

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Facoltà di Ingegneria

Corso di Laurea Specialistica in Ingegneria Elettrotecnica



**SVILUPPO DI UN MODELLO DINAMICO
PER IL CONTROLLO DEL PARAMETRO
"F" IN PLASMI DI TIPO RFP**

RELATORE: Prof. Piergiorgio Sonato

CORRELATORI: Dott. Roberto Cavazzana

Ing. Giuseppe Marchiori

Consorzio RFX, Associazione EURATOM-ENEA sulla Fusione

LAUREANDO: Andrea Salata

Anno Accademico 2009/2010

Ai miei genitori

Indice

1	Principi di fisica dei plasmi	1
1.1	Cenni sulla fusione	1
1.2	Cenni di fisica del plasma	5
1.2.1	Cosa si intende con il termine “plasma”?	5
1.2.2	Il prodotto triplo	7
1.3	Il confinamento magnetico del plasma	7
1.3.1	Moto di particelle cariche all’interno di un campo magnetico .	8
1.3.2	Sistema di confinamento magnetico a geometria toroidale . . .	9
1.4	Tokamak e RFP	12
2	Configurazione RFP ed RFX-Mod	17
2.1	Cenni sulla teoria <i>MHD</i> ideale	17
2.1.1	Equazioni <i>MHD</i> ideale	18
2.1.2	Equilibri <i>MHD</i>	19
2.1.3	La teoria di Taylor e gli equilibri RFP	20
2.2	Caratteristiche della macchina RFX-Mod	24
2.2.1	First-wall (prima parete)	24
2.2.2	Vacuum Vessel (V)	25
2.2.3	Shell (SH - scocca stabilizzante)	26
2.2.4	Struttura meccanica (TSS)	27
2.2.5	Avvolgimenti Toroidali (TF)	27
2.2.6	Avvolgimenti a sella	28
2.2.7	Avvolgimenti poloidali (PF)	29
3	Modello elettrico circuitale RFP	33
3.1	Introduzione	33
3.2	Modellizzazione di un RFP	34
3.2.1	Bessel function model e Polynomial function model	34
3.2.2	Circuito elettrico equivalente del sistema di campo toroidale .	36
3.3	Sistema di alimentazione RFX-Mod	38
3.3.1	Descrizione dei componenti del circuito e funzionamento . . .	39
4	Funzionamento a vuoto	43
4.1	Fase diretta	43
4.1.1	Circuito equivalente	44

4.1.2	Equazione circuito 1	45
4.1.3	Equazione vessel	46
4.1.4	Sistema di equazioni alle variabili di stato	46
4.1.5	Validazione modello	47
4.2	Fase rovescia	50
4.2.1	Circuito equivalente alimentazione toroidale	51
4.2.2	Circuito equivalente del trasformatore	53
4.2.3	Risposta a gradino modello a vuoto	56
4.2.4	Validazione modello - fase rovescia	57
5	Funzionamento con plasma	59
5.1	Modello del sistema in presenza di plasma	59
5.2	Stima di L_θ	60
5.2.1	Analisi impulsi con OPCD ad oscillazione sinusoidale	61
5.2.2	Analisi spari con OPCD a rampa	64
5.3	Stima di M_θ	66
5.4	Considerazioni sui risultati ottenuti	68
6	Caratterizzazione modello con plasma	71
6.1	Circuito equivalente con plasma	71
6.2	Modello in catena aperta (OLFC)	73
6.2.1	Blocchi 1-2: Segnali di ingresso	74
6.2.2	Blocchi 3 - 4	76
6.2.3	Blocco 5: Post processing	77
6.2.4	Validazione modello RFX-Mod in catena aperta	77
6.3	Modello completo "F-Control" in catena chiusa	80
6.3.1	Descrizione schema e parametri	82
6.3.2	Blocco 1: Segnali di Riferimento	82
6.3.3	Blocco 2: Controllo feedforward	82
6.3.4	Blocco 3: Regolatore	84
6.3.5	Blocchi 5-6: Post-processing variabili	85
6.3.6	Validazione modello in catena chiusa	85
7	Analisi dati ottenuti dalla simulazioni	91
7.1	Simulazioni in catena aperta	91
7.2	Simulazioni in catena chiusa	94
7.2.1	Premesse sulla riconnessione	94
7.2.2	Caratterizzazione del sistema	94
	Conclusioni	97
A	Listati programmi Matlab per Simulazioni a vuoto	99
A.1	Fase diretta	99
A.2	Fase Rovescia	102

B	Listati programmi per calcolo di L_θ e M_θ	105
B.1	LTheta1	105
B.2	LTheta2	108
B.3	MTheta	113
C	Simulazione F-Control	117
C.1	Simulazione in catena aperta	117
C.2	Simulazione in catena chiusa	126
	Ringraziamenti	137

Elenco delle figure

1	Esempi di impulsi con F poco profondo, in catena aperta (sopra) e in catena chiusa (sotto).	xii
1.1	Schema di principio di un impianto di produzione con reattore a fusione termonucleare.	3
1.2	Reazione di fusione D-T.	4
1.3	Sezione d'urto medie per diverse reazioni di fusione nucleare.	5
1.4	Valori del prodotto triplo $n\tau_E$ ottenuti in alcuni esperimenti TOKAMAK con plasmi D-T in funzione della temperatura.	8
1.5	Moto di una particella carica in un campo magnetico uniforme.	9
1.6	Sistema di riferimento in coordinate toroidali.	9
1.7	Confinamento del plasma in una macchina toroidale.	10
1.8	Geometria toroidale.	10
1.9	Andamento di B in geometria toroidale.	11
1.10	Campo elettrico generato dalla separazione di cariche.	12
1.11	Andamento linee di campo poloidali.	13
1.12	Moto di una particella carica che ruota intorno ad una linea di campo magnetico avente una traiettoria elicoidale.	13
1.13	Configurazione Tokamak.	14
1.14	Confronto dei profili radiali dei campi in tokamak ed RFP.	16
2.1	Configurazione magnetica toroidale con linee di campo su superfici toroidali annidate.	20
2.2	Diagramma $F - \Theta$.	22
2.3	Vista dall'alto della macchina RFX-Mod presente presso il Consorzio RFX di Padova.	24
2.4	Vista in sezione delle componenti attive e passive della macchina RFX-Mod.	25
2.5	Riproduzione tridimensionale del First-Wall.	26
2.6	Rappresentazione del Vacuum Vessel.	27
2.7	Rappresentazione tridimensionale della Shell stabilizzante.	28
2.8	Rappresentazione tridimensionale dell'intera struttura meccanica di RFX-Mod.	29
2.9	Rappresentazione degli avvolgimenti toroidali della macchina RFX-Mod.	30
2.10	Rappresentazione degli avvolgimenti a sella della macchina RFX-Mod.	30

2.11	Sezione poloidale della macchina RFX-Mod.	31
3.1	Corrispondenza tra una macchina RFP ed un bipolo elettrico non lineare. Le due porte sono associate a delle grandezze relative ai circuiti toroidale e poloidale.	35
3.2	Andamenti di BFM e PFM ricavati analiticamente e con l'aggiunta dei dati sperimentali ricavati dello shot 24567 della macchina RFX-Mod.	37
3.3	Rappresentazione schematica sezione poloidale della macchina RFX-Mod.	37
3.4	Rappresentazione schematica del modello del circuito toroidale preso come punto di partenza per l'analisi svolta.	38
3.5	Schema elettrico di uno dei due gruppi di alimentazione	39
3.6	Forma d'onda tipica della corrente dell'avvolgimento toroidale durante impulso di plasma.	40
3.7	Schema elettrico di un singolo settore di alimentazione del circuito toroidale.	41
3.8	Schema circuitale delle tre fasi caratteristiche del circuito di alimentazione toroidale.	42
4.1	Modello circuitale semplificato riportato al secondario per il gruppo 1 e il vessel.	43
4.2	Modello State-Space a vuoto.	48
4.3	Tensioni applicate in ingresso per i 2 gruppi. Shots 20495 e 24565. Prima dello zero fase diretta, poi fase rovescia inverter (tensione oscillante).	48
4.4	Confronto ITor sperimentale e simulata. Shot 20495.	49
4.5	Confronto ITor sperimentale simulata. Shot 54565.	50
4.6	Circuito Toroidale - accoppiamento con il vessel.	50
4.7	Schema circuitale riferito ad un solo settore.	53
4.8	Primo passaggio per modello circuito equivalente del trasformatore.	54
4.9	Secondo passaggio per modello circuito equivalente.	54
4.10	Schema definitivo trasformatore equivalente.	55
4.11	Modello utilizzato per i confronti.	56
4.12	Confronto risultati simulazioni.	57
4.13	Modello circuitale shot 28033 a vuoto.	57
4.14	Confronti per lo shot 28033.	58
5.1	Modello circuitale semplificato in presenza di plasma.	60
5.2	Corrente di Plasma e parametro di rovesciamento. Shot 21636.	62
5.3	Analisi in frequenza di I_θ e V_p	63
5.4	Rapporto tra I_θ e V_p	63
5.5	Corrente di Plasma e parametro di rovesciamento F. Shot 21669.	65
5.6	Andamento di $Bt(a)$ e V_p	65
5.7	Impulso con F-Shallow.	67
5.8	Impulso con F profondo.	67

6.1	Modello circuito equivalente in presenza di plasma	72
6.2	Sparo 28081 - perdita rovesciamento	73
6.3	Modello OLFC RFX-Mod.	75
6.4	Schema Plant.	76
6.5	Andamento Iplasma e F. Shot 27747.	78
6.6	Andamento segnali. Shot 27747.	78
6.7	Confronto tensione di giro poloidale. Shot 27747.	79
6.8	Confronti con incremento del 20% di M_θ	79
6.9	Confronto F. Shot 27747.	80
6.10	Confronto tra altre grandezze sperimentali e simulate. Shot 27747.	81
6.11	Modello a blocchi $F - Control$	82
6.12	$F - Control$ Dynamic Model	83
6.13	Andamento Iplasma ed F. Shot 28528.	85
6.14	Confronto tensione di giro poloidale. Shot 28528.	86
6.15	Confronto correnti di settore. Shot 28528.	86
6.16	Confronto IT_{REF} . Shot 28528.	87
6.17	Confronto F. Shot 28528.	88
6.18	Confronti $Bt(a)$. Shot 28528.	88
6.19	Confronti $\langle Bt \rangle$. Shot 28528.	89
6.20	Andamento I_θ ed F. Shot 28528.	89
7.1	Confronto tra le grandezze sperimentali e quelle simulate con il modello in catena aperta per lo shot 28528.	92
7.2	Confronto tra le grandezze sperimentali e quelle simulate con il modello in catena aperta per lo shot 28528.	93
7.3	Modello semplificato per caratterizzazione.	95
7.4	Confronto per identificazione frequenza oscillazioni.	95

Elenco delle tabelle

3.1	Principali dispositivi di un singolo gruppo.	41
5.1	Valori L_θ prima famiglia impulsivi.	64
5.2	Valori L_θ seconda famiglia di impulsivi.	66
5.3	Valori stimati di M_θ	68
7.1	Periodo e frequenza delle oscillazioni	95

Introduzione

Ci si propone con questo lavoro di sviluppare un modello dinamico atto al controllo del parametro di rovesciamento "F" per la macchina RFX-Mod; dopo un'introduzione sugli aspetti per noi di maggiore interesse della fisica dei plasmi, si descrivono brevemente le caratteristiche principali della macchina e si presenta un modello circuitale di validità generale per schematizzarne il comportamento dal punto di vista elettrico. Le configurazioni che si hanno sono due, la prima associata al funzionamento a vuoto e la seconda alla presenza di plasma: ad esse corrispondono due modelli elettrici rappresentativi che differiscono tra loro sia per i valori dei parametri caratteristici che per l'effetto del plasma. Una volta determinati tali parametri, sotto opportune ipotesi e mediante specifiche analisi, essi vengono utilizzati nei modelli proposti: si procede alla validazione di tali modelli confrontando i risultati ottenuti dalle simulazioni con le rispettive grandezze sperimentali. Tale operazione risulta particolarmente interessante nel caso di funzionamento con plasma: fino a Maggio 2010 il controllo di F in RFX-Mod era a catena aperta (OLFC) ed F non seguiva accuratamente il riferimento imposto: per gli spari di tipo "Shallow", con F poco profondo, si arrivava facilmente alla perdita del rovesciamento come si vede in Fig.1. Per ottenere un migliore controllo di F, e prevenire la perdita del rovesciamento, si è recentemente implementato in RFX-Mod un nuovo sistema di controllo in catena chiusa con un regolatore di tipo proporzionale; una volta validati i modelli in presenza di plasma, in catena aperta e chiusa, si effettuano alcuni test per valutare come l'utilizzo di un sistema di controllo in catena chiusa permetta di mantenere il rovesciamento quando quello in catena aperta lo avrebbe perso, ponendo così le basi per la futura progettazione di un regolatore specifico più performante. Si faranno infine alcune considerazioni sul comportamento del modello proposto in riferimento ai fenomeni di riconnessione.

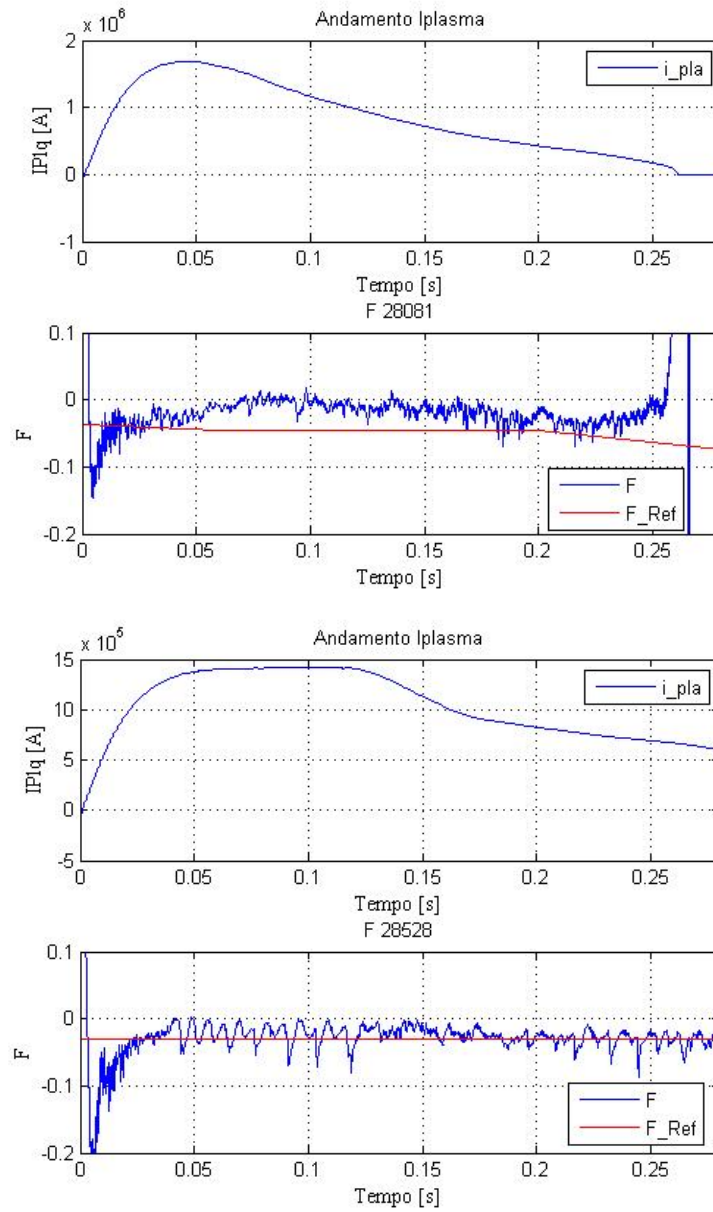


Figura 1: Esempi di impulsi con F poco profondo, in catena aperta (sopra) e in catena chiusa (sotto).

Capitolo 1

Principi di fisica dei plasmi

1.1 Cenni sulla fusione

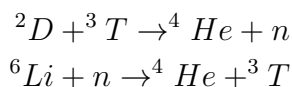
Uno scenario mondiale consapevole dei limiti delle risorse energetiche attualmente disponibili e le pressanti problematiche ambientali associate agli attuali processi di produzione dell'energia, spingono continuamente alla ricerca di nuove tecniche sostenibili. Negli ultimi sessant'anni è stato profuso un notevole sforzo teorico e sperimentale per mettere a punto la fusione nucleare controllata (per generare elettricità), sistema ben più efficiente di quelli basati su reazioni chimiche o sulla reazione di fissione. Al momento il progetto più avanzato per la realizzazione di energia elettrica da fusione è ITER: un reattore a fusione termonucleare (tokamak); ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) è un progetto internazionale cooperativo tra Unione Europea, Russia, Cina, Giappone, Stati Uniti d'America, Corea del Sud e India, che potrebbe nei prossimi decenni confermare la realizzabilità scientifica e tecnologica di un reattore commerciale a fusione con un bilancio positivo di energia. Verrà costruito a Cadarache, nel Sud della Francia, con un costo previsto di 10 miliardi di euro. Con ITER la sperimentazione fornirà le indicazioni sulla fisica del plasma necessaria per avere una reazione di fusione stabile; in esso verranno inoltre testate le soluzioni tecnologiche necessarie per la futura centrale elettrica a fusione (DEMO).

La reazione di fusione nucleare produce come unico tipo di scoria Elio, un gas inerte e non radioattivo (secondo la fisica nucleare è il nuclide più stabile possibile); le centrali a fusione nucleare inoltre non producendo energia tramite combustione di combustibili fossili non inquinerebbero l'atmosfera e, soprattutto, non incentiverebbero l'effetto serra. Inoltre dovrebbero essere in grado di fornire grandi quantità di potenza (la taglia prevista per DEMO è di 1000 MW; per le centrali successive l'orientamento attuale è di non superare tale taglia unicamente per motivi infrastrutturali).

Dal punto di vista della sicurezza ambientale i reattori a fusione con confinamento magnetico, come ITER e DEMO, non hanno alcuna possibilità di avere un comportamento anomalo ed incontrollato tale per cui la reazione possa continuare in assenza del contenimento del plasma. Tale caratteristica intrinseca al sistema

dà più garanzie di sicurezza delle tradizionali centrali a fissione che si basano su reazioni nucleari con il conseguente rischio di una reazione a catena incontrollata. Il fatto che i prodotti di reazione siano inerti dal punto di vista nucleare implica che l'eventuale presenza di nuclidi radioattivi sia limitata solo alla parte strutturale dell'impianto; la loro mobilitazione (cioè l'immissione nell'ambiente) sarà pertanto limitata dall'energia già disponibile prima dell'eventuale incidente nell'impianto stesso. Oltre a ciò, il decadimento dei nuclidi comporta per i materiali di costruzione di una centrale a fusione, un rischio radioattivo nullo dopo solo un secolo.

La fusione controllata richiede una temperatura di 10 keV ($100M^\circ\text{C}$), tanto elevata da non poter essere contenuta in nessun materiale esistente. Il plasma di fusione viene quindi confinato grazie all'ausilio di campi magnetici di elevata intensità. Gli elementi che entrano nella reazione sono il deuterio, facilmente reperibile in natura, ed il trizio, che invece, a causa del suo breve periodo di decadimento, non è presente in natura. Questo comporta che sia la centrale a dover generare la quantità di trizio richiesta per le reazioni nucleari che dovranno produrre energia (per ITER si è prevista una richiesta di trizio di circa 250 g/giorno , mentre per DEMO, che dovrà funzionare in continuo, la richiesta sarà sensibilmente più elevata). Pertanto uno dei componenti chiave della futura centrale energetica a fusione sarà il blanket, che è la parte di centrale in cui i neutroni di reazione reagiscono con ${}^6\text{Li}$ per formare trizio:



Il miglior metodo per usare il litio nel blanket è completamente aperto ed oggetto degli studi in corso per DEMO. Dato che deve utilizzare i neutroni generati dal plasma, il blanket deve essere più vicino possibile al plasma stesso, quindi entro il volume in cui è generato il vuoto per conservare la purezza del plasma.

Si può dunque riassumere dicendo che lo scopo degli studi sulla fusione termocollata è la produzione di energia in modo economicamente competitivo e con un basso impatto ambientale; l'elevata quantità di calore risultante dal processo può essere trasferita, mediante opportuni scambiatori di calore, ad un circuito idraulico, sfruttando il vapore così ottenuto per alimentare le turbine a loro volta collegate a degli alternatori connessi alla rete di trasmissione. Si rendono inoltre superflui gli spazi per lo stoccaggio del combustibile e dei prodotti della combustione (Elio) che vengono immessi direttamente nell'atmosfera. In Fig.1.1 è illustrato schematicamente il principio di funzionamento di un impianto di produzione dell'energia elettrica mediante un reattore di fusione nucleare termocollata ed il suo inserimento nella rete di trasmissione; sono inoltre evidenziati i serbatoi di deuterio e trizio.

La reazione di fusione nucleare tra due nuclei leggeri può avvenire se questi presentano un'energia abbastanza elevata a vincere le forze di repulsione Coulombiane; si deve dunque fornire ai reagenti una sufficiente energia cinetica in concomitanza ad una condizione di densità e temperatura elevate per una durata significativamente lunga, al fine di garantire un numero di reazioni di fusione sufficientemente elevato. A tale proposito si sono sviluppati due metodi distinti per creare le condizioni affinché possa innescarsi una reazione di fusione:

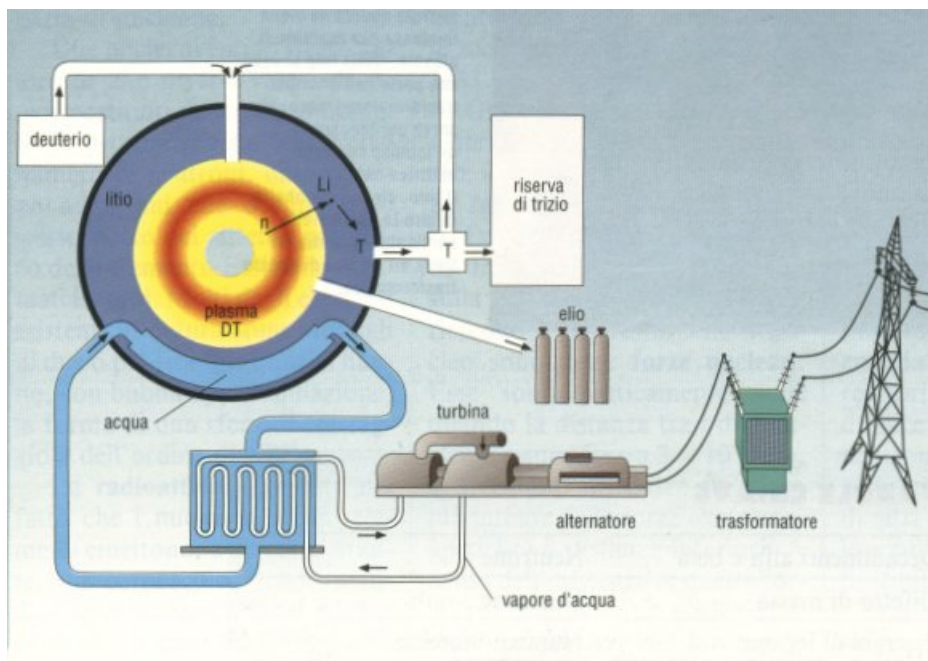


Figura 1.1: Schema di principio di un impianto di produzione con reattore a fusione termonucleare.

- *Confinamento magnetico*: i reattori per fusione a confinamento magnetico utilizzano forti campi magnetici per realizzare il confinamento della materia allo stato di plasma. Sapendo che una particella spontaneamente segue un moto elicoidale intorno ad una linea di campo, creando delle opportune strutture magnetiche chiuse è possibile garantire il confinamento del plasma per intervalli di tempo sufficientemente lunghi.
- *Confinamento inerziale*: i reattori per fusione a confinamento inerziale impongono condizioni di alta temperatura e densità sfruttando dei fasci laser di elevata potenza che riescono a riscaldare e comprimere la materia sino a fargli raggiungere le condizioni critiche; il confinamento è garantito dalle forze inerziali.

La reazione di fusione

La fusione è il processo nucleare che alimenta il Sole e le altre stelle, consistente nell'unione dei nuclei di due atomi leggeri, isotopi dell'idrogeno (deuterio e trizio) in uno più pesante (Elio). In questo tipo di reazione, il nuovo nucleo costituito ed il neutrone liberato, hanno una massa totale minore della somma delle masse dei reagenti con conseguente liberazione di un'elevata quantità di energia che conferisce al processo caratteristiche fortemente esotermiche. Affinché avvenga una fusione tra due nuclei, questi devono essere sufficientemente vicini in modo da permettere che la forza nucleare forte predomini sulla repulsione coulombiana (i due nuclei hanno carica elettrica positiva e quindi si respingono): ciò avviene a distanze molto piccole,

dell'ordine di qualche femtometro (10^{-15} metri). L'energia necessaria per superare la repulsione coulombiana può essere fornita ai nuclei portandoli in condizioni di pressione sufficientemente alta (altissima temperatura e/o altissima densità). L'energia potenziale totale di un nucleo è notevolmente superiore all'energia che, ad esempio, lega gli elettroni al nucleo; l'energia rilasciata nella maggior parte delle reazioni nucleari è notevolmente maggiore di quella delle reazioni chimiche. Ad esempio l'energia di legame dell'elettrone al nucleo di idrogeno è di 13,6 eV mentre l'energia che viene rilasciata dalla reazione D-T mostrata in seguito è pari a 17,5 MeV, cioè nell'ordine di un milione di volte superiore. Con un grammo di deuterio e trizio si potrebbe quindi produrre tanta energia quanta con 11 tonnellate di carbone. Le tipologie di atomi interessati dal processo di fusione nucleare, in natura e in ingegneria, sono gli isotopi dell'atomo di idrogeno caratterizzati da minimo numero atomico, cui corrisponde quindi la minima energia di innesco. Tuttavia all'interno delle stelle più grandi è possibile anche la fusione di elementi più pesanti, si ritiene fino all'ossigeno. In Fig.1.2 è riportato lo schema della reazione di fusione tra deuterio e trizio.

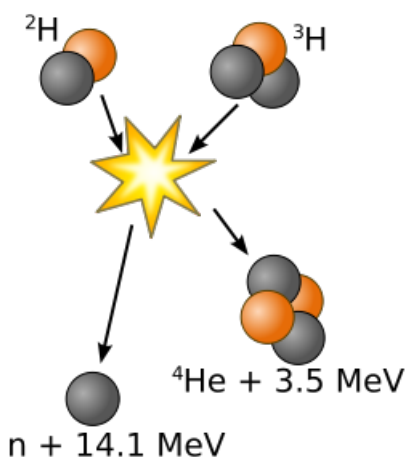
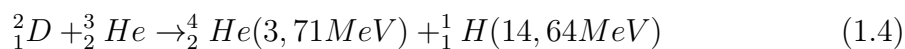
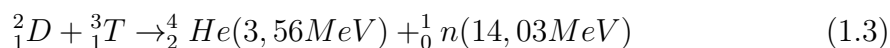
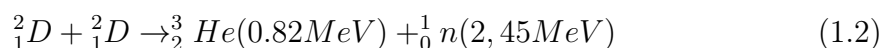
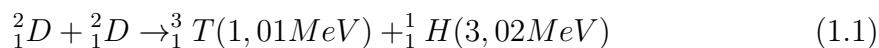


Figura 1.2: Reazione di fusione D-T.

Vengono riportati alcuni esempi di reazioni di fusione:



La reazione più favorevole in condizioni realizzabili in laboratorio è quella riportata nella reazione Eq.1.3; come mostrato in Fig.1.3, la sezione d'urto della reazione

D-T ha un massimo che risulta essere circa cento volte superiore a quello delle reazioni D-D e D-He.

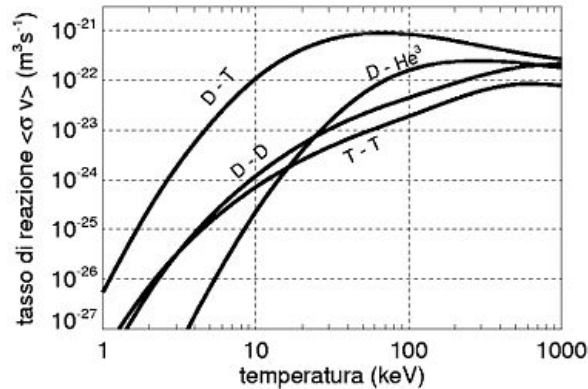
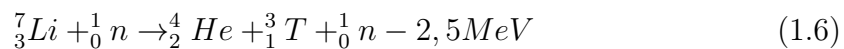


Figura 1.3: Sezione d'urto medie per diverse reazioni di fusione nucleare.

Il trizio può essere ottenuto dalle due seguenti reazioni con il litio:



La 1.6 è da preferirsi poichè il neutrone che viene liberato può essere utilizzato per far reagire nuovi atomi di litio innescando dunque una reazione a catena. La presenza di uno strato di litio nella camera da vuoto di un reattore per fusione termonucleare dovrebbe essere sufficiente a garantire una risorsa di trizio per il periodo necessario di tempo. Un ulteriore vantaggio della reazione D - T è quello di produrre neutroni con un elevato contenuto energetico (avendo una massa inferiore, a parità di quantità di moto complessiva, hanno un'energia cinetica più elevata) che, non essendo elettricamente carichi, non vengono confinati magneticamente e si accumulano nel mantello dove la loro energia cinetica viene convertita in energia termica e quindi in elettricità.

1.2 Cenni di fisica del plasma

1.2.1 Cosa si intende con il termine "plasma"?

In fisica e chimica con il termine plasma si identifica un gas ionizzato costituito da una collezione di elettroni e ioni che globalmente è neutro (cioè la sua carica elettrica totale è nulla) e presenta comportamenti collettivi. In quanto tale, il plasma è considerato come il quarto stato della materia, che si distingue quindi dal solido, il liquido e il gassoso. "Ionizzato" in questo caso significa che una frazione significativamente grande di elettroni è stata strappata dagli atomi; le cariche elettriche

libere fanno sì che il plasma sia un buon conduttore di elettricità, e che risponda fortemente ai campi elettromagnetici. Questo quarto stato della materia fu identificato da Sir William Crookes nel 1879 e chiamato "plasma" da Irving Langmuir nel 1928. Vennero dunque realizzati i cosiddetti tubi di Crookes, che erano gli antenati dei tubi catodici e delle lampade al neon.

Essendo però costituito di particelle cariche, i moti complessivi delle particelle del plasma sono in gran parte dovuti alle forze a lungo raggio che si vengono continuamente a creare, e che tendono a mantenere il plasma neutro; questo fatto stabilisce una differenza importante rispetto ai gas ordinari, nei quali i moti delle particelle sono dovuti a forze che si estendono al massimo per qualche primo vicino. Mentre sulla terra la presenza del plasma è relativamente rara (fanno eccezione i fulmini, le aurore boreali e le fiamme), nell'universo costituisce più del 99% della materia conosciuta: di plasma sono fatti il Sole, le stelle e le nebulose; si ha inoltre la formazione di plasma sullo scudo termico dei veicoli spaziali al rientro nell'atmosfera.

Il campo elettrico necessario per ionizzare il gas dipende dalla pressione e il tasso di ionizzazione dipende dal rapporto fra campo elettrico applicato e pressione, cioè dal rapporto E/p . Per esempio, per ionizzare gas Argon in un tubo lungo un metro e mezzo alla pressione di 10^{-2} mbar, occorrono circa 800 V.

Il termine plasma si usa dunque per identificare un insieme di particelle cariche che globalmente si mantiene neutro. In esso esiste una scala spaziale nella quale elettroni e ioni si muovono in modo indipendente, questa distanza viene chiamata lunghezza di Debye. Un gas ionizzato è un plasma se la densità è tale da avere un numero significativo di particelle cariche dentro una sfera di raggio pari alla lunghezza di Debye. In sostanza, dentro il plasma è verificato che $n_e = n_i$, dove n_e è la densità di elettroni, ed n_i è la densità di ioni. Per mantenere questa condizione, dentro il plasma si forma un campo elettrico, detto ambipolare, che tende a frenare gli elettroni, e ad accelerare gli ioni (tendenzialmente, gli elettroni sono più veloci a diffondersi). Dato un gas ionizzato si definisce un'energia potenziale di tipo elettrostatica:

$$U \propto \frac{e^2 n}{\epsilon_0} L^2, \quad (1.7)$$

tanto più grande, quanto maggiore è la densità di carica. Confrontandola con l'energia termica $\varepsilon = K_B T$ si definisce la lunghezza di Debye:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T}{e^2 n}}. \quad (1.8)$$

Se la temperatura viene espressa in unità di elettronVolt (quantità di energia acquistata da un elettrone libero quando passa attraverso una differenza di potenziale elettrico di 1 volt nel vuoto) e la densità di particelle per metro cubo, la lunghezza di Debye si esprime come:

$$\lambda_D = 7430 \sqrt{\frac{T(eV)}{n(m^{-3})}}. \quad (1.9)$$

La lunghezza di Debye definisce quindi una minima lunghezza per il moto indipendente di elettroni e ioni: dentro una sfera di raggio λ_D (detta sfera di Debye) dominano i processi di particella singola; al di fuori di essa il comportamento di elettroni e ioni si descrive con il campo elettrico ambipolare, cioè con la parte a lungo raggio del potenziale elettrostatico. In sostanza, elettroni e ioni si muovono gli uni rispetto agli altri come fossero un corpo unico.

A differenza dei gas neutri, dove le collisioni sono essenzialmente un fenomeno binario, gli urti fra elettroni e ioni nei plasmi sono dominati dalle forze di Coulomb e danno origine a fenomeni e moto di tipo collettivo. Nei plasmi il libero cammino medio delle collisioni di Coulomb è maggiore della lunghezza di Debye ed essendo interessati a fenomeni che avvengono su scale spaziali più grandi della sfera di Debye e su scale temporali più lente della frequenza di plasma, il plasma può essere trattato come un fluido neutro in cui i campi elettrici su piccole scale sono ignorabili.

Questo è l'approccio seguito per esempio dalla magnetoidrodinamica.

1.2.2 Il prodotto triplo

Per fini fusionistici è conveniente esprimere il criterio di Lawson [15], che indica l'efficienza di un reattore a fusione, in funzione del cosiddetto prodotto triplo di densità, tempo di confinamento e temperatura, valutando la funzione $\mathcal{F}(T)$ al minimo $T = 20$ keV, ottenendo pertanto:

$$n\tau_E T \geq 1.2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keV s}.$$

Questa relazione è diventata negli anni una relazione fondamentale alla quale devono soddisfare i reattori a fusione: intuitivamente, indica che le particelle devono essere molte (alta densità), molto energetiche (alta temperatura), e stare insieme per un tempo sufficiente (tempo di confinamento) per dare una quantità di energia da fusione sufficiente. In altre parole, anche se ottenere valori significativi di uno dei tre parametri è abbastanza semplice in laboratorio, ottenere tutti e tre contemporaneamente è un compito difficile.

1.3 Il confinamento magnetico del plasma

Un plasma è costituito da particelle cariche che possono quindi essere confinate da un appropriato campo magnetico. Differenti configurazioni possono essere impiegate per isolare un plasma in fusione, tuttavia il plasma interagisce con il campo magnetico stesso influenzandone l'efficienza del confinamento e riscaldando il sistema. Due sono le geometrie che si sono rivelate interessanti per confinare plasmi per fusione: lo specchio magnetico ed il toro magnetico.

Ognuno di questi sistemi di confinamento ha diverse realizzazioni che differiscono tra loro nell'enfatizzare l'efficienza del confinamento o nel semplificare i requisiti tecnici necessari per la realizzazione del campo magnetico. Storicamente, la ricerca sugli specchi magnetici e su altre configurazioni aperte ("pinch" lineari...) ha

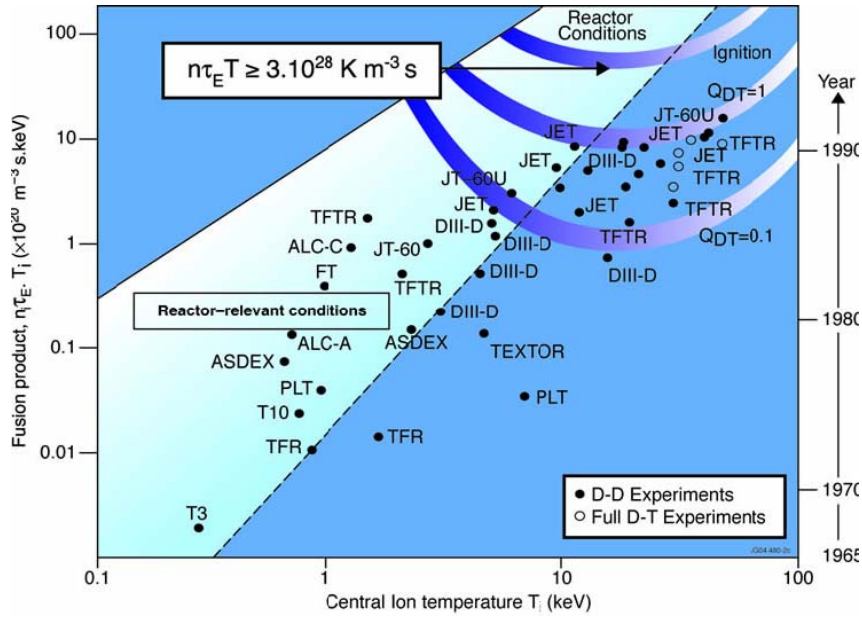


Figura 1.4: Valori del prodotto triplo $n\tau_E$ ottenuti in alcuni esperimenti TOKAMAK con plasmi D-T in funzione della temperatura.

avuto un grande sviluppo negli anni 1960-1970, ma poi è stata abbandonata per le inevitabili perdite di particelle agli estremi della configurazione. Una variante dei sistemi toroidali, il tokamak, è risultato essere una soluzione inizialmente più facile di altre per un'implementazione da laboratorio. Ciò l'ha reso il sistema su cui la ricerca scientifica in questo settore ha mosso i suoi passi più significativi, esistono comunque delle varianti di configurazioni toroidali, come lo Stellarator (che è caratterizzato dall'assenza di un circuito per generare una corrente nel plasma) e il Reversed-Field Pinch (RFP).

1.3.1 Moto di particelle cariche all'interno di un campo magnetico

Prima di affrontare lo studio dei plasmi come collezioni di particelle cariche, tratteremo la fisica delle traiettorie deterministiche di particelle in campi elettromagnetici; in situazioni in cui i campi elettromagnetici esterni siano dominanti, tale modello, chiamato *teoria delle orbite*, permette lo studio di vari problemi di fisica dei plasmi. Successivamente passeremo all'analisi delle teorie cinetiche e magnetoidrodinamiche.

La teoria delle orbite parte dall'equazione del moto di una particella di massa m e carica q che si muove con velocità v all'interno di un campo magnetico B uniforme (in assenza di campo elettrico E) risentendo della forza di Lorentz, secondo la:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (1.10)$$

In pratica la particella inizia a ruotare intorno alle linee di campo, dando luogo ad un moto circolare uniforme sul piano perpendicolare al vettore campo magnetico

(orbite di Larmor) e a un moto rettilineo uniforme parallelamente al campo stesso, come riportato in Fig.1.5.

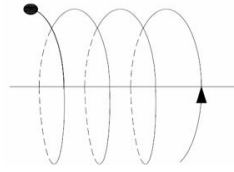


Figura 1.5: Moto di una particella carica in un campo magnetico uniforme.

possiamo dunque definire :

- Frequenza di ciclotrone: frequenza di rotazione della particella intorno al centro di girazione

$$\Omega_c = \frac{|q|\mathbf{B}}{m} \quad (1.11)$$

- Raggio di Larmor : raggio delle orbite

$$\rho = \frac{v_{\perp}}{\Omega_c} \quad (1.12)$$

Il raggio delle orbite, la frequenza di rotazione della particella intorno al centro di girazione e il verso di rotazione della particella dipendono dalla specie considerata (ioni, elettroni). Forze esterne possono modificare il moto della particella andando a perturbare il moto del centro di girazione.

1.3.2 Sistema di confinamento magnetico a geometria toroidale

In Fig.1.6 è riportato un sistema di riferimento in coordinate toroidali (r, ϑ, φ) :

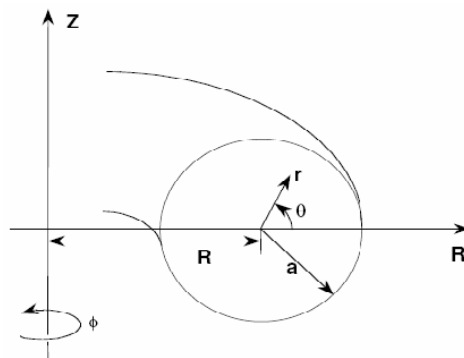


Figura 1.6: Sistema di riferimento in coordinate toroidali.

dove:

r = coordinata radiale

ϑ = angolo poloidale

φ = angolo toroidale

Consideriamo una colonna di plasma a forma di toro, e immaginiamo di confinarla attraverso un campo di induzione B_ϕ creato da N bobine poloidali disposte sulla superficie esterna del contenitore del gas, percorsa ciascuna da una corrente I_θ (Fig.1.7).

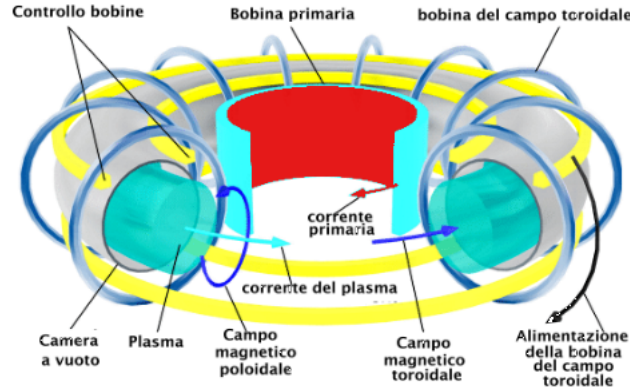


Figura 1.7: Confinamento del plasma in una macchina toroidale.

Possiamo dunque schematizzare complessivamente la struttura di confinamento magnetico toroidale e l'andamento del campo B al variare di R , all'interno del toro, con quanto riportato nelle Fig.1.8 e 1.9.

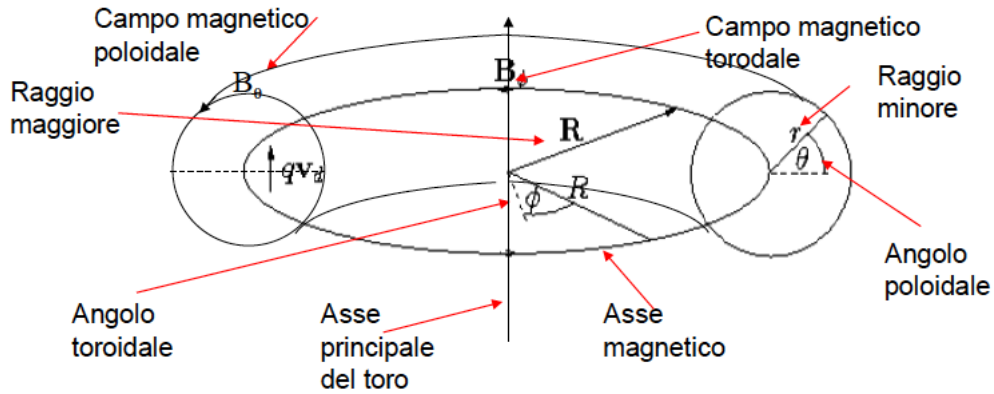


Figura 1.8: Geometria toroidale.

Trascurando l'effetto diamagnetico del plasma l'equazione del campo B è descritta dalla legge di Ampere del campo a vuoto:

$$2\pi R B_\phi(R) = \mu_0 N I_\theta \Rightarrow B_\phi(R) = \frac{\mu_0 N I_\theta}{2\pi R} \quad (1.13)$$

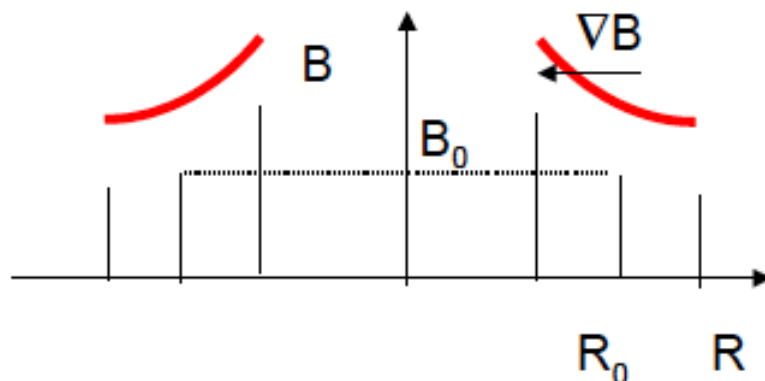


Figura 1.9: Andamento di B in geometria toroidale.

dalla quale si evince che B_ϕ non è uniforme ma diminuisce con $1/R$ per effetto della toroidicità, inoltre le linee di campo non sono rettilinee ma hanno un raggio di curvatura R . Queste situazioni danno origine a due diverse derivate che si sommano all'interno del volume del plasma andando ad inficiarne il confinamento.

In particolar modo, la presenza di un gradiente di B , induce una separazione di cariche conseguente al differente verso di percorrenza delle orbite, per cui gli ioni si sposteranno verso l'alto e gli elettroni verso il basso determinando così un campo elettrico in direzione verticale (Fig.1.10) che interagendo con il campo d'induzione B causa una deriva dell'intera massa verso l'esterno con una velocità pari a:

$$v_D = \frac{E \wedge B}{B^2}.$$

Pertanto in una topologia magnetica toroidale le particelle tendono a sfuggire in direzione ortogonale al confinamento magnetico. La perdita di confinamento è proporzionale all'energia delle particelle del plasma e inversamente proporzionale al modulo del campo magnetico e al raggio maggiore del toro.

Si consideri ora un campo poloidale B_θ sovrapposto al campo toroidale B_ϕ : il campo totale risultante sarà un campo elicoidale avvolto sulle superfici toroidali cosicché in una sezione poloidale le linee di campo descrivono un cerchio avanzando in direzione toroidale. Anche in questa nuova situazione (Fig.1.11) le derivate citate precedentemente sono ancora valide se $B_\theta \ll B_\phi$; otteniamo però un notevole vantaggio che verrà di seguito esposto.

Consideriamo l'approssimazione del centro guida e studiamo in dettaglio il moto di una singola carica lungo la direzione toroidale. Immaginiamo il plasma come una successione di superfici di flusso, una dentro l'altra: la particella (assunta positiva per ipotesi), nella prima metà della sua orbita ($0 \leq \theta \leq \pi$) si allontana dalla superficie di partenza e la sua orbita interseca le superfici più esterne spostandosi verso fuori quindi, nel completamento del suo giro ($\pi \leq \theta \leq 2\pi$), la carica tenderà ad abbandonare queste superfici per riportarsi su quella originaria: la deriva costante

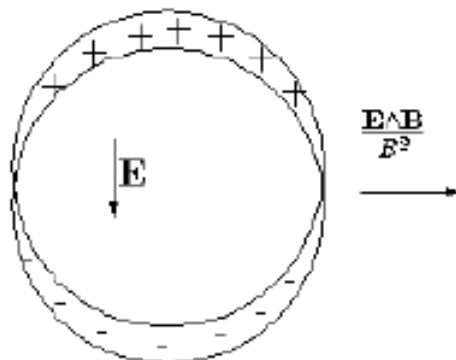


Figura 1.10: Campo elettrico generato dalla separazione di cariche.

allontana la carica dall'asse del toro per metà del tempo e la riavvicina per l'altra metà proprio perchè la particella avanza con moto a spirale.

Le linee di campo magnetico negli esperimenti di confinamento del plasma mediante geometria toroidale, presentano dunque due componenti distinte:

- B_θ componente poloidale, essenzialmente generata da una corrente toroidale di plasma necessaria per annullare il moto di deriva delle particelle del plasma confinate magneticamente.
- B_ϕ componente toroidale, prodotta in parte dalla corrente che circola sui conduttori esterni (bobine). Nel plasma possono crearsi infatti dei campi di correnti che modificano e influenzano la componente toroidale del campo magnetico (effetto dinamico).

Le caratteristiche di tali linee di campo magnetico elicoidali sono descritte dal "fattore di sicurezza q ", dipendente dalla coordinata radiale secondo la:

$$q(r) = \frac{rB_\phi(r)}{R_0B_\theta(r)} \quad (1.14)$$

che esprime alcuni aspetti importanti relativi all'instabilità del plasma.

Tale tecnica di controllo dell'orbita si può perseguire sia con la sovrapposizione di un campo poloidale e di uno toroidale (Reversed Field Pinch, Tokamaks), sia tramite modulazione di un unico campo presente o con particolari configurazioni di bobine (Stellarator).

1.4 Tokamak e RFP

Una struttura magnetica di confinamento a geometria toroidale molto semplice è il tokamak: il campo magnetico toroidale B_ϕ viene ancora prodotto mediante un solenoide toroidale avvolto attorno alla camera da vuoto mentre il campo magnetico

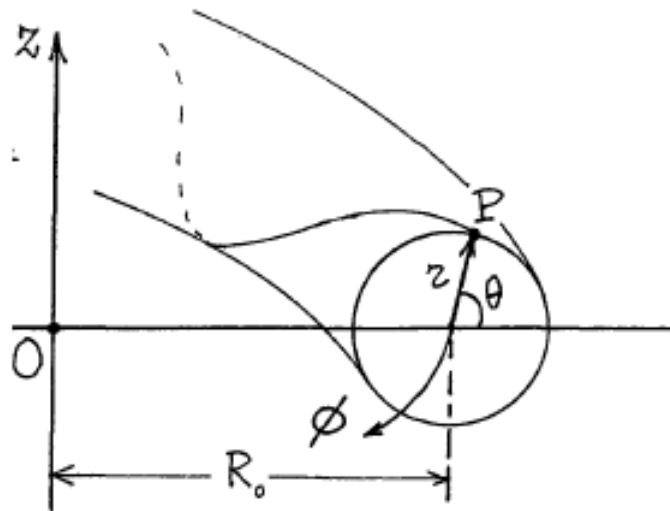


Figura 1.11: Andamento linee di campo poloidali.

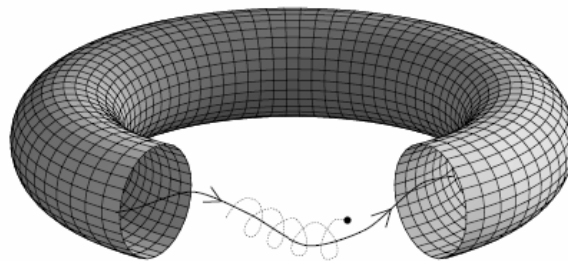


Figura 1.12: Moto di una particella carica che ruota intorno ad una linea di campo magnetico avente una traiettoria elicoidale.

poloidale B_θ è prodotto da una forte corrente toroidale I_p che viene fatta passare attraverso il plasma stesso. Questa corrente è prodotta induttivamente utilizzando avvolgimenti poloidali accoppiati all'anello di plasma (e a volte concatenati ad un nucleo magnetico) per cui il plasma funge da "secondario", mandando un forte impulso di corrente nel "primario" del trasformatore: il plasma viene percorso da una corrente indotta, che produce il campo magnetico poloidale (Fig.1.13).

Un fatto importante è che la corrente toroidale I_p produce anche il riscaldamento del plasma per effetto Joule (riscaldamento ohmico) con potenza specifica $P = \eta J^2$, dove η è la resistività del plasma. La configurazione non sarebbe in equilibrio, perché la corrente toroidale del plasma produce un campo poloidale più intenso nella parte interna e l'anello di plasma tenderebbe ad espandersi verso l'esterno. Per ovviare a questo inconveniente vengono aggiunti alla macchina altri avvolgimenti in grado di produrre un campo B_z parallelo all'asse principale z del toro, detto "campo verticale": questo campo si sottrae a B_θ nella regione interna e si somma in quella esterna

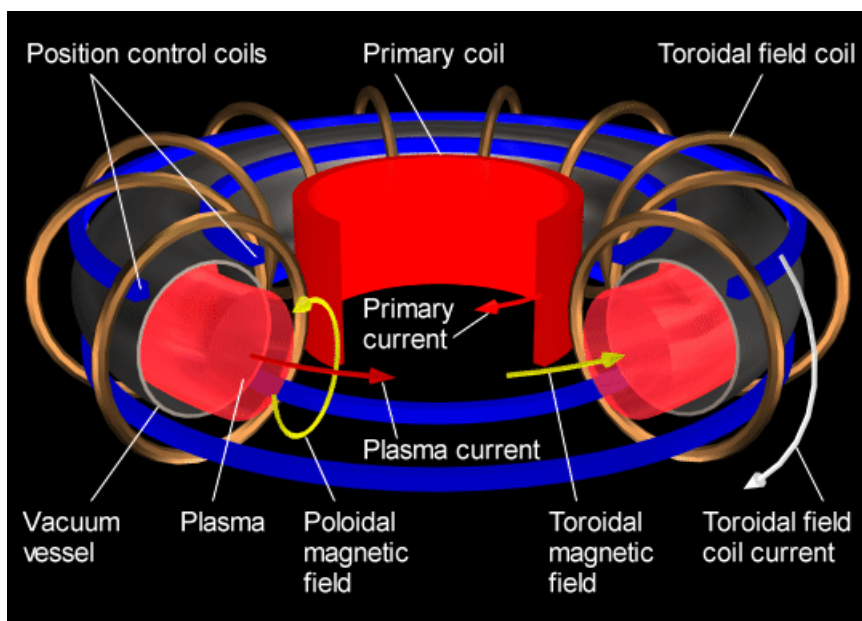


Figura 1.13: Configurazione Tokamak.

all'anello, in maniera che il campo risultante sia costante su tutta la superficie di contorno del toro. Dosando opportunamente le correnti nei vari avvolgimenti si ottiene così una configurazione di equilibrio toroidale.

Il campo dello stellarator non ha simmetria assiale attorno all'asse principale del toro (campo "non assial-simmetrico"), il tokamak è un importante esempio di configurazione "assial-simmetrica" e ciò contribuisce a renderlo più semplice da costruire rispetto allo stellarator. Tuttavia il tokamak può funzionare solo ad impulsi perché il suo equilibrio dipende dalla presenza della corrente indotta mediante un effetto di trasformatore, mentre lo stellarator può funzionare in modo continuo, perché non necessita di una corrente interna per il suo equilibrio. La futura generazione di tokamak sarà dotata di bobine superconduttrici, e potrà quindi risparmiare una grande quantità di energia altrimenti dissipata in effetto Joule all'interno delle bobine; potrà quindi sostenere scariche della durata di molti minuti.

Ad esempio, nel tokamak di grandi dimensioni Asdex-Upgrade, si possono avere impulsi della durata di 6 s, con una corrente di plasma di 1 MA, ed un campo toroidale al bordo di 2 T. Poiché il campo poloidale è generato dalla corrente di plasma, questa deve essere necessariamente mantenuta sotto una soglia determinata dall'ampiezza del campo toroidale, a causa delle condizioni sulle intensità relative dei campi toroidale e poloidale. Questa condizione però implica anche un limite al riscaldamento ohmico e per questo motivo si devono utilizzare metodi addizionali per generare corrente (current-drive) e mantenere in temperatura il plasma con riscaldamenti ad iniezione di particelle neutre (NBI) e con riscaldamenti a radiofrequenza impostati per risuonare con la frequenza di ciclotrone di elettroni o ioni. Entrambi i metodi possono essere utilizzati per due scopi diversi, guidare corrente o riscaldare il plasma, ad ognuno di essi corrispondono diverse impostazioni dei di-

spositivi: l'NBI viene utilizzato come riscaldamento quando la direzione di iniezione delle particelle è perpendicolare al toro mentre viene usato per current-drive se la direzione di iniezione è tangenziale al toro. La corrente di plasma tipica dei tokamak odierni è di alcuni MA, ed il campo magnetico al loro interno può arrivare a 6-8 T.

Un parametro importante per definire le prestazioni tipiche di un tokamak è definito come:

$$\beta = \frac{\langle p \rangle}{\frac{B(a)^2}{2\mu_0}} \quad (1.15)$$

con $\langle p \rangle$ media della pressione su una sezione poloidale, ed a raggio minore del toro. Questo parametro è il rapporto tra la pressione cinetica media esercitata dal plasma e la pressione magnetica del campo che utilizziamo per confinarlo; il valore di β è quindi indicativo di quanto efficiente sia la configurazione studiata dal punto di vista energetico.

Se calcoliamo la Eq.1.15 usando valori di B_ϕ e B_θ tipici di un tokamak, otteniamo un β che si aggira sul 2-3%; ciò significa che gran parte dell'energia magnetica utilizzata nel tokamak non è utile al confinamento, bensì alla stabilizzazione della configurazione.

L'altro fattore che entra in gioco nel definire le intensità relative dei campi magnetici nel tokamak è il fattore di sicurezza q che in riferimento alla 1.14 può essere espresso anche come:

$$q = \frac{\Delta\phi(r)}{2\pi} \quad (1.16)$$

ed identifica quanto è stretta la spirale che il campo magnetico compie su una superficie toroidale di raggio r , se $\Delta\phi$ è l'angolo toroidale necessario alle linee di campo magnetico per fare un giro poloidale. Visto il suo significato, se q è razionale si può esprimere anche come:

$$q(r) = \frac{m}{n} \quad (1.17)$$

con m ed n interi che indicano rispettivamente dopo quanti giri poloidali e toroidali le linee di campo si ricongiungono su loro stesse. Questo parametro è legato alla stabilità del plasma, infatti se q è razionale, un qualsiasi spostamento del plasma dalla posizione di equilibrio potrà avere una componente che si avvita sulle superfici magnetiche con la stessa periodicità del campo. Tale condizione, che viene detta di risonanza, ha l'effetto di rendere il plasma particolarmente instabile rispetto a questa perturbazione, per questo motivo q viene detto fattore di sicurezza. Se q è irrazionale le linee di campo continueranno ad avvatarsi sulla superficie toroidale senza mai ricongiungersi a loro stesse, e spazzeranno ergodicamente l'intera superficie.

Il reversed field pinch (RFP) è una configurazione assialsimmetrica dotata di corrente toroidale, simile al tokamak. La differenza tra le due sta nell'importanza relativa delle componenti del campo magnetico: mentre nel tokamak il campo toroidale è di un ordine di grandezza superiore rispetto a quello poloidale, nel RFP le due componenti sono confrontabili e nella zona più esterna è la componente poloidale a

dominare (Fig.1.14). Gran parte del campo magnetico è quindi generato dalla stessa corrente di plasma, e a parità di corrente ottenuta, il campo totale dell'RFP è di molto inferiore a quello del tokamak. Si osserva inoltre che, nelle giuste condizioni, una volta avviata la corrente di plasma, il campo toroidale alla parete diventa piccolo e negativo. Questo rovesciamento del campo toroidale dall'interno all'esterno viene in genere facilitato invertendo il senso della corrente che scorre nelle bobine del sistema toroidale alcuni istanti dopo l'inizio della scarica. Le proprietà di questa configurazione verranno trattate in dettaglio successivamente.

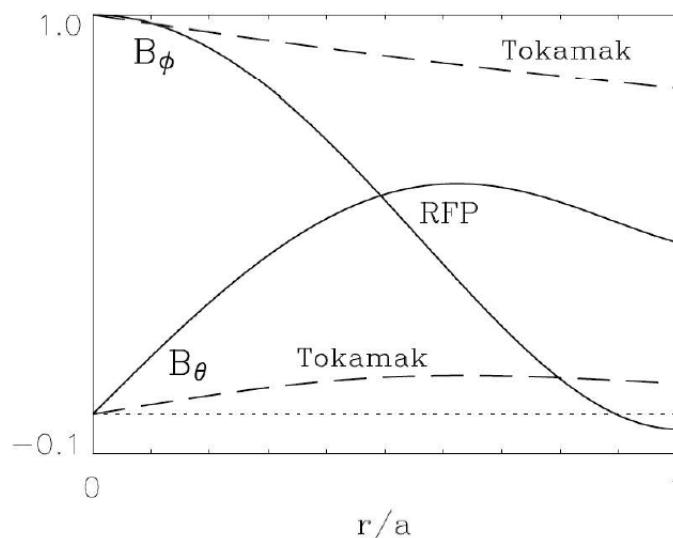


Figura 1.14: Confronto dei profili radiali dei campi in tokamak ed RFP.

Tra i vantaggi vi è una minore necessità di energia per campi magnetici e riscaldamenti addizionali, poiché i campi toroidale e poloidale sono dello stesso ordine di grandezza, e il riscaldamento del plasma avviene per via puramente ohmica. A questa minore intensità del campo toroidale è legata la possibilità di raggiungere valori di β totale che arrivano a qualche decimo, molto superiori rispetto a quelli tipici del tokamak.

Gli RFP, essendo già al minimo dell'energia, non sono soggetti a distruzioni che possono causare gravi danni alla struttura della macchina. Tuttavia il grosso svantaggio del RFP sta nella capacità di confinamento, che si concretizza in un valore di B_θ al massimo di 0.5 T, ciò costituisce un grosso limite alla temperatura, che è di un ordine di grandezza inferiore rispetto a quella del tokamak. In Fig.1.14 vengono riportati i profili radiali dei campi nelle configurazioni tokamak e RFP.

Capitolo 2

Configurazione RFP ed RFX-Mod

In questo capitolo verrà introdotta la teoria *Magnetoideodinamica (MHD) Ideale*, utilizzata per calcolare gli equilibri toroidali e discuterne la stabilità; in particolare verrà prestata attenzione agli equilibri della configurazione RFP ed alla relativa stabilità secondo la teoria di Taylor. Successivamente si tratterà in dettaglio la macchina RFX-Mod presente presso il Consorzio RFX di Padova, sulla quale si basa il lavoro svolto.

2.1 Cenni sulla teoria *MHD* ideale

Per quanto visto nel capitolo precedente, ora consideriamo il comportamento del plasma come un unico fluido, senza distinguere il contributo ionico da quello elettronico, mediante il modello teorico denominato *magnetoideodinamica (MHD)* che modella la dinamica macroscopica di un fluido neutro che reagisce alla presenza di campi magnetici e genera correnti che a loro volta ne produce; questa teoria ha spesso a che fare con dinamiche non lineari. Possiamo definire l'*MHD* [2] ideale se consideriamo che i due fluidi carichi, elettronico e ionico, siano privi di dissipazione ed interagiscano tra di loro solo tramite campi elettrici e magnetici. Questo si ottiene imponendo che siano nulle la resistività, la conducibilità termica e la viscosità. L'insieme di equazioni che descrivono la *MHD* è una combinazione delle equazioni di Navier-Stokes, dalla fluidodinamica, e le equazioni di Maxwell, dall'elettromagnetismo; queste equazioni differenziali vengono accoppiate e risolte simultaneamente. Una trattazione simbolica è pressochè impossibile eccetto che per i casi più semplici: per i problemi più realistici si costruiscono soluzioni numeriche. Poiché la *MHD* tratta corpi continui, non può considerare fenomeni cinetici, ad esempio quelli per cui è importante l'esistenza di particelle discrete, o di una distribuzione non termica delle loro velocità.

E' tuttavia possibile una deduzione rigorosa delle equazioni *MHD* a partire dai principi primi, cioè dall'equazione cinetica per un insieme di ioni ed elettroni immersi in un campo magnetico, introducendo poi le ipotesi opportune sulle collisioni fra le particelle, che permettono di passare dai moti microscopici alle variabili fluide macroscopiche: questo problema è stato affrontato in modo rigoroso dal fisico russo

Stanislav Braginskij negli anni intorno al 1960 [16]. In termini molto semplici, la *MHD* richiede che la frequenza di collisioni fra le particelle sia abbastanza elevata da permettere il raggiungimento di una distribuzione di Maxwell per le particelle componenti il fluido o il plasma.

2.1.1 Equazioni MHD ideale

Il set completo delle equazioni della *MHD* ideale è dunque dato da:

equazione di continuità:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (2.1)$$

equazione di forza *MHD*, derivata dall'equazione di Stokes della fluidodinamica:

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.2)$$

equazione cinematica dell'*MHD*:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.3)$$

legge di Ampere:

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.4)$$

l'equazione di solenoidità del vettore induzione magnetica \mathbf{B}

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.5)$$

con ρ densità del fluido, p la pressione e \mathbf{v} la sua velocità.

Se inoltre consideriamo il plasma adiabatico si può chiudere il sistema considerando la seguente espressione che rappresenta tale caratteristica:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) p + \gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (2.6)$$

con γ esponente caratteristico della trasformazione adiabatica per un gas monoatomico.

La Eq.2.3 è di particolare rilevanza dal momento che è quella da cui deriva direttamente la conservazione del flusso magnetico attraverso una qualsiasi superficie delimitata da una linea chiusa, indipendentemente dal campo di velocità del plasma che la fa evolvere nel tempo muovendola assieme al fluido. Questo risultato è espresso dal teorema Alfvén: in un fluido conduttore con resistività nulla (o molto piccola), le linee di campo magnetico rimangono congelate in un dato volume del fluido. Il teorema stabilisce quindi che le linee di campo magnetico non sono indipendenti dall'evoluzione della velocità del fluido: questo è un vincolo molto restrittivo sulla topologia delle linee di campo, e ne limita grandemente le possibili configurazioni;

in sostanza, non appena il fluido sviluppa una velocità che si oppone al campo magnetico, compare una forza che tende a opporsi a questa velocità fluida.

Nel fluido si formano quindi continuamente delle correnti che tendono a congelare la topologia del campo magnetico (a parte le regioni in cui il campo magnetico è nullo): il campo di velocità può deformare il tubo di flusso, piegarlo e anche attorcigliarlo ad altri tubi di flusso, ma due tubi non potranno mai passare l'uno attraverso l'altro; in altre parole la topologia delle linee di campo magnetico deve restare immutata.

Nel caso in cui la resistività non sia nulla, la 2.3 viene modificata come segue:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.7)$$

in cui compare un termine che dipende dalla resistività del plasma (η) ricadendo nel caso della teoria *MHD* non ideale.

Questo evidenzia anche l'importanza della resistività: una resistività anche piccola con il suo effetto diffusivo può portare le linee di campo magnetico a rompersi e riconnettersi in una topologia diversa. Questi fenomeni sono noti come riconnessione magnetica, e sono un fenomeno importantissimo nei plasmi. E' interessante notare che proprio questo meccanismo di rottura e riconnessione magnetica è alla base del funzionamento del RFP, infatti, se non venisse a cadere la condizione di conservazione della topologia magnetica, non sarebbe possibile il meccanismo della dinamo resistiva, che sostiene la configurazione RFP tramite i modi di dinamo.

Dato che la resistività è quasi ovunque molto piccola, tali fenomeni saranno confinati entro regioni spaziali molto piccole, denominate "strati resistivi" (*resistive layers*), dove si possono formare lamine molto sottili di corrente (*current sheets*) per cui si può concludere dicendo che su scale spaziali grandi il plasma segue le leggi dell'*MHD* ideale e quando invece lo si osserva su scale in cui la resistività è importante a livello dinamico, il plasma tende a rilassare la condizione di conservazione del flusso magnetico e le linee di campo possono rompersi e riconnettersi in modo diverso, cambiando così topologia.

2.1.2 Equilibri MHD

La teoria *MHD* permette di trovare gli stati di equilibrio del plasma, aspetto fondamentale per poterlo mantenere confinato. In tale sede verranno espone solamente le condizioni di equilibrio statico, questo significa in particolare l'annullarsi della derivata convettiva:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla = 0. \quad (2.8)$$

Dobbiamo inoltre considerare nulla la velocità del plasma, quindi il set completo delle equazioni *MHD* si riduce a tre:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.9)$$

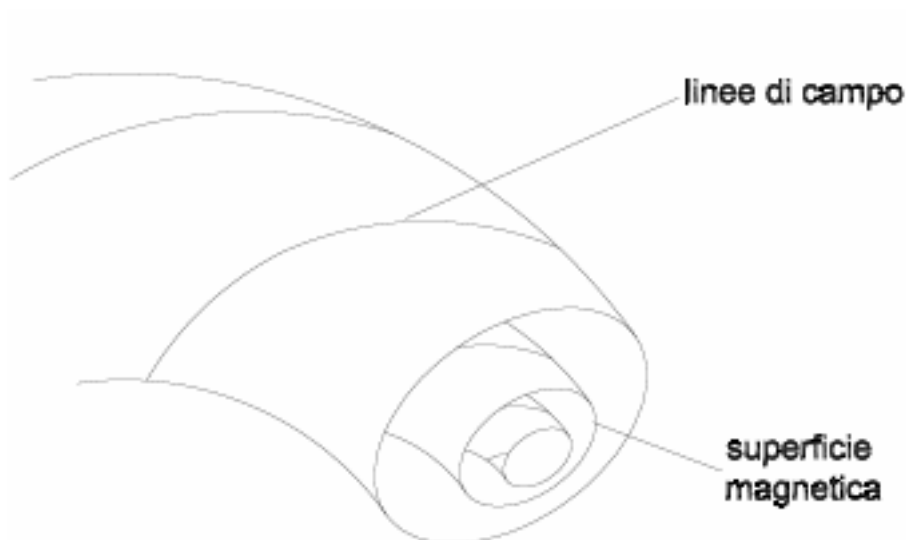


Figura 2.1: Configurazione magnetica toroidale con linee di campo su superfici toroidali annidate.

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.10)$$

$$-\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0. \quad (2.11)$$

Dalla queste deriva la forma delle superfici a pressione costante, si vede infatti dalla Eq.2.11 che il gradiente della pressione è ortogonale sia a \mathbf{J} che a \mathbf{B} : il plasma è confinato pertanto le superfici in questione dovranno essere chiuse. Tali superfici sono di forma toroidale, e su di esse si avvitano le linee di campo magnetico e corrente. In configurazioni magnetiche toroidali a simmetria assiale le linee di campo magnetico giacciono su superfici toroidali annidate (Fig.2.1) dette *superfici magnetiche*.

2.1.3 La teoria di Taylor e gli equilibri RFP

Nella configuraazione RFP deve quindi essere presente un processo che porta alla conversione del campo poloidale in campo toroidale, perché altrimenti, anche sostenendo esternamente un campo toroidale negativo al bordo, ma rilassando la condizione di conservazione del flusso, in breve tempo ci si troverebbe ad avere un campo negativo ad ogni r .

Il meccanismo con cui si raggiunge la configurazione rovesciata è spiegato dalla tendenza del plasma a rilassare verso il minimo dell'energia magnetica W [7]:

$$W = \int_{V_0} \frac{B^2}{2\mu_0} dV \quad (2.12)$$

Se si effettua una minimizzazione di W , tenendo presente il vincolo di conservare l'elicità totale dell'intero plasma K_0 (è una buona approssimazione se la scocca che circonda il plasma è ad alta conduttività), si raggiunge la configurazione RFP. Riportiamo l'espressione dell'elicità totale del plasma:

$$K_0 = \int_{V_0} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV \quad (2.13)$$

con \mathbf{A} potenziale vettore del campo elettromagnetico e V_0 l'intero volume di plasma.

La base per l'equilibrio degli RFP è lo stato completamente rilassato al minimo di energia magnetica descritto dalla teoria di Taylor [9]; in questo caso viene trascurata l'azione della pressione nella 2.11 ed il risultato è che la densità di corrente è parallela alle linee di campo magnetico. Con riferimento alla 2.4 otteniamo:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{B} \quad (2.14)$$

dove:

$$\mu = \mu_0 \frac{\mathbf{J} \cdot \mathbf{B}}{B^2} = \mu_0 \frac{J}{B} = \text{cost} \quad (2.15)$$

rappresenta il profilo normalizzato della densità di corrente parallela. La risoluzione analitica di questo modello, definito come "force free model", è dato in geometria cilindrica dalle funzioni di Bessel (BFM) di ordine zero ed uno, che identificano l'andamento dei campi come segue:

$$\begin{cases} B_\phi = B_0 J_0(\mu r) \\ B_\theta = B_0 J_1(\mu r) \\ B_r = 0 \end{cases} \quad (2.16)$$

con B_0 valore del campo in asse.

Possiamo esprimere il campo medio come:

$$\langle B_\phi \rangle = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a B_\phi \cdot 2\pi r dr. \quad (2.17)$$

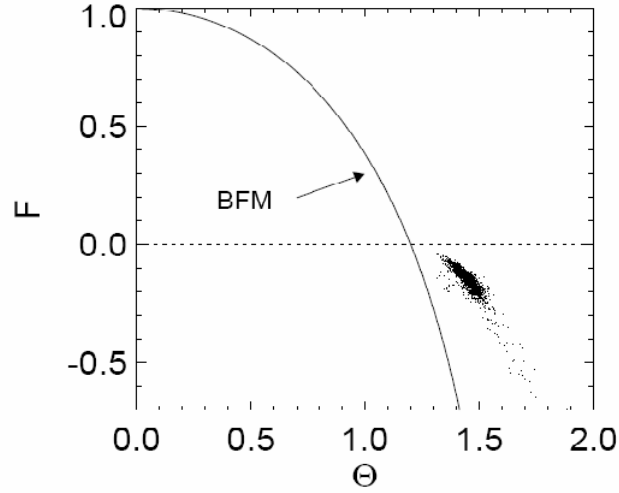
Per ricondursi a grandezze effettivamente misurabili sperimentalmente abbiamo introdotto due parametri fondamentali per l'identificazione e la caratterizzazione di un sistema RFP [8]:

- *Parametro di pinch* Θ [2]:

$$\Theta = \frac{B_\theta(a)}{\langle B_\phi \rangle} \quad (2.18)$$

- *Parametro di rovesciamento* F [2]:

$$F = \frac{B_\phi(a)}{\langle B_\phi \rangle}. \quad (2.19)$$

Figura 2.2: Diagramma $F - \Theta$.

Il legame tra μ , Θ ed F , con riferimento alle Eq.2.16, 2.17 e 2.19, è espresso dalla:

$$\Theta = \frac{B_0 J_1(\mu a)}{\frac{1}{\pi a^2} \int_0^a B_0 J_0(\mu a) \cdot 2\pi r dr} = \frac{\mu a}{2} \implies 2\Theta = \mu a \quad (2.20)$$

nota che sia la:

$$\begin{aligned} \int_0^a J_0(\mu r) \cdot r dr &= \frac{1}{\mu} \int_0^a \frac{\partial}{\partial r} (r J_1(\mu r)) = \frac{1}{\mu} [r J_1(\mu r)]_0^a \\ &= \frac{1}{\mu} a J_1(\mu a) . \end{aligned}$$

In accordo con la 2.20 anche il parametro F può essere espresso come:

$$F = \Theta \frac{J_0(\mu a)}{J_1(\mu a)} ;$$

F e Θ sono legati da una relazione $F(\Theta)$, il cui grafico è detto diagramma di Taylor o più spesso "curva $F - \Theta$ ", il cui andamento è riportato in Fig.2.2.

Questi parametri, presi in coppia, descrivono completamente il rovesciamento: in genere Θ è compreso tra 1.2 e 2.5, mentre F è necessariamente minore di zero se si vuole avere il rovesciamento. Gli equilibri in cui il modulo di F è grande, tipicamente maggiore uguale di 0.4, vengono definiti ad F profondo, ciò sta a significare che la superficie di rovesciamento del campo magnetico si trova ad un raggio sensibilmente inferiore rispetto al raggio esterno del plasma. Si vede che il meccanismo che permette la conversione dell'energia del campo magnetico poloidale in quella del campo magnetico toroidale si basa sul fenomeno della dinamo turbolenta resistiva. E' proprio grazie ai modi risonanti resistivi, detti modi di dinamo, che l'energia

introdotta dalla corrente alimenta la presenza di un campo toroidale positivo nella zona più interna del plasma permettendo il mantenimento della configurazione RFP. Ne consegue una certa instabilità intrinseca del plasma RFP, dovuta ai modi risonanti; questa è ineliminabile perché essa stessa permette il mantenimento della configurazione di minima energia magnetica, opponendosi alla diffusione resistiva del campo verso la parete.

Nell'ambito della teoria del rilassamento magnetico di Taylor trovano posto anche le altre due configurazioni di *screw-pinch* esistenti, ossia il tokamak e lo screw-pinch stabilizzato: in riferimento alla curva in questione si può pensare che il crescere del parametro Θ corrisponda al crescere del tempo durante la formazione della configurazione pertanto se la salita della corrente è lenta rispetto al tempo di rilassamento, la configurazione del plasma passerà attraverso tutti gli stati rilassati $F - \Theta$ descritti dalla curva, fino al valore finale programmato di Θ .

Il tokamak può essere descritto con dei valori di $\Theta \simeq 0,4$ e $F \simeq 1$. Per lo screw-pinch stabilizzato si osservano dei parametri F e Θ intermedi tra tokamak ed RFP, ed è interessante notare che nell'evoluzione temporale della scarica nell'RFP, dall'inizio fino alla fase stazionaria in cui la corrente è circa costante, il plasma attraversa prima la configurazione tokamak, poi quella di screw-pinch stabilizzato, ed in fine quella di RFP. All'inizio della scarica è presente solo il B_ϕ , in seguito la corrente toroidale, generata induttivamente, crea un campo poloidale B_θ inizialmente piccolo (fase tokamak). Se poi si lascia crescere la corrente abbastanza velocemente vi è una fase transitoria turbolenta, in cui il plasma tende autonomamente a rilassare verso il minimo stato di energia magnetica, creando il rovesciamento. Questa fase transitoria assume i parametri tipici dello screw-pinch stabilizzato. Alla fine della fase transitoria il plasma genera autonomamente il rovesciamento, entrando nella configurazione RFP.

In conclusione, se la salita della corrente è programmata in modo abbastanza lento, l' RFP evolve lungo la curva di Taylor, attraversando una sequenza di stati d'equilibrio ed il rilassamento avviene in tempi rapidi rispetto alla salita della corrente di plasma.

In riferimento alla Fig.2.2, l'evoluzione di diversi profili d'equilibrio individua una fascia nel piano $F - \Theta$ e non una curva precisa secondo le condizioni iniziali. In ultima analisi si può inoltre aggiungere che l'equilibrio *force-free*, privo cioè del gradiente della pressione, può essere considerato una buona approssimazione iniziale dal momento che gli stati di turbolenza e il successivo disfacimento delle linee di campo consentono alla pressione di distribuirsi circa uniformemente all'interno del plasma. Sempre in riferimento alla medesima figura, si illustrerà in seguito il significato di quella "regione" del piano, in cui si notano punti piuttosto fitti, interessata da un comportamento analogo a quello riportato dalle BFM ma scostata dalla curva $F - \Theta$ teorica.

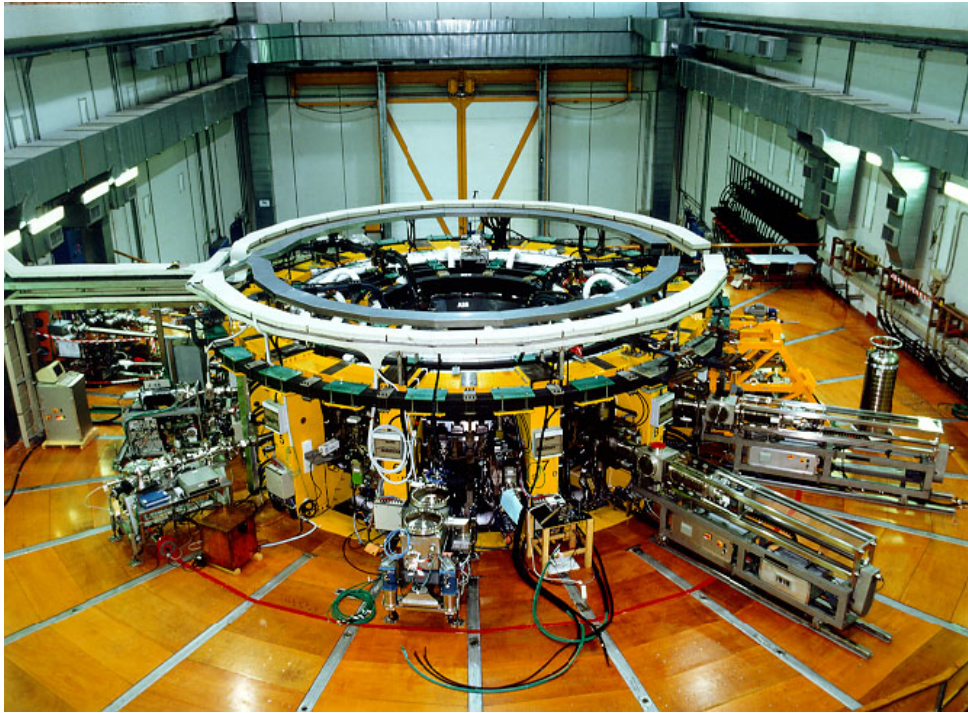


Figura 2.3: Vista dall'alto della macchina RFX-Mod presente presso il Consorzio RFX di Padova.

2.2 Caratteristiche della macchina RFX-Mod

RFX-Mod è la versione aggiornata e migliorata di RFX. Si tratta di una macchina toroidale (raggio maggiore = 2 m; raggio minore = 0,5 m) realizzata a Padova dall'Associazione EURATOM-ENEA-CNR sulla fusione. In particolare vengono studiate le modalità di confinamento magnetico del plasma con configurazione RFP, con correnti di plasma nominali massime di 2 MA e valore massimo di campo toroidale di 0,7, T costituendo così il più grande esperimento RFP al mondo [3]. Nella fotografia di Fig.2.3 è raffigurata la macchina, la cui alimentazione si ha tramite una sottostazione dedicata. Le grandezze elettriche vengono opportunamente modificate da gruppi di conversione statica dell'energia per adattare alle specifiche delle bobine atte a produrre i campi magnetici; sono presenti molteplici strumenti diagnostici che permettono di studiare le caratteristiche del regime di funzionamento. Importanti modifiche sono state apportate a livello strutturale, di acquisizione e di controllo inoltre è stato progettato e messo in opera un nuovo sistema di alimentazione toroidale.

La vista in sezione della macchina è riportata in Fig.2.4.

2.2.1 First-wall (prima parete)

Il first-wall [4] (Fig.2.5) è composto da 2016 tegole di grafite monocristallina trapezoidali (72 in direzione toroidale e 28 in direzione poloidale) aventi spessore di

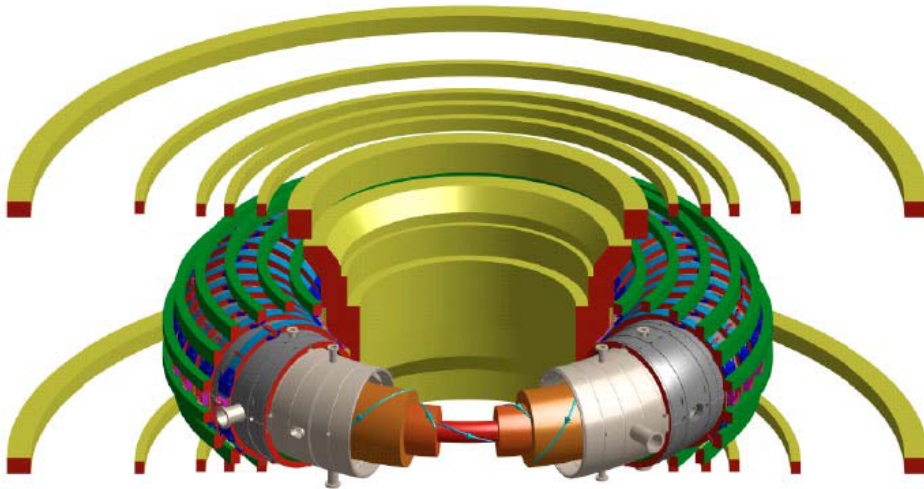


Figura 2.4: Vista in sezione delle componenti attive e passive della macchina RFX-Mod.

18 mm, tale da garantire un'elevata vicinanza tra la superficie del plasma e la shell stabilizzante. Il first-wall deve garantire che gli impulsi termici che nascono durante le scariche di plasma non si trasmettano alle strutture metalliche che compongono il sistema. La grafite permette di tollerare queste sollecitazioni termiche e limita la quantità di impurità prodotte dal plasma inoltre il suo basso numero atomico permette di attenuare le perdite per irraggiamento (Bremsstrahlung) preservando quindi il tempo di confinamento.

2.2.2 Vacuum Vessel (V)

Il Vacuum Vessel [4] è realizzato con una lega di nichel, cromo e molibdeno (Inconel 625), usato per produrre leghe ad alta durezza ed acciai resistenti alle alte temperature con buone proprietà meccaniche e resistenza alla corrosione (Fig.2.6). La struttura è costituita da 72 elementi cuneiformi ognuno dei quali ha un angolo toroidale di 5° ; questa presenta uno strato interno da 2 mm e uno esterno da 1 mm uniti da un anello corrugato da 0,5 mm. I vari elementi vengono poi uniti, realizzando una struttura toroidale a sandwich. Alcuni elementi presentano aperture che permettono di accedere alla camera a vuoto; la resistenza toroidale del sistema è di $1,1 \text{ m}\Omega$.

Il Vessel deve adempiere fondamentalmente alle seguenti funzioni:

- tollerare la pressione atmosferica e gli sforzi elettrodinamici dovuti ai transitori magnetici, soprattutto nella fase di estinzione del plasma in cui si hanno dinamiche molto veloci;
- permettere di creare un ultra-alto-vuoto ($P < 10^{-6} \text{ mbar}$);

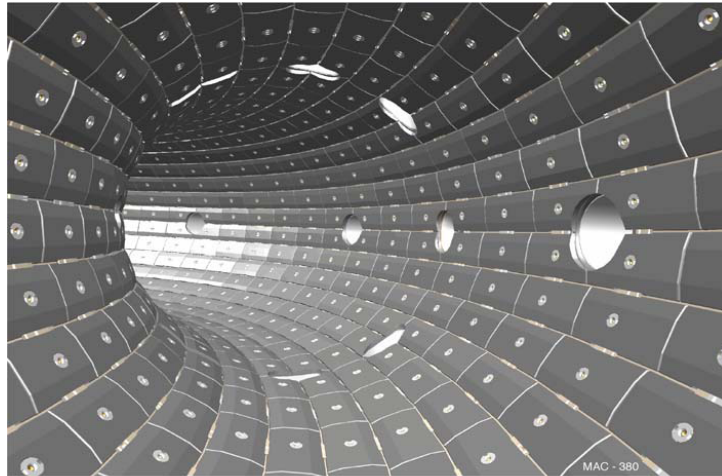


Figura 2.5: Riproduzione tridimensionale del First-Wall.

- fornire un supporto al first-wall in grafite;
- limitare le perturbazioni dei campi magnetici ed elettrici dovute alla nascita di correnti parassite indotte nella struttura che devono essere contenute;
- tollerare temperature di 350°C (normalmente 100°C durante gli impulsi);
- lo spessore non deve superare i 30 mm, in modo tale da garantire la vicinanza della superficie del plasma con la shell stabilizzante.

2.2.3 Shell (SH - scocca stabilizzante)

La scocca stabilizzante (Fig.2.7) [4] avvolge completamente il Vacuum Vessel ed è costruita in rame; le sue funzioni principali sono:

- ridurre in modo passivo le instabilità *MHD*;
- contribuire, insieme alla generazione di campo verticale, a garantire l'equilibrio orizzontale del plasma.

La macchina RFX-Mod presenta questa barriera altamente conduttrice chiusa intorno al plasma al fine di limitare la crescita dei fenomeni di instabilità *MHD* (kink modes) caratterizzati da dinamiche veloci (dell'ordine del tempo di Alfvén). La shell [8] ha dunque una funzione passiva stabilizzante e viene anche utilizzata per garantire l'equilibrio orizzontale del plasma nei primi istanti dell'impulso. Al momento della scelta dello spessore di rame da utilizzare per realizzare questo componente si è dovuto scendere ad un compromesso tra la necessità di controllare passivamente il sistema e il bisogno di avere dei tempi di penetrazione del campo non eccessivamente elevati, in modo tale da aumentare la dinamica del controllo attivo fatto da un sistema di bobine esterne alla shell. Geometricamente la Shell presenta un taglio poloidale isolato, a lembi sovrapposti, e due tagli equatoriali dei quali quello interno

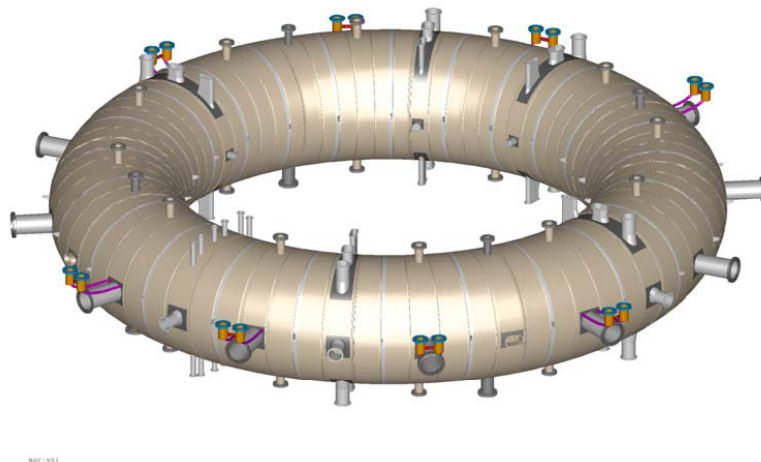


Figura 2.6: Rappresentazione del Vacuum Vessel.

è isolato e quello esterno cortocircuitato con placche di rame. La costante di tempo di penetrazione del campo magnetico verticale è data dalla relazione:

$$\tau = \frac{1}{2} \mu r s \quad (2.21)$$

dove μ è la permeabilità magnetica, σ la conduttività elettrica, r il raggio interno e s lo spessore radiale.

In definitiva si ha dunque uno spessore della scocca in rame di 3 mm cui corrisponde una costante di penetrazione del campo verticale di 50 ms.

2.2.4 Struttura meccanica (TSS)

La TSS (toroidal support structure) [4] ha la funzione di creare un supporto meccanico stabile per il Vacuum Vessel e per la shell stabilizzante. Come risulta visibile in Fig.2.8, sulla superficie esterna sono state create apposite scanalature che permettono di fissare il sistema di bobine a sella, le bobine di campo toroidale e gli anelli che sostengono gli avvolgimenti di campo verticale (field shaping) in ghisa. Tutto il sistema è poi issato a 4 m di altezza con dodici aste di supporto in acciaio. La TSS è realizzata in acciaio inossidabile, ha uno spessore di 47 mm e viene assemblata unendo quattro elementi indipendenti; presenta due tagli poloidali isolati (per evitare fenomeni trasformatrici con gli avvolgimenti magnetizzanti) e due tagli equatoriali dei quali quello interno è cortocircuitato e quello esterno isolato.

2.2.5 Avvolgimenti Toroidali (TF)

Gli avvolgimenti toroidali [5], rappresentati in Fig.2.9, hanno il compito di produrre il flusso toroidale e di favorirne l'inversione a bordo plasma durante la fase di crescita della corrente di plasma, contribuiscono inoltre al confinamento magnetico e



Figura 2.7: Rappresentazione tridimensionale della Shell stabilizzante.

attuano il controllo del livello del campo inverso durante la fase di flat-top. Le dimensioni degli avvolgimenti sono relativamente piccole e subiscono poche sollecitazioni elettrodinamiche così come non risentono di particolari problemi termici.

Le spire sono raggruppate in 48 bobine, composte ciascuna da 8 spire di rame disposte su due lati, per un totale di 384 spire. Un numero più elevato di spire avrebbe attenuato ulteriormente l'ondulazione del campo magnetico ma reso il vessel inaccessibile. Ogni bobina può sostenere una corrente massima di picco di 18.3 kA per la fase iniziale e per un totale di $300 MA^2$. La flessibilità di funzionamento viene raggiunta suddividendo gli avvolgimenti toroidali in 12 settori, ognuno consistente di 4 bobine collegate permanentemente in serie attraverso barre poste vicino i loro terminali; questi settori sono connessi ad un sistema-collettore che permette l'impostazione rapida di 6 diverse configurazioni serie-parallelo. In definitiva dunque, ognuno dei 12 settori risulterà essere composto da 4 bobine ciascuno, ognuna delle quali presenterà 8 spire, per un totale di 32 spire per settore. Le bobine sono state quindi progettate per avere un numero di spire e un valore di induttanza regolabile per un'alta flessibilità e divise in due metà (simmetriche) in corrispondenza del piano equatoriale della macchina per far sì che l'assemblaggio degli avvolgimenti sulla scocca stabilizzante avvenga in maniera semplice. Le bobine hanno un diametro di 1,24 m. e sono parzialmente inserite in scanalature sulla struttura.

2.2.6 Avvolgimenti a sella

Sulla macchina RFX-Mod sono stati installati 192 avvolgimenti a sella [9], capaci di produrre una f.m.m. di 24 kA-spire tale da permettere il controllo attivo dei modi *MHD* del plasma: essi avvolgono completamente la superficie toroidale (Fig.2.10) e impongono un campo radiale sulla base di un controllo ad anello chiuso. Ogni avvolgimento ha un'estensione toroidale di $7,5^\circ$ (per un totale di 48 toroidalmente) e

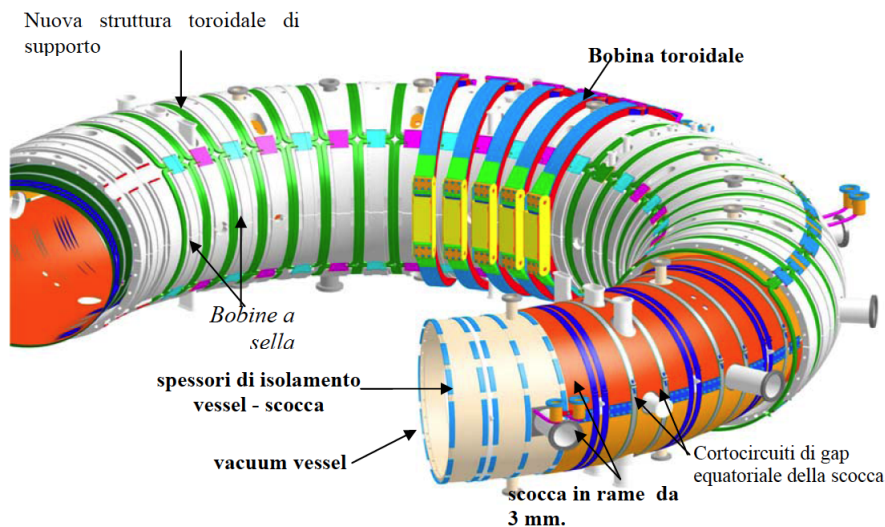


Figura 2.8: Rappresentazione tridimensionale dell'intera struttura meccanica di RFX-Mod.

occupa un settore poloidale di 90° (4 in totale); presenta 60 spire che possono essere alimentate con una corrente massima di 400 A; ogni avvolgimento è pilotato da un alimentatore indipendente.

2.2.7 Avvolgimenti poloidali (PF)

Hanno la funzione di generare il loop di tensione e la variazione di flusso capaci di ionizzare il gas e indurre la corrente di plasma, nonché di controllarne il valore durante la fase di flat-top; effettuano inoltre un controllo della posizione orizzontale del plasma stesso e la loro disposizione è riportata in Fig.2.11.

Gli Avvolgimenti Poloidali [5] si dividono in due gruppi di bobine: gli Avvolgimenti Magnetizzanti (M) e gli Avvolgimenti di Campo Verticale o Field Shaping (FS).

Avvolgimenti Magnetizzanti (M)

Sono identificati dalla lettera M nella sezione in Fig.2.11 e hanno il compito di imporre una variazione di flusso nel sistema tale da generare la ionizzazione del gas e indurre una corrente [5]. Il principio di funzionamento è identico a quello di un trasformatore, in cui gli avvolgimenti M rappresentano il circuito primario e il plasma rappresenta la corrente di reazione sul circuito secondario. Le principali caratteristiche di questi avvolgimenti sono:

- valori elevati di flusso e di energia immagazzinata (15 Wb);

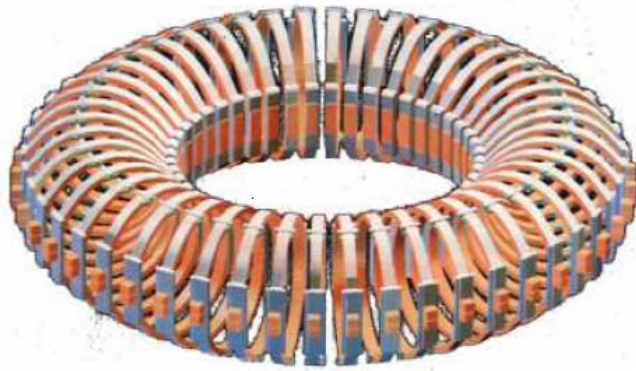


Figura 2.9: Rappresentazione degli avvolgimenti toroidali della macchina RFX-Mod.

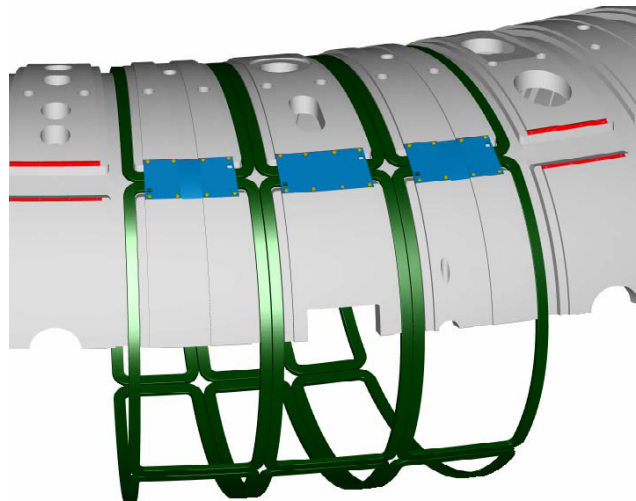


Figura 2.10: Rappresentazione degli avvolgimenti a sella della macchina RFX-Mod.

- intensi sforzi elettrodinamici sulle bobine;
- valori di tensione elevati (140 kV);
- dinamica delle correnti elevata con produzione di correnti parassite e fenomeni di effetto pelle non trascurabili;
- problemi termici non trascurabili.

La disposizione delle bobine degli avvolgimenti M è tale da ottimizzare l'accoppiamento magnetico con la corrente di plasma e sono disposte come riportato nella Fig.2.12a.

Avvolgimenti Campo Verticale (Field Shaping)

Assieme alla shell stabilizzante gli Avvolgimenti di campo Verticale [5] (Fig.2.12b) permettono di imporre l'equilibrio del plasma e svolgono tre funzioni principali:

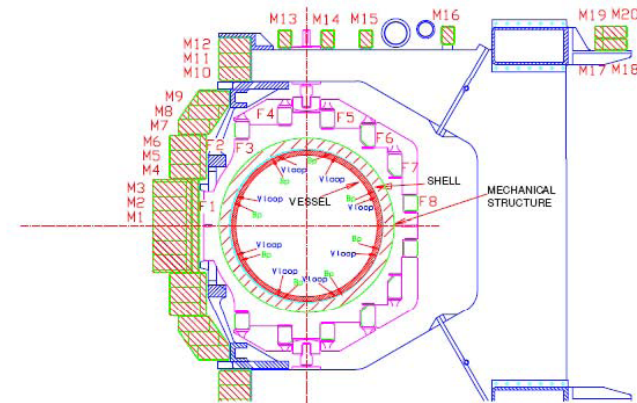
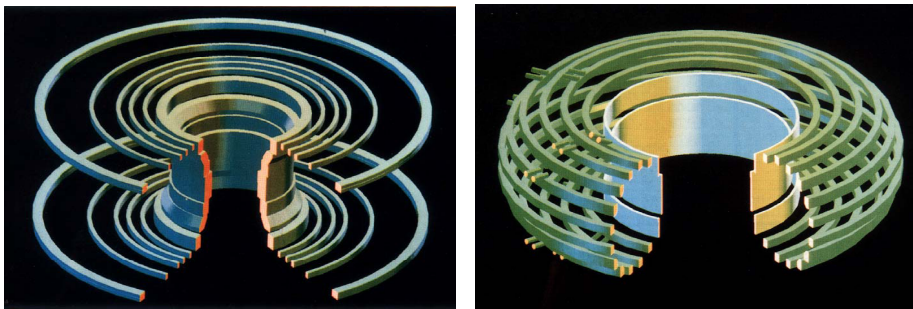


Figura 2.11: Sezione poloidale della macchina RFX-Mod.



(a) Rappresentazione tridimensionale degli avvolgimenti magnetizzanti della macchina RFX-Mod. (b) Avvolgimenti di campo verticale.

- durante l'impulso producono un campo che impone la condizione di equilibrio orizzontale;
- producono una corrente immagine rispetto a quella di plasma in modo tale da compensare le amper-spire e ridurre i fenomeni di flusso disperso.

Il sistema è costituito da 16 bobine con 24 spire, riesce a produrre sino a 2 MA con una corrente media di 5,2 kA, una tensione di 730 V per spira e una tensione differenziale di 17,5 kV. Il complesso di bobine forma 8 circuiti indipendenti. Ogni circuito è costituito da una coppia di bobine, simmetriche rispetto all'asse equatoriale, F_iA ed F_iB , che rappresentano rispettivamente la bobina i -esima posizionata sopra e sotto l'asse equatoriale. Il posizionamento intorno alla shell permette di creare dei campi sufficientemente uniformi e garantisce l'accesso alla struttura meccanica della macchina.

Capitolo 3

Modello elettrico circuitale RFP

Nei seguenti paragrafi vengono riportate le equazioni che descrivono la variazione radiale del campo magnetico e della densità di corrente in un sistema toroidale di tipo Reversed Field Pinch; lo scopo è quello di determinare i parametri di un circuito elettrico equivalente per una scarica di tipo RFP. Nei Capitoli successivi tali risultati verranno applicati all'esperimento RFX-Mod.

3.1 Introduzione

Un RFP può essere modellizzato come un bipolo elettrico non lineare le cui due porte rappresentano rispettivamente i circuiti di campo poloidale e toroidale [14] come mostrato in Fig.3.1. La presenza di una shell conduttrice, illustrata precedentemente e posizionata in corrispondenza del bordo plasma, divide la regione interna (plasma) da quella esterna, sulla quale si può condurre un'analisi circuitale di tipo convenzionale. La shell tipicamente presenta dei tagli per permettere la penetrazione del campo magnetico: tali tagli sono rappresentati dalle porte cui sono associate le tensioni V_P e V_t . Le correnti in gioco in questo tipo di rappresentazione sono date rispettivamente dalla corrente netta di plasma I_P , che circola lungo l'asse maggiore del toroide, e la corrente netta I_t circolante negli avvolgimenti di campo toroidale.

Parte della corrente dell'avvolgimento di campo poloidale contribuisce a magnetizzare lo spazio attraverso il buco nel toroide e non è pertanto da collegarsi alla corrente nel plasma: tale corrente di magnetizzazione, che è normalmente piccola in un dispositivo con un nucleo di ferro, è da considerarsi parte del circuito esterno.

In riferimento a quanto visto nei capitoli precedenti, assumiamo che l' RFP abbia una sezione circolare di raggio minore a e che il raggio maggiore del toro R_0 sia grande rispetto ad esso. In questa approssimazione cilindrica, il pedice t è associato alla direzione toroidale (parallelo all'asse del cilindro), θ alla direzione poloidale (azimutale) ed infine r alla direzione radiale. Sia le correnti che i campi hanno dunque simmetria toroidale e poloidale; in particolare la corrente di avvolgimento toroidale e la tensione sono espresse, con riferimento ai campi interni, come:

$$I_t = \frac{2\pi R_0 B_\phi(a)}{\mu_0} \quad (3.1)$$

$$V_t = \pi a^2 \frac{d \langle B_\phi \rangle}{dt} \quad (3.2)$$

dove $B_\phi(a)$ è il campo toroidale alla parete ($r = a$) e $\langle B_\phi \rangle$ è il campo toroidale medio, inteso come il flusso toroidale diviso per πa^2 :

$$\langle B_\phi \rangle = \frac{2}{a^2} \int_0^a r B_\phi dr. \quad (3.3)$$

Possiamo dunque riscrivere il parametro di rovesciamento F in funzione della corrente di avvolgimento toroidale I_t ; in riferimento a quanto visto precedentemente e alla Eq.3.1:

$$F = \frac{B_\phi(a)}{\langle B_\phi \rangle} = \frac{\mu_0 I_t}{2\pi R_0 \langle B_\phi \rangle} \quad (3.4)$$

ed il parametro di pinch Θ in riferimento alla corrente di plasma:

$$\theta = \frac{B_\theta(a)}{\langle B_\phi \rangle} = \frac{\mu_0 I_P}{2\pi a \langle B_\phi \rangle}. \quad (3.5)$$

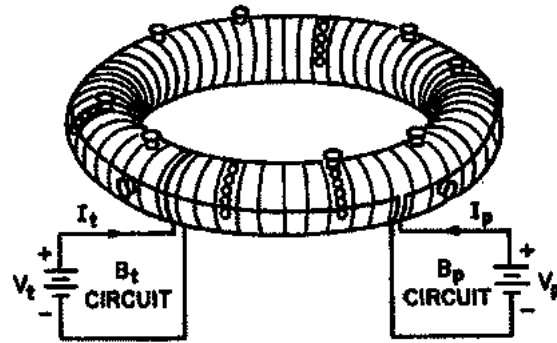
Lo scopo di questa trattazione è quello di fornire delle espressioni semplici che possano poi essere usate all'interno di una simulazione circuitale per predire le performances elettriche di un RFP o per effettuare delle diagnosi sul plasma partendo da delle semplici misure esterne di tensioni e correnti. I parametri elettrici del circuito per il plasma sono calcolati sotto l'ipotesi che esso "rilassi" ad un profilo di campo magnetico e di densità di corrente in un tempo più breve rispetto a quello con cui varia la corrente esterna.

3.2 Modellizzazione di un RFP

Come visto precedentemente il plasma nelle macchine RFP rilassa (in una scala di tempo relativamente veloce) ad un profilo spaziale univoco che dipende solamente dal valore di Θ (o F) e che presumibilmente rappresenta uno stato di minima energia. Vediamo come, partendo dal Bessel Function Model, si possa ricavare un Polynomial Function Model che meglio si presta ad un'analisi sperimentale, data la sua semplicità dal punto di vista dei calcoli, e la sua maggiore attinenza ai dati ottenuti sperimentalmente con gli RFP. Verrà poi introdotto il circuito equivalente per una macchina di tipo RFP.

3.2.1 Bessel function model e Polynomial function model

Riprendiamo gli aspetti fondamentali della teoria di Taylor secondo cui lo stato di minima energia di un plasma, in assenza di pressione e circondato da una scocca perfettamente conduttrice, soggetto alla conservazione dell'elicità totale, presenta una densità di corrente di plasma J parallela e proporzionale al campo magnetico



(a)



(b)

Figura 3.1: Corrispondenza tra una macchina RFP ed un bipolo elettrico non lineare. Le due porte sono associate a delle grandezze relative ai circuiti toroidale e poloidale.

B. Nelle condizioni usuali di $\Theta < 1.56$, lo stato di minor energia è assialsimmetrico e nell'approssimazione cilindrica il campo toroidale e poloidale sono dati da:

$$B_\phi = B_{\phi 0} J_0(2\Theta r/a) \quad (3.6)$$

$$B_\theta = B_{\phi 0} J_1(2\Theta r/a) \quad (3.7)$$

dove $B_{\phi 0}$ è il campo toroidale in asse ($r = 0$) e Θ il parametro di pinch; J_0 e J_1 sono le funzioni di Bessel del primo e secondo ordine. Il parametro di rovesciamento F è dato, secondo la BFM da:

$$F = \Theta J_0(2\Theta) / J_1(2\Theta) \quad (3.8)$$

da cui si ricava:

- tokamak: $\Theta \ll 1$, $F \approx 1$;
- RFP: $\Theta > 1.202$, $F < 0 \Rightarrow$ per $\Theta > 1.202$ la superficie di rovesciamento del campo si trova al raggio $r_R = 1.202a/\Theta$.

Il problema principale del modello di Bessel (BFM) è che assume un plasma privo di pressione e con una densità di corrente alla parete finita, in contrasto con quanto viene rilevato nell'esperimento, in cui la pressione del plasma è tipicamente il 10%-20% della pressione magnetica e la densità di corrente tende a zero in prossimità della parete. Si può dunque modificare tale modello assumendo che \mathbf{j} e \mathbf{B} siano paralleli per $j/B = \text{cost}$ in corrispondenza di un determinato valore del raggio (normalmente $0.7a$) oltre il quale tale rapporto decresce linearmente a zero per $r = a$. Viene dunque proposto un modello euristico la cui virtù principale è quella di essere algebricamente piuttosto semplice e che si è rivelato essere molto attinente ai risultati sperimentali. La strategia è quella di esprimere i campi magnetici e la densità di corrente come funzioni polinomiali del raggio r mediante il troncamento al II e III ordine delle funzioni di Bessel del BFM, rispettando le seguenti condizioni:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad \mathbf{j} = 0 \text{ per } r = a$$

$$\frac{d(\mathbf{j} \cdot \mathbf{B} / B^2)}{dr} = 0 \text{ per } r = 0$$

$$\frac{d^2(\mathbf{j} \cdot \mathbf{B} / B^2)}{dr^2} = 0 \text{ per } r = 0.$$

Si tralasciano i calcoli formali, riportando i risultati più significativi: con questo nuovo approccio si ottiene $F = 0$ in corrispondenza di $\Theta = 1.414$ per la PFM a fronte di un valore di 1.202 per la BFM. Inoltre, in contrasto con la BFM, in questo caso \mathbf{j} non è precisamente parallelo a \mathbf{B} ; il plasma presenta dunque una componente di densità di corrente perpendicolare al campo \mathbf{B} che si traduce in una pressione diversa da zero secondo la $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p$. Considerando $\Theta = 1.5$ si rileva una pressione sull'asse pari a circa il 21% della pressione magnetica del campo poloidale per $r = a$; questo modello *PFM ben si adatta a simulare un sistema di tipo RFP con pressione diversa da zero*.

Un altro confronto interessante è quello di riportare nel piano $F - \Theta$ le curve associate alla BFM, PFM e dati sperimentali (Fig.3.2) che proprio si adattano alla descrizione con la PFM.

3.2.2 Circuito elettrico equivalente del sistema di campo toroidale

Ci si propone ora di determinare un modello circuitale tale da permettere di stabilire intuitivamente una similitudine tra un trasformatore ideale e l'accoppiamento tra circuito di alimentazione delle bobine di campo toroidale e elementi componenti la macchina con il plasma: in riferimento alla Fig.3.3, nella quale sono rappresentati gli elementi di interesse compreso il plasma in forma stilizzata si vede come, per un modello monodimensionale, uno dei settori dell'avvolgimento toroidale, rappresentato in figura dalla vista laterale di una bobina, possa assumere il ruolo di ingresso primario del circuito, mentre la camera da vuoto (presentata qui in sezione) e il

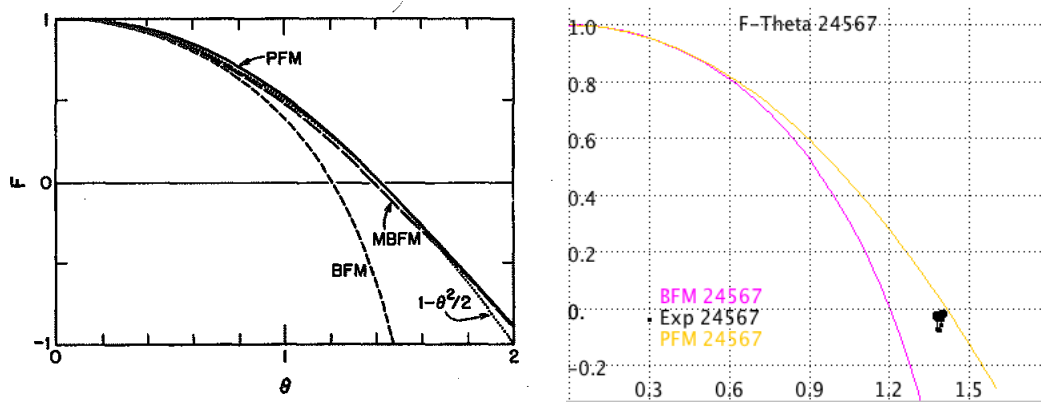


Figura 3.2: Andamenti di BFM e PFM ricavati analiticamente e con l'aggiunta dei dati sperimentali ricavati dello shot 24567 della macchina RFX-Mod.

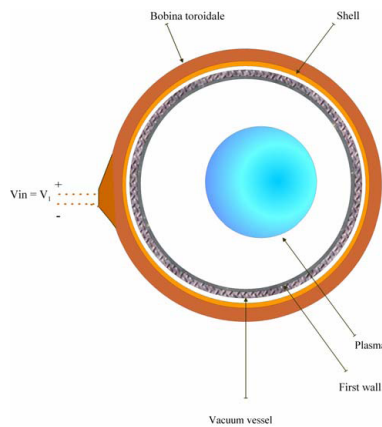


Figura 3.3: Rappresentazione schematica sezione poloidale della macchina RFX-Mod.

plasma possano assumere quello di un secondario i cui "avvolgimenti" siano posti internamente a quelli del primario.

Il vessel e il plasma possono essere considerati come un "doppio" secondario accoppiato con il primario: compare tuttavia al secondario un'impedenza di carico, ossia una resistenza di giro in direzione poloidale del vessel. Poiché nel caso di assenza di plasma, non è presente alcuna corrente imposta al secondario, in quanto indotta dal primario, il flusso magnetico totale è dato dalla sottrazione dei due flussi e si fa riferimento ad un circuito riportato "al secondario" avente i parametri di ingresso secondo le consuete relazioni del trasformatore.

Lo schema equivalente del trasformatore con grandezze "lato plasma" riferito ad una macchina RFP è riportato in Fig.3.4: i singoli componenti tengono conto della struttura della macchina e dell'interazione tra le diverse parti, in termini di tensioni, correnti e campi magnetici come vedremo in seguito.

Dove:

V_{tor} : tensione applicata.

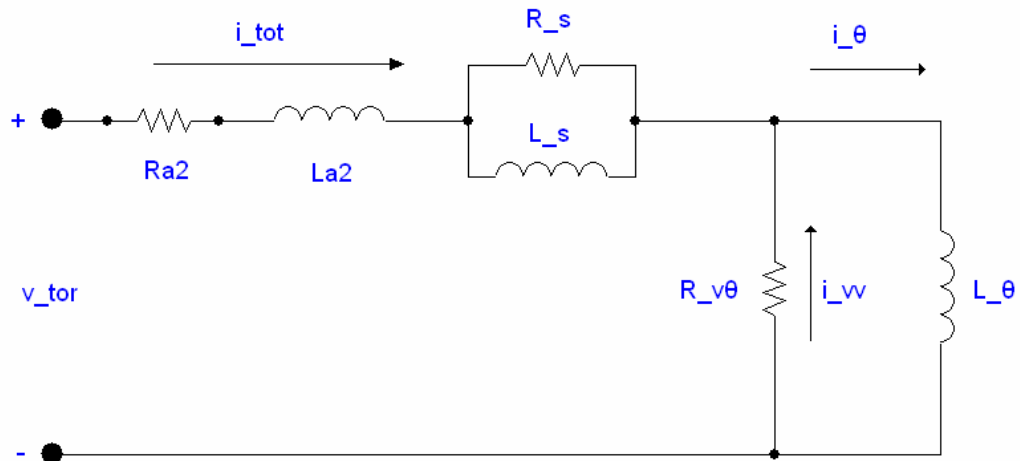


Figura 3.4: Rappresentazione schematica del modello del circuito toroidale preso come punto di partenza per l'analisi svolta.

R_a , L_a : resistenza ed induttanza di linea.

R_s , L_s : resistenza ed induttanza di scocca.

$R_{V\theta}$, I_{VV} : resistenza e corrente di vessel.

I_{θ} : corrente.

L_{θ} : induttanza associata al volume dell'induttore toroidale.

3.3 Sistema di alimentazione RFX-Mod

In RFX-Mod [6] il campo magnetico toroidale è prodotto da 48 bobine uniformemente distribuite lungo il toroide, i cui avvolgimenti sono suddivisi in 12 settori, ciascuno costituito da 4 bobine formate a loro volta da 8 spire, per un totale di 32 spire per settore e 384 spire in totale. Il confinamento magnetico del plasma risulta strettamente correlato al profilo di corrente circolante negli avvolgimenti dei settori; nella fase diretta, prima della scarica, una corrente positiva deve percorrere le bobine al fine di produrre un campo magnetico toroidale di "BIAS" nella regione di plasma; successivamente alla formazione del plasma, al crescere della corrente di plasma è necessario invertire il verso della corrente nelle bobine usando il circuito di alimentazione esterna per produrre il campo rovescio a bordo plasma tipico della configurazione RFP; in questa fase dell'impulso la corrente inversa deve essere mantenuta e controllata. Tale procedura permette di creare una configurazione di confinamento magnetico stabile per i Reversed Field Pinch. In seguito all'incidente avvenuto nel 1999, dal 2004 è in funzione un nuovo sistema di alimentazione del circuito toroidale, basato su circuiti a stato solido che utilizzano un semiconduttore ad alta potenza denominato IGCT (Integrated Gate Commutated Thyristors) che fornisce una maggiore sicurezza e flessibilità rispetto al sistema precedente realizzato tramite banchi di condensatori. Si riesce ad avere attualmente un controllo indipendente dell'ampiezza e della forma d'onda della corrente in ogni settore toroidale,

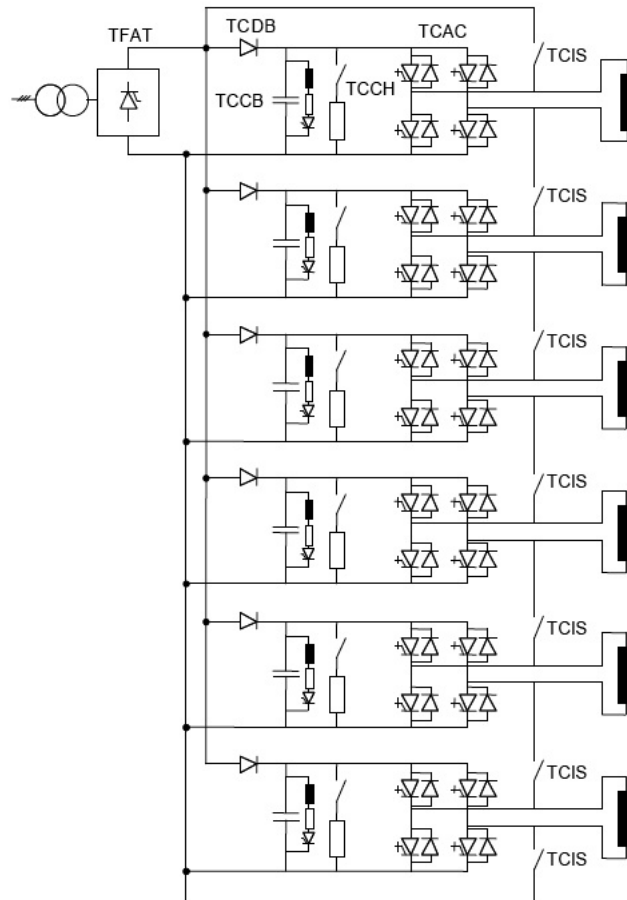


Figura 3.5: Schema elettrico di uno dei due gruppi di alimentazione

con conseguente miglioramento delle caratteristiche di confinamento del plasma. In Fig.3.5 è riportato lo schema elettrico del nuovo circuito di alimentazione del sistema toroidale riferito ad uno dei due gruppi, relativo dunque a sei settori, per un totale di 192 spire; l'alimentazione dell'altro gruppo è del tutto analoga.

3.3.1 Descrizione dei componenti del circuito e funzionamento

Come precedentemente accennato, il principale compito del sistema di alimentazione toroidale consiste nell'originare la componente toroidale del campo magnetico per impostare la configurazione RFP. A tale scopo viene applicata una forma d'onda di corrente caratteristica alle bobine (Fig.3.6), avente picco massimo positivo che può arrivare fino a 16 kA e negativo fino a 6 kA. In corrispondenza di tali valori si

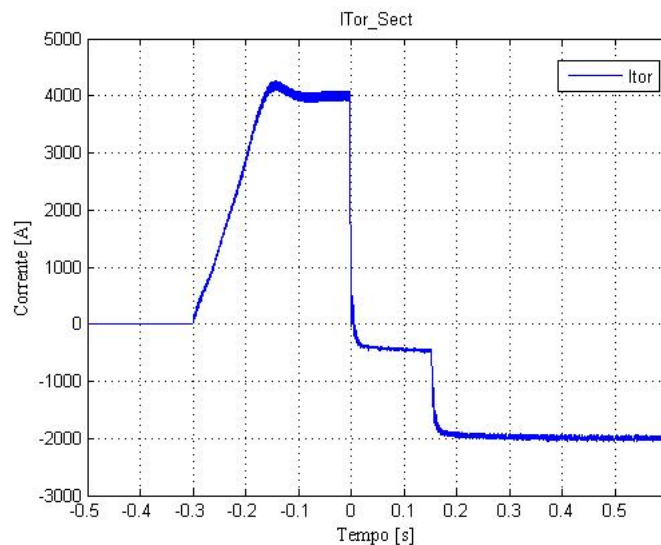


Figura 3.6: Forma d'onda tipica della corrente dell'avvolgimento toroidale durante impulso di plasma.

ottiene il valore di tensione necessario a garantire la dinamica d'inversione del campo magnetico toroidale: tale intervallo di variazione è tra -3 kV e +3 kV. In Fig.3.7 è riportata la struttura di uno dei 12 settori di alimentazione toroidale; ad ogni avvolgimento di settore è connesso un banco di condensatori, un chopper rapido, uno lento, un inverter ed un interruttore statico. Un convertitore ac/dc alimenta, per ogni gruppo, tutti i banchi di condensatori in parallelo e procura l'energia agli avvolgimenti toroidali che, o sono collegati in serie se gli interruttori statici sono chiusi, o sono indipendenti e alimentati dagli inverter se gli interruttori sono aperti. Possono venire prodotte forme d'onda di diverso tipo fino a 6 kA di ampiezza massima. Vediamo di descrivere schematicamente le diverse fasi di funzionamento del circuito di alimentazione dell'avvolgimento toroidale:

- **FASE DIRETTA:** gli interruttori statici TCIS vengono chiusi e il convertitore TFAT alimenta gli avvolgimenti toroidali fino al raggiungimento del valore di corrente impostato, producendo in questo modo il campo di "BIAS" desiderato. Si possono raggiungere 0.6 T; l'ampiezza del campo diretto è indipendente dal tempo di rovesciamento (Fig. 3.8a).
- **TRANSIENTE:** al crescere della corrente di plasma la rapida inversione è ottenuta aprendo gli interruttori statici TCIS; la corrente di ogni settore viene indirizzata al banco di condensatori attraverso i diodi di free wheeling dell'inverter ac/dc TCAC. Il chopper TTCH [11], dispositivo di commutazione, limita la tensione applicata al banco durante la transizione permettendo di modulare la derivata di corrente. Si ottengono tempi di rovesciamento nell'ordine dei 10 ms (Fig. 3.8b).

TABELLA I - Lista dei principali dispositivi di un gruppo

Num.	Label	Descrizione
1	TFAT	3 kV @ 16 kA convertitore ac/dc a thyristori
6	TCDB	4 kV @ 5.5 kA diodi di bloccaggio
6	TCCB	4 kV @ 16 mF banchi di condensatori, completi di crow-bar a thyristori (TCST)
6	TCCH	3 kV @ 3/4.6 kA circuiti chopper IGCT
6	TCAC	3 kV @ 6 kA, dc/ac inverter IGCT a quattro quadranti
7	TCIS	4 kV @ 16 kA @ 128 MA ² s, interruttori statici

Tabella 3.1: Principali dispositivi di un singolo gruppo.

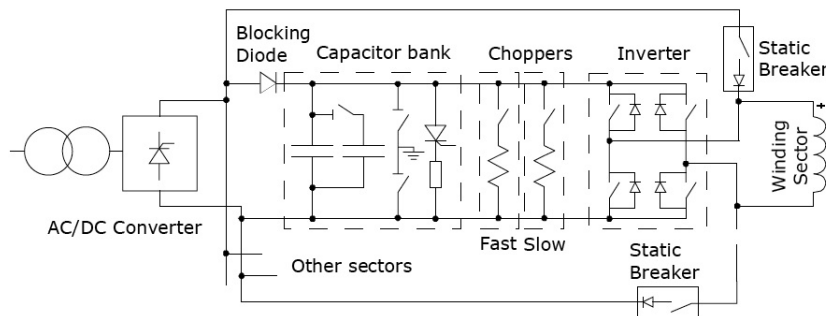


Figura 3.7: Schema elettrico di un singolo settore di alimentazione del circuito toroidale.

- **FASE ROVESCIA:** Una volta raggiunto il valore negativo di corrente desiderato, l'inverter TCAC mette in atto un controllo a retroazione indipendente sulla corrente per ogni settore. In questa fase il TFAT precedentemente usato per caricare gli avvolgimenti, alimenta gli inverter ac/dc TCAC, provvedendo alla compensazione delle perdite di potenza del circuito, mentre il sistema di chopper TTCH controlla il collegamento in tensione continua. Campo massimo 0.23 T, sufficiente per garantire un funzionamento a 2 MA di corrente di plasma e con ampie variazioni del fattore F (Fig. 3.8c).

La corrente sui settori di avvolgimento viene controllata in modo indipendente da ciascun convertitore ac/dc; a seconda del riferimento impostato si possono generare nella fase di rovesciamento impulsi PPCD [11], oscillazioni di modo $m = 0$, $n = 0$ (OPCD), creare componenti di campo rotante $m = 0$, $n = 1, 2, \dots$ (RTFM). Abbiamo quindi tre fasi principali delle quali analizziamo le prestazioni ottenibili riferendoci a modelli circuitali monospira equivalenti dell'avvolgimento toroidale, della scocca, della camera e del plasma:

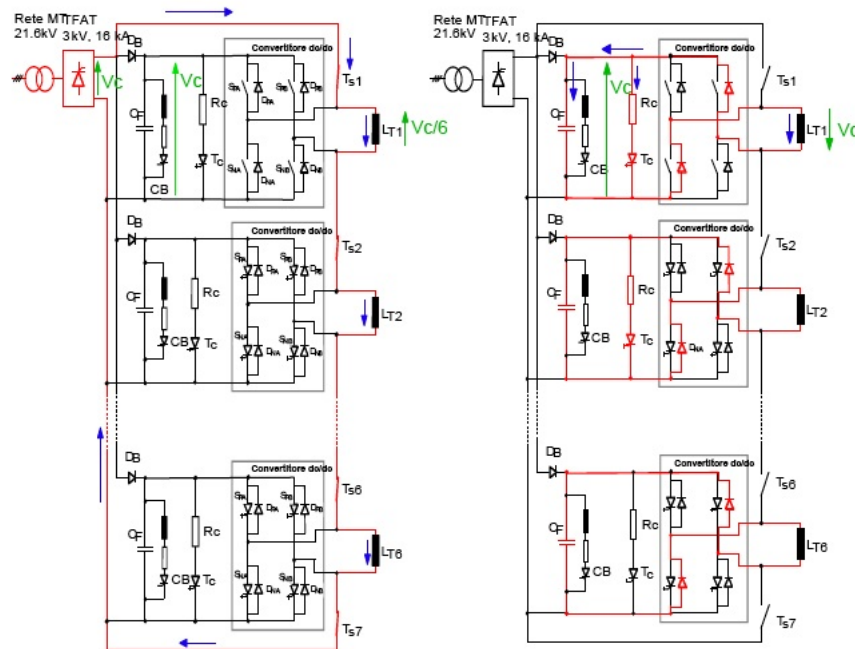


Fig. 3.8a Fase attiva diretta.

Fig. 3.8b Fase di annullamento della corrente negli avvolgimenti

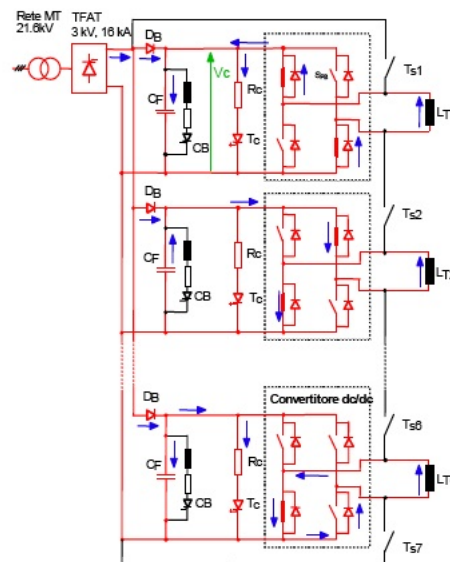


Fig. 3.8c Fase di inversione della corrente

Figura 3.8: Schema circuitale delle tre fasi caratteristiche del circuito di alimentazione toroidale.

Capitolo 4

Funzionamento a vuoto

4.1 Fase diretta

Durante la fase diretta di carica dell'avvolgimento toroidale, il sistema è costituito da due gruppi indipendenti, ciascuno dei quali alimentato da un TFAT e formato da 6 settori in serie, per un totale di 192 spire per gruppo. Una rappresentazione schematica del circuito associato al solo gruppo 1 e al vessel è riportata nella Fig:4.1.

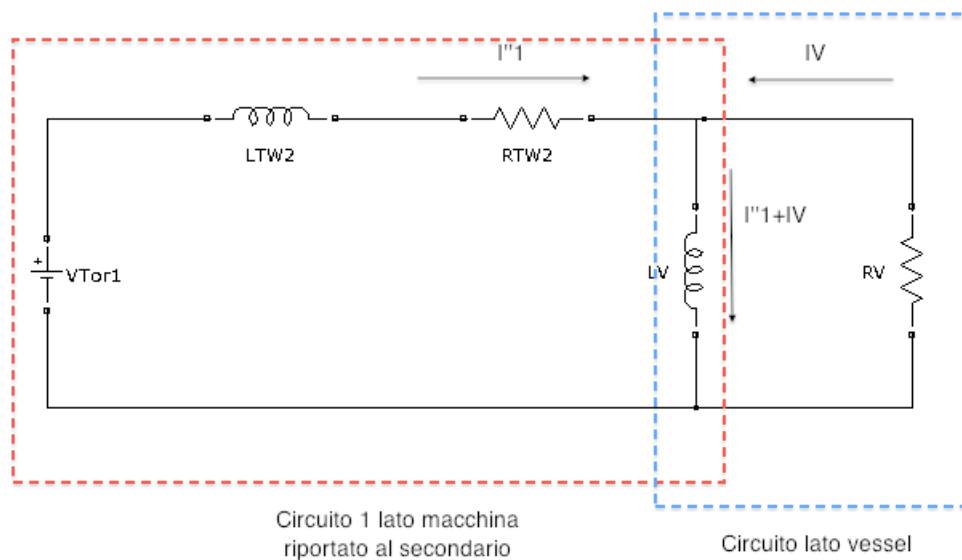


Figura 4.1: Modello circuitale semplificato riportato al secondario per il gruppo 1 e il vessel.

4.1.1 Circuito equivalente

Possiamo descrivere il circuito a vuoto con il seguente sistema di equazioni:

$$\begin{cases} \bar{V}_1 = R_{TW1}I_1 + L_1\bar{I}_1 + M_{12}\bar{I}_2 + M_{1V}\bar{I}_V \\ \bar{V}_2 = R_{TW2}I_2 + L_2\bar{I}_2 + M_{21}\bar{I}_1 + M_{2V}\bar{I}_V \\ 0 = R_V I_V + L_V\bar{I}_V + M_{V1}\bar{I}_1 + M_{2V}\bar{I}_V \end{cases} \quad (4.1)$$

dove le grandezze con pedice 1 sono da riferirsi al primo gruppo, quelle con pedice 2 al secondo e quelle con pedice V al vessel. Per motivi geometrici possiamo dedurre alcune importanti corrispondenze tra i parametri del sistema e ricondurci, sotto opportune ipotesi, allo studio di uno solo di essi. Data la simmetria geometrica della configurazione analizzata, risulta ragionevole supporre che le mutue induttanze tra ognuno dei due gruppi ed il vessel ($M_{1V} = M_{2V}$) e tra i due gruppi stessi ($M_{12} = M_{21}$) siano uguali tra loro così come le resistenze di avvolgimento toroidale ($R_{TW1} = R_{TW2}$) e le induttanze di dispersione ($L_1 = L_2$). Essendo i due TFAT uguali ($V_1 = V_2$), si può affermare che entrambi i gruppi siano attraversati dalla medesima corrente inoltre, affinché si possa usare la stessa espressione della riluttanza ($\mathfrak{R}_1 = \mathfrak{R}_2$), il flusso all'interno del toroide deve essere canalizzato allo stesso modo poiché un piccolo sbilanciamento farebbe cadere le ipotesi precedenti.

Indicando con ϕ_{N1} il flusso totale concatenato con tutte le spire del solo avvolgimento 1 ($N1 = N_{TW}/2 = 192$) possiamo scrivere secondo la legge di Hopkinson per il circuito 1 "lato macchina-primario":

$$\phi_{N1} = \frac{N_{TW}}{2} [\phi_{11} + \phi_{12} + \phi_{1V}] = \frac{N_{TW}}{2} \left[\frac{N_{TW}I_1}{2\mathfrak{R}_1} + \frac{N_{TW}I_2}{2\mathfrak{R}_2} + \frac{I_V}{\mathfrak{R}_V} \right] \quad (4.2)$$

$$= \frac{N_{TW}}{2} \left[2\frac{N_{TW}I_1}{2\mathfrak{R}_1} + \frac{I_V}{\mathfrak{R}_V} \right] = \frac{N_{TW}}{2} \left[\frac{N_{TW}I_1}{\mathfrak{R}_1} + \frac{I_V}{\mathfrak{R}_V} \right] \quad (4.3)$$

avendo supposto $\mathfrak{R}_1 = \mathfrak{R}_2$, $I_1 = I_2$ ed indicando rispettivamente con ϕ_{11} il flusso autoconcatenato con l'avvolgimento del gruppo 1 , con ϕ_{12} quello che si concatena con le spire del secondo gruppo ed infine con ϕ_{1V} quello concatenato con il vessel. Sempre per le ipotesi di simmetria possiamo affermare che

$$\frac{N_{TW}I_1}{\mathfrak{R}_1} = \frac{N_{TW}I_1}{\mathfrak{R}_{TW}},$$

come se tutte le bobine fossero in serie e percorse dalla sola corrente I_1 : l'espressione della riluttanza associata al solo gruppo 1 è quindi uguale a quella associata a tutto il circuito magnetico formato da 384 spire. Possiamo riscrivere la 4.3 come:

$$\phi_{N1} = \frac{N_{TW}^2 I_1}{2\mathfrak{R}_1} + \frac{N_{TW}I_V}{2R_V} = \frac{L_{TW}}{2} I_1 + \frac{N_{TW}L_V}{2} I_V, \quad (4.4)$$

ipotizzando $M_{TW} = N_{TW}L_V$.

Le stesse considerazioni ed ipotesi si possono applicare per il circuito lato vessel; ricorrendo nuovamente alla legge di Hopkinson scriviamo:

$$\phi_V = \frac{N_{TW}}{2} \frac{I_1}{\mathfrak{R}_{V1}} + \frac{N_{TW}}{2} \frac{I_2}{\mathfrak{R}_{V2}} + \frac{I_V}{\mathfrak{R}_V} \quad (4.5)$$

che diventa, data la simmetria della geometria toroidale:

$$\phi_V = \frac{N_{TW}}{2} \frac{I_1}{\mathfrak{R}_{V1}} + \frac{N_{TW}}{2} \frac{I_1}{\mathfrak{R}_{V1}} + \frac{I_V}{\mathfrak{R}_V} \quad (4.6)$$

$$= \frac{N_{TW} I_1}{\mathfrak{R}_V} + \frac{I_V}{\mathfrak{R}_V} = N_{TW} L_V I_1 + L_V I_V; \quad (4.7)$$

essendo $I_1 = I_2$ e $\mathfrak{R}_{V1} = \mathfrak{R}_{V2}$.

4.1.2 Equazione circuito 1

Risolviendo la prima equazione del sistema riportato nella 4.1; con riferimento alla 4.4 possiamo scrivere:

$$\bar{V}_1 = R_{TW1} \bar{I}_1 + j\omega \bar{\phi}_{N1} = \frac{R_{TW}}{2} \bar{I}_1 + j\omega \frac{L_{TW}}{2} \bar{I}_1 + j\omega N_{TW} \frac{L_V}{2} \bar{I}_V; \quad (4.8)$$

essendo l'induttanza totale di dispersione L_{TW} data dalla somma del termine associato all'induttanza di dispersione tra avvolgimento e vessel L_{WV} e l'induttanza di vessel L_V (opportunamente riportata al primario essendo il secondario di per sè monospira) si ha la

$$L_{TW} = L_{WV} + N_{TW}^2 L_V \quad (4.9)$$

che, inserita nella 4.8, fornisce la:

$$\bar{V}_1 = \frac{R_{TW}}{2} \bar{I}_1 + j\omega \frac{L_{WV}}{2} \bar{I}_1 + j\omega \frac{L_V N_{TW}^2}{2} \bar{I}_1 + j\omega N_{TW} \frac{L_V}{2} \bar{I}_V. \quad (4.10)$$

Per ricondurci al circuito equivalente monospira, in modo da determinare i parametri per il circuito 1 concordi con quelli lato vessel, riportiamo le grandezze al secondario (rapporto di trasformazione $N_{TW}/2$) e scriviamo:

$$\frac{\bar{V}_1}{\frac{N_{TW}}{2}} = \frac{R_{TW}}{2} \frac{\bar{I}_1}{\frac{N_{TW}}{2}} + j\omega \frac{L_{WV}}{2} \frac{\bar{I}_1}{\frac{N_{TW}}{2}} + j\omega \frac{L_V N_{TW}^2}{2} \frac{\bar{I}_1}{\frac{N_{TW}}{2}} + j\omega N_{TW} \frac{L_V}{2} \frac{\bar{I}_V}{\frac{N_{TW}}{2}}. \quad (4.11)$$

Definita $I'_1 = \frac{N_{TW}}{2} I_1$ come la corrente dell'avvolgimento 1 riportata al secondario (monospira), dalla 4.11 otteniamo la:

$$2 \frac{\bar{V}_1}{N_{TW}} = \frac{R_{TW}}{N_{TW}} 2 \frac{\bar{I}'_1}{N_{TW}} + j\omega L_{WV} \frac{1}{N_{TW}} 2 \frac{\bar{I}'_1}{N_{TW}} + j\omega L_V N_{TW} 2 \frac{\bar{I}'_1}{N_{TW}} + j\omega L_V \bar{I}_V \quad (4.12)$$

che semplificata diventa:

$$\frac{\bar{V}_1}{N_{TW}} = \frac{R_{TW}}{N_{TW}^2} \bar{I}'_1 + j\omega \frac{L_{WV}}{N_{TW}^2} \bar{I}'_1 + j\omega L_V \bar{I}'_1 + j\omega \frac{L_V}{2} \bar{I}_V. \quad (4.13)$$

Con riferimento alla configurazione “tuttoserie” (quella effettiva) consideriamo i due gruppi collegati in serie tra loro in modo da poter definire la corrente totale di avvolgimento toroidale (riportata al secondario) come

$$I_1'' = N_{TW}I_1 = 2I_1' \implies I_1' = \frac{I_1''}{2}; \quad (4.14)$$

essa è pari alla metà della corrente totale che nella configurazione “tuttoserie” percorre la serie dei 12 settori, con $I_1 = I_2 = I_{TW}$. Riscriviamo quindi l'equazione definitiva per il solo gruppo 1 associata alla prima equazione del sistema riportato nella Eq.4.1 secondo le considerazioni di cui sopra:

$$\frac{\bar{V}_1}{N_{TW}} = \frac{R_{TW}}{2N_{TW}^2} \bar{I}_1'' + j\omega \frac{L_{WV}}{2N_{TW}^2} \bar{I}_1'' + j\omega \frac{L_V}{2} \bar{I}_1'' + j\omega \frac{L_V}{2} \bar{I}_V. \quad (4.15)$$

4.1.3 Equazione vessel

Applichiamo ora lo stesso procedimento usato nel paragrafo precedente al circuito “lato vessel-secondario”; con riferimento alla terza equazione del sistema riportato nella Eq.4.1 e la 4.7 scriviamo (in tutta analogia con la Eq.4.8):

$$0 = R_V \bar{I}_V + j\omega \bar{\phi}_V \quad (4.16)$$

$$= R_V \bar{I}_V + j\omega N_{TW} L_V \bar{I}_1'' + j\omega L_V \bar{I}_V \quad (4.17)$$

che riportata al secondario in accordo con la Eq.4.14 diventa:

$$0 = R_V \bar{I}_V + j\omega N_{TW} L_V \bar{I}_1'' + j\omega L_V \bar{I}_V. \quad (4.18)$$

4.1.4 Sistema di equazioni alle variabili di stato

Tenendo conto delle 4.15 e 4.18, possiamo riscrivere la 4.1 come:

$$\begin{cases} \frac{\bar{V}_1}{N_{TW}} = \frac{R_{TW}}{2N_{TW}^2} \bar{I}_1'' + j\omega \frac{L_{WV}}{2N_{TW}^2} \bar{I}_1'' + j\omega \frac{L_V}{2} \bar{I}_1'' + j\omega \frac{L_V}{2} \bar{I}_V \\ 0 = R_V \bar{I}_V + j\omega N_{TW} L_V \bar{I}_1'' + j\omega L_V \bar{I}_V \end{cases} \quad (4.19)$$

che riscritta alle variabili di stato I_1'' e I_V diventa:

$$\begin{cases} \frac{L_{WV}}{2N_{TW}^2} \dot{I}_1'' + \frac{L_V}{2} \dot{I}_1'' + \frac{L_V}{2} \dot{I}_V + \frac{R_{TW}}{2N_{TW}^2} I_1'' = \frac{V_1}{N_{TW}} \\ L_V \dot{I}_1'' + L_V \dot{I}_V + R_V I_V = 0 \end{cases} \quad (4.20)$$

Definiamo le matrici:

$$L_{TOR} = \begin{bmatrix} \frac{L_{WV}}{2N_{TW}^2} + \frac{L_V}{2} & \frac{L_V}{2} \\ L_V & L_V \end{bmatrix} \quad R_{TOR} = \begin{bmatrix} \frac{R_{TW}}{2N_{TW}^2} & 0 \\ 0 & R_V \end{bmatrix} \quad (4.21)$$

e ricaviamo l'espressione alle variabili di stato nella forma tradizionale

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} \dot{I}_1'' \\ \dot{I}_V \end{bmatrix} = -R_{TOR} \cdot L_{TOR}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} I_1'' \\ I_V \end{bmatrix} + L_{TOR}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{N_{TW}} \\ 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ 0 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} Y_1 \\ Y_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_1'' \\ I_V \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ 0 \end{bmatrix} \end{cases}; \quad (4.22)$$

i parametri da inserire nel blocco "State-Space" della simulazione sono:

$$\begin{cases} A = -R_{TOR} \cdot L_{TOR}^{-1} \\ B = L_{TOR}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{N_{TW}} \\ 0 \end{bmatrix} \\ C = \begin{bmatrix} 1 & 0 \end{bmatrix} \\ D = [0] \end{cases}. \quad (4.23)$$

N.B.: In riferimento alla Eq.4.20 si nota che il valore della induttanza a vuoto L_V non viene dimezzato come invece risulta dalla soluzione dell'altra maglia; ciò non è un problema poichè è del tutto lecito dividere tutti i membri dell'equazione riferita al vessel per 2:

$$0 = \frac{L_V}{2} \dot{I}_1'' + \frac{L_V}{2} \dot{I}_V + \frac{R_V}{2} I_V \quad (4.24)$$

da cui si evince che risulta dimezzato anche il valore della resistenza del vessel R_V da utilizzare.

4.1.5 Validazione modello

A partire dallo schema concettuale di Fig.4.1 si costruisce un modello Simulink ove compare il blocco "State-Space" i cui parametri sono definiti secondo la Eq.4.23. Si considerano spari precedenti al numero 24034 poichè in quelli più recenti varia la configurazione del circuito di alimentazione: l'apertura dei TCIS viene anticipata ed il sistema si comporta come se la fase diretta di carica avvenisse con alimentazioni indipendenti come si ha nella fase rovescia. Si precisa inoltre che l'intervallo temporale da considerare è limitato alla sola fase di carica degli avvolgimenti toroidali, ossia prima dell'inversione della corrente che avviene nell'istante $t = 0$. Una volta definiti l'ingresso e i parametri delle due matrici L_{TOR} e R_{TOR} (ricavabili dalla geometria della macchina e da precedenti misure sperimentali) si esegue la simulazione per poi confrontarne l'uscita con i dati sperimentali. Riportiamo il blocco "State-Space" utilizzato per la simulazione in Fig.4.2. Si rimanda all'Appendice A.1 per il codice Matlab utilizzato.

Ingresso: Alimentazione

E' la tensione applicata alle bobine, data dalla somma delle tensioni di alimentazione dei sei settori che costituiscono ciascuno dei due gruppi. La loro somma viene

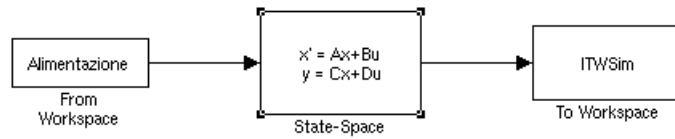


Figura 4.2: Modello State-Space a vuoto.

riportata al secondario ed usata come ingresso della simulazione. In Fig.4.3 sono riportate le forme d'onda d'ingresso della tensione dei due gruppi, per gli spari 20495 e 24565 e 24565.

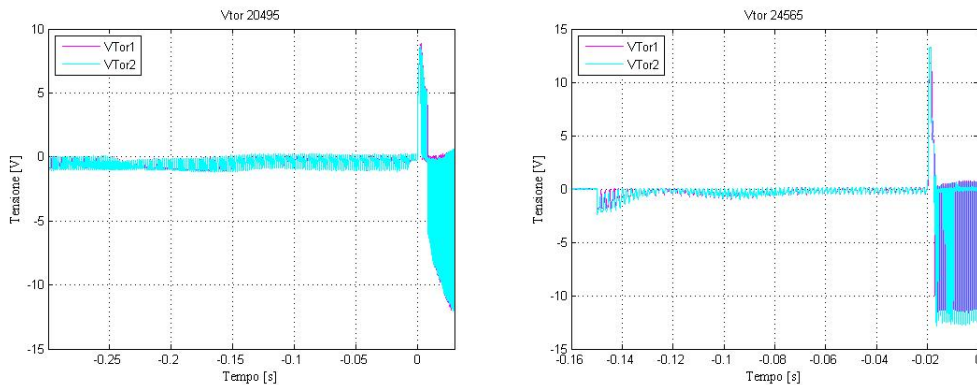


Figura 4.3: Tensioni applicate in ingresso per i 2 gruppi. Shots 20495 e 24565. Prima dello zero fase diretta, poi fase rovescia inverter (tensione oscillante).

Blocco State-Space

I parametri che compaiono nelle matrici L_{TOR} e R_{TOR} e di conseguenza nel blocco sono:

- L_{WV} : induttanza di dispersione associata allo spazio tra raggio medio del toro e il raggio medio del vessel:

$$L_{WV} = \mu_0 \left(\frac{R_{TOR_AVE}^2 - R_{VV_AVE}^2}{2R_{TOR}} \right) = 4.5723 \cdot 10^{-8} H. \quad (4.25)$$

- L_V : induttanza associata al vessel a vuoto, non deve essere riportata al secondario, dato che è di per sè monospira:

$$L_V = \frac{\mu_0 r_V^2}{2R_0} = 7.56 \cdot 10^{-8} H. \quad (4.26)$$

- R_{TW} : resistenza totale dell'avvolgimento toroidale. Il suo valore è stato ricavato applicando la legge di Ohm riferita alla differenza di potenziale ai morsetti di ogni singolo settore e alla corrente toroidale che li attraversa (somma delle 12 correnti). Eventuali lievi discrepanze tra gli andamenti sperimentali e quelli simulati sono da imputarsi proprio a questa grandezza, dato che tali valori sono stati ricavati da una singola prova e non da più prove ripetute in condizioni diverse.

$$\begin{aligned} R_{tw} &= 1.E - 3 * [7.7927 - 7.2832 - 7.9365 - 7.2735 - 7.5176 - 8.0602] \\ &= 1.E - 3 * [7.6141 - 7.7224 - 7.7160 - 7.3181 - 7.9264 - 7.3193] \end{aligned}$$

- R_V : Resistenza del vessel pari a $41\mu\Omega$.

Nota: nel listato di codice Matlab riportato nell'Appendice A.1 si trovano i dati di macchina .

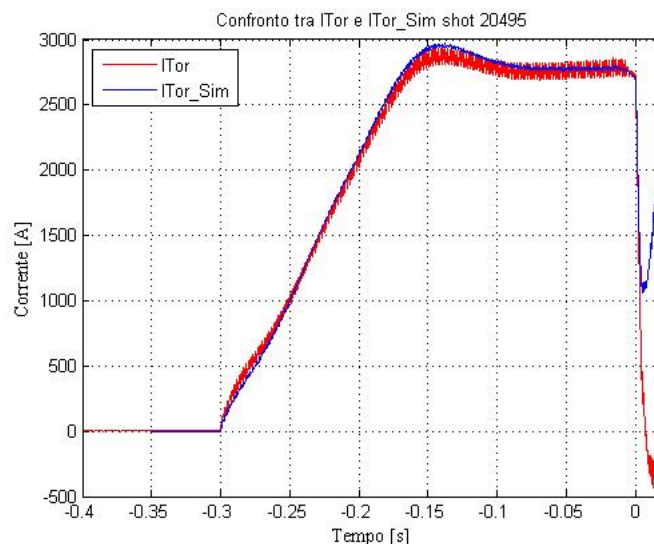


Figura 4.4: Confronto ITor sperimentale e simulata. Shot 20495.

Uscita: ITWSim - Analisi dati simulazione

In accordo con il modello alle variabili di stato il sistema ha due uscite, I_1'' e I_V ; quella d'interesse per il confronto con i dati sperimentali è solamente la prima. Come si evince dalle Fig.4.4 e Fig.4.5 la simulazione fornisce risultati molto vicini a quelli sperimentali a prova che le ipotesi e considerazioni precedentemente fatte sono coerenti con la realtà. La simulazione è limitata agli istanti precedenti a $t = 0$, prima dell'inversione della corrente. Le lievi differenze rispetto alle grandezze sperimentali si possono imputare alla misura della resistenza di avvolgimento toroidale R_{TW} .

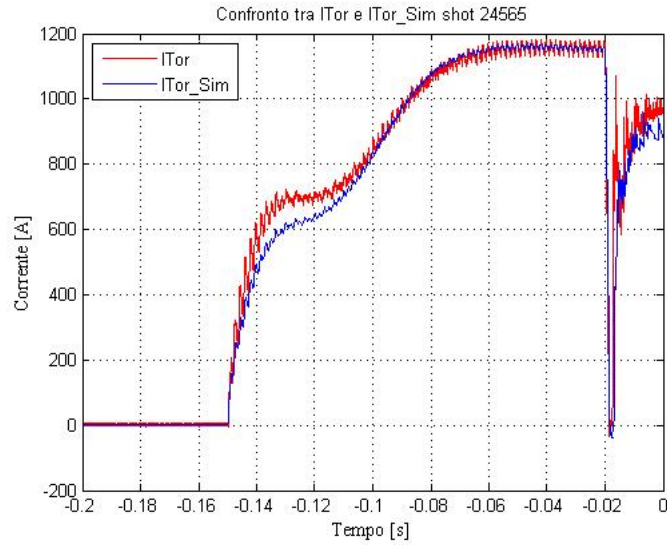


Figura 4.5: Confronto I_{Tor} sperimentale simulata. Shot 54565.

4.2 Fase rovescia

Durante la fase rovescia della corrente, la configurazione elettrica varia rispetto alla fase diretta e può ora essere rappresentata dal parallelo dei singoli settori alimentati contemporaneamente. Si presentano di seguito due approcci distinti per la validazione del modello a vuoto della macchina RFX-Mod; i risultati ottenuti vengono confrontati tra loro e rispetto ad un modello a “scatola nera” precedentemente utilizzato.

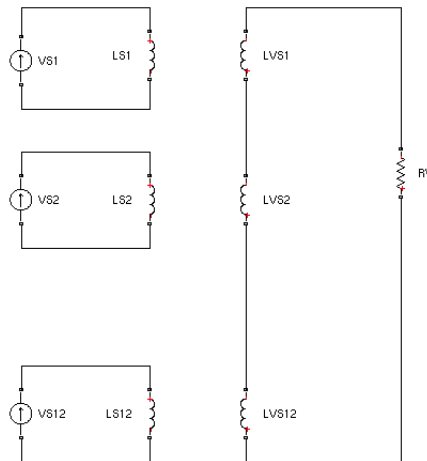


Figura 4.6: Circuito Toroidale - accoppiamento con il vessel.

4.2.1 Circuito equivalente alimentazione toroidale

Una rappresentazione schematica della configurazione elettrica del sistema toroidale durante la fase rovescia, e relativo accoppiamento con il vessel, è riportata in Fig.4.6; abbiamo 12 settori in parallelo, ognuno caratterizzato da una propria resistenza di settore R_S , induttanza L_S , alimentato alla tensione V_S e percorso dalla corrente I_S .

L'equazione di validità generale

$$V = RI + L\dot{I}, \quad (4.27)$$

con riferimento alla figura precedente può essere scritta in forma matriciale:

$$\begin{bmatrix} V_{S1} \\ V_{S2} \\ \vdots \\ V_{S12} \\ 0 \end{bmatrix} = [L_{TOR}] \cdot \begin{bmatrix} \dot{I}_{S-1} \\ \dot{I}_{S-2} \\ \vdots \\ \dot{I}_{S-12} \\ \dot{I}_V \end{bmatrix} + [R_{TOR}] \cdot \begin{bmatrix} I_{S-1} \\ I_{S-2} \\ \vdots \\ I_{S-12} \\ I_V \end{bmatrix} \quad (4.28)$$

dove:

$$L_{TOR} = \begin{bmatrix} L_{S1-1} & L_{S1-2} & \cdot & \cdot & L_{S1-12} & L_{S1-V} \\ L_{S2-1} & L_{S2-2} & \cdot & \cdot & L_{S2-12} & L_{S2-V} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ L_{S12-1} & L_{S12-2} & \cdot & \cdot & L_{S12-12} & L_{S12-V} \\ L_{V-S1} & L_{V-S2} & \cdot & \cdot & L_{V-S12} & L_{V-V} \end{bmatrix} \quad (4.29)$$

e

$$R_{TOR} = \begin{bmatrix} R_{S1} & & & & & \\ & R_{S2} & & & & \\ & & \cdot & & & \\ & & & \cdot & & \\ & & & & R_{S12} & \\ & & & & & R_V \end{bmatrix} \quad (4.30)$$

- La matrice L_{TOR} è una $[13 \times 13]$: la sottomatrice $[12 \times 12]$ è da riferirsi ai soli valori di induttanze tra i singoli settori, mentre l'ultima riga e l'ultima colonna evidenziano rispettivamente l'induttanza tra il vessel ed ogni singolo settore (L_{V-S_i}) e tra ogni singolo settore e il vessel (L_{S_i-V}). Le autoinduttanze ($L_{S_i-i} - L_{V-V}$) si trovano sulla diagonale.
- La matrice R_{TOR} è una matrice diagonale, riporta i valori delle resistenze di avvolgimento di ogni singolo settore ($[12 \times 12]$) e del vessel.

Introduciamo ora due ipotesi per la determinazione dei parametri da utilizzare nel modello alle variabili di stato:

1. Assumiamo che il vessel costituisca un solenoide perfetto; sotto tale ipotesi il valore dell'induttanza tra vessel ed ogni singolo settore rimane sempre lo stesso. In riferimento all'ultima riga della matrice L_{TOR} :

$$L_{V-S1} = L_{V-S2} = L_{V-S3} = \dots = L_{V-S12} = L_{SV} \quad (4.31)$$

2. Ipotesi di funzionamento "ideale"; assumiamo che sia i valori dell'alimentazione che quelli della corrente di settore siano tra loro uguali; tale ipotesi è ammessa dato che, a meno di piccolissime diversità, i profili di tensione e corrente sono gli stessi per tutti e 12 i settori:

$$I_{S1} = I_{S2} = I_{S3} = \dots = I_{S12} \Rightarrow I_{Si} = I_S \quad (4.32)$$

$$V_{S1} = V_{S2} = V_{S3} = \dots = V_{S12} \Rightarrow V_{Si} = V_S . \quad (4.33)$$

Considerando la sola sottomatrice riferita ai settori, essa risulterà essere una $[12 \times 12]$ simmetrica:

$$L_{Sij} = L_{Sji} , \quad (4.34)$$

il flusso associato al settore i -esimo può essere espresso secondo la 4.32 e la 4.34 come:

$$\Psi_{Si} = \sum L_{Sij} I_{Sj} = \sum L_{Sij} I_S = \overline{L_{Si}} I_S , \quad (4.35)$$

con $\overline{L_{Si}}$ riga i -esima della sottomatrice. Dalla 4.35 vogliamo ricavare l'espressione del flusso totale concatenato con tutti e 12 i settori che, per le ipotesi di simmetria, risulta:

$$\Psi_{TW} = \sum \Psi_{Si} = \sum \sum L_{Sij} I_{Sj} = 12 \overline{L_{Si}} I_S = L_{TW} I_S \quad (4.36)$$

con L_{TW} induttanza dell'avvolgimento toroidale completo che, secondo l'ipotesi di solenoide perfetto, può essere esplicitata come:

$$L_{TW} = N^2 \frac{\mu_0 r_{tw}^2}{2R} = (32 \cdot 12)^2 \frac{\mu_0 r_{tw}^2}{2R} , \quad (4.37)$$

dove 32 è il numero di spire per settore e 12 il numero di settori, per un totale di 384 spire. In riferimento alla precedente, possiamo definire la riga i -esima della sottomatrice delle induttanze di settore come:

$$\overline{L_{Si}} = \frac{L_{TW}}{12} = L_S . \quad (4.38)$$

Scriviamo il seguente sistema equivalente alle variabili di stato:

$$\begin{cases} V_S = L_S \dot{I}_S + L_{SV} \dot{I}_V + R_S I_S \\ 0 = 12 L_{SV} \dot{I}_S + L_{VV} \dot{I}_V + R_V I_V \end{cases} ; \quad (4.39)$$

per ricondurci ad una matrice delle mutue induttanze che descriva correttamente il sistema fisico costituito dai 12 settori (e NON da uno solo) andiamo a dividere la seconda espressione per 12:

$$\begin{cases} V_S = L_S \dot{I}_S + L_{SV} \dot{I}_V + R_S I_S \\ 0 = L_{SV} \dot{I}_S + \frac{L_{VV}}{12} \dot{I}_V + \frac{R_V}{12} I_V \end{cases}, \quad (4.40)$$

che in forma convenzionale diventa:

$$\begin{bmatrix} L_S & L_{SV} \\ L_{SV} & \frac{L_{VV}}{12} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{I}_S \\ \dot{I}_V \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} R_S & 0 \\ 0 & \frac{R_V}{12} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_S \\ I_V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_S \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.41)$$

e identifica il modello alle variabili di stato da utilizzarsi nella simulazione Simulink, tali parametri valgono:

$$L_S = \frac{L_{TW}}{12} = \frac{1}{12} N^2 \frac{\mu_0 r_{tw}^2}{2R} = \frac{(32 \cdot 12)^2}{12} \cdot \frac{4\pi 10^{-7}}{2 \cdot 2} \cdot 0,67^2 = 1,5 \text{ mH} \quad (4.42)$$

$$\hat{L}_{VV} = \frac{L_{VV}}{12} = 6,3 \cdot 10^{-9} \text{ H} \quad (4.43)$$

$$L_{SV} = 32 \cdot L_{VV} = 2,41 \cdot 10^{-6} \text{ H}. \quad (4.44)$$

4.2.2 Circuito equivalente del trasformatore

Scriviamo le equazioni per il circuito equivalente del trasformatore partendo da una schematizzazione grafica utile per individuare le grandezze associate ad un singolo settore e la sua interazione con il vessel.

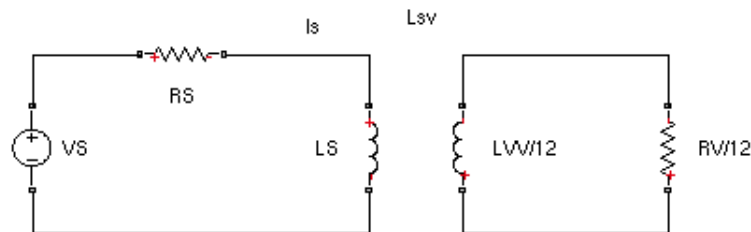


Figura 4.7: Schema circuitale riferito ad un solo settore.

Ricorrendo al modello del trasformatore equivalente, la precedente Fig.4.7 diventa:

con

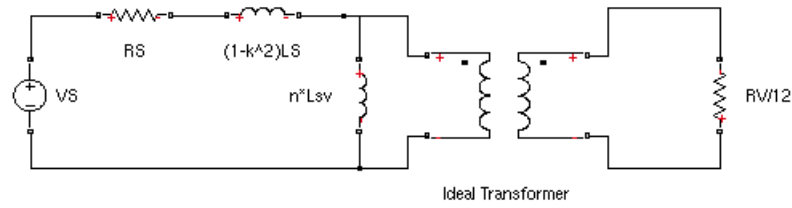


Figura 4.8: Primo passaggio per modello circuito equivalente del trasformatore.

$$K^2 = \frac{L_{SV}^2}{L_S \cdot \frac{L_{VV}}{12}} \quad (4.45)$$

e

$$n = \frac{L_{SV}}{\frac{L_{VV}}{12}} = \frac{32 \cdot L_{VV}}{\frac{L_{VV}}{12}} = 384; \quad (4.46)$$

possiamo fare un ulteriore passaggio algebrico e scrivere:

$$(1 - k^2)L_S = L_S - K^2L_S = L_S - \frac{L_{SV}^2}{\frac{L_{VV}}{12}} = L_S - n^2 \frac{L_{VV}}{12}, \quad (4.47)$$

la Fig.4.8 diventa:

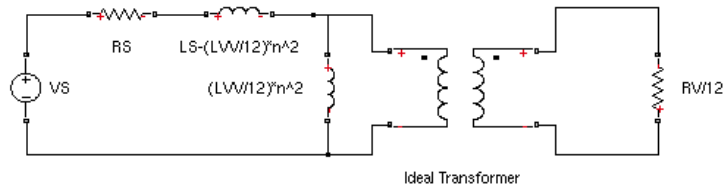


Figura 4.9: Secondo passaggio per modello circuito equivalente.

da cui lo schema di Fig.4.10. In totale analogia con quanto visto precedentemente scriviamo nella forma canonica le equazioni alle variabili di stato che identificano il comportamento del sistema in questa condizione definendone i parametri: essi risultano diversi dai precedenti, essendo variata la configurazione:

$$\begin{bmatrix} \frac{L_S}{n^2} - \frac{L_{VV}}{12} + \frac{L_{VV}}{12} & \frac{L_{VV}}{12} \\ \frac{L_{VV}}{12} & \frac{L_{VV}}{12} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} n\dot{I}_S \\ \dot{I}_V \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{R_S}{n^2} & 0 \\ 0 & \frac{R_V}{12} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} nI_S \\ I_V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{V_S}{n} \\ 0 \end{bmatrix}; \quad (4.48)$$

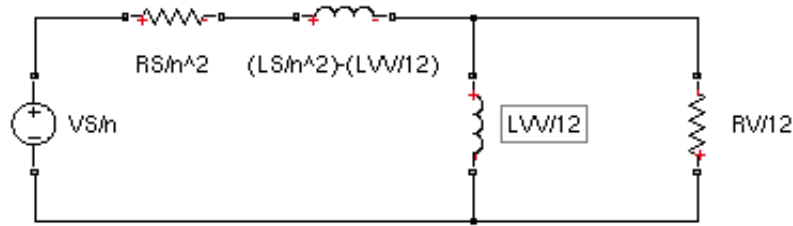


Figura 4.10: Schema definitivo trasformatore equivalente.

posto:

$$L_{TOR_V} = \begin{bmatrix} \frac{L_S}{n^2} & \frac{L_{VV}}{12} \\ \frac{L_{VV}}{12} & \frac{L_{VV}}{12} \end{bmatrix} \quad (4.49)$$

$$R_{TOR_V} = \begin{bmatrix} \frac{R_S}{n^2} & 0 \\ 0 & \frac{R_V}{12} \end{bmatrix}. \quad (4.50)$$

Si noti in particolare come compaiano i rapporti di trasformazione n ed n^2 nelle grandezze associate alla corrente e tensione di settore e in quelle dei parametri del circuito elettrico L_S e R_S .

La 4.48 esplicitata diventa

$$\left\{ \begin{array}{l} \begin{bmatrix} n\dot{I}_S \\ \dot{I}_V \end{bmatrix} = -R_{TOR_V} \cdot L_{TOR_V}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} nI_S \\ I_V \end{bmatrix} + L_{TOR_V}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \frac{V_S}{n} \\ 0 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} Y_1 \\ Y_2 \end{bmatrix} = C_{TOR_V} \cdot \begin{bmatrix} I_S \\ I_V \end{bmatrix} + D_{TOR_V} \cdot \begin{bmatrix} V_S \\ 0 \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (4.51)$$

ed i parametri da utilizzare nel blocco "State-Space" di Simulink risultano:

$$A_{TOR_V} = -R_{TOR_V} \cdot L_{TOR_V}^{-1}$$

$$B_{TOR_V} = L_{TOR_V}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n} \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$C_{TOR_V} = \begin{bmatrix} \frac{1}{n} & 0 \end{bmatrix}$$

$$D_{TOR_V} = [0].$$

4.2.3 Risposta a gradino modello a vuoto

Per l'analisi della risposta a gradino del modello a vuoto analizziamo i risultati ottenuti utilizzando i parametri determinati nei paragrafi precedenti (entrambi i casi) all'interno dello schema riportato in Fig.4.11; i confronti vengono effettuati rispetto ad un modello a scatola nera.

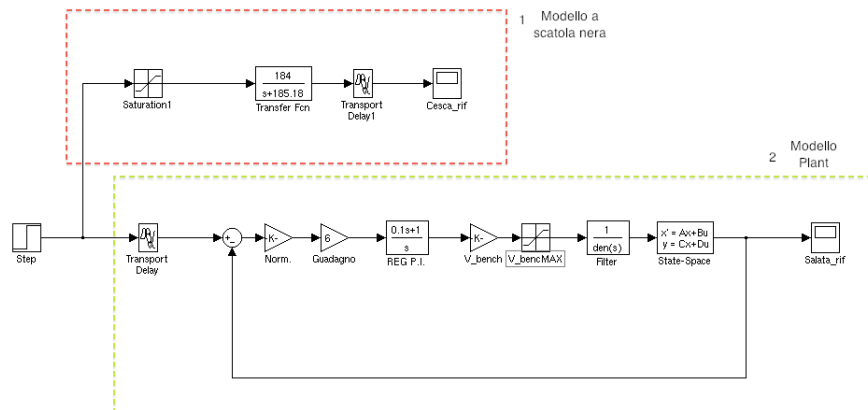


Figura 4.11: Modello utilizzato per i confronti.

La f.d.t presente nel blocco 1 è nota [13] e simula la risposta in catena chiusa del sistema durante il funzionamento a vuoto nella fase rovescia:

$$G_1(s) = \frac{184}{s + 185.18} . \quad (4.52)$$

Il blocco 2 è anch'esso costituito da un sistema in catena chiusa ed è predisposto ad essere utilizzato con i parametri della macchina RFX-Mod quando si prenderanno come ingressi quelli reali e non un generico impulso a gradino. I parametri del regolatore P.I. valgono $K_i = 6$ e $K_P = 0.6$; $A - B - C - D$ del blocco "State-Space" sono determinati secondo la 4.41 e la 4.51. Il modello viene fatto girare imponendo un ingresso a gradino dell'ampiezza di 1000 A, usando alternativamente i parametri ottenuti nel primo e nel secondo caso con riferimento a quanto visto precedentemente: i risultati sono stati plottati su di un unico grafico in cui compare anche l'andamento del modello a "scatola nera" per un più rapido confronto tra i tre andamenti.

In Fig.4.12 sono riportati i risultati delle tre simulazioni e si evince come i due modelli coincidano dato che nella figura sono praticamente sovrapposti. Perché il sistema lineare sia la rappresentazione di un sistema elettrico si deve utilizzare il modello del circuito equivalente affinché la matrice delle induttanze soddisfi le proprietà dei componenti elettrici e sia definita positiva; dalla 4.41 inoltre si vede

che L_{TOR} non è simmetrica. Con questo approccio il sistema risulta inoltre meglio condizionato dal punto di vista numerico e da ora in poi sarà l'unico modello cui si farà riferimento nella trattazione pur essendovi una completa corrispondenza tra i due.

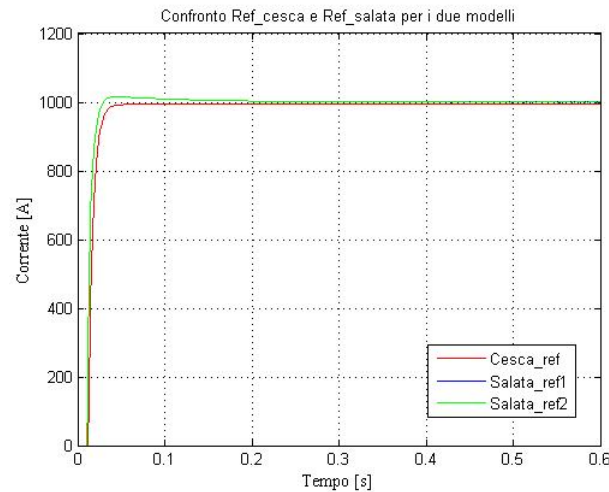


Figura 4.12: Confronto risultati simulazioni.

4.2.4 Validazione modello - fase rovescia

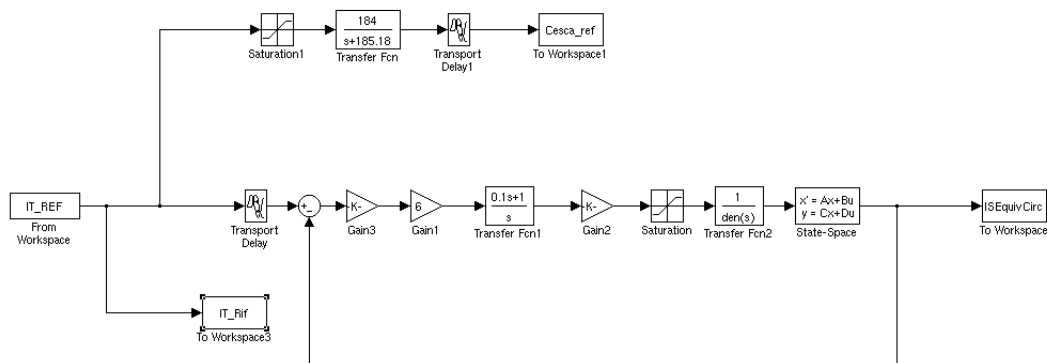
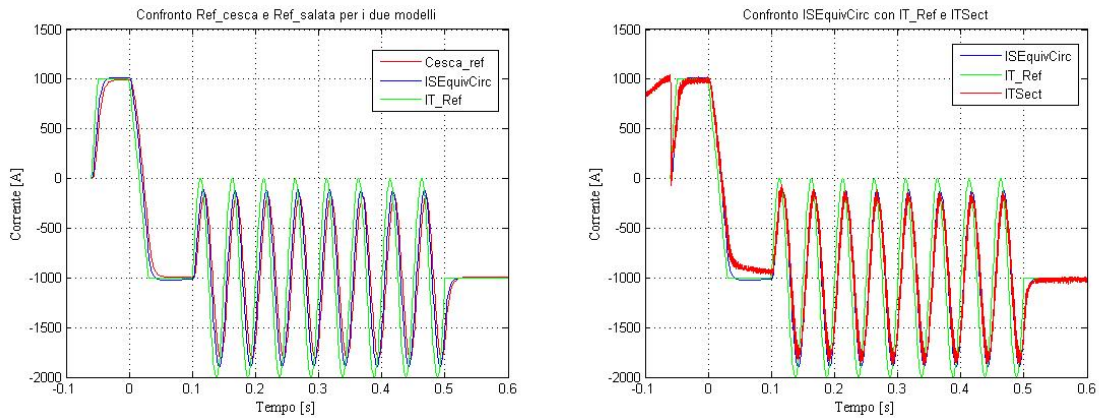


Figura 4.13: Modello circuitale shot 28033 a vuoto.

In totale analogia con quanto visto per l'impulso a gradino, ci proponiamo ora di fare il confronto tra i risultati forniti dalla simulazione nel caso in cui si prenda

come oggetto del confronto il riferimento di corrente toroidale di un singolo settore. L'analisi viene effettuata per l'impulso 28033 ed il modello circuitale riportato in Fig.4.13 è del tutto simile a quello precedente, con l'accortezza di inserire i parametri corretti per la saturazione, la normalizzazione e la tensione massima di banco che sono noti dai data sheets di RFX-Mod e verranno esposti in dettaglio nei prossimi capitoli quando affronteremo la trattazione con plasma.

Nella Fig.4.14a sono riportati l'andamento del riferimento di corrente e le uscite dei due modelli: si vede come quello in blu segua meglio il riferimento essendo più veloce e di validità generale. Nella Fig.4.14b sono riportati gli andamenti della corrente toroidale di un settore, il riferimento associato e la corrente simulata. Questi buoni risultati per la validazione per il funzionamento a vuoto ci permettono dunque di implementare il modello del circuito equivalente (con le opportune modifiche dei parametri) in presenza di plasma. Per i dettagli sul programma si veda l'Appendice A.2.



(a) Grandezze simulate e riferimento.

(b) Grandezze simulate e sperimentali.

Figura 4.14: Confronti per lo shot 28033.

Capitolo 5

Funzionamento con plasma

In presenza di plasma il “secondario” del trasformatore equivalente subisce delle variazioni rispetto al funzionamento a vuoto, dovute alla presenza ed inevitabile influenza esercitata dal plasma stesso sul circuito; i suoi parametri dovranno essere valutati in maniera adeguata. In questo capitolo, a partire dai dati sperimentali ottenuti da RFX-Mod, si determineranno, sotto opportune ipotesi e per determinati impulsi, i valori di tali parametri per poterli poi utilizzare all’interno del modello totale per il controllo del parametro F.

5.1 Modello del sistema in presenza di plasma

L’evoluzione della tensione di giro poloidale a bordo plasma V_P viene descritta dalla seguente equazione:

$$V_P = L_\theta(\Theta) \frac{dI_\theta}{dt} + M_\theta(\Theta) \frac{dI_p}{dt} \quad (5.1)$$

dove I_θ è la componente della corrente di plasma per l’avvolgimento monospira che crea il campo toroidale a bordo plasma $Bt(a)$: il controllo di questa corrente dunque corrisponde ad avere il controllo sul $Bt(a)$. La 5.1 sottolinea l’effetto della variazione della corrente toroidale di plasma sulla tensione di giro poloidale a bordo plasma. I coefficienti L_θ ed M_θ , associabili ad una induttanza ed ad una mutua induttanza, verranno stimati a partire da alcune famiglie di impulsi con determinate caratteristiche e la loro analisi ci porterà a delle utili considerazioni di carattere generale; dato che il parametro L_θ non varia significativamente durante la fase di flat-top può essere considerato costante in tale intervallo.

Nel modello utilizzato per studiare il circuito e progettare il sistema di controllo, la tensione di giro poloidale sul vessel V_P è espressa come:

$$V_P = (L_{VP} + L_\theta) \frac{dI_\theta}{dt} + V_\theta \quad (5.2)$$

dove L_{VP} è l’induttanza relativa allo spazio tra vessel e bordo plasma, V_θ è un generatore di tensione che rappresenta l’accoppiamento con la corrente toroidale di

plasma e la sua ampiezza è associata alla derivata temporale della corrente di plasma secondo la:

$$V_\theta = M_\theta \frac{dI_P}{dt}. \quad (5.3)$$

La relazione 5.3 mette in risalto come verrà stimato il generatore di tensione addizionale, mentre il seguente schema circuitale fornisce un'idea schematica ed intuitiva di come sia rappresentato l'intero sistema in presenza di plasma; in particolare si notino le differenze con lo schema a vuoto "lato plasma-secondario".

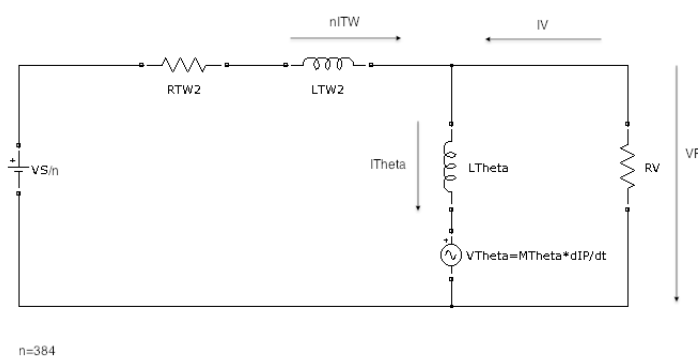


Figura 5.1: Modello circuitale semplificato in presenza di plasma.

Per determinare i valori di L_θ e M_θ si è ricorsi a due metodi distinti, entrambi basati sullo studio e l'analisi di alcune famiglie di impulsi con plasma della macchina RFX-Mod. Si illustrano tali metodi facendo attenzione a non perdere di vista lo scopo ultimo di questa analisi, ossia simulare il funzionamento di tutto il circuito equivalente in presenza di plasma in modo da poter controllare il parametro F : i valori di L_θ e M_θ ricavati in questa sede verranno utilizzati all'interno della simulazione globale al fine di valutarne l'effetto con riferimento alle grandezze caratteristiche che si vorranno controllare, ossia la corrente di avvolgimento toroidale e il campo toroidale alla parete $Bt(a)$ e confrontarle con quanto rilevato sperimentalmente.

L'equazione che esprime il flusso toroidale (e quindi la tensione di giro poloidale V_P) in funzione dei parametri L_θ e M_θ in riferimento alla 5.1 può essere scritta anche come:

$$\phi_T = \int V_P dt = \int (L_\theta \dot{I}_\theta + M_\theta \dot{I}_P) dt. \quad (5.4)$$

5.2 Stima di L_θ

Per determinare il valore di L_θ prendiamo degli impulsi nei quali la corrente di plasma I_P rimanga costante e pertanto la sua derivata nel tempo $\frac{dI_P}{dt}$ sia nulla;

con riferimento all Eq.5.4 il termine cui è associato M_θ sparisce, permettendoci di determinare la grandezza di nostro interesse a partire dalla V_P .

Si ha dunque

$$\phi_T = \int V_P dt = \int (L_\theta \dot{I}_\theta + M_\theta \dot{I}_P) dt = \int L_\theta \dot{I}_\theta dt \quad (5.5)$$

da cui si ricava:

$$L_\theta = \frac{V_P}{\dot{I}_\theta}. \quad (5.6)$$

Rimane da determinare la \dot{I}_θ da utilizzare per ricavare l'incognita voluta: la cosa risulta pressochè immediata dato che, come accennato precedentemente, la relazione che intercorre tra la corrente I_θ al secondario e il campo toroidale a bordo plasma $Bt(a)$ (rilevato sperimentalmente) dipende dalle caratteristiche fisiche della macchina ed è costante:

$$I_\theta = \frac{2\pi R Bt(a)}{\mu_0}. \quad (5.7)$$

Le famiglie di impulsi analizzate in questo contesto si distinguono tra loro in base al tipo di controllo applicato: inizialmente si analizzano spari con OPCD (*Oscillating Poloidal Current Drive*) ad oscillazione sinusoidale, studiati con il metodo della DFT (Discrete Function Transfer) poi spari con OPCD a rampa. Ci si aspetta che i valori di L_θ ricavati siano coerenti tra di loro.

5.2.1 Analisi impulsi con OPCD ad oscillazione sinusoidale

Nella stesura del codice Matlab utilizzato per l'analisi della risposta in frequenza (DFT) al fine di determinare L_θ bisogna prestare particolare attenzione nel considerare per ognuno degli impulsi analizzati il corretto indice temporale per le oscillazioni di $Bt(a)$. Possiamo dire che il programma si divida in due parti: la prima riferita all'acquisizione dei segnali d'interesse (opportunamente filtrati e mediati) e la seconda all'analisi in frequenza dei segnali per la trasformata di Fourier.

Si acquisiscono le grandezze del campo toroidale a bordo plasma e i valori forniti dalle dieci sonde che rilevano la tensione di giro poloidale (di tali valori verrà poi presa una media) quindi si determina l'intervallo temporale associato all'oscillazione del campo toroidale a bordo plasma $Bt(a)$, in modo da avere un'unica base dei tempi (interpolazione) per ricavare il valore di I_θ secondo la Eq.5.7.

Si effettua infine l'analisi in frequenza delle grandezze di nostro interesse ricorrendo alla trasformata di Fourier: in questa sede verrà illustrato per esteso il procedimento seguito per determinare il valore di L_θ per lo sparo 21636, sottolineando che comunque tale metodo rimane ovviamente valido anche per gli altri spari con caratteristiche analoghe.

Determinazione di L_θ (shot: 21636)

Per ottenere dei buoni risultati, privi di una forte componente di rumore, cerchiamo di considerare un'ampiezza del segnale che sia multipla del numero di periodi corrispondenti alla frequenza di maggiore interesse, ripulendo così lo spettro dalle componenti "sporche". In Fig.5.2 si riporta l'andamento della corrente di plasma e del parametro di rovesciamento F dello sparo in esame.

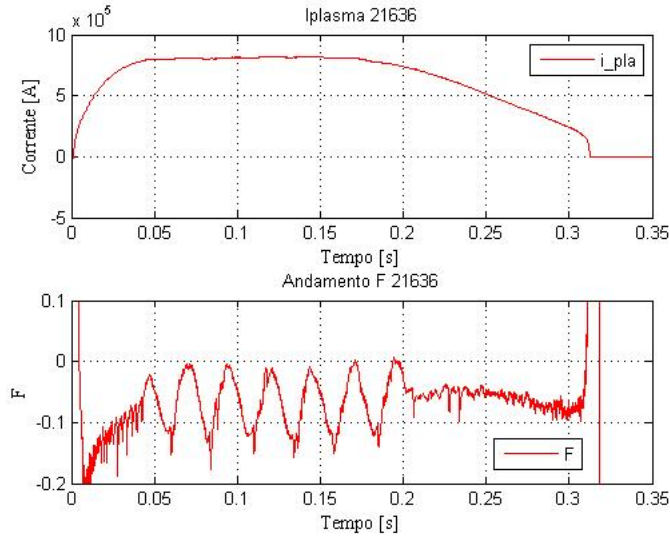


Figura 5.2: Corrente di Plasma e parametro di rovesciamento. Shot 21636.

Analizzando con il programma *Jscope* la forma d'onda della tensione di giro poloidale si trova che il segnale ha una frequenza di circa $37 \div 39\text{Hz}$: considerando che la nostra frequenza di campionamento è di 10 KHz ($dt_{DFT} = 10^{-4}$) ed il numero di campioni è associato alla lunghezza del vettore della tensione di giro poloidale (opportunamente mediata e filtrata) possiamo determinare, in accordo con la teoria dell'analisi in frequenza, le seguenti grandezze:

$$N_Samples = lenghtVp = 1100 \quad (5.8)$$

$$dt_DFT = 10^{-4}s \quad (5.9)$$

$$Freq_base = \frac{1}{N_Samples * dt_DFT} = \frac{1}{1100 * 10^{-4}} = 9.1Hz . \quad (5.10)$$

Ricorriamo alla funzione `fft` del programma Matlab per effettuare l'analisi, impostando come input il valore della corrente monospira al secondario (I_θ) e come output la tensione di giro poloidale (V_P) in modo da poter ricavare dal loro rapporto, in accordo con la 5.6:

$$L_\theta = \frac{V_\theta}{I_\theta \omega}. \quad (5.11)$$

I risultati ottenuti vengono riportati in due grafici con scala semilogaritmica.

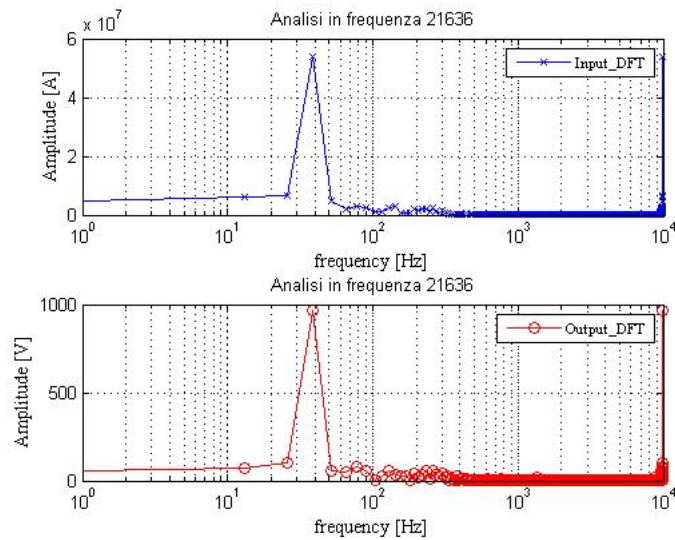


Figura 5.3: Analisi in frequenza di I_θ e V_p .

Si noti come risulti particolarmente evidente il quarto campione, quello di nostro interesse, alla frequenza di $10^{1,59} = 38.5 \text{ Hz}$, molto vicina, come ci si aspettava, alla frequenza del segnale pari a circa $37 \div 39 \text{ Hz}$ ossia quattro volte la frequenza di base pari a 9.1 Hz .

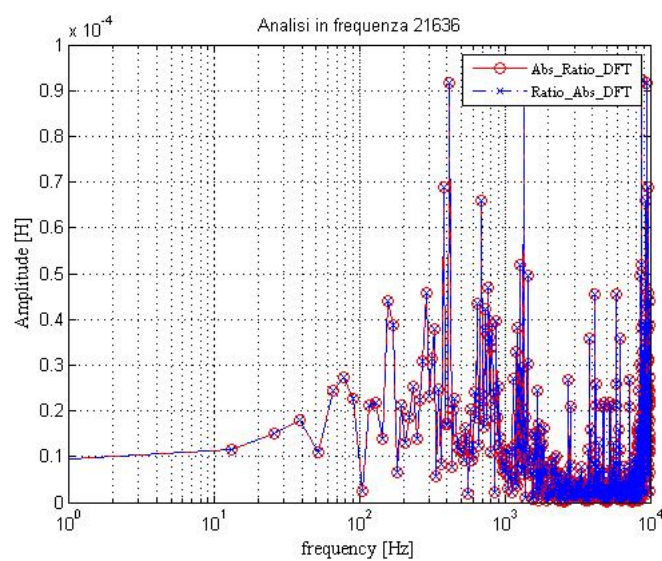


Figura 5.4: Rapporto tra I_θ e V_p .

In corrispondenza alla frequenza di nostro interesse (e al quarto campione in Fig.5.4) abbiamo un massimo relativo, conseguentemente per $f = 39 \text{ Hz}$ (circa) tale rapporto vale $1.8 \cdot 10^{-5} H$. Come accennato precedentemente tale valore dovrà essere diviso per la ω associata alla frequenza del segnale:

$$\omega = 2\pi f = 2 \cdot 3.14 \cdot 38.5 = 240 \text{ [rad/s]}. \quad (5.12)$$

Determinata la ω calcoliamo la L_θ , alla frequenza di segnale pari a 38.5 Hz: per l'impulso 21636, OPCD ad oscillazione sinusoidale, vale:

$$L_\theta = \frac{1.8 \cdot 10^{-5}}{240} = 7.4 \cdot 10^{-8} \text{ [H]}. \quad (5.13)$$

Risultati ottenuti per gli altri spari

Il metodo precedentemente illustrato è applicabile anche ad altri impulsi con caratteristiche simili: si presti attenzione a determinare correttamente la frequenza del segnale e l'intervallo temporale in cui lo si va ad analizzare; nella Tab.5.1 vengono riportati i valori di L_θ ricavati per alcuni impulsi applicando il metodo esposto. Per i dettagli sul programma si veda l'Appendice B.1.

Shot	L_θ [nH]
21636	72
21639	76
21648	66
21649	64

Tabella 5.1: Valori L_θ prima famiglia impulsi.

5.2.2 Analisi spari con OPCD a rampa

Riportiamo in Fig.5.5 un andamento caratteristico per i impulsi di tipo OPCD a rampa. Per analizzare questa famiglia di impulsi con OPCD a rampa, rifacendoci alla 5.6, identifichiamo l'intervallo temporale in cui si possa effettuare la derivata del segnale $Bt(a)$ (decrescente) in modo da poterci poi ricondurre secondo la 5.7 alla derivata della corrente monospira \dot{I}_θ necessaria per calcolare L_θ . Normalmente questo procedimento è valido per le grandezze non derivate, ma data la buona forma d'onda del segnale, è estendibile anche alle derivate dei segnali stessi. Parallelamente il segnale di tensione poloidale V_P (opportunamente mediato e filtrato) dovrà essere limitato allo stesso intervallo di tempo in modo da poter effettuare il rapporto tra le due grandezze: operativamente effettuare questa analisi risulta piuttosto semplice ed immediata infatti si riesce ad identificare facilmente l'intervallo temporale in cui il segnale $Bt(a)$ presenta una fase decrescente evidente sulla quale effettuare un fit lineare utilizzando Matlab. La grandezza da noi cercata è il rapporto puntuale tra la V_P e la \dot{I}_θ nell'intervallo di interesse.

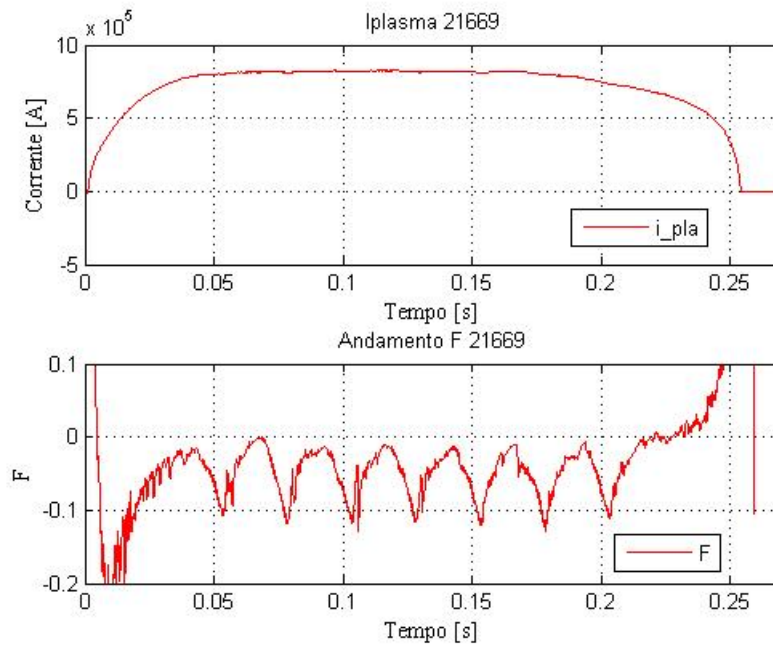


Figura 5.5: Corrente di Plasma e parametro di rovesciamento F. Shot 21669.

La Fig.5.6 presenta l'andamento dei segnali $Bt(a)$ e V_P nell'intervallo di tempo considerato.

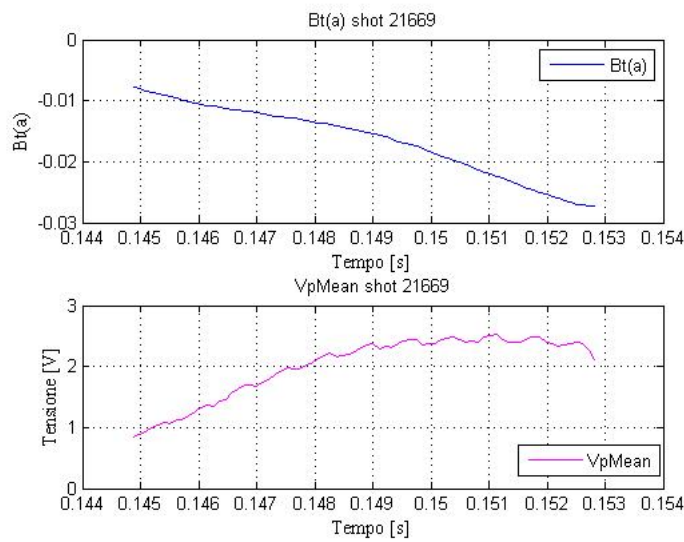


Figura 5.6: Andamento di $Bt(a)$ e V_P .

Il valore di L_θ che si ricava da quest'analisi è di $75nH$, del tutto in linea con quelli ricavati nella serie di impulsi precedenti ad oscillazione sinusoidale con frequenza imposta.

Nella tabella 5.2 si riportano i valori della L_θ ricavati per gli altri impulsi di questo tipo ed anch'essi risultano compatibili con quelli calcolati nel paragrafo precedente.

Essi risentono dell'intervallo temporale considerato per la derivazione: utilizzando il programma Jscope per l'analisi dei segnali si è cercato quindi di prendere come istante iniziale quello in cui si coglie l'inizio della decrescita del segnale e come finale quello in cui la decrescita si ferma. Per i dettagli sul programma si veda l'Appendice B.2.

Shot	L_θ [nH]
21669	75
21674	68.4
21684	66.9
21686	57.5
21688	63.2

Tabella 5.2: Valori L_θ seconda famiglia di impulsi.

5.3 Stima di M_θ

Abbiamo finora stimato L_θ da impulsi OPCD con oscillazione sinusoidale (usando la trasformata di Fourier) e con oscillazione a rampa: in entrambe le famiglie di impulsi, in accordo con la 5.4, il termine associato alla M_θ è nullo essendo la corrente di plasma costante quindi nulla la sua derivata. Per stimare tale parametro facciamo un ragionamento inverso, consideriamo impulsi in cui I_θ sia costante quindi nulla la sua derivata \dot{I}_θ in modo tale che la 5.4 si riduca a:

$$\phi_T = \int V_p dt = \int (L_\theta \dot{I}_\theta + M_\theta \dot{I}_P) dt = \int M_\theta \dot{I}_P dt. \quad (5.14)$$

Procediamo in maniera analoga a quella precedente e ricaviamo M_θ derivando la corrente di plasma in accordo con la:

$$M_\theta = \frac{V_\theta}{\dot{I}_P}. \quad (5.15)$$

Riportiamo due impulsi caratteristici, uno con F poco profondo (Shallow) e rampa positiva di corrente di plasma (Fig.5.7) ed uno con F profondo (Fig.5.8).

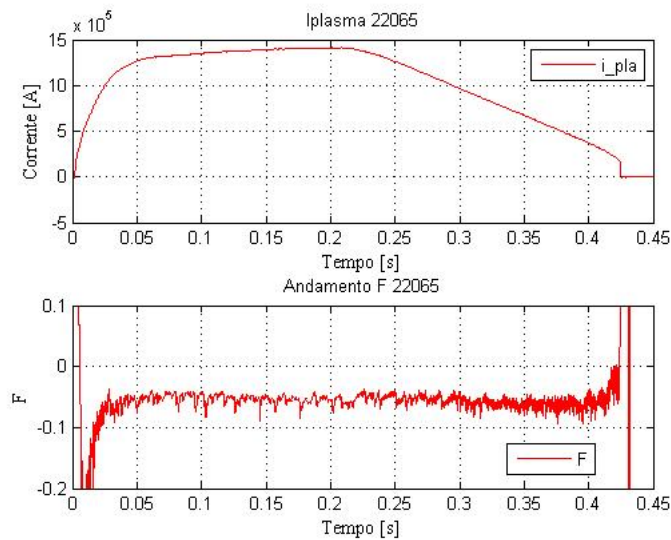


Figura 5.7: Impulso con F-Shallow.

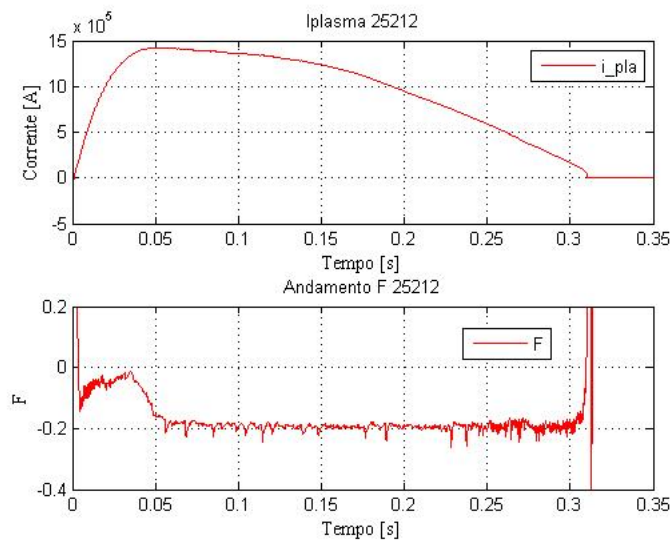


Figura 5.8: Impulso con F profondo.

Si utilizza la funzione Polyfit di Matlab, stabilendo il corretto intervallo temporale in cui fare la derivata della corrente di plasma (filtrata) e ripetendo l'operazione per tutta la serie di impulsi di questa famiglia: il valore della V_P (mediata e filtrata) deve essere valutato nello stesso intervallo temporale e la base dei tempi ridefinita affinché il rapporto tra le due grandezze sia possibile. Nella tabella sottostante vengono riportati i valori di M_θ calcolati con il sopracitato metodo. Per i dettagli sul programma si veda l'Appendice B.3.

Shot	M_θ [nH]	Tipo di impulso
22065	268	rampa di corrente positiva
22069	290	rampa di corrente positiva
25211	183	evoluzione libera, F molto profondo
25212	183	evoluzione libera, F molto profondo
25349	198	evoluzione libera, F poco profondo
25363	202.3	evoluzione libera, F poco profondo
25367	202.5	evoluzione libera, F poco profondo

Tabella 5.3: Valori stimati di M_θ .

5.4 Considerazioni sui risultati ottenuti

In accordo con quanto visto nei paragrafi 3.1 e 5.1 possiamo scrivere le seguenti relazioni:

$$\Theta = \frac{Bp(a)}{\langle Bt \rangle} = \frac{\mu_0 I_P}{2\pi a} \cdot \frac{1}{\langle Bt \rangle} = \frac{\mu_0 I_P}{2\pi a} \cdot \frac{\pi a^2}{\phi_T} \quad (5.16)$$

$$= \frac{\mu_0 a}{2} \cdot \frac{I_P}{\phi_T} \implies \phi_T = \frac{\mu_0 a}{2\Theta} I_P; \quad (5.17)$$

la tensione di giro poloidale secondo la legge di Lenz vale:

$$V_P = -\frac{d\phi_T}{dt}. \quad (5.18)$$

Avendo assunto che il parametro di pinch Θ sia costante durante il flat-top della corrente di plasma (in realtà varia del 20% poichè vale $1.35 < \Theta < 1.6$) possiamo riscrivere la precedente come:

$$V_P = \frac{d}{dt} \left(\frac{\mu_0 a}{2\Theta} \cdot I_P \right) = \frac{\mu_0 a}{2} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{I_P}{\Theta} \right) \approx \frac{\mu_0 a}{2\Theta} \cdot \dot{I}_P \quad (5.19)$$

e definire una V_θ stimata che dipenda temporalmente dalla sola derivata della corrente di plasma in accordo con la Eq.5.3; inserendo i parametri di RFX-Mod nella 5.19 otteniamo:

$$V_\theta = \frac{\mu_0 a}{2\Theta} \cdot \dot{I}_P = M_\theta \cdot \dot{I}_P \implies M_\theta \approx 2.35 \cdot 10^{-7} H;$$

il valore calcolato è in linea con quelli stimati nel paragrafo precedente.

Per quanto riguarda invece L_θ possiamo affermare che vale sempre la:

$$L_{\theta_AVE} < L_{VV}. \quad (5.20)$$

Come era logico aspettarsi la presenza del plasma comporta una riduzione del valore dell'induttanza al secondario che, come riportato nella Eq.4.26 per il caso a vuoto

vale $L_{VV} = 7.56 \cdot 10^{-8} H$. Il valore stimato è in linea con quelli riportati in vari articoli che mettono in relazione il variare di L_θ al variare del parametro Θ . [1]

Accertata la validità di quanto riportato nelle Tab.5.1 e 5.2 per i valori di L_θ , e nella Tab.5.3 per M_θ , possiamo definire un valore medio da poter utilizzare come punto di partenza per la validazione del modello dinamico in presenza di plasma:

$$\begin{aligned}M_{\theta_AVE} &= 2.10 \cdot 10^{-7} H \\L_{\theta_AVE} &= 6.67 \cdot 10^{-8} H.\end{aligned}$$

Capitolo 6

Caratterizzazione modello con plasma

Studiamo il circuito equivalente in presenza di plasma: compaiono in questa sede i valori di L_θ ed M_θ ricavati nel Cap.5 e riportati nelle tabelle 5.1, 5.2 e 5.3. Si noti come l'induttanza a vuoto L_{VV} venga rimpiazzata da quella associata al funzionamento con plasma L_θ mentre M_θ compaia associata alla derivata della corrente di plasma secondo la Eq.5.1.

$$\begin{aligned}M_{\theta_AVE} &= 2.10 \cdot 10^{-7} H \\L_{\theta_AVE} &= 6.67 \cdot 10^{-8} H.\end{aligned}$$

6.1 Circuito equivalente con plasma

In totale analogia con quanto visto nel paragrafo 4.2.2, rappresentiamo graficamente il circuito equivalente (grandezze riferite ad un singolo settore) in presenza di plasma.

Anche in questo caso valgono le considerazioni del capitolo precedente ed i valori dei parametri L_θ ed M_θ risultano essere un dodicesimo di quelli totali calcolati. In particolare abbiamo:

$$V_\theta = \frac{M_\theta}{12} \dot{I}_P = \frac{M_\theta}{12} \frac{dI_P}{dt}. \quad (6.1)$$

Sistema alla variabili di stato con plasma

Risolviamo le due maglie del circuito di Fig.6.1:

$$\begin{cases} -\frac{V_S}{n} + \frac{R_S}{n^2} \cdot nI_S + n\dot{I}_S \left(\frac{L_S}{n^2} - \frac{L_\theta}{12} \right) + \frac{L_\theta}{12} (n\dot{I}_S + \dot{I}_V) + \frac{M_\theta}{12} \dot{I}_P = 0 \\ -\frac{M_\theta}{12} \dot{I}_P - \frac{L_\theta}{12} (n\dot{I}_S + \dot{I}_V) - \frac{R_V}{12} I_V = 0 \end{cases} \quad (6.2)$$

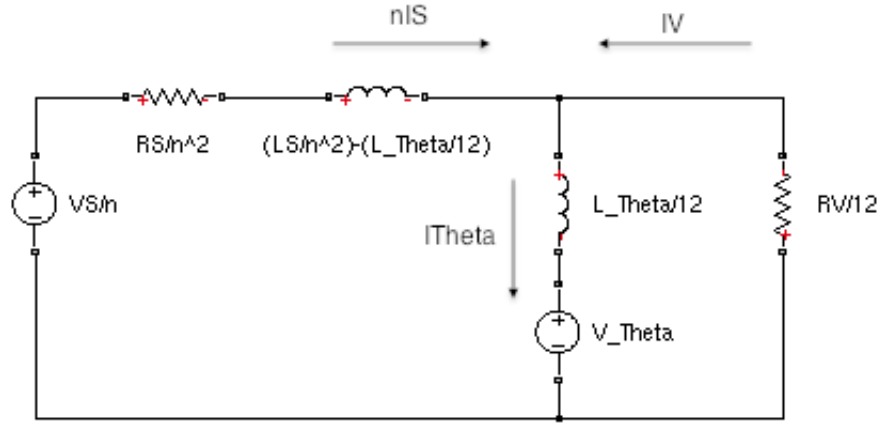


Figura 6.1: Modello circuito equivalente in presenza di plasma

e riscriviamo la 6.2 in forma matriciale:

$$\begin{bmatrix} \frac{V_S}{n} & -\frac{M_\theta}{12} \dot{I}_P \\ 0 & -\frac{M_\theta}{12} \dot{I}_P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{L_S}{n^2} & \frac{L_\theta}{12} \\ \frac{L_\theta}{12} & \frac{L_\theta}{12} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} n\dot{I}_S \\ \dot{I}_V \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{R_S}{n^2} & 0 \\ 0 & \frac{R_V}{12} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} nI_S \\ I_V \end{bmatrix}. \quad (6.3)$$

Possiamo definire in analogia con quanto visto prima, le matrici:

$$L_{TOR_P} = \begin{bmatrix} \frac{L_S}{n^2} & \frac{L_\theta}{12} \\ \frac{L_\theta}{12} & \frac{L_\theta}{12} \end{bmatrix} \quad (6.4)$$

$$R_{TOR_P} = R_{TOR} = \begin{bmatrix} \frac{R_S}{n^2} & 0 \\ 0 & \frac{R_V}{12} \end{bmatrix} \quad (6.5)$$

dove il pedice P è da riferirsi al funzionamento con plasma.

La matrice delle induttanze varia rispetto al funzionamento a vuoto, mentre quella delle resistenze non risente (ovviamente) della presenza del plasma. Il plasma viene visto dal sistema come un generatore di tensione e possiamo scrivere:

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} n\dot{I}_S \\ \dot{I}_V \end{bmatrix} = -R_{TOR_P} \cdot L_{TOR_P}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} nI_S \\ I_V \end{bmatrix} + L_{TOR_P}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \frac{V_S}{n} & -\frac{M_\theta}{12} \dot{I}_P \\ 0 & -\frac{M_\theta}{12} \dot{I}_P \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} Y_1 \\ Y_2 \end{bmatrix} = C_{TOR_P} \cdot \begin{bmatrix} I_S \\ I_V \end{bmatrix} + D_{TOR_P} \cdot \begin{bmatrix} V_S \\ \frac{M_\theta}{12} \dot{I}_P \end{bmatrix} \end{cases} \quad (6.6)$$

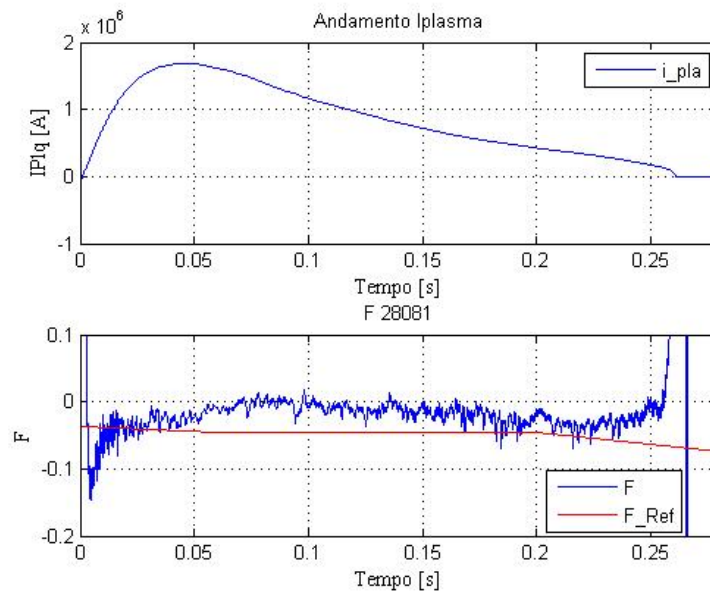


Figura 6.2: Sparo 28081 - perdita rovesciamento

con:

$$A_{TORP} = -R_{TORP} \cdot L_{TORP}^{-1}$$

$$B_{TORP} = L_{TORP}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n} & -\frac{M_\theta}{12} \\ 0 & -\frac{M_\theta}{12} \end{bmatrix}$$

$$C_{TORP} = \begin{bmatrix} \frac{1}{n} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$D_{TORP} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

6.2 Modello in catena aperta (OLFC)

Fino a Maggio 2010 il sistema di controllo del parametro F in RFX-Mod era a catena aperta; le sue prestazioni non erano particolarmente brillanti e per gli impulsi con F poco profondo il fatto che questo parametro non seguisse in maniera accurata il riferimento imposto, portava facilmente alla perdita del rovesciamento, come si vede in Fig.6.2.

In Fig.6.3 è riportato lo schema complessivo del sistema di controllo del parametro F in catena aperta; per rendere il più semplice possibile la descrizione dei

componenti che vi compaiono, sono state identificate 5 macro zone che verranno illustrate separatamente. Nel paragrafo successivo si passerà infine alla validazione di tale modello confrontando le grandezze simulate con quelle sperimentali.

In accordo con quanto visto nel capitolo 5 sappiamo che il parametro Θ varia poco durante la fase di flat-top della corrente di plasma e considerandolo costante si introduce un errore di circa il 20%. Il parametro F invece varia notevolmente per effetto dei fenomeni legati alla riconnessione, ossia quel meccanismo secondo cui il plasma genera campo toroidale e quindi flusso ϕ_T . Durante le riconessioni variano notevolmente il valore del campo alla parete e di conseguenza la F come riportato nel paragrafo 5.4.

La V_θ stimata dipende solamente dalla corrente di plasma secondo la

$$V_\theta = M_\theta \dot{I}_P \quad (6.7)$$

e ci permette di costruire un sistema di controllo che non risenta dell'effetto dovuto alle riconessioni e dei problemi ad esse associati, partendo dal presupposto che la corrente di plasma sia insensibile ad essi. Ci proponiamo quindi di ricostruire la tensione poloidale a partire dalla I_P ottenuta dalla misura del Rogowski: l'errore introdotto per aver supposto costante Θ (quando di fatto non lo è) risulta meno problematico da gestire delle instabilità associate alle riconessioni.

6.2.1 Blocchi 1-2: Segnali di ingresso

Affinchè il sistema sia autoconsistente, facciamo sì che l'ingresso del blocco 1 sia costituito dalla rielaborazione dell'uscita della simulazione stessa: l'unica grandezza d'ingresso esterna è la derivata della corrente di plasma I_P rilevata dalla sonda Rogowski. Nota la definizione del parametro F , possiamo scrivere:

$$F = \frac{Bt(a)}{\langle Bt \rangle} \implies Bt(a)_{REF} = F_{REF} \cdot \langle Bt \rangle_{SIM} \quad (6.8)$$

dove con il pedice REF si identificano le grandezze di riferimento ed in particolare F_{REF} è un andamento imposto dall'esterno e varia da impulso ad impulso. L'uscita del blocco 1 è data da un segnale di corrente, riferito al primario ($n=384$), tramite un blocco di conversione che secondo la

$$Bt(a)_{REF} = \frac{\mu_0}{2\pi R_0} IT_{REF} \implies IT_{REF} = \frac{Bt(a)_{REF}}{\frac{\mu_0}{2\pi R_0}} \approx 10^7 \cdot Bt(a)_{REF} \quad (6.9)$$

vale $K_1 = 10^7$.

Lo switch commuta tra i due segnali di riferimento di corrente, quello impostato per gli inverter e quello che effettivamente gli inverter erogano: l'uscita è data da quello maggiore tra i due.

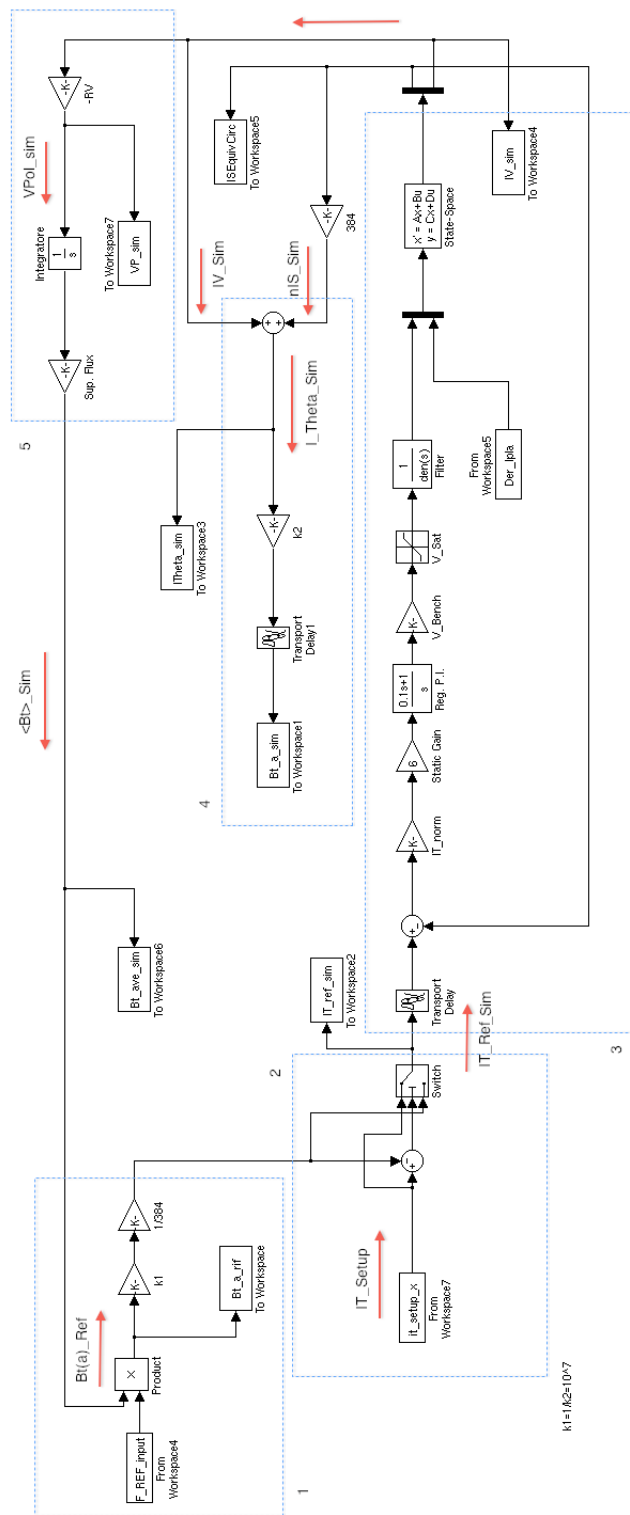


Figura 6.3: Modello OLFC RFX-Mod.

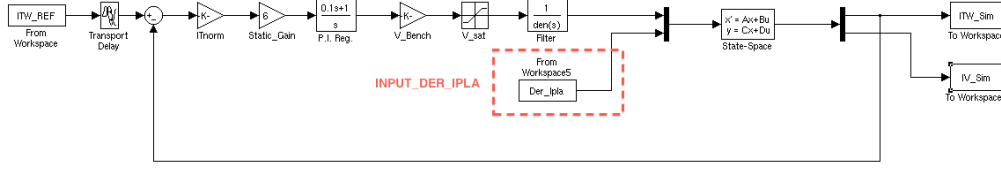


Figura 6.4: Schema Plant.

6.2.2 Blocchi 3 - 4

Con riferimento a quanto illustrato nel paragrafo 4.2.2 vediamo come tale schema venga modificato in presenza di plasma utilizzando per la simulazione i parametri della macchina RFX-Mod. Lo schema è riportato in Fig.6.4.

Il sistema costituisce un controllore in corrente avente due ingressi e due uscite.

Ingressi e uscite anello interno

Gli ingressi del blocco "State-Space" sono costituiti rispettivamente dalla tensione di settore V_S e dalla derivata della corrente di plasma \dot{I}_P in accordo con quanto riportato nel sistema di Eq.6.6 ed i parametri $A - B - C - D$ coincidono con $A_{TORP} - B_{TORP} - C_{TORP} - D_{TORP}$ ricavati nel paragrafo 6.1.

Il valore V_S è ricavato a partire dal segnale di riferimento della corrente toroidale di settore ITW_REF normalizzato rispetto al valore di $6600 A$ prima di entrare nel regolatore (P.I.) i cui parametri sono stati comunicati dai responsabili di un altro gruppo di ricerca operante presso il Consorzio RFX e valgono $K_i = 6$ e $K_p = 0.6$. La F.D.T. associata è:

$$R_{P.I.}(s) = 6 \cdot \frac{0.1s + 1}{s}. \quad (6.10)$$

E' stato comunicato anche il valore $\tau_D = 720 \cdot 10^{-6}$ legato alla PWM da inserire nel blocco di Delay iniziale e nel filtro, la cui F.D.T. vale:

$$Filt(s) = \frac{1}{1 + sT_D}. \quad (6.11)$$

I blocchi V_Bench e V_sat sono riferiti ai valori di targa della macchina RFX-Mod valgono rispettivamente $4000 V$ e $\pm 800 V$. \dot{I}_P viene acquisito con una lettura dei dati sperimentali e compare nel rettangolo in rosso. Secondo quanto visto nel paragrafo 6.1 le uscite sono la corrente toroidale di settore $I_S = I_{TW}$ e la corrente di vessel I_V ; quest'ultima in particolare entra nel blocco 5 di post processing per generare il segnale $\langle Bt \rangle_{SIM}$ e anche nel nodo sommatore del blocco 4 assieme alla $I_S = I_{TW}$ (opportunamente moltiplicata per il rapporto spire secondo la Eq.4.13)

generando così l'uscita totale del sistema:

$$Bt(a)_{SIM} = \frac{\mu_0}{2\pi R_0} \cdot I_{\theta_SIM}. \quad (6.12)$$

6.2.3 Blocco 5: Post processing

Come sappiamo valgono le seguenti relazioni tra il campo medio toroidale $\langle Bt \rangle$ e le altre grandezze di nostro interesse:

$$\langle Bt \rangle = \frac{\phi_T}{\pi a^2} = \frac{-\int V_\theta dt}{\pi a^2}; \quad (6.13)$$

V_θ è negativa nelle due fasi in cui il flusso toroidale ϕ_T cresce e secondo la convenzione del circuito di Fig.6.1 si ha:

$$V_\theta = -R_V I_V = \frac{d\phi_T}{dt}; \quad (6.14)$$

è necessario moltiplicare la I_{V_SIM} per $-R_V$ ed infine integrare il tutto per ottenere il segnale $\langle Bt \rangle_{SIM}$ in accordo con la 3.3.

6.2.4 Validazione modello RFX-Mod in catena aperta

Per la validazione del modello di Fig.6.3 si prende come campione per l'analisi l'impulso 27747, i risultati forniti dalla simulazione vengono confrontati con quelli sperimentali per poterne valutare l'attendibilità. In Fig.6.5 si riportano la corrente di plasma e l'andamento sperimentale di F per l'impulso in esame. In Fig.6.7 riportiamo il confronto tra la tensione poloidale sperimentale e quella simulata, si vede come l'andamento della grandezza simulata non presenti le oscillazioni proprie di quella sperimentale dovute alle riconessioni.

Possiamo affermare che tutte le grandezze simulate che otterremo da qui in poi saranno una media dato che, come già accennato, la corrente di plasma usata per stimare la V_θ non risente dei fenomeni di riconessione che compaiono nella tensione poloidale. In Fig.6.6a riportiamo il confronto tra le correnti toroidali di settore ed in Fig.6.6b quello tra correnti di riferimento che escono dagli inverter: in quest'ultimo caso vediamo come una lieve differenza tra i due andamenti possa essere imputata all'aver considerato il parametro Θ costante durante la fase di flat-top, quando in realtà esso varia. In Fig.6.9 si riportano gli andamenti sperimentali e simulati del parametro F confrontandoli con il riferimento imposto. Questo grafico risulta particolarmente significativo infatti la grandezza simulata riproduce bene (mediamente) l'andamento sperimentale che di fatto non segue il riferimento imposto allontanandosi da esso. Si noti come F sperimentale presenti numerose oscillazioni che, in caso di F poco profondo, potrebbero portare alla perdita del rovesciamento se F si allontanasse troppo dal riferimento stesso.

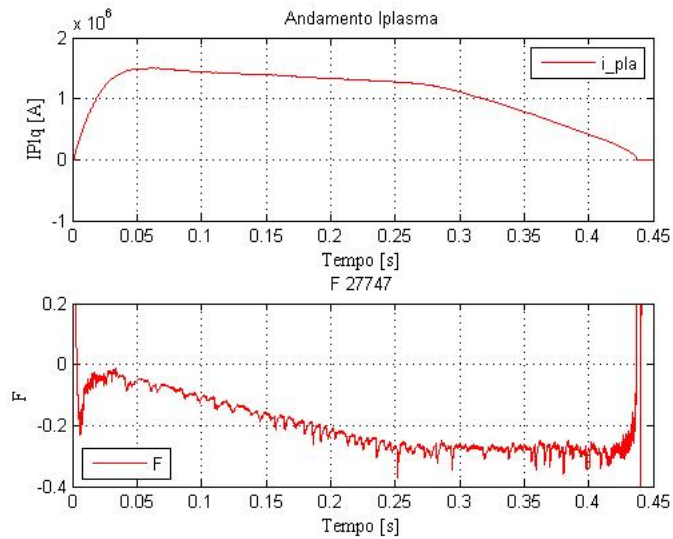
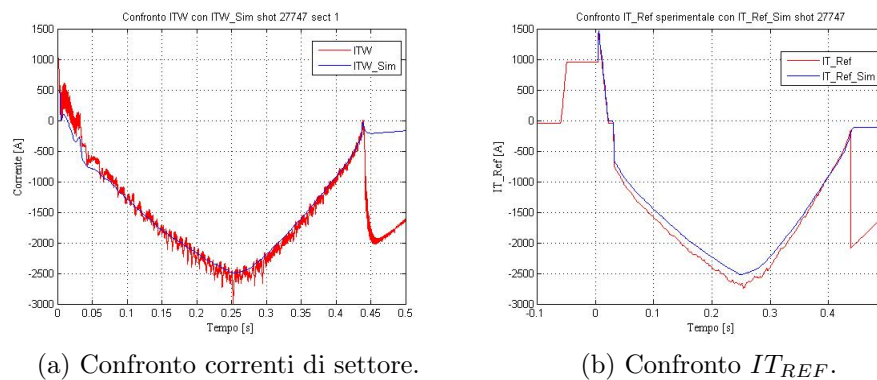


Figura 6.5: Andamento Iplasma e F. Shot 27747.



(a) Confronto correnti di settore.

(b) Confronto IT_{REF} .

Figura 6.6: Andamento segnali. Shot 27747.

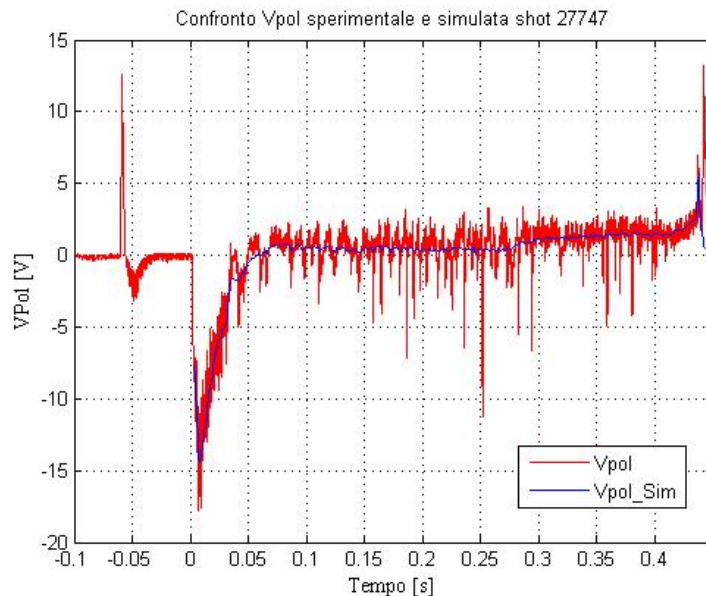


Figura 6.7: Confronto tensione di giro poloidale. Shot 27747.

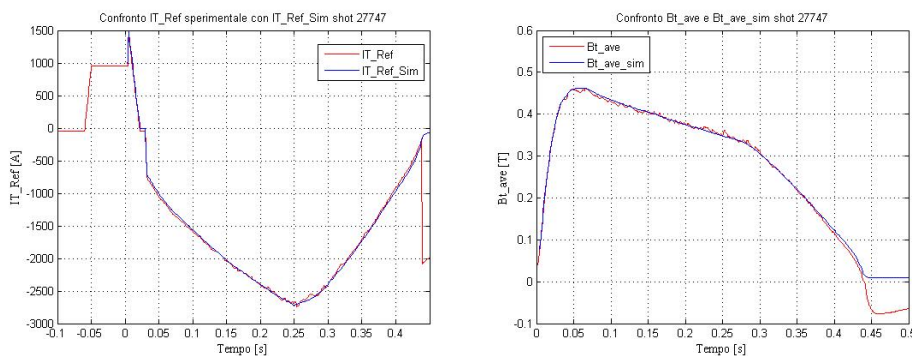


Figura 6.8: Confronti con incremento del 20% di M_θ .

Come vedremo successivamente, l'implementazione di un sistema di controllo in catena chiusa migliora questa situazione. Riportiamo i confronti per altre grandezze caratteristiche derivate a partire da quelle fondamentali; in particolare nella Fig.6.10a oltre al segnale sperimentale sono riportati sia il campo $Bt(a)_{Sim}$ che il $Bt(a)_{RIF_Sim}$ con significato concorde a quanto rappresentato nel modello di Fig.6.3. In Fig.6.10c è riportato l'andamento di I_θ calcolato secondo lo schema del circuito equivalente riportato in Fig.6.1 ed implementato nel modello tramite il nodo sommatore presente nel blocco 4.

Dati i buoni risultati ottenuti dalla simulazione, possiamo ritenere che il modello sia validato e riproduca in maniera appropriata il sistema di controllo di RFX-Mod in catena aperta. Utilizzeremo tale modello per effettuare delle interessanti analisi, che saranno oggetto del prossimo capitolo, per valutare cosa succederebbe se lo usassimo per riprodurre il sistema in caso di impulsi che con il controllo in catena

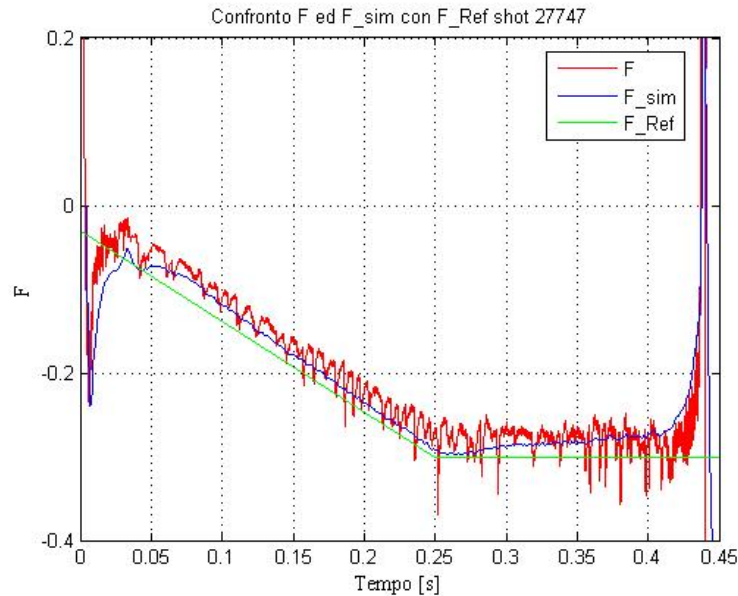


Figura 6.9: Confronto F. Shot 27747.

chiusa non perdono il rovesciamento. Si ricorda inoltre che i valori dei parametri L_θ ed M_θ utilizzati per questa analisi sono quelli medi: variandone leggermente il valore si possono ottenere dei risultati migliori, in particolare, un incremento del 20% di M_θ porta alla compensazione dell'errore introdotto supponendo il parametro Θ costante come si evince dalla Fig.6.8 per gli andamenti della corrente in uscita dagli inverter che entra nel blocco di plant e per il campo medio alla parete. Per i dettagli sul programma si veda l'Appendice C.1.

6.3 Modello completo "F-Control" in catena chiusa

A parere dal modello presentato nel paragrafo precedente costruiamo ora un modello autoconsistente in catena chiusa per il controllo del parametro F , in cui le uniche grandezze esterne (sperimentali) d'ingresso sono la derivata della corrente di plasma \dot{I}_P . Il modello presenta una struttura annidata, con un anello interno di controllo in corrente (\cdot) ed uno esterno ove compare, oltre alla retroazione, anche una componente predittiva di feed-forward. Si riporta in Fig.6.11 un modello a blocchi.

Ci si propone di riprodurre il sistema di controllo di RFX-Mod a catena chiusa (implementato a partire da Giugno 2010) in modo tale che, una volta validato il modello, si possano fare delle simulazioni su come si sarebbe comportato il parametro F con impulsi nei quali in catena aperta si perdeva il rovesciamento. Nei paragrafi seguenti, dopo aver descritto le modifiche rispetto al modello precedente, si passerà

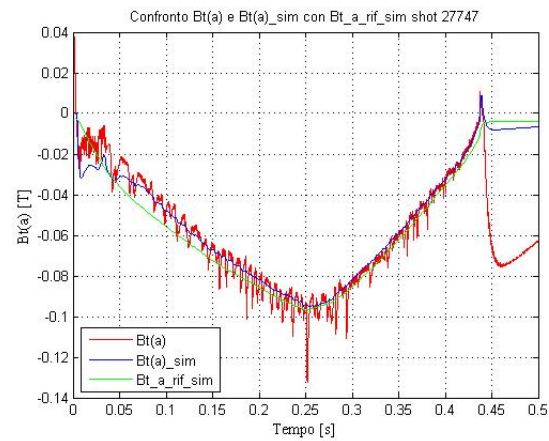
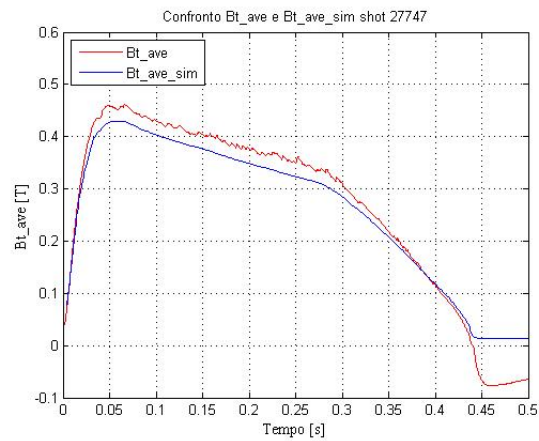
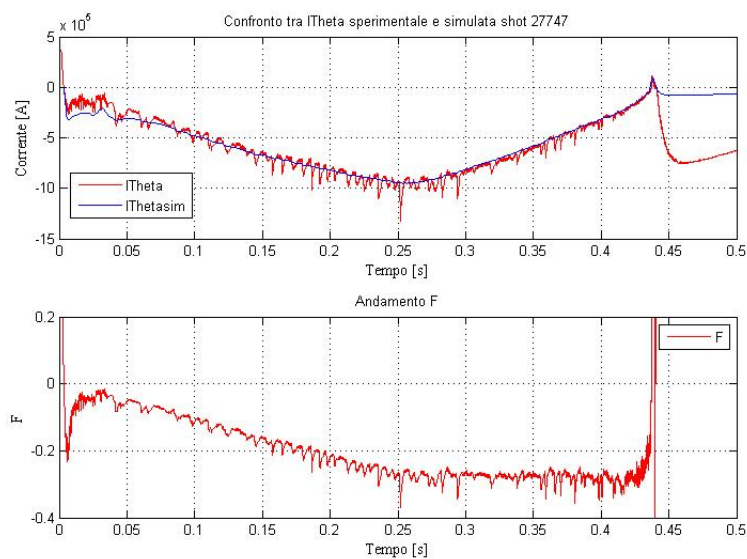
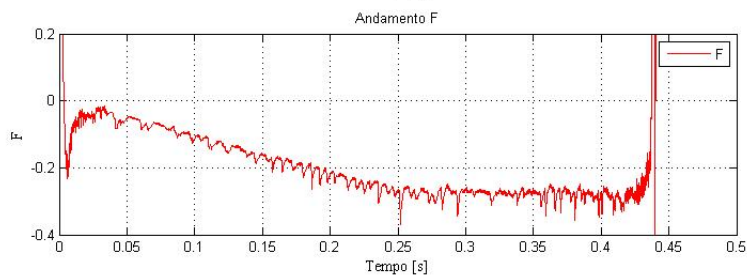
(a) Confronti $Bt(a)$.(b) Confronti $\langle Bt \rangle$.(c) Andamento I_θ ed F.

Figura 6.10: Confronto tra altre grandezze sperimentali e simulate. Shot 27747.

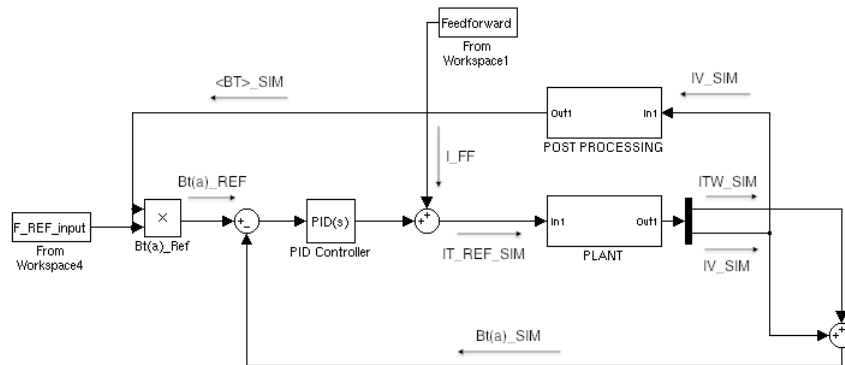


Figura 6.11: Modello a blocchi $F - Control$

alla sua validazione confrontando le grandezze simulate con quelle sperimentali per impulsi con controllo di F in catena chiusa. Nello schema a blocchi di Fig.6.11 si evidenzia l'uso di un generico regolatore di tipo P.I.D anche se al momento quello in uso è di tipo proporzionale.

6.3.1 Descrizione schema e parametri

In Fig.6.12 è riportato lo schema complessivo per il controllo in catena chiusa del parametro di rovesciamento F : al fine di rendere il più chiaro possibile la descrizione dei blocchi, sono state individuate 6 macro zone che verranno illustrate separatamente. Si passerà poi alla validazione del modello valutandone l'attinenza con le grandezze sperimentali.

6.3.2 Blocco 1: Segnali di Riferimento

E' lo stesso presentato nel paragrafo precedente in catena aperta, le grandezze d'ingresso non variano ed il blocco di switch non è più necessario.

6.3.3 Blocco 2: Controllo feedforward

L'inserimento di un controllo di tipo feedforward risulta vantaggioso dato che agisce prima che il sistema risenta del disturbo, senza introdurre instabilità nella risposta. Tra i requisiti per l'applicazione di questo tipo di controllo c'è che il sistema si debba scostare di poco dal modello affinché possa essere utilizzato con risultati apprezzabili. E' inoltre richiesta una buona conoscenza del sistema, il disturbo deve infatti essere misurabile dato che il feedforward non controlla i disturbi imprevisti o non misurabili. Poichè si può quantificare bene il disturbo con la nota relazione $V_\theta = M_\theta \dot{I}_P$ possiamo impiegare questo tipo di controllo.

Dato il noto schema di Fig.6.1 vale la:

$$I_\theta = nI_{TW} + I_V \quad (6.15)$$

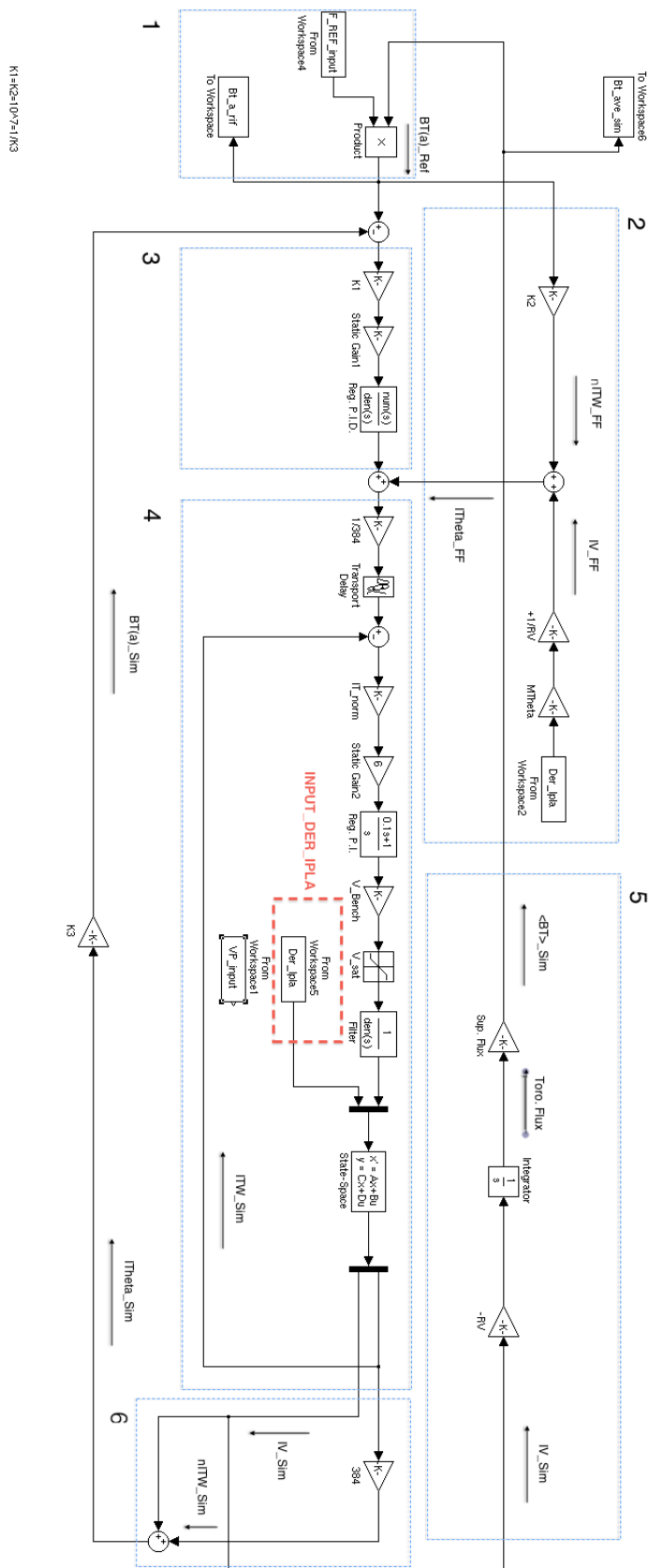


Figura 6.12: *F* – Control Dynamic Model

che può essere riscritta come:

$$Bt(a) = \frac{\mu_0}{2\pi R_0} \cdot [nI_{TW} + I_V] = \frac{\mu_0}{2\pi R_0} \cdot I_\theta. \quad (6.16)$$

Riferiamo quanto espresso dalle 6.15 e 6.16 alla componente della corrente toroidale di feedforward:

$$nI_{TW_{FF}} = \left[Bt(a)_{FF} \cdot \frac{2\pi R_0}{\mu_0} - I_{V_{FF}} \right] \implies |I_V| = \frac{|V_P|}{R_V}. \quad (6.17)$$

Esaminando il segnale V_P sperimentale in due fasi della scarica, sappiamo che entrambe devono essere caratterizzate da un incremento del campo toroidale e quindi del flusso prodotto rispettivamente dalla corrente toroidale nI_{TW} e dalla I_P . La corrente poloidale di vessel I_V dovrebbe dunque essere negativa una volta definita positiva la corrente che produce il campo $Bt(a)$ positivo. Essendo però in queste fasi la $V_P < 0$, è coerente scrivere

$$I_V = \frac{V_P}{R_V} \implies I_{TW_{FF}} = \frac{1}{n} \cdot \left[Bt(a)_{FF} \cdot \frac{2\pi R_0}{\mu_0} - \frac{V_P}{R_V} \right]. \quad (6.18)$$

Nella parte di controllo feedforward si usa la stima

$$V_\theta = M_\theta \dot{I}_P \quad (6.19)$$

e nella fase di crescita della corrente di plasma ($M_\theta \frac{dI_P}{dt} > 0$) in cui la $V_\theta < 0$, secondo le considerazioni di cui sopra anche la I_V dovrebbe essere negativa, pertanto per il blocco di feedforward avremo, secondo la 6.18

$$I_{TW_{FF}} = \frac{1}{n} \cdot \left[Bt(a)_{FF} \cdot \frac{2\pi R_0}{\mu_0} - \frac{V_P}{R_V} \right] = \frac{1}{n} \cdot \left[Bt(a)_{FF} \cdot \frac{2\pi R_0}{\mu_0} + \frac{V_\theta}{R_V} \right] \quad (6.20)$$

da cui si deduce che $V_\theta = -V_P$.

Il nodo sommatore presente nel blocco in esame rispecchia la 6.20 con $K_2 = \frac{2\pi R_0}{\mu_0} \simeq 10^7$ ed il segnale $I_{\theta_{FF}}$ entra nel nodo sommatore evidenziato costituendo l'uscita del blocco feedforward.

6.3.4 Blocco 3: Regolatore

Il regolatore presente nel blocco 3 utilizzato per il controllo di F in RFX-Mod è di tipo proporzionale, nel processo di validazione del modello in catena chiusa si inserisce la stessa costante di proporzionalità K_p utilizzata durante la sessione sperimentale per l'impulso in esame. Lo sviluppo di un regolatore più sofisticato che tenga conto anche dei fenomeni delle riconessioni sarà oggetto di studi futuri. L'elemento $K_2 = K_1$ ha lo stesso significato di quello esposto nel paragrafo precedente.

L'ingresso del blocco 3 è dato dal segnale di errore ottenuto per effetto della retroazione mentre la sua uscita è un segnale di corrente toroidale che andrà a sommarsi alla componente di feedforward in uscita dal blocco 2 andando a costituire la corrente di riferimento toroidale che andrà nel plant.

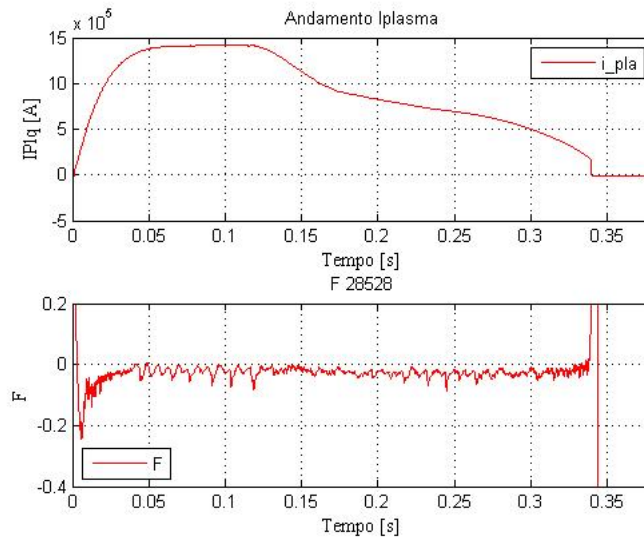


Figura 6.13: Andamento Iplasma ed F. Shot 28528.

6.3.5 Blocchi 5-6: Post-processing variabili

Il blocco 5 è del tutto analogo allo stesso blocco del modello in catena aperta mentre il blocco 6 genera il segnale di retroazione in accordo con le equazioni del circuito equivalente e viene opportunamente convertito tramite il coefficiente K_3 in una grandezza di campo $Bt(a)_{sim}$ in accordo con quanto illustrato in Fig.6.12.

6.3.6 Validazione modello in catena chiusa

Per la validazione del modello ci rifacciamo all'analisi dell'impulso 28528 in cui è in funzione il controllo di F in catena chiusa, in particolare simuliamo il sistema utilizzando come parametro del regolatore lo stesso $K_P = 0.5$ cui sono associate le grandezze sperimentali per il confronto. In Fig.6.13 riportiamo l'andamento della corrente di plasma e di F sperimentali. Seguendo lo stesso procedimento effettuato per la validazione del modello in catena aperta, analizziamo i risultati ottenuti con questa configurazione. In Fig.6.14 riportiamo il confronto tra la tensione poloidale sperimentale e quella simulata. In Fig.6.15 riportiamo il confronto tra le correnti sperimentali e simulate di settore ed in Fig.6.16 quello tra corrente di riferimento effettivamente erogata dagli inverter e quella simulata: in particolare si noti come siano molto evidenti le oscillazioni associate alle riconessioni nelle grandezze sperimentali. In entrambi i casi i segnali simulati sono buoni e l'incremento della tensione poloidale nell'intorno di $t = 0.15s$ rispecchia la richiesta di maggiore corrente negativa rilevata nello stesso istante nella Fig.6.16.

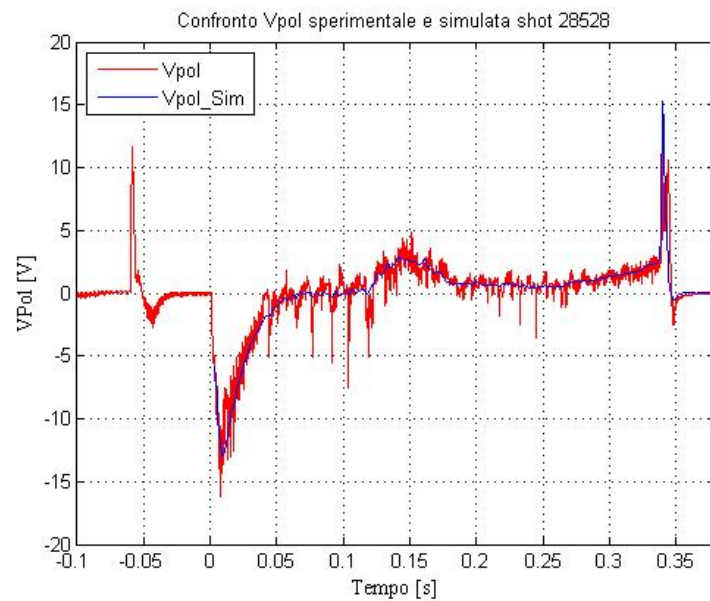


Figura 6.14: Confronto tensione di giro poloidale. Shot 28528.

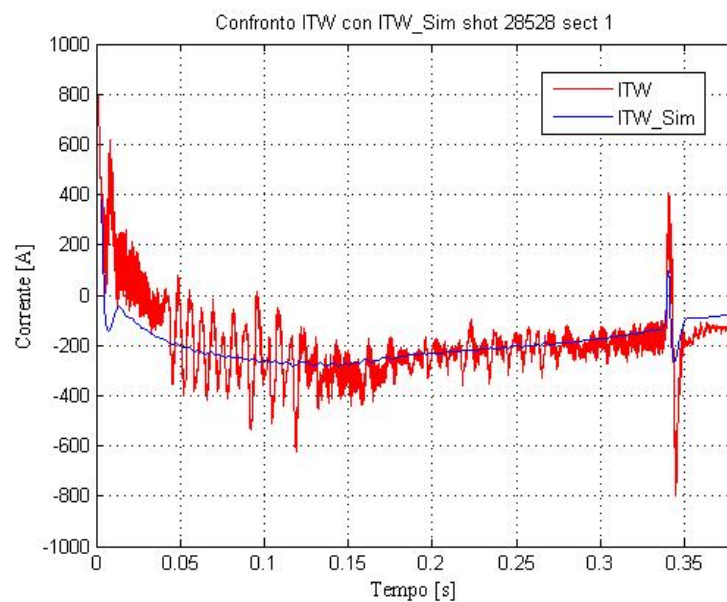


Figura 6.15: Confronto correnti di settore. Shot 28528.

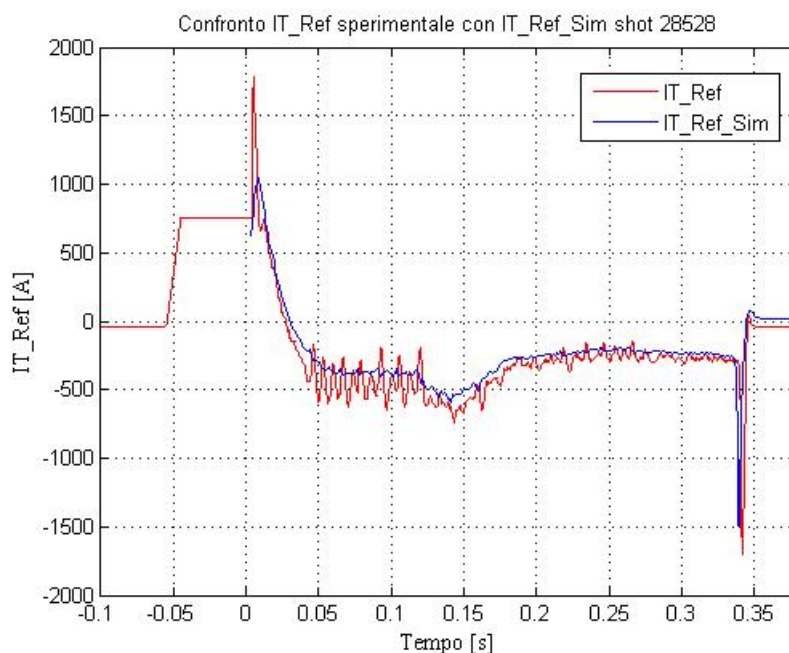


Figura 6.16: Confronto IT_{REF} . Shot 28528.

In Fig.6.17 si riportano gli andamenti sperimentali e simulati del parametro F confrontandoli con il riferimento imposto. Questo grafico risulta particolarmente significativo infatti si vede come, grazie al controllo in catena chiusa di F si riesca ad impedire che questo diventi positivo. Confrontando questa figura con quanto succede per la V_p nell'intorno di $t = 0.15\text{ s}$ ci aspetteremo che anche il parametro F diventasse positivo ma l'intervento del regolatore lo "tira" verso il basso impedendogli di assumere valore positivo mantenendolo più vicino al riferimento imposto.

In Fig.6.18 oltre al segnale sperimentale sono riportati sia il campo $Bt(a)_{Sim}$ che il $Bt(a)_{RIF_Sim}$ con significato concorde a quanto rappresentato nel modello di Fig.6.3. In Fig.6.20 è riportato l'andamento di I_θ calcolato secondo lo schema del circuito equivalente riportato in Fig.6.1 ed implementato nel modello tramite il nodo sommatore presente nel blocco 6. Dati i buoni risultati ottenuti dalla simulazione, possiamo ritenere che il modello in catena chiusa sia validato e riproduca in maniera appropriata il sistema di controllo di RFX-Mod. Si ricorda che anche in questo caso i valori dei parametri L_θ ed M_θ utilizzati per l'analisi sono quelli medi, volendo si potrebbero fare delle piccole modifiche anche se la catena chiusa già di per sè dà dei risultati migliori. Per i dettagli sul programma si veda l'Appendice C.2.

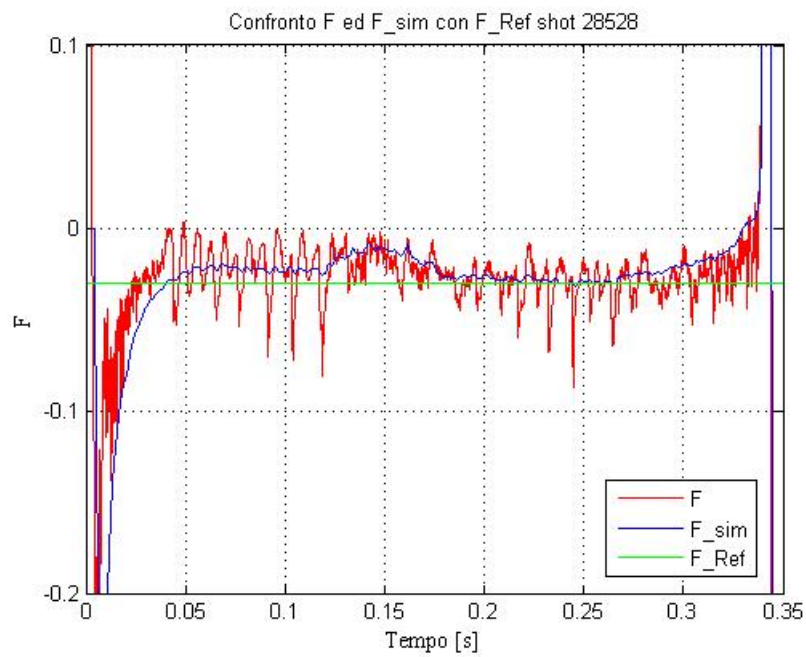
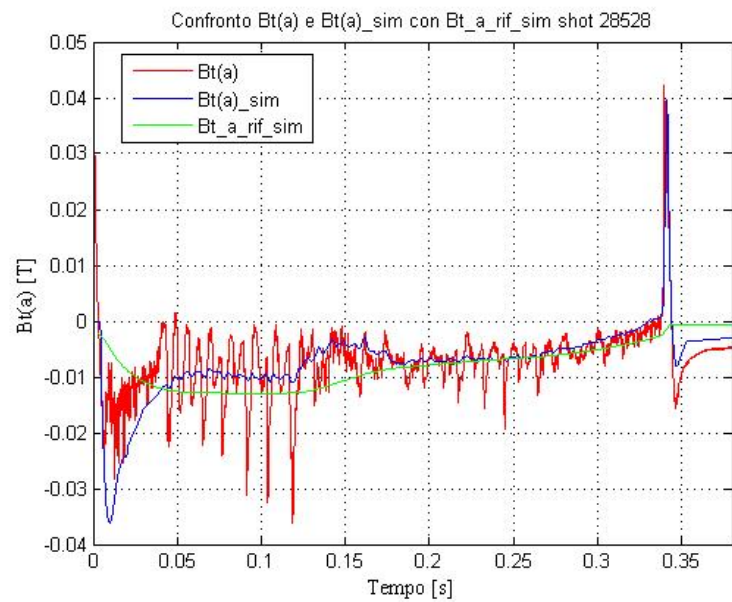
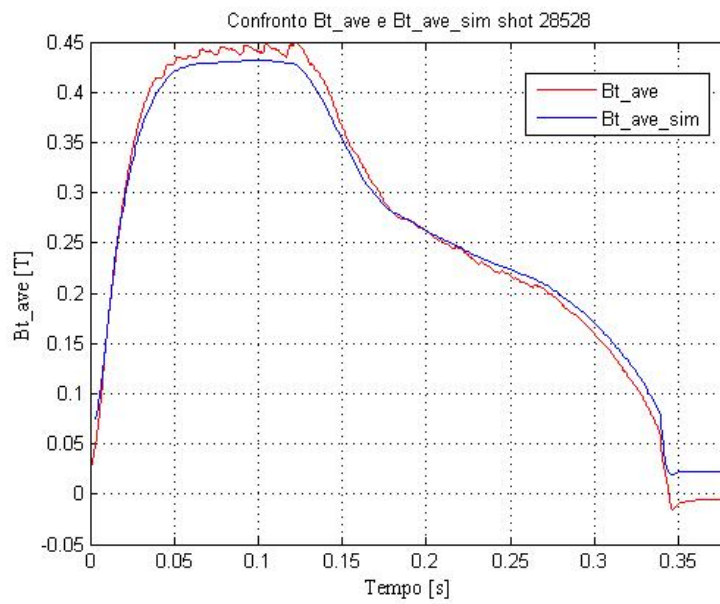
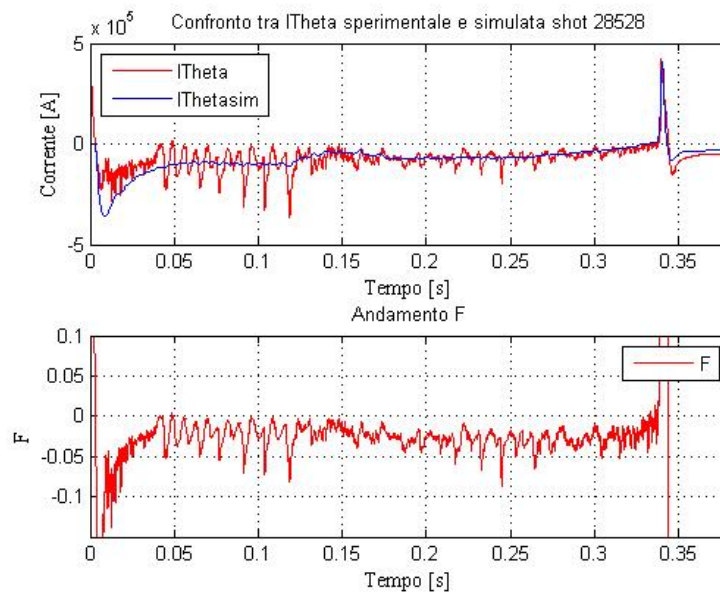


Figura 6.17: Confronto F. Shot 28528.

Figura 6.18: Confronti $Bt(a)$. Shot 28528.

Figura 6.19: Confronti $\langle Bt \rangle$. Shot 28528.Figura 6.20: Andamento I_{θ} ed F . Shot 28528.

Capitolo 7

Analisi dati ottenuti dalla simulazioni

Validati ambo i modelli per il controllo di F, questi diventano un utile strumento per valutare il comportamento del sistema in diverse situazioni. Riportiamo in questo capitolo un'applicazione per entrambi: inizialmente vediamo come si comporterebbe il sistema in catena aperta con uno impulso che in catena chiusa non ha perso il rovesciamento, poi valutiamo quale sia il comportamento del modello rispetto ai modi oscillanti dovuti alle riconessioni.

7.1 Simulazioni in catena aperta

Nel capitolo precedente abbiamo validato i modelli con i rispettivi impulsi caratteristici; ci proponiamo ora di utilizzare il modello in catena aperta per simulare il comportamento di un impulso che con il sistema di controllo in catena chiusa di F non perde il rovesciamento. A tale scopo prendiamo proprio l'impulso usato per la validazione nel capitolo precedente, il numero 28528. Le grandezze caratteristiche che è significativo confrontare sono dunque la corrente di riferimento che entra nel blocco di PLANT (IT_{REF}), la corrente di avvolgimento toroidale (IT_W), ed infine il parametro F.

Secondo quanto possiamo vedere nelle Fig.7.1a e Fig.7.1b il sistema con OLFC non riproduce in maniera accurata le grandezze sperimentali delle correnti sperimentali (come è logico aspettarsi), nè del campo toroidale alla parete $Bt(a)$ nè di F, come vediamo nelle Fig.7.2a e Fig.7.2b.

Il grafico più interessante ed immediato da valutare è quello di Fig.7.2b in cui si nota che, se lo sparo 28528 fosse stato riprodotto con le stesse caratteristiche fisiche in un sistema di controllo in catena aperta, esso avrebbe perso il rovesciamento: ciò nella realtà non succede dato che, come evidenziato, il segnale di F sperimentale, oltre a seguire meglio il riferimento, non diventa mai positivo. Si fa inoltre notare che il valore di K_p utilizzato nella sessione sperimentale affinché non si perda il rovesciamento è pari a 0.5, valori di K_p più elevati non erano sufficienti ad impedire l'interruzione del rovesciamento.

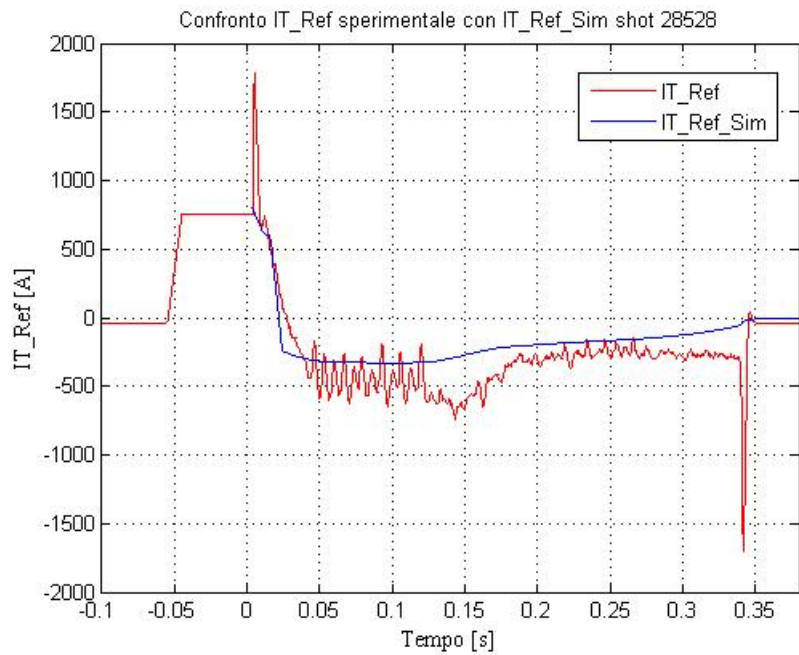
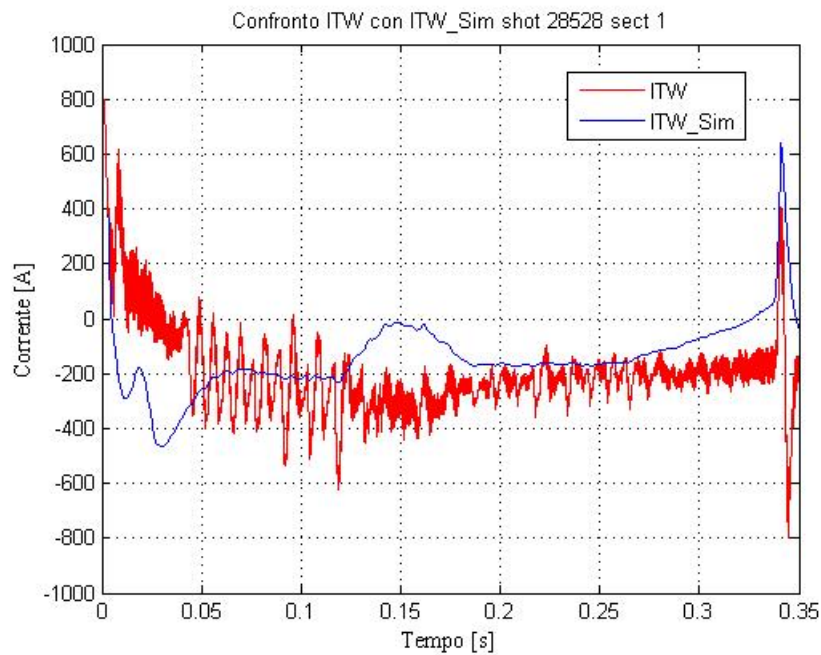
(a) Confronto IT_{REF} .(b) Confronto ITW

Figura 7.1: Confronto tra le grandezze sperimentali e quelle simulate con il modello in catena aperta per lo shot 28528.

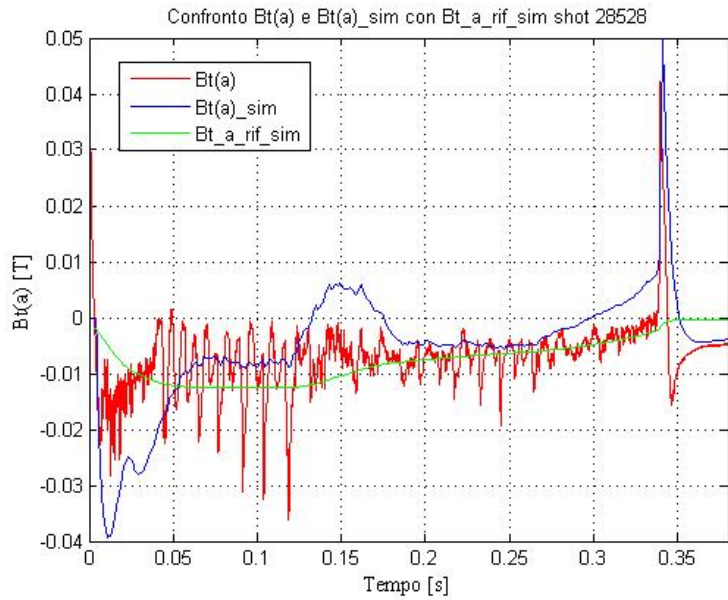
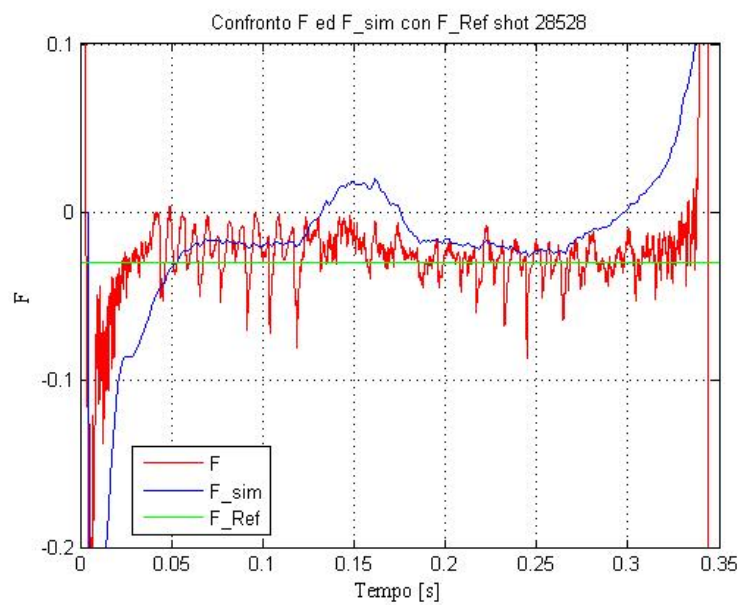
(a) Andamento di $Bt(a)$.(b) Andamento di F .

Figura 7.2: Confronto tra le grandezze sperimentali e quelle simulate con il modello in catena aperta per lo shot 28528.

7.2 Simulazioni in catena chiusa

7.2.1 Premesse sulla riconnessione

Può essere interessante valutare se il sistema di controllo in catena chiusa sia in grado di riprodurre i fenomeni oscillatori associati alle riconessioni che si notano nel segnale sperimentale di corrente toroidale I_{TW} ; a tale scopo prendiamo un impulso recente, post implementazione nuovo sistema di controllo, e valutiamo i risultati ottenuti. Per riconnessione si intende quel meccanismo secondo cui il plasma genera campo toroidale (e quindi ϕ_T) a spese della corrente circolante negli avvolgimenti. Si apportano a tal proposito delle modifiche al modello di Fig.6.12. I fenomeni di riconnessione sono frequenti ed implicano una notevole variazione della tensione di giro poloidale e del campo alla parete secondo le:

$$V_p = -\frac{d}{dt}(\phi_T) \quad (7.1)$$

$$F = \frac{Bt(a)}{\langle Bt \rangle} \quad (7.2)$$

quindi anche il parametro F varia in maniera rilevante ed alla diminuzione della V_p corrisponde un aumento di ϕ_T .

7.2.2 Caratterizzazione del sistema

Al fine di valutare le prestazioni del regolatore e del modello in questa situazione, andiamo a vedere come risponde ad un ingresso a gradino una volta messi a zero tutti gli altri ingressi, sia quello nel blocco 2 di feedforward sia quello associato alla tensione poloidale. Il gradino impresso all'ingresso è di $30 mT$ dato che stiamo parlando di una grandezza di campo magnetico. Uno schema a blocchi di questa nuova configurazione è riportato in Fig.7.3, tenendo conto che la parte di post processing non è più necessaria dato che valutiamo solamente la prima uscita del sistema alle variabili di stato, quella di nostro interesse per la corrente I_{TW} . Analizziamo lo sparo 28463 per l'identificazione della frequenza delle oscillazioni del sistema e confrontiamo la frequenza dei modi oscillanti associati alle riconessioni con quelli propri del modello così come è configurato: riportiamo in Fig.7.4 i risultati ottenuti, sottolineando che di fatto i fenomeni associati alle riconessioni sono visti dal sistema come dei disturbi a gradino in totale corrispondenza con l'ingresso a gradino imposto.

Nella Tab.7.4 riportiamo i periodi e le frequenze delle oscillazioni associate alle riconessioni per le quattro zone evidenziate e le confrontiamo con quelle dell'uscita del modello: i punti in azzurro indicano i limiti dell'intervallo temporale da cui si ricava il periodo.

Come si vede, le oscillazioni della corrente associate alle riconessioni hanno una frequenza quasi doppia rispetto a quella dell'uscita del modello così configurato; è pertanto necessario rivedere il modello affinché tali oscillazioni vengano riprodotte in maniera più accurata.

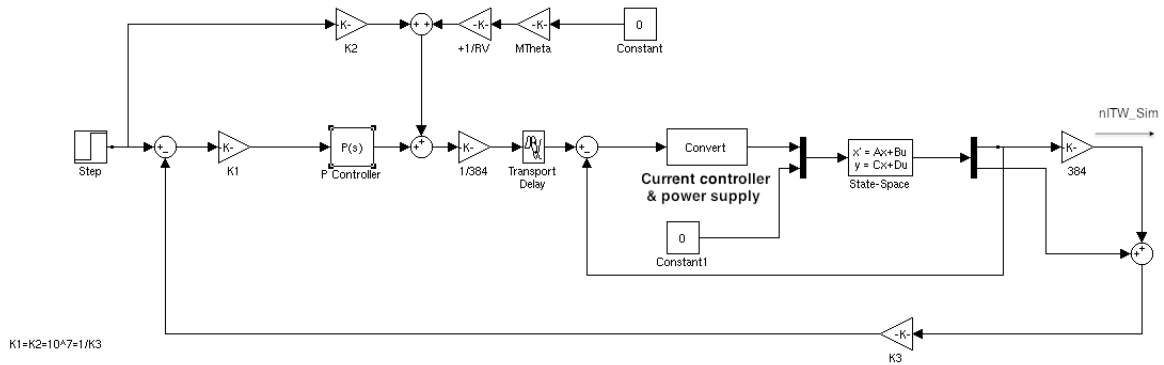


Figura 7.3: Modello semplificato per caratterizzazione.

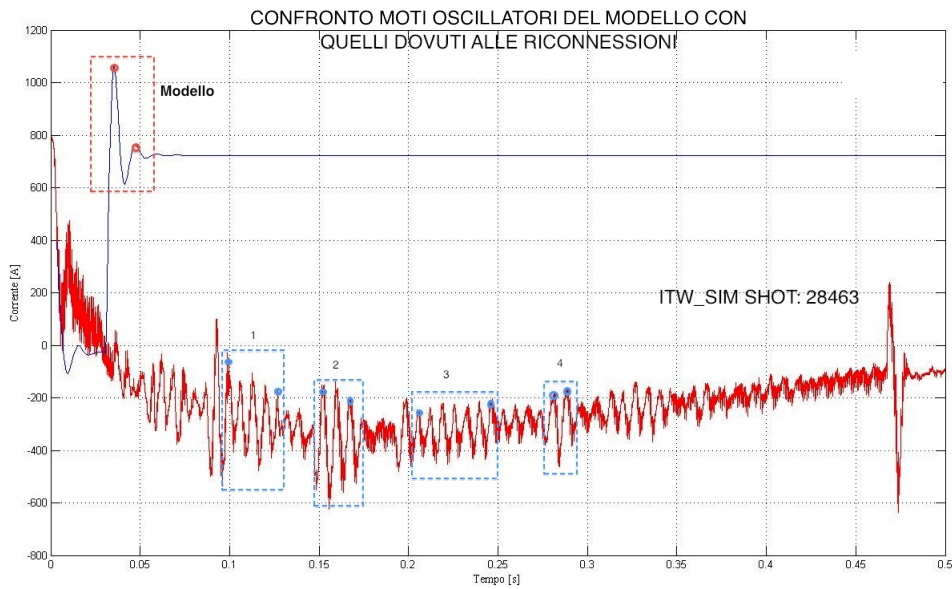


Figura 7.4: Confronto per identificazione frequenza oscillazioni.

Zona	Intervallo temporale [mS]	Periodo T [mS]	f [HZ]
Modello	12	12	83.3
1	27.5	6.9	144.9
2	15	7.5	133.3
3	40	6.67	149.25
4	14	7	142.8

Tabella 7.1: Periodo e frequenza delle oscillazioni

Conclusioni

Fino al Maggio del 2010 il sistema di controllo del parametro F per la macchina RFX-Mod era in catena aperta, ciò portava facilmente alla perdita del rovesciamento negli impulsi con F poco profondo poichè il suo andamento non seguiva accuratamente il riferimento imposto; da Giugno dello stesso anno è entrato in funzione un sistema di controllo attivo del parametro in questione. E' stato dunque possibile validare entrambi i modelli esposti in questo lavoro, confrontando le grandezze simulate con quelle sperimentali, prima nel caso del funzionamento in catena aperta, quindi in catena chiusa. I buoni risultati ottenuti rendono il modello presentato un utile e attendibile punto di partenza per lo studio ed il futuro sviluppo di un modello che riesca a riprodurre in maniera accurata anche i moti oscillatori associati ai fenomeni di riconnessione.

Appendice A

Listati programmi Matlab per Simulazioni a vuoto

A.1 Fase diretta

```
1  %istruzioni per far partire la simulazione powersim a VUOTO
2  close all;
3  clear all;
4  clear
5  %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
6  %dati geometrici della macchina
7  R_sc=1.995;
8  R_tor=2;
9  R_vv=R_sc;
10 r_pla=0.45;
11 r_vv_ave=0.490; %raggio medio vessel
12 r_outer_vv=0.505;
13 r_inner_shell=0.511;
14 r_tor_ave=0.621;
15 shell_thickness=3.e-3;
16 mu0=4*pi*1.e-7;
17 N_tor=384;
18 %
19 %dati circuito elettrico equivalente
20 Res_vv=41.e-6;
21 L_vv=mu0*r_vv_ave^2/(2*R_vv);
22 L_tv=mu0*(r_tor_ave^2-r_vv_ave^2)/(2*R_vv);
23 %Res_tor_eq=150.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07
24 %Res_tor_eq=200.e-3/N_tor^2; %telefonata R.Piovan 18/10/07
25 Res_tor_eq=120.e-3/N_tor^2; %telefonata L.Zanotto 5/11/07
26 L_tor_eq=18.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07
27 L_tor_add=L_tor_eq-(L_vv+L_tv);
28 L_cv=L_tv+L_tor_add;%induttanza dal convertitore alla camera (
   induttanze cavi comprese)
29 mdsconnect ('150.178.3.242');
30 %Lista impulsi a vuoto
31 shot = 24565;
```

```

32 %shot = 24566;
33 %shot = 20495;
34 %shot = 19595; %non male come risultato
35 %shot = 19450;
36 %shot = 20169;
37 %shot = 24064;
38 %shot = 23906; %no buono, viene la met
39 %shot = 20158;
40 %shot = 23880;
41 mdsopen('rfx', shot )
42 Rtw=1.e-3*[7.7927 7.2832 7.9365 7.2735 7.5176 8.0602 7.6141
43 7.7224 7.7160 7.3181 7.9264 7.3193];
44 [t_v_tor,status]=mdsvalue([ '\edam::TBMV01_UT01VA' ]);
45 for i=1:9;
46 [v_tor_coil_A(:,i),status]=mdsvalue([ '\edam::TBMV0' int2str(i) '
47 _UT01VA' ]);
48 [v_tor_coil_B(:,i),status]=mdsvalue([ '\edam::TBMV0' int2str(i) '
49 _UT02VA' ]);
50 end ;
51 for i=10:12;
52 [v_tor_coil_A(:,i),status]=mdsvalue([ '\edam::TBMV' int2str(i) '
53 _UT01VA' ]);
54 [v_tor_coil_B(:,i),status]=mdsvalue([ '\edam::TBMV' int2str(i) '
55 _UT02VA' ]);
56 end;
57 for i=1:12;
58 v_tor_coil(:,i)=(v_tor_coil_A(:,i)-v_tor_coil_B(:,i));
59 end ;
60 %prendiamo un valore o l'altro a seconda di quale dei due gruppi
61 stiamo
62 %considerando
63 index1=[4:1:9];
64 index2=[1 2 3 10 11 12];
65 v_tor1=sum(v_tor_coil(:,index1),2);
66 v_tor2=sum(v_tor_coil(:,index2),2);
67 %prendiamo un valore o l'altro a seconda di quale dei due gruppi
68 stiamo
69 %considerando
70 ind_offset=find(t_v_tor>-0.35&t_v_tor<-0.305);
71 v_tor10ffset=mean(v_tor1(ind_offset));
72 v_tor20ffset=mean(v_tor2(ind_offset));
73 %prendiamo un valore o l'altro a seconda di quale dei due gruppi
74 stiamo
75 %considerando
76 VTor1=v_tor1-v_tor10ffset;
77 VTor2=v_tor2-v_tor20ffset;
78 %% figure (1);
79 %% subplot(2,1,1);
80 %% plot(t_v_tor,v_tor1,'r',t_v_tor,VTor1,'b-.'); grid on;
81 %% subplot(2,1,2);
82 %% plot(t_v_tor,v_tor2,'r',t_v_tor,VTor2,'b-.'); grid on;

```



```

77 % %
78 [t_edam,status]=mdsvalue(['dim_of(\edam::tbmc01_ig01va)']);
79 for i=1:12;
80     if i<=9;[it(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::tbmc0',int2str(i),
      '_ig01va']);end;
81     if i>9; [it(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::tbmc',int2str(i),'
      _ig01va']);end;
82 end;
83 % % mdsfclose;
84 % % for jj=1:12;
85 % %     plot(t_edam,-it(:,jj),'r');grid on;hold on;pause;
86 % %     title(['coil #' int2str(jj)]);pause;
87 % % end;
88 %prendiamo un valore o l'altro a seconda di quale dei due gruppi
      stiamo
89 %considerando
90 ind_t_sim=find(t_v_tor>-0.35&t_v_tor<0.5);
91 t_VTorSim=t_v_tor(ind_t_sim);
92 VTor1Sim=VTor1(ind_t_sim,)/N_tor;
93 VTor2Sim=VTor2(ind_t_sim,)/N_tor;
94 figure (2);
95     plot(t_VTorSim,VTor1Sim,'m',t_VTorSim,VTor2Sim,'c');grid on;
96     title(['Vtor ',num2str(shot)]);
97     h = legend('VTor1','VTor2',2);
98     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
99     ylabel(['Tensione [V]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
100 %prendiamo un valore o l'altro a seconda di quale dei due gruppi
      stiamo
101 %considerando
102 RTor1=sum(Rtw((4:1:9)));
103 RTor2=sum(Rtw([1 2 3 10 11 12]));
104 R_W=sum(Rtw)/N_tor^2;
105 L_WV=(mu0*(r_tor_ave^2-r_vv_ave^2)/(2*R_tor));
106 L_W=(mu0*r_tor_ave^2/(2*R_tor));
107 L_V=(mu0*r_vv_ave^2/(2*R_vv));
108 R_V=41e-6;
109 Alimentazione=[t_VTorSim,VTor1Sim];
110 LTor=[L_WV/2+L_V/2 L_V/2;L_V L_V];
111 RTor=[1.04*R_W/2 0;0 R_V];
112 ATor=-inv(LTor)*RTor;
113 BTor=-inv(LTor)*[1;0];
114 CTor=[1/N_tor 0; 0 1];
115 DTor=[0.; 0];
116 %per vedere solo la differenza tra le correnti simulate e quelle
117 %sperimentali basta fare girare questo ciclo for.
118 sim('schema_vuoto_test');
119     %plot(t_edam,-it(:,indsim(jj)),'r',tout,ITWsim,'b',tout,
      ITsim(:,1),'g-.',tout,ITsim(:,2)/384,'m');grid on;pause;
120 % % %     plot(t_edam,-it(:,indsim(jj)),'r',tout,-ITWsim,'b');
      grid on;pause;
121 % % % end;
122 figure (3);
123     plot(t_edam,-it(:,2),'r',tout,ITsim(:,1),'b');grid on;

```

```

124     title(['Confronto tra ITor e ITor\_Sim shot ', num2str(
        shot)]);
125     h = legend('ITor','ITor\_Sim', 2);
126     xlim([-0.2 0.0]); grid on; %28067
127     %xlim([0. 0.25]); grid on; %28085
128     %xlim([-0.5 1]); grid on;
129     xlabel('Tempo [s]', 'FontSize', 10, 'Fontname', 'times');
130     ylabel(['Corrente [A]'], 'FontSize', 10, 'Fontname', 'times')
        ;

```

A.2 Fase Rovescia

```

1 close all
2 clear all;
3 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
4 %dati geometrici della macchina
5 R_sc=1.995;
6 R_tor=2;
7 R_vv=R_sc;
8 r_pla=0.45;
9 r_vv_ave=0.490; %raggio medio vessel
10 r_outer_vv=0.505;
11 r_inner_shell=0.511;
12 r_tor_ave=0.621;
13 shell_thickness=3.e-3;
14 mu0=4*pi*1.e-7;
15 N_tor=384;
16 Nsettori=12
17 NSpire=N_tor/Nsettori;
18 %
19 mdsconnect ('raserver');
20 %Lista impulsi con plasma da provare
21 shot = 28033
22 mdsopen('rfx', shot );
23 %Acquisizione correnti di settore troidale sperimentali
24 [t_edam, status]=mdsvalue(['dim_of(\edam::tbmc01_ig01va)']);
25 for i=1:12;
26     if i<=9; [it(:,i), status]=mdsvalue(['\edam::tbmc0', int2str(i),
        '_ig01va']); end;
27     if i>9; [it(:,i), status]=mdsvalue(['\edam::tbmc', int2str(i),
        '_ig01va']); end;
28 end;
29 %Acquisizione riferimento di corrente
30 [it_rif, status]=mdsvalue(['\RFX::INVERTER_SETUP.CHANNEL_1:
        OUT_SIGNAL']);
31 [t_it_rif, status]=mdsvalue(['dim_of(\RFX::INVERTER_SETUP.
        CHANNEL_1:OUT_SIGNAL)']);
32 mdsfclose;
33 %realizzazione filtro
34 %filtraggio tensioni alimentazione(v_tor_coil - lettura alle
        bobine)

```



```
83      %xlim([0. 0.25]);grid on; %28085
84      xlim([-0.1 0.6]);grid on; %28067
85      %xlim([-0.1 0.5]);grid on;
86      xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
87      ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
88      ;
89  figure (2)
90      plot (tout, -ISEquivCirc,'b',tout,-IT_Rif, 'g', t_edam, -
91            it(:,1),'r');grid on;
92      title(['Confronto ISEquivCirc con IT\_Ref e ITSect']);
93      h = legend('ISEquivCirc','IT\_Ref','ITSect',3);
94      %xlim([0. 0.25]);grid on; %28085
95      xlim([-0.1 0.6]);grid on; %28067
96      %xlim([-0.1 0.5]);grid on;
97      xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
98      ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
99      ;
```

Appendice B

Listati programmi per calcolo di L_θ e M_θ

B.1 LTheta1

```
1  %istruzioni per far partire la simulazione powersim a VUOTO
2  close all;
3  clear all;
4  clear
5  %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
6  %dati geometrici della macchina
7  R_sc=1.995;
8  R_tor=2;
9  R_vv=R_sc;
10 r_pla=0.45;
11 r_vv_ave=0.490; %raggio medio vessel
12 r_outer_vv=0.505;
13 r_inner_shell=0.511;
14 r_tor_ave=0.621;
15 shell_thickness=3.e-3;
16 mu0=4*pi*1.e-7;
17 N_tor=384;
18 Nsettori=12
19 NSpire=N_tor/Nsettori;
20 %
21 %dati circuito elettrico equivalente
22 Res_vv=41.e-6;
23 L_vv=mu0*r_vv_ave^2/(2*R_vv);
24 L_tv=mu0*(r_tor_ave^2-r_vv_ave^2)/(2*R_vv);
25 %Res_tor_eq=150.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07
26 %Res_tor_eq=200.e-3/N_tor^2; %telefonata R.Piovan 18/10/07
27 Res_tor_eq=120.e-3/N_tor^2; %telefonata L.Zanotto 5/11/07
28 L_tor_eq=18.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07
29 L_tor_add=L_tor_eq-(L_vv+L_tv);
30 L_cv=L_tv+L_tor_add;%induttanza dal convertitore alla camera (
   induttanze cavi comprese)
31 mdsconnect ('raserver');
```

```

32 %Lista impulsi con plasma OPCD con oscillazione sinusoidale.
33 shot = 21669;
34 %shot = 21674;
35 %shot = 21684;
36 %shot = 21686;
37 %shot = 21688;
38 mdsopen('rfx', shot )
39 [t_a,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::it)']);
40 [i_pla,status_i_pla]=mdsvalue(['\a::it']);
41 [derIPla,status_i_pla]=mdsvalue(['\a::dit']);
42 %Acquisizione F
43 [F,status]=mdsvalue(['\a::f']);
44 [T_F,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::f)']);
45 Rtw=1.e-3*[7.7927 7.2832 7.9365 7.2735 7.5176 8.0602 7.6141
46           7.7224 7.7160 7.3181 7.9264 7.3193];
47 [t_v_tor,status]=mdsvalue(['dim_of(\edam::TBMV01_UT01VA)']);
48
49 for i=1:3;
50 [v_tor_coil_A(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV0' int2str(i) '
51   _UT01VA' ]);
52 [v_tor_coil_B(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV0' int2str(i) '
53   _UT02VA' ]);
54 end ;
55 for i=5:9;
56 [v_tor_coil_A(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV0' int2str(i) '
57   _UT01VA' ]);
58 [v_tor_coil_B(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV0' int2str(i) '
59   _UT02VA' ]);
60 end ;
61 for i=10:12;
62 [v_tor_coil_A(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV' int2str(i) '
63   _UT01VA' ]);
64 [v_tor_coil_B(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV' int2str(i) '
65   _UT02VA' ]);
66 end;
67
68 for i=1:12;
69     v_tor_coil(:,i)=(v_tor_coil_A(:,i)-v_tor_coil_B(:,i));
70 end ;
71 %Acquisizione Bt(a)
72 [t_Bt_a,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::bt_ra)']);
73 [Bt_a,status]=mdsvalue(['\a::bt_ra']);
74 %plot (t_Bt_a,Bt_a);grid on;
75 %Acquisizione dati corrente toroidale
76 [t_edam,status]=mdsvalue(['dim_of(\edam::tbmc01_ig01va)']);
77 for i=1:12;
78     if i<=9;[it(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::tbmc0',int2str(i),
79       '_ig01va' ]);end;
80     if i>9; [it(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::tbmc',int2str(i),'
81       _ig01va' ]);end;
82 end;
83 [t_dequ,status]=mdsvalue(['dim_of(\dequ::vmvp060_vd2va)']);
84 [vp(:,1),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp060_vd2va']);

```

```

76 [vp(:,2),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp120_vd2va']);
77 [vp(:,3),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp180_vd2va']);
78 [vp(:,4),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp240_vd2va']);
79 [vp(:,5),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp300_vd2va']);
80 [vp(:,6),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp360_vd2va']);
81 [vp(:,7),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp420_vd2va']);
82 [vp(:,8),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp480_vd2va']);
83 [vp(:,9),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp540_vd2va']);
84 [vp(:,10),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp660_vd2va']);
85 mdsfclose;
86 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
87 %troviamo la i_theta dal valore di bt_ra e determiniamo l'
   intervallo
88 %d'interesse nel nostro caso di segnali OPCD sinusoidali
89 Bt_a_filt=smooth(Bt_a,20);
90 ind_Bt_a=find(t_Bt_a>0.1448&t_Bt_a<0.1529); %shot 21669
91 %ind_Bt_a=find(t_Bt_a>0.1501&t_Bt_a<0.1595); %shot 21674
92 %ind_Bt_a=find(t_Bt_a>0.1682&t_Bt_a<0.1764); %shot 21684
93 %ind_Bt_a=find(t_Bt_a>0.1192&t_Bt_a<0.1314); %shot 21686
94 %ind_Bt_a=find(t_Bt_a>0.1463&t_Bt_a<0.1557); %shot 21688
95 t_Bt_a_res = t_Bt_a(ind_Bt_a);
96 Bt_a_res_filt = Bt_a_filt( ind_Bt_a, : );
97 %plot (t_Bt_a_res,Bt_a_res_filt);grid on;
98 %determinazione vp_mean nell'intervallo considerato
99 vp_mean=mean(vp,2);
100 vp_mean_filt=smooth(vp_mean,20);
101 ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.1448&t_dequ<0.1529); %shot 21669
102 %ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.1501&t_dequ<0.1595); %shot 21674
103 %ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.1682&t_dequ<0.1764); %shot 21684
104 %ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.1192&t_dequ<0.1314); %shot 21686
105 %ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.1463&t_dequ<0.1557); %shot 21686
106 t_vp_mean_filt = t_dequ(ind_vp_mean_filt);
107 vp_mean_filt_res2 = vp_mean_filt(ind_vp_mean_filt);
108 % vp_mean_filt_res_ave=mean(vp_mean_filt_res2);
109 %vp_mean_filt_fit=vp_mean_filt_res2-vp_mean_filt_res_ave;
110 vp_mean_def=mean(vp_mean_filt_res2);
111 figure (1)
112 subplot (2,1,1),plot(t_Bt_a_res,Bt_a_res_filt, 'b');grid on;
113     title(['Bt(a) shot ',num2str(shot)]);
114     h = legend('Bt(a)',1);
115     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname',''
116           'times');
117     ylabel(['Bt(a)'],'FontSize',10,'Fontname','times'
118           ');
119 subplot (2,1,2),plot(t_vp_mean_filt, vp_mean_filt_res2, 'm');grid
120 on;
121     title(['VpMean shot ',num2str(shot)]);
122     h = legend('VpMean',1);
123     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname',''
124           'times');
125     ylabel(['Tensione [V]'],'FontSize',10,'Fontname',''
126           'times');

```

```

123 Bt_a_fit=polyfit(t_Bt_a_res,Bt_a_res_filt,1);
124 Bt_a_fit_def=abs(Bt_a_fit(1,1));
125 I_theta=(2*pi*R_tor)*Bt_a_fit_def./mu0;
126 Ltheta=vp_mean_def./(I_theta)
127 %Ltheta=Ltheta1/(2*pi*40)
128 figure (2)
129     subplot(2,1,1);
130     plot(t_a,i_pla,'r');grid on;
131     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
132     xlim([0. 0.3]);grid on; %28085
133     %xlim([0. 0.5]);grid on;
134     title(['Iplasma']);
135     h = legend('i\pla',1);
136     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
137     ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
138     ;
139
140     subplot(2,1,2);
141     plot(T_F,F,'r');grid on;
142     title(['Andamento F']);
143     h = legend('F',1);
144     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
145     xlim([0. 0.3]);grid on; %28085
146     %xlim([0. 0.5]);grid on; %28085
147     %xlim([-0.05 0.5]);
148     ylim([-0.4 0.2]);
149     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
150     ylabel(['F'],'FontSize',10,'Fontname','times');

```

B.2 LTheta2

```

1  %istruzioni per far partire la simulazione powersim a VUOTO
2  close all;
3  clear all;
4  clear
5  %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
6  %dati geometrici della macchina
7  R_sc=1.995;
8  R_tor=2;
9  R_vv=R_sc;
10 r_pla=0.45;
11 r_vv_ave=0.490; %raggio medio vessel
12 r_outer_vv=0.505;
13 r_inner_shell=0.511;
14 r_tor_ave=0.621;
15 shell_thickness=3.e-3;
16 mu0=4*pi*1.e-7;
17 N_tor=384;
18 Nsettori=12
19 NSpire=N_tor/Nsettori;
20 %

```



```

21 %dati circuito elettrico equivalente
22 Res_vv=41.e-6;
23 L_vv=mu0*r_vv_ave^2/(2*R_vv);
24 L_tv=mu0*(r_tor_ave^2-r_vv_ave^2)/(2*R_vv);
25 %Res_tor_eq=150.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07
26 %Res_tor_eq=200.e-3/N_tor^2; %telefonata R.Piovan 18/10/07
27 Res_tor_eq=120.e-3/N_tor^2; %telefonata L.Zanotto 5/11/07
28 L_tor_eq=18.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07
29 L_tor_add=L_tor_eq-(L_vv+L_tv);
30 L_cv=L_tv+L_tor_add;%induttanza dal convertitore alla camera (
induttanze cavi comprese)
31 mdsconnect ('raserver');
32 %Lista impulsi con plasma OPCD con oscillazione sinusoidale.
33 shot = 21636;
34 %shot = 21639;
35 %shot = 21648;
36 %shot = 21649;
37 %shot = 21660;
38 mdsopen('rfix', shot )
39 [t_a,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::it)']);
40 [i_pla,status_i_pla]=mdsvalue(['\a::it']);
41 [derIPla,status_i_pla]=mdsvalue(['\a::dit']);
42 Rtw=1.e-3*[7.7927 7.2832 7.9365 7.2735 7.5176 8.0602 7.6141
7.7224 7.7160 7.3181 7.9264 7.3193];
43 [t_v_tor,status]=mdsvalue(['dim_of(\edam::TBMV01_UT01VA)']);
44
45 for i=1:9;
46 [v_tor_coil_A(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV0' int2str(i) '
_UT01VA' ]);
47 [v_tor_coil_B(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV0' int2str(i) '
_UT02VA' ]);
48 end ;
49 for i=10:12;
50 [v_tor_coil_A(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV' int2str(i) '
_UT01VA' ]);
51 [v_tor_coil_B(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV' int2str(i) '
_UT02VA' ]);
52 end;
53
54 for i=1,2,3,5,6,7,8,9,10,11,12;
55 v_tor_coil(:,i)=(v_tor_coil_A(:,i)-v_tor_coil_B(:,i));
56 end ;
57 %Acquisizione Bt(a)
58 [t_Bt_a,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::bt_ra)']);
59 [Bt_a,status]=mdsvalue(['\a::bt_ra']);
60 %plot (t_Bt_a,Bt_a);grid on;
61 %Acquisizione F
62 [F,status]=mdsvalue(['\a::f']);
63 [T_F,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::f)']);
64 %Acquisizione iPla
65 [t_a,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::it)']);
66 [i_pla,status_i_pla]=mdsvalue(['\a::it']);
67 %Acquisizione dati corrente toroidale

```

```

68 [t_edam,status]=mdsvalue(['dim_of(\edam::tbmc01_ig01va)']);
69 for i=1:12;
70     if i<=9;[it(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::tbmc0',int2str(i),
71         '_ig01va']);end;
72     if i>9; [it(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::tbmc',int2str(i),'
73         _ig01va']);end;
74 end;
75 [t_dequ,status]=mdsvalue(['dim_of(\dequ::vmvp060_vd2va)']);
76 [vp(:,1),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp060_vd2va']);
77 [vp(:,2),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp120_vd2va']);
78 [vp(:,3),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp180_vd2va']);
79 [vp(:,4),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp240_vd2va']);
80 [vp(:,5),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp300_vd2va']);
81 [vp(:,6),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp360_vd2va']);
82 [vp(:,7),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp420_vd2va']);
83 [vp(:,8),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp480_vd2va']);
84 [vp(:,9),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp540_vd2va']);
85 [vp(:,10),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp660_vd2va']);
86 mdsfclose;
87 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
88 %troviamo la i_theta dal valore di bt_ra e determiniamo l'
89     intervallo
90 %d'interesse nel nostro caso di segnali OPCD sinusoidali
91 Bt_a_filt=smooth(Bt_a,20);
92 ind_Bt_a=find(t_Bt_a>0.06&t_Bt_a<0.1699);
93 t_Bt_a_res = t_Bt_a(ind_Bt_a);
94 Bt_a_res_filt = Bt_a_filt( ind_Bt_a,: );
95 %plot (t_Bt_a_res,Bt_a_res_filt);grid on;
96 %determinazione vp_mean nell'intervallo considerato
97 vp_mean=mean(vp,2);
98 vp_mean_filt=smooth(vp_mean,20);
99 ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.06&t_dequ<0.1699);
100 t_vp_mean_filt = t_dequ(ind_vp_mean_filt);
101 vp_mean_filt_res = vp_mean_filt(ind_vp_mean_filt);
102 %plot (t_vp_mean_filt,vp_mean_filt_res);grid on;
103 figure (1)
104 subplot (2,1,1),plot(t_Bt_a_res,Bt_a_res_filt, 'b');grid on;
105     title(['Bt(a) shot ',num2str(shot)]);
106     h = legend('Bt(a)',1);
107     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','
108         times');
109     ylabel(['Bt(a)'],'FontSize',10,'Fontname','times'
110         );
111 subplot (2,1,2),plot(t_vp_mean_filt,vp_mean_filt_res, 'm');grid
112     on;
113     title(['VpMean shot ',num2str(shot)]);
114     h = legend('VpMean',1);
115     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','
116         times');
117     ylabel(['Tensione [V]'],'FontSize',10,'Fontname',
118         'times');

```

```

113
114 %Ricalcoliamo la base dei tempi
115 t_interp=[0.0605:1.e-4:0.1375]';
116 vp_mean_filt_int =interp1(t_vp_mean_filt, vp_mean_filt_res ,
117     t_interp, 'linear');
118 Bt_a_int =interp1(t_Bt_a_res, Bt_a_res_filt ,t_interp, 'linear');
119 plot(t_interp, vp_mean_filt_int, 'r', t_vp_mean_filt,
120     vp_mean_filt_res, 'b-.');grid on
121 vp_mean_filt_int_ave=mean(vp_mean_filt_int,1);
122 vp_mean_filt_int2=vp_mean_filt_int-vp_mean_filt_int_ave;
123 %determiniamo la I_theta
124 I_theta_int=(2*pi*R_tor)*Bt_a_int/mu0;
125 I_theta_int_ave=mean(I_theta_int,1);
126 I_theta_int2=I_theta_int-I_theta_int_ave;
127 figure (2)
128 subplot (2,1,1), plot(t_interp, I_theta_int2, 'b');grid on;
129     title(['I_theta_int2 shot ', num2str(shot)]);
130     h = legend('I_theta_int2',1);
131     xlabel('Tempo [s]', 'FontSize',10, 'Fontname', '
132         times');
133     ylabel(['A'], 'FontSize',10, 'Fontname', 'times');
134 subplot (2,1,2), plot(t_interp, vp_mean_filt_int2, 'm');grid on;
135     title(['vp_mean_filt_int2 shot ', num2str(shot)
136         ]);
137     h = legend('vp_mean_filt_int2',1);
138     xlabel('Tempo [s]', 'FontSize',10, 'Fontname', '
139         times');
140     ylabel(['Tensione [V]'], 'FontSize',10, 'Fontname', '
141         times');
142
143 %generazione dei segnali per analisi di Fourier
144 %N_samples=length(t_tf(step_index_input));
145 N_samples=length(vp_mean_filt_int2);
146 dt_DFT=1.e-4;
147 t_start_DFT=0.
148 t_DFT=t_start_DFT:dt_DFT:dt_DFT*(N_samples-1);
149 %calcolo della DFT
150 N_samples_DFT=length(t_DFT);
151 delta_input_DFT=fft(I_theta_int2);
152 delta_output_DFT=fft(vp_mean_filt_int2);
153 sampling_freq=1/dt_DFT;
154 base_freq_DFT=1/(N_samples*dt_DFT);
155 freq_DFT=(0:1:(N_samples-1))*base_freq_DFT;
156 freq_DFT(1)=0.0001;
157 %
158 ind_plot=(1:N_samples);
159
160 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
161 figure (3);
162     subplot(2,1,1);
163     semilogx(freq_DFT(ind_plot), abs(delta_input_DFT(ind_plot)
164         ), 'bx-');grid on;

```

```

159     xlim([1 10^4]);
160     title(['Analisi in frequenza ', num2str(shot)]);
161     xlabel('frequency [Hz]', 'FontSize', 10, 'Fontname', 'times')
162     ;
163     ylabel(['Amplitude [A]'], 'FontSize', 10, 'Fontname', 'times'
164     );
165     [legend_h, object_h, plot_h, text_strings] = legend('Input\
166     _DFT');
167     set(legend_h, 'Location', 'NorthEast');
168     set(object_h(1), 'FontSize', 8, 'Fontname', 'times');
169
170     subplot(2,1,2)
171     semilogx(freq_DFT(ind_plot), abs(delta_output_DFT(ind_plot
172     )), 'ro-'); grid on;
173     xlim([1 10^4]);
174     title(['Analisi in frequenza ', num2str(shot)]);
175     xlabel('frequency [Hz]', 'FontSize', 10, 'Fontname', 'times')
176     ;
177     ylabel(['Amplitude [V]'], 'FontSize', 10, 'Fontname', 'times'
178     );
179     [legend_h, object_h, plot_h, text_strings] = legend(['Output
180     \_DFT']);
181     set(legend_h, 'Location', 'NorthEast');
182     set(object_h(1), 'FontSize', 8, 'Fontname', 'times');
183
184     %% % subplot(2,1,2);
185     %% % semilogx(freq_DFT(ind_plot), unwrap(angle(delta_input_DFT(
186     ind_plot))), 'bx', freq_DFT(ind_plot), unwrap(angle(
187     delta_output_DFT(ind_plot))), 'ro'); grid on;
188     %% % xlabel('frequency [Hz]', 'FontSize', 10, 'Fontname', 'times');
189     %% % ylabel(['Phase [rad]'], 'FontSize', 10, 'Fontname', 'times');
190     %% % [legend_h, object_h, plot_h, text_strings] = legend([
191     delta_input_DFT '\_DFT'], [delta_output_DFT '\_DFT']);
192     %% % set(legend_h, 'Location', 'SouthWest');
193     %% % set(object_h(1:2), 'FontSize', 8, 'Fontname', 'times');
194
195     %%% inizio calcolo tf di delta_output
196
197     %calcolo della risposta in frequenza
198     delta_DFT=delta_output_DFT./delta_input_DFT
199     abs_delta_DFT=abs(delta_output_DFT)./abs(delta_input_DFT);
200     %Ltheta=mean(abs_delta_DFT*250) %ricavato moltiplicando per omega
201     =250*
202     %delta_DFT_1=delta_output_DFT/(N_samples);
203     max_freq_fr=150;
204     ind_max_freq_fr=max(find(freq_DFT<=max_freq_fr));
205
206     %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
207     figure (4);
208     semilogx(freq_DFT(ind_plot), abs(delta_DFT(ind_plot)), 'ro-',
209     freq_DFT(ind_plot), abs_delta_DFT(ind_plot), 'bx-.'); grid on;
210     xlim([1 10^4]);
211     title(['Analisi in frequenza ', num2str(shot)]);
212     xlabel('frequency [Hz]', 'FontSize', 10, 'Fontname', 'times');

```

```

200 ylabel(['Amplitude [H]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
201 [legend_h,object_h,plot_h,text_strings] = legend('Abs\_Ratio\_DFT
      ','Ratio\_Abs\_DFT');
202 set(legend_h,'Location','NorthEast');
203 set(object_h(1:2),'FontSize',8,'Fontname','times');
204 figure (5)
205     subplot(2,1,1);
206     plot(t_a,i_pla,'r');grid on;
207     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
208     xlim([0. 0.35]);grid on; %28085
209     %xlim([0. 0.5]);grid on;
210     title(['Iplasma']);
211     h = legend('i\_pla',1);
212     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
213     ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
214     ;
215     subplot(2,1,2);
216     plot(T_F,F,'r');grid on;
217     title(['Andamento F']);
218     h = legend('F',1);
219     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
220     xlim([0. 0.35]);grid on; %28085
221     %xlim([0. 0.5]);grid on; %28085
222     %xlim([-0.05 0.5]);
223     ylim([-0.4 0.2]);
224     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
225     ylabel(['F'],'FontSize',10,'Fontname','times');

```

B.3 MTheta

```

1  %istruzioni per far partire la simulazione powersim a VUOTO
2  close all;
3  clear all;
4  clear
5  %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
6  %dati geometrici della macchina
7  R_sc=1.995;
8  R_tor=2;
9  R_vv=R_sc;
10 r_pla=0.45;
11 r_vv_ave=0.490; %raggio medio vessel
12 r_outer_vv=0.505;
13 r_inner_shell=0.511;
14 r_tor_ave=0.621;
15 shell_thickness=3.e-3;
16 mu0=4*pi*1.e-7;
17 N_tor=384;
18 Nsettori=12
19 NSpire=N_tor/Nsettori;
20 %

```

```

21 %dati circuito elettrico equivalente
22 Res_vv=41.e-6;
23 L_vv=mu0*r_vv_ave^2/(2*R_vv);
24 L_tv=mu0*(r_tor_ave^2-r_vv_ave^2)/(2*R_vv);
25 %Res_tor_eq=150.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07
26 %Res_tor_eq=200.e-3/N_tor^2; %telefonata R.Piovan 18/10/07
27 Res_tor_eq=120.e-3/N_tor^2; %telefonata L.Zanotto 5/11/07
28 L_tor_eq=18.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07
29 L_tor_add=L_tor_eq-(L_vv+L_tv);
30 L_cv=L_tv+L_tor_add;%induttanza dal convertitore alla camera (
induttanze cavi comprese)
31 mdsconnect ('raserver');
32 %Lista impulsi con rampa positiva di corrente durante il flat-top
33 %shot = 22065;
34 %shot = 22069;
35 %shot = 25367 % 25363
36 %shot = 25349
37 %shot = 25211
38 shot = 25212
39 %shot = 23880
40
41 mdsopen('rfx', shot )
42 [t_a,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::it)']);
43 [i_pla,status_i_pla]=mdsvalue(['\a::it']);
44 [derIpla,status_i_pla]=mdsvalue(['\a::dit']);
45 [t_dequ,status]=mdsvalue(['dim_of(\dequ::vmvp060_vd2va)']);
46 [vp(:,1),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp060_vd2va']);
47 [vp(:,2),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp120_vd2va']);
48 [vp(:,3),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp180_vd2va']);
49 [vp(:,4),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp240_vd2va']);
50 [vp(:,5),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp300_vd2va']);
51 [vp(:,6),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp360_vd2va']);
52 [vp(:,7),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp420_vd2va']);
53 [vp(:,8),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp480_vd2va']);
54 [vp(:,9),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp540_vd2va']);
55 [vp(:,10),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp660_vd2va']);
56 %Acquisizione F
57 [F,status]=mdsvalue(['\a::f']);
58 [T_F,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::f)']);
59 mdsconnect;
60 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
61 %determinazione intervallo temporale di interesse per la derivata
della
62 %corrente di plasma
63 IPla_filt=smooth(i_pla,20);
64 %IPla_filt_mean=mean(IPla_filt);
65 %ind_t_a=find(t_a>0.0535&t_a<0.2149); %shot 22065
66 %ind_t_a=find(t_a>0.0498&t_a<0.1886); %shot 22069
67 %ind_t_a=find(t_a>0.1217&t_a<0.4813); %shot shot 25363 e 25367 F
poco profondo , evoluzione libera
68 %ind_t_a=find(t_a>0.1029&t_a<0.468); %shot shot 25349 F poco
profondo , evoluzione libera

```

```

69 %ind_t_a=find(t_a>0.074&t_a<0.3056); %shot shot 25211 F molto
    profondo , evoluzione libera
70 %ind_t_a=find(t_a>0.059&t_a<0.3056); %shot shot 25211 F molto
    profondo , evoluzione libera
71 ind_t_a=find(t_a>0.21&t_a<0.29); %shot shot 23880
72 %t_IPla_filt_mean=t_a(ind_t_a);
73 t_IPla_filt=t_a(ind_t_a);
74 IPla_filt_res=IPla_filt(ind_t_a);
75 plot(t_IPla_filt, IPla_filt_res);grid on;
76 Ipla_fit=polyfit(t_IPla_filt,IPla_filt_res,1);
77 Ipla_fit_def=abs(Ipla_fit(1,1));
78 %determinazione vp_mean nell'intervallo considerato
79 vp_mean=mean(vp,2);
80 vp_mean_filt=smooth(vp_mean,20);
81 %ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.0535&t_dequ<0.2149); %shot 22065
82 %ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.0498&t_dequ<0.1886); %shot 22069
83 %ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.1217&t_dequ<0.4813); %shot 25367
    F poco profondo , evoluzione libera
84 %ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.1029&t_dequ<0.468); %shot 25349 F
    poco profondo , evoluzione libera
85 %ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.074&t_dequ<0.3056); %shot 25211 F
    molto profondo , evoluzione libera
86 %ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.059&t_dequ<0.3056); %shot 25212 F
    molto profondo , evoluzione libera
87 ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>0.21&t_dequ<0.29); %shot 23880 F
    molto profondo , evoluzione libera
88 t_vp_mean_filt = t_dequ(ind_vp_mean_filt);
89 vp_mean_filt_res2 = vp_mean_filt(ind_vp_mean_filt);
90 vp_mean_def=abs(mean(vp_mean_filt_res2));
91 figure (1)
92 subplot (2,1,1),plot(t_IPla_filt,IPla_filt_res, 'b');grid on;
93     title(['IPlasma',num2str(shot)]);
94     h = legend('IPlasma',1);
95     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','
96         times');
97     ylabel(['IPlasma [A]'],'FontSize',10,'Fontname','
98         times');
99 subplot (2,1,2),plot(t_vp_mean_filt, vp_mean_filt_res2, 'm');grid
100 on;
101     title(['VpMean',num2str(shot)]);
102     h = legend('VpMean',1);
103     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','
104         times');
105     ylabel(['Tensione [V]'],'FontSize',10,'Fontname','
106         times');
107 figure (2)
108     subplot(2,1,1);
109     plot(t_a,i_pla,'r');grid on;
110     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
111     xlim([0. 0.35]);grid on; %28085
112     %xlim([0. 0.5]);grid on;
113     title(['Iplasma ',num2str(shot)]);

```

```
110     h = legend('i\pla',1);
111     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
112     ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
113     ;
114
115     subplot(2,1,2);
116     plot(T_F,F,'r');grid on;
117     title(['Andamento F ',num2str(shot)]);
118     h = legend('F',1);
119     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
120     xlim([0. 0.35]);grid on; %28085
121     %xlim([0. 0.5]);grid on; %28085
122     %xlim([-0.05 0.5]);
123     ylim([-0.4 0.2]);
124     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
125     ylabel(['F'],'FontSize',10,'Fontname','times');
126
127 Mtheta=vp_mean_def./Ipla_fit_def
```


Appendice C

Simulazione F-Control

C.1 Simulazione in catena aperta

```
1  %Istruzioni per far partire la simulazione powersim a VUOTO
2  close all;
3  clear all;
4  clear
5  %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
6  %dati geometrici della macchina
7  R_sc=1.995;
8  R_tor=2;
9  R_vv=R_sc;
10 r_pla=0.45;
11 r_vv_ave=0.490; %raggio medio vessel
12 r_outer_vv=0.505;
13 r_inner_shell=0.511;
14 r_tor_ave=0.621;
15 shell_thickness=3.e-3;
16 mu0=4*pi*1.e-7;
17 N_tor=384;
18 Nsettori=12;
19 NSpire=N_tor/Nsettori;
20 %
21 %dati circuito elettrico equivalente
22 Res_vv=41.e-6;
23 L_vv=mu0*r_vv_ave^2/(2*R_vv);
24 L_tv=mu0*(r_tor_ave^2-r_vv_ave^2)/(2*R_vv);
25 %Res_tor_eq=150.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07
26 %Res_tor_eq=200.e-3/N_tor^2; %telefonata R.Piovan 18/10/07
27 Res_tor_eq=120.e-3/N_tor^2; %telefonata L.Zanotto 5/11/07
28 L_tor_eq=18.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07
29 L_tor_add=L_tor_eq-(L_vv+L_tv);
30 L_cv=L_tv+L_tor_add;%induttanza dal convertitore alla camera (
   induttanze cavi comprese)
31 mdsconnect ('150.178.3.242');
32 %Lista impulsi con plasma da provare
33 %shot = 27740
34 %shot = 27741 %BUONO Mtheta=2.10e-07
```

```

35 %shot = 27742 %NON MALE Mtheta=2.10e-07
36 %shot = 27443 % no tanto buono
37 shot = 27747; %BUONO Mtheta=2.10e-07
38 %shot = 27745 % no tanto buono
39 %shot = 28067 %medio t_sim=0.6
40 %shot = 28069 %nope
41 %shot = 28081
42 %shot = 28085 %xlim= 0.25 breve Iplas
43 %shot = 28098
44 %shot = 28099
45 %shot = 28182 %Xlim = 0.5
46 %shot = 28183
47 %shot = 28463
48 %shot=28528 % <<<
49 mdsopen('rfx', shot );
50 [t_a,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::it)']);
51 [i_pla,status_i_pla]=mdsvalue(['\a::it']);
52 [derIpla,status_i_pla]=mdsvalue(['\a::dit']);
53 %Acquisizione F
54 [F_ref,status]=mdsvalue(['\RFX::AXI_TOROIDAL_CONTROL.F:WAVE']);
55 [t_F_ref,status]=mdsvalue(['dim_of(\RFX::AXI_TOROIDAL_CONTROL.F:
    WAVE)']);
56 %Acquisizione Bt(a)
57 %[t_Bt_a,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::bt_ra)']);
58 [Bt_a,status]=mdsvalue(['\a::bt_ra']);
59 %Acquisizione <Bt>
60 [Bt_ave,status]=mdsvalue(['\a::btave']);
61 [t_Bt_ave,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::btave)']);
62 %Acquisizione It_ref_sperimentale
63 [it_rif,status]=mdsvalue(['\EDA3::CONTROL.SIGNALS:DAC_OUT_1*1000'
    ]);
64 [t_it_rif,status]=mdsvalue(['dim_of(\EDA3::CONTROL.SIGNALS:
    DAC_OUT_1)']);
65 %Acquisizione riferimento di corrente
66 [it_setup,status]=mdsvalue(['\RFX::INVERTER_SETUP.CHANNEL_1:
    OUT_SIGNAL']);
67 [t_it_setup,status]=mdsvalue(['dim_of(\RFX::INVERTER_SETUP.
    CHANNEL_1:OUT_SIGNAL)']);
68 %Acquisizione Theta
69 [Theta,status]=mdsvalue(['\a::THETA']);
70 [t_Theta,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::THETA)']);
71 [t_v_tor,status]=mdsvalue(['dim_of(\edam::TBMV01_UT01VA)']);
72
73 for i=1:9;
74 [v_tor_coil_A(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV0' int2str(i) '
    _UT01VA']);
75 [v_tor_coil_B(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV0' int2str(i) '
    _UT02VA']);
76 end ;
77 for i=10:12;
78 [v_tor_coil_A(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV' int2str(i) '
    _UT01VA']);

```

```

79 [v_tor_coil_B(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::TBMV' int2str(i) '
   _UT02VA' ]);
80 end;
81
82 for i=1,2,3,5,6,7,8,9,10,11,12;
83     v_tor_coil(:,i)=(v_tor_coil_A(:,i)-v_tor_coil_B(:,i));
84 end ;
85 %Acquisizione dati corrente toroidale
86 [t_edam,status]=mdsvalue(['dim_of(\edam::tbmc01_ig01va)']);
87 for i=1:12;
88     if i<=9; [it(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::tbmc0',int2str(i),
   '_ig01va']);end;
89     if i>9; [it(:,i),status]=mdsvalue(['\edam::tbmc',int2str(i),'
   _ig01va']);end;
90 end;
91 %Acquisizione tensione poloidale
92 [t_dequ,status]=mdsvalue(['dim_of(\dequ::vmvp060_vd2va)']);
93 [vp(:,1),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp060_vd2va']);
94 [vp(:,2),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp120_vd2va']);
95 [vp(:,3),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp180_vd2va']);
96 [vp(:,4),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp240_vd2va']);
97 [vp(:,5),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp300_vd2va']);
98 [vp(:,6),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp360_vd2va']);
99 [vp(:,7),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp420_vd2va']);
100 [vp(:,8),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp480_vd2va']);
101 [vp(:,9),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp540_vd2va']);
102 [vp(:,10),status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp660_vd2va']);
103 %Acquisizione F
104 [F,status]=mdsvalue(['\a::f']);
105 [T_F,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::f)']);
106 [%Test,status]=mdsvalue(['\dequ::vmvp660_vi2va']);
107 %Acquisizione riferimento di corrente
108 mdsfclose;
109 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
110 Rtw=1.e-3*[7.7927 7.2832 7.9365 7.2735 7.5176 8.0602 7.6141
   7.7224 7.7160 7.3181 7.9264 7.3193];
111 %realizzazione filtro
112 %filtraggio tensioni alimentazione(v_tor_coil - lettura alle
   bobine)
113 %1111111111%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
114 N_cheby=5;
115 R_cheby=20;
116 ome_Ny_exp=2*pi*50000; %Nyquist angular frequency ome_Ny_exp=2*pi
   *100000/2=3.1416e+005 (50kHz)
117 cutoff_freq=400;
118 ome_cutoff=2*pi*cutoff_freq;
119 Wn_filt_exp=ome_cutoff/ome_Ny_exp;
120 [B_filt_exp,A_filt_exp] = cheby2(N_cheby,R_cheby,Wn_filt_exp);
121 [C_filt_exp,D_filt_exp] = cheby2(N_cheby,R_cheby,Wn_filt_exp);
122 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
123 %filtraggio2 correnti
124 for jj=1:12;
125     it_filt(:,jj)=filter(C_filt_exp,D_filt_exp,it(:,jj));

```

```

126 end;
127 %usiamo derIPlafilt per calcolare nel caso 1
128 derIplafilt=smooth(derIpla,20);
129
130 %Determinazione della ITheta a partire dal valore del BT_a alla
131 parete
132 ITheta=Bt_a*2*pi*R_tor/mu0;
133 ITheta_index_start=min(find(ITheta<0)); %VALORE DEL PRIMO
134 CAMPIONE CON itheta NEGATIVA!!!!
135 ITheta_0=ITheta(ITheta_index_start);
136 t_a_0=t_a(ITheta_index_start); %ISTANTE IN CUI ABBIAMO IL PRIMO
137 VALORE NEGATIVO DELLA ITHETA
138
139 difftw=(t_edam -(t_a_0*(ones((length(t_edam)),1)))); %ABBIAMO
140 STABILITO IL VETTORE DIFFERENZA DI LAVORO
141 abs(difftw);
142 I_tor_0_index=find(abs(difftw)==min(abs(difftw))); %se abbiamo 0
143 significa che non ce ne È nemmeno uno di uguale
144 T_ITor_0=t_edam(I_tor_0_index);
145 I_tor_0=-(it(I_tor_0_index,1));
146 X0=[384*I_tor_0 ; -384*I_tor_0];
147 %Determinazione di Theta
148 Bp_a=(mu0*i_pla)/(2*pi*r_vv_ave);
149 MTheta=(2.10e-007) %Mtheta sperimentale rilevato da altri spari
150 %Determiniamo il valore da attribuire al nostro generatore di
151 disturbo Vd
152 %associato alla presenza del plasma ottenuto moltiplicando la
153 MTheta di cui
154 %sopra per la derivata della corrente di plasma
155 %VMThetaPlaTeorico=MTheta_teorico*derIplafilt;
156 VMThetaPla=MTheta*derIplafilt;
157 figure (1);
158 plot(t_a,i_pla,'r');grid on;
159 title(['Corrente di Plasma shot ',num2str(shot)]);
160 h = legend('iPla',1);
161 xlim([0. 0.6]);grid on; %28067
162 %xlim([0. 0.25]);grid on; %28085
163 %xlim([0. 0.5]);grid on;
164 xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
165 ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
166 ;
167 figure (2);
168 plot(t_a,derIpla,'r', t_a,derIplafilt, 'b' );grid on;
169 title(['Confronto Derivata Corrente di Plasma filtrata e
170 non']);
171 h = legend('derIPla','derIPlafilt',2);
172 %xlim([0. 0.25]);grid on; %28085
173 xlim([0. 0.6]);grid on; %28067
174 %xlim([-0.1 0.5]);grid on;
175 xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
176 ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
177 ;
178 figure (3);

```

```

169     plot(t_a,ITheta/32/12,'r',t_edam,-it(:,1),'b-.');grid on;
170     title(['Confronto tra la ITheta e la corrente toroidale'
171           ]);
172     h = legend('ITheta','Itor', 2);
173     xlim([0. 0.6]);grid on; %28067
174     %xlim([0. 0.25]);grid on; %28085
175     %xlim([-0.5 1]);grid on;
176     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
177     ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
178     ;
179
180 %filtraggio con lo smooth
181 for jj=1,2,3,5,6,7,8,9,10,11,12;
182     v_tor_coil_filt2(:,jj)=smooth(v_tor_coil(:,jj), 500);
183 end;
184 %filtraggio correnti toroidali (it)
185 N_cheby=5;
186 R_cheby=20;
187 ome_Ny_exp=2*pi*50000; %Nyquist angular frequency ome_Ny_exp=2*pi
188     *100000/2=3.1416e+005 (100kHz)
189 cutoff_freq=200;
190 ome_cutoff=2*pi*cutoff_freq;
191 Wn_filt_exp=ome_cutoff/ome_Ny_exp;
192 [B_filt_exp,A_filt_exp] = cheby2(N_cheby,R_cheby,Wn_filt_exp);
193 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
194 %filtraggio2
195 for jj=1:12;
196     it_filt(:,jj)=filter(B_filt_exp,A_filt_exp,it(:,jj));
197 end;
198 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
199 ind_offset=find(t_v_tor>-0.35&t_v_tor<-0.305);
200 v_torOffset2=mean(v_tor_coil_filt2(ind_offset,:),1);
201 VTor2=v_tor_coil_filt2-ones(size(v_tor_coil_filt2,1),1)*
202     v_torOffset2;
203 t_start_sim=t_a_0;
204 %t_start_sim=0.007;
205 t_stop_sim=0.5;
206 dt_sim=1.e-5;
207 t_sim=[t_start_sim:dt_sim:t_stop_sim]';
208 [t_test,ind1,ind2]=unique(t_v_tor);
209 V1=interp1(t_v_tor(ind1),VTor2(ind1,1)/32,t_sim,'linear');
210 V2=interp1(t_a,VMThetaPla,t_sim,'linear');
211 BT_a=interp1(t_a,Bt_a,t_sim,'linear');
212 Der_Ipla_filt=interp1(t_a,derIplafilt,t_sim,'linear');
213 %Der_Ipla_filt=interp1((t_a-t_a_0),derIplafilt,t_sim,'linear');
214 F_REF=interp1(t_F_ref,F_ref,t_sim,'linear');
215 ItSetup = interp1(t_it_setup,it_setup,t_sim,'linear');
216 %prendiamo un valore o l'altro a seconda di quale dei due gruppi
217     stiamo
218 %considerando, dove 0.68 È l'istante di partenza della
219     simulazione

```

```

216 ind_t_sim=find(t_v_tor>t_start_sim&t_v_tor<t_stop_sim);
217 t_VTorSim=t_v_tor(ind_t_sim);
218 VTorSim2=VTor2(ind_t_sim,)/32;
219 %prendiamo la variazione di tensione come ingresso del sistema
    considerando
220 %il momento in cui entrano in funzione gli inverter
221 %ind_t_start=find(t_v_tor>-0.3&t_v_tor<0.5);
222 ind_t_start=min(find(t_v_tor>t_start_sim));
223 t_v_tor_start=t_v_tor(ind_t_start);
224 VTor_start2=VTor2(ind_t_start,)/32;
225 vp_mean=mean(vp,2);
226 vp_mean_filt=smooth(vp_mean,20);
227 t_dequ_index=find(diff(t_dequ)<=1.e-6);
228 A_dequ_index=t_dequ_index(1);
229 B_dequ_index=t_dequ_index(2);
230 t_dequ_sim=[t_dequ(1:(A_dequ_index-1));t_dequ((A_dequ_index+1):(
    B_dequ_index-1));t_dequ((B_dequ_index+1):end)];
231 vp_mean_sim=[vp_mean(1:(A_dequ_index-1));vp_mean((A_dequ_index+1)
    :(B_dequ_index-1));vp_mean((B_dequ_index+1):end)];
232 VP_mean_interp=interp1(t_dequ_sim,vp_mean_sim,t_sim);
233 VP_SIM=[t_sim,VP_mean_interp];
234 it_setup_x = [t_sim,ItSetup];
235 ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>t_start_sim&t_dequ<t_stop_sim);
236 t_vp_mean_filt = t_dequ(ind_vp_mean_filt);
237 vp_mean_filt_res = vp_mean_filt( ind_vp_mean_filt,:);
238 figure (5);
239         plot(t_VTorSim,VTorSim2(:,1),'b',t_a,VMThetaPla,'r');
           grid on;
           title(['Andamento tensione di alimentazione e
240 VMThetaPla']);
           h = legend('VTorSim','VMThetaPla',2);
241 xlim([-0.1 0.6]);grid on;
           xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
242 ylabel(['Tensione [V]'],'FontSize',10,'Fontname','
243 times');
244
245 L_WV=(mu0*(r_tor_ave^2-r_vv_ave^2)/(2*R_tor));
246 L_TW=(32*12)^2*(mu0*r_tor_ave^2)/(2*R_tor);
247 L_VV=mu0*r_vv_ave^2/(2*R_vv);
248 R_V=41e-6;
249 L_TWSector=L_TW/12
250 L_TWSectorV=32*L_VV;
251 R_TWSector=0.95*Rtw(1);
252 L_Theta_ave=6.67*10^-8;
253 %versione circuito equivalente del trasformatore
254 n=32*12;
255 %Mat_div=[n 0; 0 1];
256 %LTor=[L_TWSector/n^2 L_Theta_ave/12;L_Theta_ave/12 L_Theta_ave
    /12]; %variamo la lTHETA
257 %LTor=[L_TWSector/n^2 0.5*L_Theta_ave/12;0.5*L_Theta_ave/12
    0.5*L_Theta_ave/12]; %variamo la 0.5lTHETA
258 LTor=[L_TWSector/n^2 0.8*L_Theta_ave/12;0.8*L_Theta_ave/12 0.8*
    L_Theta_ave/12]; %variamo 0.8la lTHETA

```

```

259 %LTor=[L_TWSector/n^2  1.2*L_Theta_ave/12;1.2*L_Theta_ave/12
      1.2*L_Theta_ave/12]; %variamo la 1.2lTHETA
260 %LTor=[L_TWSector/n^2  1.5*L_Theta_ave/12;1.5*L_Theta_ave/12
      1.5*L_Theta_ave/12]; %variamo la 1.5lTHETA
261 RTor=[R_TWSector/n^2  0;0 R_V/12];
262 ATor2=-inv(LTor)*RTor;
263 %BTor2=inv(LTor)*[1/n  1/12;0  1/12 ]; %modello con la vp sperim
264 BTor2=inv(LTor)*[1/n  -1.2*MTheta/12;0  -1.2*MTheta/12 ]; %variamo
      la
265 %mtheta modello con la DERIPPLA
266 %BTor2=inv(LTor)*[1/n  1/12;0  1/12 ]; %variamo la Mtheta
267 CTor2=[1/n  0; 0  1];
268 DTor2=[0.0  0.0;0.0  0.0];
269 sect=[1:12];
270 figure (7)
271     subplot(2,1,1);
272     plot(t_a,i_pla,'r');
273     xlim([0.  0.45]);grid on; %28067
274     %xlim([0.  0.25]);grid on; %28085
275     %xlim([0.  0.5]);grid on;
276     title(['Andamento Iplasma']);
277     h = legend('i\pla',1);
278     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
279     ylabel(['IPlq [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
280
281     subplot(2,1,2)
282     plot(T_F,F , 'r');grid on;
283     title(['F ',num2str(shot)]);
284     %title(['Confronto F\sim, F\ref impulso a gradino']);
285     h = legend('F',3);
286     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
287     xlim([0.  0.45]);grid on; %28085-28462
288     %xlim([-0.05  0.5]);grid on;
289     ylim([-0.4  0.2]);
290     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
291     ylabel(['F'],'FontSize',10,'Fontname','times');
292
293
294 InputVoltage=[V1 -V2];
295 %BT_a_sim=[t_sim,BT_a];
296 Der_Ipla=[t_sim, Der_Ipla_filt];
297 V_P=[t_vp_mean_filt ,vp_mean_filt_res];
298 BT_AVE=[t_a,Bt_ave];
299 F_REF_input=[t_sim, F_REF];
300 it_setup=[t_sim, F_REF]
301 Bt_ave_start = interp1( t_Bt_ave, Bt_ave, t_start_sim )
302 %X01=[384*744.73 ; -181000];
303 sim('ModelloPlasmaOpenLoopF');
304 %sim('Modello_Plasma_FCONTROLLATA ');
305 F_sim=Bt_a_sim./Bt_ave_sim;
306
307 %IMPORTANTE CONFORNTA LE DUE ITHETA, QUELLE SPERIMENTALI RICAVATE
      DAL BT(a) CON QUELLE RICAVATE DAL MODELLO

```

```

308 figure (8)
309     subplot(2,1,1);
310     plot(t_a,ITheta,'r',tout,ITheta_sim,'b');grid on;
311     title(['Confronto tra ITheta sperimentale e simulata
          shot ',num2str(shot)]);
312     h = legend('ITheta','IThetasim',2);
313     xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
314     xlim([0. 0.35]);grid on; %28085
315     %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
316     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
317     ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times
          ');
318
319     subplot(2,1,2);
320     plot(T_F,F,'r');grid on;
321     title(['Andamento F']);
322     h = legend('F',1);
323     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
324     xlim([0. 0.35]);grid on; %28085
325     %xlim([-0.05 0.5]);
326     ylim([-0.4 0.2]);
327     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
328     ylabel(['F'],'FontSize',10,'Fontname','times');
329 figure (9)
330     subplot(2,1,1)
331     plot(tout, Bt_a_rif,'r',tout, Bt_a_sim, 'b');grid on;
332     title(['Confronto Bt(a)\_rif, Bt(a)\_sim ',num2str(shot
          ),' sect ', num2str(sect(1))]);
333     % title(['Confronto Bt(a)\_rif, Bt(a)\_sim impulso a
          gradino']);
334     h = legend('Bt(a)\_rif','Bt(a)\_sim', 2);
335     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
336     xlim([0. 0.35]);grid on; %28085
337     %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
338     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
339     ylabel(['Bt(a) [T]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
340
341     subplot(2,1,2)
342     % plot(tout, FRef,'r',tout, F_sim,'b-.');grid on;
343     plot(tout,FRef,'r',tout, F_sim, 'b');grid on;
344     title(['Confronto F\_ref, F\_sim ',num2str(shot),' sect
          ', num2str(sect(1))]);
345     %title(['Confronto F\_sim, F\_ref impulso a gradino']);
346     h = legend('F\_ref','F\_sim', 2);
347     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
348     xlim([0. 0.35]);grid on; %28085-28462
349     %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
350     ylim([-0.4 0.2]);
351     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
352     ylabel(['F'],'FontSize',10,'Fontname','times');
353
354
355 figure (10)

```



```

356     plot ( t_edam, -it(:,1),'r',tout, ISEquivCirc,'b');grid
357         on;
358     title(['Confronto ITW con ITW\_Sim shot ',num2str(shot),'
359           sect ', num2str(sect(1))]);
360     h = legend('ITW','ITW\_Sim',2);
361     xlim([0. 0.35]);grid on; %28085
362     %xlim([-0.3 0.35]);grid on; %28067
363     %xlim([0 t_stop_sim]);grid on;
364     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
365     ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
366     ;
367 figure (11)
368     plot (t_it_rif,it_rif, 'r',tout, IT_ref_sim,'b');grid on;
369     title(['Confronto IT\_Ref sperimentale con IT\_Ref\_Sim
370           shot ',num2str(shot)]);
371     h = legend('IT\_Ref','IT\_Ref\_Sim',2);
372     %xlim([0. 0.25]);grid on; %28085
373     %xlim([-0.1 0.6]);grid on; %28067
374     xlim([-0.1 0.45]);grid on;
375     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
376     ylabel(['IT\_Ref [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
377
378     %confronto tra la tensione poloidale filtrata e non
379 figure (12);
380     plot (t_dequ, vp_mean, 'r', tout, -VP_sim,'b');grid on;
381     title(['Confronto Vpol sperimentale e simulata shot ',
382           num2str(shot)]);
383     h = legend('Vpol','Vpol\_Sim',2);
384     xlim([-0.1 0.45]);grid on;
385     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
386     ylabel(['VPol [V]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
387
388 figure (13)
389     plot(t_a, Bt_a,'r',tout, Bt_a_sim, 'b',tout, Bt_a_rif,'
390           g');grid on;
391     title(['Confronto Bt(a) e Bt(a)\_sim con Bt\_a\_rif\
392           _sim shot ',num2str(shot)]);
393     % title(['Confronto Bt(a)\_rif, Bt(a)\_sim impulso a
394           gradino']);
395     h = legend('Bt(a)','Bt(a)\_sim','Bt\_a\_rif\_sim', 3);
396     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
397     xlim([0. 0.38]);grid on; %28085
398     %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
399     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
400     ylabel(['Bt(a) [T]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
401
402 figure (14)
403     plot(T_F,F, 'r',tout, F_sim, 'b',t_F_ref,F_ref,'g');
404         grid on;
405     title(['Confronto F ed F\_sim con F\_Ref shot ',num2str
406           (shot)]);

```

```

399         %title(['Confronto F\sim, F\ref impulso a gradino']);
400         h = legend('F','F\sim', 'F\Ref',3);
401         %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
402         xlim([0. 0.38]);grid on; %28085-28462
403         %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
404         ylim([-0.4 0.2]);
405         xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
406         ylabel(['F'],'FontSize',10,'Fontname','times');
407
408 figure (15)
409         plot (t_Bt_ave,Bt_ave,'r',tout, Bt_ave_sim,'b');grid on
410         ;
411         title(['Confronto Bt\ave e Bt\ave\sim shot ',num2str
412             (shot)]);
413         %title(['Confronto F\sim, F\ref impulso a gradino']);
414         h = legend('Bt\ave','Bt\ave\sim ', 2);
415         %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
416         xlim([0 0.5]);grid on; %28085-28462
417         %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
418         %ylim([-0.4 0.2]);
419         xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
420         ylabel(['Bt\ave [T]'],'FontSize',10,'Fontname','times'
421             );

```

C.2 Simulazione in catena chiusa

```

1  %istruzioni per far partire la simulazione powersim a VUOTO
2  close all;
3  clear all;
4  clear
5  %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
6  %dati geometrici della macchina
7  R_sc=1.995;
8  R_tor=2;
9  R_vv=R_sc;
10 r_pla=0.45;
11 r_vv_ave=0.490; %raggio medio vessel
12 r_outer_vv=0.505;
13 r_inner_shell=0.511;
14 r_tor_ave=0.621;
15 shell_thickness=3.e-3;
16 mu0=4*pi*1.e-7;
17 N_tor=384;
18 Nsettori=12;
19 NSpire=N_tor/Nsettori;
20 %
21 %dati circuito elettrico equivalente
22 Res_vv=41.e-6;
23 L_vv=mu0*r_vv_ave^2/(2*R_vv);
24 L_tv=mu0*(r_tor_ave^2-r_vv_ave^2)/(2*R_vv);
25 %Res_tor_eq=150.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07

```

```

26 %Res_tor_eq=200.e-3/N_tor^2; %telefonata R.Piovan 18/10/07
27 Res_tor_eq=120.e-3/N_tor^2; %telefonata L.Zanotto 5/11/07
28 L_tor_eq=18.e-3/N_tor^2; %mail L. Zanotto 15/10/07
29 L_tor_add=L_tor_eq-(L_vv+L_tv);
30 L_cv=L_tv+L_tor_add;%induttanza dal convertitore alla camera (
    induttanze cavi comprese)
31 mdsconnect ('150.178.3.242');
32 ã
33 %Lista impulsi con plasma da provare
34 %shot = 27740
35 %shot = 27741 %BUONO Mtheta=2.10e-07
36 %shot = 27742 %NON MALE Mtheta=2.10e-07
37 %shot = 27443 % no tanto buono
38 %shot = 27747; %BUONO Mtheta=2.10e-07
39 %shot = 27745 % no tanto buono
40 %shot = 28067 %medio t_sim=0.6
41 %shot = 28069 %nope
42 %shot = 28081
43 %shot = 28085 %xlim= 0.25 breve Iplas
44 %shot = 28098
45 %shot = 28099
46 %shot = 28182 %Xlim = 0.5
47 %shot = 28183
48 shot = 28463
49 %shot=28528 % <<<
50 mdsopen('rfx', shot );
51 [t_a,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::it)']);
52 [i_pla,status_i_pla]=mdsvalue(['\a::it']);
53 [derIpla,status_i_pla]=mdsvalue(['\a::dit']);
54 %Acquisizione F
55 [F_ref,status]=mdsvalue(['\RFX::AXI_TOROIDAL_CONTROL.F:WAVE']);
56 [t_F_ref,status]=mdsvalue(['dim_of(\RFX::AXI_TOROIDAL_CONTROL.F:
    WAVE)']);
57 %Acquisizione Bt(a)
58 [%t_Bt_a,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::bt_ra)']);
59 [Bt_a,status]=mdsvalue(['\a::bt_ra']);
60 %Acquisizione <Bt>
61 [Bt_ave,status]=mdsvalue(['\a::btave']);
62 [t_Bt_ave,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::btave)']);
63 %Acquisizione It_ref_sperimentale
64 [it_rif,status]=mdsvalue(['\EDA3::CONTROL.SIGNALS:DAC_OUT_1*1000'
    ]);
65 [t_it_rif,status]=mdsvalue(['dim_of(\EDA3::CONTROL.SIGNALS:
    DAC_OUT_1)']);
66 %Acquisizione riferimento di corrente
67 [it_setup,status]=mdsvalue(['\RFX::INVERTER_SETUP.CHANNEL_1:
    OUT_SIGNAL']);
68 [t_it_setup,status]=mdsvalue(['dim_of(\RFX::INVERTER_SETUP.
    CHANNEL_1:OUT_SIGNAL)']);
69 %Acquisizione Theta
70 [Theta,status]=mdsvalue(['\a::THETA']);
71 [t_Theta,status]=mdsvalue(['dim_of(\a::THETA)']);
72 [t_v_tor,status]=mdsvalue(['dim_of(\edam::TBMV01_UTO1VA)']);

```



```

117 ome_Ny_exp=2*pi*50000; %Nyquist angular frequency ome_Ny_exp=2*pi
    *100000/2=3.1416e+005 (50kHz)
118 cutoff_freq=400;
119 ome_cutoff=2*pi*cutoff_freq;
120 Wn_filt_exp=ome_cutoff/ome_Ny_exp;
121 [B_filt_exp,A_filt_exp] = cheby2(N_cheby,R_cheby,Wn_filt_exp);
122 [C_filt_exp,D_filt_exp] = cheby2(N_cheby,R_cheby,Wn_filt_exp);
123 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
124 %filtraggio2 correnti
125 for jj=1:12;
126     it_filt(:,jj)=filter(C_filt_exp,D_filt_exp,it(:,jj));
127 end;
128 %usiamo derIplafilt per calcolare nel caso 1
129 derIplafilt=smooth(derIpla,20);
130
131 %Determinazione della ITheta a partire dal valore del BT_a alla
    parete
132 ITheta=Bt_a*2*pi*R_tor/mu0;
133 ITheta_index_start=min(find(ITheta<0)); %VALORE DEL PRIMO
    CAMPIONE CON itheta NEGATIVA!!!!
134 ITheta_0=ITheta(ITheta_index_start);
135 t_a_0=t_a(ITheta_index_start); %ISTANTE IN CUI ABBIAMO IL PRIMO
    VALORE NEGATIVO DELLA ITHETA
136
137 difftw=(t_edam -(t_a_0*(ones(length(t_edam),1)))); %ABBIAMO
    STABILITO IL VETTORE DIFFERENZA DI LAVORO
138 abs(difftw);
139 I_tor_0_index=find(abs(difftw)==min(abs(difftw))); %se abbiamo 0
    significa che non ce ne È nemmeno uno di uguale
140 T_ITor_0=t_edam(I_tor_0_index);
141 I_tor_0=-(it(I_tor_0_index,1));
142 X0=[384*I_tor_0 ; -384*I_tor_0];
143 %Determinazione di Theta
144 Bp_a=(mu0*i_pla)/(2*pi*r_vv_ave);
145 MTheta=(2.10e-007) %Mtheta sperimentale rilevato da altri spari
146
147 %Determiniamo il valore da attribuire al nostro generatore di
    disturbo Vd
148 %associato alla presenza del plasma ottenuto moltiplicando la
    MTheta di cui
149 %sopra per la derivata della corrente di plasma
150 %%VMThetaPlaTeorico=MTheta_teorico*derIplafilt;
151 VMThetaPla=MTheta*derIplafilt;
152 figure (1);
153     plot(t_a,i_pla,'r');grid on;
154     title(['Corrente di Plasma shot ',num2str(shot)]);
155     h = legend('iPla',1);
156     xlim([0. 0.38]);grid on; %28067
157     %xlim([0. 0.25]);grid on; %28085
158     %xlim([0. 0.5]);grid on;
159     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
160     ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
    ;

```

```

161 figure (2);
162     plot(t_a,derIpla,'r', t_a,derIplafilt, 'b' );grid on;
163     title(['Confronto Derivata Corrente di Plasma filtrata e
164           non']);
164     h = legend('derIPla','derIPlafilt',2);
165     %xlim([0. 0.25]);grid on; %28085
166     xlim([0. 0.38]);grid on; %28067
167     %xlim([-0.1 0.5]);grid on;
168     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
169     ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
170     ;
170 figure (3);
171     plot(t_a,ITheta/32/12,'r',t_edam,-it(:,1),'b-.');grid on;
172     title(['Confronto tra la ITheta e la corrente toroidale'
173           ]);
173     h = legend('ITheta','Itor', 2);
174     xlim([0. 0.38]);grid on; %28067
175     %xlim([0. 0.25]);grid on; %28085
176     %xlim([-0.5 1]);grid on;
177     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
178     ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
179     ;
180
181
182 %filtraggio con lo smooth
183 for jj=1,2,3,5,6,7,8,9,10,11,12;
184     v_tor_coil_filt2(:,jj)=smooth(v_tor_coil(:,jj), 500);
185 end;
186 %filtraggio correnti toroidali (it)
187 N_cheby=5;
188 R_cheby=20;
189 ome_Ny_exp=2*pi*50000; %Nyquist angular frequency ome_Ny_exp=2*pi
190 %100000/2=3.1416e+005 (100kHz)
191 cutoff_freq=200;
192 ome_cutoff=2*pi*cutoff_freq;
193 Wn_filt_exp=ome_cutoff/ome_Ny_exp;
194 [B_filt_exp,A_filt_exp] = cheby2(N_cheby,R_cheby,Wn_filt_exp);
195 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
196 %filtraggio2
197 for jj=1:12;
198     it_filt(:,jj)=filter(B_filt_exp,A_filt_exp,it(:,jj));
199 end;
200 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
201 ind_offset=find(t_v_tor>-0.35&t_v_tor<-0.305);
202 v_torOffset2=mean(v_tor_coil_filt2(ind_offset,:),1);
203 VTor2=v_tor_coil_filt2-ones(size(v_tor_coil_filt2,1),1)*
204     v_torOffset2;
205 t_start_sim=t_a_0;
206 %t_start_sim=0.007;
207 t_stop_sim=0.5;
208 dt_sim=1.e-5;
209 t_sim=[t_start_sim:dt_sim:t_stop_sim]';

```

```

208 [t_test, ind1, ind2]=unique(t_v_tor);
209 V1=interp1(t_v_tor(ind1), VTor2(ind1,1)/32,t_sim,'linear');
210 V2=interp1(t_a, VMThetaPla, t_sim, 'linear');
211 BT_a=interp1(t_a, Bt_a, t_sim, 'linear');
212 Der_Ipla_filt=interp1(t_a, derIplafilt, t_sim, 'linear');
213 %Der_Ipla_filt=interp1((t_a-t_a_0), derIplafilt, t_sim, 'linear');
214 F_REF=interp1(t_F_ref, F_ref, t_sim, 'linear');
215 ItSetup = interp1(t_it_setup, it_setup, t_sim, 'linear');
216 %prendiamo un valore o l'altro a seconda di quale dei due gruppi
      stiamo
217 %considerando, dove 0.68 È l'istante di partenza della
      simulazione
218 ind_t_sim=find(t_v_tor>t_start_sim&t_v_tor<t_stop_sim);
219 t_VTorSim=t_v_tor(ind_t_sim);
220 VTorSim2=VTor2(ind_t_sim,:)/32;
221 %prendiamo la variazione di tensione come ingresso del sistema
      considerando
222 %il momento in cui entrano in funzione gli inverter
223 %ind_t_start=find(t_v_tor>-0.3&t_v_tor<0.5);
224 ind_t_start=min(find(t_v_tor>t_start_sim));
225 t_v_tor_start=t_v_tor(ind_t_start);
226 VTor_start2=VTor2(ind_t_start,:)/32;
227 vp_mean=mean(vp,2);
228 vp_mean_filt=smooth(vp_mean,20);
229 t_dequ_index=find(diff(t_dequ)<=1.e-6);
230 A_dequ_index=t_dequ_index(1);
231 B_dequ_index=t_dequ_index(2);
232 t_dequ_sim=[t_dequ(1:(A_dequ_index-1));t_dequ((A_dequ_index+1):(
      B_dequ_index-1));t_dequ((B_dequ_index+1):end)];
233 vp_mean_sim=[vp_mean(1:(A_dequ_index-1));vp_mean((A_dequ_index+1)
      :(B_dequ_index-1));vp_mean((B_dequ_index+1):end)];
234 VP_mean_interp=interp1(t_dequ_sim, vp_mean_sim, t_sim);
235 VP_SIM=[t_sim, VP_mean_interp];
236 it_setup_x = [t_sim, ItSetup];
237 plot(vp_sim1(:,1), vp_sim1(:,2), 'r', vp_sim2(:,1), vp_sim2(:,2), 'b
      -. ', VP_SIM(:,1), VP_SIM(:,2), 'g:'); grid on
238 %
239 % % blocco per limitare nel tempo la vp FILT mean solo per l'
      intervallo della
240 % % simulazione
241 ind_vp_mean_filt=find(t_dequ>t_start_sim&t_dequ<t_stop_sim);
242 t_vp_mean_filt = t_dequ(ind_vp_mean_filt);
243 vp_mean_filt_res = vp_mean_filt( ind_vp_mean_filt,:);
244
245 %VP_sim1=interp1(t_dequ, vp_mean, t_sim, 'linear');
246 %VP_sim=interp1(t_vp_mean, vp_mean_res, t_sim, 'linear');
247
248 figure (5);
249 plot(t_VTorSim, VTorSim2(:,1), 'b', t_a, VMThetaPla, 'r');
      grid on;
250 title(['Andamento tensione di alimentazione e
      VMThetaPla']);
251 h = legend('VTorSim', 'VMThetaPla', 2);

```

```

252     xlim([-0.1 0.6]);grid on;
253     xlabel('Tempo [s]','Fontsize',10,'Fontname','times');
254     ylabel(['Tensione [V]'],'Fontsize',10,'Fontname','
255           times');
256 L_WV=(mu0*(r_tor_ave^2-r_vv_ave^2)/(2*R_tor));
257 L_TW=(32*12)^2*(mu0*r_tor_ave^2)/(2*R_tor);
258 L_VV=mu0*r_vv_ave^2/(2*R_vv);
259 R_V=41e-6;
260 L_TWSector=L_TW/12
261 L_TWSectorV=32*L_VV;
262 R_TWSector=0.95*Rtw(1);
263 L_Theta_ave=6.67*10^-8;
264 % % %
265 % % % %paramteri matrice con plasma PRE MODELLO
266 % % % %LTor2=[(L_WV*12+L_V*12*0.75) (L_V*12)*0.75;(L_V*12)*0.75
267           (L_V*12)*0.75];% valore di 75% ripetto quella a vuoto
268 % % % %LTor2=[(L_WV*12+ (7.2*10^-8)*12) (7.2*10^-8)
269           *12;(7.2*10^-8)*12 (7.2*10^-8)*12];% valore Ltheta shot 21636
270 % % % LTor2=[(L_WV*12+ (6.67*10^-8)*12) (6.67*10^-8)
271           *12;(6.67*10^-8)*12 (6.67*10^-8)*12];% valore Ltheta medio
272 % % % %LTor2=[(L_WV*12+ (6.4*10^-8)*12) (6.4*10^-8)
273           *12;(6.4*10^-8)*12 (6.4*10^-8)*12];% valore Ltheta shot 21649
274 %versione circuito equivalente del trasformatore
275 n=32*12;
276 %Mat_div=[n 0; 0 1];
277 %LTor=[L_TWSector/n^2 L_Theta_ave/12;L_Theta_ave/12 L_Theta_ave
278       /12]; %variamo la LTHETA
279 %LTor=[L_TWSector/n^2 0.5*L_Theta_ave/12;0.5*L_Theta_ave/12
280       0.5*L_Theta_ave/12]; %variamo la 0.5LTHETA
281 %LTor=[L_TWSector/n^2 0.8*L_Theta_ave/12;0.8*L_Theta_ave/12 0.8*
282       L_Theta_ave/12]; %variamo 0.8la LTHETA
283 %LTor=[L_TWSector/n^2 1.2*L_Theta_ave/12;1.2*L_Theta_ave/12
284       1.2*L_Theta_ave/12]; %variamo la 1.2LTHETA
285 %LTor=[L_TWSector/n^2 1.5*L_Theta_ave/12;1.5*L_Theta_ave/12
286       1.5*L_Theta_ave/12]; %variamo la 1.5LTHETA
287 RTor=[R_TWSector/n^2 0;0 R_V/12];
288 ATor2=-inv(LTor)*RTor;
289 %BTor2=inv(LTor)*[1/n 1/12;0 1/12 ]; %modello con la vp sperim
290 BTor2=inv(LTor)*[1/n -1.1*MTheta/12;0 -1.1*MTheta/12 ]; %variamo
291 la
292 %mtheta modello con la DERIPPLA
293 %BTor2=inv(LTor)*[1/n 1/12;0 1/12 ]; %variamo la Mtheta
294 CTor2=[1/n 0; 0 1];
295 DTor2=[0.0 0.0;0.0 0.0];
296 sect=[1:12];
297 figure (7)
298 subplot(2,1,1);
299 plot(t_a,i_pla,'r');
300 xlim([0 0.5]);grid on; %28067
301 %xlim([0 0.25]);grid on; %28085
302 %xlim([0 0.5]);grid on;

```



```

294     title(['Andamento Iplasma']);
295     h = legend('i\pla',1);
296     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
297     ylabel(['IPlq [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
298
299     subplot(2,1,2)
300     plot(T_F,F,'r');grid on;
301     title(['F ',num2str(shot)]);
302     %title(['Confronto F\sim, F\ref impulso a gradino']);
303     h = legend('F',3);
304     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
305     xlim([0. 0.5]);grid on; %28085-28462
306     %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
307     ylim([-0.4 0.5]);
308     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
309     ylabel(['F'],'FontSize',10,'Fontname','times');
310 InputVoltage=[V1 -V2];
311
312 %BT_a_sim=[t_sim,BT_a];
313 Der_Ipla=[t_sim, Der_Ipla_filt];
314 V_P=[t_vp_mean_filt, vp_mean_filt_res];
315 BT_AVE=[t_a,Bt_ave];
316 F_REF_input=[t_sim, F_REF];
317 it_setup=[t_sim, F_REF]
318 Bt_ave_start = interp1( t_Bt_ave, Bt_ave, t_start_sim )
319 %X01=[384*744.73 ; -181000];
320 %sim('ModelloPlasmaOpenLoopF');
321 sim('Modello_Plasma_FCONTROLLATA');
322 F_sim=Bt_a_sim./Bt_ave_sim;
323     %plot(tout, Bt_a_rif,'b',tout, Bt_ave_sim, 'r');grid on
324     ;
325
326 %IMPORTANTE CONFORNTA LE DUE ITHETA, QUELLE SPERIMENTALI
327 RICAIVATE DAL BT(a) CON QUELLE RICAIVATE DAL MODELLO
328 figure (8)
329     subplot(2,1,1);
330     plot(t_a,ITheta,'r',tout,ITheta_sim,'b');grid on;
331     title(['Confronto tra ITheta sperimentale e simulata
332     shot ',num2str(shot)]);
333     h = legend('ITheta','IThetasim',2);
334     xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
335     xlim([0. 0.38]);grid on; %28085
336     %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
337     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
338     ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times
339     ');
340
341     subplot(2,1,2);
342     plot(T_F,F,'r');grid on;
343     title(['Andamento F']);
344     h = legend('F',1);
345     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
346     xlim([0. 0.38]);grid on; %28085

```

```

344     %xlim([-0.05 0.5]);
345     ylim([-0.4 0.2]);
346     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
347     ylabel(['F'],'FontSize',10,'Fontname','times');
348 figure (9)
349     subplot(2,1,1)
350     plot(tout, Bt_a_rif,'r',tout, Bt_a_sim, 'b');grid on;
351     title(['Confronto Bt(a)\_rif, Bt(a)\_sim ',num2str(shot
352         ),' sect ', num2str(sect(1))]);
353     % title(['Confronto Bt(a)\_rif, Bt(a)\_sim impulso a
354         gradino']);
355     h = legend('Bt(a)\_rif','Bt(a)\_sim', 2);
356     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
357     xlim([0. 0.45]);grid on; %28085
358     %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
359     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
360     ylabel(['Bt(a) [T]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
361
362     subplot(2,1,2)
363     % plot(tout, FRef,'r',tout, F_sim,'b-.');grid on;
364     plot(tout,FRef,'r',tout, F_sim, 'b');grid on;
365     title(['Confronto F\_ref, F\_sim ',num2str(shot),' sect
366         ', num2str(sect(1))]);
367     %title(['Confronto F\_sim, F\_ref impulso a gradino']);
368     h = legend('F\_ref','F\_sim', 2);
369     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
370     xlim([0. 0.45]);grid on; %28085-28462
371     %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
372     ylim([-0.4 0.2]);
373     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
374     ylabel(['F'],'FontSize',10,'Fontname','times');
375
376 % % figure (9)
377 % %     subplot(2,1,1)
378 % %         %plot(tout, F_sim,'b',t_sim, F_REF, 'r');grid on;
379 % %         plot(tout, F_sim,'b',tout, Step1, 'r');grid on;
380 % %         title(['Confronto F\_sim, F\_ref ',num2str(shot),'
381             sect ', num2str(sect(1))]);
382 figure (10)
383     plot ( t_edam, -it(:,1),'r',tout, ISEquivCirc,'b');grid
384         on;
385     title(['Confronto ITW con ITW\_Sim shot ',num2str(shot),'
386         sect ', num2str(sect(1))]);
387     h = legend('ITW','ITW\_Sim',2);
388     xlim([0. 0.38]);grid on; %28085
389     %xlim([-0.3 0.35]);grid on; %28067
390     %xlim([0 t_stop_sim]);grid on;
391     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
392     ylabel(['Corrente [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times')
393     ;

```

```

390
391 figure (11)
392     plot (t_it_rif,it_rif, 'r',tout, IT_ref_sim,'b');grid on;
393     title(['Confronto IT\Ref sperimentale con IT\Ref\Sim
394           shot ',num2str(shot)]);
395     h = legend('IT\Ref','IT\Ref\Sim',2);
396     %xlim([0. 0.25]);grid on; %28085
397     %xlim([-0.1 0.6]);grid on; %28067
398     xlim([-0.1 0.38]);grid on;
399     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
400     ylabel(['IT\Ref [A]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
401
402     %confronto tra la tensione poloidale filtrata e non
403 figure (12);
404     plot (t_dequ, vp_mean, 'r', tout, -VP_sim,'b');grid on;
405     title(['Confronto Vpol sperimentale e simulata shot ',
406           num2str(shot)]);
407     h = legend('Vpol','Vpol\Sim',2);
408     xlim([-0.1 0.38]);grid on;
409     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
410     ylabel(['VPol [V]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
411
412 figure (13)
413     plot(t_a, Bt_a,'r',tout, Bt_a_sim, 'b',tout, Bt_a_rif,'
414           g');grid on;
415     title(['Confronto Bt(a) e Bt(a)\_sim con Bt\_a\_rif\
416           _sim shot ',num2str(shot)]);
417     % title(['Confronto Bt(a)\_rif, Bt(a)\_sim impulso a
418           gradino']);
419     h = legend('Bt(a)','Bt(a)\_sim','Bt\_a\_rif\_sim', 3);
420     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
421     xlim([0. 0.38]);grid on; %28085
422     %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
423     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
424     ylabel(['Bt(a) [T]'],'FontSize',10,'Fontname','times');
425
426 figure (14)
427     plot(T_F,F , 'r',tout, F_sim, 'b',t_F_ref,F_ref,'g');
428     grid on;
429     title(['Confronto F ed F\_sim con F\_Ref shot ',num2str
430           (shot)]);
431     %title(['Confronto F\_sim, F\_ref impulso a gradino']);
432     h = legend('F','F\_sim', 'F\_Ref',3);
433     %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
434     xlim([0. 0.5]);grid on; %28085-28462
435     %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
436     ylim([-0.4 0.3]);
437     xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
438     ylabel(['F'],'FontSize',10,'Fontname','times');
439
440 figure (15)

```

```
435 plot (t_Bt_ave,Bt_ave,'r',tout, Bt_ave_sim,'b');grid on
436 ;
437 title(['Confronto Bt\_ave e Bt\_ave\_sim shot ',num2str
438 (shot)]);
439 %title(['Confronto F\_sim, F\_ref impulso a gradino']);
440 h = legend('Bt\_ave','Bt\_ave\_sim ', 2);
441 %xlim([0. t_stop_sim]);grid on; %28067
442 xlim([0 0.38]);grid on; %28085-28462
443 %xlim([-0.05 0.5]);grid on;
444 %ylim([-0.4 0.2]);
445 xlabel('Tempo [s]','FontSize',10,'Fontname','times');
446 ylabel(['Bt\_ave [T]'],'FontSize',10,'Fontname','times'
447 );
```

Ringraziamenti

L'autore vorrebbe ringraziare:

- Il Prof.re Piergiorgio Sonato, il Dr. Roberto Cavazzana, l'Ing. Giuseppe Marchiori ed il personale del Consorzio RFX tutto per l'aiuto e la disponibilità dimostratemi durante il periodo di lavoro svolto presso la struttura.
- Denise, gli amici ed i familiari tutti per il supporto datomi durante gli studi.
- Tutti i ragazzi/e della sala terminali presso il Consorzio RFX per la compagnia.

Bibliografia

- [1] P. Fiorentin, E. Gaio, G. Marchiori, V. Toigo Analogue feedback control system of RFX, Fusion engineering and design, 1996.
- [2] J.P.Freidberg, Ideal Magnetohydrodynamics, Plenum press,New York,1987.
- [3] L. Fellin, P. Kusstatscher, G. Rostagni, Overall plant design, layout and commissioning, Fusion Engineering and Design, 1995.
- [4] F. Gnesotto, P. Sonato, W. R. Baker, A. Doria, F. Elio, M. Fauri, P. Fiorentin,G. Marchiori, G. Zollino, The plasma system of RFX, Fusion Engineering and Design, 1995.
- [5] A. Stella, M. Guarnieri, F. Bellina, P. P. Campostrini, G. Chitarin, F. Trevisan, P. Zaccaria, The RFX magnet system, Fusion Engineering and Design, 1995.
- [6] R. Piovan, V. Toigo, L. Zanotto, A new power supply scheme for the toroidal circuit of RFX, Fusion engineering and design, 2001.
- [7] S. Ortolani, D. D. Schnack, Magnetohydrodynamics of Plasma Relaxation, World Scientific, London, 1993.
- [8] P. Sonato, G. Chitarin, P. Zaccaria, J. Amend, W. Baker, J. Coughlin, S. Dal Bello, L. Grando, G.Marchiori, D. Marcuzzi, A. Masiello, S. Peruzzo, N. Pomaro, Construction and assembly status of the new components for the modified RFX machine.
- [9] J.B. Taylor, Relaxation of toroidal plasma and generation of reversed magnetic fields, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1139
- [10] M. Cavinato, D. Gregoratto, G. Marchiori, R. Paccagnella, P. Brunsell, Comparison of strategies and regulator design for active control of mhd modes, Fusion Engineering and Design, 74:549, 2004.
- [11] A. Cravotta, G. Spizzo, D. Terranova, T. Bolzonella, P. Franz, L. Marrelli, Martin P., S. Martini, S. Ortolani. (2003). A statistical analysis of pulsed poloidal current drive in the Reversed Field eXperiment. PHYSICS OF PLASMAS. vol. 10, pp. 705-712 ISSN: 1070-664X.

- [12] V. Toigo, R. Piovan, L. Zanotto, A. Coffetti, M. Perna, F. Poletti, E. Rinaldi, G. Villa, New technological solutions for power supply system of the RFX toroidal circuit.
- [13] E. Cesca. (2006). Controllo della configurazione del campo magnetico toroidale in RFX-Mod.
- [14] J.C. Sprott, (1988), Electrical circuit modeling of reversed field pinches.
- [15] J.D.Lawson, Some criteria for a power producing thermonuclear reactor, Proc. Phys. Soc. B, vol.70 (6), 1957.
- [16] Braginskij, S. I., in Reviews of Plasma Physics (Edited by M. A. Leontovich), (Consultants Bureau, New York 1965) vol. I, p. 205.