



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

*Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea triennale in Fisica*

**STUDIO NUMERICO DI INTEGRAZIONE DI UN
NBI IN PLASMI TOKAMAK DI RFX-MOD**

Laureando

Nicholas Vivenzi

Relatore

Dr. Tommaso Bolzonella

Co-relatore

Dr. Matteo Vallar

ANNO ACCADEMICO 2016/2017

Indice

1	Introduzione	1
2	Neutral beam injection (NBI)	5
2.1	Riscaldamento del plasma	5
2.2	Descrizione di un NB	6
2.3	Interazione beam plasma	7
2.4	L'esperimento RFX-mod	11
2.5	Il codice METIS	12
3	Simulazioni numeriche su RFX-mod	15
3.1	Impostazioni iniziali delle simulazioni	15
3.2	Risultati delle simulazioni	16
3.2.1	Shine through	16
3.2.2	First orbit losses	18
3.2.3	Perdite totali di potenza	18
3.2.4	Frazione di energia ceduta a ioni ed elettroni	19
3.2.5	Aumento relativo della temperatura	20
3.2.6	Transizione L-H	22
4	Conclusioni	25

Sommario

L'upgrade previsto per la macchina RFX-mod è un'ottima opportunità per ampliare lo spazio operativo della macchina. È prevista anche l'installazione di un iniettore di neutri (NBI) di potenza e uno di questi strumenti, installato in passato nella macchina TPE-RX, è disponibile per tale modifica.

L'interazione beam-plasma è un fenomeno complesso la cui evoluzione temporale richiede la risoluzione di equazioni di diffusione accoppiate ad altri fenomeni, come il moto di girazione delle particelle all'interno del complesso campo magnetico generato in un plasma di tipo tokamak.

Nei casi analizzati (modellizzazioni di precedenti scariche effettivamente realizzate su RFX-mod) si è calcolato quanta potenza attraversi il plasma senza essere assorbita (effetto denominato shine-through) e quanta ne venga persa dalle particelle che urtano la parete subito dopo la ionizzazione (first orbit losses), come l'energia delle particelle sia ceduta al plasma, come questa si ridistribuisca tra le specie (elettroni e ioni) presenti nel plasma e che effetti abbia sulla temperatura elettronica al variare di densità, composizione del plasma e specie iniettata.

Dato che l'integrazione di un NBI in un plasma tokamak può portare a nuove condizioni di plasma (come, ad esempio, il modo di confinamento migliorato denominato "H") si è studiato se ed in quali casi la nuova condizione fosse realizzata.

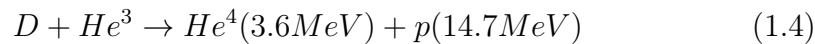
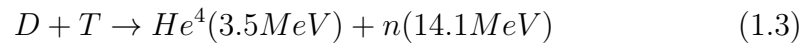
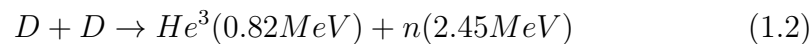
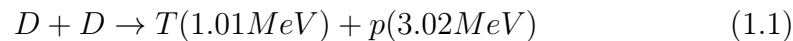
A tal fine, è stato utilizzato un codice capace di simulare in maniera integrata una scarica tokamak completa, usando relazioni provenienti da leggi di scala accoppiate a modelli semplificati di sorgenti e con risoluzione numerica delle equazioni di diffusione.

Capitolo 1

Introduzione

La ricerca di nuove fonti di energia è ormai una necessità: non solo la richiesta globale di energia è in aumento ma, ad oggi, risulta evidente a gran parte della comunità scientifica il legame tra l'utilizzo dei combustibili fossili e l'aumento della temperatura media terrestre registrato nell'ultimo secolo. Il ruolo della scienza nella soluzione di questo delicato problema è, in primo luogo, quello di presentare le soluzioni fisicamente possibili che siano attuabili dal punto di vista economico ed ingegneristico. È questo il contesto nel quale oggi si sviluppano le ricerche sulla fusione nucleare controllata a confinamento magnetico.

Il guadagno di energia in una reazione di fusione nucleare è molto elevato, tipicamente dell'entità di alcuni MeV per nucleone come avviene per le seguenti reazioni riportate in [1]:



L'energia liberata (per nucleone) risulta confrontabile o superiore a quella rilasciata da reazioni di fissione nucleare (dell'ordine di 1 MeV per nucleone) e superiore di molti ordini di grandezza rispetto a quella ottenibile attraverso i combustibili fossili (dell'ordine di un 1 eV per atomo).

Per fondere due nuclei leggeri, tuttavia, è necessaria una elevatissima energia

di attivazione dovuta al fatto che i nuclei carichi positivamente si respingono per via della forza di Coulomb che, a distanze nucleari, diventa molto intensa. Di conseguenza, per avere un buon rendimento e guadagnare energia, i nuclei reagenti devono raggiungere un'energia cinetica di 10-20 keV il che corrisponde, dal punto di vista macroscopico, a temperature dell'ordine di 10^8 K.

La materia, in tali condizioni, esiste allo stato di plasma: non ci sono più atomi neutri come a temperatura ambiente ma elettroni e ioni liberi. Il plasma è lo stato più diffuso nella materia conosciuta che compone l'universo: esso compone le stelle ed è l'energia prodotta dalla fusione nucleare che permette alle stelle di non collassare a causa della forza di gravità e, viceversa, è la forza di gravità dovuta all'immensa massa della stella a permettere il confinamento del plasma.

Sulla terra realizzare il confinamento è più difficile: nessun materiale, infatti, potrebbe reggere il contatto con il plasma a causa della sua elevata temperatura; una possibile soluzione è quella del confinamento magnetico: sfruttando il fatto che le particelle costituenti il plasma sono tutte cariche elettricamente, si può controllarne e limitarne la traiettoria generando degli opportuni campi magnetici.

La modalità di confinamento attualmente ritenuta più efficace è quella ottenuta utilizzando un tokamak, ovvero una camera di forma toroidale in grado di contenere il plasma grazie alla generazione di un campo magnetico toroidale per mezzo di bobine che avvolgono la camera in cui viene fatta scorrere corrente elettrica e di uno poloidale generato dalla corrente di plasma (Figura 1.1).

La scarica viene innescata utilizzando il plasma come se fosse il circuito se-

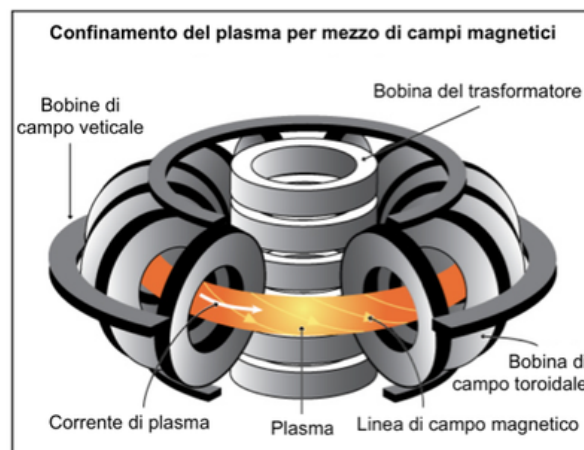


Figura 1.1: Tokamak

condario di un trasformatore: generando una corrente elettrica variabile nel circuito primario si induce un campo elettrico nel gas all'interno della camera toroidale in grado di ionizzare gli atomi e di mantenere successivamente la corrente di plasma.

Capitolo 2

Neutral beam injection (NBI)

2.1 Riscaldamento del plasma

Riscaldare il plasma è un requisito fondamentale per realizzare la fusione nucleare controllata, infatti è stato calcolato, per esempio, in [2] che la temperatura necessaria a mantenere uno stato stazionario che permetta di minimizzare il prodotto di pressione e tempo di confinamento è di circa 15 keV; Tuttavia, una volta raggiunti i 5-7 keV, il riscaldamento generato dalle particelle α prodotto dalle prime reazioni di fusione nucleare fornisce l'energia per raggiungere lo stato stazionario desiderato.

In un tokamak, dopo l'ignizione, il plasma è un conduttore e in esso viene fatta scorrere la corrente, la quale, dissipando energia, tende a cedere calore al plasma stesso secondo la relazione $p = \rho J^2$ (dove p , ρ , J rappresentano rispettivamente densità di potenza, resistività e densità di corrente). Per via dell'elevato grado di ionizzazione, però, gli urti prevalenti sono di natura coulombiana e non urti tra sfere rigide e ciò implica che la resistività dipenda dalla temperatura come $\rho \propto T^{-3/2}$. Questo fatto rende molto difficile il raggiungimento di temperature elevate, superiori ai 3 keV, con il puro riscaldamento ohmico.

Per aumentare ulteriormente la temperatura sono necessari sistemi di riscaldamento addizionali; attualmente se ne conoscono due tipi: le onde elettromagnetiche e l'iniezione di un fascio di particelle neutre (neutral beam injection). Ad oggi non è ben chiaro quale sarà quello utilizzato in futuro; entrambi presentano vantaggi e svantaggi e potenzialità ancora da verificare; inoltre, sono abbastanza vicini sia in termini di costi che di efficienza e possono essere utilizzati per guidare la corrente di plasma (oltre che per riscaldare), quindi gli studi continuano parallelamente per entrambi.

In [3] viene riportata una breve panoramica sul riscaldamento ottenuto con

onde elettromagnetiche: L'idea di base consiste nel far assorbire al plasma onde con una particolare frequenza uguale a quelle caratteristiche del plasma (in questo modo si massimizza l'assorbimento di energia). Se la frequenza caratteristica è quella ciclotronica degli ioni il sistema si definisce ICRH, nel caso degli elettroni ECRH; esiste inoltre una terza possibilità denominate LH che sfrutta il Landau-damping.

L'iniezione di un fascio di particelle neutre (NBI) sarà invece argomento del prossimo paragrafo.

2.2 Descrizione di un NB

Il sistema di riscaldamento ausiliario NB consiste nella generazione (descritta approfonditamente sia in [3] che in [4]) di un fascio di particelle neutre (in modo che riescano a superare gli intensi campi magnetici che confinano il plasma) con energie ben maggiori rispetto a quella termica del plasma, permettendone così la cessione di potenza (e quindi il riscaldamento) tramite collisioni.

La generazione del fascio avviene in quattro fasi distinte: produzione di ioni, accelerazione delle cariche, neutralizzazione e deviazione delle cariche residue. La necessità di utilizzare ioni deriva dal fatto che è relativamente semplice accelerare particelle cariche con l'ausilio di campi elettromagnetici. Al contrario, la neutralizzazione risulta essere una fase più delicata: essa avviene facendo urtare gli ioni generati contro un gas freddo ed è descritta dall'efficienza di neutralizzazione; tale valore nel caso di ioni positivi (quello fino ad ora più utilizzato) diminuisce sotto il 70% per energie del fascio superiori a 50 keV/a.m.u.; questo è il motivo per cui i prossimi grandi esperimenti, che avranno bisogno di fasci altamente energetici (1 MeV per ITER), richiederanno fasci ottenuti dall'accelerazione di ioni negativi.

L'iniezione può avvenire in diverse direzioni, con effetti differenti. L'iniezione perpendicolare permette di riscaldare al meglio il plasma ma non ha effetti sulla conduzione della corrente, viceversa, nel caso di iniezione tangenziale il riscaldamento è minore (a parità di energia) ma, nel caso l'iniezione avvenga nello stesso verso in cui scorre la corrente di plasma, si può ottenere una buona guida della corrente. Un altro parametro geometrico variabile per l'iniettore è lo spostamento rispetto all'iniezione in asse (Figura 2.1).

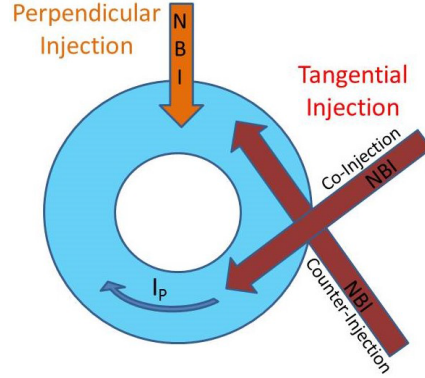
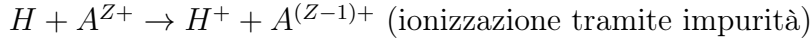
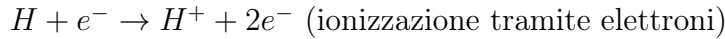
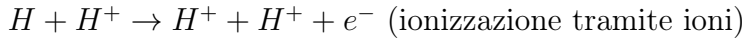
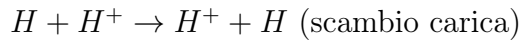


Figura 2.1: Direzioni di iniezione del fascio, [3]

2.3 Interazione beam plasma

Una volta generato, il fascio di particelle neutre può penetrare nel plasma senza essere ostacolato dai campi elettromagnetici che confinano quest'ultimo. Il fascio subisce due processi: in primo luogo i neutri vengono ionizzati dagli urti con gli ioni e gli elettroni presenti nel plasma (avendo acquisito carica elettrica le particelle vengono subito confinate); successivamente cedono la propria energia al plasma riscaldandolo (termalizzazione).

La ionizzazione può avvenire per mezzo di varie reazioni, ciascuna caratterizzata da una precisa sezione d'urto (le cui dipendenze dall'energia sono riportate in [4]); di seguito vengono elencati i principali processi di ionizzazione nel caso di iniezione di idrogeno in plasma composto da idrogeno:



Dette σ_{xc} , σ_{ii} , σ_{ie} e σ_z le sezioni d'urto relative ai fenomeni precedentemente elencati, è possibile definire una sezione d'urto complessiva σ_{tot} per la quale vale la relazione ricavata in [4]:

$$\sigma_{tot} = \frac{n_i \sigma_{cx} + n_i \sigma_i + n_z \sigma_z}{n_e} + \frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_b} \quad (2.1)$$

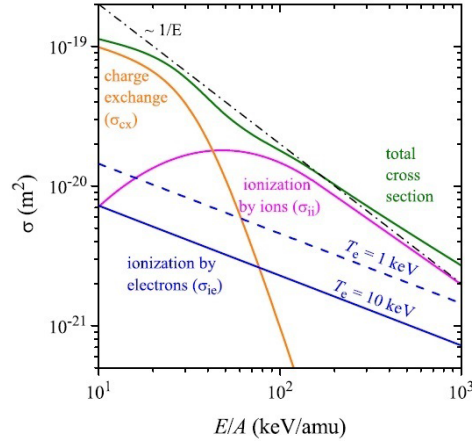


Figura 2.2: Sezioni d'urto in funzione dell'energia, [3]

nel caso in cui $v_{th,i} \ll v_b \ll v_{th,e}$ dove n_i , n_e , n_z sono rispettivamente le densità ionica elettronica e delle impurità mentre $v_{th,i}$, $v_{th,e}$, v_b sono le velocità termiche ionica ed elettronica e la velocità del fascio. La media effettuata a secondo membro dell'equazione (2.1) viene calcolata sulla funzione di distribuzione, che risulta essere vicina ad una gaussiana. Per energie del fascio basse (inferiori a 45 keV/a.m.u.) il termine dominante è dovuto allo scambio carica mentre, in caso contrario, alla ionizzazione tramite ioni. Se la densità delle impurità è trascurabile lo sarà anche il contributo alla sezione d'urto (Figura 2.2).

La ionizzazione provoca un'attenuazione del fascio man mano esso penetra nel plasma che dipende dalla densità di quest'ultimo e dalla intensità del fascio stesso Γ in base alla relazione:

$$\frac{d\Gamma(l)}{dl} = -n_e(l)\sigma_{tot}(l)\Gamma(l) \quad (2.2)$$

dove l rappresenta una coordinata spaziale nella direzione del fascio. Tuttavia, non tutte le particelle vengono ionizzate: alcune, dopo aver attraversato tutto il plasma, raggiungono la parete opposta del tokamak. La frazione di potenza iniettata dal NBI che non viene assorbita è comunemente detta shine through; lo shine through è un fenomeno da minimizzare il più possibile: infatti le particelle che urtano il muro non solo portano alla generazione di impurità che diluiscono il plasma, ma possono anche danneggiare la parete del reattore.

Subito dopo la ionizzazione, invece, le particelle possono seguire due tipi di traiettorie (in base alla loro velocità iniziale): le orbite passanti (lungo le quali le particelle possono trovarsi a qualsiasi angolo poloidale) e le orbite

a banana (che limitano il moto di una particella in un intervallo determinato dell'angolo poloidale per effetto di specchio magnetico). Le particelle

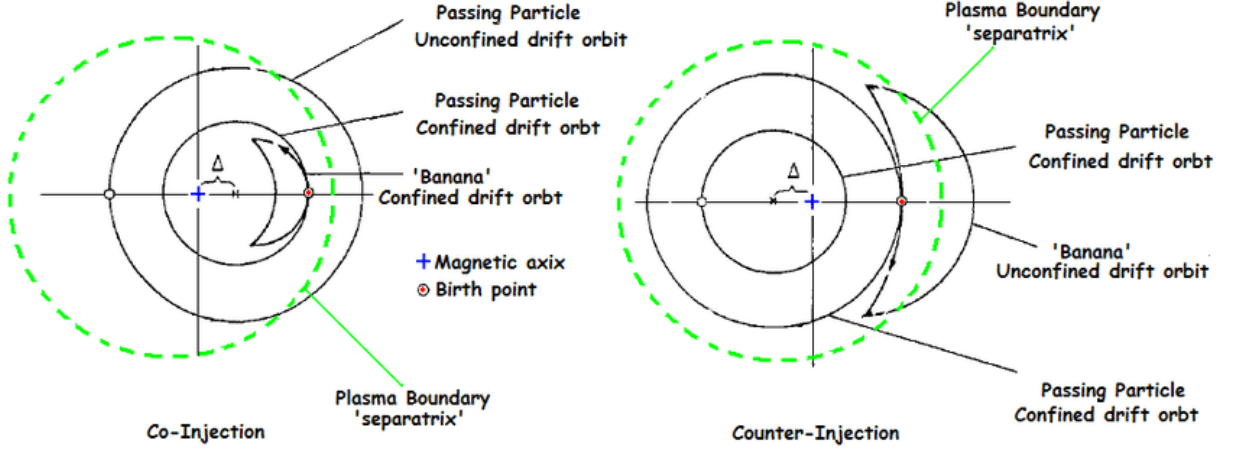


Figura 2.3: Orbite a banana nei casi di co-iniezione e contro-iniezione

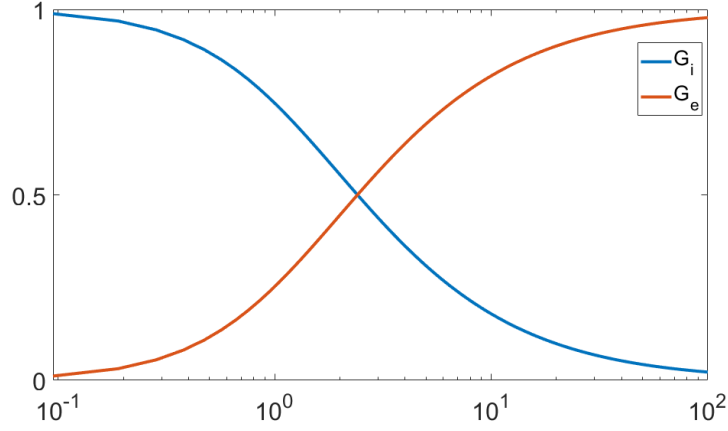
possono essere perse anche dopo la ionizzazione nel caso in cui la larghezza dell'orbita a banana sia troppo elevata: il fenomeno è denominato first orbit losses. Una trattazione esaustiva riguardante le traiettorie delle particelle e la larghezza delle orbite a banana è svolta in [5].

In [6] si affronta il problema della cessione di energia delle particelle sovratermiche al plasma. La trattazione viene svolta nell'ipotesi in cui $v_{th,i} \ll v_b \ll v_{th,e}$ e $ZeE_{\parallel} = F_{ed}$ dove E_{\parallel} e F_{ed} rappresentano rispettivamente il campo elettrico medio parallelo alla traiettoria dello ione e la forza media esercitata sugli ioni iniettati dalla distribuzione di elettroni. Con tali ipotesi la perdita media in funzione della distanza percorsa vale:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -\frac{\alpha}{E} - \beta\sqrt{E} \quad (2.3)$$

dove α e β sono dei coefficienti dipendenti da composizione, densità e temperatura elettronica del plasma. Il primo addendo rappresenta l'energia ceduta dal fascio agli ioni, il secondo quella ceduta agli elettroni. Osservando l'andamento della funzione è evidente che a basse energie domina il riscaldamento degli ioni, ad alte quella degli elettroni; l'energia alla quale il riscaldamento di ioni ed elettroni è lo stesso è detta energia critica, E_{crit} :

$$E_{crit} = \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^{2/3} \quad (2.4)$$

Figura 2.4: G_i e G_e in funzione dell'energia

È possibile calcolare, grazie alla (2.3), il rapporto G_i tra l'energia ceduta agli ioni e quella totale assorbita dal plasma.

$$G_i = \frac{E_{crit}}{E} \int_0^{\frac{E}{E_{crit}}} \frac{dy}{1 + y^{3/2}} \quad (2.5)$$

Per gli elettroni, invece: $G_e = 1 - G_i$ (Figura 2.4).

Dopo la ionizzazione le particelle hanno bisogno di un certo tempo τ , detto tempo di termalizzazione (dell'ordine di 10-100ms), per raggiungere la stessa temperatura del plasma cedendo la loro energia. Anche il tempo di termalizzazione è calcolabile a partire dalla relazione (2.3):

$$\tau = \frac{t_s}{3} \ln \left[1 + \left(\frac{E}{E_{crit}} \right)^{3/2} \right] \quad (2.6)$$

Dove $t_s = \frac{\sqrt{2m_i}}{\beta}$ con m_i massa degli ioni.

L'iniezione di particelle neutre offre un'ulteriore possibilità: quella di raggiungere la modalità di confinamento H (H-mode), trattata in [7]. A differenza della modalità di confinamento tradizionale (denominata L-mode), presenta un raddoppio del tempo di confinamento della pressione termica e, vicino alla parete, un aumento del gradiente della densità e un cambio del campo elettrico radiale (Figura 2.5). I prossimi esperimenti tokamak (ITER, JT60-SA) sfrutteranno questo tipo di confinamento, visti i promettenti risultati ottenuti (come appare nei lavori [8] e [9]). Dal punto di vista fisico, ancora oggi, non è del tutto chiaro il motivo per cui si sviluppi tale modalità di confinamento, tuttavia è appurato che la riduzione della turbolenza giochi un ruolo fondamentale in questo processo. Tale riduzione può essere realiz-

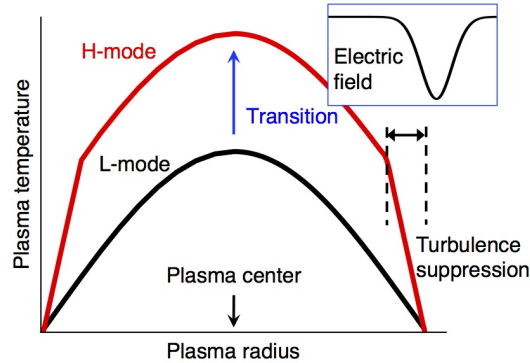


Figura 2.5: Profilo di temperatura in L-mode e H-mode

zata facendo superare alla potenza che attraversa l'ultima superficie chiusa una potenza limite, detta potenza di soglia, alla quale avviene la transizione L-H mode. L'aumento in questione si può concretizzare iniettando particelle altamente energetiche.

2.4 L'esperimento RFX-mod

A Padova è presente un esperimento di nome RFX-mod. Di seguito vengono riportati i parametri di RFX-mod utilizzati in configurazione tokamak.

Parametri RFX-mod		
Raggio maggiore	R_0	2m
Raggio minore	a	0.459m
Campo magnetico	B_T	$\leq 0.54\text{T}$
Corrente di plasma	I_P	$\leq 0.12\text{MA}$

Attualmente l'esperimento è in upgrade e si sta studiando la possibilità di aggiungere un NB, che offrirebbe varie possibilità di miglioramento per l'esperimento tra cui il riscaldamento del plasma e il raggiungimento della modalità di confinamento H. L'iniettore di particelle è già stato utilizzato presso AIST Institute a Tsukuba in Giappone. Di seguito sono riportati i suoi principali parametri nominali.

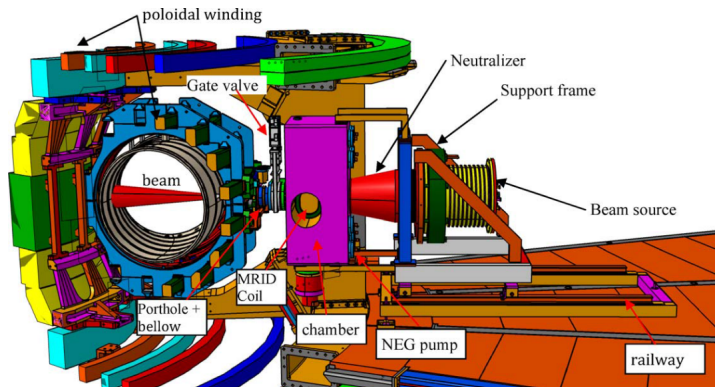


Figura 2.6: Modello CAD del NBI installato su RFX, [10]

Parametri NBI

Energia massima	25 keV
Potenza massima	1.25 MW
Durata impulso	30 ms
Specie iniettate	H, D

L'iniettore può anche operare all'energia di 15 keV per 60 ms. Nell'integrare l'iniettore su RFX-mod bisogna tenere in considerazione i vincoli dovuti a come l'esperimento è stato costruito (per esempio la presenza delle bobine che generano il campo magnetico toroidale); a causa di tali motivi, l'iniezione potrà avvenire solo perpendicolarmente e sull'asse della colonna di plasma. (Figura 2.6)

2.5 Il codice METIS

Al fine di verificare quali siano gli scenari possibili si sono svolte delle simulazioni utilizzando il codice METIS (Minute Embedded Tokamak Integrated Simulator), appartenente alla categoria di codici CRONOS (presentati in [11]) che permettono di simulare la scarica includendo buona parte della fisica di un plasma tokamak (trasporto, riscaldamento addizionale,...). Per ottimizzare i tempi di calcolo METIS sfrutta soluzioni numeriche di equazioni differenziali e leggi di scala derivate da fit di dati sperimentali sui dati raccolti da precedenti esperimenti e non contempla l'utilizzo di algoritmi di tipo Montecarlo.

I dati necessari al codice per simulare la scariche sono i parametri che pos-

sono essere impostati sperimentalmente e comprendono: la geometria della camera toroidale, i profili temporali della corrente di plasma (da controllare sperimentalmente tramite la corrente che scorre nel circuito primario), della densità del gas (da controllare tramite le valvole presenti sulla camera toroidale) e del campo magnetico toroidale (da controllare tramite la corrente che scorre nelle bobine che avvolgono la camera), la composizione del plasma e le caratteristiche dei sistemi di riscaldamento addizionale.

Fornendo come input al programma METIS i dati precedenti di scariche reali di RFX (della durata di 1.2s) è possibile prevedere, almeno in linea teorica, gli effetti generati dall'aggiunta dell'iniettore permettendo di darne un'interpretazione in termini delle leggi usate dal codice e di "orientare" la futura attività sperimentale verso i risultati più interessanti da verificare.

Capitolo 3

Simulazioni numeriche su RFX-mod

3.1 Impostazioni iniziali delle simulazioni

La prima fase della simulazione ha riguardato l'impostazione dei parametri sperimentali dell'esperimento RFX riportati all'inizio del capitolo. Oltre alla geometria della macchina e alle forme d'onda (o andamenti temporali) della corrente di plasma e del campo magnetico, sono state fissate, in simulazioni separate, due diverse composizioni del plasma idrogeno (H) e deuterio (D); per ciascuna composizione, sono stati impostati cinque valori diversi della densità mediata sul volume (che rappresentano valori reali utilizzati durante gli esperimenti) riportati nella tabella seguente:

Densità		$10^{19}m^{-3}$
Ultra-low	UL	0.25
Low	L	0.60
Medium	M	1.00
High	H	1.40
Ultra high	UH	1.87

Infine, è anche stata permessa la transizione L-H, qualora le proprietà fisiche del plasma l'avessero permessa durante la scarica. È stato verificato in [12] che i risultati del codice METIS mostrino un buon accordo con i dati sperimentali relativi a scariche precedenti di RFX-mod.

A questo punto, si è impostato un profilo di iniezione della durata di 30

ms nella fase stazionaria della scarica (da 590 ms a 620 ms) che funzioni al valore di energia nominale (25 keV) e si sono iniettate le specie idrogeno e deuterio. A causa del fatto che l'iniettore genera un numero di particelle invariato accelerate da una differenza di potenziale costante ΔV , la potenza P per ciascuna particella di massa m risulta:

$$P = \Delta VI = \Delta V \frac{e}{t} = \Delta V e \frac{v}{l} = \frac{\Delta V e \sqrt{2E}}{l} \sqrt{\frac{1}{m}} \propto m^{-\frac{1}{2}} \quad (3.1)$$

dove e , t , l ed E rappresentano la carica elementare tempo e spazio di percorrenza ed energia cinetica della particella. Di conseguenza, solo nel caso di iniezione di idrogeno è possibile raggiungere la massima potenza (1.25 MW) mentre, nel caso del deuterio, si è dovuta impostare una potenza più bassa (0.88 MW) per il fatto che la specie iniettata ha una massa differente.

3.2 Risultati delle simulazioni

3.2.1 Shine through

METIS permette di calcolare sia la frazione di potenza iniettata persa a causa dello shine-through che per via delle first orbit losses in funzione del tempo. Effettuando la media di tali valori, che risultano pressoché costanti durante l'iniezione, è stato ottenuto il seguente risultato

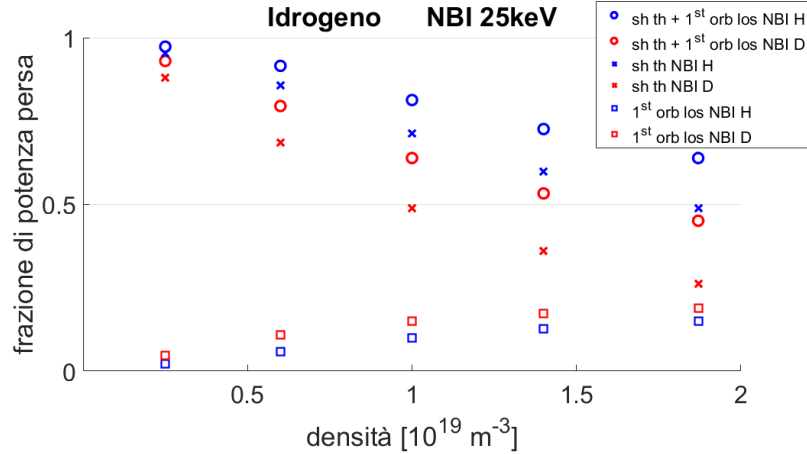


Figura 3.1: Perdite di potenza per densità e specie iniettate

Si osserva che per entrambe le composizioni e le specie iniettate la frazione di potenza persa per shine through diminuisce all'aumentare della densità

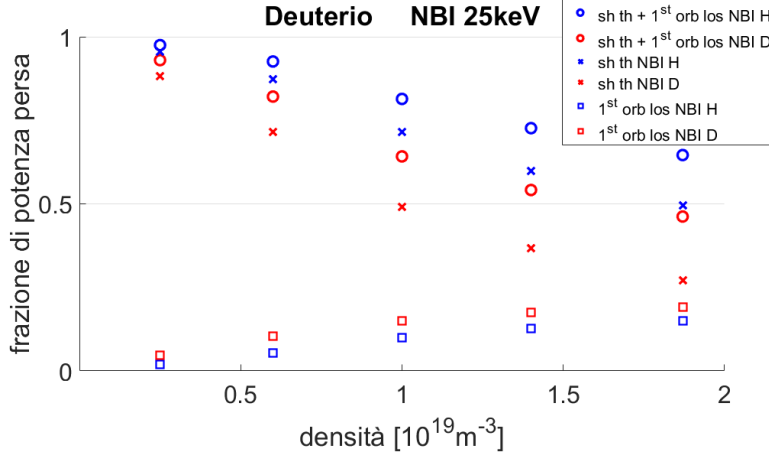


Figura 3.2: Perdite di potenza per densità e specie iniettate

del plasma; inoltre se si fissa la composizione del plasma lo shine through risulta minore nel caso di iniezione di deuterio.

Questi due risultati appaiono ragionevoli alla luce del fatto che, per calcolare la quantità in questione, METIS risolve l'equazione 2.2 con la quale determina l'attenuazione del fascio punto per punto ed, in particolare, dopo l'attraversamento del plasma. La potenza trasportata dal fascio in seguito a tale attraversamento è proprio lo shine through.

Si osserva che un profilo di densità mediamente più alto provoca una maggiore attenuazione del fascio e, di conseguenza, un minor numero di neutri ed una minore potenza persa per shine through contro la parete opposta a quella di iniezione: questo spiega qualitativamente la prima delle due osservazioni fatte all'inizio del paragrafo.

Per il calcolo della sezione d'urto σ_{tot} METIS sfrutta una formula (comprensiva dei termini riportati in 2.1) dipendente da energia, numero di massa delle particelle del fascio, carica efficace (media pesata delle cariche nel plasma), densità e temperatura elettroniche ricavata in [13]. L'andamento della sezione d'urto in funzione dell'energia per unità di massa atomica della particella che si ottiene è quello riportato in figura 2.2 (approssimativamente inversamente proporzionale all'energia per unità di massa atomica) e svolgendo un calcolo medio sfruttando coefficienti derivati da fit sperimentali della formula di Janev si ottengono i risultati: $\sigma_H = 1.12 \cdot 10^{-19} m^2$ e $\sigma_D = 1.38 \cdot 10^{-19} m^2$. Dato che nel caso di iniezione di idrogeno si ha una sezione d'urto minore rispetto all'iniezione di deuterio, la conseguente attenuazione del fascio sarà minore dando origine a maggiori perdite per shine through.

3.2.2 First orbit losses

Al contrario che per lo shine through, la frazione di potenza persa a causa delle first orbit losses mostra, fissata la composizione, un aumento all'aumentare della densità e, a parità di densità, l'entità delle perdite è maggiore nel caso di iniezione di deuterio rispetto all'iniezione di idrogeno.

Per calcolare se una particella (con le condizioni iniziali del moto tali da sviluppare un'orbita a banana) venga persa o meno a causa delle first orbit losses, METIS, dopo aver calcolato la posizione a cui viene ionizzata, confronta la distanza tra questa posizione e la parete con una grandezza tipica che quantifichi la dimensione dell'orbita. Tale grandezza introdotta in [5] vale:

$$\delta_p = \left(\frac{2q_0 v_{\perp 0}}{\Omega_0 R_0} \right)^{\frac{2}{3}} R_0 \quad (3.2)$$

dove q_0 rappresenta il fattore di sicurezza calcolato al centro del plasma (un parametro adimensionale dipendente dalla geometria del plasma e dai campi magnetici toroidale e poloidale), $v_{\perp 0}$ la velocità iniziale della particella in direzione perpendicolare al campo magnetico, Ω_0 la frequenza di ciclotrone iniziale ed R_0 la distanza tra asse magnetico ed asse toroidale. La particella viene considerata persa nel caso in cui la sua distanza dalla parete, una volta ionizzata, sia minore di δ_p .

L'aumento delle first orbit losses all'aumentare della densità può essere dovuto al fatto che per alte densità il numero di particelle ionizzate in prossimità della parete è maggiore, di conseguenza è maggiore il numero di particelle perse vicino alla parete e quindi la frazione di particelle che hanno orbite mal confinate.

Per quanto riguarda i diversi risultati al variare dell'iniezione si osserva che, analogamente al caso precedente, il tasso di ionizzazione è maggiore nel caso di iniezione di deuterio, per cui le particelle perse vicino alla parete sono maggiori con tale iniezione. Inoltre, calcolando il valore di δ_p al variare della specie iniettata, si è trovato: $\delta_p(H) \approx 11cm$ e $\delta_p(D) \approx 14cm$, per cui le orbite sono più larghe nel caso di iniezione di deuterio rendendo più probabile la perdita delle particelle.

3.2.3 Perdite totali di potenza

Sommando le quantità calcolate precedentemente (shine through e first orbit losses) si ottiene la frazione di potenza persa complessivamente: tale quantità risulta essere superiore all'80% per le densità low ed ultra low (independentemente dal tipo di specie iniettata o di composizione del plasma);

per questo motivo, le simulazioni con i due valori più bassi di densità non saranno più considerate nelle analisi successive considerando anche il fatto che, spesso, hanno presentato discontinuità non fisiche dei risultati (probabilmente a causa del fatto che la discretizzazione della variabile utilizzata per risolvere le equazioni differenziali coinvolte non è sufficientemente raffinata e che le equazioni stesse non sono più valide in caso di cambiamenti repentini delle condizioni imposte, come l'accensione del beam). Infine, si osserva che la miglior condizione di utilizzo del NBI (ovvero quella che permette di massimizzare la potenza assorbita) si ottiene a densità ultra high iniettando deuterio: in questo caso si riesce ad assorbire più del 50% della potenza iniettata.

3.2.4 Frazione di energia ceduta a ioni ed elettroni

L'energia fornita dal NBI che viene assorbita dal plasma riscalda sia gli ioni che gli elettroni, ma in misura differente, per cui risulta interessante osservare quale componente si prevede riscaldata maggiormente e perché.

Per questo motivo si è calcolato il rapporto G_i definito nel Cap.2 utilizzando la seguente formula

$$G_i = \frac{E_i}{E_{tot}} = \frac{P_i \tau}{P_{tot} \tau} = \frac{P_i}{P_{tot}} \quad (3.3)$$

Dove P_i, P_{tot}, τ rappresentano la potenza ceduta agli ioni dal fascio, quella assorbita dal plasma ed il tempo di termalizzazione. La frazione di energia assorbita dagli elettroni vale, di conseguenza, $G_e = 1 - G_i$. Grazie al codice METIS si è valutato il rapporto precedente ad un determinato istante temporale dell'iniezione (600 ms) e viene rappresentato in funzione della densità in Fig. 3.3 e 3.4.

Dai due grafici risulta evidente che gli ioni vengono riscaldati in maniera minore degli elettroni e, nel caso di iniezione di deuterio vi è un maggiore riscaldamento degli ioni rispetto all'iniezione di idrogeno.

Per interpretare questi risultati, è utile fare riferimento al valore dell'energia critica definita in (2.4) nelle condizioni analizzate.

Composizione	Energia critica [keV]					
	H			D		
Densità	M	H	UH	M	H	UH
NBI H	2.62	2.36	2.08	1.93	2.00	1.78
NBI D	5.49	5.06	4.58	3.86	4.04	3.56

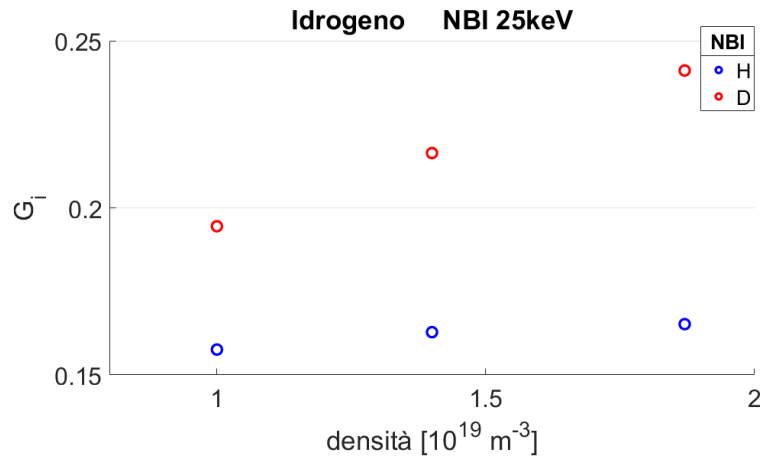


Figura 3.3: Valore di G_i per un plasma di H al variare della densità

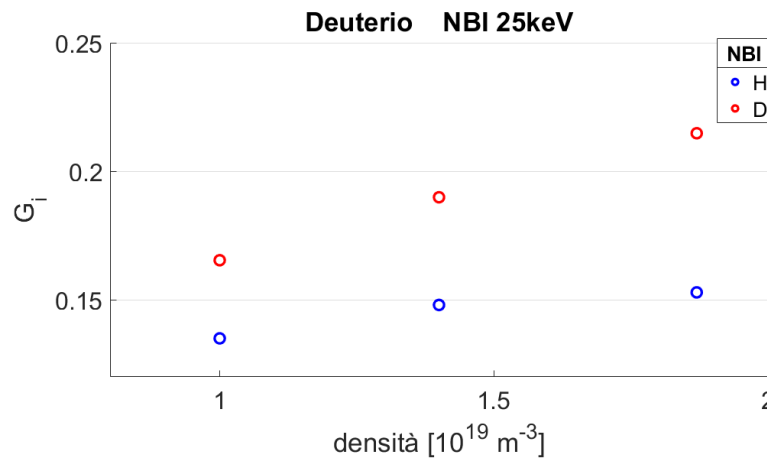


Figura 3.4: Valore di G_i per un plasma di D al variare della densità

Il valore dell'energia del NBI è ben al di sopra del valore dell'energia critica e questo conferma che il riscaldamento degli ioni sia minoritario (solo il 15-20 %) del totale. Inoltre, è evidente che nel caso venga iniettato deuterio l'energia critica risulti maggiore dato che è proporzionale al numero di massa degli ioni iniettati per cui, a parità di energia di iniezione, la frazione di energia assorbita dagli ioni è maggiore.

3.2.5 Aumento relativo della temperatura

Il riscaldamento del plasma è l'obiettivo principale dell'iniezione di particelle: risulta quindi di fondamentale importanza fare delle previsioni riguardanti l'aumento della temperatura elettronica tramite la simulazione. La seguente

tabella mostra le temperature elettroniche al variare della composizione, sia prima che durante l'iniezione.

Composizione	Temperatura elettronica [eV]					
	H			D		
Densità	M	H	UH	M	H	UH
Prima dell'iniezione	211	175	148	212	201	169
NBI H	268	243	217	295	276	248
NBI D	313	285	252	318	307	271

Come mostrano le figure 3.5 e 3.6 il riscaldamento relativo risulta maggiore iniettando deuterio ed aumenta all'aumentare della densità.

Entrambi questi risultati rispecchiano quanto evidenziato nei paragrafi precedenti: infatti se viene iniettato deuterio l'assorbimento del fascio è maggiore (lo stesso vale per densità più alte) e questo provoca un maggiore aumento della temperatura che, unito all'andamento discendente della temperatura elettronica prima dell'iniezione al variare della densità, si traduce in un andamento crescente dell'aumento relativo.

Un aumento relativo della temperatura del 70% (come avviene per l'iniezione di deuterio in un plasma composto da idrogeno di densità UH) sarebbe, se confermato sperimentalmente, un risultato significativo.

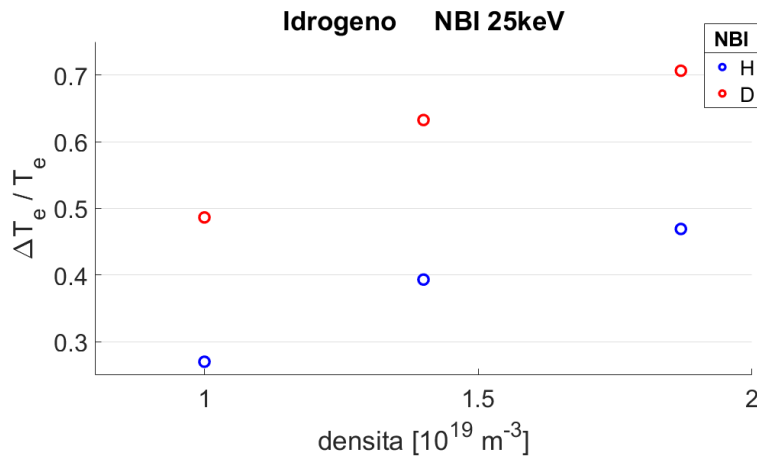


Figura 3.5: Aumento relativo della temperatura in funzione della densità

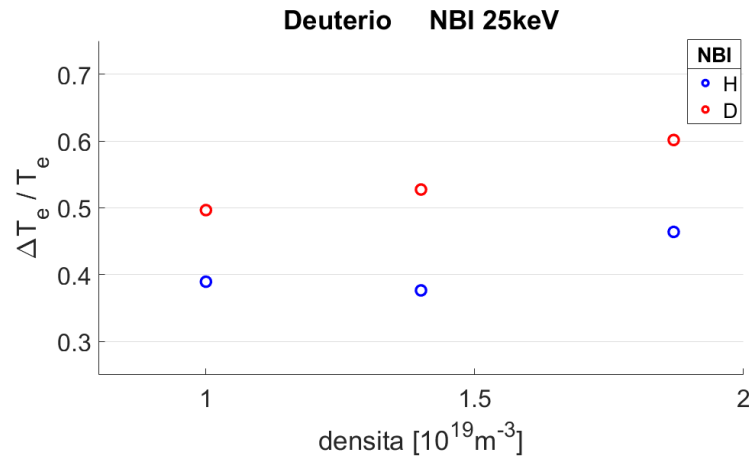


Figura 3.6: Aumento relativo della temperatura in funzione della densità

3.2.6 Transizione L-H

Come riportato nei capitoli precedenti, il raggiungimento della modalità di confinamento H è uno degli obiettivi che si spera di raggiungere utilizzando un NBI. Per questo motivo si è cercato di capire se le condizioni imposte nella simulazione permettessero il raggiungimento di tale obiettivo.

I risultati ottenuti per il rapporto tra potenza che attraversa l'ultima superficie chiusa e potenza di soglia per la transizione sono riportati in Fig. 3.7 e 3.8.

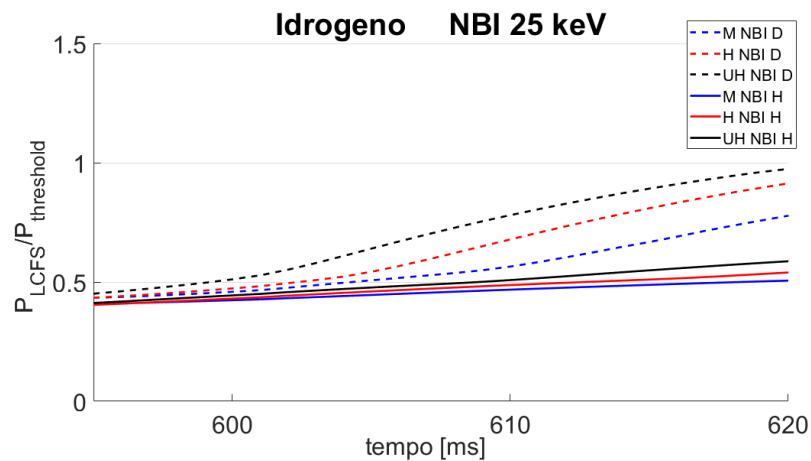


Figura 3.7: Rapporto tra potenza che attraversa l'ultima superficie chiusa e potenza di soglia durante l'iniezione

Per calcolare tali risultati METIS sfrutta la seguente legge di scala deri-

vata in [14]:

$$P_{threshold} = 2.84n^{0.58}B_{ref}^{0.82}SR_{ref}a_{ref}^{0.81}m_{eff}^{-1} \quad (3.4)$$

dove n , B_{ref} , R_{ref} , a_{ref} , S e m_{eff} rappresentano rispettivamente le densità elettronica media, il campo magnetico toroidale, la media tra raggio maggiore e minore, la metà della differenza tra raggio maggiore e minore, la superficie e la massa efficace (una media condotta sulla densità del numero atomico delle particelle che compongono il plasma). Conoscendo invece, la geometria ed i parametri dell'iniezione viene calcolata la potenza che attraversa l'ultima superficie chiusa.

In figura 3.7 si può osservare l'andamento previsto del rapporto tra le due potenze (nel caso di un plasma composto da idrogeno). Inizialmente non sono presenti differenze significative né al variare del tipo di iniezione né al variare della densità; tuttavia, dopo alcuni ms, il diverso assorbimento della potenza del fascio da parte del plasma modifica il valore del rapporto e maggiore è la potenza assorbita, maggiore è il rapporto. Nel caso di composizione in idrogeno non si riesce a raggiungere la modalità di confinamento H dato che il rapporto rimane sempre inferiore ad uno.

Diversa è la situazione illustrata in Fig. 3.8 (plasma composto da deuterio): in questo caso il rapporto, oltre a mostrare un andamento prima costante e poi crescente (come nel caso precedente), riesce a superare il valore critico (uno) per alcuni ms verso la fine dell'iniezione nel caso di densità high e ultra high con iniezione di deuterio (quelli che massimizzano l'assorbimento della potenza), il che potrebbe comportare il raggiungimento della modalità di confinamento H.

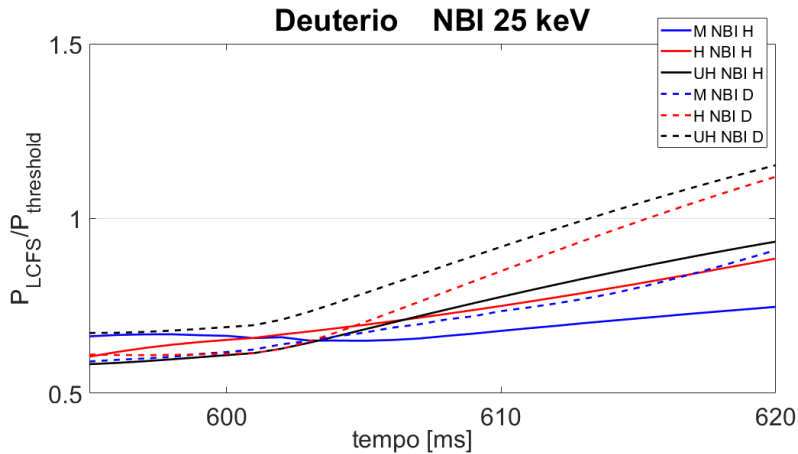


Figura 3.8: Rapporto tra potenza che attraversa l'ultima superficie chiusa e potenza di soglia durante l'iniezione

Capitolo 4

Conclusioni

Grazie all'utilizzo del codice METIS ed all'analisi interpretativa dei risultati ottenuti, sono emerse delle concrete possibilità di miglioramento per l'esperimento RFX-mod, le quali dovranno essere verificate sperimentalmente quando l'upgrade sarà completato.

In particolare, dalla valutazione della perdita di potenza per shine through e per first orbit losses, è emerso che solo per plasmi di densità medio alta (superiori a $10^{19}m^{-3}$) si ottiene un assorbimento del fascio non trascurabile; per massimizzare tale quantità, la specie iniettata più indicata tra le due analizzate è quella del deuterio indipendentemente dalla composizione del plasma. Nella configurazione più favorevole, (iniezione di deuterio su un plasma di densità UH) la percentuale di potenza assorbita supera il 50%.

Sono stati analizzati anche i due diversi assorbimenti dell'energia del fascio da parte degli ioni e degli elettroni che compongono il plasma ed è stato riscontrato che utilizzando il NB ad energia nominale (25 keV) saranno gli elettroni ad assorbire maggiore energia, per via dei valori dell'energia critica dei plasmi tipicamente usati su RFX-mod.

Inoltre, si è trovato che l'aggiunta di un NB permette il raggiungimento di temperature elettroniche (fino a circa 300 eV) maggiori rispetto a quelle in assenza di iniezione: in particolare sono stati calcolati aumenti anche del 70% rispetto alla temperatura precedente l'iniezione (nei casi più favorevoli).

Infine, le simulazioni mostrano la possibilità di superare la potenza di soglia (necessaria a raggiungere la modalità di confinamento H) solo con plasmi composti da deuterio con iniezione di deuterio, a densità alte (superiori a $1.40 \cdot 10^{19}m^{-3}$) per un intervallo di tempo di pochi ms.

Dato che sono stati ottenuti riproducendo fedelmente i parametri di scariche precedenti di RFX-mod, i risultati elencati potrebbero essere utilizzati per impostare le giuste condizioni iniziali che possano permettere il raggiungimento degli obiettivi più significativi in termini di riscaldamento e confina-

mento del plasma.

Per massimizzare il riscaldamento, sarà necessario lavorare con densità medie superiori a $10^{19}m^{-3}$ ed iniettare (preferibilmente) deuterio, in modo che la frazione di potenza del fascio assorbita dal plasma sia la maggiore possibile. In queste particolari condizioni (ma anche in tutte le altri analizzate precedentemente) sarà possibile verificare se le temperature elettroniche previste siano o meno confermate dalle misure realizzabili e, qualora il risultato del confronto fosse positivo, si potrebbero raggiungere valori di temperatura maggiori di quelli del passato.

Infine, uno degli scenari più interessanti realizzabili secondo la simulazione è il raggiungimento della modalità H (pur per un intervallo di tempo di pochi ms): la verifica di questa possibilità da un lato potrebbe confermare o meno la validità delle leggi di scala utilizzate da METIS per quanto riguarda l'esperimento RFX-mod e, dall'altro, (nel caso il raggiungimento fosse realizzato) permetterebbe lo studio, anche se limitato, di una modalità di confinamento avanzata.

Bibliografia

- [1] Naval Research Laboratory (2016), *NRL Plasma Formulary*, U.S. Navy, Washington.
- [2] Freidberg, Jeffrey (2007), *Plasma Physics and Fusion Energy*, Cambridge University Press, Cambridge.
- [3] Vincenzi, Pietro (2016), *Interaction between neutral beam fast particles and plasma in fusion experiments*, Padova.
- [4] M.Kikuchi, K.Lachner, M.Q. Tran (2012), *Fusion Physics*, I.A.E.A., Vienna.
- [5] L-G Eriksson, F. Porcelli (2001), *Dynamics of energetic ion orbits in magnetically confined plasmas*, Plasma Phys. Control. Fusion 43 R145-R182.
- [6] Stix, Thomas H. (1971), *Heating of toroidal plasmas by neutral injection*, Plasma Physics, Vol. 14, pp. 367 to 384.
- [7] R.J. Groebner (1993), *An emerging understanding of H-mode discharges in tokamaks*, Physics of Fluids B: Plasma Physics 5, 2343.
- [8] Y.R. Martin, T. Takizuka (2008), *Power requirement for accessing H-mode in ITER*, Journal of Physics: Conference Series 123
- [9] H.Urano, T.Takizuka, T.Fujita, Y.Kamada, T.Nakano, N.Oyama, JT-60 Team (2012), *Energy confinement of hydrogen and deuterium H-mode plasmas in JT-60U*, Nuclear Fusion 52
- [10] S. Dal Bello, A. Ferro, A. Gallo, L. Grandò, N. Pisan, A. Rizzolo, C. Taliercio, M. Valisa, P. Agostinetti, P. Bettini, G. Lazzaro, A. Tiso, M. Tollin, E. Zampiva, D. Zella, Y. Hirano, S. Kiyama, H. Sakakita (2011), *Integration design of TPE-RX Neutral Beam Injector on RFX-mod*, Fusion Engineering and Design 86 p. 772-775

- [11] J.F. Artaud, V. Basiuk, F. Imbeaux, M. Schneider, J. Garcia, G. Giruzzi, P. Huynh, T. Aniel, F. Albajar, J.M. Ané, A. Bécoulet, C. Bourdelle, A. Casati, L. Colas, J. Decker, R. Dumont, L.G. Eriksson, X. Garbet, R. Guirlet, P. Hertout, G.T. Hoang, W. Houlberg, G. Huysmans, E. Joffrin, S.H. Kim, F. Koechl, J. Lister, X. Litaudon, P. Maget, R. Masset, B. Pégourié, Y. Peysson, P. Thomas, E. Tsitrone, F. Turco (2010), *The Cronos suite of codes for integrated tokamak modelling*, Nuclear Fusion 50
- [12] M. Vallar, J.F. Artaud, T. Bolzonella, H. Sakakita, M. Valisa, P. Vincenzi (2017), *Requirements and modelling of fast particle injection in RFX-mod tokamak plasmas*, Fusion Engineering and Design.
- [13] R.K. Janev, C.D. Boley, D.E. Post (1989), *Penetration of energetic neutral beams into fusion plasmas* Nuclear Fusion 29 p. 2125-2140
- [14] ITER, Physics Guidelines, N 19 FDR 1 011-07-13 R 0.1 p19