



Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia
“Galileo Galilei”

Corso di Laurea Magistrale in Fisica

**Studio dei processi di
riconnesione magnetica in plasmi
di interesse termionucleare**

Tesi di laurea

Luigi Cordaro

Relatore

Dott. Emilio Martines

Correlatore

Dott. Matteo Zuin

A.A. 2013-2014

Introduzione

Il lavoro di tesi sperimentale qui descritto è stato condotto presso il Consorzio RFX di Padova, dove è in funzione RFX-mod, il più grande esperimento di fisica dei plasmi in configurazione Reversed Field Pinch (RFP). Il centro di ricerca si dedica agli studi di ricerca scientifica e allo sviluppo di tecnologie per la fusione termonucleare controllata a confinamento magnetico, nell'ambito del progetto europeo sulla fusione.

L'attività di ricerca presentata in questa tesi è rivolta allo studio degli effetti cinetici e magnetici del processo di riconnessione magnetica nel plasma di RFX-mod. Tale fenomeno, non previsto dal modello della Magnetoidrodinamica (MHD) ideale, produce una variazione della topologia del campo magnetico, determinandone l'annichilazione delle linee di forza. In questo processo si ha la conversione, molto efficiente, di energia magnetica in energia cinetica e termica.

La riconnessione magnetica rappresenta l'oggetto di studi di diversi gruppi di ricerca in ambiti fisici differenti in quanto svolge un ruolo centrale nel determinare le dinamiche dei plasmi magnetizzati. Tale fenomeno infatti guida i processi di rilassamento nei plasmi RFP, l'evoluzione dei brillamenti solari nonché l'interazione del vento solare con la magnetosfera terrestre ed è considerata la fonte principale del riscaldamento della corona solare.

La riconnessione magnetica costituisce uno degli argomenti più interessanti della fisica dei plasmi in quanto molti degli aspetti che riguardano la dinamica del processo e gli effetti sulle particelle non sono stati ancora del tutto chiariti.

In questo lavoro di tesi il fenomeno della riconnessione magnetica nei plasmi RFP è stato studiato principalmente sulla base dell'analisi dei segnali

derivanti da sonde che misurano le fluttuazioni della componente toroidale del campo magnetico a bordo plasma. Lo studio degli effetti magnetici è stato svolto mediante lo sviluppo di un metodo di riconoscimento di strutture intermittenti nei segnali magnetici al fine di capire statisticamente gli effetti della riconnessione sul plasma RPF. Sono stati analizzati gli effetti indotti sulla dinamica riconnettiva dalla variazione dei parametri globali del plasma. Particolare attenzione è stata prestata alle dinamiche degli strati di corrente (current-sheet) associati a tali processi. È stato osservato che i current-sheets che caratterizzano il fenomeno sono soggetti a processi di frammentazione analoghi a quelli studiati in ambito solare ed astrofisico. Infine, si sono analizzati gli effetti cinetici indotti sulle particelle mediante la misura, risolta nel tempo, del flusso di neutroni emessi dal plasma. L'obiettivo è quello di verificare l'eventuale relazione, nota esistere in altri ambiti della fisica dei plasmi, tra dissipazione di energia magnetica e riscaldamento del plasma in esame.

La tesi è strutturata come segue:

- Il primo capitolo è dedicato al tema della fusione termonucleare controllata. È descritta la fisica fondamentale della fusione ed è introdotto il concetto di plasma, descrivendone le proprietà fondamentali. Sono presentate quindi le tipologie di confinamento del plasma per la realizzazione di reattori di potenza e sono descritte le macchine per il confinamento magnetico: lo Stellarator, il Tokamak e il Reversed Field Pinch. Infine è descritto l'esperimento RFX-mod, elencandone i parametri caratteristici.
- Nel secondo capitolo si descrivono alcuni modelli fluidi della Magneto-idrodinamica (MHD) per la descrizione fisica del plasma. Sono presentati, in particolare, il modello a due fluidi, il modello resistivo a singolo fluido e quello ideale valido per plasmi perfettamente conduttivi. Sono descritti l'equilibrio e le instabilità MHD di un plasma toroidale, distinguendo le perturbazioni di tipo current-driven e quelle di tipo pressure-driven. Si caratterizzano i plasmi RFP, descrivendone i parametri principali e il ruolo delle instabilità nell'equilibrio globale. Infine

si descrivono il fenomeno della dinamo e le transizioni quasi cicliche tra stati di multipla elicità a stati di quasi singola elicità.

- Il terzo capitolo è dedicato alla descrizione del fenomeno della riconnessione magnetica. Si introduce il processo di conversione dell'energia magnetica in energia cinetica e termica delle particelle cariche del plasma. Vengono descritti i più importanti sistemi fisici che sono dominati dal processo di riconnessione, facendo riferimento ai recenti studi relativi ai plasmi solari, della magnetosfera e di laboratorio. È illustrato il modello di riconnessione magnetica di Sweet-Parker, mostrandone i vantaggi e i limiti e confrontando le previsioni teoriche fornite da questa teoria con i dati sperimentali. Infine sono presentate alcune tra le più recenti teorie sul modello della riconnessione illustrando, in particolare modo, i risultati della simulazione numerica svolta da Onofri, Isliker e Vlahos relativa alla frammentazione dei current-sheets.
- Il capitolo quarto è rivolto alla descrizione delle diagnostiche usate e dei metodi di indagine sperimentale. Sono illustrate le sonde del sistema di acquisizione ISIS per la misura del campo magnetico a bordo plasma e lo spettrometro compatto per la misura del flusso di neutroni e fotoni emessi dal plasma. Si descrive l'analisi Wavelet dei segnali, descrivendone le analogie e le differenze con l'analisi di Fourier. È descritto infine il metodo di riconoscimento delle strutture intermittenti che caratterizzano i segnali magnetici basato sul metodo Wavelet.
- Nel quinto capitolo sono descritti i risultati del lavoro sperimentale svolto in laboratorio. Sono descritte nel dettaglio le analisi svolte e sono presentati i risultati ottenuti, fornendo una possibile descrizione in termini fisici. Una particolare attenzione è stata rivolta allo studio dell'evoluzione degli strati di corrente associati ai processi di riconnessione magnetica, confrontando i risultati con quelli descritti al capitolo 3. Infine sono mostrati i risultati delle misure del flusso neutronico e fotonico, sottolineando la connessione tra gli effetti magnetici e cinetici della riconnessione magnetica.

- Nel sesto e ultimo capitolo sono tratte le conclusioni del lavoro svolto. Si presentano i vantaggi e i limiti dell'analisi svolta e le possibili attività che sarebbe necessario svolgere per ottenere una ancora più completa analisi in laboratorio del processo di riconnessione magnetica.

Capitolo 1

La fusione termonucleare

1.1 Introduzione

La società umana ha bisogno di energia per funzionare, cioè per produrre beni e fornire servizi necessari a sostenere qualunque attività che caratterizza la vita dell'uomo. La necessità di migliorare sempre più la qualità della vita richiede un fabbisogno di energia sempre crescente. Questa domanda di energia ha tuttavia cominciato ad alterare gli equilibri del nostro pianeta e i segni di tale mutamento sono già tangibili, come l'innalzamento globale della temperatura, l'erosione del suolo, la crescente desertificazione e l'aumento delle emissioni dei gas serra nell'atmosfera. Allo stato attuale, la quasi totalità della produzione di energia si ricava dai combustibili fossili (petrolio, carbone, gas naturale e derivati), la cui combustione porta all'immissione nell'atmosfera di gas nocivi, in particolare l'anidride carbonica, che, rilasciati in grandi quantità, sono responsabili dell'effetto serra. Risulta chiaro, quindi, che bisogna adottare nuove strategie per salvaguardare la "salute" del nostro pianeta, senza rinunciare allo sviluppo sociale e tecnologico. Sarebbe opportuno dunque ricorrere ad altre fonti di energia definite "pulite", alternative ai combustibili fossili, supportate da una politica di sensibilizzazione dell'uso delle risorse terrestri. Tale necessità di affidarsi a fonti alternative è legata a diversi fattori: il primo, di carattere "ambientale", sottintende la necessità di abbandonare i combustibili ad alta pericolosità ambientale, il secondo, di

carattere pratico, è legato al fatto che i combustibili fossili sono limitati e quindi destinati ad esaurirsi nel tempo, infine bisogna considerare il fattore economico[1]. Infatti bisogna ricordare che lo sviluppo di un paese è legato alla disponibilità di energia a basso costo e quindi bisogna seriamente investire nella ricerca nel campo delle energie alternative, in modo da poter far fronte a una futura, ma non molto lontana, scarsità di combustibili fossili.

Una fonte di energia che potrebbe far fronte alle problematiche evidenziate precedentemente è la fissione nucleare. Una reazione nucleare produce una quantità di energia per particella circa un milione di volte maggiore di quella data dalle reazioni chimiche di combustione ordinaria. Quindi la quantità di combustibile necessaria è molto piccola confrontata a quella dei combustibili fossili, a parità di energia prodotta, senza trascurare il fatto che gli impianti nucleari non producono gas serra.

La fissione nucleare, tuttavia, presenta aspetti problematici notevoli.

L'energia nucleare da fissione è comunemente prodotta in reattori che usano essenzialmente come combustibile l'isotopo ^{235}U dell'uranio presente nell'uranio naturale in concentrazioni inferiori all'1%. Le riserve di uranio sono però limitate e quindi anche questa tipologia di approvvigionamento energetico è destinata ad esaurirsi. Tale problematica si potrebbe ovviare mediante l'utilizzo di reattori autofertilizzanti che sarebbero in grado di "bruciare" il combustibile (per esempio il plutonio) generato nelle reazioni, tuttavia queste macchine sono ancora in fase di sviluppo.

Un altro aspetto negativo riguarda la radioattività. Nel reattore a fissione sono prodotte sostanze radioattive estremamente pericolose, che costituiscono le *scorie* radioattive. Bisogna evitare assolutamente che queste scorie vengano a contatto con l'ambiente esterno perché causerebbero ingenti danni ambientali. È quindi necessario accumularle in siti protetti per lunghissimi periodi di tempo ($\sim 10^3$ anni) in modo che non possano essere liberate prima che i livelli di radioattività non si abbassino ai livelli ambientali, cioè non pericolosi per l'uomo e per l'ambiente.

L'ultimo problema è legato alla sicurezza. Gli incidenti disastrosi, come quello di Chernobyl o di Fukushima, hanno portato l'opinione pubblica a considerare tutti i reattori nucleari non sicuri e a chiedere la riduzione del

numero di quelli in funzione o la loro chiusura. Nonostante esistano diverse soluzioni tecnologiche per impedire che si verifichino nuovamente disastri del genere, il problema resta comunque irrisolto, sia a livello politico che sociale. La ricerca scientifica, nel campo delle fonti rinnovabili, si concentra su più fronti: solare, eolico, geotermico, biomasse, . . . che però, allo stato attuale, non sono in grado di soddisfare le ingenti richieste energetiche dettate dalla necessità di sviluppo. Una possibile soluzione, in questa fase di transizione dai combustibili fossili alle fonti rinnovabili, potrebbe essere fornita dalla fusione nucleare, che presenta tre vantaggi principali: riserve di combustibile, impatto ambientale e sicurezza.

1.2 La fusione nucleare

La fusione nucleare è il processo fisico per cui dall'interazione di due nuclei atomici si ha la formazione di un nuovo nucleo più pesante, rilasciando energia sotto forma di energia cinetica di particelle o radiazione[2].

Il nucleo è formato da neutroni, elettricamente neutri, e da protoni, carichi positivamente. Protoni e neutroni sono detti *nucleoni*.

Un nucleo è caratterizzato quindi da un numero N di neutroni e da un numero Z di protoni (numero atomico). Il numero totale $A=N+Z$ è detto *numero di massa*. I nucleoni sono legati nel nucleo dalle forze nucleari, che superano, sulle distanze caratteristiche del nucleo ($\sim 10^{-15}$ m), le forze elettriche che invece tendono a separare le particelle con lo stesso segno di carica elettrica, cioè i protoni.

Una caratteristica fondamentale, necessaria per capire la fisica della fusione nucleare, è che la massa dei nuclei stabili è minore della somma della massa dei singoli nucleoni che la compongono[3]. La differenza di massa tra i componenti del nucleo e il nucleo stesso è detta *difetto di massa*, ed è dovuta, secondo la teoria della relatività, alla legge di equivalenza tra massa ed energia. Se la massa a riposo di un sistema diminuisce di una quantità Δm si ha

un aumento dell'energia di una quantità, per la relazione di Einstein,

$$\Delta E = \Delta m c^2 \quad (1.1)$$

dove c è la velocità della luce nel vuoto.

Questa legge ci permette di capire come a una piccolissima quantità di massa corrisponde una quantità enorme di energia. Se si forma un nucleo a partire dai nucleoni componenti, allora alla diminuzione di massa che si ha nel nucleo risultante corrisponderà la liberazione di una equivalente quantità di energia, che è pari a quella necessaria per rompere i legami che tengono uniti i nucleoni nel nucleo. Tale energia è detta *energia di legame* ed è legata al difetto di massa dalla relazione 1.1. In Figura 1.1 è rappresentata l'energia di legame

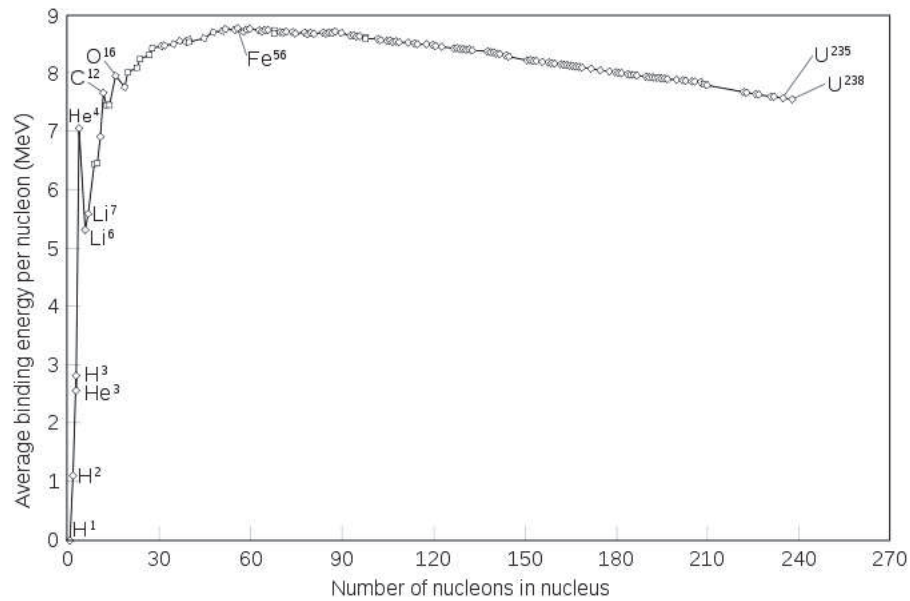


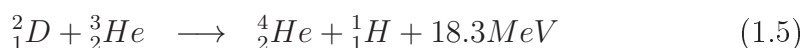
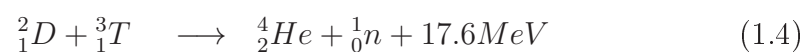
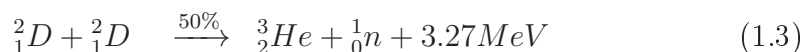
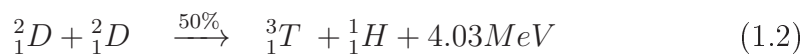
Figura 1.1: Energia di legame per nucleone in funzione del numero di nucleoni

per nucleone, ovvero il rapporto tra l'energia di legame e il numero totale di nucleoni, al variare del numero di nucleoni A . Come si vede dal grafico, partendo dai nuclei leggeri l'energia di legame aumenta all'aumentare di A , raggiunge un massimo e poi diminuisce per i nuclei via via più pesanti. La fusione di due nuclei leggeri (per esempio $A < 10$) dà luogo alla liberazione di energia, perché il difetto di massa del nucleo prodotto è maggiore del difetto

di massa complessivo dei nuclei reagenti. Si ha un'analogia produzione di energia se un nucleo pesante (per esempio $A > 200$) si scinde in due nuclei più leggeri (reazione di fissione), perché il difetto di massa del nucleo originario è minore della somma dei difetti di massa dei frammenti della massa.

Nonostante la quantità di energia liberabile da una reazione di fusione sia estremamente grande, la realizzazione di tale processo non è facile. Infatti è necessario superare la barriera di repulsione Coulombiana tra le cariche positive del nucleo, per poter "attivare" le forze nucleari che agiscono su distanze molto brevi.

Le reazioni nucleari più interessanti ai fini della fusione termonucleare sono le seguenti:



dove D e T indicano rispettivamente il deuterio e il trizio, isotopi dell'idrogeno H , mentre n indica il neutrone. Il deuterio costituisce circa lo 0.1 % dell'idrogeno naturale ed è presente in quantità di 30 grammi ogni metro cubo d'acqua. La sua estrazione richiede un processo chimico non difficile e quindi costituisce una fonte praticamente inesauribile. Il trizio è un isotopo radioattivo, con un tempo di vita medio di 12.4 anni e non esiste in natura, quindi è necessario un processo per generarlo.

In Figura 1.2 sono mostrate le sezioni d'urto delle reazioni sopra citate in funzione dell'energia del deutone, ottenute bombardando bersagli di deuterio, trizio ed elio con fasci di deutoni di energia nota. Si nota che al di sotto dei 100 keV la reazione con la maggior sezione d'urto è quella D-T. Tale reazione richiede, per poter essere sfruttata in un reattore, il rallentamento dei neutroni per convertire la loro energia cinetica in energia termica da trasferire in una turbina per la produzione di corrente elettrica. Si può usare come moderatore il litio, che permette anche di risolvere il problema della generazione del trizio, in modo da evitarne un continuo rifornimento dall'esterno.

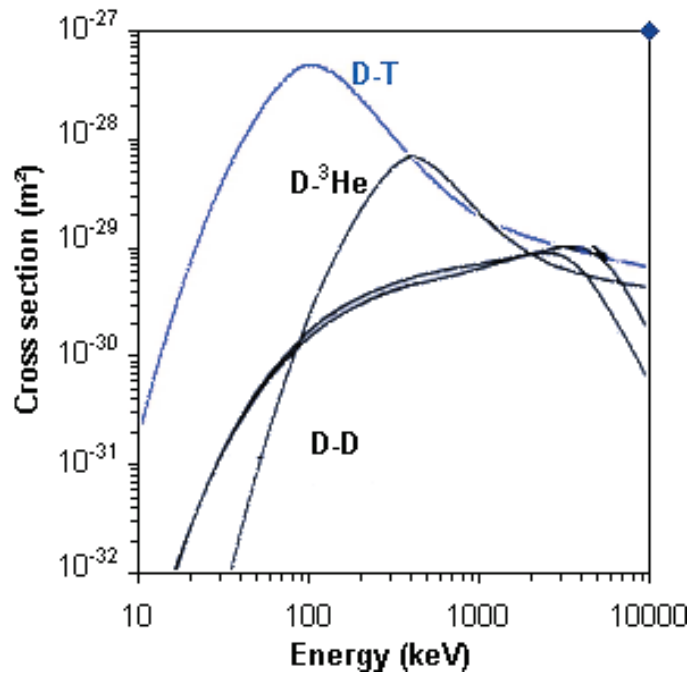
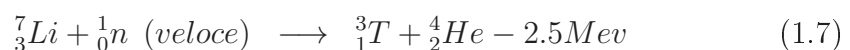
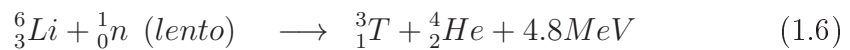


Figura 1.2: Sezione d'urto delle reazioni di fusione in funzione dell'energia del deutone

Il trizio si può infatti generare dalle reazioni:



Le particelle alfa (cioè i nuclei di elio), create nella reazione, possono anche essere sfruttate come sorgente di riscaldamento addizionale.

Bisogna notare, incidentalmente, che i primi reattori faranno uso del litio, le cui riserve, benché grandi, non sono illimitate. I reattori della seconda generazione, che sfrutteranno la reazione D-D, useranno un combustibile ricavabile interamente dall'acqua, e quindi praticamente inesauribile. Sarà con i reattori della seconda generazione che la fusione potrà essere considerata, a pieno titolo, una fonte di energia completamente rinnovabile.

Un metodo per ottenere le reazioni di fusione può essere quello di bombardare bersagli di ioni di un tipo con fasci di ioni dell'altro tipo. Tuttavia bisogna considerare che la sezione d'urto di collisione elastica è generalmente

molto maggiore rispetto a quella della reazione D-T; inoltre le particelle che subiscono collisioni elastiche vengono perse dal fascio[2].

L'approccio usato è quello di generare un plasma, un gas di ioni ad altissime temperature, e confinarlo per tempi lunghi rispetto ai tempi caratteristici di collisione, in modo tale che gli ioni possano avere il tempo di subire reazioni di fusione, senza essere persi dal plasma a causa di urti. Gli ioni di un plasma in equilibrio termico avranno una certa distribuzione di energia e quindi una percentuale di essi potrà avere un'energia molto maggiore della media, per cui saranno sufficienti energie medie inferiori rispetto a quelle relative ai fasci di ioni.

1.3 Plasma

Il plasma si può considerare il “quarto stato” della materia[4]: possiede infatti caratteristiche peculiari che lo differenziano dagli altri tre stati: solido, liquido e gassoso. Si può ottenere una transizione a questo stato scaldando sufficientemente un sistema. A temperature sufficientemente elevate, gli atomi di un gas si scindono in ioni ed elettroni, formando un gas ionizzato. Queste particelle cariche sono libere di muoversi e generare campi elettrici e magnetici. Un gas ionizzato costituisce un esempio di plasma e rappresenta circa il 95% della materia (visibile) nell'Universo.

Un plasma, per definizione, è un sistema la cui dinamica è dominata dalle forze elettromagnetiche, ed è quindi l'insieme delle particelle cariche e dei campi da esse generate.

In seguito saranno descritti i plasmi in equilibrio termico tramite una densità n , espressa in particelle per unità di volume (m^{-3}), e una temperatura T , espressa in eV . La scelta di usare gli eV è legata al fatto che T si considera come una energia media: $T[eV] = T[K] \cdot k_B/e$, dove k_B è la costante di Boltzmann e e è il fattore di conversione tra J e eV , pari alla carica dell'elettrone ($1eV \sim 11600K$).

In questa sezione saranno presentate le proprietà principali del plasma, al fine di comprenderne la natura fisica, e saranno introdotti alcuni suoi parametri caratteristici.

Una caratteristica fondamentale dei plasmi è la condizione di *quasi-neutralità*. Ciò significa che ogni porzione del plasma, contenente un numero sufficiente di particelle, tende a mantenere la carica elettrica complessiva nulla. Tale comportamento è dovuto al fatto che ogni scostamento dalla neutralità, produce un campo elettrico tale da ripristinare la condizione di neutralità.

Le interazioni tra le particelle del plasma sono dovute ai campi elettromagnetici generati dalle cariche delle stesse particelle e ai loro moti (più eventuali campi esterni). Tuttavia l'andamento della forza tra due cariche in un plasma è diverso da quello coulombiano a lunga distanza ($\sim r^{-2}$) tra due cariche nel vuoto. Questo è dovuto al fatto che una particella di carica q nel plasma, a causa dell'interazione coulombiana, tenderà ad essere circondata da particelle di carica opposta. Questo effetto di schermo modifica l'andamento dell'interazione tra due particelle: in particolare sarà maggiore all'aumentare della densità, mentre diminuirà all'aumentare della temperatura. Ciò accade in quanto il moto di agitazione termica tende a contrastare il moto delle particelle nel campo generato dalla carica q , pertanto all'aumentare della velocità delle particelle interagenti si ha una diminuzione della durata dell'interazione. Si trova che per un plasma in equilibrio termico a temperatura T , il potenziale Φ decresce esponenzialmente all'aumentare della distanza r , con una lunghezza caratteristica (detta *lunghezza di Debye*) data da

$$\lambda_D = \left(\frac{k_B T}{4\pi e^2 n_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.8)$$

dove n_e è la densità di elettroni. La Figura 1.3 mostra l'andamento del potenziale schermato Φ e il potenziale coulombiano nel vuoto.

La lunghezza λ_D si può considerare come la misura dell'azione delle interazioni tra le particelle nel plasma[5]. Bisogna notare che la lunghezza di Debye è solitamente molto maggiore della distanza media tra due particelle. Questo implica che, a differenza di un gas ordinario, una particella in un plasma è in interazione diretta simultanea con molte altre particelle che stanno a una distanza minore di λ_D , cioè quelle contenute nella cosiddetta *sfera di Debye*. Un plasma è caratterizzato, oltre che dai moti termici, anche da moti ordinati che creano campi elettromagnetici. Tramite questi campi le particelle

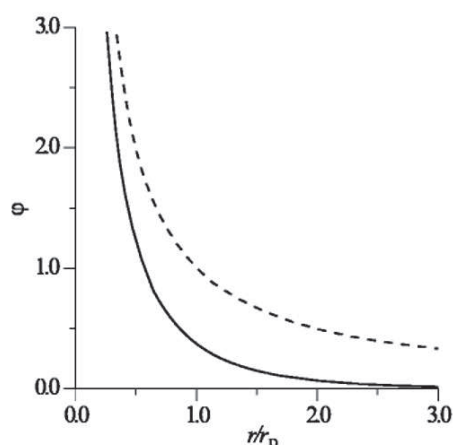


Figura 1.3: Confronto tra potenziale schermato (linea continua) e potenziale Coulombiano (linea tratteggiata).

possono interagire su distanze maggiori della lunghezza di Debye (interazioni di tipo collettivo).

Un'altra caratteristica fondamentale è l'elevata conducibilità elettrica del plasma. Applicando un campo elettrico si determina un'accelerazione degli elettroni che è contrastata dagli urti degli elettroni con gli ioni. Quindi si induce una corrente elettrica che, a parità di campo elettrico, è tanto più grande quanto più deboli sono gli effetti collisionali. Poiché tali effetti collisionali diminuiscono all'aumentare della temperatura, la conducibilità elettrica del plasma aumenta all'aumentare della temperatura, per cui il plasma si comporta in maniera opposta a un conduttore ordinario, per il quale la conducibilità diminuisce mentre la temperatura aumenta. Un plasma ad altissima temperatura, dunque, è un ottimo conduttore.

In presenza di campi magnetici, ci sono due parametri importanti che meritano di essere presentati.

La *frequenza di Larmor* (o *frequenza di ciclotrone*)

$$\omega_c = \frac{|q| B}{m} \quad (1.9)$$

rappresenta la frequenza di precessione di una particella di massa m e carica q attorno alla direzione di un campo magnetico esterno di modulo B .

La *velocità di Alfvén*

$$v_a = \sqrt{\frac{B}{\mu_0 \rho_i}} \quad (1.10)$$

dove μ_0 è la permeabilità del vuoto e ρ_i è la densità di massa della specie particellare, è la velocità con cui si propaga una perturbazione del plasma, tramite l'oscillazione di ioni o elettroni, all'interno di un campo magnetico. Collegato alla velocità di Alfvén è il *tempo di transito di Alfvén*, definito come

$$\tau_a = \frac{L}{v_a} \quad (1.11)$$

dove L è una distanza caratteristica sulla quale si ha la propagazione delle onde di pressione[6].

1.4 Tipi di confinamento

Per ottenere una reazione di fusione sostenibile è necessario mantenere confinati gli ioni a densità elevate per un tempo sufficiente a innescare le reazioni di fusione e a temperature dell'ordine dei 10 keV (100 milioni di gradi).

Una stima dei valori in gioco, necessari per ottenere le condizioni di fusione, è data dal *criterio di Lawson*:

$$n\tau_E T \geq 3 \cdot 10^{31} m^{-3} keVs \quad (1.12)$$

Tale criterio, che fa il computo del bilancio energetico, dà il valore minimo del prodotto, detto *triplo*, della densità n , del tempo τ_E (detto *tempo di confinamento*) e della temperatura T , per avere un guadagno netto di energia dalle reazioni di fusione in un reattore.

Esistono diverse tipologie di confinamento che possono garantire queste condizioni:

Confinamento gravitazionale: è quello che ha luogo nelle stelle ed è determinato dalla gravità dovuta alle enormi masse stellari. Risulta chiaro che

è impossibile realizzare questa tipologia di confinamento in laboratorio.

Confinamento inerziale: in questo caso un bersaglio di deuterio e trizio è uniformemente investito da potenti fasci laser (o fasci di ioni pesanti) che ne fanno evaporare lo strato più esterno. L'effetto di questa evaporazione è una reazione di compressione della parte interna del bersaglio, innescando le condizioni necessarie alle reazioni di fusione. Il processo dura finché il materiale non si espande e si diluisce. Il risultato è una mini esplosione termonucleare. In questo caso, poiché il tempo di confinamento è molto breve ($\sim 10^{-10} s$), per ottenere le condizioni necessarie a innescare le reazioni di fusione, è necessario comprimere il combustibile nucleare a densità molto alte ($\sim 10^{25} cm^{-3}$), ovvero mille volte la densità del deuterio e trizio allo stato liquido).

Confinamento magnetico: questo metodo, su cui si concentra il mio lavoro di tesi, fa uso di campi magnetici per confinare il plasma nelle condizioni per la fusione termonucleare.

È noto che le particelle cariche compiono un moto a spirale attorno alle linee di campo magnetico con un raggio (di Larmor) pari a $r_L = mv_{\perp}/qB$, dove v_{\perp} è la componente della velocità ortogonale al campo magnetico.

Se il campo è sufficientemente intenso, è possibile confinare la particella in direzione perpendicolare al campo ma non in direzione parallela al campo. La soluzione adottata per evitare perdite di plasma in direzione longitudinale è quella per cui le linee di campo si richiudono su loro stesse, formando una configurazione a forma di ciambella, detta in geometria "toro". Il sistema di coordinate che descrive tale configurazione è mostrato in Figura 1.4: il toro è descritto dal *raggio maggiore* R_0 , la distanza dall'asse di rotazione (asse maggiore) al centro del plasma (asse minore), e dal

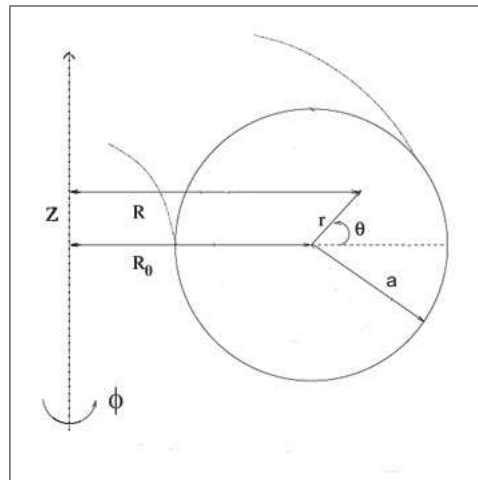


Figura 1.4: Sistema di coordinate in geometria toroidale

raggio minore a , la distanza dal centro del plasma al bordo esterno. Il rapporto R/a è detto *rapporto d'aspetto*. Il sistema di coordinate è dato dalla coordinata radiale minore r , che varia dal centro del plasma ($r=0$) al bordo ($r=a$), dall'angolo toroidale ϕ , che misura le rotazioni attorno all'asse maggiore, e dall'angolo poloidale θ , che misura rotazioni attorno all'asse minore. Z e R invece si riferiscono alle coordinate cilindriche.

Per una configurazione di questo tipo, con un campo magnetico puramente toroidale B_ϕ , il campo magnetico non è uniforme, per la legge di Ampere, e la sua intensità è inversamente proporzionale al raggio R . In queste condizioni (la presenza di curvatura delle linee di campo e la disomogeneità spaziale) le particelle, oltre al moto di girazione attorno alle linee di forza, avvertono la comparsa di un effetto di deriva in direzione verticale, che potrebbe portare alla loro perdita[7]. Per confinare completamente una particella, si aggiunge al campo in direzione toroidale, un'altra componente in direzione poloidale. In questo caso le linee di forza del campo che ne risulta si avvitano in maniera elicoidale, "riempiendo" delle superfici toroidali, dette *superfici magnetiche*. Si introduce una *trasformata rotazionale* ι , cioè l'angolo ι che una linea di campo forma su un fissato piano poloidale, quando ha compiuto un giro toroidale. La quantità $q = 2\pi/\iota$, detta *fattore di sicurezza*, rappresenta il numero di giri toroidali che la linea di campo deve compiere per effettuare un giro poloidale completo.

In una configurazione con trasformata rotazionale, la particella passa per punti che stanno sopra e sotto il piano equatoriale e la deriva ha l'effetto, alternativamente, di allontanarla e avvicinarla dall'*asse magnetico*, cioè l'asse della superficie magnetica. Quindi la trasformata rotazionale è in grado di annullare complessivamente l'effetto di deriva verticale.

1.5 Tipologie di confinamento magnetico toroidale

Le tipologie principali di reattori a confinamento magnetico a configurazione toroidale, con trasformata rotazionale, sulle quali si concentra la comunità

scientifiche sono: lo Stellarator, il Tokamak e l'RFP. Saranno descritti brevemente i primi due, mentre sarà dedicato più spazio all'RFP, che costituisce la configurazione adottata negli esperimenti analizzati in questa tesi.

Stellarator: è una configurazione toroidale non assialsimmetrica, caratterizzata da un campo magnetico, con trasformata rotazionale, generato da bobine conduttrici esterne opportunamente configurate. Lo stellarator presenta il vantaggio di confinare il plasma in assenza di corrente assiale nel plasma e potrebbe lavorare in modo continuo, non impulsivo, come invece avviene nelle altre configurazioni toroidali. Tuttavia la geometria molto complessa delle bobine e la relativa realizzazione tecnica ne hanno limitato lo sviluppo. In Figura 1.5 è mostrato un esempio schematico di stellarator in cui è evidenziata la complessa geometria dei conduttori.

Tokamak: acronimo in russo di camera magnetica toroidale, rappresenta

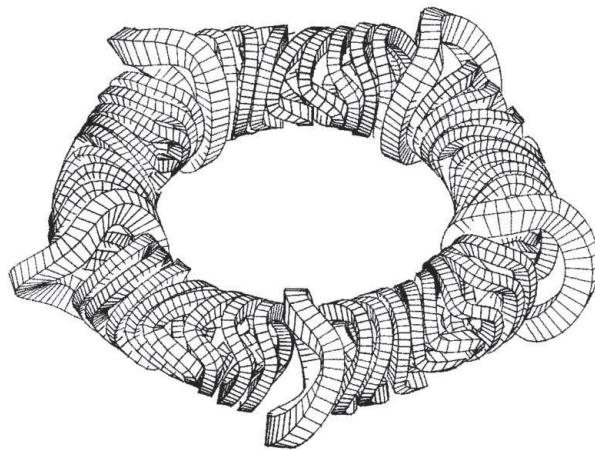


Figura 1.5: Schema di stellarator. Si nota la complessa forma geometrica delle bobine conduttrici. www.ipp.mpg.de

la configurazione più studiata e con la quale sono stati ottenuti i risultati più promettenti; per questo è la candidata per la realizzazione del prossimo reattore sperimentale *ITER* (*International Thermonuclear Experimental Reactor*). Il tokamak è caratterizzato da campi toroidali molto intensi (fino a decine di Tesla) e da un campo poloidale molto più debole. Per la produzione del campo toroidale vengono utilizzate bobine poloidali che formano un array a forma di ciambella. Un sistema di trasformatori genera, tramite una *ten-*

sione di giro, una corrente che scorre nel plasma e che induce la produzione del campo poloidale, necessario ad avvitare le linee di campo magnetico. Per questo motivo, il funzionamento di un Tokamak è ad impulsi (detti *scariche* o *shot*), poiché legato alla variazione di flusso magnetico del sistema di trasformatori. Bisogna anche dire che la corrente di plasma contribuisce, per effetto Ohm, a riscaldare il sistema.

La capacità di confinamento del plasma da parte del campo magnetico è quantificata dal parametro β definito come il rapporto tra la pressione cinetica del plasma ($p \propto nT$) e la pressione magnetica:

$$\beta = \frac{\langle p \rangle}{\frac{B^2}{8\pi}} \quad (1.13)$$

Quindi sarebbe auspicabile ottenere valori di beta più alti possibili per confinare il più efficacemente possibile il plasma. Tuttavia la condizione $B_\phi \gg B_\theta$ limita la corrente di plasma e il campo magnetico poloidale e ciò fa sì che il beta sia di solito molto piccolo (~ 0.01). Questo implica che solo una parte dell'energia è impiegata per il confinamento, il resto serve a garantire la stabilità del plasma[5]. Inoltre la bassa corrente di plasma non è in grado di fornire il riscaldamento sufficiente a mantenere le reazioni di fusione, quindi il Tokamak necessita di sistemi di riscaldamento addizionali.

RFP: acronimo di *Reversed Field Pinch*, è una configurazione toroidale assialsimmetrica in cui, in maniera analoga al Tokamak, il campo toroidale è prodotto da bobine esterne mentre la componente poloidale è indotta dalla corrente di plasma. La differenza principale con il tokamak consiste nel fatto che, mentre in quest'ultimo la componente toroidale del campo magnetico domina sulla componente poloidale, nell'RFP le cui componenti sono confrontabili al centro plasma, mentre la componente poloidale diventa dominante a bordo plasma[2]. In Figura 1.6 è mostrato il tipico profilo delle componenti del campo magnetico in funzione della coordinata radiale minore per un RFP (a) e per un Tokamak (b).

La caratteristica peculiare dell' RFP è che il campo poloidale al bordo inverte il segno rispetto al campo in asse, da questo il nome Reversed Field Pinch. A differenza del tokamak, in un RFP non ci sono limitazioni sul valore della

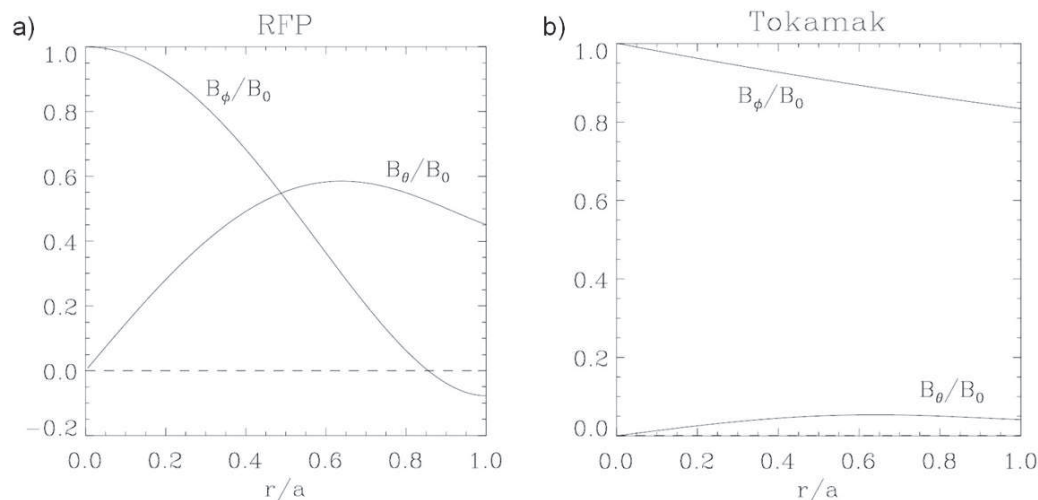


Figura 1.6: Profili radiali delle componenti del campo magnetico per RFP (a) e Tokamak (b)

corrente di plasma e quindi questo dispositivo sarebbe in grado, in linea di principio, di raggiungere le condizioni di ignizione con il solo riscaldamento ohmico. Quindi i valori di beta raggiungibili da un RFP sono molto più alti rispetto a quelli relativi ai tokamak e questo rende questo dispositivo una possibile, interessante, alternativa come possibile futuro reattore per la fusione termonucleare controllata.

1.5.1 RFX-mod

Il lavoro descritto in questa tesi è stato svolto presso il Consorzio RFX di Padova, analizzando i dati sperimentali raccolti sulla macchina RFX-mod, acronimo di *Reversed Field eXperiment modified*, il più grande dispositivo RFP al mondo (1.7). RFX-mod è operativo dal 2004 ed è la versione aggiornata della macchina RFX esistente precedentemente (da qui il suffisso “modified”).

La macchina RFX-mod è caratterizzata dai seguenti parametri principali:

- raggio maggiore $R = 2m$
- raggio minore $a = 0.46m$

- rapporto d'aspetto $R/a \approx 4$
- volume del plasma $V = 10m^3$
- corrente di plasma $I_p = 0.2 \div 2.0MA$
- temperatura elettronica in asse $T_e = 200 \div 1500eV$
- densità elettronica media $n_e = 1 \cdot 10^{19} \div 10 \cdot 10^{19}m^{-3}$
- tensione di giro $V_\phi = 20 \div 50V$
- durata della scarica $\Delta t \leq 0.5s$

È un dispositivo molto versatile, potendo operare sia come RFP (con correnti di plasma che possono raggiungere i $2MA$) sia come Tokamak (a bassa corrente). Il riscaldamento del plasma è puramente ohmico, come in tutti gli RFP per i quali si potrebbero raggiungere in principio, le condizioni per la fusione auto-sostenuta (*ignizione*) senza dispositivi di riscaldamento addizionali e con campi magnetici molto minori di quelli necessari a sostenere la configurazione tokamak[8].

Le attività di ricerca di RFX-mod sono dirette dal Consorzio RFX, un'organizzazione di ricerca formata da CNR, Università di Padova, ENEA (Agenzia Nazionale per le nuove tecnologie, l'energia e lo sviluppo economico sostenibile), INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) e Acciaierie Venete. Gli obiettivi principali del Consorzio RFX riguardano la ricerca scientifica e lo sviluppo di tecnologie nell'ambito della fusione termonucleare controllata.

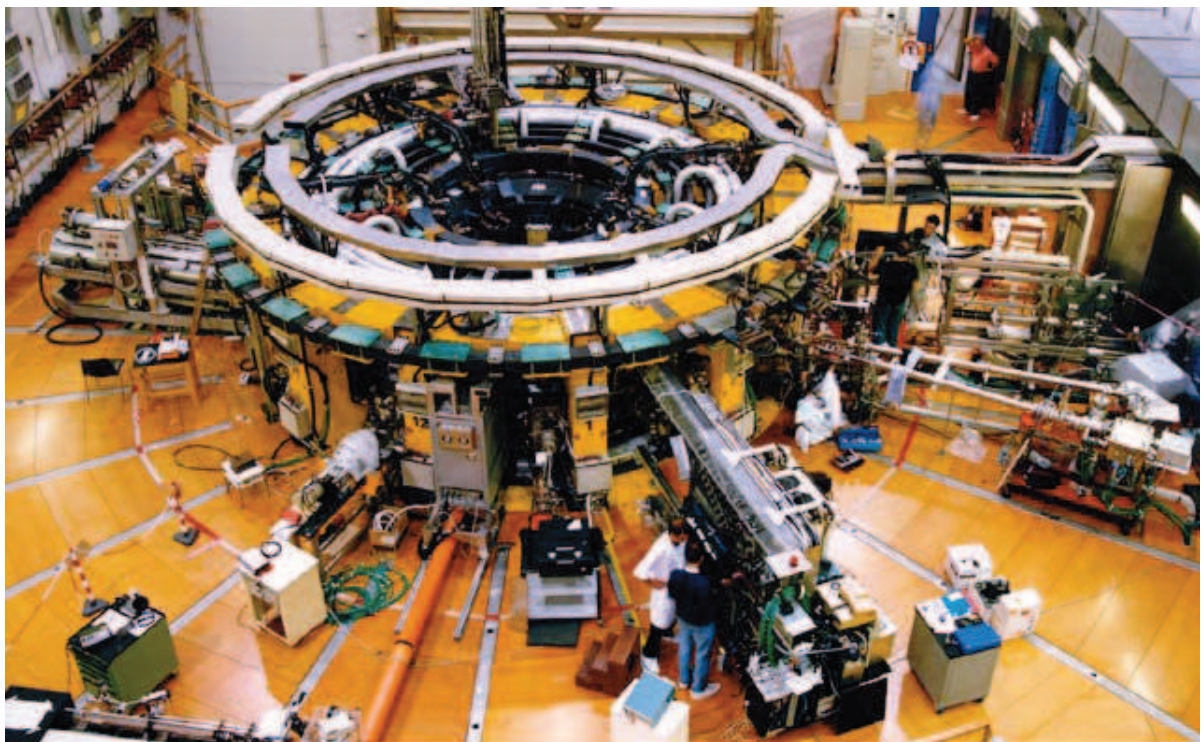


Figura 1.7: Foto della macchina RFX-mod scattata dall'alto.

Capitolo 2

Equilibrio e instabilità di un plasma

2.1 Il modello MHD

Nel corso della storia della fisica dei plasmi, sono stati presentati diversi modelli teorici per la descrizione delle proprietà fisiche di un plasma. Tra tutti, il modello forse più usato è quello della *Magnetoidrodinamica* (MHD) resistiva, con il quale si considera il plasma come un fluido elettricamente conduttivo, globalmente neutro, che si muove sotto l'azione delle forze di pressione ed elettromagnetiche. Le equazioni macroscopiche che descrivono il sistema sono determinate applicando le appropriate leggi del moto e della termodinamica agli elementi del fluido, tenendo in considerazione le interazioni elettromagnetiche tra le particelle del plasma[6].

Pur senza entrare nei dettagli, in questo capitolo si fornisce una descrizione generale delle proprietà di stabilità di un plasma toroidale, sulla base del modello MHD. Si descrivono le principali instabilità e i loro effetti sul sistema, per avere una visione generale dell'approccio fisico usato nell'analisi dei plasmi magnetizzati nei dispositivi toroidali, concentrandosi, in particolare, sul regime di confinamento RFP.

Esistono diverse versioni del modello MHD, che differiscono dal grado di accuratezza richiesto nella descrizione del plasma-fluido.

Nel modello MHD a due fluidi si considera il plasma composto solo da ioni ed elettroni (i due fluidi). In questo modello le equazioni di continuità e del momento si possono scrivere[9]:

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho_\alpha \left(\frac{\partial \mathbf{v}_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v}_\alpha \cdot \nabla \mathbf{v}_\alpha \right) = \sigma_\alpha \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p_\alpha + \mathbf{R}_{\alpha\beta} \quad (2.2)$$

dove α e β rappresentano le specie particellari (ioni o elettroni), $\rho_\alpha = m_\alpha n_\alpha$ è la densità di massa, \mathbf{v}_α è la velocità del fluido, $\sigma_\alpha = \pm e n_\alpha$ è la densità di carica elettrica della singola specie, $\mathbf{R}_{\alpha\beta}$ è la velocità con cui il momento per unità di volume si trasferisce, per le collisioni, dalla specie β alla specie α ; \mathbf{E}, \mathbf{B} e \mathbf{j} indicano rispettivamente il campo elettrico, il campo magnetico e la densità di corrente.

Queste equazioni si possono semplificare considerando il plasma come un singolo fluido, introducendo le seguenti variabili: la densità di massa $\rho = \rho_i + \rho_e$ (dove i indica gli ioni, e gli elettroni), la pressione cinetica $p = p_i + p_e$, la velocità $\mathbf{v} = (\rho_i \mathbf{v}_i + \rho_e \mathbf{v}_e) / \rho$, la densità di carica $\sigma = e(n_i - n_e)$ [9].

Combinando le equazioni 2.1 e 2.2 si ottengono le equazioni di continuità per il singolo fluido:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.3)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (2.4)$$

A queste si aggiunge la legge di Ohm generalizzata:

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p_e}{n e} \quad (2.5)$$

dove η è la resistività del plasma.

Gli ultimi due termini dell'equazione 2.5 sono dovuti all'effetto Hall e a effetti diamagnetici, generati da asimmetrie nelle distribuzioni spaziali di cariche e correnti a causa di effetti di deriva o a gradienti di pressione, rispettivamente.

Si noti che il termine $\mathbf{R}_{\alpha\beta}$ non compare più nelle equazioni a singolo fluido, essendo assorbito nei termini di resistività e di densità di corrente.

Il modello MHD resistivo si ottiene dalle equazioni 2.3-2.5 introducendo le seguenti approssimazioni:

1. condizione di quasi neutralità, $n_i \simeq ne$
2. raggio di Larmor ionico piccolo in confronto alle scale di lunghezza caratteristiche del fluido.

Queste condizioni permettono, rispettivamente, di trascurare il termine $\sigma \mathbf{E}$ nell'equazione 2.4 e i termini di Hall e diamagnetici nell'equazione 2.5.

L'intero set delle equazioni della Magnetoidrodinamica resistiva si ottengono infine aggiungendo le equazioni di Maxwell (indico con μ_0 la permeabilità del vuoto)

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

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (2.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.8)$$

e un'equazione di stato per la pressione, considerando il plasma come un gas perfetto, della forma $p \sim n^\gamma$, dove γ è il rapporto tra il calore specifico a pressione costante e a volume costante.

Riassumendo, le equazioni MHD resistive sono:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.9)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (2.10)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (2.13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.14)$$

Combinando la legge di Faraday 2.12 con la legge di Ohm 2.11, si ottiene la seguente *equazione dell'induzione magnetica*, che descrive la dinamica dei campi magnetici e della velocità di plasma:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.15)$$

Si dimostra che, nel limite MHD ideale, cioè ponendo $\eta = 0$, il plasma non può fluire separatamente dalle linee di campo[6]. Si usa dire, nel caso di un plasma perfettamente conduttivo, che il campo è *congelato* nel fluido.

I due termini a secondo membro della 2.15 variano su scale temporali diverse, date da $\tau_c = \mathcal{L}/v$ (scala convettiva o fluida) e $\tau_d = \mu_0 \mathcal{L}^2/\eta$ (scala diffusiva o resistiva), dove v è un valore tipico di velocità ed \mathcal{L} è la scala spaziale su cui varia il campo magnetico[4]. Il rapporto tra le due scale

$$R_m \equiv \frac{\tau_d}{\tau_c} = \frac{v \mu_0 \mathcal{L}}{\eta} \quad (2.16)$$

è detto *numero di Reynolds magnetico*[4] e fornisce una stima della scala temporale dominante.

In sistemi dinamici, dominati dai campi magnetici, si sceglie solitamente $v = c_a$, velocità di Alfvèn, mentre per le scale spaziali si usa identificare \mathcal{L} con le dimensioni spaziali del sistema, L . Con queste scelte τ_f coincide con τ_a , il tempo di transito di Alfvèn, e il numero di Reynolds si identifica con il *numero di Lundquist* S :

$$S = \frac{c_a \mu_0 \mathcal{L}}{\eta} \quad (2.17)$$

In Tabella 2.1 sono mostrati alcuni valori caratteristici delle scale spaziali e temporali e i numeri di Lundquist per un certo numero di sistemi fisici[4]. I valori elevati del numero di Lundquist S sembrano giustificare la descrizione

Sistema fisico	$\mathcal{L}(cm)$	$\tau_d(s)$	$\tau_a(s)$	S
Tokamak	10^2	10^{-1}	10^{-3}	10^2
Nucleo Terrestre	10^8	10^{12}	10^5	10^7
Macchia solare	10^9	10^{14}	10^5	10^9
Corona Solare	10^{11}	10^{18}	10^6	10^{12}

Tabella 2.1: Scale spaziali, temporali e numeri di Lundquist per alcuni sistemi fisici

dei plasmi come sistemi ideali.

2.2 Equilibrio e instabilità MHD in plasmi toroidali

2.2.1 Equilibrio MHD

La condizione di equilibrio MHD è descritta ponendo uguali a zero le derivate temporali ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$, stazionarietà) e il flusso ($\mathbf{v} = \mathbf{0}$, staticità). Con queste condizioni si ottiene l'equazione di bilancio delle forze:

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p \quad (2.18)$$

che descrive il bilancio tra le forze magnetiche e le forze determinate da gradienti di pressione. Questa equazione descrive le superfici magnetiche concentriche tipiche dei dispositivi toroidali di confinamento magnetico (Fig. 2.1). Queste superfici sono anche superfici a pressione costante, dato che $\mathbf{B} \cdot \nabla p = 0$; inoltre ognuna è caratterizzata da un valore fissato di q (fattore di sicurezza) pari a

$$q = \frac{r}{R_0} \frac{B_\phi(r)}{B_\theta(r)} \quad (2.19)$$

2.2.2 Instabilità MHD

I plasmi magnetizzati, essendo sistemi altamente complessi, sono soggetti, in certe condizioni, a perturbazioni della densità, della velocità o dei campi elettromagnetici. Quando queste perturbazioni, dette *instabilità* MHD, cre-

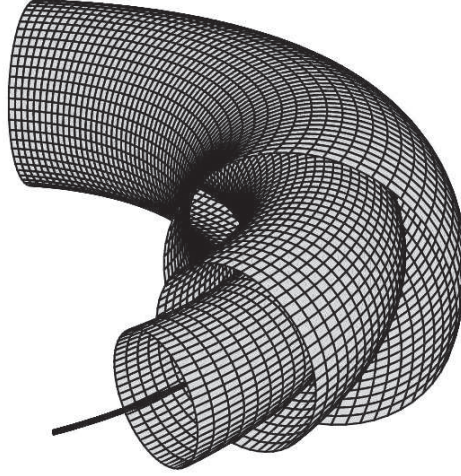


Figura 2.1: Esempio di superfici magnetiche in geometria toroidale

scono nel tempo, il plasma si dice *instabile*.

Queste instabilità sono molto importanti nel determinare la dinamica dei plasmi, e in qualche caso possono portare a un rapido deterioramento del livello di confinamento, ma possono altresì contribuire, come si vedrà in seguito, a mantenere le condizioni di stazionarietà di alcune configurazioni magnetiche, come il Reversed Field Pinch.

Una perturbazione \tilde{A} di una quantità fisica A in un dispositivo toroidale si può esprimere, in termini di componenti di Fourier, come:

$$\tilde{A}(r) = \sum_k \tilde{A}_k(r) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = \sum_k \tilde{A}_k(r) e^{i(m\theta + n\phi - \omega t)} \quad (2.20)$$

dove $\mathbf{k} = (k_r, k_\theta, k_\phi) = (k_r, m/r, n/R_0)$ è il vettore d'onda in coordinate toroidali, m e n sono detti *numero d'onda poloidale* e *numero d'onda toroidale*, rispettivamente.

Ogni coppia (m, n) è detta *modo* e rappresenta una perturbazione elicoidale. Si può mostrare che tali modi possono diventare instabili se il vettore d'onda \mathbf{k} soddisfa la condizione di risonanza

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \quad (2.21)$$

dove \mathbf{B}_0 è il campo magnetico d'equilibrio [10].

Uno stato di equilibrio è di minima energia e quindi, se una perturbazione deformasse il campo (cioè se $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 \neq 0$), allora si avrebbe un aumento di energia, cioè una condizione energeticamente sfavorevole, e il sistema naturalmente ritornerebbe al suo stato di equilibrio. Quindi le perturbazioni che soddisfano l'equazione 2.21 possono crescere e diventare instabili.

La condizione di risonanza si può anche scrivere in termini dei numeri m e n come:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = \frac{m}{r} B_\theta + \frac{n}{R_0} B_\phi = 0 \quad (2.22)$$

Quindi, in corrispondenza, il fattore di sicurezza diventa:

$$q = \frac{r}{R_0} \frac{B_\phi(r)}{B_\theta(r)} = -\frac{m}{n} \quad (2.23)$$

Da quest'ultima equazione risulta chiaro che le instabilità MHD possono crescere solo in certe posizioni radiali, dove il fattore di sicurezza q assume valori razionali. Per questo motivo, tali posizioni sono dette *razionali* o *risonanti*, così come le corrispondenti superfici magnetiche.

2.2.3 Classificazione delle instabilità

Le instabilità MHD di un plasma confinato sono in genere classificate in base alle condizioni al contorno che caratterizzano il sistema, e quindi esistono diversi criteri di classificazione.

L'eccesso di energia potenziale che può guidare una instabilità (cioè che può essere convertita in energia cinetica e poi dissipata) si chiama *energia libera*. Nel modello MHD ci sono due sorgenti principali di energia libera: la pressione disuniforme del plasma e la densità di corrente disuniforme parallela al campo magnetico. Si distinguono quindi, rispettivamente, i modi *pressure-driven* e i modi *current-driven*, a seconda della sorgente di energia libera che li triggera.

I modi *pressure-driven* sono essenzialmente idrodinamici e riguardano i flussi di scambio. Tali instabilità sono dette di *interchange* o *g-modes*[11], e

le sorgenti di energia libera sono i gradienti di pressione e la curvatura del campo magnetico. Tali moti sono analoghi a quelli che si verificano in un fluido ordinario, quando un fluido più denso (plasma) sta su un fluido meno denso (campo). Il sistema, sotto l'azione della gravità, abbassa la sua energia potenziale scambiando i due fluidi. Nel modello MHD la curvatura è analoga alla gravità nei fluidi meccanici.

La formazione di instabilità di interchange deriva dal bilancio locale tra gradiente di pressione e *shear* magnetico (una quantità che misura la velocità di variazione della direzione del campo magnetico). Tali instabilità possono portare alla formazione di modi detti di *sausage* (salsiccia), come quelli mostrati in Fig. 2.2, caratterizzati dal ciclico allargamento e restringimento della sezione di plasma.

La seconda sorgente di energia libera capace di dare origine a instabilità viene dalle disuniformità nella densità della corrente parallela al campo. Tali instabilità sono dette current-driven e la loro origine risiede nel fatto che correnti parallele si attraggono tra di loro. Le instabilità current-driven spesso determinano dei modi detti di *kink*, perché possono alterare la colonna di plasma dandone la forma di un nodo (Fig. 2.2).

In termini dell'analisi modale, i modi sausage sono associati al numero di modo poloidale $m = 0$, i modi di kink invece sono perturbazioni $m = 1$ [12]. Le instabilità fin qui presentate valgono in plasmi perfettamente conduttivi e

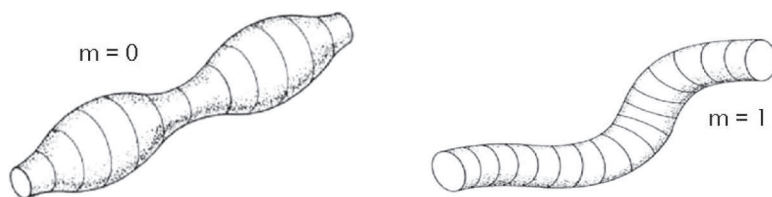


Figura 2.2: Rappresentazione di modi sausage $m = 0$ (a sinistra) e modi kink $m = 1$ (a destra)

sono previste dalle equazioni MHD ideali. In presenza di resistività finita del plasma, si possono generare ulteriori instabilità, che sono dette *resistive*. La

più importanti di queste instabilità resistive è data dai cosiddetti modi di *tearing*, che costituiscono le perturbazioni resistive dominanti nei plasmi RFP. Tali modi sono triggerati da gradienti di corrente parallela al campo magnetico, quindi costituiscono la forma resistiva dei modi di kink ($m = 1$). I modi di tearing prendono il nome dal fatto che, in presenza di resistività, le linee di campo possono strapparsi (“tear” in inglese) e riconnettersi, determinando una variazione della topologia magnetica (il fenomeno della *riconnessione magnetica* verrà studiato in maggior dettaglio nel capitolo successivo). La configurazione magnetica che ne risulta è caratterizzata dalla presenza di *isole magnetiche*, come quelle schematizzate in Figura 2.3. Tali isole magnetiche

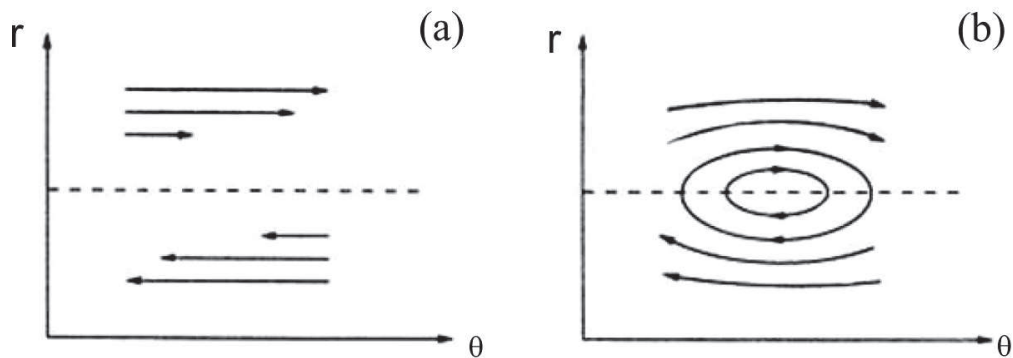


Figura 2.3: Topologia delle linee di campo magnetico nel caso MHD ideale (a) e nel caso MHD resistivo (b), con la formazione di un’isola magnetica a seguito di riconnessione magnetica

possono crescere e sovrapporsi ad altre isole formate da altri modi resistivi. In questo caso le linee di campo non sono più costrette a giacere su una singola superficie magnetica razionale ma possono riempire tutto il volume sul quale c’è stata sovrapposizione, portando a una stocasticizzazione delle linee di campo e a una conseguente riduzione della capacità di confinamento del plasma.

Tuttavia i modi di tearing sono anche coinvolti nella produzione della cosiddetta *dinamo*, un meccanismo che permette il mantenimento della configurazione stabile di un RFP.

2.3 Plasma RFP

Come si è già visto al capitolo precedente, il Reversed Field Pinch è una configurazione magnetica toroidale assialsimmetrica, in cui il confinamento del plasma è dovuto a una combinazione del campo magnetico toroidale (generato principalmente da un circuito esterno) e del campo poloidale (generato dalla corrente di plasma). La caratteristica peculiare di un RFP è l'inversione

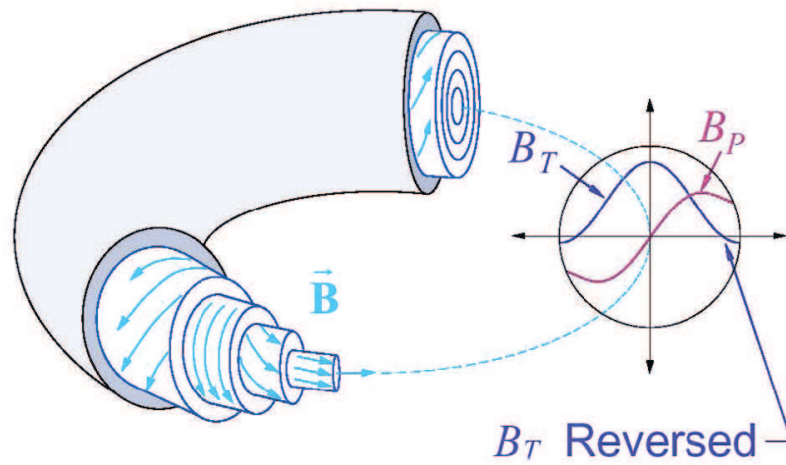


Figura 2.4: Topologia del campo magnetico in un RFP e profili radiali delle componenti toroidali e poloidali

del campo toroidale nella regione esterna del plasma, come mostrato in Fig. 2.4. Quindi esiste una posizione radiale dove il campo toroidale si annulla. La corrispondente superficie magnetica è detta superficie di *rovesciamento* ed è sede di modi $m = 0$.

Si usano due parametri adimensionali per descrivere gli equilibri in un RFP, detti *parametro di pinch* Θ e *parametro di rovesciamento* F , definiti come:

$$\Theta = \frac{B_\theta(a)}{\langle B_\phi \rangle} \quad (2.24)$$

$$F = \frac{B_\phi(a)}{\langle B_\phi \rangle} \quad (2.25)$$

dove $\langle B_\phi \rangle$ indica la media del campo toroidale su una sezione poloidale. Il parametro Θ dà una misura di quanto il plasma e il campo sono stretti (*pinched*) nel toro; il parametro F fornisce invece una misura dell'inversione del campo toroidale al bordo plasma.

Il Reversed Field Pinch è caratterizzato anche da un fattore di sicurezza q basso (con $|q| < 1$ su tutto il raggio), che cambia segno al raggio di inversione. La Figura 2.5 mostra il tipico andamento del fattore q per un RFP e mostra la posizione radiale di diversi modi $m = 1$ lungo tutto il plasma e di modi $m = 0$ in corrispondenza del rovesciamento. La Figura mostra anche il fattore di sicurezza per un tokamak, sempre maggiore dell'unità.

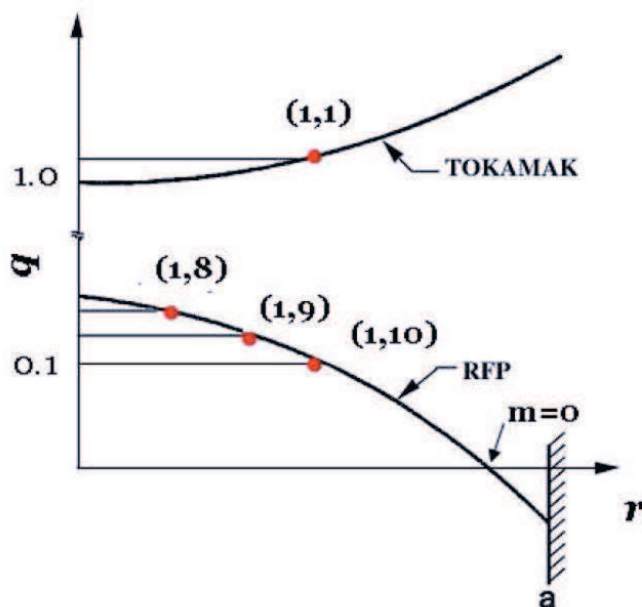


Figura 2.5: Tipico profilo del fattore di sicurezza per tokamak e RFP

2.3.1 Dinamo RFP

Se l'equilibrio RFP fosse dominato solo dalla diffusione resistiva, allora la scarica sarebbe limitata nel tempo, in particolare la componente toroidale del campo magnetico dovrebbe decadere con una costante di tempo data dalla resistività del plasma stesso[6]. Invece si osserva sperimentalmente che

la configurazione RFP è mantenuta per un tempo molto più lungo, limitato soltanto dalla capacità dei trasformatori esterni di fornire la *tensione di giro*. Ciò suggerisce l'idea che esista un meccanismo che continuamente rigenera il campo toroidale perso a causa della diffusione resistiva. Tale effetto, ancora non del tutto compreso, è detto *dinamo*, perchè ricorda gli analoghi processi di generazione del campo magnetico che si verificano nella Terra e nelle stelle. Tale processo fa sì che il plasma possa “rilassare” continuamente verso uno stato preferito e mantenere tale configurazione finché è generata la corrente toroidale.

L'effetto dinamo dà origine a un campo elettrico E_D che si somma, nella legge di Ohm, al campo esterno applicato E_{\parallel} ed è in grado di sostenere la densità di corrente nel plasma (Fig. 2.6).

$$\mathbf{E}_{\parallel} + \mathbf{E}_D = \eta \mathbf{j}_{\parallel} \quad (2.26)$$

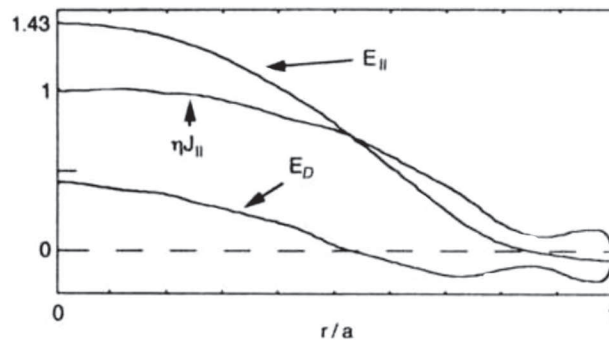


Figura 2.6: Profilo radiale della componente parallela del campo elettrico e della densità di corrente e contributo di dinamo [10]

Il modello più usato per descrivere il meccanismo di dinamo è quello della “dinamo MHD”. Secondo questo modello, il campo elettrico E_D è generato dalle instabilità MHD nel plasma. Tali instabilità producono delle fluttuazioni nel campo magnetico e nelle velocità in grado di generare il campo elettrico di dinamo:

$$\mathbf{E}_D = \langle \tilde{\mathbf{v}} \times \tilde{\mathbf{b}} \rangle \quad (2.27)$$

Secondo la teoria, sono possibili due differenti regimi di produzione del campo di dinamo. Nel primo, detto di *Multiplo Elicità* (MH), molte instabilità MHD, con un'elicità ben definita (cioè con definiti numeri m e n), interagiscono tra di loro per produrre il campo. Nel secondo regime, detto di *Singola Elicità* (SH), il campo di dinamo è generato solo da una singola instabilità. Il regime MH rappresenta le operazioni standard in un RFP. La presenza di molti modi di tearing resistivi tuttavia produce molte isole magnetiche e stocasticità delle linee di campo. Il regime SH, che costituirebbe la condizione ideale di operatività di un RFP, non è ancora mai stato osservato. Tuttavia è stato osservato recentemente un regime intermedio in cui lo spettro magnetico del plasma ha un modo dominante ($m = 1, n = n_0$). Tutti gli altri modi $m = 1$, detti *secondari*, non si annullano del tutto, come previsto dalla teoria, e per questo motivo tale stato è detto regime di *Quasi Singola Elicità* (QSH) [13]. La Figura 2.7 mostra lo spettro tipico dei modi magnetici nei regimi MH e QSH osservati. Bisogna notare che la transizione al regime QSH si è finora verificata solo ad alti valori di corrente. Come si può notare in Figura 2.8, si osserva una quasi ciclica transizione tra stati MH e QSH.

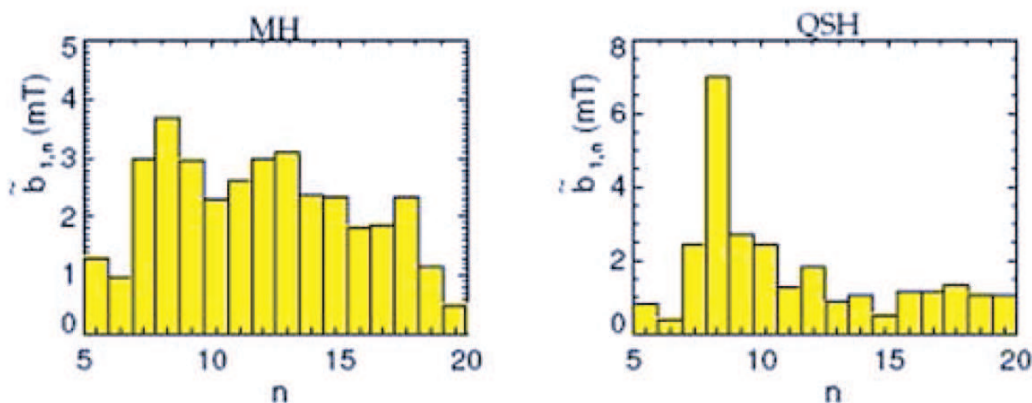


Figura 2.7: Esempio di spettro dei modi magnetici in regime MH (sinistra) e QSH (destra)

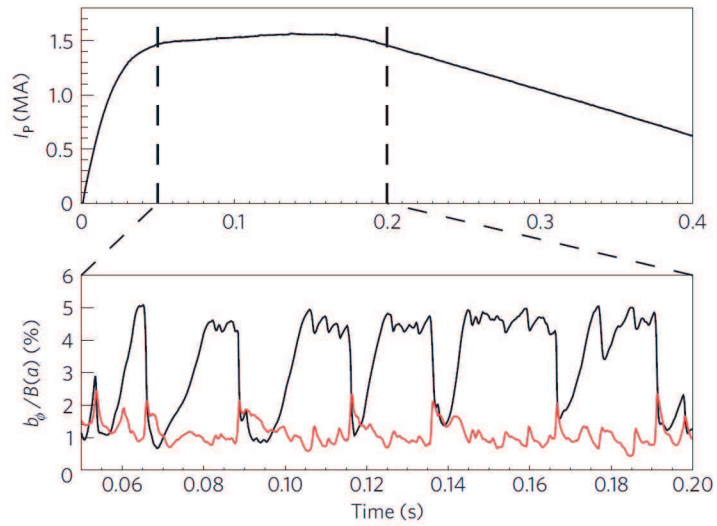


Figura 2.8: Corrente di plasma in una scarica RFP (in alto). Transizione quasi ciclica tra stati MH e QSH durante la fase di *flat-top* della corrente (in basso). Si nota come il modo $(m, n) = (1, -7)$ (curva nera) sia dominante rispetto a tutti gli altri modi (curva rossa) durante il regime QSH.

Capitolo 3

Riconnessione magnetica

3.1 Riconnessione magnetica

I processi di rilassamento che caratterizzano i plasmi RFP determinano il riarrangiamento della configurazione magnetica del sistema. Il processo fisico coinvolto in questi fenomeni di rilassamento è chiamato *riconnessione magnetica*[14]. Benché i meccanismi fisici che stanno alla base di questo processo non siano ancora stati del tutto chiariti, il fenomeno della riconnessione magnetica è ampiamente riconosciuto come tra i più importanti della fisica dei plasmi magnetizzati. La riconnessione gioca un ruolo principale nell'evoluzione dei brillamenti solari¹, nell'espulsione di massa coronale² (CME, *coronal mass ejection*), nell'interazione tra il vento solare³ e la magnetosfera terrestre⁴. Si manifesta anche nei plasmi di laboratorio, come nelle oscillazioni a dente di sega della temperatura elettronica di un Tokamak e nei processi

¹Un brillamento solare o anche eruzione solare è una violenta esplosione che si verifica sulla superficie del Sole. Si manifesta come un lampo brillante, che può persistere da qualche secondo a qualche ora[15].

²La Corona solare è l'atmosfera più esterna del Sole. È visibile ad occhio nudo solo durante le eclissi totali. La sua temperatura può raggiungere diversi milioni di gradi Kelvin.

³Il vento solare è il flusso di plasma proveniente dal Sole. È composto principalmente da protoni ed elettroni, ma può trasportare anche ioni più pesanti. La velocità media alla distanza media Terra-Sole è di circa 400 km/s[15].

⁴Per magnetosfera si intende la regione di spazio circostante un corpo celeste entro la quale il campo magnetico da esso generato domina il moto delle eventuali particelle cariche presenti.

di rilassamento dei Reversed Field Pinch[16].

La riconnessione magnetica determina il cambiamento della topologia di un set di linee del campo magnetico, portando a una nuova configurazione di equilibrio, caratterizzata da un'energia magnetica più bassa. In tale processo si ha la conversione di energia magnetica, "immagazzinata" nel campo, in energia cinetica tramite accelerazione e riscaldamento di particelle cariche.

Il processo di riconnessione può svilupparsi in regioni localizzate, dove la resistività del plasma è non nulla. Bisogna notare che nel modello MHD ideale ($\eta = 0$) la componente del campo elettrico parallela al campo magnetico si annulla ($E_{\parallel} = 0$), e le linee di campo magnetico si muovono sempre con il plasma e rimangono intatte (sono *congelate*). Quindi la magnetoidrodinamica ideale non permette nessuna variazione della topologia delle linee di forza. L'immagine base che rende l'idea di riconnessione magnetica è quella per cui due linee di campo, trasportate dal plasma, si avvicinano tra loro e si ha la formazione di forti gradienti del campo associato. L'interazione di queste linee porta alla formazione di uno strato localizzato di corrente (*current-sheet*) dove il campo elettrico parallelo E_{\parallel} diventa sufficientemente intenso da indurre un comportamento MHD non ideale ($\eta \neq 0$) e si ha la rottura e la conseguente riconnessione delle linee di campo magnetico. Durante questo processo si ha la variazione della topologia del campo magnetico e lo sviluppo di forze (del tipo $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$) che determinano la conversione di energia magnetica in energia cinetica e termica[16].

Il termine "riconnessione" è apparso per la prima volta nel 1957 in un lavoro di Parker[17], finalizzato allo studio delle scale e delle velocità coinvolte nel rilascio di energia nei più grandi brillamenti solari, nelle quali si ha l'emissione di una grandissima quantità di energia (fino a $10^{32}erg$), in tempi molto brevi, dell'ordine dei minuti o delle ore[18]. Una stima del tempo di decadimento resistivo del campo magnetico mostra che la conversione diretta di energia magnetica per dissipazione ohmica richiederebbe molti anni.

Lo studio della riconnessione avviene su diversi fronti che vanno dalle osservazioni astrofisiche e spaziali allo sviluppo di modelli teorici, dalle simulazioni numeriche agli esperimenti in laboratorio. Inoltre sono stati sviluppati e impiegati diversi mezzi per tale studio: telescopi a raggi X e UV, come ad

esempio SOHO e TRACE, spettrografi come RHESS e HINODE, nonché satelliti spaziali, come Cluster e MMS, che permettono l'acquisizione di dati *in situ*, nelle regioni della magnetosfera dove avviene il processo riconnettivo. Nonostante gli sforzi compiuti dai ricercatori nelle ultime decadi, non esiste ancora un modello globale, universalmente riconosciuto, che spieghi i fenomeni associati alla riconnessione magnetica. Il modello definitivo dovrà rispondere a delle domande che ancora non hanno risposta come, ad esempio: come l'energia magnetica è convertita in energia cinetica delle particelle cariche del plasma? Qual è il meccanismo di rilascio veloce, impulsivo, dell'energia magnetica che si verifica, ad esempio, nei brillamenti solari? Qual è l'efficienza di conversione? Qual è la dipendenza tra i parametri fisici locali e globali che caratterizzano il plasma nel processo riconnettivo?

3.1.1 Magnetosfera

La magnetosfera è lo spazio attorno alla Terra in cui l'azione del campo geomagnetico è dominante. Il campo magnetico terrestre in questa regione ci difende dalle radiazioni e dal flusso di ioni energetici provenienti dall'esterno dell'atmosfera terrestre, costituito, in gran parte, dal vento solare. Quest'ultimo

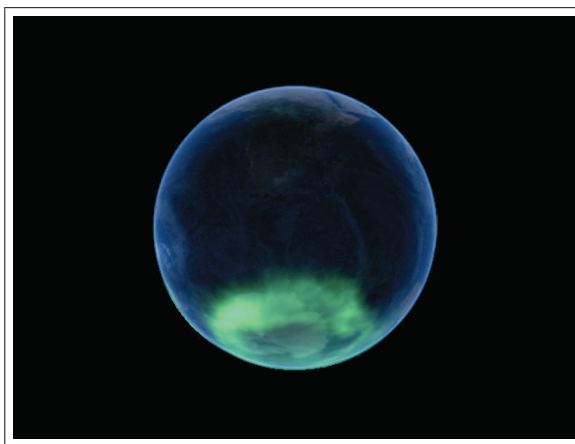


Figura 3.1: Immagine di aurora australe presa dal satellite IMAGE

è, in buona approssimazione, un plasma ideale in cui le linee di campo si possono considerare congelate. Il plasma del vento solare è pertanto forzato a muoversi su linee diverse dalle linee della magnetosfera. In questo modo gli ioni provenienti dal Sole non hanno modo di penetrare lo "scudo" magnetico costituito dalle linee di forza del campo terrestre e il vento è dunque costretto a deviare attorno alla *magnetopausa*, il confine ideale

che separa il campo geomagnetico e il plasma terrestre dal plasma solare ed interplanetario.

Tuttavia, anche se la conduttività è molto elevata, possono nascere delle regioni resistive nelle quali si ha la formazione di current-sheet e si verifica il fenomeno della riconnessione. In tal modo alcune linee del vento solare possono rompersi e ricongiungersi alle linee della magnetosfera, permettendo in questo modo agli ioni energetici di penetrare nell'atmosfera terrestre.

Gli eventi più noti che costituiscono l'evidenza di questo processo sono le aurore polari, gli affascinanti fenomeni ottici che si verificano principalmente ai poli, ove la densità delle linee del campo geomagnetico è alta. La Figura 3.1 mostra un'immagine dell'aurora australe presa dal satellite IMAGE (*Imager for Magnetopause to Aurora Global Exploration*)[19].

Modelli matematici e le osservazioni sperimentali condotte con l'ausilio di satelliti geomagnetici hanno mostrato la formazione di strutture di corrente dove le linee di campo si incontrano in modo antiparallelo, in particolare sul lato illuminato della magnetosfera (magnetopausa) e sul lato oscuro (coda magnetica, o *magnetotail* dall'inglese). La Figura 3.2 schematizza il processo di interazione tra il vento solare e la magnetosfera terrestre; sono mostrate le linee di forza del campo geomagnetico e del campo magnetico interplanetario nonché le regioni di riconnessione in corrispondenza agli *X-point* (i punti dove le linee si intersecano), sede di formazione di current-sheets.

Simulazioni numeriche combinate alle misure effettuate dai satelliti hanno mostrato che, nella coda magnetica, il processo di riconnessione accelera gli elettroni in direzione parallela allo strato di corrente a energie fino a dieci volte la temperatura ionica iniziale e genera una coda sovratermica non Maxwelliana nella distribuzione delle energie elettroniche[20]. Ciò ha mostrato un meccanismo di conversione di energia magnetica in energia cinetica estremamente efficiente. Le misure condotte hanno mostrato altresì che lo spessore degli strati di corrente ha dimensioni confrontabili con il giro-raggio ionico, ed è dell'ordine di $100km$ nella magnetosfera mentre è molto più grande ($\sim 1000km$) nella coda. Poiché ioni ed elettroni hanno un comportamento diverso in queste regioni di corrente, si deduce che il processo riconnettivo non può essere studiato solo sulla base della magnetoidrodinamica convenzionale

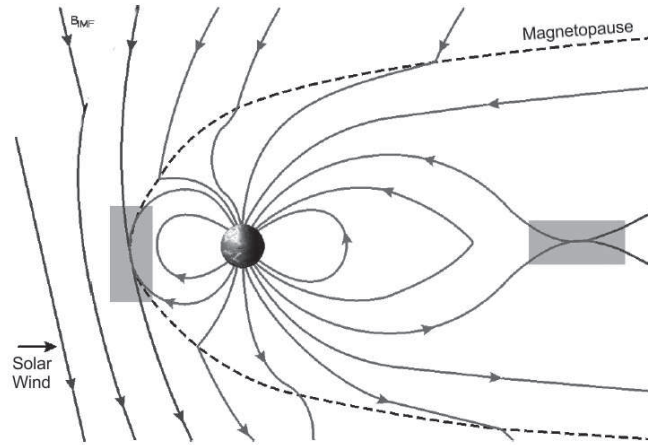


Figura 3.2: Schema delle regioni di riconnessione nella magnetosfera terrestre

illustrata nel capitolo precedente, ma è necessario considerare ulteriori contributi (come l'effetto Hall) nell'equazione di Ohm o adottare il modello MHD a due fluidi[16], in cui si prendono in considerazione le diverse dinamiche di ioni ed elettroni rispetto al campo magnetico.

3.1.2 Corona solare

La riconnessione magnetica è ormai da tempo riconosciuta come uno dei processi fondamentali alla base delle attività che avvengono nella corona solare. Le linee del campo magnetico formano, nella corona, degli archi (detti *archi coronali*) i cui punti di base (detti *footpoints*) giacciono sulla superficie solare, la *fotosfera*, e sono più densi nelle regioni (dette *attive*) di maggior attività magnetica, come nelle macchie solari. Le linee di campo, congelate nel plasma, sono mosse perennemente dai moti convettivi che avvengono

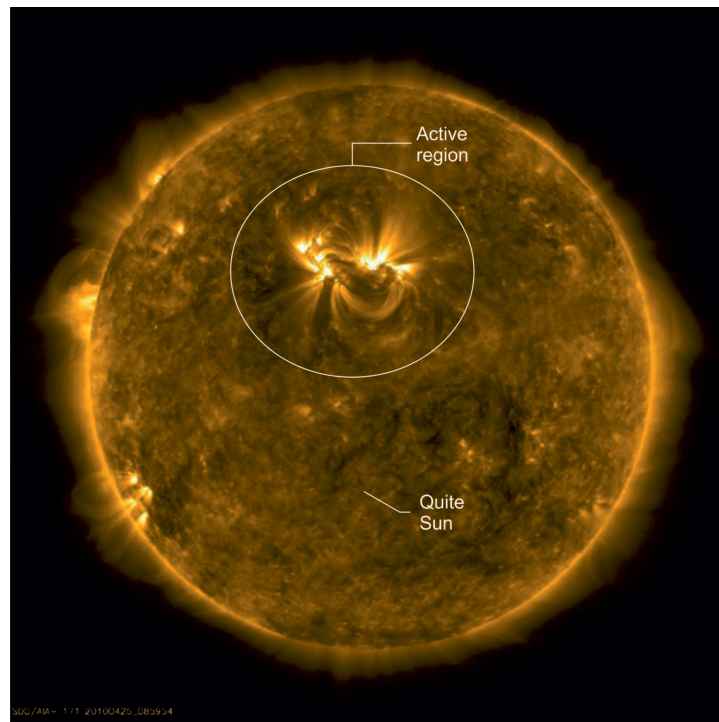


Figura 3.3: Immagine del plasma coronale del Sole a $10^3 K$ presa da SDO (*Solar Dynamics Observatory*).

sotto la superficie solare e quando si avvicinano fra loro si ha la formazione strutture di corrente e, per effetto del processo di riconnessione, il rilascio di energia magnetica nel plasma coronale. Tale rilascio di energia può generare calore, come nel modello della corona solare o si può manifestare in rapide accelerazioni delle particelle cariche, come nei brillamenti solari, o in violentissime espulsioni di massa, come nei *Coronal Mass Ejection* (CME)[21].

Il plasma della corona più esterna, benché molto rarefatto, ha una temperatura molto elevata, che supera i $10^6 K$, un valore di gran lunga maggiore di quello della fotosfera, che è dell'ordine dei $10^3 K$. La spiegazione fisica completa e universalmente riconosciuta di questo fenomeno ancora non esiste. Trovare la soluzione al “problema del riscaldamento della corona solare” è uno dei principali obiettivi della fisica solare. Tra i vari meccanismi fisici che sono stati proposti negli anni, il processo di riconnessione è quello che i ricercatori considerano come la migliore sorgente di calore nell'atmosfera

solare. La Figura 3.3 è un'immagine presa dalla strumentazione a bordo del satellite SDO (*Solar Dynamics Observatory*) e mostra il plasma coronale a una temperatura di circa $10^6 K$ [22]. È evidenziata una regione attiva, sede di intensi brillamenti solari.

Brillamenti solari

I brillamenti solari (o *flares*, in inglese) si manifestano con un brusco aumento delle emissioni su tutto lo spettro elettromagnetico e sono associati alla presenza di particelle accelerate e, in qualche caso, all'espulsione di grandi quantità di materia (CME). I più grandi brillamenti solari possono emettere grandissime quantità di energia ($\sim 10^{32} erg$)[23] su scale temporali dell'ordine delle ore. Le osservazioni, in particolare nel dominio dei raggi X, mostrano comunque che la maggior parte dell'energia è rilasciata nella fase iniziale del brillamento, su scale temporali dell'ordine dei minuti, e ciò suggerisce un'elevatissima efficienza di conversione dell'energia magnetica.

Le enormi quantità di energia rilasciate hanno portato gli scienziati, in passato, a pensare che la sorgente del riscaldamento coronale risiedesse nei brillamenti. Tuttavia alcuni studi, basati sul calcolo dell'energia media e della frequenza dei brillamenti, hanno rigettato questa ipotesi. Una teoria alternativa è quella proposta da Parker nel 1988, secondo la quale la corona sarebbe riscaldata da una serie di eventi, tipo brillamenti, più piccoli, conosciuti come *nanoflares* (10^{-9} di un flare)[18]. Secondo questo modello, il riscaldamento della corona avrebbe origine dalle dinamiche dei current-sheets a piccole scale che inevitabilmente si formano nel plasma coronale[23]. Tuttavia l'osservazione di questi eventi risulta molto difficile perché i nanoflares sono "oscurati", considerate le dimensioni in gioco, dal rumore dell'atmosfera turbolenta del Sole[24].

3.1.3 Plasmi RFP

In una scarica RFP, gli eventi di rilassamento sono associati a processi di auto-organizzazione e possono essere sia continui che impulsivi[16]. È stato mostrato che, assieme all'azione della dinamo continua, già vista nel ca-

pitolo precedente, gli RFP mostrano dei rilassamenti discreti, quasi ciclici, associati a riarrangiamenti della topologia magnetica tramite processi di riconnessione[25]. In Figura 3.4 sono mostrate la corrente di plasma e il para-

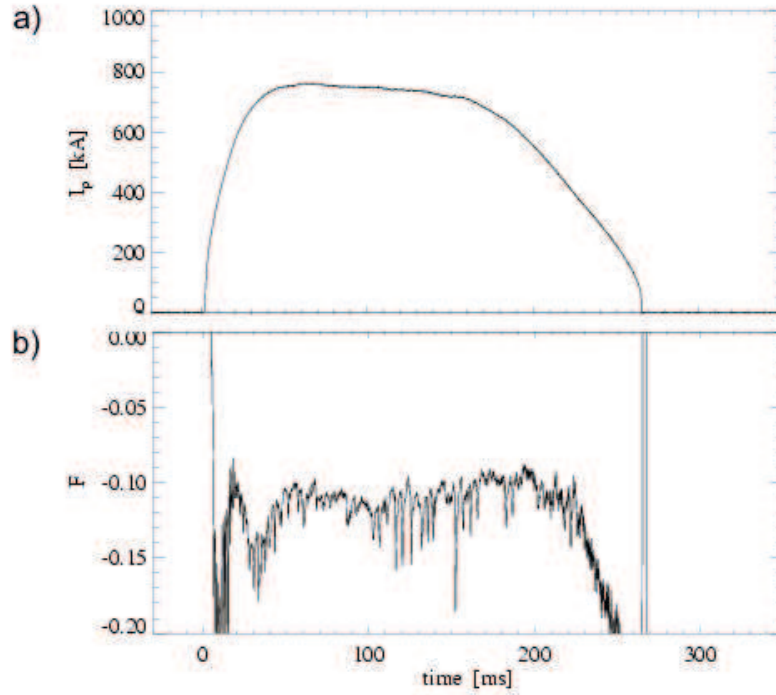


Figura 3.4: Tipica evoluzione della corrente di plasma (a) e del parametro di rovesciamento (b) in una scarica di RFX-mod[25].

metro di rovesciamento F (equ. 2.25) per una tipica scarica di RFX-mod. Si nota che il parametro F mostra delle brusche, quasi periodiche, fluttuazioni a varie scale (sia in ampiezza sia in tempo). Le più grandi sono associate ai processi di riarrangiamento della topologia magnetica[25].

È stato osservato in RFX-mod che la riconnessione porta alla formazione, toroidalmente localizzata, di perturbazioni di tipo $m = 0$ che si muovono in direzione toroidale e che sono associate alla generazione di strutture di corrente (current-sheets)[26]. La presenza di una perturbazione localizzata è dovuta all'interazione di modi di dinamo $m = 1$ che diventa massima in una regione toroidale localizzata ristretta attorno a una posizione toroida-

le indicata con Φ_{lock} (il processo è conosciuto come *locking-in-phase*). La rapida diminuzione (crash) dell'ampiezza di questi modi trasferisce energia magnetica ai modi $m = 0$. Si osserva che l'attività $m = 0$ ha origine alla posizione Φ_{lock} e si muove con il plasma in direzione opposta alla corrente toroidale (verso angoli toroidali decrescenti). La Figura 3.5 mostra il con-

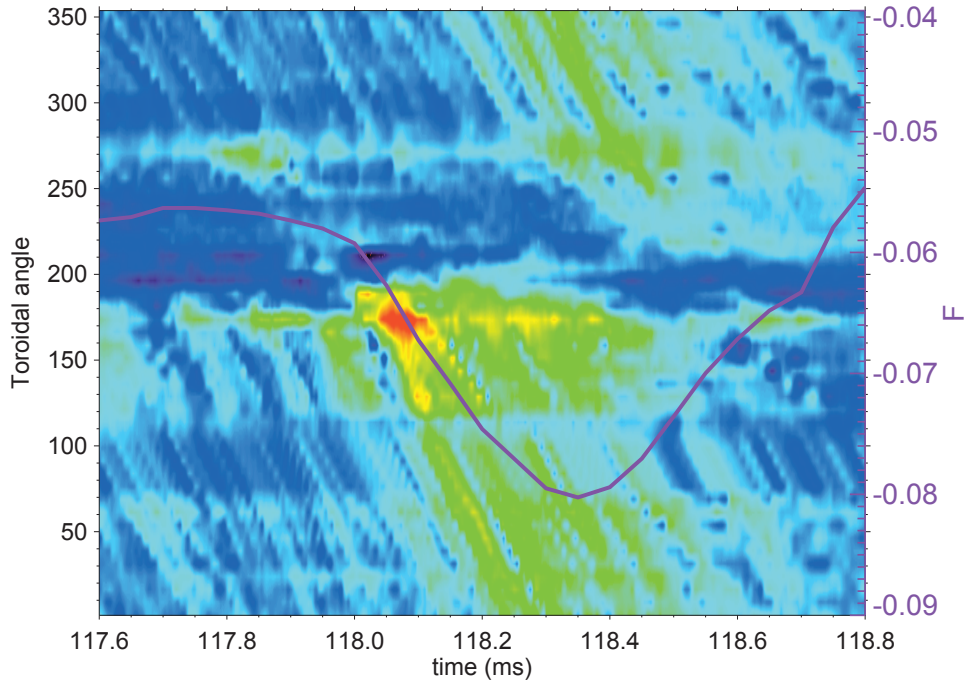


Figura 3.5: Contour plot della componente $m = 0$ del campo magnetico e parametro di rovesciamento in una scarica di RFX-mod

Contour plot della componente $m = 0$ del campo toroidale in funzione del tempo (ascissa) e dell'angolo toroidale ϕ (ordinata), nonché l'andamento del parametro F (sovrapposto). Le gradazioni di colore indicano l'ampiezza del campo magnetico. Si nota come, in corrispondenza del crash del parametro F , il campo mostra un brusco aumento di intensità attorno a $\phi = 170^\circ$. La perturbazione si sposta verso angoli toroidali decrescenti.

Altri studi hanno mostrato che la riconnessione magnetica (guidata da modi di tearing) in plasmi RFP determina un'efficiente accelerazione delle particelle cariche. In particolare, è stata osservato lo sviluppo di una coda non-Maxwelliana nella distribuzione degli ioni[27]. Quindi tale processo non può essere associato a processi d'urto con altri ioni o elettroni, che porterebbero

invece a una distribuzione regolare nello spazio delle velocità.

L'obiettivo di questi tesi è proprio quello di studiare le proprietà magnetiche e dinamiche associate ai fenomeni di riconnessione magnetica e allo sviluppo di current-sheets nel plasma di RFX-mod.

3.2 Modelli di riconnessione

La configurazione più semplice che si adotta solitamente nella descrizione del processo di riconnessione è quella del cosiddetto *strato neutro*, come quello mostrato in Figura 3.6. L'unica componente del campo diversa da zero è B_y

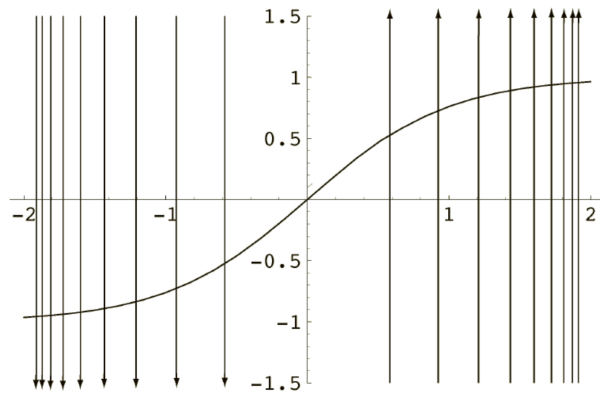


Figura 3.6: Linee di forza del campo magnetico nello strato neutro. La linea continua rappresenta $B_y(x)$ [4].

e il suo valore è una funzione dispari della coordinata x (la forma più usata è quella detta “di Harris”: $B_y = \tanh x$). Tale campo può essere generato da uno strato di corrente omogeneo diretto lungo z , concentrato nell’intorno di $x = 0$ [4]. La forza di Lorentz $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ spinge il plasma da entrambi i lati verso lo strato neutro. In un plasma ideale tale forza è contrastata da eventuali gradienti di pressione, raggiungendo l’equilibrio. In presenza di resistività si ha una forte interazione tra le linee, che possono disaccoppiarsi e determinare una nuova configurazione topologica del campo. Questo processo si descrive con la rottura di due linee di campo e la conseguente riconnessione con le linee di polarità opposta, come mostrato in Fig. 3.7. Nella nuova geometria si possono formare linee di forza chiuse, dette *isole magnetiche*, e linee di

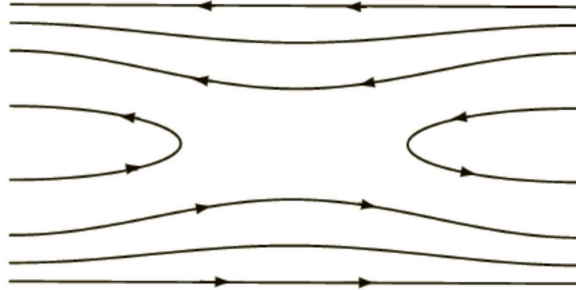


Figura 3.7: Linee di forza del campo magnetico dopo la riconnessione.[4].

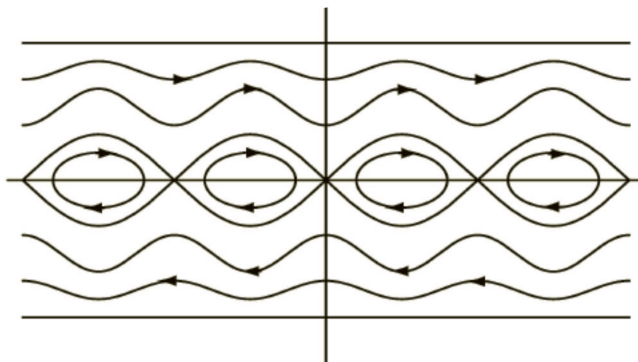


Figura 3.8: Formazione di isole magnetiche a seguito della riconnessione.[4].

forza aperte, dette *separatrici* (Fig. 3.8).

La linea neutra iniziale, cioè la linea inizialmente corrispondente a $B_z = 0$, degenera in una successione di punti di tipo O (O -point) se si trovano all'interno delle linee di forza chiuse e punti di tipo X (X -point) se si trovano all'incrocio tra le separatrici.

Si può dimostrare che l'energia del sistema, a seguito della riconnessione, risulta minore, cioè il sistema evolve verso un nuovo stato di equilibrio[9].

3.2.1 Modello di Sweet-Parker

Il più semplice modello che fornisce una descrizione analitica del processo di riconnessione è stato elaborato indipendentemente da Sweet (1958) e da Parker (1963) e prende il nome di “modello di Sweet-Parker”. In questo modello non si specifica la forma analitica del campo magnetico e della velocità del plasma; si suppone soltanto che il campo \mathbf{E} sia un vettore costante diretto lungo z e che la riconnessione avvenga in uno strato resistivo di lunghezza $2L$ e spessore $2l$. Questo strato separa due regioni in cui il campo magnetico punta in direzioni opposte, come mostrato in Fig. 3.9. Il modello di Sweet-Parker si basa su una condizione di stazionarietà del flusso, quindi i valori del campo, delle velocità e delle dimensioni dello strato di corrente sono legate tra di loro. Si usa perciò fissare il valore di alcune di essi, come B_i e L . All'esterno dello strato la resistività è nulla, il plasma è ideale e il

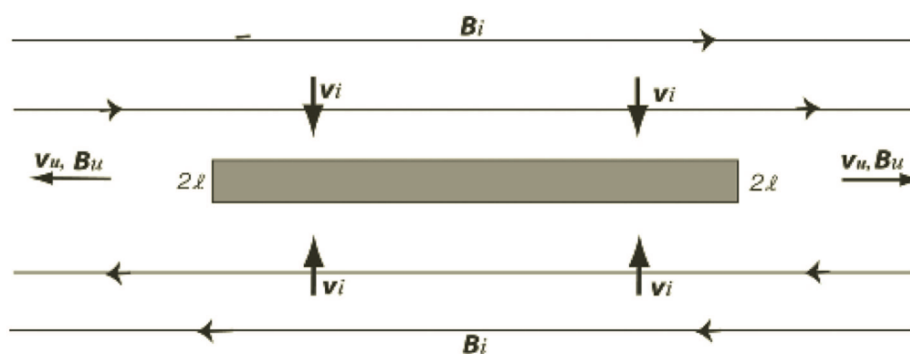


Figura 3.9: Schema del modello di riconnessione di Sweet-Parker[4]. campo risulta perciò congelato, muovendosi verso lo strato con velocità v_i . Al bordo dello strato, dove la densità di corrente \mathbf{J} è nulla, si ha:

$$E = v_i B_i \quad (3.1)$$

invece al centro, dove $\mathbf{B} \approx 0$, il campo vale:

$$E = \eta J_c \quad (3.2)$$

dove con il pedice c si intendono i valori al centro dello strato resistivo, mentre i pedici i e u si riferiscono al flusso entrante e uscente dallo strato, rispettivamente. Dalla relazione $\mu_0 \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}$, si ottiene:

$$J_c \approx \frac{1}{\mu_0} \frac{B_i}{l} \quad (3.3)$$

che, combinata alle precedenti, dà:

$$v_i = \frac{\eta}{\mu_0 l} \quad (3.4)$$

Per la legge di conservazione della massa, cioè uguagliando il flusso di massa entrante $4L\rho v_i$ a quello uscente $4lv_u$ si ha:

$$Lv_i = lv_u \quad (3.5)$$

dove v_u è la velocità del plasma uscente dallo strato diffusivo. Per la conservazione del flusso magnetico si ha:

$$v_i B_i = v_u B_u \quad (3.6)$$

$$B_u = \frac{v_i}{v_u} B_i = \frac{l}{L} B_i \quad (3.7)$$

Supponendo che la pressione sia costante dappertutto, la forza magnetica diretta lungo lo strato resistivo vale:

$$J_c B_u \simeq \frac{1}{\mu_0} \frac{B_i B_u}{l} \quad (3.8)$$

Questa forza accelera il plasma nello strato resistivo. Dalla relazione

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}) = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$$

, si ottiene allora:

$$\rho \frac{v_u}{L} \simeq \frac{B_i B_u}{\mu_0 l} \quad (3.9)$$

che, combinata con l'equ. 3.7, fornisce la velocità del flusso di uscita dallo strato resistivo:

$$v_u \simeq \frac{B_i}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \equiv v_{ai} \quad (3.10)$$

dove v_{ai} è la velocità di Alfvén relativa al flusso entrante.

Quindi il plasma entra con velocità v_i ed esce con velocità v_{ai} . Il *tasso di riconnessione* R_i è dato dal rapporto di queste velocità, e lo si può esprimere come:

$$R_i \equiv \frac{v_i}{v_{ai}} = \left(\frac{\eta}{L c_{ai}} \right)^{\frac{1}{2}} = S^{-\frac{1}{2}} \quad (3.11)$$

Per il modello di Sweet-Parker dunque la velocità di riconnessione dipende dal valore del numero di Lundquist S .

3.2.2 Modelli di riconnessione attuali

Sebbene il modello di Sweet-Parker preveda un'efficienza di conversione dell'energia magnetica che è maggiore di quella ottenibile dal solo decadimento resistivo in assenza di current-sheets, gli studi effettuati hanno mostrato che il tasso di riconnessione previsto è comunque molto lento rispetto ai fenomeni di conversione che si verificano per esempio nei brillamenti solari. In tale modello non è possibile aumentare il flusso di campo magnetico entrante nello strato diffusivo e quindi non è possibile ottenere elevate potenze di conversione.

Le numerose simulazioni numeriche e le analisi sperimentali che sono state condotte fino a oggi hanno mostrato che, per ottenere modelli teorici che permettano una maggiore efficienza di conversione, bisogna andare oltre le equazioni MHD resistive ordinarie e trattare gli ioni e gli elettroni come due fluidi separati. È necessario quindi considerare, oltre al termine resistivo collisionale, il contributo di Hall nell'equazione di Ohm generalizzata. La maggiore velocità di conversione deriva dal fatto che le equazioni a due fluidi "permettono" allo strato di corrente di essere più spesso di quello di Sweet-Parker. Con uno strato più ampio si ha un maggior flusso di uscita degli ioni e quindi una riconnessione più veloce. D'altra parte, se lo strato di corrente raggiunge spessori confrontabili con il raggio di girazione ionico, si ha un

disaccoppiamento dal moto degli elettroni. In questo caso gli ioni sono non magnetizzati e non hanno deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, determinando uno squilibrio tra le dinamiche degli ioni e quelle degli elettroni. Questo giustifica la necessità di introdurre l'effetto Hall nelle equazioni della magnetoidrodinamica[4]. Oltre a queste considerazioni, lo studio del fenomeno della riconnessione magnetica deve tenere conto di un'ulteriore evidenza sperimentale: le strutture di corrente tendono a frammentarsi, mostrando che la dinamica degli strati è molto più complessa rispetto a quella dello strato "monolitico" che i ricercatori hanno analizzato finora[28].

3.3 Frammentazione delle strutture di corrente

Diverse simulazioni numeriche[29] hanno mostrato che le particelle cariche di un plasma, a differenza del modello del current-sheet monolitico, possono guadagnare energie in tempi molto rapidi tramite interazione multipla con diversi strati di corrente e in maniera molto efficiente.

La Figura 3.10 mostra uno schema di tale processo di interazione multipla:

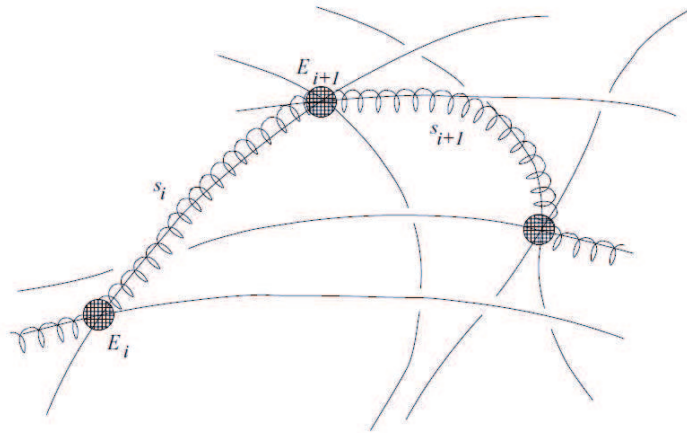


Figura 3.10: Immagine schematica del processo di accelerazione per interazione multipla.

una particella segue essenzialmente le linee di campo magnetico finché non entra in un sito di accelerazione associato a un campo elettrico E_i dove può incrementare la sua energia cinetica, ripetendo il processo numerose volte.

È stato anche ipotizzato che gli strati di corrente, a causa di instabilità, si frammentino generando una struttura gerarchica di current-sheets con scale spaziali via via più piccole che si estendono fino alle scale fisiche dove la diffusione resistiva è sufficientemente importante a prevenire ulteriori frammentazioni[30].

In questo paragrafo è presentato in particolare il lavoro pubblicato da M. Onofri, H. Isliker e L. Vlahos[31], nel quale si studia l'accelerazione di elettroni e ioni in un campo elettromagnetico soggetto a frammentazione. Gli autori dell'articolo hanno simulato numericamente le equazioni MHD resistive in un dominio tridimensionale, con numero di Reynold $R_m = 5000$. Hanno imposto delle condizioni iniziali tali che il plasma sia a riposo e soggetto a un campo magnetico d'equilibrio \mathbf{B}_0 con uno strato di corrente al centro del dominio di simulazione:

$$\mathbf{B}_0 = B_{y0}\hat{y} + B_{z0}\hat{z} \quad (3.12)$$

dove B_{y0} è un valore costante, mentre B_{z0} è dato da:

$$B_{z0} = \tanh\left(\frac{x}{0.1}\right) - \frac{x/0.1}{\cosh^2(1/0.1)} \quad (3.13)$$

Nelle direzioni y e z il campo magnetico di equilibrio è uniforme e sono imposte condizioni periodiche al contorno. Infine questo campo di equilibrio è perturbato tramite fluttuazioni 3-dimensionali a divergenza nulla. In Figura 3.11 sono mostrate le isosuperfici del campo elettrico simulato ($\mathbf{E} = \eta\mathbf{j} - \mathbf{v} \times \mathbf{B}$) corrispondenti a due diversi valori del campo in tre istanti di tempo diversi ($t = 50\tau_a$, $t = 200\tau_a$, $t = 400\tau_a$, dove τ_a è il tempo di transito di Alfvén).

L'evoluzione del sistema mostra che l'equilibrio iniziale è modificato dalla formazione di filamenti di corrente. Dopo circa $50\tau_a$ lo strato di corrente inizia a frammentarsi e a $t = 200\tau_a$ la frammentazione è molto evidente; la struttura del campo elettrico è caratterizzata da piccole regioni dove il campo è più forte, circondate da un volume più grande caratterizzato da un valore di campo minore. Infine, a $t = 400\tau_a$, lo strato è completamente distrutto e il campo è altamente frammentato.

Per determinare la dinamica delle particelle, sono stati iniettati protoni ed elettroni nel box della simulazione, dove si possono muovere sotto l'azione di campi elettrici e magnetici che rimangono costanti durante il loro moto. Questo è giustificato dal fatto che l'evoluzione dei campi è più lenta rispetto al processo di accelerazione, durante la quale le particelle guadagnano energie molto alte su scale temporali brevi, e in tali tempi i campi non cambiano significativamente.

Sono stati simulati valori fisici che si adattano alla fisica della corona solare: $B_0 = 100G$, densità $n_0 = 10^9 cm^{-3}$ e resistività $\eta = 2 \cdot 10^{-6}s$, corrispondenti a un tempo di Alfvén $\tau_a \approx 1.44s$. Sono state iniettate 50000 particelle test con posizioni random nel box di simulazione e con una distribuzione di velocità iniziale Gaussiana a una temperatura di $1.16 \cdot 10^{16}K$. I campi elettrici e magnetici usati per accelerare le particelle sono ottenute dalla simulazione MHD a $t = 50\tau_a$.

La Figura 3.12 presenta la distribuzione dell'energia cinetica degli elettroni in tre istanti diversi. Le particelle test sono rapidamente accelerate ad alte energie e la distribuzione, inizialmente Maxwelliana, sviluppa una coda sovratermica che cresce nel tempo.

L'accelerazione relativa ai protoni risulta meno efficiente rispetto a quella degli elet-

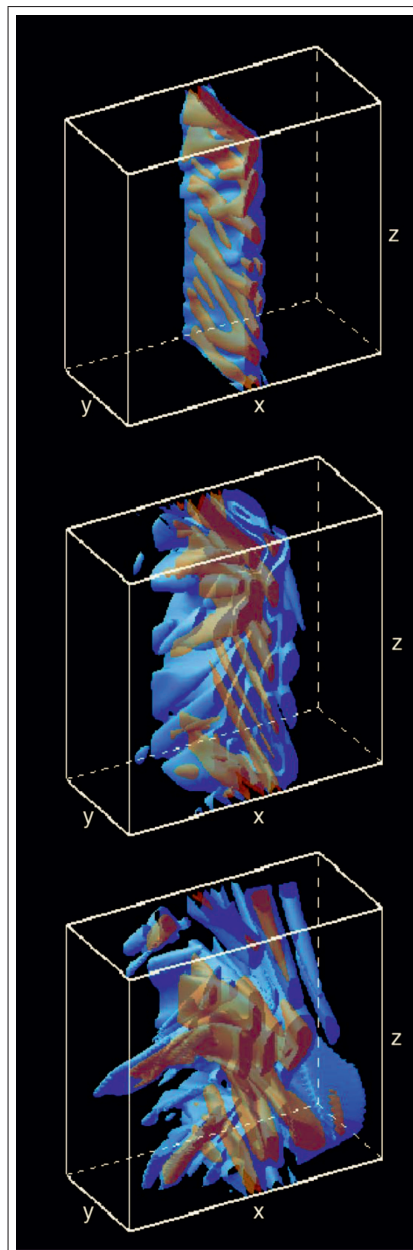


Figura 3.11: Isosuperfici del campo elettrico a $t = 50\tau_a$, $t = 200\tau_a$ e $t = 400\tau_a$. Si nota la frammentazione dello strato di corrente[31].

troni e la distribuzione delle energie rimane, nell'intervallo temporale della simulazione, vicina alla distribuzione Maxwelliana iniziale e questo è in sostanziale disaccordo con i dati sperimentali relativi ai brillamenti solari che dimostrano che anche i protoni sono accelerati rapidamente ad energie molto alte. I risultati della simulazione condotta dunque hanno dimostrato che uno strato di corrente frammentato è un acceleratore estremamente efficiente per gli elettroni i quali assorbono una larga frazione del campo magnetico in tempi molto brevi. Per quanto riguarda i protoni, invece, gli autori sostengono che gli ioni non sono accelerati alle alte energie osservate durante i brillamenti da un singolo current-sheet instabile ma dalla formazione di molti strati di corrente simultanei. L'interazione multipla con tali strutture potrebbe generare un'accelerazione molto potente sia per gli elettroni che per gli ioni. Uno degli obiettivi di questa tesi è verificare se gli strati di corrente che si generano nel plasma di RFX per effetto della riconnessione sono soggetti ad una analogia frammentazione e, in caso affermativo, verificare se, in termini di velocità di Alfvén, il modello usato dagli autori per descrivere sistemi fisici molto grandi, come la corona solare, è applicabile ai plasmi di laboratorio, caratterizzati da dimensioni caratteristiche diversi ordini di grandezza minori.

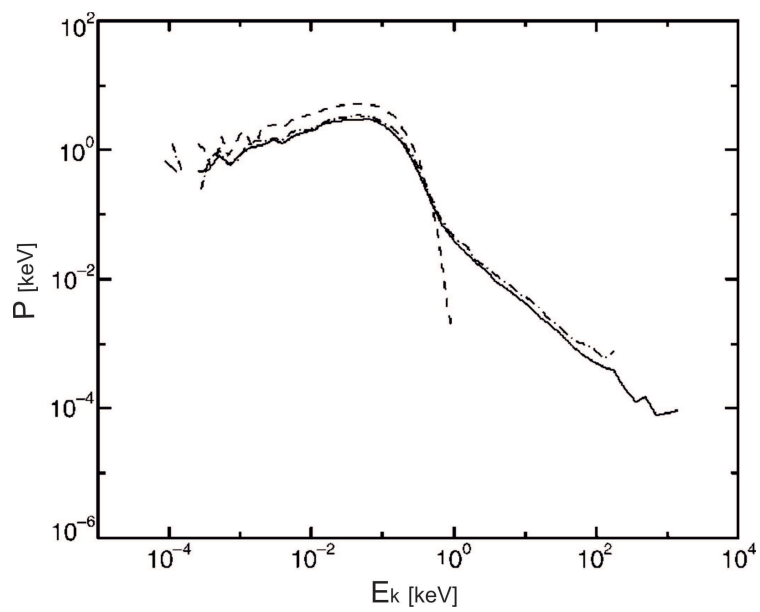


Figura 3.12: Distribuzione dell'energia cinetica degli elettroni all'istante iniziale (curva tratteggiata), a $t = 8 \cdot 10^{-5} s$ (linea continua) e a $t = 3 \cdot 10^{-5} s$ (linea mista punto-tratto)[31].

Capitolo 4

Diagnostiche e analisi dati

4.1 Diagnostiche

Il lavoro di questa tesi si è concentrato sullo studio degli effetti magnetici e cinetici dei processi di riconnessione magnetica nel plasma di RFX-mod. In particolare, si è fatto uso delle misure effettuate da due diagnostiche di cui è dotata la facility di RFX-mod: il sistema integrato di sensori interni, ISIS, per lo studio delle fluttuazioni magnetiche, e uno spettrometro compatto, per la rivelazione di neutroni.

Nei paragrafi successivi saranno descritti tali sistemi di acquisizione dati e, infine, sarà presentato il metodo di analisi dati impiegato nello studio delle fluttuazioni magnetiche generate dalla riconnessione magnetica.

4.1.1 ISIS

ISIS, acronimo di *Integrated System of Internal Sensors*, è un insieme di sensori termici, elettrostatici e magnetici posti all'interno della camera da vuoto di RFX-mod. Ha la funzione principale di fornire dati ad alta frequenza al fine di poter studiare le quantità fisiche fluttuanti a bordo plasma[25]. Questi sensori sono localizzati a una posizione radiale $r = 1.03a$, sotto la *prima parete*, una superficie composta da 2016 mattonelle di grafite che proteggono la camera da vuoto dal plasma, come mostra la Figura schematica 4.1.

In questi tesi si riportano i risultati relativi alla fluttuazioni magnetiche ot-

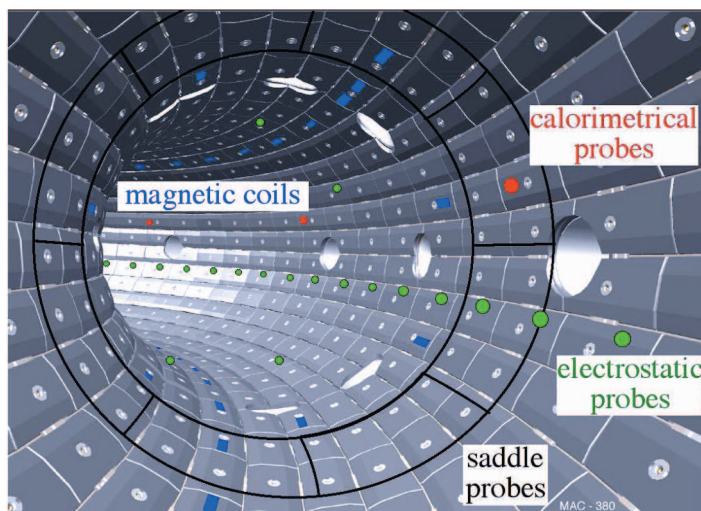


Figura 4.1: Immagine schematica del sistema di sensori di ISIS

tenute dai sensori magnetici che misurano la derivata temporale del campo magnetico toroidale $\frac{dB_\phi(a)}{dt}$, dove con a si indica la misura a bordo plasma. Tali sensori sono costituiti da bobine (*pick-up coils*) e formano due array posti in posizioni poloidali $\theta = 70^\circ$ e $\theta = 250^\circ$, dove l'angolo poloidale $\theta = 0$ corrisponde, nella notazione di RFX-mod, all'equatore esterno della macchina. Ogni array è costituito da 48 sensori distribuiti uniformemente in direzione toroidale. La frequenza di campionamento è di 2 MHz mentre la larghezza di banda stimata per la misura è fino a 400 kHz. Il cavo che costituisce le bobine, realizzato in Chromel, è avvolto in due strati per un totale di ottanta giri, attorno a un materiale ceramico (MACOR) di forma ellittica (Fig. 4.2)[32]. In Figura 4.3 è mostrato un esempio del segnale magnetico toroidale $B_\phi(a)$ ottenuto a seguito di integrazione nel tempo. Si nota come tale segnale sia soggetto a forti fluttuazioni, le più larghe delle quali sono associate ai processi di riconnessione[25].

4.1.2 Diagnostica neutronica

I processi di riconnessione magnetica, si è visto, sono spesso associati all'accelerazione e al riscaldamento delle particelle cariche di un plasma. Il rate delle reazioni di fusione D-D (si veda la Fig. 1.2) dipende dalla tempera-

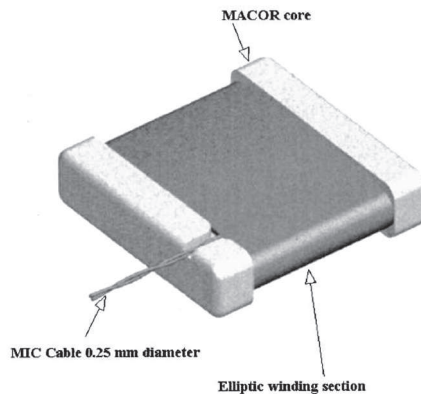


Figura 4.2: Modello di sensore magnetico di ISIS

tura, quindi il riscaldamento del plasma in una regione localizzata potrebbe portare a un incremento locale del numero di reazioni e perciò anche a un aumento della produzione di neutroni. Per studiare il flusso di neutroni emessi dal plasma di RFX-mod si è fatto uso di uno spettrometro compatto, posto su una finestra superiore della camera da vuoto, sopra l'asse toroidale, a una posizione $R = R_0 = 2m$, come mostrato in Figura 4.4. La diagnostica fa uso di uno scintillatore liquido EJ-301[33] (diametro 51 mm, spessore 51 mm) accoppiato a un fotomoltiplicatore H8500[34]. Lo scintillatore, sensibile ai neutroni e alla radiazione gamma, è posto 260 mm sopra una finestra verticale e protetto da uno schermo di polietilene. La discriminazione tra fotoni e neutroni è determinata sulla base del metodo standard denominato *Pulse Shape Discrimination*. Il rivelatore è stato calibrato in energia usando delle piccole sorgenti radioattive (^{137}Cs e ^{60}Co) che emettono raggi gamma di energia nota.

4.2 Analisi Dati

Al fine di studiare le proprietà magnetiche del plasma in corrispondenza ai fenomeni di riconnessione magnetica, risulta necessario sviluppare un metodo che permetta di individuare le strutture intermittenti che caratterizzano i segnali magnetici, per poterli analizzare statisticamente. Il metodo di inda-

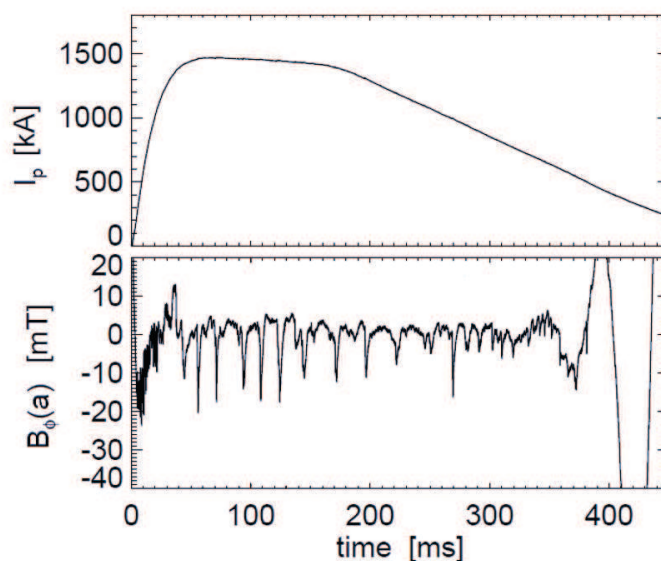


Figura 4.3: Andamento temporale della corrente di plasma (pannello superiore) e del campo magnetico $B_\phi(a)$ a bordo plasma (pannello inferiore) per una tipica scarica di RFX.

gine adottato per la ricerca di queste strutture fa uso di un'analisi, analoga a quella di Fourier, basata sulla cosiddetta trasformata *Wavelet*.

4.2.1 Trasformata di Fourier

La trasformata di Fourier (FT) decompone un segnale in serie di funzioni di base, seno e coseno, infinitamente estese nel tempo. Tale procedura permette di passare dal dominio del tempo al dominio della frequenza, individuando le componenti in frequenza che sono presenti nel segnale. Tuttavia, in questo passaggio, si perde ogni informazione temporale e dunque la trasformata di Fourier di un segnale variabile nel tempo (non stazionario) non ci dice quando una certa componente in frequenza compare (e/o scompare) nel segnale originario[35].

Quando si vuole conoscere la localizzazione temporale delle componenti spettrali di un segnale, risulta utile una trasformazione che dia una “rappresentazione tempo-frequenza”[36], come ad esempio la STFT (*Short Time Fourier Transform*) o la trasformata Wavelet.

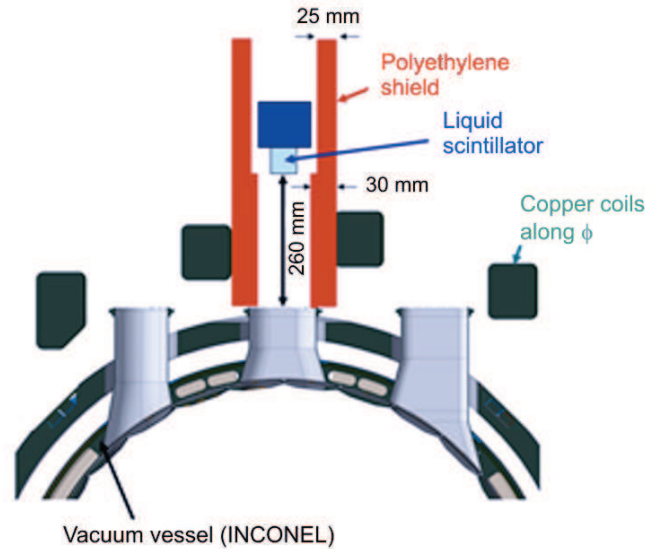


Figura 4.4: Schema della disposizione dello spettrometro sulla camera da vuoto di RFX-mod

STFT

Se un segnale è non stazionario si possono scegliere delle finestre temporali limitate rispetto alle quali il segnale risulta periodico. La STFT agisce nel modo seguente: si prende una porzione del segnale, centrata all'istante $t = t_0$, di larghezza pari alla finestra (si pone uguale a zero tutto il resto del segnale) e si esegue la trasformata di Fourier su questa porzione; si considera quindi un'altra porzione del segnale della stessa larghezza, centrata in un altro istante temporale $t = t_1$ e si effettua una nuova FT, e così via. In questo modo si è in grado di stabilire quando una certa componente in frequenza si manifesta nel segnale in un dato intervallo temporale.

Tuttavia questo tipo di analisi a finestra fissa ha un limite di risoluzione (legato al principio di indeterminazione). Le frequenze più alte sono meglio risolte nel tempo, le frequenze più basse in frequenza. Se si scelgono finestre strette, si ottiene una buona risoluzione temporale ma bassa risoluzione in frequenza; finestre ampie sono invece associate a una buona risoluzione in

frequenza ma con bassa risoluzione temporale.

Questo problema di risoluzione può essere risolto (in parte, non si può eliminare il principio di indeterminazione!) con un'analisi che fa uso di finestre adattive, come la trasformata Wavelet.

4.2.2 La trasformata Wavelet

La trasformata Wavelet (WT) decompone il segnale in termini di funzioni limitate nel tempo (il termine deriva dal francese “ondelette”, piccola onda, convertita poi in inglese wavelet).

Il segnale è espresso mediante combinazioni di *Wavelet figlie*, ottenute mediante operazioni di *shifting* e *scaling* della stessa *Wavelet madre*.

Una wavelet Ψ è una funzione che deve soddisfare la “condizione di ammissibilità”, che è equivalente ad assumere che sia una funzione a valore medio nullo[37]. Esistono diverse funzioni che si possono usare come wavelet e il loro utilizzo dipende dal tipo di analisi che si intende svolgere.

In questo lavoro di tesi si è fatto uso della wavelet *Maar* o *Mexican Hat*, cappello da messicano (Figura 4.5). Tale funzione, reale, è la derivata seconda della funzione Gaussiana e si può scrivere come:

$$\Psi(t) = \frac{2}{\pi^{\frac{1}{4}}\sqrt{3}\sigma} \left(\frac{t^2}{\sigma^2} - 1 \right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.1)$$

dove σ è la larghezza caratteristica della Gaussiana.

La trasformata Wavelet è definita come l'integrale del segnale $f(t)$ moltiplicato per la wavelet scalata e shiftata:

$$C(\tau, s) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int f(t) W \left(\frac{t - \tau}{s} \right) dt \quad (4.2)$$

dove s è il fattore di scala, τ è il fattore di shifting, t è il tempo.

I coefficienti $C(\tau, s)$ rappresentano il comportamento temporale delle fluttuazioni caratteristiche a ogni scala s , ovvero, fissati i fattori di scaling e shifting, i coefficienti danno la “similarità” tra una porzione del segnale e la wavelet. Ogni coefficiente permette una decomposizione del segnale alla scala

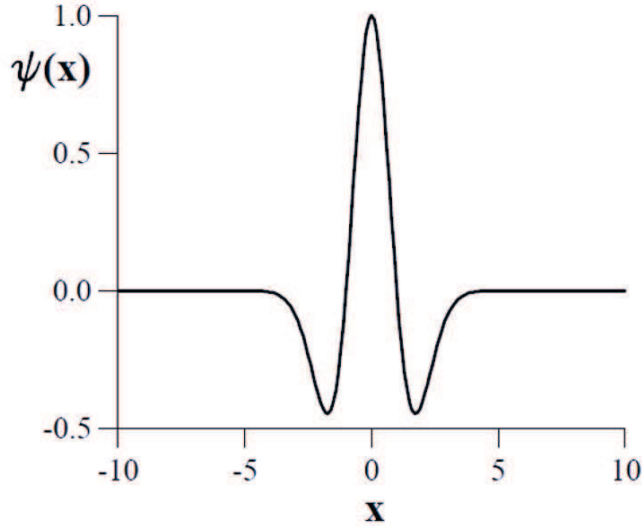


Figura 4.5: Wavelet *Mexican Hat* ($\sigma = 1$)

s in funzione del parametro temporale τ .

4.2.3 Riconoscimento strutture

Il metodo di riconoscimento degli eventi legati alla riconnessione magnetica consiste nel selezionare quelle strutture nel segnale associate a coefficienti C che deviano dalla condizione di gaussianità. Si dimostra infatti che la funzione di distribuzione della probabilità (PDF) delle fluttuazioni del campo ha lo stesso scaling della PDF dei coefficienti wavelet[37]. Si può definire una “misura dell’intermittenza locale” (LIM) che caratterizza l’attività presente nel segnale a ogni scala s e al tempo τ :

$$l(\tau, s) = \frac{C(\tau, s)^2}{\langle C(\tau, s)^2 \rangle} \quad (4.3)$$

dove con il simbolo $\langle \rangle$ ci si riferisce alla media temporale. Un segnale non intermittente ha $l(\tau, s) = 1$ per ogni τ e s , invece $l(\tau, s) > 1$ corrisponde a fluttuazioni più grandi del valore medio alla scala s . Il metodo di riconoscimento prevede di prendere come eventi quelli che superano un determinato

valore di soglia sulla LIM per ogni scala, che è dato da quei valori per cui il parametro *Flatness*

$$F(s) = \frac{\langle C(\tau, s)^4 \rangle}{\langle C(\tau, s)^2 \rangle^2} \quad (4.4)$$

è uguale a 3[37].

La Figura 4.6 mostra il parametro di rovesciamento F e gli eventi individuati alla scala $s = 1.25ms$. In Figura 4.7 è presentato uno degli eventi riconosciuti nel campo magnetico : la barretta verde, in corrispondenza dell'istante associato all'evento, ha un'altezza pari all'ampiezza dell'evento stesso, preso arbitrariamente pari alla variazione del segnale nell'intervallo temporale dato dalla scala wavelet. Il segnale in arancione corrisponde all'antitrasformata wavelet. Infine la Figura 4.8 mostra un contour-plot della componente $m = 0$ del campo magnetico in cui sono evidenziate con dei punti le posizioni (temporali e spaziali) delle strutture individuate. Il colore dei punti dipende dalla loro ampiezza: ai bianchi corrispondono gli eventi di ampiezza maggiore.

La lettura e lo studio dei dati, nonché l'implementazione del metodo di riconoscimento delle strutture intermittenti nel segnale e la successiva analisi statistica è stata svolta tramite l'elaborazione di routine in codice IDL (*Interactive Data Language*).

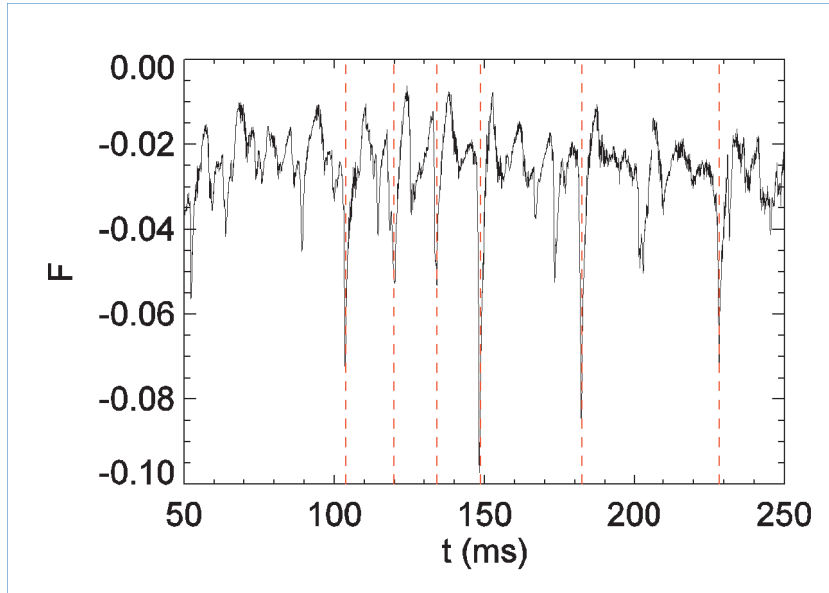


Figura 4.6: Parametro di rovesciamento F in funzione del tempo. Sono evidenziate le strutture individuate alla scala $s = 1.25ms$

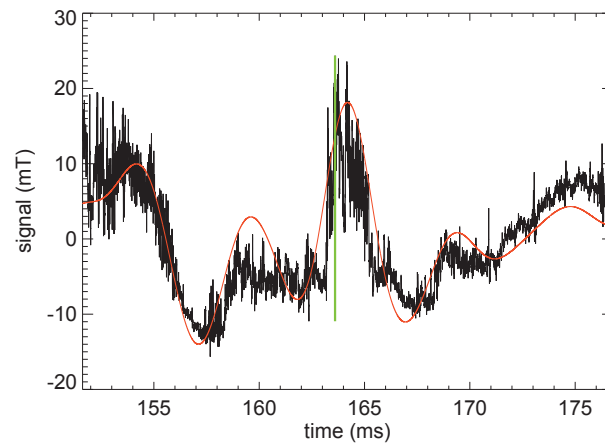


Figura 4.7: Riconoscimento di un evento (segmento verde) nella componente $m = 0$ del campo magnetico F (segnale in nero). È mostrata anche l'antitrasformata determinata dai coefficienti Wavelet (linea continua arancione).

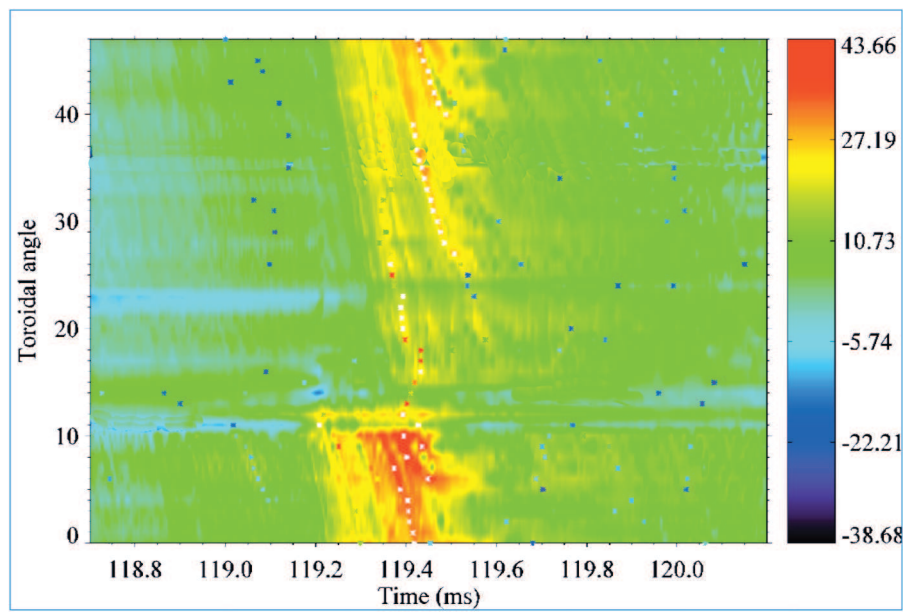


Figura 4.8: Contour-plot dei segnali magnetici di ISIS. Strutture individuate con l'analisi wavelet

Capitolo 5

Risultati sperimentali

Il lavoro di tesi sperimentale presentato in questa tesi si è concentrato principalmente sull’analisi degli effetti della riconnessione magnetica nel plasma di RFX-mod. L’obiettivo è stato quello di fornire un “tassello” nella comprensione della riconnessione per cercare di capire come questo processo influenzi le proprietà magnetiche e cinetiche del plasma e quale sia la dipendenza dai parametri locali e globali del sistema fisico in esame. Si è cercato altresì di collegare lo studio del plasma di RFX-mod a quelli che riguardano la riconnessione magnetica in ambito solare e astrofisico.

La prima parte del lavoro svolto in laboratorio riguarda lo studio del linguaggio di programmazione IDL[38]. Tale lavoro propedeutico è stato necessario per l’analisi dei segnali magnetici in quanto l’enorme mole di dati raccolti dai sensori magnetici di ISIS richiede un’elaborazione numerica computerizzata. Per questo motivo sono stati sviluppati dei codici IDL già utilizzati dai ricercatori del laboratorio e ne sono stati creati di nuovi *ad hoc*, in quanto il filone di ricerca dei processi di riconnessione è relativamente nuovo in RFX-mod. Alcune di queste analisi, sottomesse dai codici IDL, hanno richiesto un’elevata CPU e in qualche caso hanno impiegato diversi giorni di tempo di calcolo.

In questo capitolo saranno presentati i risultati sperimentali delle indagini condotte, cercando di descrivere la fisica che ne sta alla base.

5.1 Analisi dei dati magnetici

L'analisi magnetica dei fenomeni di riconnessione che interessano il plasma di RFX-mod è stata articolata in tre parti: studio delle fluttuazioni del campo magnetico toroidale, studio della distribuzione statistica degli eventi di riconnessione e studio della dinamica dei current-sheet a bordo plasma. Il nucleo di queste ricerche è costituito dal processo per il riconoscimento delle strutture¹ che caratterizzano i segnali magnetici del plasma RFP (Fig. 5.1).

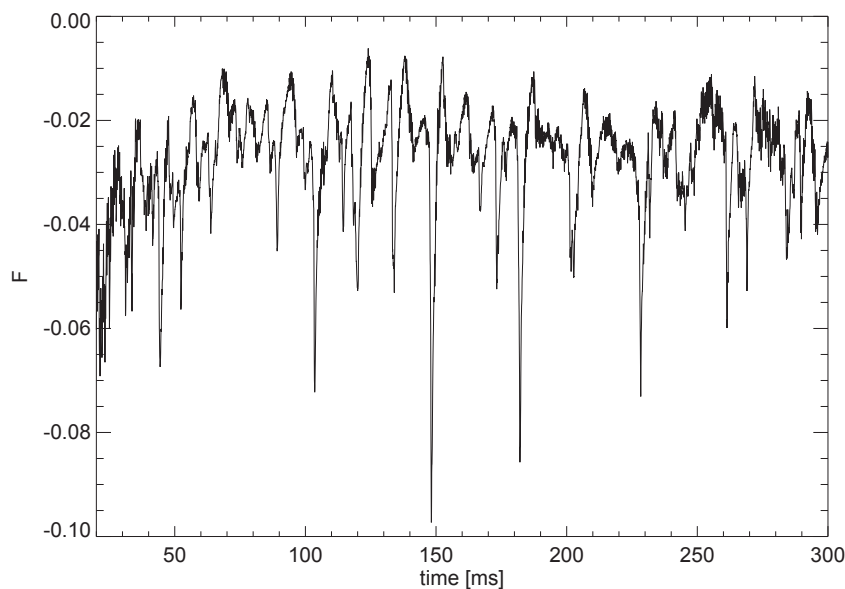


Figura 5.1: Andamento temporale del parametro di rovesciamento F per una scarica tipica di RFX-mod.

Inoltre, per studiare il plasma in condizioni stazionarie, sono stati evitati i processi transienti e perciò tutti gli shot sono stati analizzati solo all'interno della fase di *flat-top*, cioè nell'intervallo temporale durante il quale la curva della corrente di plasma in funzione del tempo ha un andamento "piatto", come mostrato in Figura 5.2

Come primo lavoro di analisi, si è deciso di considerare gli eventi rilevati nel segnale di campo magnetico toroidale ottenuto come media dei segnali delle diverse sonde distribuite lungo l'angolo toroidale. In particolare, si è

¹in seguito saranno chiamati semplicemente *eventi*, perché associabili a eventi di riconnessione

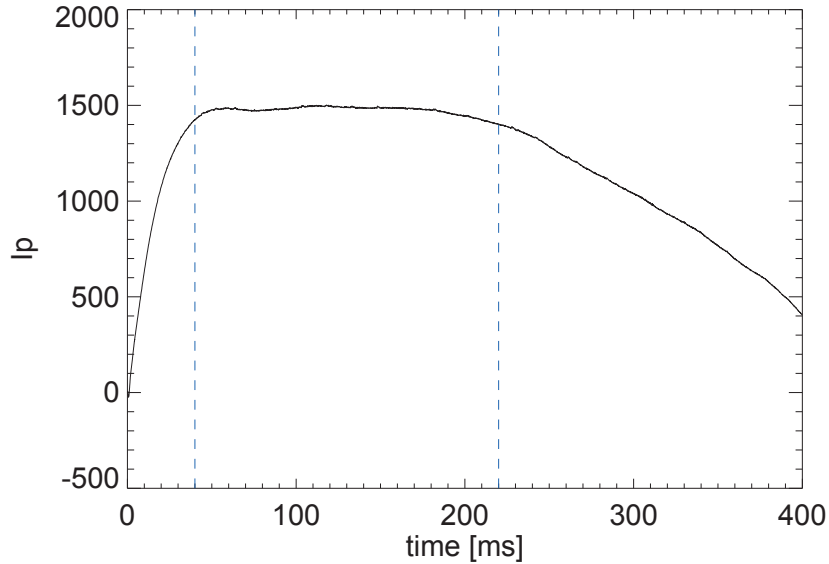


Figura 5.2: Corrente di plasma in una scarica di RFX-mod. Le linee verticali delimitano il flat-top.

cercato di determinare se esista una qualche dipendenza dal gas che è stato usato per generare il plasma. Per far ciò è stato preso in considerazione un database di shot (83 impulsi) relativi a plasmi di idrogeno e deuterio. Tutti le scariche sono caratterizzate da alti valori di corrente: $1400 < I_{p_{max}} < 1700$, dove $I_{p_{max}}$ è il valore massimo della corrente di plasma nel flat-top.

Per ogni segnale (medio) è stata condotta l'analisi Wavelet, determinandone tutte le strutture a diverse scale. A ognuno di questi eventi è associata un'ampiezza, pari alla variazione che il segnale mostra in un intervallo temporale dato dalla scala wavelet, e una posizione temporale, che corrisponde all'istante in cui il segnale analizzato raggiunge il valore minimo. Infine per ogni scala adottata, è stato ottenuto un segnale tramite un meccanismo di media condizionata, nella quale lo zero corrisponde all'istante di minimo del segnale, distinguendo gli eventi relativi a plasmi differenti. I risultati sono mostrati nelle Figure 5.3-5.6.

Come si vede dalle immagini, i segnali relativi ai due tipi di plasma non mostrano differenze significative tali da poter dedurre una qualche dipendenza

dal gas usato.

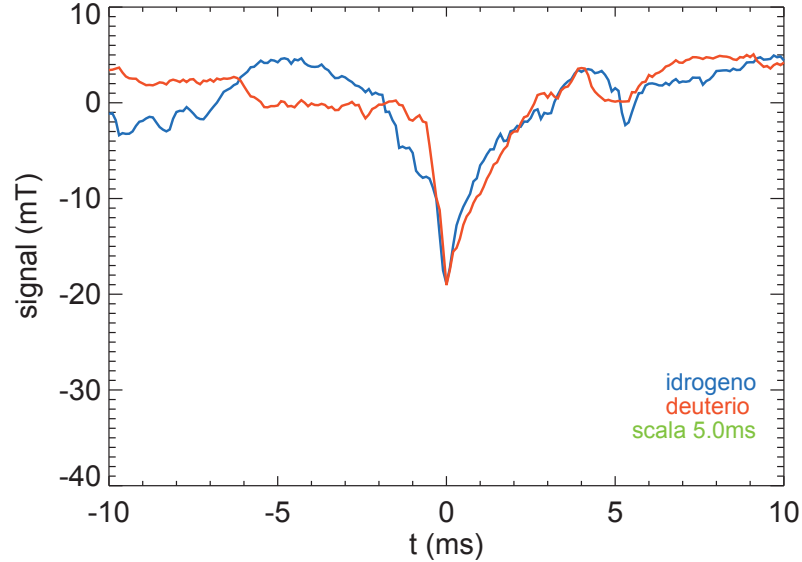


Figura 5.3: Valor medio delle strutture di riconnessione alla scala $s = 5.03ms$.

5.1.1 Analisi della distribuzione statistica

Si è deciso di migliorare l'accuratezza studiando non più i valori medi degli eventi ma svolgendo un'analisi statistica sulle ampiezze delle strutture individuate su tutti i segnali. È stato preso in considerazione un database più ampio di shot (150) con analoghe condizioni sul valore di corrente ($1400 < I_{pmax} < 1700$), estendendo l'analisi anche a plasmi di elio.

L'obiettivo è stato quello di studiare la distribuzione degli eventi riconosciuti in funzione della loro ampiezza, separando l'analisi relativa a plasmi originati da gas diversi.

È stata svolta l'analisi di riconoscimento wavelet delle strutture su tutti i segnali magnetici (relativi a un solo array di sonde magnetiche) e, per ogni impulso, è stato conteggiato il numero totale di eventi in funzione dell'ampiezza, raggruppandoli secondo "canali" di ampiezza crescente esponenzialmente. Tale distribuzione è stata normalizzata per la durata del flat-top, che è diversa per ogni scarica di plasma. Infine queste distribuzioni sono state sommate su tutti gli shot del database considerato, distinguendo i plasmi di idrogeno,

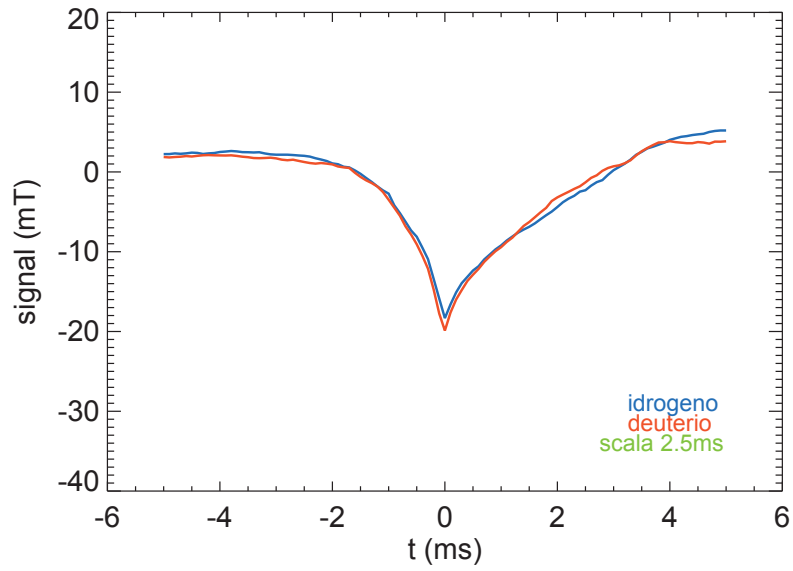


Figura 5.4: Valor medio delle strutture di riconnessione alla scala $S = 2.52ms$.

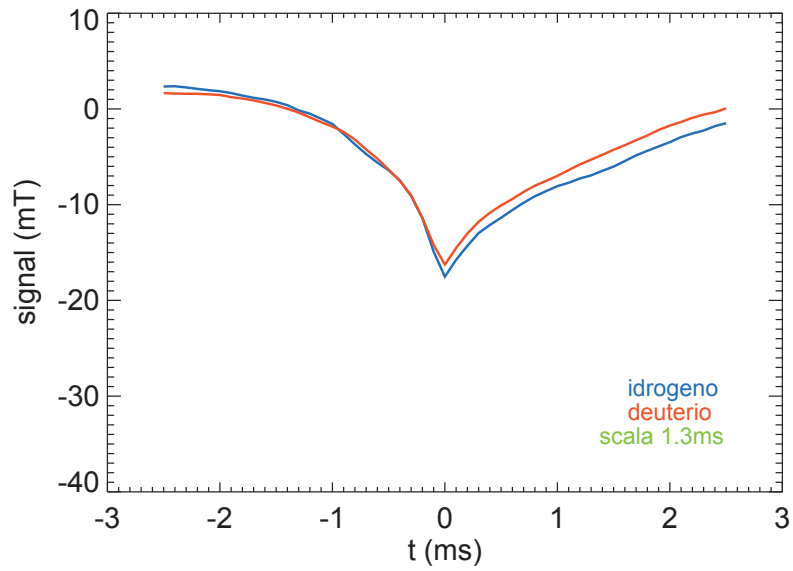


Figura 5.5: Valor medio delle strutture di riconnessione alla scala $S = 1.26ms$.

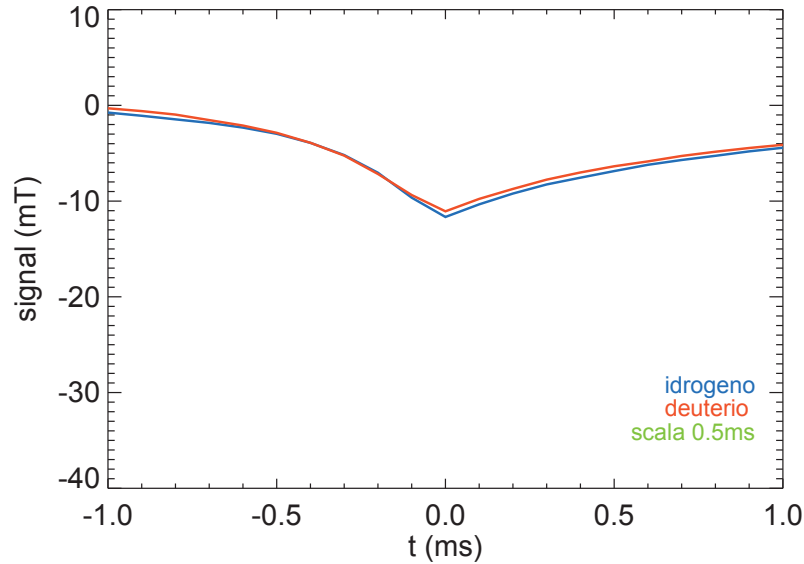


Figura 5.6: Valor medio delle strutture di riconnessione alla scala $S = 0.50ms$.

deuterio ed elio.

I risultati di tale analisi sono presentati in Figura 5.7, che mostra il numero di eventi conteggiati ogni millisecondo in funzione dell'ampiezza. Bisogna notare che nella distribuzione di Figura 5.7 non sono volutamente mostrati conteggi inferiori a $10^{-3}ms^{-1}$, perché in quell'intervallo i conteggi veri della distribuzione potrebbero mescolarsi a quelli dovuti al rumore presente nella misura considerata.

Le tre curve hanno un andamento qualitativamente simile, tuttavia alle ampiezze medie ($5mT < B < 15mT$) le curve sembrano disporsi secondo le masse degli ioni (He, D, H, rispettivamente). Per valori compresi tra circa $15mT$ e $30mT$ le distribuzioni sembrano sovrapporsi e mostrano un andamento della forma di una legge di potenza. Infine, per valori di ampiezza superiori a circa $30mT$ le distribuzioni cambiano il loro andamento caratteristico e sembra che le curve seguano la distribuzione He, H, D. L'inversione delle distribuzioni relative all'idrogeno e al deuterio potrebbe suggerire una possibile dipendenza dal raggio di Larmor ionico, che dipende direttamente dalla radice quadrata della massa e inversamente dalla

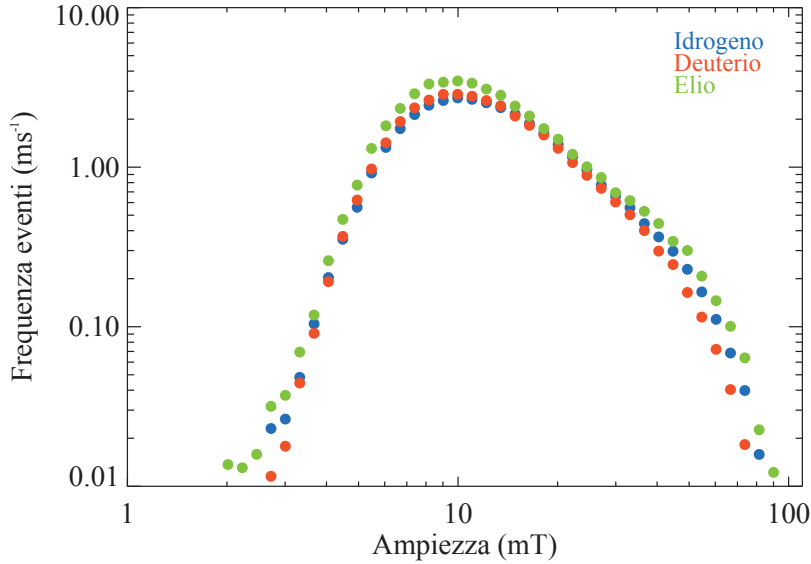


Figura 5.7: Distribuzione della frequenza di eventi in funzione dell'ampiezza.

carica complessiva dello ione. Purtroppo, per l'assenza di una misura della temperatura ionica nelle condizioni considerate, risulta difficile determinare con precisione quale sia il ruolo del raggio di Larmor, tuttavia appare evidente come il risultato mostrato indichi che, per studiare i fenomeni di riconnessione con modelli fluidi, sia necessario tenere in conto il termine di Hall $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ nelle equazioni MHD.

5.1.2 Analisi della dinamica dei current sheets

Particolare attenzione è stata prestata allo studio delle dinamiche degli strati di corrente. Come si è visto, la formazione di tali strutture, legate al processo di riconnessione, è associata alla rapida crescita di modi con periodicità poloidale $m = 0$, determinabili come semisomma dei segnali magnetici toroidali misurati in posizioni poloidali antipodali, come quelle dei due array di sonde di ISIS. La Figura 5.8 mostra un esempio della componente $m = 0$ del campo magnetico toroidale a bordo plasma in funzione del tempo, in corrispondenza di un crash del parametro di rovesciamento F , e dell'indice toroidale delle 48 sonde magnetiche di ISIS. Si nota chiaramente che la struttura di corrente,

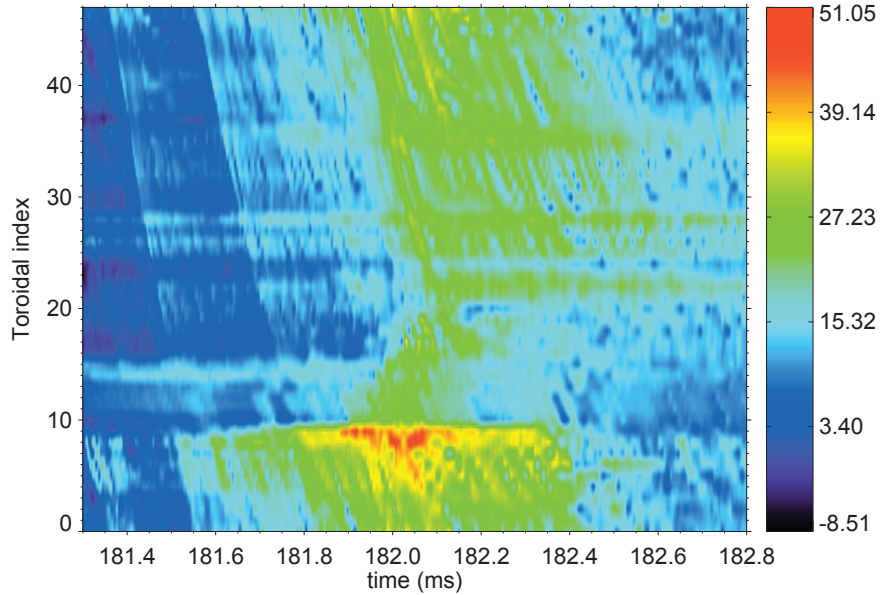


Figura 5.8: Contour plot della componente $m = 0$ del campo magnetico in funzione del tempo e dell'indice toroidale. Si nota la formazione di una perturbazione che si sposta verso indici decrescenti.

associata al picco di intensità del campo, si forma in una posizione toroidale ($\Phi = 65^\circ$) che si mantiene per circa $\tau_f \approx 0.4ms$. Da questa posizione la perturbazione si sposta verso angoli decrescenti con il flusso di plasma. Un altro importante aspetto da notare è che la perturbazione sembra mostrare un aspetto frammentato mentre si sposta dalla regione di origine.

Sulla base di queste considerazioni, si è deciso di studiare l'evoluzione di questi current-sheets, analizzando in modo statistico gli eventi individuati con il metodo della Wavelet. Lo scopo è stato quello di capire come l'evoluzione degli strati di corrente possa dipendere dai parametri del plasma e verificare quantitativamente se essi siano soggetti al processo di frammentazione.

Il metodo adottato è il seguente: si individuano gli eventi di riconnessione corrispondenti ai crash del parametro di rovesciamento F ; in corrispondenza si identificano le strutture che caratterizzano la componente $m = 0$ del campo magnetico in intervalli temporali di larghezza fissa ($1.5ms$) centrati su tali eventi, determinandone l'ampiezza e la posizione temporale e spaziale (Figura 5.9) ; si individua l'indice rispetto al quale si ha la formazione del

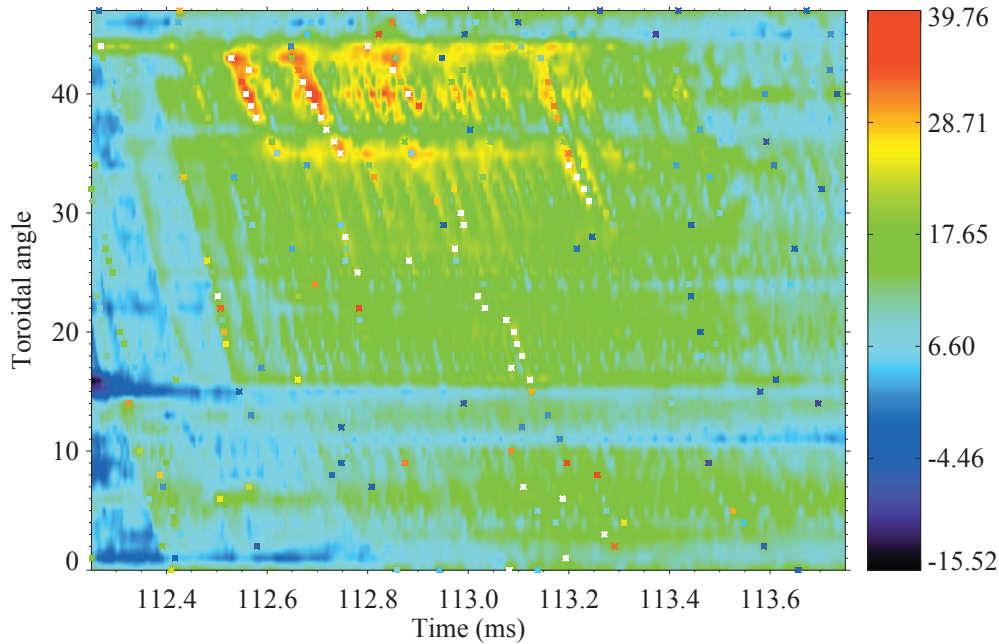


Figura 5.9: Componente $m = 0$ del campo toroidale e strutture individuate.

current-sheet, corrispondente al valore massimo della perturbazione di campo. Tale indice viene utilizzato come nuovo zero del sistema di riferimento. Tale processo è ripetuto su tutti gli eventi e su tutte le scariche del database. L'immagine di Figura 5.10 mostra il contour plot del campo magnetico, indicando il nuovo sistema di indici toroidali rispetto a quello standard di RFX-mod.

Per ognuno di questi nuovi indici si calcola la distribuzione, per tutti gli eventi e per tutti gli shot, determinando il numero di eventi in funzione della loro ampiezza. Il risultato di questa analisi è mostrato in Figura 5.11: la curva in rosso è associata all'indice 0, le altre gradazioni di colore che vanno dal rosso verso il blu sono associati a indici via via crescenti. La Figura 5.12 presenta lo stesso risultato mostrando però un numero minore di curve (una ogni quattro) per evidenziare meglio l'andamento caratteristico. Si noti che alle ampiezze più grandi ($> 50mT$), che corrispondono per lo più alle scale temporali più grandi, il numero di eventi diminuisce allontanandosi dall'indice 0. Questa tendenza si inverte alle ampiezze più piccole ($< 20mT$), associate alle

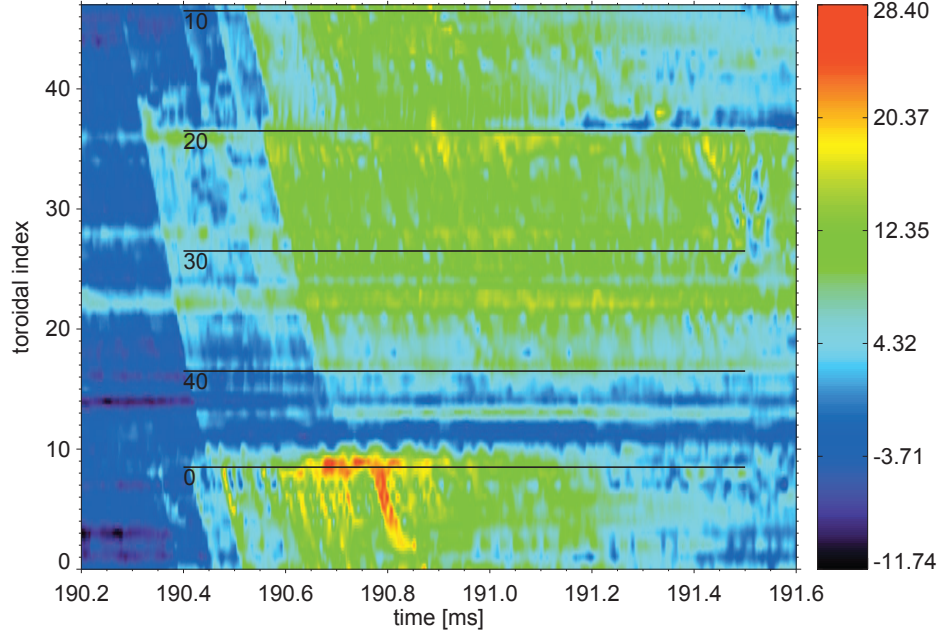


Figura 5.10: Contour plot della componente $m = 0$ del campo magnetico toroidale. Le linee orizzontali indicano il nuovo sistema di indici adottato per l'analisi.

scale temporali più piccole. Questo comportamento quindi potrebbe suggerire che effettivamente gli strati di corrente sono soggetti a frammentazione. La Figura 5.13 presenta, nella forma di contour plot, il numero di eventi in funzione della scala Wavelet e dell'ampiezza per un solo indice, confermando l'affermazione precedente secondo la quale le ampiezze grandi corrispondono per lo più alle scale grandi e le ampiezze piccole alle scale più piccole.

Questo risultato, se confermato e accompagnato da ulteriori analisi, potrebbe essere la controparte sperimentale, su un plasma reale, della simulazione di Onofri, Isliker e Vlahos presentata al paragrafo 3.3. In quel lavoro gli autori hanno visto che la frammentazione avviene molto velocemente e richiede circa $400\tau_a$. Si è determinato qualitativamente un analogo intervallo temporale, calcolando il tempo di transito di Alfvén relativo al plasma RFP, confrontandolo con il tempo medio $\tau_f \approx 4 \cdot 10^{-4}s$ che caratterizza le strutture di corrente osservate sperimentalmente. In particolare, prendendo come riferimento il valore medio caratteristico della velocità di Alfvén $v_a \approx 1 \cdot 10^6 m s^{-1}$

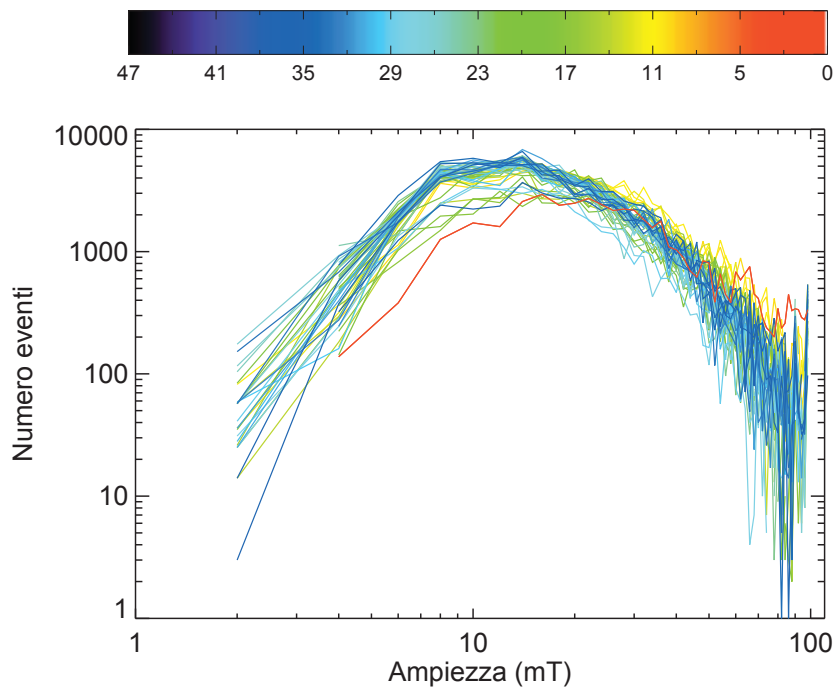


Figura 5.11: Distribuzione degli eventi in funzione dell'ampiezza. I colori che vanno dal rosso al viola si riferiscono agli indici da 0 a 47. Il pannello superiore mostra la corrispondenza tra colori e indici.

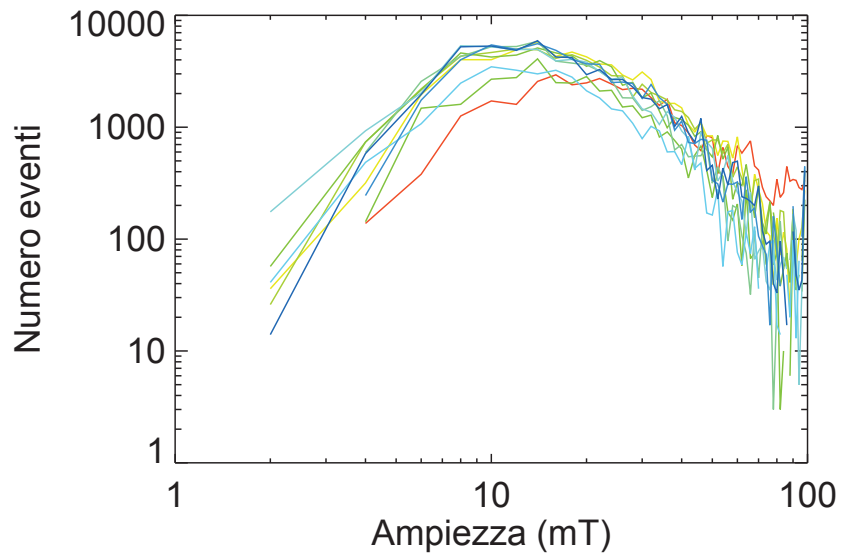


Figura 5.12: Distribuzione degli eventi in funzione dell'ampiezza. Sono rappresentati solo 12 indici (su 48).

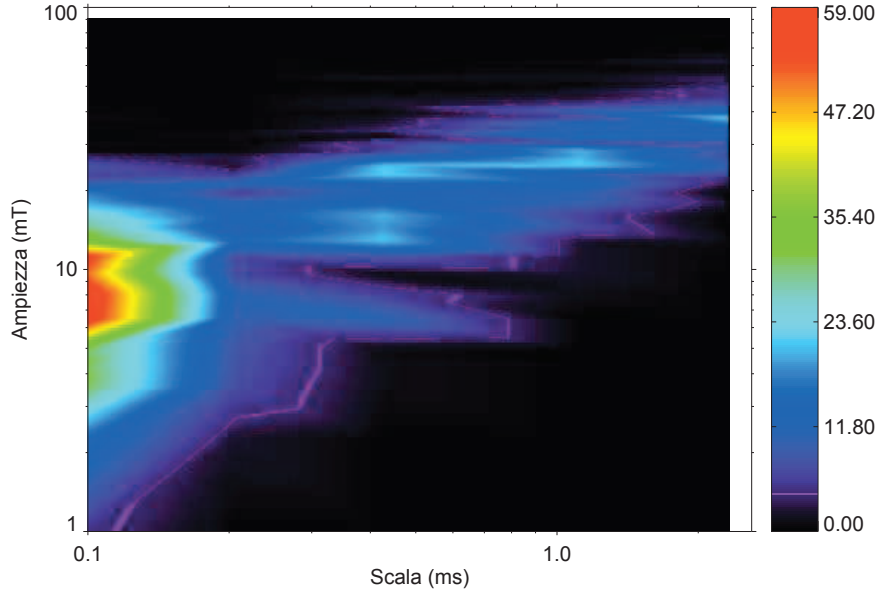


Figura 5.13: Contour plot delle ampiezze degli eventi in funzione della scala (ascissa) e dell'ampiezza (ordinata) per un solo indice.]

nel plasma RFP e come distanza il raggio minore $a = 0.5m$, si ottiene:

$$\tau_a = \frac{a}{v_a} = \frac{0.5m}{1 \cdot 10^6 m s^{-1}} \approx 5 \cdot 10^{-7} s \quad (5.1)$$

per cui un intervallo temporale di $400\tau_a$ è pari a circa $2 \cdot 10^{-4} s$, un valore che è in accordo, come ordine di grandezza, con i risultati sperimentali. Ciò suggerisce l'universalità del modello fornito da Onofri, Isliker e Vlahos, finora applicato solo alla fisica solare.

Effetto dei parametri di plasma: densità elettronica

La stessa analisi è stata ripetuta su due database di scariche con le stesse condizioni sulla corrente di plasma ma con densità elettroniche diverse. In particolare, il primo database si riferisce a plasmi con densità n_1 compresa nell'intervallo $0.1n_G = 1.8 \cdot 10^{19} m^{-3} < n_1 < 0.2n_G = 3 \cdot 10^{19} m^{-3}$, mentre il secondo database a densità n_2 nell'intervallo $0.2n_G = 3 \cdot 10^{19} m^{-3} < n_1 < 0.33n_G = 5 \cdot 10^{19} m^{-3}$, dove con n_G si indica la *densità di Greenwald*[2],

definita come:

$$n_G[10^{20}m^{-3}] = \frac{I_p[MA]}{\pi a^2} \quad (5.2)$$

Tale valore di normalizzazione è comunemente utilizzato in fisica della fusione in quanto è noto sperimentalmente che per $n_e \approx n_G$ i plasmi confinati magneticamente in laboratorio sono soggetti a forti perturbazioni che portano alla perdita del plasma[39]. La Figura 5.14 mostra i risultati di tale

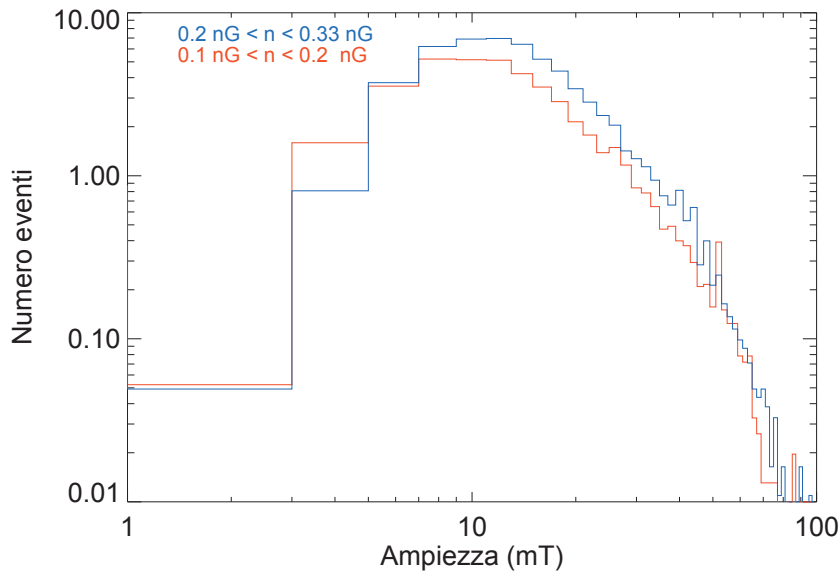


Figura 5.14: Distribuzione totale degli eventi in funzione dell'ampiezza per due set di densità diversa.

analisi, nelle quali le due distribuzioni sono ottenute dalle strutture determinate dalle perturbazioni magnetiche relative a tutte le sonde di un array toroidale. Poiché i database si riferiscono a scariche diverse, le distribuzioni sono normalizzate dividendo il numero di conteggi per il numero di eventi di riconnessione individuati. Si nota che le curve hanno un andamento qualitativamente simile, tuttavia, a densità più elevate il numero di conteggi risulta maggiore.

Distribuzione velocità

Infine è stata analizzata la propagazione delle strutture di corrente, per determinarne la velocità media e per capire se esiste una qualche dipendenza

dalle caratteristiche locali del processo di riconnessione, in particolare dall'ampiezza delle perturbazioni.

Poiché risulta difficile riconoscere e seguire ogni struttura di corrente che si

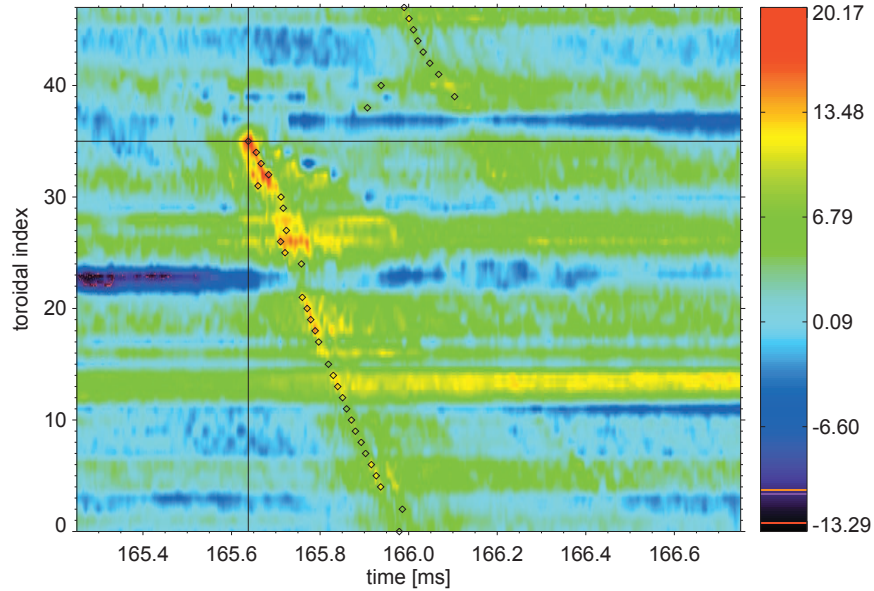


Figura 5.15: Contour plot del campo magnetico in funzione del tempo e dell'indice toroidale. Per ogni indice è evidenziata la struttura sul segnale di ampiezza maggiore. Le linee individuano l'evento di massima ampiezza.

forma, è stato adottato il metodo seguente: per ogni evento riconnettivo si fissa una finestra temporale (come al paragrafo 5.1.2) rispetto alla quale si selezionano, per ognuno dei 48 segnali toroidali, solo le strutture wavelet di ampiezza maggiore, indipendentemente dalla scala. La Figura 5.15 mostra la posizione angolare e temporale di questi eventi, in corrispondenza di un processo di riconnessione.

Per determinare la velocità media con la quale le perturbazioni si propagano, si effettua un fit lineare sulle strutture wavelet, come mostrato in Figura 5.16. In questa figura gli eventi sono plottati in funzione del tempo e del nuovo sistema di indici rispetto alla quale l'indice 0 corrisponde all'evento di ampiezza massima. Bisogna notare che questo metodo non è sempre in grado di riconoscere un unico fronte della perturbazione, per cui per fittare i punti del grafico è stato necessario selezionarli manualmente.

È interessante notare che, in qualche caso, dalla posizione Φ_{lock} dove ha origi-

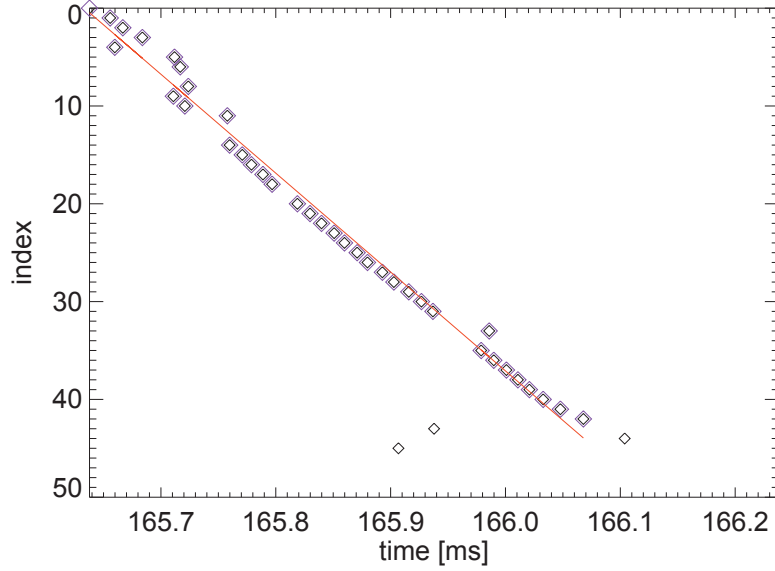


Figura 5.16: Posizione spaziale e temporale delle strutture di ampiezza maggiore. Sono evidenziati il fit lineare e i punti selezionati su cui è stato eseguito.

ne il processo, partano due perturbazioni in direzione opposta e con velocità differenti, come mostrato in Figura 5.17, ma per l'analisi sono stati considerati solo quelli che si spostano verso angoli toroidali decrescenti.

Il risultato dell'analisi svolta è presentato in Figura 5.18, in cui la distribuzione delle velocità è mostrata in funzione dell'ampiezza massima individuata (relativa all'indice 0). I punti indicano il valore medio delle velocità calcolate dal fit in intervalli di ampiezza pari a $5.5mT$, i segmenti verticali rappresentano l'errore sul fit calcolato come deviazione standard.

Si nota che la distribuzione ha un andamento pressoché costante quindi non dipende dall'ampiezza degli eventi riconosciuti. Questo risultato è in disaccordo con quello ottenuto in un'analisi precedente[25], in cui la distribuzione sembra crescere all'aumentare dell'ampiezza. Tuttavia le due analisi sono state condotte su plasmi in condizioni differenti: la precedente si riferisce a bassi valori di corrente ($I_{pmax} \approx 600kA$), quella descritta in questa tesi ad alti livelli di corrente ($I_{pmax} > 1400kA$).

Risulta chiaro che bisogna condurre ulteriori analisi sia per migliorare la

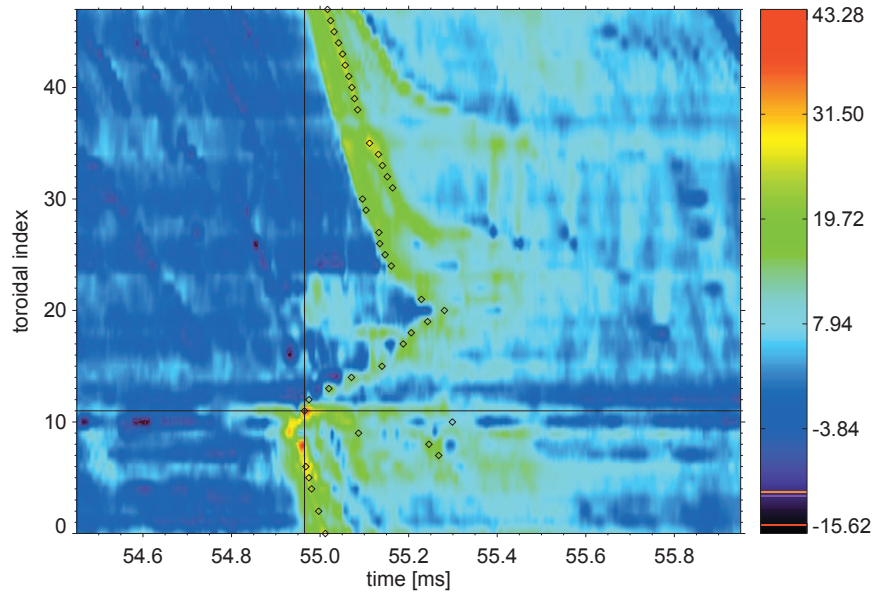


Figura 5.17: Contour plot del campo magnetico in funzione del tempo e dell'indice toroidale. Per ogni indice è evidenziata la struttura sul segnale di ampiezza maggiore. È evidente la formazione di due perturbazioni in direzioni opposte e con velocità diverse.

misura delle velocità sia per capire come la propagazione dipenda dai parametri globali del plasma, come la corrente, la densità o il parametro di rovesciamento.

5.2 Riconnessione magnetica e produzione di neutroni

L'ultima parte del lavoro di tesi sperimentale è stata rivolta allo studio degli effetti cinetici dei fenomeni di riconnessione magnetica. Bisogna notare che lo sforzo impiegato per questa indagine, per ragioni di tempo, è stato minore rispetto a quello relativo allo studio delle fluttuazioni magnetiche. Nonostante ciò si è ritenuto importante inserire questa breve analisi come supporto alla validità del lavoro svolto, per dimostrare cioè che le perturbazioni magnetiche fin qui presentate sono effettivamente collegabili ai processi

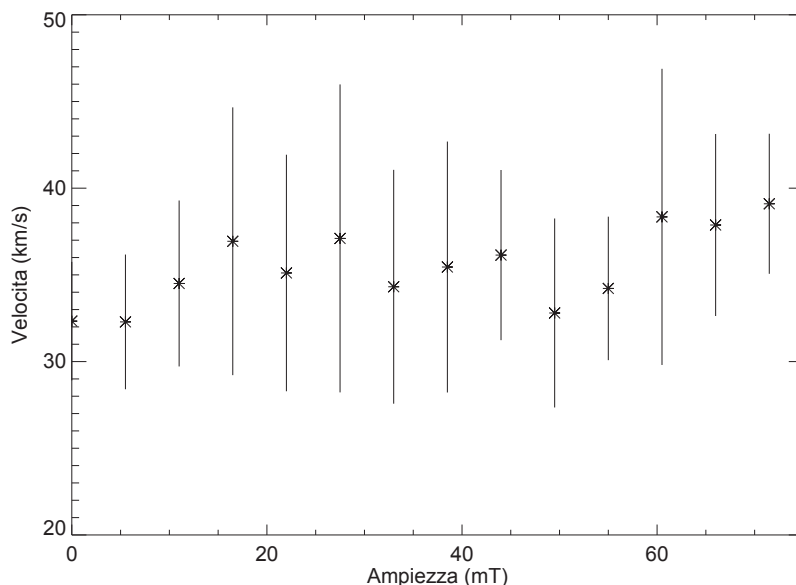


Figura 5.18: Distribuzione delle velocità di propagazione media in funzione dell'ampiezza massima degli eventi individuati. I segmenti verticali rappresentano l'errore sul fit.

di riconnessione. Si è voluto studiare la relazione tra il riscaldamento locale del plasma, dovuto alla riconnessione, e le dinamiche dei segnali magnetici, in particolare ai picchi di intensità del campo magnetico a bordo plasma. Per far ciò è stato misurato il flusso di neutroni e fotoni dalle reazioni di fusione D-D, con l'ausilio dello spettrometro descritto al paragrafo 4.1.2. I risultati sono mostrati in Figura 5.19, nella quale sono presentati, in funzione del tempo, il campo toroidale $B_\phi(a)$, il flusso di fotoni e il flusso di neutroni, per una scarica di plasma. È possibile che l'incremento del flusso neutronico sia legato all'aumento della temperatura o alla formazione di code sovratermiche nella distribuzione energetica degli ioni a causa del processo di riconnessione. Si nota che le quantità misurate evidenziano un comportamento intermittente, con rapide variazioni quasi cicliche e, in qualche caso, c'è una forte correlazione tra la produzione di neutroni e fotoni e i picchi di intensità del campo, mostrando la connessione tra gli effetti cinetici e magnetici che è stata ipotizzata. Il fatto che tale correlazione non si manifesti più frequentemente si potrebbe spiegare ammettendo che solo in pochi casi,

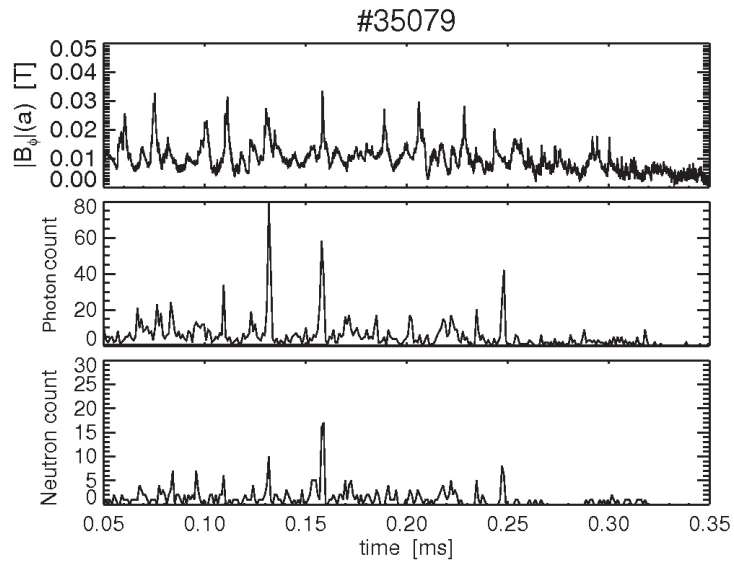


Figura 5.19: Evoluzione temporale del campo magnetico toroidale a bordo plasma (pannello superiore), conteggio fotoni (pannello centrale) e conteggio neutroni (pannello inferiore) in una scarica di RFX-mod.

durante una scarica, il processo di riconnessione si genera proprio davanti al rivelatore e quindi solo in quei casi il flusso di fotoni e neutroni riconosciuti dal dispositivo aumenta.

Capitolo 6

Conclusioni e prospettive

Il lavoro di ricerca presentato in questa tesi si è concentrato sullo studio degli effetti della riconnessione magnetica sul plasma di RFX-mod, la più grande macchina dedicata allo studio dei plasmi in configurazione Reversed Field Pinch. Il processo di riconnessione determina la variazione della topologia delle linee del campo magnetico e la conversione di energia magnetica in energia cinetica, ed è l'oggetto di numerosi studi che riguardano sia i plasmi di laboratorio sia i plasmi di ambito solare e astrofisico.

Lo studio degli effetti magnetici della riconnessione è stato svolto adottando un metodo, basato sulla trasformata Wavelet, di riconoscimento delle strutture intermittenti che caratterizzano i segnali magnetici misurati al bordo della colonna di plasma di RFX-mod. È stato infatti dimostrato che tali strutture sono spesso associate a processi riconnettivi e alla formazione di strati di corrente (*current-sheets*) che si muovono con il plasma.

L'analisi svolta ha permesso di dimostrare che tali *current-sheets* sono associati a un processo di frammentazione ed è stato visto che tale processo, osservato su scale temporali normalizzate al tempo di Alfvén, è in buon accordo qualitativo e quantitativo con i modelli teorici utilizzati per descrivere i processi di riconnessione e riscaldamento del plasma nella corona solare. Ciò suggerisce l'universalità del processo e che la frammentazione può essere, come suggerito da altri recenti studi, responsabile del riscaldamento anomalo degli ioni nei plasmi RFP. Tale deduzione è basata anche sull'analisi, risolta

nel tempo, della generazione di neutroni derivanti dalla reazione di fusione D-D. Tale studio ha mostrato come, in effetti, la produzione di neutroni dalla reazione di fusione, la cui sezione d'urto dipende dall'energia degli ioni, abbia un andamento nel tempo ben correlato con i processi riconnettivi.

L'analisi condotta ha suggerito come la dinamica del plasma, sotto l'effetto dei processi di riconnessione, sia molto complessa e dipenda dal tipo di ioni che lo compongono. Si deduce quindi che l'analisi della riconnessione in questo tipo di plasmi magnetizzati richiede dei modelli MHD, più ricchi rispetto al modello resistivo a singolo fluido tradizionalmente usato, che prendano in considerazione il termine di Hall nell'equazione di Ohm generalizzata o le equazioni MHD a due fluidi, come suggerito anche dalla bibliografia più recente. Tale approccio risulta necessario per descrivere in modo corretto la diversa dinamica di ioni ed elettroni nella zona di plasma dove avviene la riconnessione delle linee di campo magnetico.

Sulla base dei risultati ottenuti, il team di RFX-mod ha recentemente deciso di installare una nuova diagnostica dedicata allo studio della funzione di distribuzione di energia degli ioni per capire se la produzione di neutroni sia associata a un riscaldamento delle particelle che mantenga una funzione di distribuzione di tipo Maxwelliano o sia invece dovuta alla generazione di code sovratermiche.

Bibliografia

- [1] D. Giardi, *Le fonti rinnovabili: da alternativa verde a necessità energetica*, <http://www.ambientediritto.it>
- [2] E. Martines, *Dispense per il corso di Fisica della Fusione Nucleare e Applicazioni dei Plasmi*, Università degli studi Padova, a.a. 2013/2014
- [3] P. Caldirola, R. Pozzoli, E. Sindoni, *Il fuoco della fusione termonucleare controllata*, Biblioteca dell'Est, Ed. scient. e tecn. Mondadori, 1984
- [4] C. Chiuderi, M. Velli, *Fisica del Plasma, Fondamenti e applicazioni astrofisiche*, Springer, 2012
- [5] S. Spagnolo, *High frequency magnetic activities in a reversed field pinch plasma*, Tesi di dottorato, Università degli studi Padova, 2012
- [6] S. Ortolani, D. D. Schnack, *Magnetohydrodynamics of Plasma Relaxation*, World Scientific, 1993
- [7] C. Lombardi, *Impianti nucleari*, CUSL, 2004, sesta edizione
- [8] P. Martin et al., *Overview of the RFX fusion science program*, Nuclear Fusion, 51, 094023, 2011
- [9] R. J. Goldston, P. H. Rutherford, *Introduction to Plasma Physics*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1995
- [10] A. Cravotta, *Magnetic topology around the $q = 0$ surface in RFP and its influence on transport*, Tesi di dottorato, Università degli studi Padova, 2005

- [11] M. Zuin, S. Spagnolo, R. Paccagnella, E. Martines, R. Cavazzana, G. Serianni, M. Spolaore, N. Vianello, *Resistive g-modes in a reversed field pinch*, Nucl. Fusion 50, 052001 (2010)
- [12] A. Pizzimenti, *Models for the investigation of the results of MHD mode active control in RFX-mod*, Tesi di dottorato, Università degli studi Padova, 2009
- [13] R. Lorenzini, E. Martines, P. Piovesan, D. Terranova, P. Zanca, M. Zuin et al., *Self-organized helical equilibria as a new paradigm for ohmically heated fusion plasma*, Nature Physics, Vol.5, 2009
- [14] E. Priest, T. Forbes, *Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications*, Cambridge University Press, 2000
- [15] H. Karttunen, P. Kröger, H. Oja, M. Poutanen, K. J. Donner, *Fundamental Astronomy*, fifth Edition, Springer, 2007
- [16] M. Yamada, R. Kulsrud, H. Ji, *Magnetic reconnection*, Reviews of modern Physics, Vol. 82, 2010
- [17] E. N. Parker, *Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids*, Journal of Geophysical Research 62, 509-520, 1957
- [18] P. Cargill, C. Parnell, P. Browning, I. De Moortel, A. Hood, *Magnetic reconnection in the solar atmosphere: from proposal to paradigm*, Astronomy & Geophysics, Vol. 51, 2010
- [19] http://www.nasa.gov/mission_pages/stereo/multimedia
- [20] J. Egedal, W. Daudhton, A. Le, *Large-scale electron acceleration by parallel electric fields during magnetic reconnection*, Nature Physics, Vol. 8, Aprile 2012
- [21] L. K. Edmondson, S. K. Antiochos, C. R. DeVore, T. H. Zurbuchen, *Formation and reconnection of three-dimensional current sheets in the solar corona*, The Astrophysical Journal, 718:72-85, Luglio 2010

- [22] P. Cargill, I. De Moortel, *Waves Galore*, Nature, Vol. 475, 463-464, Luglio 2011
- [23] H. S. Hudson, *Global Properties of Solar Flares*, Space Science Reviews 158, 5 (2011)
- [24] H. S. Hudson, *Solar flares add up*, Nature physics, Vol.6, Settembre 2010
- [25] M. Zuin, N. Vianello, M. Spolaore, V. Antoni, T. Bolzonella, R. Cavazzana, E. Martines, G. Serianni, D. Terranova, *Current sheets during spontaneous reconnection in a current-carrying fusion plasma*, Plasma Physics and Controlled Fusion, 51, 2009
- [26] P. Piovesan, A. Almagri, B.E. Chapman, D. Craig, L. Marrelli, P. Martin, S.C. Prager, and J.S. Sarff, *Filamentary current structures in the Madison Symmetric Torus*, Nuclear Fusion 48, 095003 (2008)
- [27] S. Eilerman et al., *Energetic ion generation and confinement in the MST RFP*, 39th EPS Conference & 16th Int. Congress on Plasma Physics
- [28] M. Gordovskyy, P. B. Browning, G. E. Vekstein, *Particle acceleration in fragmenting periodic reconnecting current sheets in solar flares*, The Astrophysical Journal, 720: 1603-1611, Settembre 2010
- [29] P. J. Cargill, L. Vlahos, R. Turkmani, K. Galsgaard, H. Isliker, *Particle acceleration in a three-dimensional model of reconnecting coronal magnetic fields*, Space Science Reviews, 124:249-259, 2006
- [30] P. J. Cargill, L. Vlahos, G. Baumann, J. F. Drake, *Current Fragmentation and Particle acceleration in Solar Flares*, Space Science Reviews, 173:223-245, 2012
- [31] M. Onofri, H. Isliker, L. Vlahos, *Stochastic Acceleration in turbulent Electric Fields Generated by 3D Reconnection*, Physical Review Letters, 96, 151102, Aprile 2006

- [32] T. Bolzonella, N. Pomaro, G. Serianni, D. Marcuzzi, *New wide bandwidth in-vessel magnetic measurement system for RFX*, Review of Scientific Instruments, Vol. 74, n. 3, 1554:1557, Marzo 2003
- [33] Instrument data sheet, http://www.eljentechnology.com/images/stories/Data_Sheets/Liquid_Scintillators/ej301%20data%20sheet.pdf
- [34] Instrument data sheet, http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/H8500_H10966_TPMH1327E02.pdf
- [35] S. Marsili Libelli, *Trasformata Wavelet*, <http://dsii.dsi.unifi.it/~marsili/PPT/Wavelet.pdf>
- [36] R. Poliker, *The Wavelet Tutorial*, <http://users.rowan.edu/~poli-kar/WAVELETS>
- [37] N. Vianello, *Fenomeni di auto organizzazione e generazione di strutture coerenti indotte da turbolenza elettrostatica in plasmi magnetizzati*, Tesi di dottorato, Università degli studi Padova, 2002
- [38] L. E. Gumley, *Practical IDL programming*, Morgan Kaufmann Publishers, 2001
- [39] M. Greenwald, *Density limits in toroidal plasmas*, Plasma Phys. Contr. Fusion, 44, R27, 2002