



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

SCUOLA DI SCIENZE

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
"GALILEO GALILEI"

CORSO DI LAUREA IN FISICA

**Studio di instabilità magneto-idrodinamiche
in plasmi a basso fattore di sicurezza
in RFX-mod**

Laureando:
ALESSANDRO VENIER
Matricola:
1073399

Relatore:
DR. MATTEO ZUIN
Correlatore:
DR. MATTEO AGOSTINI

ANNO ACCADEMICO 2015/2016

Abstract

L'esperimento RFX-mod è dedicato allo studio degli effetti del confinamento magnetico in plasmi di interesse termonucleare. La flessibilità dell'esperimento permette di esplorare un ampio spettro di configurazioni magnetiche che vanno dal caso Tokamak al caso RFP (Reversed Field Pinch), che, principalmente, si differenziano per il diverso rapporto tra l'intensità del campo magnetico B_ϕ generato tramite bobine esterne al plasma e quello B_θ prodotto dalla corrente di plasma.

Nella presente tesi si indaga il comportamento di un plasma confinato nella cosiddetta configurazione Ultra-low q (Ulq), nella quale il parametro $q := \frac{a \cdot B_\phi}{R \cdot B_\theta}$ (con a ed R rispettivamente raggio minore e maggiore della camera toroidale di scarica) assume valori compresi tra 0 e 1.

Questo lavoro di tesi è, in particolare, dedicato all'analisi delle instabilità in plasmi Ultra-low q prodotti in recenti campagne sperimentali in RFX-mod ed al confronto dei risultati ottenuti con quanto previsto da modelli magnetoidrodinamici visco-resistivi. L'analisi si basa su dati raccolti tramite sistemi di sonde interne alla camera da vuoto, distribuite lungo gli angoli poloidale e toroidale dell'esperimento, che misurano le fluttuazioni del campo magnetico con alta risoluzione spaziale e temporale. In particolare, l'analisi si è concentrata sulla dinamica dei modi instabili in un ampio spettro di equilibri Ulq. Tali modi sono stati studiati tramite decomposizione in armoniche di Fourier, valutandone ampiezza e numeri d'onda (poloidale e toroidale). Si è osservato come il valore del parametro q , che nell'esperimento è controllato facendo variare la corrente di plasma, determini lo spettro dei modi instabili. Si è trovato un ottimo accordo tra la dinamica osservata e quella prevista dai modelli teorici, in particolare in termini di periodicità dominanti e di dinamica temporale delle stesse. Si è osservato come agli eventi di riconnessione magnetica siano associati fenomeni di sostituzione di armoniche fondamentali con armoniche superiori, come previsto dal modello. Grazie al sistema di sonde a disposizione è stata ottenuta una caratterizzazione della relazione di dispersione (relazione tra frequenze e numeri d'onda) associata a tali modi, che ha evidenziato una propagazione degli stessi con una velocità di fase dipendente dall'ampiezza, che non può essere descritta dal modello teorico.

Un approccio statistico ai dati, dedotti da un ampio database di scariche, ha permesso di evidenziare una dipendenza della resistenza di plasma dal parametro q . Essa risulta quindi ben correlata con l'ampiezza dei modi instabili.

Le proprietà di stabilità delle diverse configurazioni Ulq sono state confrontate con quelle caratteristiche delle scariche RFP in condizioni di equivalenti livelli di corrente di plasma.

The RFX-mod experiment is devoted to the study of magnetic confinement effects in plasmas of thermonuclear interest. The flexibility of the experiment allows a wide variety of magnetic configurations to be explored. These vary from the Tokamak case to the RFP (Reversed Field Pinch) one, which mostly differ by the different ratio between the magnitude of the magnetic field B_ϕ due to coils external to the plasma and the one produced by the plasma current B_θ .

In the present thesis the behaviour of a plasma confined in the so called Ultra-low q (Ulq) configuration is inspected, in which the parameter $q := \frac{a \cdot B_\phi}{R \cdot B_\theta}$ (with a and R respectively the minor and major radius of the toroidal discharge chamber) has values between 0 and 1.

This work is focused on the analysis of instabilities in Ultra-low q plasmas produced in recent experimental campaigns in RFX-mod and on the comparison of the results with the predictions of visco-resistive magnetohydrodynamic models. The analysis is based on data collected using probes located inside the vacuum chamber, distributed along the poloidal and toroidal angles, that

measure magnetic field fluctuations with high spatial and temporal resolution. In particular, the analysis is focused on the dynamics of the unstable modes in a wide spectrum of Ulq equilibria. These modes are studied by means of decomposition in terms of Fourier harmonics, considering their amplitude and wave numbers (poloidal and toroidal). It is observed that the value of the q parameter, which is controlled in the experiment by varying the plasma current, determines the spectrum of the unstable modes. It is found an excellent agreement between experimental and theoretically predicted dynamics, in particular in terms of dominant periodicities and their temporal behaviour. It is observed that substitutions of fundamental harmonics with their superior ones are linked to magnetic reconnection events, as predicted by the model. Thanks to the system of probes available a characterization of the dispersion relation (relation between frequency and wave numbers) associated to these modes is obtained. This analysis highlights a propagation of the modes with a phase velocity that depends on mode amplitude, a dependence which cannot be described by the theoretical model.

A statistical approach to data, taken from a wide database of shots, shows a dependence of the plasma resistance on the q parameter. So the resistance is strongly correlated to the amplitude of the unstable modes.

The stability properties of the different Ulq configurations are compared with those of RFP discharges characterized by equivalent levels of plasma current.

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Equilibrio MHD	2
1.2	Instabilità MHD	2
1.3	L'esperimento RFX-MOD	3
1.4	Simulazioni MHD visco-resistive	3
2	Instabilità MHD: teoria ed esperimento	5
2.1	Reversibilità delle scariche	5
2.2	Evoluzione di modi instabili	6
2.3	Periodi di quiete magnetica	9
2.4	Sostenimento di configurazioni magnetiche	11
3	Rotazione dei modi instabili	16
3.1	Relazione tra velocità e intensità dei modi	16
3.2	Analisi di una sostituzione	17
3.3	Modi doppiamente risonanti	17
4	Trattazione collettiva delle scariche Ulq	19
5	Confronto tra Ulq ed RFP	23

Capitolo 1

Introduzione

Nella ricerca scientifica sulla fusione termonucleare controllata sono molte le configurazioni studiate (per una fenomenologia si veda [1]). In questa tesi ci occuperemo di plasmi di idrogeno di interesse termonucleare confinati magneticamente in una camera toroidale [1,2]. Esistono varietà differenti di regimi operativi per plasmi di questo tipo a seconda di vari parametri (anche costruttivi, cioè praticamente fissati, dell'esperimento) come per esempio la frazione di deuterio presente, il controllo sul campo magnetico prodotto dal plasma da parte di un sistema esterno di feedback (o feedforward in certi casi), la densità di riempimento della camera toroidale, le interazioni con la parete a contatto meccanico con il plasma (wall-conditioning, sputtering, composizione chimica della parete stessa tra le più rilevanti) e a contatto magnetico con il plasma, come nel caso di pareti conduttive avvolgenti la camera toroidale [2]. Oltre a ciò va anche considerato che questo tipo di plasmi, esibendo risposte estremamente collettive, presentano anche un comportamento altamente caotico. Noi però ci occuperemo di questo solo tangenzialmente.

Invece osserveremo un regime di funzionamento dell'esperimento RFX-mod (gestito dal Consorzio RFX di Padova) (un'introduzione all'esperimento si trova in [3]) in cui un parametro molto importante per la dinamica delle instabilità (oggetto principale di questa tesi), il fattore di sicurezza al bordo del plasma, che indicheremo con $q_e \doteq \frac{a \cdot B_\phi}{R \cdot B_\theta}$ (dove R è la lunghezza del raggio maggiore del toro ed a quella del raggio minore), assume valori compresi tra circa 0.15 e 1 [4,5]. Altri due parametri fondamentali per la nostra analisi saranno il fattore di sicurezza alla parete conduttiva e al centro della camera del plasma, che indicheremo rispettivamente con q_w e con q_c , la corrente toroidale di plasma, che indicheremo con I_p . Queste sono tutte quantità di equilibrio del plasma, ma nei dati per questa tesi sono presenti anche fluttuazioni del campo magnetico rispetto al campo magnetico di equilibrio, importanti per lo studio delle instabilità magnetiche. Una quantità derivata da quest'ultime misure è $Amp_{tot} \doteq \sqrt{\sum_{n=1}^{23} A_n^2}$ (dove A_n è l'ampiezza del modo di Fourier delle fluttuazioni magnetiche toroidali relativo al numero d'onda toroidale n), che rappresenta l'ampiezza totale (e sarà sempre a questa formula che si farà riferimento usando tale termine in questa tesi) dei modi, esclusi quelli con $n=0$ perché associati all'equilibrio del plasma.

Si tratta di un regime interessante principalmente per il suo collocamento tra due regioni di valori di q_e particolarmente studiate per la fusione nucleare controllata, la configurazione Tokamak e quella RFP [1,2]. La prima è caratterizzata da fattori di sicurezza in genere sopra 3, con alti campi magnetici toroidali, mentre la seconda (acronimo che sta per Reversed Field Pinch, cioè confinamento a campo rovesciato) da una particolare autorganizzazione del plasma che le conferisce stabilità tramite un effetto dinamo generato da instabilità kink (o comunque non assialsimmetriche) saturate grazie al controllo esterno [6]. Entrambe sono candidate valide per lo sfruttamento energetico dell'energia da fusione nucleare, ma la configurazione Tokamak sembra per il momento quella più promettente per via della sua semplicità ed efficacia e perché studiata da più di mezzo secolo, mentre la configurazione RFP è ancora una configurazione con molti punti da investigare e da comprendere, nonostante disponga di notevoli punti forti, come il fatto che non richiede mezzi di riscaldamento ausiliari (iniezione di neutri e irraggiamento con radiofrequenze), ma solamente il riscaldamento ohmico dovuto alla corrente di plasma, oltre all'autorganizzazione magnetica del plasma che richiede campi toroidali decisamente inferiori in intensità rispetto ai Tokamak e dunque

neanche bobine superconduttrici.

Le scariche a basso fattore di sicurezza (d'ora in poi abbreviate Ulq) si collocano dunque tra queste due configurazioni stabili e sono interessanti non solo per le molte caratteristiche instabilità che vi si trovano e di cui tratteremo, ma anche perché sono un'occasione per osservare plasmi senza rovesciamento del campo toroidale, ma con una discreta forma di autorganizzazione, che si ravvisa nella ricerca da parte del plasma di certi fattori di sicurezza al bordo [7].

1.1 Equilibrio MHD

Prima di trattare delle misure a RFX-MOD è bene ricordare alcuni fondamentali aspetti teorici della fisica dei plasmi (per un'introduzione si veda [8]). Incominciamo quindi con l'equilibrio dei plasmi stessi.

Noi ci situeremo sempre nel corso di questa tesi in un'ottica di magnetoidrodinamica (MHD ne è l'acronimo inglese), cioè di una trattazione fluida del plasma (di idrogeno in questo caso) accoppiata con le equazioni di Maxwell per i campi elettromagnetici interagenti con il plasma. Non descriveremo qui l'intero sistema di equazioni MHD (la teoria MHD si può trovare corredata di una trattazione approfondita in [2,8,9,10]), ma è interessante l'equazione fondamentale dell'equilibrio MHD:

$$\vec{\mathbf{j}} \times \vec{\mathbf{B}} = \vec{\nabla} p. \quad (1.1)$$

Questa equazione è un bilancio tra le forze magnetiche (a primo membro) e di pressione (a secondo membro). Da essa si può ricavare la struttura delle superfici magnetiche che, come si vede moltiplicando scalarmente per $\vec{\mathbf{B}}$ ambo i membri, sono superfici a pressione costante, dato che $\vec{\mathbf{B}} \cdot \vec{\nabla} p = 0$. Inoltre ci sarà utile anche sapere che il fattore di sicurezza $q(r) = \frac{r \cdot B_\phi}{R \cdot B_\theta}$ è costante lungo le superfici magnetiche.

1.2 Instabilità MHD

Per molti motivi i plasmi confinati da un campo magnetico in una condizione di equilibrio possono essere perturbati nel campo magnetico o nel campo di flusso di materia. Come risponde un plasma a queste perturbazioni? La perturbazione può crescere in intensità oppure no. Nel primo caso si parla di instabilità e in scariche reali queste perturbazioni tendono talvolta a incorporarsi all'equilibrio deformandolo o stabilizzando una configurazione relativamente stazionaria (come accade nell'RFP), mentre altre determinano la cessazione della scarica [2,6,8]. In ogni caso un metodo utile per comprendere le perturbazioni all'equilibrio è quello di svilupparle in una serie di Fourier adattata alla geometria (toroidale) del sistema. In particolare avremo, detta $\vec{\mathbf{X}}$ la perturbazione in esame,

$$\vec{\mathbf{X}}(\vec{\mathbf{r}}) = \sum_{\vec{\mathbf{k}}} \vec{\mathbf{X}}(\vec{\mathbf{k}}) e^{i(\vec{\mathbf{k}} \cdot \vec{\mathbf{r}} - \omega t)} = \sum_{n,m=1} \vec{\mathbf{X}}(r)_{m,n} e^{i(m\theta + n\phi - \omega t)}, \quad m, n \in \mathbf{Z}. \quad (1.2)$$

Il vettore d'onda della perturbazione in coordinate toroidali è $\vec{\mathbf{k}} = (k_r, k_\theta, k_\phi) = (k_r, \frac{m}{r}, \frac{n}{R})$, da cui la formula sopra. m e n sono detti rispettivamente numero d'onda toroidale e poloidale. Esiste una particolare condizione cui queste perturbazioni (dette anche modi) devono sottostare per poter essere instabili, oltre all'usuale disponibilità di energia libera, ed è che

$$\vec{\mathbf{k}} \cdot \vec{\mathbf{B}}_0 = 0, \quad (1.3)$$

dove $\vec{\mathbf{B}}_0$ è il campo magnetico di equilibrio. Questa equazione può essere interpretata dicendo che l'instabilità non deve deformare l'equilibrio magnetico, almeno durante il periodo (in genere molto breve, dell'ordine di qualche millisecondo) della sua destabilizzazione. Esiste un modo che noi sfrutteremo molto per esprimere questa condizione e cioè esprimendone in coordinate toroidali il primo membro. Risulta:

$$\vec{\mathbf{k}} \cdot \vec{\mathbf{B}}_0 = \frac{m}{r} B_\theta + \frac{n}{R} B_\phi = 0, \quad (1.4)$$

e riordinando i termini,

$$\frac{r \cdot B_\phi}{R \cdot B_\theta} = -\frac{m}{n}. \quad (1.5)$$

Dunque il fattore di sicurezza è un parametro fondamentale per la dinamica dei plasmi e di quelli Ulq soprattutto. Tuttavia come detto sopra, questa è solo una condizione necessaria e non sufficiente per l'eccitazione dei modi. In genere l'energia libera richiesta per questo è data da gradienti di quantità d'equilibrio del plasma, come la corrente parallela al campo magnetico o la pressione. Dunque ci si aspetta che le regioni vicine al bordo del plasma siano critiche ed è per questo che il q al bordo del plasma è così importante nella nostra analisi.

1.3 L'esperimento RFX-MOD

Le principali caratteristiche dell'esperimento RFX-MOD sono [11]:

- Raggio maggiore (R): 2 m
- Raggio minore (a): 0.46 m
- Rapporto d'aspetto $\frac{R}{a}$ (a è il raggio della sezione circolare del toro): 4
- Volume disponibile per il plasma: 10 m^3
- Corrente di plasma toroidale (in condizioni quasi-stazionarie): $50 \text{ kA} < I_p < 2 \text{ MA}$
- Tensione di giro, V_{loop} : $10 \text{ V} < V_{loop} < 60 \text{ V}$
- Durata delle scariche, T_{shot} : $50 \text{ ms} < T_{shot} < 1 \text{ s}$
- Densità elettronica (mediata spazialmente), n_e : $10^{19} \text{ m}^{-3} < n_e < 10^{20} \text{ m}^{-3}$

RFX-mod è in funzione dal 2004 a Padova ed è il più grande esperimento per plasmi in configurazione RFP. Tuttavia, può operare sia come RFP che come Tokamak ed è fornito di un elastico sistema di controllo magnetico e di misura, che gli permette regioni di operazione impraticabili altrimenti. A proposito del sistema di controllo magnetico esterno sarà utile più avanti sapere che ha in dotazione 48 sonde magnetiche toroidali e 8 sonde poloidali per la misurazione delle instabilità magnetiche [12]: infatti questo limita il numero di numeri d'onda poloidali e toroidali individuabili da parte della strumentazione rispettivamente a 4 e a 24. In particolare i dati d'interesse per il presente lavoro sono circa 300 *shots*, divisi in tre gruppi di circa 100 *shots* ciascuno che sono stati acquisiti in diversi periodi di funzionamento dell'esperimento con specifiche di operazione diverse.

1.4 Simulazioni MHD visco-resistive

Per la prima parte del nostro lavoro si è fatto riferimento ad una serie di simulazioni numeriche riportate in [7], che si avvale di un modello ricavato dalle equazioni MHD private dell'evoluzione cinetica (imponendo una pressione nulla) e con una densità omogenea, oltre che costante. Sono stati imposti alla viscosità e alla resistività del plasma degli andamenti tali da riprodurre bene le condizioni sperimentali di RFX-mod. Inoltre il modello ha implementazione su una geometria cilindrica che tenta di riprodurre quella sperimentale. Le simulazioni sono condotte facendo variare le condizioni al contorno per il valore di q , cioè facendolo variare alla parete conduttiva¹ in modo lineare da 0 (limite RFP) a 1.2 (limite Tokamak), e osservando l'andamento delle altre quantità tramite le equazioni seguenti:

$$\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{\mathbf{B}} - \eta \vec{\mathbf{J}}), \quad (1.6)$$

¹metodo di controllo che differisce nella pratica da quelli sperimentali, in cui si controllano la tensione di giro o la corrente di plasma, ma può comunque essere legato a questi

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = \vec{J} \times \vec{B} + \rho \nu \nabla^2 \vec{v}, \quad (1.7)$$

dove $\vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{B}$ e $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, ρ è la densità uniforme del plasma ed η e ν sono rispettivamente la resistività e la viscosità (non uniformi) del plasma. Particolare attenzione è stata posta sull'evoluzione delle instabilità MHD e sui fenomeni riconnettivi. Vale la pena di spendere qualche parola su questi ultimi: si tratta processi MHD in cui le linee di campo magnetico si "spezzano" per riconnettersi appunto a formare strutture topologicamente isolate dal resto delle linee di campo, dette isole magnetiche. Questo avviene principalmente a causa della dissipazione dell'energia del campo magnetico in energia termica. Dunque è un fenomeno che si verifica in condizioni resistive come il nostro caso e che influenza incisivamente la dinamica dei processi d'instabilità e anche di trasporto², come in parte avremo modo di verificare. Violenti crolli del potenziale di giro e del campo magnetico toroidale di equilibrio indicano che è avvenuta una riconnessione magnetica.

Si deve anche notare che le simulazioni hanno trattato le instabilità non linearmente [10,11], ossia non trascurando nell'analisi delle instabilità l'interazione tra varie armoniche di un modo (data una coppia di numeri d'onda m ed n il q risonante, cioè necessario per l'eccitazione dell'instabilità, è ottenuto anche dalle armoniche superiori di tale coppia) e tra modi con condizioni di risonanza differenti (con il rapporto $\frac{m}{n}$ diverso, se praticamente la posizione dei gradienti buoni per l'eccitazione di instabilità è fissa e vicina al bordo del plasma) o comunque con il rapporto $\frac{m}{n}$ diverso. Questo permette di indagare fenomeni di competizione tra vari modi instabili che risultano d'interesse per la dinamica del plasma [7,13,14].

²un fenomeno degno di nota in tal senso è la stocasticizzazione delle linee di campo seguente al moltiplicarsi di isole magnetiche

Capitolo 2

Instabilità MHD: teoria ed esperimento

In questo capitolo le previsioni del modello visco-resistivo indicato al precedente capitolo (e che si trovano in [7]) verranno illustrate, confrontandole con la dinamica sperimentale. In particolare verranno descritti:

- la reversibilità del processo di scarica Uq ,
- il processo di sostituzione di modi con loro armoniche superiori ed eccitazione di modi instabili,
- fasi di plateau ¹ accompagnate da periodi di marcata prevalenza di un modo instabile rispetto agli altri,
- la stabilità di certe configurazioni magnetiche.

2.1 Reversibilità delle scariche

Inizieremo con l'analisi delle differenze tra accensione e spegnimento del plasma negli esperimenti. La comparazione con la teoria è possibile qui, come del resto anche altrove, perché il valore di q_e teorico ha un andamento come in figura 2.1, comparabile con quello sperimentale, di cui un esempio è visibile in figura 2.2, accompagnato dall'andamento temporale di altre grandezze significative. Risulta evidente tuttavia che l'analisi dovrà essere condotta in modo qualitativo, data la differenza degli andamenti nel tempo di q_e tra teoria ed esperimento. Basti notare infatti che i periodi di plateau negli esperimenti sono in genere decisamente più lunghi che nelle simulazioni e che nell'esperimento si giunge in maniera violenta ad una configurazione a basso valore di q_e e poi si torna a $q_e \simeq 1$. Al contrario tutte le instabilità associate a $q_{ris} \simeq 1$, non vengono studiate nelle simulazioni, dato che queste si limitano a condizioni caratterizzate da $q_e \leq 0.8$. Il modello numerico predice una reversibilità della scarica quasi totale, perché l'evoluzione del valore di q_w ha una scala temporale più grande di quella tipica delle instabilità: ciò permette la saturazione del modo (insieme al processo di competizione con le armoniche superiori e con gli altri modi). Infatti

¹periodi di bassa attività magnetica

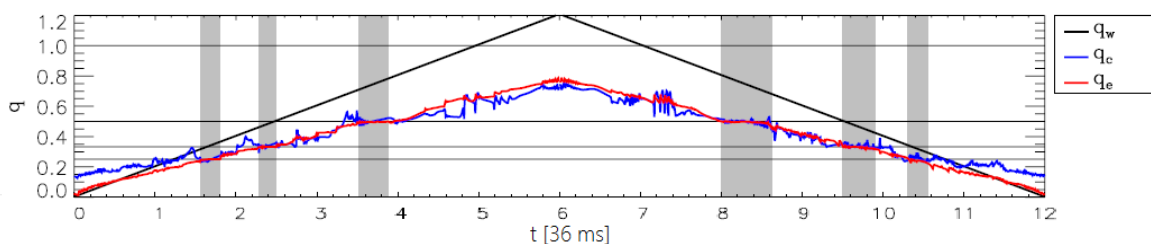


Figura 2.1: Andamento nel tempo del valore di q_e e di q_c in una simulazione visco-resistiva: l'unità della scala temporale nel caso di RFX-mod vale circa 36 ms. La figura è tratta da [7], fig. 7.

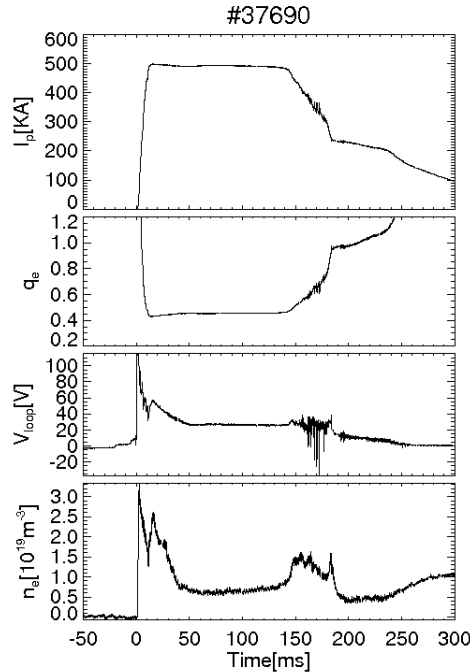


Figura 2.2: Andamento nel tempo di alcune grandezze interessanti in una scarica Ulq. Andamento nel tempo del valore di: A) q_e , B) I_p , corrente toroidale di plasma, C) V_{loop} , tensione di giro del plasma, D) n_e , densità elettronica del plasma.

questo potrebbe essere causa di una asimmetria temporale del processo, in quanto modi diversi possono interagire diversamente nella fase di accensione del plasma e nella fase di spegnimento. Questo non elimina l'asimmetria legata all'inerzia elettrica del plasma, cioè al ritardo nella risposta all'azione esterna di controllo e sostenimento magnetico. Infatti una resistività non nulla implica anche un tempo di risposta magnetica non nullo e la fase di spegnimento della scarica risulta leggermente sfasata rispetto all'azione esterna. Riguardo invece i dati sperimentali la maggioranza delle scariche si comporta diversamente durante la crescita (indicativamente la fase caratterizzata da $t \leq 30ms$) e la decrescita nella parte finale della scarica del valore di q_e (per esempio nel caso in figura 2.3 ci si riferisce a $t \geq 110ms$), come nell'esempio riportato in figura 2.3. Tuttavia questo deriva semplicemente dalla diversità dell'operazione esterna, molto violenta all'inizio della scarica (con $\frac{dI_p}{dt} > 200 \frac{MA}{s}$) e con derivate della corrente anche un ordine di grandezza più piccole nella fase di spegnimento. Nonostante ciò vale la pena notare che ci sono alcune scariche che hanno avuto una durata particolarmente breve ($T_{shot} \leq 60ms$) e che tuttavia si possono considerare valide per l'analisi. Esse presentano scale temporali molto simili nella fase di generazione e in quella terminale della scarica. In questi casi, uno dei quali è riportato in figura 2.4, le instabilità magnetiche e l'andamento del valore di q_e sono simili durante la formazione ($t \leq 20ms$) e lo spegnimento della scarica ($t \geq 35ms$). Questo è in accordo con quanto previsto dalle simulazioni [7] (sez. 4.1).

2.2 Evoluzione di modi instabili

Il primo fenomeno complesso indagato nelle simulazioni, successivo all'evoluzione delle quantità di equilibrio, è l'evoluzione di un singolo modo, caratterizzato da una sola coppia di numeri d'onda e le loro armoniche superiori [7,14,15]. Si osservi che queste simulazioni sono ancora eseguite in geometria bidimensionale. Durante la salita (o la discesa, il processo è lo stesso in entrambi i casi, a parte quanto esaminato nella sezione precedente) del valore di q_w si osserva la destabilizzazione di un modo. Questo avviene quando $q_e \simeq q_{ris} - 0.1$ (figura 2.6 freccia I). Comunque nell'arco di un millisecondo il valore di q_e ha un gradino dell'ordine di qualche centesimo, e inizia ad oscillare

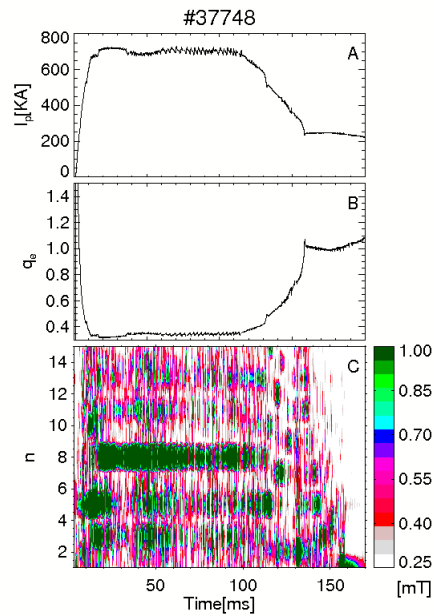


Figura 2.3: Esempio di shot asimmetrico temporalmente. In A: andamento temporale del valore di I_p , corrente toroidale di plasma, in B: andamento temporale del valore di q_e . In C si riporta il contour plot delle ampiezze di Fourier delle fluttuazioni magnetiche toroidali: quelle che compaiono nella prima parte della scarica sono molto diverse da quelle nella parte finale.

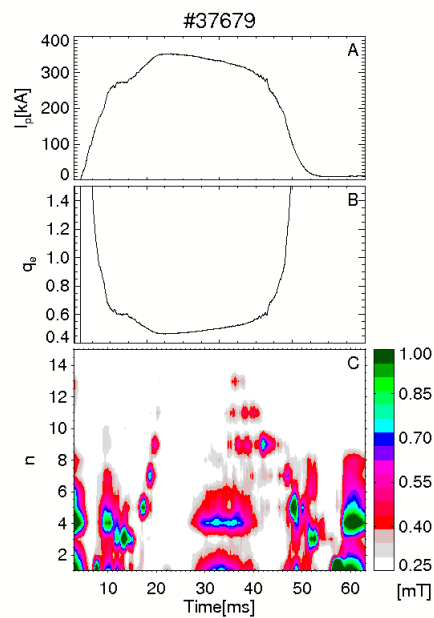


Figura 2.4: Un esempio di shot con simmetria per inversione temporale. I riquadri sono analoghi a quelli della figura 2.3. Come si vede in C le instabilità questa volta sono del medesimo tipo, intensità e durata durante la crescita e la decrescita del valore di q_e .

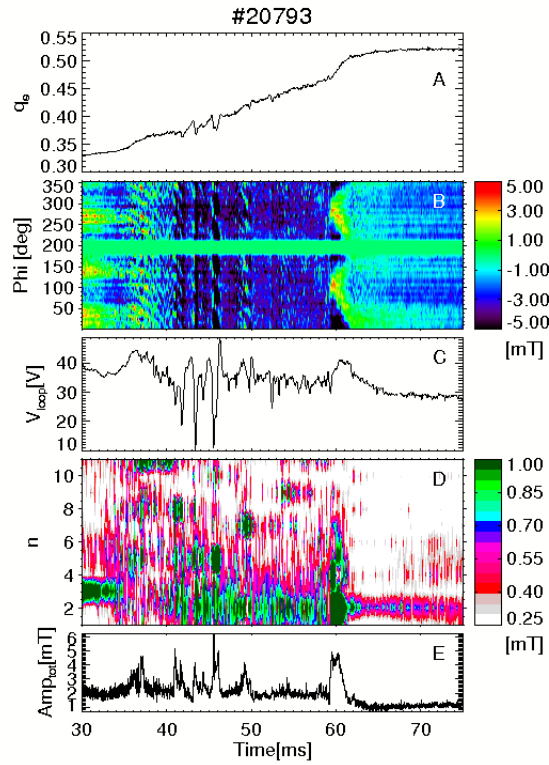


Figura 2.5: In A: andamento temporale del valore di q_e , in B: contour plot delle fluttuazioni di campo magnetico con ordinata l'angolo toroidale, in C: andamento nel tempo della tensione di giro del plasma, in D: contour plot delle ampiezze di Fourier delle fluttuazioni magnetiche toroidali, in E: andamento temporale del valore dell'ampiezza totale delle fluttuazioni magnetiche toroidali.

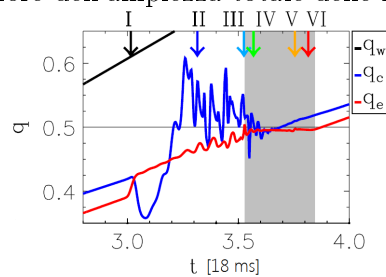


Figura 2.6: Previsione numerica nel modello visco-resistivo dell'andamento temporale di q_e e del q_c durante il processo di eccitazione di un singolo modo. La figura è tratta da [7], fig. 4.

(figura 2.6 freccia II) fino a che raggiunge il valore risonante (freccie III) ed allora, dopo eventi riconnettivi (freccia IV), inizia una fase di quiete magnetica dalla durata prevista di poco più di 10 ms per il nostro esperimento. Dopo ciò il processo magnetico termina (freccia V) e la crescita del valore di q_e segue di nuovo da vicino l'evoluzione lineare del valore di q_w (freccia VI). Nella figura 2.5 invece viene presentato un esempio sperimentale di tale processo: in questo caso il modo (2,-5) è in competizione con il modo (3,-7) e il (3,-8) (come si vede in D nella parte centrale del riquadro compaiono uno dopo l'altro). Inoltre il modo la cui eccitazione innesca il processo è un modo (1,-3) seguito da un modo (4,-11), inusuale per queste scariche. Il modo che conclude il processo magnetico è invece un intenso (1,-2), visibile attorno a $t=60$ ms in B e D.

Ci sono dei punti che meritano attenzione, perché possono essere utili per un'analisi sperimentale. Si tratta in particolare del processo di destabilizzazione e poi di saturazione del modo e degli eventi riconnettivi, che dominano le simulazioni. Infatti sia il gradino iniziale che le seguenti piccole oscillazioni del valore di q_e e anche il plateau precedente la fine del processo di instabilità possono essere spiegati con eventi riconnettivi: il primo è legato proprio alla formazione di isole magnetiche in conseguenza della deformazione della colonna di plasma, mentre le seconde derivano dall'evoluzione dei flussi di plasma e dalla conseguente tendenza a un'altro processo di riconnessione. Tale processo avviene in corrispondenza al plateau del valore di q_e ed è associato ad una sostituzione tra il modo fondamentale e la sua armonica direttamente superiore (se la fondamentale è (m,n), allora si tratta di (2m,2n)). Questa armonica è ugualmente risonante, ma di intensità decisamente inferiore alla fondamentale. La fine del plateau corrisponde ancora ad un processo di riconnessione, che dovrebbe corrispondere alla sostituzione con il modo (4m,4n) e in breve tempo alla fine dell'instabilità con il riemergere di profili assialsimmetrici per le varie grandezze macroscopiche del plasma [7] (sez. 4.2). Esempi chiari di tale dinamica sono rari e la principale causa di ciò è la presenza nel caso sperimentale di varie instabilità. Questo implica che le instabilità interagiscano tra di loro e dunque alcuni dei fenomeni predetti, come il plateau magnetico non sia dovuto interamente a fenomeni riconnettivi o comunque competitivi tra armoniche dello stesso modo. Questo lo si evince anche dal fatto che il q_e durante il plateau non è quello risonante per il modo che ha eccitato il processo ($q_{ris} = 0.34$), come si vede in figura 2.5, ma quello che lo conclude ($q_{ris} = 0.5$). Tuttavia, l'esistenza reale di questi pattern evolutivi dimostra che la competizione tra modi può condurre ad un periodo di quiete magnetica.

D'altra parte si può osservare in varie scariche (una è riportata in figura 2.7) il comparire di un plateau a seguito di una riconnessione magnetica (indicata dalla freccia in basso) e di una sostituzione di un modo dominante ((2,-5) visibile in D fino a $t=108$ ms) con la sua armonica subito superiore ((4,-10) visibile da $t=108$ ms a $t=111$ ms), in buon accordo con quanto predetto dal modello MHD visco-resistivo.

2.3 Periodi di quiete magnetica

In simulazioni più ricche di modi instabili e che si svolgono in una geometria tridimensionale cilindrica [7] (sez. 4.3), si incontrano nell'evoluzione temporale dei periodi di quiete magnetica interessanti per due motivi: l'essere collegati con l'evoluzione di un modo dominante, similmente a quanto nella sezione precedente, e l'essere preceduti (o seguiti a seconda che si sia in fase di crescita o di decrescita del valore di q_w) da periodi di predominanza di un modo instabile sugli altri, cioè periodi di quasi singola elicità (*QSH*, acronimo per *Quasi Single Helicity*). La dinamica risulta molto simile a quella del caso bidimensionale: a causa di fenomeni riconnettivi il modo dominante eccitato compete con gli altri e viene seguito da una fase di plateau magnetico. Uno spiccato carattere bidimensionale dei processi in gioco suggerirebbe la validità delle simulazioni anche per la geometria toroidale sperimentale.

Introduciamo ora un parametro che useremo per identificare le fasi di QSH, chiamato Ns . Esso è definito nel modo seguente:

$$Ns \doteq \frac{1}{\sum_{n=1} \left(\frac{A_n^2}{\sum_{n=1} A_n^2} \right)^2}, \quad (2.1)$$

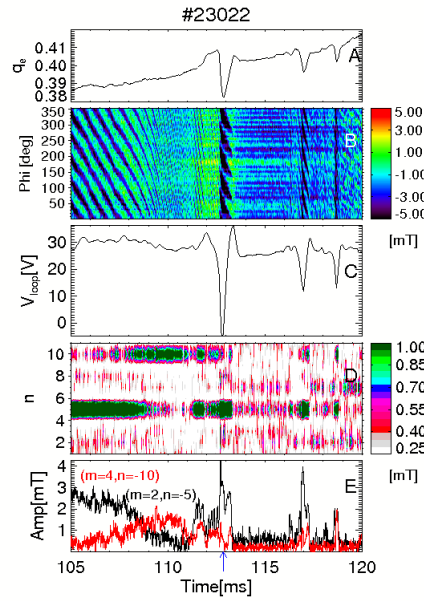


Figura 2.7: In A: andamento nel tempo del valore di q_e , in B: contour plot delle fluttuazioni di campo magnetico, in ordinata l'angolo toroidale. Ad una riconnessione, indicata dal picco del potenziale di giro in C, segue un marcato plateau magnetico. In D è visibile nel contour plot delle ampiezze di Fourier delle fluttuazioni magnetiche toroidali la sostituzione del modo (4,-10) con il modo (2,-5) attorno a $t=110$ ms. In E sono riportate le ampiezze dei modi di Fourier con $n=5$ ed $n=10$.

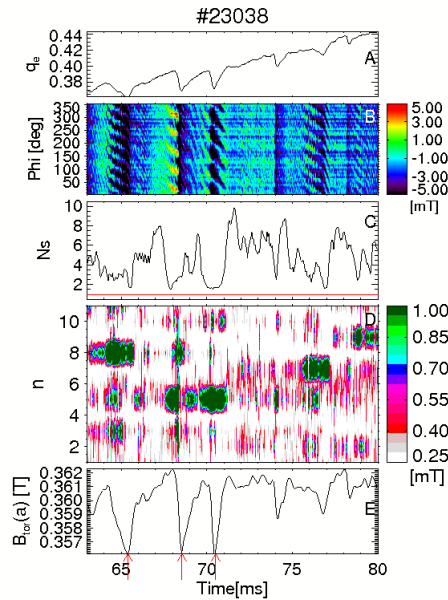


Figura 2.8: In A: andamento nel tempo del valore di q_e , in B: contour plot delle fluttuazioni toroidali di campo magnetico, in ordinata l'angolo toroidale, in C: andamento nel tempo del valore di N_s , in D: contour plot delle ampiezze di Fourier delle fluttuazioni magnetiche toroidali, in E: andamento temporale del campo magnetico toroidale. Periodi di marcata QSH coincidenti con riconnessioni magnetiche si notano indicati dalle frecce in basso.

dove A_n è l'ampiezza di Fourier relativa al modo toroidale con numero d'onda n . Il modo $n = 0$ è stato escluso dalla definizione perché associato all'equilibrio del plasma e non particolarmente rilevante per la nostra analisi della dinamica dei modi. Come si può intuire guardando la formula, la condizione di pura singola elicità è rappresentata da $Ns = 1$, mentre un periodo in cui $1 < Ns < 2$ si può ben identificare come un periodo di QSH.

Un esempio sperimentale in accordo con la teoria è esposto in figura 2.7, dove si nota nel riquadro C un periodo di QSH con $Ns < 2$ e nel riquadro B il passaggio dal modo (1,-2) al modo (2,-4) subito precedente una fase di plateau magnetico. Un altro è visibile in figura 2.9, accompagnato in figura 2.10 da una previsione teorica. Si noti in figura 2.9 riquadro C la marcata QSH precedente la fase di plateau magnetico tra $t = 60$ ms e $t = 110$ ms. Sempre in tale figura la decrescita del modo dominante (2,-5) dopo la QSH in corrispondenza alla competizione con l'armonica superiore (4,-10) è più lenta della sua eccitazione (riquadro E tra $t=50$ ms e $t=55$ ms), come nella simulazione in figura 2.10. Si noti che in accordo con quanto alla sezione precedente le riconessioni magnetiche sono sempre accompagnate da QSH molto marcate. Un esempio di questo fenomeno è visibile in figura 2.8, dove si trovano numerose riconessioni magnetiche (indicate dalle frecce in basso) in corrispondenza a periodi di QSH. Ciò sembra suggerire che il meccanismo attraverso cui si formano queste fasi di quiete magnetica sia in effetti di tipo riconnettivo. Quest'ultimo fenomeno si può sempre interpretare come un fenomeno di competizione tra modi instabili, nel senso che la riconnessione è percepita dal plasma come un'intensa instabilità dal tempo caratteristico d'evoluzione molto rapido² relativamente a quello delle altre instabilità e dunque questa assorbe quasi tutta l'energia libera disponibile. Tale energia è poi dissipata, quando il modo, a causa dell'evoluzione dei profili, ridiventa stabile, e non è più disponibile per le altre instabilità. Si è posta attenzione al comparire di regimi QSH per la loro importanza nelle scariche RFP [6]: infatti il regime di operazione ideale per un RFP sarebbe quello di singola elicità, in cui un solo modo instabile fornisce la geometria magnetica per la dinamo necessaria al rovesciamento del campo toroidale al bordo. Questo per la maggiore efficienza del processo legata alla semplicità della configurazione magnetica a singola elicità rispetto ad una a multipla elicità, ricca di interazioni tra modi e di ripartizione dell'energia tra di essi³.

2.4 Sostenimento di configurazioni magnetiche

Un'ultima importante previsione delle simulazioni riguarda il sostenimento delle scariche Ulq in particolari configurazioni magnetiche. Nelle simulazioni si è indagato il grado di stabilità di certe configurazioni utilizzando come parametro di controllo il valore di q_w fino al valore desiderato e poi mantenendolo costante [7] (sez. 4.3). Ciò che risulta dalle simulazioni è che esistono particolari valori del fattore di sicurezza che permettono un perfetto controllo di questo tipo e che risultano stabili.

Questo aspetto sembrerebbe molto interessante per l'utilità pratica delle scariche Ulq, dato che sembrerebbe dimostrare che è possibile stabilizzare queste scariche in modo quasi perfetto. La realtà sperimentale è però ben diversa: anche se, come esemplificato nella figura 2.13 riquadro A, si osservano spesso plateau sostenuti che durano fino a parecchie decine di millisecondi e le maggior parte delle scariche si può considerare avere una ben definita fase di flat-top, ossia un periodo di tempo caratterizzato indicativamente da $-10 \frac{MA}{s} < \frac{dI_p}{dt} < 10 \frac{MA}{s}$, il sistema tende a rilassare in un determinato stato magnetico (quindi con un particolare fattore di sicurezza) tramite un processo di autorganizzazione, e dunque non è agevole imporlo dall'esterno. Questo senza considerare che non si ha l'accuratezza necessaria per individuare il fattore di sicurezza giusto e che alcuni valori di q_w presentano un comportamento anche qualitativamente differente rispetto ad una fase di quiete magnetica.

Questa risposta così sensibile dipende (almeno nelle simulazioni) dal processo di competizione già incontrato alle sezioni precedenti. Infatti sostenere un certo valore di q_w come descritto poc'anzi significa "congelare" la dinamica sottostante e questo può cambiare radicalmente la dinamica risul-

²la durata tipica di una riconnessione è dell'ordine di pochi millisecondi

³entrambi fenomeni difficilmente controllabili

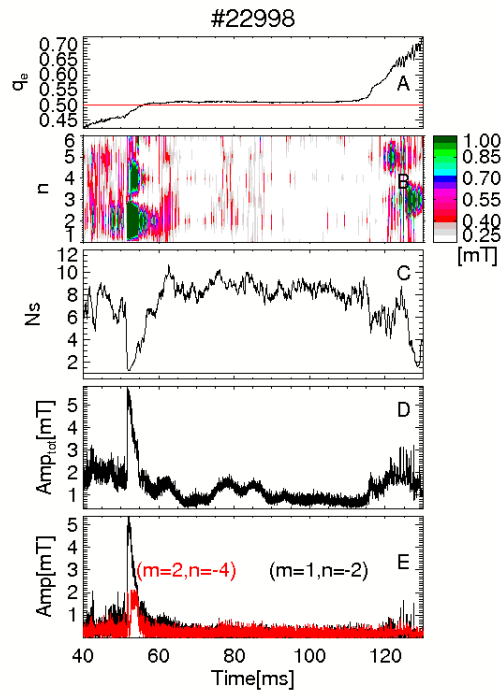


Figura 2.9: In A: andamento nel tempo del valore di q_e , la linea rossa orizzontale è $q_e = 0.5$ in B: contour plot delle ampiezze di Fourier delle fluttuazioni magnetiche toroidali, in C: andamento temporale del valore di N_s , in D: andamento nel tempo dell'ampiezza totale delle fluttuazioni magnetiche toroidali. In E sono riportate le ampiezze dei modi di Fourier toroidali con $n=2$ ed $n=4$.

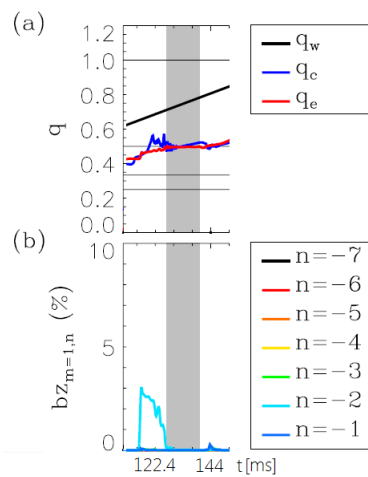


Figura 2.10: Simulazione MHD visco-resistiva in geometria tridimensionale. In (a):andamento nel tempo del valore di q_e , di q_w e di q_c . In (b): (la descrizione che segue è tratta da [7], fig. 7) r.m.s. delle perturbazioni magnetiche assiali (modi con n differenti e con $m=1$), normalizzate a $B_\theta(r_{wall})$. La figura è tratta da [7], sez. 4.3, fig. 7.

tante. Per esempio nelle simulazioni si sostiene un valore di q_w che corrisponde alla fase conclusiva del plateau magnetico, quella in cui si sta ormai ristabilendo uno stato assialsimmetrico, ed essa risulta particolarmente stabile proprio perché giunti ad essa il processo magnetico d'instabilità è praticamente terminato. In un altro caso si interrompe la crescita del fattore di sicurezza alla parete nella fase immediatamente successiva l'inizio del plateau (mentre la fase di QSH stava finendo) e il sostenimento di tale configurazione risulta in un comportamento periodico con una riconnessione magnetica ogni circa 1 – 2 ms in corrispondenza a $q_e \simeq q_{ris}$ (può essere interessante al riguardo il lavoro in [16]).

Dal punto di vista dei dati sperimentali certamente il punto più interessante e sul quale meglio sembrano fare predizioni le simulazioni è il caso di sostenimento della configurazione magnetica che precede di qualche millisecondo il plateau magnetico e che consiste in una multipla elicità (la perturbazione dominante sta scemando rapidamente per dar posto alla sua armonica direttamente superiore tramite riconnessione). In questo caso infatti il processo che porta al plateau non è ancora completato e questo innesca il processo periodico già descritto. Il fenomeno è osservabile alla figura 2.11, dove si riporta l'evoluzione oscillante del valore di q_e e del campo magnetico toroidale di equilibrio, e dove viene confrontato con una simulazione (riportata in figura 2.12).

Anche il sostenimento riuscito di una configurazione magnetica senza oscillazioni rilevanti è ampiamente osservato nei dati sperimentali (un esempio è riportato in figura 2.13 e va confrontato con la relativa simulazione in figura 2.14).

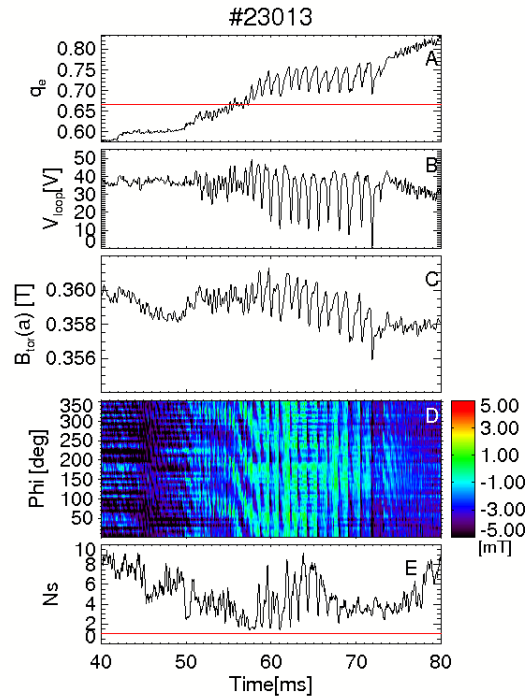


Figura 2.11: In A: andamento nel tempo del valore di q_e , in B: andamento nel tempo della tensione di giro di plasma, in C: andamento temporale del valore del campo magnetico toroidale al bordo del plasma, in D: contour plot delle fluttuazioni di campo magnetico, in ordinata l'angolo toroidale, in E: andamento temporale del valore di N_s , la linea orizzontale rossa è $N_s = 1$. Si notino le oscillazioni periodiche legate ad un'instabilità (2,-3) con riconessioni magnetiche in corrispondenza ai picchi del q_e . In accordo con le simulazioni in figura 2.12, le riconessioni avvengono quando $q_e \simeq q_{ris}$.

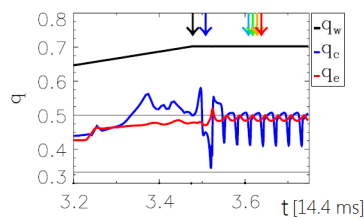


Figura 2.12: Un esempio di risposta oscillante dei valori di q_e e q_c con riconessioni magnetiche in una simulazione del modello visco-resistivo. La figura è tratta da [7], fig. 10.

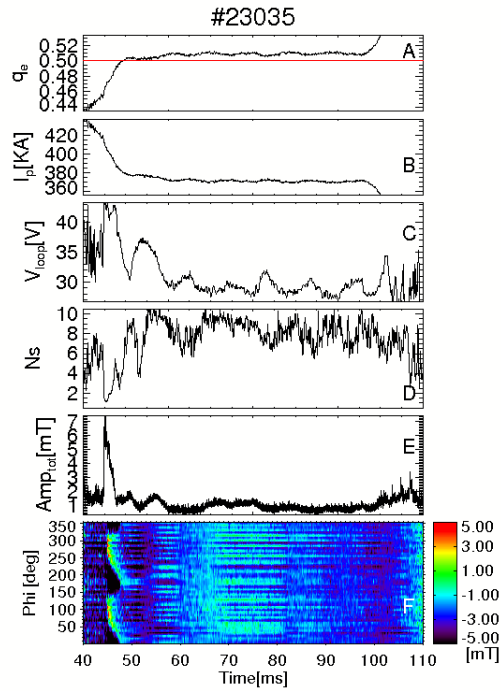


Figura 2.13: In A: andamento nel tempo del valore di q_e , in B: andamento temporale del valore di I_p , corrente toroidale di plasma, in C: andamento nel tempo della tensione di giro di plasma, in D: andamento nel tempo del valore di N_s , in E: andamento temporale del valore dell'ampiezza totale delle fluttuazioni magnetiche toroidali, in F: contour plot delle fluttuazioni di campo magnetico, in ordinata l'angolo toroidale. Un esempio di scarica sostenuta molto bene: si noti il valore di q_e , che è stabile sul valore risonante $m/n=1/2$, indicato dalla linea continua rossa nel grafico A.

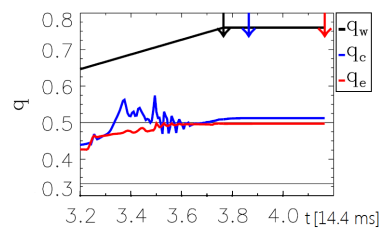


Figura 2.14: Un esempio di sostenimento del valore di q_e riuscito in una simulazione del modello visco-resistivo. La figura è tratta da [7], fig. 9.

Capitolo 3

Rotazione dei modi instabili

In questo capitolo ci avviciniamo a un particolare aspetto della dinamica delle scariche considerate in questo lavoro di tesi: i modi instabili presentano una fase di Fourier che cambia nel tempo, cioè ruotano lungo le coordinate del toro. Tale dinamica non è descritta dal modello numerico in [7], che invece considera fisse le fasi dei modi studiati. Esistono modelli che cercano di investigare quantitativamente i momenti e i moti coinvolti (per un esempio si veda [17]). Noi ci rifaremo solo brevemente alla teoria soprattutto per indagare molto semplicemente la relazione tra velocità di rotazione della perturbazione magnetica e l'ampiezza della stessa.

3.1 Relazione tra velocità e intensità dei modi

Tra i modi rotanti di sufficiente intensità da essere rilevanti per la dinamica si distinguono talvolta due regimi di rotazione: uno lento (*slow branch*) e l'altro veloce (*fast branch*). Uno dei motivi per cui modi più intensi ruotano più lentamente di quelli meno intensi risiede nella loro interazione con i sistemi di controllo esterni [18]: con un'intensità maggiore vi è anche un accoppiamento magnetico più forte con i sistemi conduttivi esterni al plasma. Questo porta ad un infasamento dei modi con le correnti parassite dei sistemi esterni ed alla rotazione nella *slow branch*. La *fast branch* di rotazione dei modi nel plasma si manifesta quando i modi diminuiscono d'intensità e dunque sono meno accoppiati magneticamente con i sistemi conduttivi esterni al plasma.

In figura 3.1 riquadro A è presentato un contour plot delle fluttuazioni magnetiche toroidali in una scarica. In esso avviene attorno a $t = 100$ ms il passaggio da *slow branch* a *fast branch* di un modo (2,-5) in corrispondenza della diminuzione di circa un fattore 4 della sua ampiezza (riquadro B).

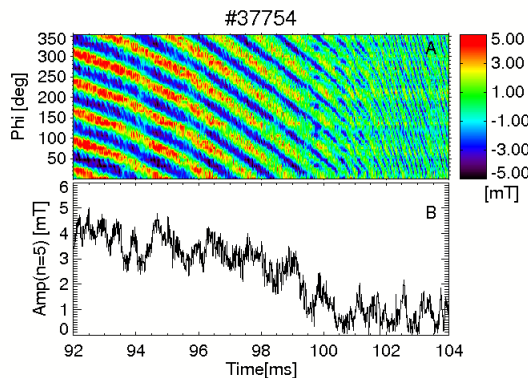


Figura 3.1: In A: contour plot delle fluttuazioni di campo magnetico. In ordinata l'angolo toroidale. In B: ampiezza totale delle fluttuazioni toroidali del campo magnetico. Si noti in A a $t=100$ ms il passaggio da branca lenta a branca veloce in corrispondenza alla variazione di intensità dell'instabilità nel riquadro B.

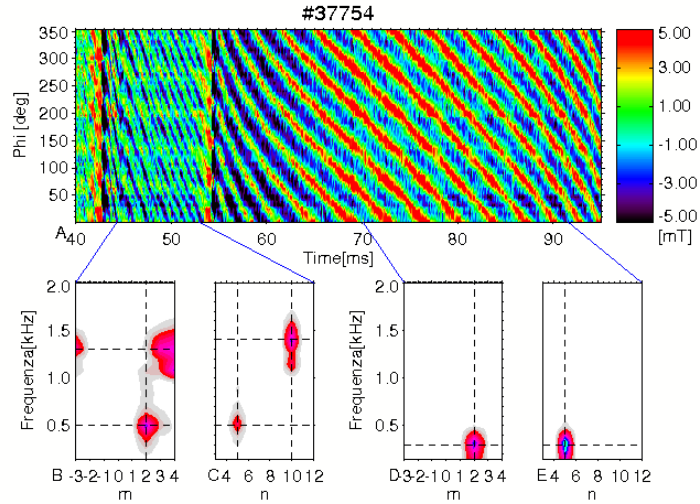


Figura 3.2: In A: contour plot delle fluttuazioni toroidali di campo magnetico. In ordinata l'angolo toroidale. Nella parte inferiore della figura (riquadri B,C,D,E) si trovano invece gli spettri delle fluttuazioni magnetiche poloidali (riquadri B e D) e toroidali (riquadri C ed E) risolti in frequenza di rotazione e in numeri d'onda poloidali (m) e toroidali (n) nei due intervalli temporali [45 ms,54 ms] e [54 ms,100 ms]. Da notare la marcata riconnessione coincidente con la sostituzione da (4,-10) in (2,-5) a circa $t=54$ ms.

3.2 Analisi di una sostituzione

Un esempio delle dinamiche di rotazione e sostituzione di modi è presentato in figura 3.2. Esso è significativo per uno stato di QSH che persiste per circa 54 ms, tra $t = 54$ ms e $t = 100$ ms. Un modo con instabilità dominante (4,-10) è sostituito a circa $t = 54$ ms da un intenso modo (2,-5) rotante, come visibile nel riquadro A della figura 2.1. Si noti che la riconnessione a $t=50$ ms nel grafico suddetto determina la fine del modo (4,-10) in analogia con quanto visto al capitolo 2. Questo processo si trova in un altro contesto dinamico rispetto alle simulazioni visco-resistive in [7]: non è infatti agevole identificare altri eventi significativi in analogia con quanto previsto numericamente nel caso di destabilizzazione di un singolo modo e delle sue armoniche superiori (caso che è analogo a questo). Tuttavia esso corrobora le previsioni numeriche fornendo almeno evidenza della possibilità di un tale evento sostitutivo in presenza di un singolo modo risonante [7] (sez. 4.2). La frequenza del modo (4,-10) nel primo intervallo temporale è più alta di quella del modo (2,-5) nel secondo intervallo in corrispondenza con un'intensità delle fluttuazioni magnetiche associate al modo minore nel primo intervallo rispetto al secondo.

Per riassumere: in questo esempio sperimentale il modo subisce una riconnessione magnetica che cambia i suoi numeri d'onda. Inoltre cambia anche la sua intensità e di conseguenza la sua velocità di rotazione.

3.3 Modi doppiamente risonanti

Un aspetto interessante per la dinamica delle scariche sono i cosiddetti modi doppiamente risonanti (abbreviati DRM, acronimo per *Double Resonant Mode*): sono modi associati al medesimo valore di q risonante che si destabilizzano a breve distanza di tempo e poi convivono [18]. Si osservano in presenza di un minimo del profilo radiale del fattore di sicurezza molto vicino alla regione di bordo del plasma [19]. In figura 3.3 vengono presentati alcuni profili radiali di questo tipo. Il minimo vicino alla regione di bordo del plasma è dovuto anche al fatto che fuori del plasma il profilo radiale del q è parabolico (come visibile in figura 3.3 i profili del valore di q_e tendono ad una parabola per $r > 0.7$), considerando priva di correnti la regione tra la fine del plasma e la parete resistiva,

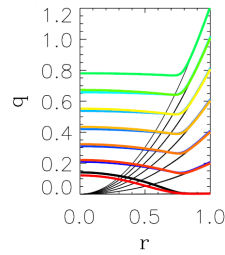


Figura 3.3: Un esempio di evoluzione temporale del profilo radiale del fattore di sicurezza nel modello visco-resistivo. $r = 0$ corrisponde alla posizione radiale del centro della sezione circolare del toro, $r = 1$ corrisponde alla posizione radiale della parete conduttiva. Da notare attorno a $r = 0.7$ un minimo, necessario per l'esistenza di modi doppiamente risonanti. La figura è tratta da [7], fig. 3.

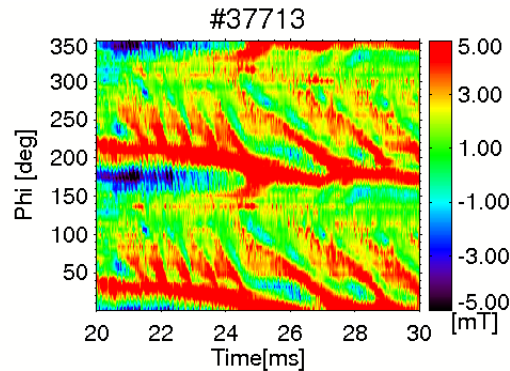


Figura 3.4: Contour plot delle fluttuazioni di campo magnetico, in ordinata l'angolo toroidale.

mentre è decrescente all'interno del plasma [7] (sez. 4.2). Si ha dunque a che fare quasi sempre con un modo risonante nella regione di bordo del plasma ed uno interno al plasma.

Le proprietà di instabilità di questo tipo di perturbazione cambiano a seconda di quanto siano radialmente vicini i due modi [13]. Inoltre la loro presenza può determinare incisivamente la topologia magnetica, stimolando riconessioni magnetiche¹. Un metodo pratico per identificare dei modi doppiamente risonanti è trovare dei modi con il medesimo fattore di sicurezza risonante (o addirittura gli stessi numeri d'onda) rotanti a velocità diverse contemporaneamente: in questo caso la differenza di velocità è dovuta alla differente collocazione spaziale, che determina un'interazione elettromagnetica differente con il sistema di controllo esterno. Un esempio sperimentale di modo doppiamente risonante si nota nel processo in figura 3.4. Infatti si vedono due "strisce" molto ben definite (si tratta di un'instabilità (1,-2)) e contigue per tutto il processo, dunque è un'instabilità in rotazione molto lenta, e una serie di strisce più brevi (indici di una rotazione più veloce) che vi si sovrappongono.

¹così avviene per esempio nelle sostituzioni cui ci si riferisce alle sezioni precedenti

Capitolo 4

Trattazione collettiva delle scariche Ulq

Abbiamo finora analizzato aspetti caratteristici delle scariche a basso fattore di sicurezza osservando esempi su singole scariche. Ora invece adotteremo un altro punto di vista e osserveremo le proprietà dell'intero insieme di shots in regime Ulq.

In particolare considereremo varie grandezze d'interesse in funzione del valore di q_e seguendo il procedimento che segue: si sono considerati tutti i punti del tipo $(q_e, [grandezza])$ considerando tutte le scariche soddisfacenti certe condizioni di validità¹ e anche i punti del tipo $(q_{base}, media_{[grandezza]})$. In quanto precede $q_{base} \in [0, 1.5]$ facente parte di un campionamento piuttosto fine² (e non uniforme, nel senso che la larghezza del campionamento cambia con il valore di q) di tale intervallo e per media si intende la media aritmetica delle grandezze dei punti del tipo precedente con ascissa $\in [q_{base} - \Delta q_e, q_{base} + \Delta q_e]$. Δq_e è la distanza tra un punto del campionamento e il precedente o il successivo. Inizieremo con il considerare il parametro Ns , definito nella sezione 2.3, in funzione del q_e . Si può osservare nel grafico nella figura 4.1 riquadro C la presenza di numerosi minimi delle medie dell' Ns in corrispondenza ad alcune maggiori risonanze: per esempio (3,-7) e (1,-2), associate rispettivamente a $q_{ris} = 0.43$ e a $q_{ris} = 0.5$. La posizione dei minimi è precedente o seguente il valore risonante di qualche centesimo, dato che i periodi con $Ns \simeq 1$ sono quelli che precedono o seguono le fasi di plateau magnetiche, come già visto al capitolo 2.

Considerare come al paragrafo precedente l'intensità delle instabilità magnetiche³ permette di identificare i fattori di sicurezza che statisticamente si presentano insieme a instabilità più marcate. La figura di riferimento è la 4.1 riquadro A.

Si possono osservare dei picchi in corrispondenza ai seguenti valori di q_e : 0.5, 0.43, 0.4 e 0.33. I marcati minimi che si notano subito dopo i picchi rappresentano i periodi di quiete magnetica di cui al capitolo 2. Gli errori molto grandi a $q_e < 0.25$ sono dovuti al processo di formazione del plasma (tali fattori si incontrano spesso nei primissimi millisecondi della scarica) e alla scarsità numerica di scariche con $q(a)$ così bassi. Non si notano invece grandi ampiezze per $q_e > 0.8$ perché sono state escluse dai dati tutte le instabilità troppo violente e legate alla disruzione del plasma. Esse non sono particolarmente informative e rischiano di disturbare l'analisi delle altre regioni di operazione.

Anche in una trattazione simile del potenziale di giro si ritrova una struttura marcatamente a picchi (figura 4.1 riquadro B), alcuni dei quali (da notare il picco a $q_e = 0.43$ e quello a $q_e = 0.5$) in corrispondenza alle maggiori instabilità.

Altri risultati interessanti si riscontrano nell'analizzare le resistenze di plasma a vari campi magnetici toroidali. I risultati si trovano in figura 4.2 Innanzitutto si nota che all'aumentare dell'intensità del campo toroidale resistenza di plasma mediamente diminuisce (a parte una porzione di ascisse⁴ dove le resistenze sono quasi uguali nei tre regimi di campo indagati e comunque avviene

¹si è imposta un limite inferiore di circa 50 KA sulla corrente e dei limiti superiori e inferiori su $\frac{dI_p}{dt}$ per escludere scariche poco rilevanti o periodi non interessanti delle scariche

²indicativamente con larghezza di campionamento $\in [10^{-5}, 0.01]$

³definita come $Amp_{tot} = \sqrt{\sum_{n=1}^{23} A_n^2}$, dove A_n è l'ampiezza del modo di Fourier delle fluttuazioni magnetiche toroidali relativo al numero d'onda toroidale n .

⁴poco rilevante da un punto di vista statistico

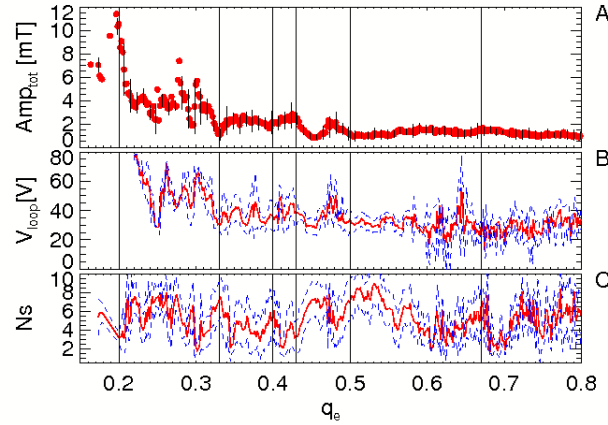


Figura 4.1: In A, B e C rispettivamente ampiezza totale delle fluttuazioni magnetiche toroidali, potenziale di giro e N_s in funzione di q_e . In A le barre di errore si riferiscono allo scarto delle varie misure, così come le curve tratteggiate in B e C. Le linee verticali nei tre riquadri hanno equazione $q_e = 0.2, 0.33, 0.4, 0.43, 0.5, 0.67$.

il fenomeno inverso), poi si nota anche una vistosa struttura a picchi. In particolare si notano massimi in corrispondenza delle principali risonanze già citate e minimi in corrispondenza delle fasi di plateau magnetiche, cioè subito precedenti o seguenti i più importanti valori di q_{ris} . La regione $q < 0.25$ è probabilmente caratterizzata da forti tensioni di origine induttiva. Un fatto degno di nota è che i valori minimi della resistenza di plasma nel regime Ulq siano comparabili con i valori medi più alti di scariche in configurazione RFP.

Sembra che le maggiori instabilità modifichino le proprietà di trasporto del plasma rendendolo più collisionale nella regione di bordo (e dunque più resistivo), rispetto ai periodi di quiete magnetica. Inoltre, a parità di q_e , campo toroidale di equilibrio più alto implica corrente toroidale più alta e dunque un riscaldamento ohmico maggiore. Questo a suo volta implica, secondo la legge di Spitzer (al riguardo si veda [20]), una minore resistenza di plasma.

In questo paragrafo trattiamo invece di una peculiarità delle scariche Ulq, ossia il superamento da parte di una frazione limitata, ma non trascurabile ⁵, di esse del limite di Greenwald sulla densità elettronica, come si vede in figura 4.3; inoltre può essere interessante confrontare questo punto con i risultati riportati in [22]. Ricordiamo che vale per i plasmi Tokamak ed RFP una legge empirica: se $n_{elettronica}[10^{20}m^{-3}] > \frac{I_{plasma}[MA]}{\pi a^2}$, con a raggio della sezione circolare del toro ed $n_{elettronica}$ densità elettronica, il plasma va incontro ad una violenta disruzione [21]. Risulta utile guardare anche per esteso (in figura 4.4) una delle scariche più significative in cui tale limite viene superato (corrente superiore a 200 KA e durata maggiore di 100 ms): infatti, il momento in cui avviene il superamento del limite di Greenwald è coincidente con un minimo del valore di q_e , $q_{e,min} \simeq 0.5$. Questo valore di q è associato ad instabilità molto intense. Si noti che il limite è superato fino alla fine della scarica e che non si evidenzia un brusco spegnimento del plasma.

⁵si tratta di 19 scariche su circa 237 scariche valide per l'analisi. Di queste 19 solo 4 mantengono un confinamento e una stabilità degne di nota per più di 50 ms

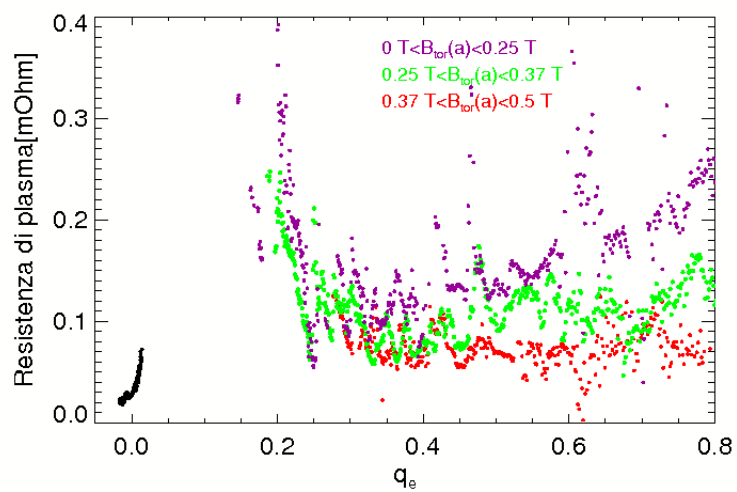


Figura 4.2: In figura: medie su q_e delle resistenze di plasma contro q_e . In rosso, violetto e verde punti relativi a scariche Ulq a vari campi toroidali, in basso a sinistra in nero i punti relativi a scariche RFP caratterizzate da $-0.015 < q_e < 0.005$.

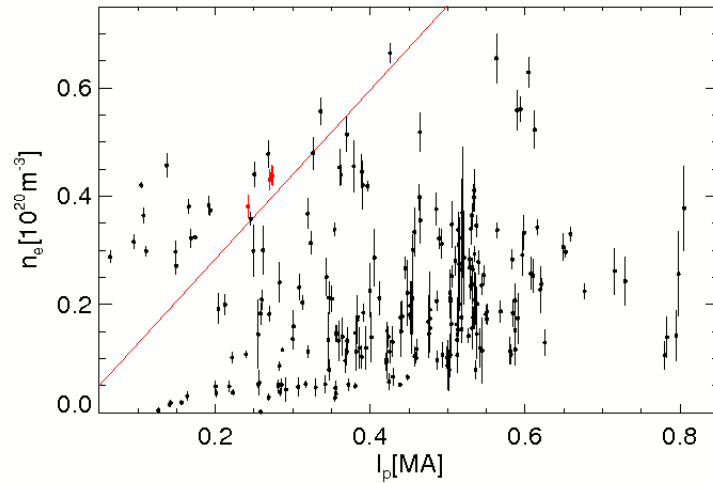


Figura 4.3: In figura i punti sono del tipo $(I_{p,flat-top}, n_{e,flat-top})$, le barre d'errore rappresentano l'errore associato a $n_{e,flat-top}$, che è la media dei valori di n_e durante il periodo di flat-top, mentre $I_{p,flat-top}$ è il massimo di I_p nel periodo di flat-top. La retta rappresenta il limite empirico di Greenwald. I punti evidenziati in rosso superano tale limite mantenendo un discreto confinamento del plasma.

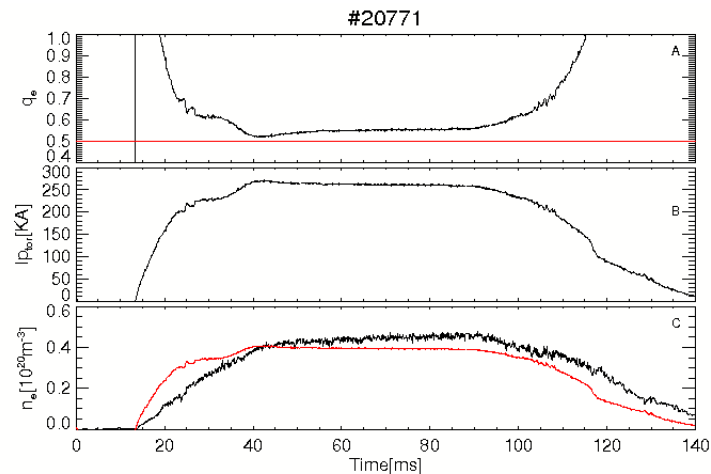


Figura 4.4: In A: andamento nel tempo del valore di q_e , la linea rossa orizzontale è $q_e = 0.5$, in B: andamento nel tempo della corrente toroidale di plasma, in C: andamento nel tempo della densità elettronica, in rosso il limite di Greenwald che varia con la corrente.

Capitolo 5

Confronto tra Ulq ed RFP

In questo capitolo confronteremo i plasmi Ulq e dei plasmi RFP caratterizzati da $-0.015 < q_e < 0.005$. In figura 5.1 sono presentate tre scariche (considerate in intervalli temporali simili) caratterizzate da equivalenti livelli di corrente di plasma: la prima (scarica 31056) è una scarica in configurazione RFP, la seconda (scarica 37754) e la terza (scarica 23048) sono entrambe scariche in configurazione Ulq.

Innanzitutto si notano i differenti tipi di spettri di Fourier delle fluttuazioni magnetiche toroidali nei tre casi. Nel primo si osservano (prima colonna riquadro E) instabilità solo per $n \geq 7^1$ e, nonostante i modi più intensi abbiano $n < 12$ non si notano lunghi periodi di QSH come invece nel secondo caso (seconda colonna riquadro E), ad esempio per $50ms < t < 100ms$. Le scariche Ulq dimostrano comunque uno spettro più puro in termini di numeri d'onda rispetto a quello RFP: si veda a riguardo il riquadro E della seconda e terza colonna. Degna di nota è anche la sensibilità della dinamica dei plasmi Ulq rispetto al parametro q_e : gli andamenti del valore di q_e che si osservano nei riquadri C della seconda e terza colonna presentano notevoli similarità nei valori assunti e nella tempistica di crescita (per esempio si osservi per $t > 120ms$ la rapida fase crescita presente in entrambi i casi), eppure le due scariche Ulq in figura 5.1 sono drasticamente diverse dal punto di vista della stabilità. Infatti, nel caso della scarica 37754 compare un periodo di violenta attività magnetica (per $0ms < t < 100ms$), laddove nel caso della scarica 23048 quasi non vi è attività magnetica. Risulta interessante notare come nei plasmi RFP non si osserva una simile sensibilità al parametro q_e [23].

Infine, è degno di nota il fatto che i valori della tensione di giro (riquadri B delle tre colonne) nel caso RFP sia comparabile con quella della scarica Ulq 23048 (caratterizzata da deboli instabilità magnetiche). La tensione di giro della scarica 37754, con intense instabilità magnetiche, è più alta rispetto a quella delle altre due scariche di circa 10 V durante le fasi di intensa attività magnetica (che sono anche quelle in cui differisce maggiormente dalla scarica 23048).

Il confronto è interessante per due ulteriori aspetti:

- le ampiezze caratteristiche delle fluttuazioni magnetiche nei due regimi di operazione,
- la relazione tra il valore di N_s e il valore dell'ampiezza totale delle fluttuazioni magnetiche e della tensione di giro.

Riguardo al primo punto è sufficiente osservare i riquadri B e D in figura 5.2 per osservare che le ampiezze caratteristiche del regime Ulq sono nettamente più basse, anche di un fattore 4, di quelle della configurazione RFP. Va precisato che nella maggior parte dei casi le correnti di plasma sono diverse (le correnti delle scariche in configurazione RFP sono grandi anche 3 – 4 volte quelle delle scariche in configurazione Ulq), ma che la netta differenza tra le intensità di fluttuazione magnetica permangono anche nel caso di scariche con livelli di corrente di plasma equivalenti come quelle in figura 5.2. La maggior intensità delle fluttuazioni magnetiche è dunque interpretabile probabilmente secondo quanto già visto sulla configurazione RFP al capitolo introduttivo: essa dipende fortemente dall'autorganizzazione del plasma e in particolare da modi magnetici. Le minori

¹la principale instabilità di questo tipo di plasmi è un modo (1,7) [23]

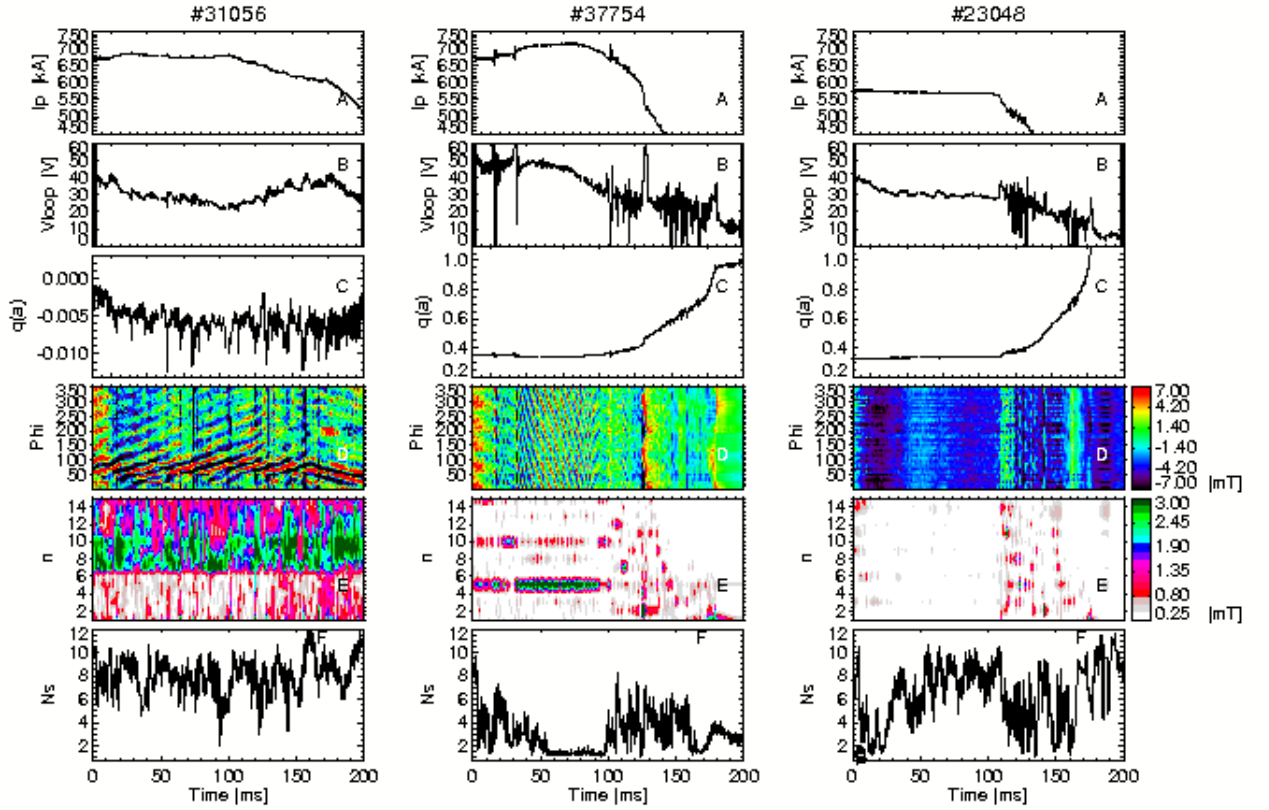


Figura 5.1: Nella prima colonna: una scarica RFP, nella seconda: una scarica Ulq con violente instabilità, nella terza: una scarica Ulq con instabilità poco intense. Le tre colonne presentano riquadri analoghi. Compaiono gli andamenti nel tempo del valore di: in A: corrente toroidale di plasma, in B: tensione di giro, in C: q_e . In D: contour plot dell'ampiezza delle fluttuazioni magnetiche, in ordinata l'angolo toroidale, in E: contour plot delle ampiezze di Fourier toroidali delle fluttuazioni magnetiche. In F: andamento temporale del valore del parametro N_s .

fluttuazioni magnetiche osservate nel regime Ulq potrebbero dunque corrispondere ad una minore autorganizzazione di tali plasmi rispetto a quelli in configurazione RFP.

Per il secondo punto sono interessanti le figure 5.3 e 5.4: si ravvisa una correlazione inversa tra ampiezza totale delle fluttuazioni magnetiche e N_s e tra tensione di giro e N_s . Ciò è indice del fatto che gli stati di QSH corrispondono alla crescita di un singolo modo rispetto agli altri e non solo all'assorbimento di energia dagli altri modi, a differenza di quanto avviene in un plasma RFP [24].

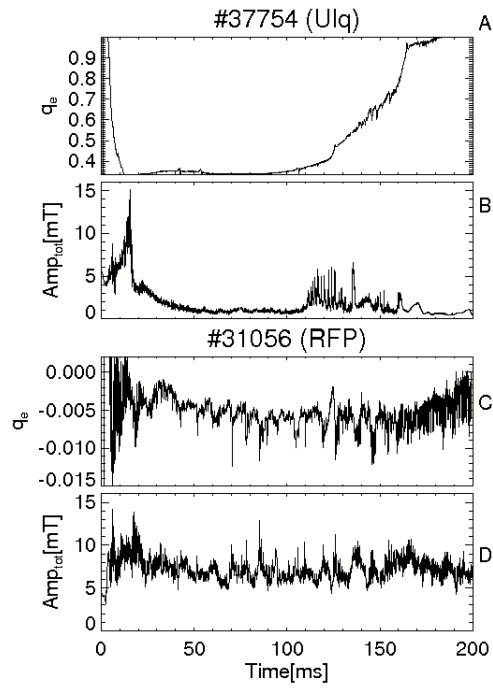


Figura 5.2: In A e C: andamento nel tempo del valore di q_e , in B e D: andamento temporale dell'ampiezza totale delle fluttuazioni magnetiche toroidali.

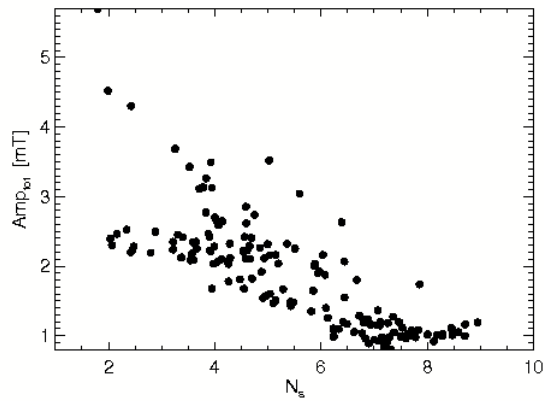


Figura 5.3: Valori delle ampiezze totali delle fluttuazioni magnetiche in funzione del parametro N_s in scariche Ulq.

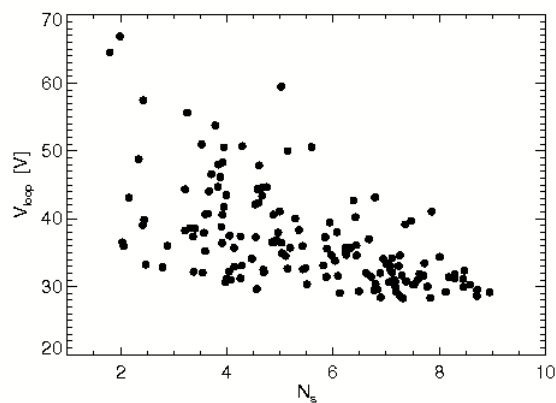


Figura 5.4: Valori della tensione di giro in funzione del parametro N_s in scariche Ulq.

Conclusioni

Nel presente lavoro di tesi si sono indagati plasmi di interesse termonucleare in configurazione Ulq prodotti all'esperimento RFX-mod. Il parametro di riferimento per l'analisi è stato principalmente il fattore di sicurezza al bordo del plasma, q_e , legato al rapporto tra il valore del campo magnetico toroidale e di quello poloidale al bordo del plasma. Si sono confrontati i dati acquisiti durante le campagne sperimentali dell'esperimento RFX-mod con le previsioni del modello MHD visco-resistivo non lineare riportate in [7]. A tal proposito si è evidenziato un ottimo accordo tra teoria ed esperimento. In particolare sono stati osservati:

- una buona similarità tra fase di accensione e di spegnimento della scarica in termini di modi di Fourier
- il ruolo delle riconessioni magnetiche associate a sostituzioni di modi fondamentali con le proprie armoniche superiori
- periodi di quiete magnetica caratteristici della dinamica Ulq ed associati a particolari valori risonanti di q_e .

Si è analizzata la propagazione dei modi instabili lungo le coordinate angolari. In tale ambito si è osservato che i modi rotanti possono passare da un regime di rapida rotazione ad uno di lenta rotazione in corrispondenza ad un aumento dell'intensità dei modi stessi. Inoltre, si è presentato un caso di modo doppiamente risonante (DRM) presente nei dati considerati.

Con un approccio statistico si è studiata la dipendenza dal valore di q_e di vari parametri importanti per le scariche Ulq:

- il parametro Ns , legato alla purezza dello spettro magnetico,
- l'ampiezza totale delle fluttuazioni magnetiche, Amp_{tot} ,
- la tensione di giro, V_{loop} , che sostiene la scarica,
- la resistenza di plasma.

Si è osservato come tale dipendenza sia caratterizzata da valori di q_e associati a picchi delle grandezze analizzate. Si è mostrato come in un numero limitato di casi sia stato possibile sostenere scariche Ulq con valori della densità elettronica superiori al limite empirico di Greenwald.

Si è, infine, confrontata in termini di spettro magnetico la configurazione Ulq con quella RFP. Si è evidenziata la marcata differenza dell'ampiezza delle fluttuazioni magnetiche nelle due configurazioni. Inoltre, si è osservata la differente correlazione tra tensione di giro, parametro Ns e ampiezza totale delle fluttuazioni magnetiche tra RFP e Ulq.

Bibliografia

- [1] Sheffield J. 1994 *Rev. Mod. Phys.* 66 2015
- [2] Glasstone S. and Loveberg R.H. 1960 *Controlled Thermo-Nuclear Reactions* (New York: Van Nostrand Reinhold)
- [3] Lorenzini et al. 2009 *Nat. Phys.* 10 1038
- [4] Kamada et al. 1989 *Nucl. Fusion* 29 713
- [5] Yoshida Z. et al. 1998 *J. Plasma Phys.* 59 103
- [6] Dominique Escande. What is a reversed field pinch?. 2013. <hal-00909102>
- [7] Bonfiglio et al. 2008 *Nucl. Fusion* 48 115010
- [8] Goldston R.J. and P.H. Rutherford 1995 *Introduction to plasma physics* CRC Press
- [9] Biskamp D. 1992 *Nonlinear Magnetohydrodynamics* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [10] Ortolani S. and Schnack D. D. 1993 *Magnetohydrodynamics of Plasma Relaxation* (Singapore: World Scientific)
- [11] Sonato P. et al. 2003 *Fusion Eng. Des.* 161 66-8
- [12] Zuin M. et al. 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* 51 035012
- [13] Bierwage A. et al. 2007 *Phys. Plasmas* 14 022107
- [14] Kusano K. et al. 1988 *Nucl. Fusion* 28 89
- [15] Suzuki K. et al. 1991 *Nucl. Fusion* 31 179
- [16] Berroukeche M. et al. 1998 *Plasma Phys. Control. Fusion* 40 1831
- [17] Innocente et al. 2014 *Nucl. Fusion* 54 122001
- [18] Bierwage A. et al. 2005 *Phys. Plasmas* 12 082504
- [19] Robinson D. C. 1971 *Plasma Phys.* 13 439
- [20] Spitzer L. and Harm R. 1953 *Phys. Rev.* 89 977
- [21] Greenwald M. 2002 *Plasma Phys. Controlled Fusion* 44, R27
- [22] Piovan R. et al. 2007 *Bull. Am. Phys. Soc.* 52 177
- [23] Escande D. F. et al. 2000 *Phys. Rev. Lett.* 85 1662
- [24] Cappello S. et al. 2006 *Phys. Plasmas* 13 056102