Symposium*, volume 2, pagine 1570-1573, 1995.

- [60] M. Zuin, W. Schneider, A. Barzon, R. Cavazzana, P. Franz, E. Martines, M.E. Puiatti, P. Scarin, and E. Zampiva. **Ion temperature measurements by means of a neutral particle analyzer in RFX-mod plasmas.** In *Proceedings of 38th European Physical Society, Strasbourg, France, 27th June - 1st July*, volume PD2.10, 2011.
- [61] S. Bendat and A.G. Piersol. **Random Data.** Wiley, New York, 2000.
- [62] J.M. Beall, Y.C. Kim, and E.J. Powers. **Estimation of wavenumber and frequency spectra using fixed probe pairs.** *J. Appl. Phys.*, 53:3933-3940, 1982.