

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA  
SCUOLA GALILEIANA DI STUDI SUPERIORI  
Classe di scienze naturali

**Studio e simulazione di un motore a ioni  
alimentato a radiofrequenza**

Relatore:  
Prof. **Marco Manente**

Candidato:  
**Enrico Aloisi**

Anno accademico 2023-2024

# Capitolo 1

## Introduzione

Il crescente interesse per le missioni spaziali richiede lo sviluppo di tecnologie di propulsione avanzate ed efficienti. In questo contesto, i motori a ioni, una tipologia di propulsione elettrica, rappresentano una delle soluzioni più promettenti grazie alla loro capacità di generare un impulso specifico molto elevato rispetto ai tradizionali propulsori chimici. Tuttavia, lo sviluppo e la sperimentazione di tali sistemi pongono sfide significative sia in termini di progettazione sia di previsione delle prestazioni operative, rendendo indispensabile l'uso di simulazioni numeriche.

Questa tesi si propone di migliorare gli strumenti di simulazione dei motori a ioni, in particolare i RIT, creando un modello numerico in ambiente Matlab che superi alcune delle limitazioni dei simulatori attualmente disponibili, intervenendo in particolare sull'implementazione della legge di Child-Langmuir, che limita la corrente ionica massima attraverso le griglie.

Dopo un'introduzione ai motori a ioni e alle principali caratteristiche dei propulsori elettrici, vengono analizzati i componenti di un motore RIT. Successivamente, viene descritto il modello matematico utilizzato per simulare le prestazioni del propulsore, con un focus sulle approssimazioni adottate e i miglioramenti introdotti. Infine, i risultati delle simulazioni vengono confrontati con dati sperimentali trovati in letteratura, evidenziando l'efficacia del modello nel riprodurre le prestazioni reali del motore.

# Capitolo 2

## Propulsori a ioni

I propulsori elettrici sono una famiglia di motori per applicazioni spaziali che genera spinta accelerando il propellente attraverso un campo elettrico. Al contrario dei più comuni propulsori chimici, che sfruttano l'energia rilasciata dalle reazioni chimiche, i propulsori elettrici necessitano di una fonte di energia elettrica, che è solitamente il fattore limitante per le loro prestazioni.

Il vantaggio principale dei motori elettrici è che possono raggiungere un impulso specifico molto alto: per i motori chimici più comuni questo parametro è di circa 350 s nel vuoto (450 s in casi estremi), mentre un motore elettrico ha generalmente un impulso specifico oltre i 1000 s (alcuni propulsori raggiungono anche i 10000 s). Questo permette di ridurre molto la quantità di propellente necessaria alla missione, e di conseguenza il suo costo.

Al contrario, la spinta generata da questa tipologia di motori è estremamente bassa (dell'ordine dei mN), motivo per cui sono adatti esclusivamente ad applicazioni spaziali, dove il veicolo non viene frenato dalla resistenza aerodinamica. Le manovre con i motori elettrici richiedono quindi tempi molto lunghi (fino a settimane o mesi di accensione) rispetto ai motori chimici che restano accesi al massimo per pochi minuti.

Esistono diverse tipologie di motori elettrici, che si distinguono per il metodo usato per accelerare il propellente e produrre spinta, le due tecnologie più comuni sono i motori a effetto Hall e i motori a ioni, che verranno studiati in questa tesi

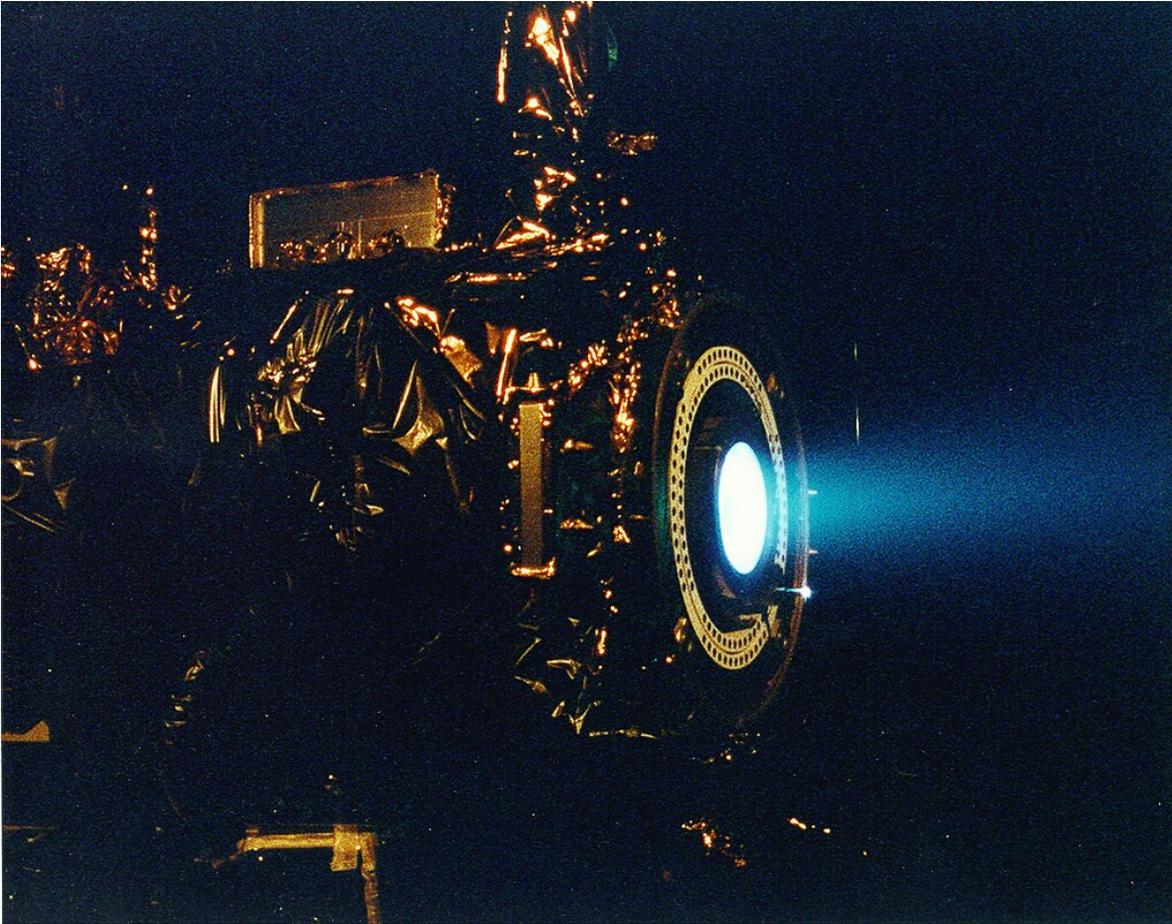


Figura 2.1: Test di accensione del propulsore a ioni NSTAR

I motori a ioni sono una tipologia di motori elettrici per veicoli spaziali che genera spinta accelerando degli ioni attraverso delle griglie cariche elettricamente. Rispetto ai motori ad effetto Hall (la principale alternativa), si caratterizzano per un impulso specifico più alto e una spinta generalmente più bassa[1]. In un motore a ioni si possono individuare 3 componenti principali:

- La sorgente di plasma
- Le griglie di accelerazione
- Il catodo neutralizzatore

## 2.1 Sorgente di plasma

La sorgente è la camera dove avviene la ionizzazione: è necessario un flusso di gas in ingresso (il gas più comune è lo xenon, ma esistono anche motori che usano altri gas come argon o iodio) e una fonte di energia che provochi la ionizzazione del gas. È importante sottolineare alcune caratteristiche dei plasmi:

- **Quasi-neutralità:** a grandi scale (rispetto alla distanza media tra le particelle) il plasma non presenta una carica elettrica netta, ma la densità di cariche positive e negative è uguale.
- **Comportamento collettivo:** a causa delle interazioni elettromagnetiche tra le particelle cariche, il movimento di una carica può avere effetti a lungo raggio sul plasma. Al contrario, nei gas, il moto di una particella neutra ha solo effetti locali.
- **Specie indipendenti:** il plasma è formato da specie diverse (neutri, ioni, elettroni...) caratterizzate da carica e massa diverse, che possono quindi avere proprietà (in particolare la temperatura) diverse tra loro.

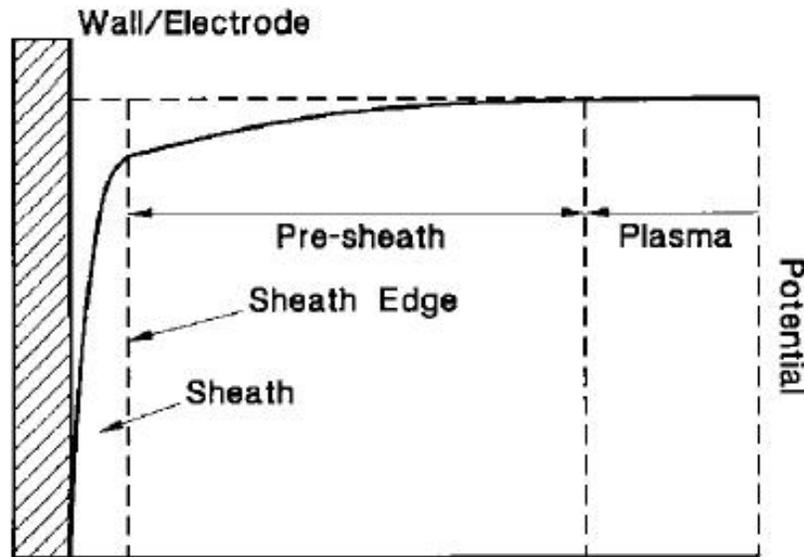


Figura 2.2: Andamento del potenziale elettrico nello sheath di Debye

### 2.1.1 Sheath

Quando un plasma è in contatto con una parete solida, tutte le specie presenti nel plasma tendono a diffondere verso di essa, con velocità diverse a seconda della loro mobilità. In particolare, la specie più mobile è rappresentata dagli elettroni che, urtando contro la parete, lasciano una zona di plasma in cui non vale la quasi-neutralità, e la densità elettronica è minore di quella ionica. Questa zona è detta sheath, e occupa lo strato di plasma adiacente alla parete solida.

A seconda delle caratteristiche del plasma e della parete si possono formare diverse tipologie di sheath[2], quella appena descritta (e più rilevante nello studio dei motori a ioni) è lo sheath di Debye (o sheath ionico) che si instaura a contatto con la parete della sorgente di plasma e gli eventuali elettrodi al suo interno. Tra la zona centrale del plasma, detta *bulk*, e la parete si genera una differenza di potenziale che rallenta il moto degli elettroni verso la parete, accelerando invece gli ioni. Raggiunta la condizione

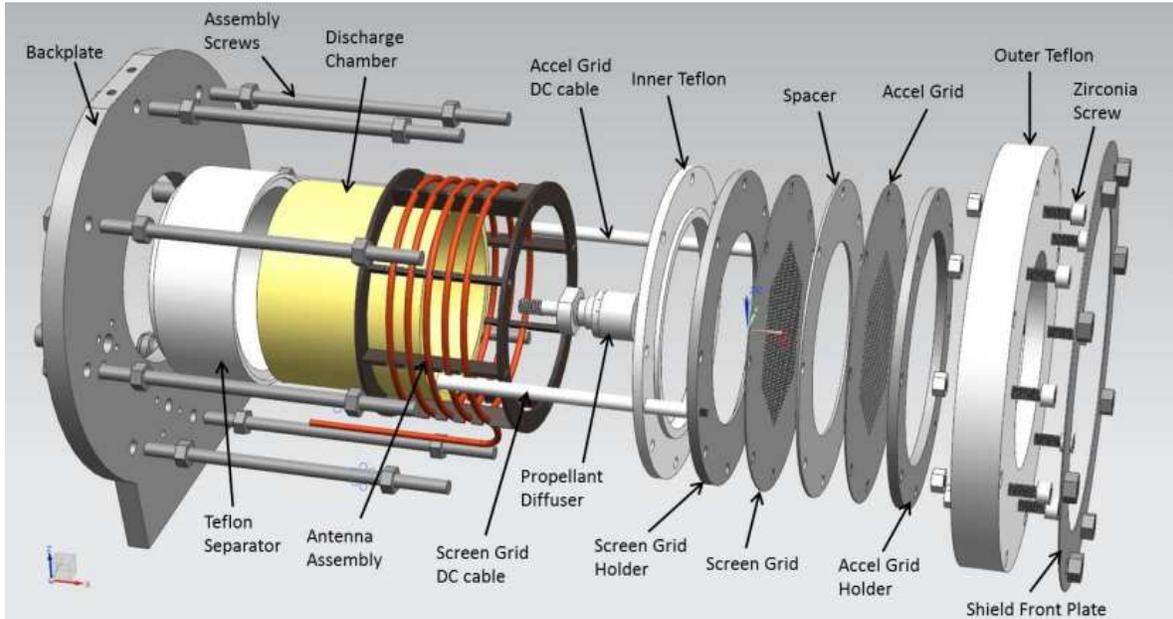


Figura 2.3: Schema di un motore RIT (tratto da [3])

di equilibrio, le due correnti sono uguali, e nel plasma rimane la condizione di quasi-neutralità.

### 2.1.2 Fonte di energia

Diverse tipologie di motore si distinguono per il modo in cui viene ionizzato il gas. La tipologia più comune è il motore di Kaufman, che utilizza un catodo all'interno della camera per emettere elettroni ad alta energia in grado di ionizzare gli atomi neutri. Un'alternativa è rappresentata dai RIT (radiofrequency ion thruster), che utilizzano una bobina avvolta attorno alla camera come sorgente elettromagnetica per ionizzare il gas tramite induzione. Questa tesi si occuperà di motori di tipo RIT.

Le pareti della sorgente sono solitamente in metallo nei motori di Kaufman, e sono quindi conduttrici di elettricità. Nei motori RIT è invece necessario che le pareti siano isolanti per non schermare la radiazione della sorgente RF, per questo motivo sono comunemente realizzate in materiale ceramico.

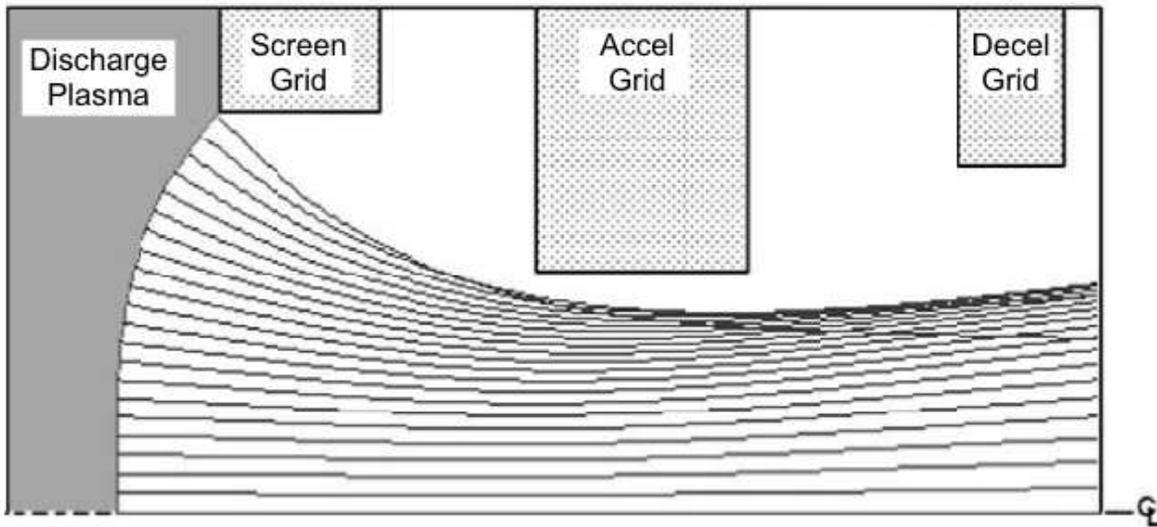


Figura 2.4: Traiettorie degli ioni attraverso un sistema a 3 griglie (tratta da [4])

## 2.2 Griglie di accelerazione

Gli ioni prodotti nella sorgente di plasma vengono espulsi attraverso delle griglie metalliche forate. I motori più semplici utilizzano due griglie: una interna, detta di schermatura, e una esterna, detta di accelerazione. Esistono anche configurazioni a 3 griglie, ma non saranno trattate in questa tesi. Le due griglie devono essere collegate ad un alimentatore elettrico e poste a potenziale diverso, con la griglia di schermatura a potenziale più alto.

In questo modo si forma una regione di spazio, compresa tra le griglie, in cui è presente un campo elettrico molto intenso che può accelerare gli ioni verso l'esterno producendo una spinta netta sul motore.

La griglia di accelerazione deve essere posta a potenziale negativo rispetto allo spazio per evitare che gli elettroni emessi dal catodo neutralizzatore siano attirati nuovamente verso il motore.

### 2.2.1 Legge di Child-Langmuir

Il forte campo elettrico tra le due griglie respinge tutti gli elettroni verso l'interno della sorgente. Si genera quindi una regione di spazio in cui sono presenti solo cariche positive (gli ioni che vengono accelerati). In questa situazione vale l'equazione di Child-Langmuir:

$$J = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{V^{3/2}}{d^2}$$

in cui  $d$  e  $V$  sono rispettivamente la distanza e la differenza di potenziale tra le due griglie, e  $J$  è la massima densità di corrente che può attraversarle, La corrente ionica è limitata dalla carica degli stessi ioni, che tende a schermare il potenziale elettrico esterno, limitando quindi anche la spinta del motore. Ne consegue che, in un motore a ioni, la spinta massima è direttamente proporzionale all'area della griglia, fatto che spiega il design di molti propulsori, che sono di forma conica per montare delle griglie di grande superficie.

### 2.2.2 Ottica ionica

Idealmente, le griglie dovrebbero consentire il passaggio di tutti gli ioni, impedendo contemporaneamente quello degli atomi neutri. Nella pratica, questo è chiaramente impossibile, ma si può ottimizzare il design delle griglie per migliorare le prestazioni del motore.

Il gas neutrale non è influenzato dalla carica elettrica sulle griglie, quindi la frazione di particelle che attraversa la griglia è proporzionale all'area forata nella griglia di accelerazione (su cui i fori sono più piccoli). Gli ioni, al contrario, interagiscono con il campo elettrico generato dalle griglie e seguono delle traiettorie curve. Per questo motivo la trasparenza della griglia agli ioni è maggiore della trasparenza ai neutri.

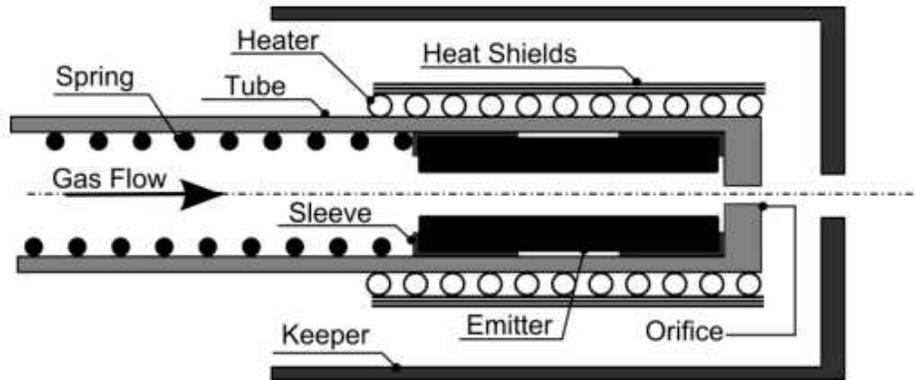


Figura 2.5: Schema di un catodo cavo

## 2.3 Catodo neutralizzatore

Le griglie elettriche lasciano passare esclusivamente gli ioni, mentre gli elettroni vengono respinti verso l'interno della sorgente, per questo motivo è necessario inserire un catodo neutralizzatore che compensi l'accumulo di carica negativa all'interno del motore.

Gli elettroni possono essere raccolti da un anodo inserito appositamente nella camera o dalla stessa griglia di schermatura, è quindi necessario un alimentatore elettrico per portare gli elettroni dalla sorgente (ad alto potenziale positivo) allo spazio vuoto (a potenziale nullo). Il catodo ha quindi il compito di ristabilire l'equilibrio di carica emettendo l'eccesso di elettroni nello spazio. Nonostante la potenza consumata dal catodo sia limitata, la potenza necessaria al trasporto degli elettroni al catodo è, insieme alla sorgente RF, la componente principale del consumo elettrico di un motore.

# Capitolo 3

## Modello matematico

Il punto di partenza per la costruzione di un simulatore per RIT è il modello proposto da Lafleur[5][6], che è in grado di gestire motori a xenon e iodio in buon accordo con i dati sperimentali. L'obiettivo di questa tesi è risolvere alcuni punti critici di questo modello rendendolo più realistico.

Il codice, scritto in Matlab, simula un motore a xenon, che è più semplice da gestire in quanto il numero di specie coinvolte è minore (lo iodio è una molecola biatomica e richiederebbe di considerare diverse reazioni e bilanci che non sono presenti in una sorgente a xenon), inoltre i motori a xenon sono più studiati, e questo permette di trovare dati sperimentali per verificare il modello. il codice simula un motore composto da due sezioni: una cilindrica e una a tronco di cono (all'occorrenza si può sopprimere una delle due). Nella sorgente vengono introdotti un flusso di massa sotto forma di xenon e una potenza dovuta alla bobina elettromagnetica.

Una delle approssimazioni più forti è la modellazione 0-dimensionale, si considera quindi che le densità delle varie specie siano costanti su tutto il volume della sorgente di plasma. Il codice calcola la variazione di densità di ogni specie usando le equazioni descritte in seguito, la simulazione si interrompe quando le densità raggiungono uno stato stazionario, e in seguito vengono calcolate le prestazioni del motore.

### 3.1 Reazioni di plasma

La parte di codice che simula le reazioni di plasma non è stata scritta per questa tesi, ma è stata sviluppata da altri ricercatori[7][8] per motori di tipo *helicon*. Questo modello si è rivelato efficace nel simulare il comportamento del plasma all'interno della sorgente, ed è utilizzabile anche nella simulazione di un RIT.

Il codice considera 6 specie:

- atomi neutri
- atomi neutri eccitati (3 stati)
- ioni positivi
- elettroni

Ad ogni step di integrazione, vengono calcolate le sezioni d'urto in funzione della temperatura elettronica, e in seguito i flussi di particelle che subiscono una trasformazione. In tutti i passaggi si considera valida l'ipotesi di quasi-neutralità, quindi la densità di elettroni e ioni positivi è sempre uguale.

### 3.2 Schema elettrico

Il calcolo delle prestazioni del motore è basato sul potenziale elettrico dei diversi componenti considerati. In particolare sono presi come costanti:

- il potenziale della griglia di schermatura (dato di input)
- il potenziale della griglia di accelerazione (dato di input)
- il potenziale dello spazio (0)

Queste sono semplificazioni, in quanto i potenziali delle griglie dipendono dalla capacità dell'alimentatore elettrico di compensare le variazioni dovute all'interazione

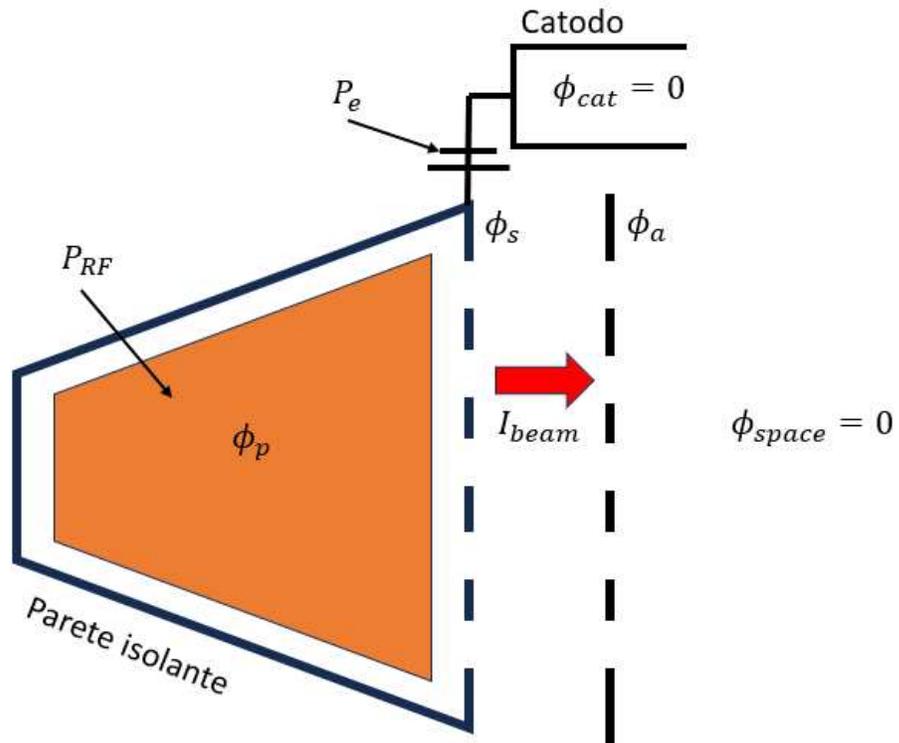


Figura 3.1: Schema elettrico del motore simulato

con particelle cariche provenienti da dentro la camera o dallo spazio esterno. Inoltre, è osservato che nello spazio i veicoli tendono ad accumulare carica negativa proveniente dal mezzo interplanetario, quindi, rispetto al motore, lo spazio ha una leggera carica positiva. Anche questo effetto è stato ignorato data la difficoltà di prevedere l'accumulo di carica sul satellite.

Il potenziale di plasma è maggiore di quello delle pareti con cui è in contatto, ossia la griglia di schermatura (le pareti laterali sono elettricamente isolanti, quindi si considera che non influiscano sul potenziale all'interno della sorgente), e dalle caratteristiche del plasma, in particolare dalla temperatura elettronica.

La densità di corrente ionica che attraversa lo sheath dipende dalla densità di plasma e dalla temperatura elettronica, e può essere calcolata come:

$$J_i = \frac{1}{2} n_i e \sqrt{\frac{kT_e}{M}}$$

Inoltre, la densità di corrente elettronica attraverso uno sheath di potenziale  $\phi$  è:

$$J_e = \frac{1}{2} e n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \exp\left(-\frac{e\phi}{kT_e}\right)$$

All'equilibrio i flussi di carica devono essere uguali, è quindi possibile calcolare il potenziale di plasma che garantisce il bilancio di carica:

$$\phi_{plasma} = \frac{kT_e}{e} \ln\left(\sqrt{\frac{2M}{\pi m}}\right)$$

che per lo xenon vale circa:

$$\phi_{plasma} \approx 6 \frac{kT_e}{e}$$

### 3.3 Bilancio energetico

A regime, il fascio di ioni attraversa un potenziale

$$\Delta V_{tot} = \Delta V_{plasma} + \Delta V_{grid}$$

dove  $\Delta V_{plasma}$  è la differenza di potenziale dovuta allo sheath tra il centro della sorgente e la *screen grid*, mentre  $\Delta V_{grid}$  è la differenza di potenziale tra la griglia e lo spazio vuoto.

La potenza del fascio di ioni (da cui dipende la velocità degli stessi, e quindi l'impulso specifico) è quindi data da

$$P_{beam} = I_{beam} V_{tot} = I_{beam} \Delta V_{plasma} + I_{beam} \Delta V_{grid}$$

In cui il termine  $I_{beam} \Delta V_{grid}$  è esattamente la potenza necessaria a neutralizzare il motore portando gli elettroni in eccesso al catodo, e il termine  $I_{beam} \Delta V_{plasma}$  rappresenta l'accelerazione subita dagli ioni attraverso lo sheath. Queste equazioni distinguono chiaramente due contributi alla velocità degli ioni in uscita dal motore: uno dovuto alle griglie elettrostatiche e al neutralizzatore, e l'altro dovuto alle reazioni di plasma e alla sorgente RF.

### 3.4 Perdite a parete

Con "perdite a parete" si indicano le reazioni che avvengono sulle pareti dielettriche (laterali) della sorgente di plasma, le griglie sono discusse in un capitolo successivo.

Per calcolare il flusso di ioni (e quindi di elettroni) incidente sulle pareti della sorgente viene considerato un flusso ambipolare. Gli ioni presenti nel plasma tendono a muoversi verso la parete per effetto della differenza di potenziale, raggiungendo la velocità di Bohm  $u_b = \sqrt{\frac{kT_e}{M}}$  (dove  $T_e$  è la temperatura elettronica,  $M$  è la massa atomica degli ioni e  $k$  è la costante di Boltzmann). Il flusso di ioni sulla parete laterale è quindi

calcolato come:

$$dn_i = h_R A n_i u_b$$

Dove  $A$  è la superficie della parete,  $n_i$  è la densità ionica e  $h_R$  è un coefficiente che considera la riduzione di densità di plasma in prossimità della parete. Secondo le ricerche di Godyak[9] e Liebermann[10], in assenza di campo magnetico

$$h_R = 0.8 \left(4 + \frac{R}{\lambda_i}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

Il coefficiente  $h_R$  è valido per una camera di forma cilindrica. Dato che la camera considerata da questo codice è conica, il coefficiente viene approssimato usando il raggio medio della camera nella formula.

Il parametro  $\lambda_i$  in questo modello, come in quello di Lafleur, viene approssimato a:

$$\lambda_i = 10^{-18} n_0$$

$\lambda_i$  è quindi proporzionale alla densità di atomi neutri nella sorgente di plasma.

Sulla parete di fondo il calcolo è molto simile:

$$dn_i = h_L A n_i u_b$$

L'unica differenza è il coefficiente  $h_L$ , dovuto al fatto che la diffusione in questo caso non è radiale ma longitudinale, quindi la distribuzione di densità del plasma è differente. In questo caso il coefficiente vale:

$$h_L = 0.86 \left(3 + \frac{L}{2\lambda_i}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

Gli ioni che urtano la parete dielettrica vengono neutralizzati, portando quindi una perdita netta di energia nel sistema. Trattandosi di un flusso ambipolare, il flusso di elettroni è uguale a quello di ioni, quindi si mantiene l'equilibrio di carica.

Gli atomi neutrali che urtano la parete vengono semplicemente respinti nel plasma,

quindi in un modello 0-dimensionale non si verifica nessun cambiamento, gli atomi eccitati tuttavia perdono il loro stato di eccitazione, quindi è necessario calcolare il flusso a parete. Per farlo si considera la velocità di agitazione termica del gas neutrale nella sorgente di plasma:

$$v_{th} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$$

Il flusso di neutri eccitati verso la parete è quindi:

$$dn_{ex} = \frac{1}{4}n_{ex}v_{th}A$$

### 3.5 Griglie elettrostatiche

Oltre ad accelerare gli ioni, le griglie interagiscono anche con il plasma nella sorgente. In particolare è la griglia di schermatura che, essendo in contatto con il plasma, può influenzare l'equilibrio interno.

Per calcolare il flusso (di ogni specie) incidente sulla griglia sono usate le stesse equazioni descritte nella sezione precedente, ma in questo caso, per il calcolo del flusso ionico, è stato aggiunto un parametro che modella la distribuzione non uniforme del plasma in direzione radiale. Il flusso ionico incidente sulla griglia è quindi:

$$dn_i = \beta h_L n_i u_b S$$

dove

$$\beta = \frac{((1 - h_R^{\frac{1}{6}}) - 1)^7 + 1}{7(1 - h_R^{\frac{1}{6}})}$$

è il coefficiente che considera la variazione radiale di densità di plasma sulla sezione di scarico, e permette di usare un valore più realistico come densità media

Le caratteristiche della griglia sono approssimate da due parametri:

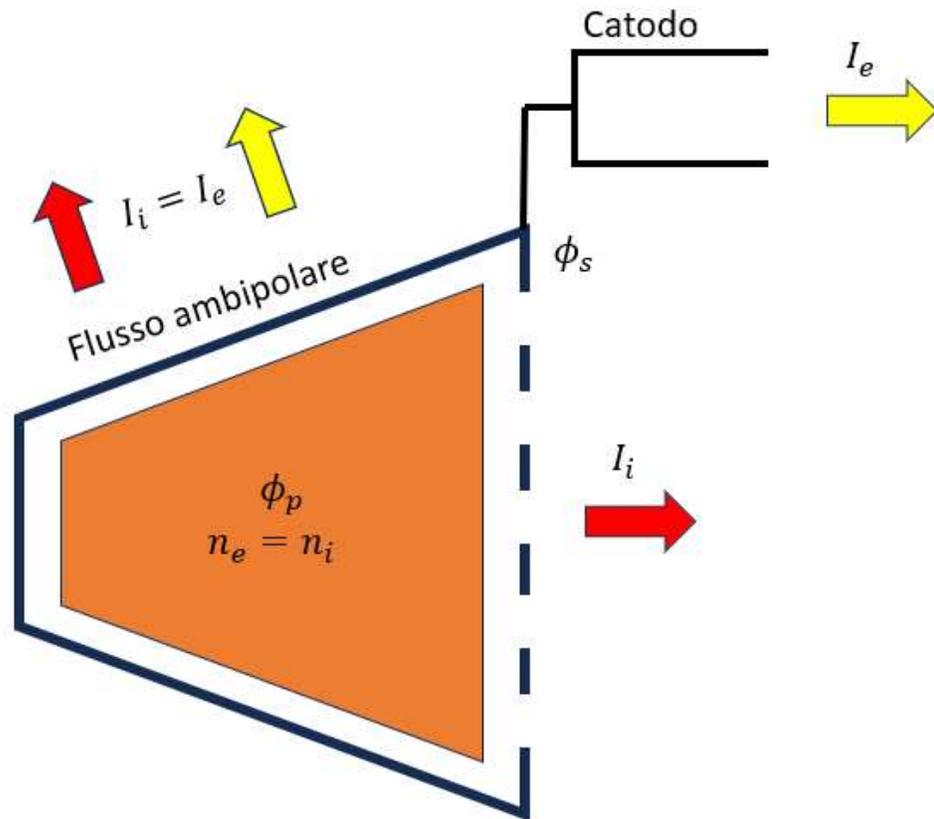


Figura 3.2: Schema dei flussi verso le pareti laterali e le griglie

- $T_i$ : la trasparenza agli ioni
- $T_n$ : la trasparenza ai neutri

Questi parametri sono le frazioni, rispettivamente di ioni e neutri, che attraversano la griglia, la frazione restante colpisce invece la griglia metallica. I flussi delle diverse specie incidenti sulla griglia vengono quindi divisi in due componenti, che sono trattate in modo diverso.

- Per quanto riguarda gli atomi neutri, solo la parte che attraversa le griglie viene sottratta alla simulazione, mentre il resto rimane nella camera.
- Gli atomi eccitati che colpiscono la griglia perdono il loro stato di eccitazione, gli altri escono dalla camera.
- Gli ioni che colpiscono la griglia vengono neutralizzati, quelli che la attraversano vengono accelerati e generano spinta. Il flusso di ioni attraverso la griglia è tuttavia limitato dalla legge di Child-Langmuir, quindi se il flusso calcolato dal codice è superiore al valore limite, gli ioni in eccesso non escono ma vengono reinseriti nella sorgente (non neutralizzati).

## 3.6 Prestazioni

Alla fine della simulazione, il codice ha calcolato il flusso stazionario di ioni attraverso le griglie e il potenziale di plasma, che sono i parametri più importanti per stabilire le prestazioni del motore. La spinta generata dal motore viene calcolata come:

$$F = W_{ion}v_{ion}$$

in cui  $W_{ion}$  è la portata massica del flusso di ioni uscente  $v_{ion}$  è la velocità degli ioni uscenti dal motore. La velocità degli ioni viene calcolata a partire dal potenziale elettrico

attraversato applicando la legge di conservazione dell'energia.

$$v_{ion} = \sqrt{\frac{2eV_{tot}}{M}}$$

Anche gli atomi neutrali uscenti dalla camera generano una spinta, ma la velocità è troppo bassa perché possano avere un impatto rilevante.

# Capitolo 4

## Risultati

Il codice è in grado di calcolare le prestazioni del motore conoscendone le caratteristiche geometriche, i potenziali e la distanza tra le griglie, il flusso di massa entrante e la potenza della sorgente RF. Questo capitolo si occupa di confrontare i risultati con altri modelli matematici e con dati sperimentali. A causa degli interessi commerciali dietro ai progetti dei propulsori, è molto difficile trovare i dati necessari, quindi la validazione del codice risulta poco affidabile. In ogni caso, con alcune stime, è possibile verificare che il simulatore riproduce la realtà in modo efficace.

### 4.1 Capacità del simulatore

Grazie ai miglioramenti presentati nel capitolo precedente, il codice scritto per questa tesi è in grado di riprodurre la fisica di un motore a ioni in modo più fedele rispetto al modello di Lafleur, preso come punto di partenza. La differenza principale è nell'implementazione della legge di Child-Langmuir, che limita la corrente ionica attraverso le griglie, non presente nel modello di Lafleur. Con questa modifica si può quindi osservare il comportamento del motore quando viene raggiunto il limite di corrente: oltre un certo livello un aumento di potenza non si traduce in un miglioramento delle prestazioni, e anzi l'impulso specifico cala leggermente. Nella figura 4.1 è mostrato l'andamento

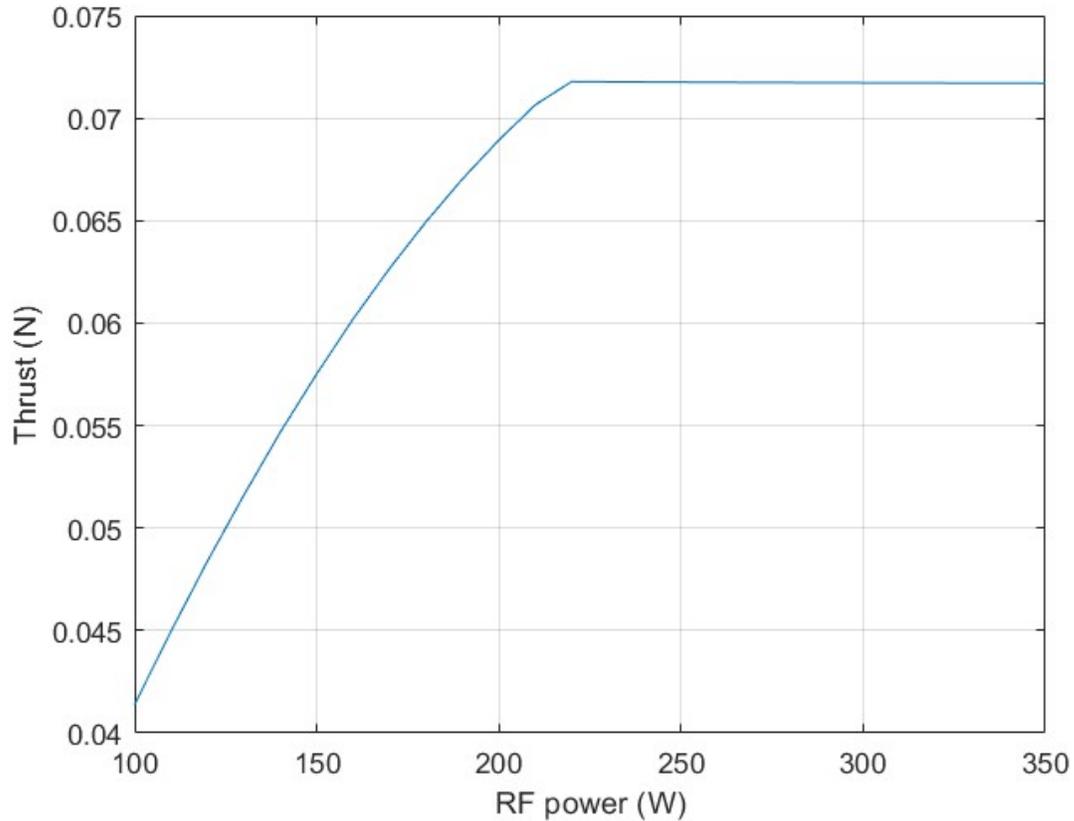


Figura 4.1: Impulso specifico in funzione della potenza RF

della spinta in funzione della potenza della sorgente RF, si può osservare che il limite di Child-Langmuir viene raggiunto vicino ai 220 W, e successivamente l'impulso specifico rimane costante. Anche se non è visibile nel grafico, i valori numerici mostrano in effetti un calo nelle prestazioni del motore: la massima spinta si raggiunge proprio in corrispondenza del limite di Child-Langmuir.

Nel modello di Lafleur (figura 4.2) non è invece simulato questo fenomeno, quindi la spinta continua a crescere con l'aumento della potenza.

Analizzando le perdite di potenza calcolate dal modello (figura 4.3), si può notare che questo calo nelle prestazioni è dovuto alle perdite a parete e, in misura minore, alle

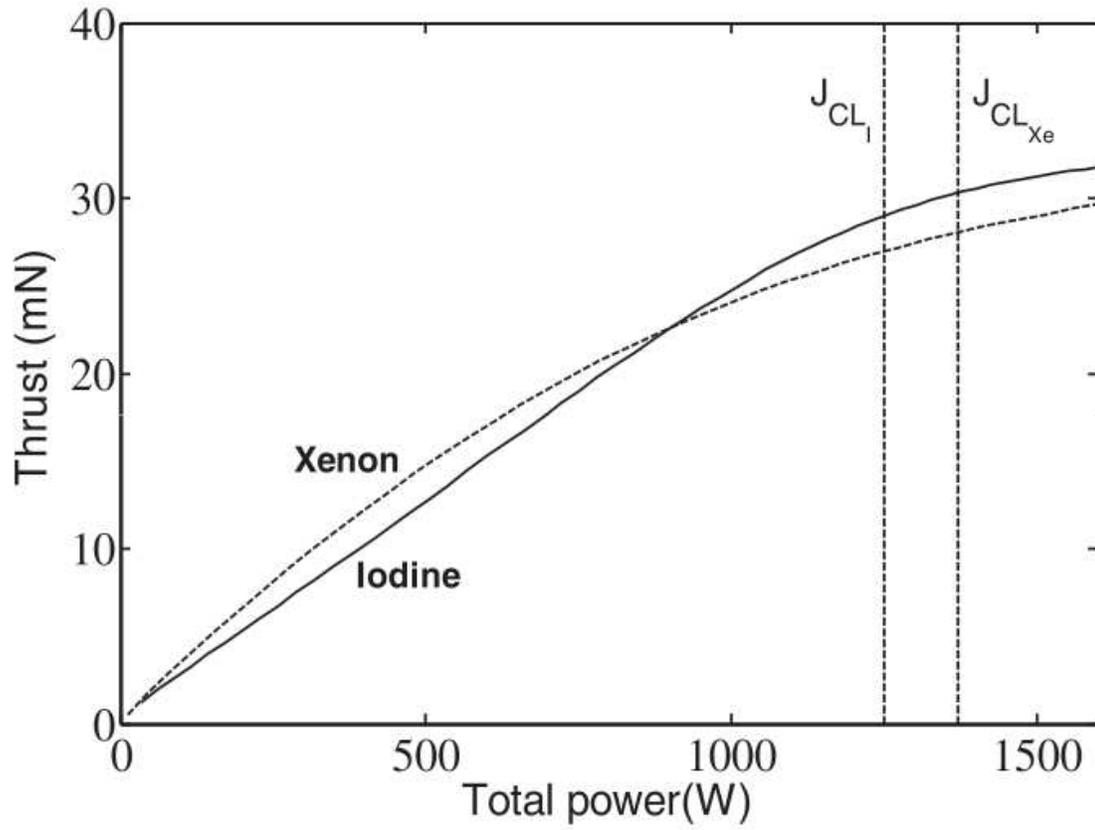


Figura 4.2: Spinta in funzione della potenza RF nel modello descritto in [5]

perdite dovute alle reazioni di plasma, che aumentano nettamente dopo il raggiungimento del limite di Child-Langmuir, a seguito di un aumento della densità all'interno della sorgente (figura 4.4.)

## 4.2 RIT-XT

Per validare il simulatore appena sviluppato è necessario confrontare i risultati con dati sperimentali per verificare che il modello riproduca correttamente la fisica reale. Ci sono poche informazioni pubbliche sulle prestazioni dei motori di tipo RIT, quindi vengono usati dei dati parziali per effettuare il confronto, ma è comunque possibile stimare l'accuratezza del modello.

Il primo studio preso in considerazione riguarda il propulsore RIT-XT[11], mostrato nella figura 4.5

L'articolo di riferimento presenta 5 casi di test, in cui al motore sono applicate diverse potenze, voltaggi e flussi di massa. I vari parametri di input necessari per la simulazione sono stati ricavati in diversi modi: alcuni sono dichiarati nell'articolo, altri possono essere calcolati, altri ancora possono solo essere stimati.

- Dimensioni: si tratta di una camera a tronco di cono, solo il raggio esterno è dichiarato, ma dal disegno (figura 4.5) è possibile misurare anche la lunghezza e il raggio interno.
- Potenziali delle griglie: sono dichiarati esplicitamente dagli autori.
- Potenza RF applicata: è dichiarata esplicitamente dagli autori. Viene inoltre considerata un'efficienza del 95%, anche questa dichiarata nell'articolo.
- Flusso di massa: non è riportato nell'articolo, ma si può calcolare a partire da spinta e impulso specifico misurati.  $\dot{m} = \frac{T}{gI_{sp}}$ .
- Trasparenza delle griglie: può solo essere stimata, in questo caso sono stati scelti i valori di 0.4 per la trasparenza ai neutri e 0.8 per la trasparenza agli ioni.

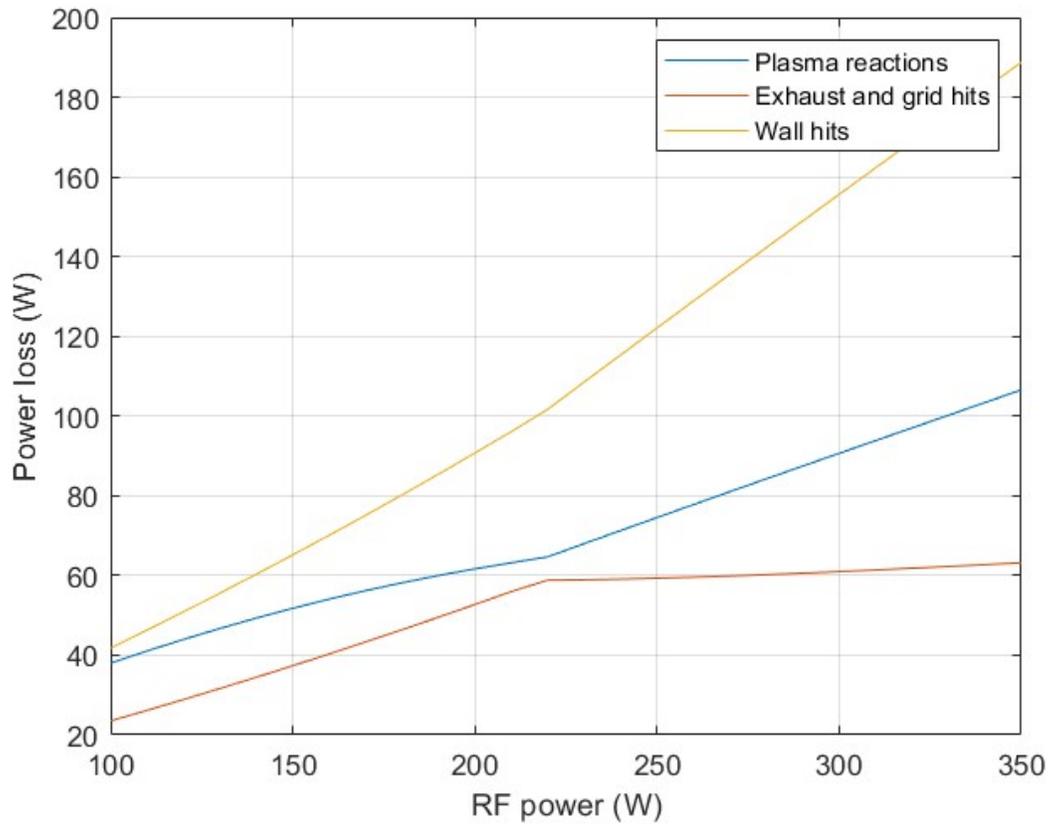


Figura 4.3: Grafico che mostra le perdite nel modello al variare della potenza RF immessa. Si nota un cambio di pendenza di tutte le curve al limite di Child-Langmuir (a 220 W)

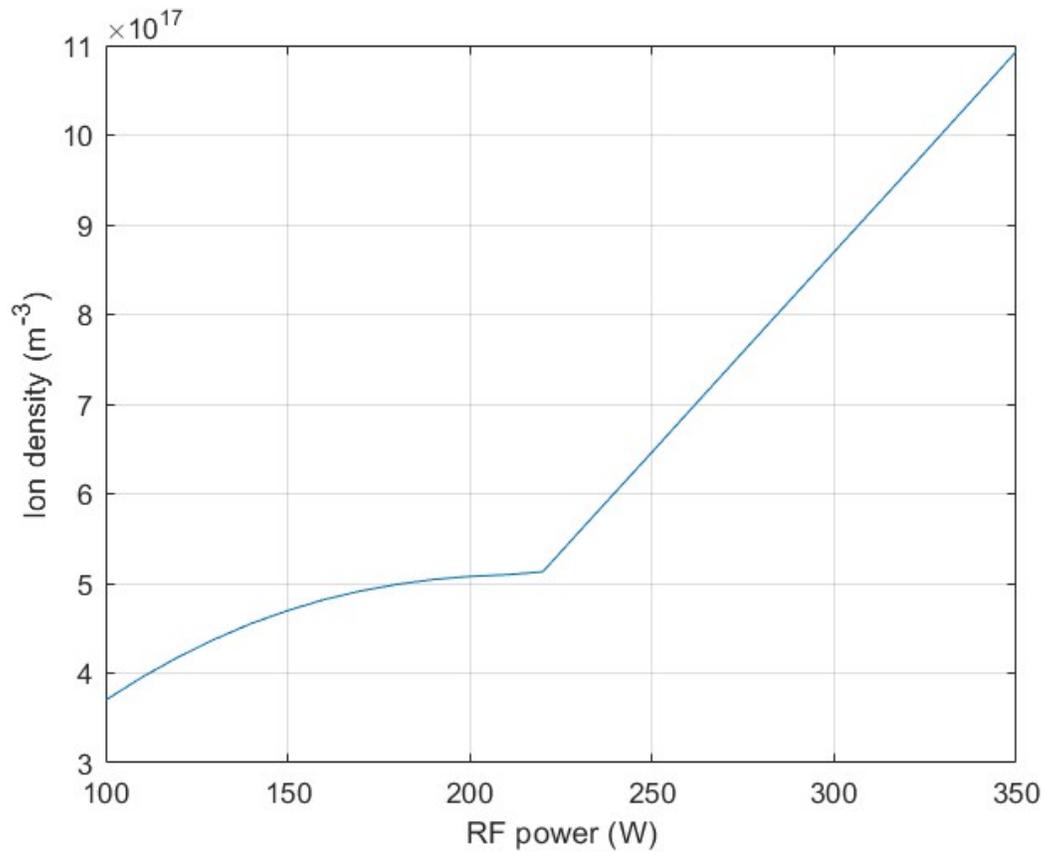


Figura 4.4: Grafico che mostra il forte aumento della densità ionica nella sorgente dopo il raggiungimento del limite di Child Langmuir (a 220 W)

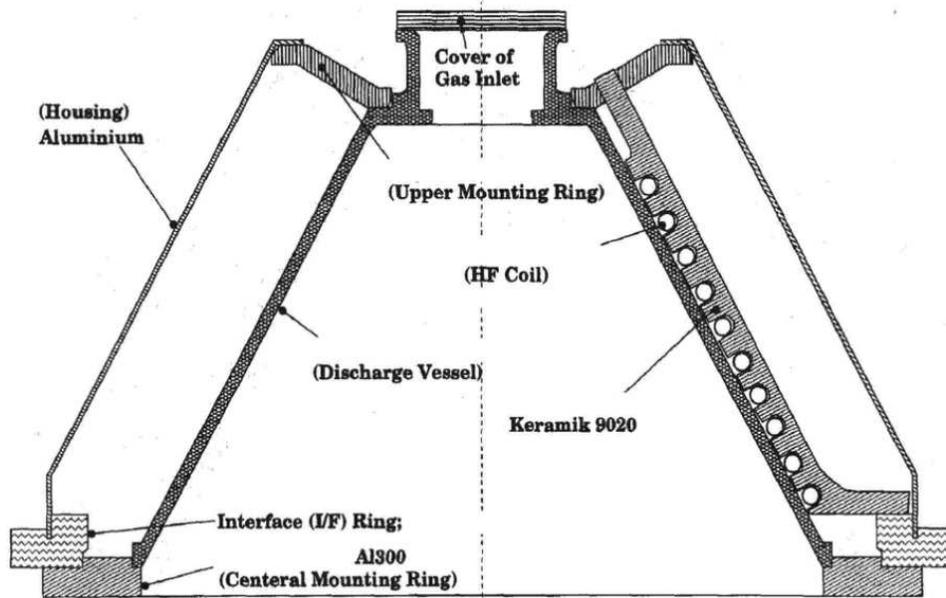


Figura 4.5: Schema del motore RIT-XT

- Distanza tra le griglie: stimata pari a  $1.3\text{mm}$  considerando le caratteristiche di altri propulsori dello stesso tipo[12]

Nella tabella 4.2 sono riportati i dati delle simulazioni confrontati con le misure sperimentali tratte da [11].

Caso	Parametro	Simulato	Misurato	Errore
		Valore	Valore	%
1 (245 W)	Isp (s)	3262	2978	9.5
	Spinta (mN)	54.8	50	9.6
	Corrente (A)	1.08	1	8
2 (347 W)	Isp (s)	3432	3305	3.8
	Spinta (mN)	77.9	75	3.9
	Corrente (A)	1.52	1.5	1.3
3 (371 W)	Isp (s)	3469	3434	1.0
	Spinta (mN)	81	80	1.2
	Corrente (A)	1.58	1.6	1.3
4 (376 W)	Isp (s)	3928	4054	3.1
	Spinta (mN)	97.1	100	2.9
	Corrente (A)	1.67	1.775	5.9
5 (384 W)	Isp (s)	4370	4600	5.0
	Spinta (mN)	114	120	5.0
	Corrente (A)	1.77	1.87	5.3

Tabella 4.1: Risultati della simulazione per il motore RIT-XT

L'errore è mantenuto sotto al 10% per tutti i casi in esame, si può ritenere un buon risultato considerando che alcuni parametri fondamentali (la distanza tra le griglie e la trasparenza) non sono disponibili, e sono stati stimati. Bisogna inoltre sottolineare che per impulso specifico, corrente e spinta misurati sono disponibili solo i valori nominali



Figura 4.6: Il motore RIT-10-EVO

senza gli errori di misura. Non è quindi possibile capire quanto sono accurati i dati di riferimento.

### 4.3 RIT-10-EVO

Il secondo articolo considerato per valutare l'accuratezza del modello riguarda il test del motore RIT-10-EVO[13]. Anche in questo caso i dati disponibili sono parziali, ed è stato necessario stimare molti parametri per poter effettuare le simulazioni.

- Dimensioni: La camera è cilindrica, il diametro è di 10 cm, ma non ci sono dati sulla lunghezza. dalle immagini disponibili è stata stimata pari a 4 cm.
- Potenziali delle griglie: è dichiarato il potenziale totale (1500V per il caso in esame), cioè  $V_s - V - a$ , è stato scelto di suddividerlo assegnando il 10% del potenziale alla griglia di accelerazione ( $V_a = -150V$ ) e il restante 90% alla griglia di schermatura ( $V_s = 1350V$ )
- Potenza RF applicata: l'articolo indica solo la potenza totale consumata dal motore, è stato scelto di assegnare il 20% di questo valore alla sorgente RF. Si tratta di un'assunzione molto forte, ma il valore è realistico .
- Flusso di massa: non è riportato nell'articolo, ma si può calcolare a partire da spinta e impulso specifico misurati.  $\dot{m} = \frac{T}{gI_{sp}}$ .
- Trasparenza delle griglie: si può calcolare la trasparenza geometrica della griglia di accelerazione dai dati presenti nell'articolo, che equivale alla trasparenza ai neutri ( $T_n = 0.22$ ). La trasparenza agli ioni è stata stimata come  $T_i = 0.5$ .
- Distanza tra le griglie: dichiarata dagli autori e pari a 0.7 mm

Nella figura 4.7 è mostrato il confronto tra la spinta misurata e quella simulata. Si può notare che la simulazione si allontana dalla realtà agli estremi del grafico: questo può essere dovuto ad una simulazione non perfetta della fisica, ma anche alla scelta di assegnare alla sorgente RF una quota fissa della potenza totale, è possibile infatti che questa quota sia variabile, fatto che spiegherebbe la discrepanza tra i dati.

Dal secondo grafico (figura 4.8), in cui è mostrato l'impulso specifico, è ancora più evidente dove le prestazioni simulate si allontanano dai dati sperimentali.

Anche in questo caso non sono noti gli errori di misura, ed è stato necessario stimare diversi parametri fondamentali (in particolare la potenza) con poche informazioni. Nonostante queste difficoltà, si può concludere che il simulatore fornisce dei risultati vicini a quelli reali.

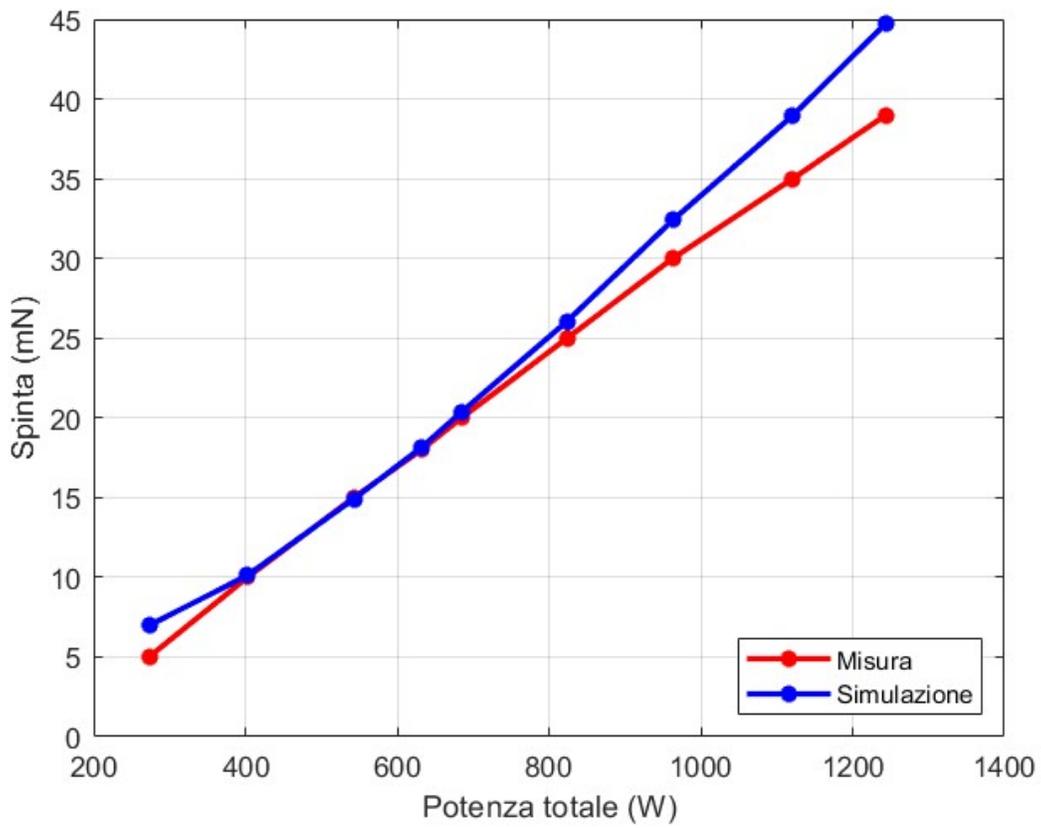


Figura 4.7: Confronto tra spinta misurata e simulata per il motore RIT-10-EVO

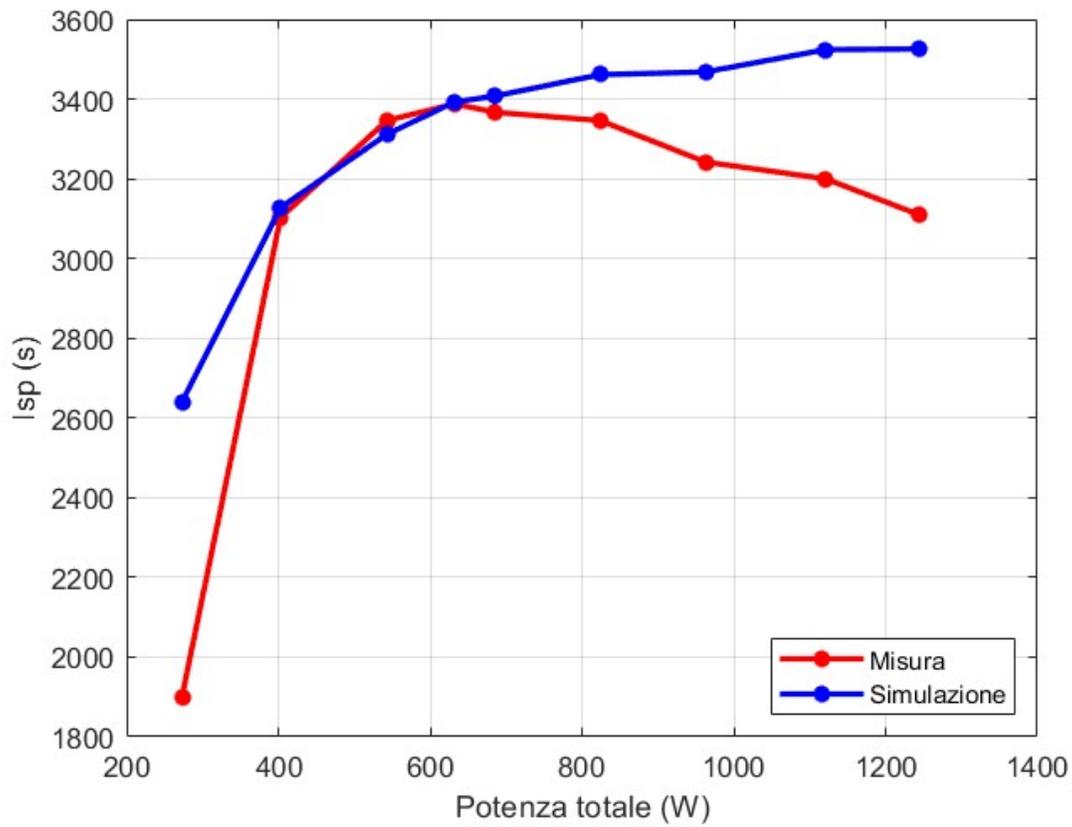


Figura 4.8: Confronto tra impulso specifico misurato e simulato per il motore RIT-10-EVO

## 4.4 Ottimizzazione

Lo scopo principale di un modello come questo è il dimensionamento preliminare di un motore. Nonostante non possa predire le prestazioni del motore con estrema accuratezza, è in grado di fornire una stima in poco tempo (circa 4 secondi su un normale laptop), e può quindi essere usato in un processo iterativo.

A questo scopo è stato scritto un codice Matlab per l'ottimizzazione di un motore RIT. Tramite la funzione `fmincon` di Matlab viene implementato un algoritmo di *gradient descent*, il metodo più comune per la ricerca del minimo in funzioni a più variabili.

Per poter visualizzare il processo, è stato scelto di svolgere un'ottimizzazione a scopo dimostrativo tra due variabili (il potenziale della *screen grid* e la distanza tra le griglie), mantenendo costanti tutti gli altri parametri. Per questo esempio è stata considerata la geometria del RIT-XT con una potenza complessiva di 1800 W che si divide in due parti: una necessaria a mantenere l'equilibrio di carica e la seconda necessaria ad alimentare l'antenna RF. La potenza elettrica viene calcolata considerando la corrente di Child-Langmuir:

$$P = I_{CL} * V_s$$

Questo calcolo non è completamente realistico poiché la corrente effettiva potrebbe essere minore della corrente massima, quindi la potenza richiesta all'alimentatore è stimata in modo conservativo. In ogni caso, è già stato osservato che i motori sono più efficienti quando operano vicino al limite di Child-Langmuir, quindi il calcolo è accettabile in un problema di ottimizzazione.

La potenza rimanente viene applicata alla sorgente RF considerando un'efficienza del 95%. In questo esempio l'obiettivo è massimizzare l'impulso specifico prodotto dal motore variando:

- Potenziale della *screen grid* tra 500 e 1000 V
- Distanza tra le griglie tra 1 e 2 mm

Nella figura 4.9 è mostrato il percorso svolto in questo esempio dall'ottimizzatore, che iterativamente si avvicina al massimo locale di impulso specifico. La superficie è stata disegnata valutando l'impulso specifico in 2500 punti per coprire l'area di interesse. Esistono due zone del grafico dove  $I_{sp}=0$  per motivi diversi:

- La zona più grande, con  $V_s$  alto, corrisponde alle combinazioni di valori per cui la potenza della sorgente RF sarebbe negativa.
- La zona più piccola, con  $V_s$  basso, corrisponde a simulazioni in cui la temperatura elettronica è troppo alta perché la simulazione sia accurata. Per evitare di fornire risultati falsati in questi casi l'impulso specifico viene artificialmente imposto a 0.

Lo scopo di questa ottimizzazione è dimostrare le capacità del modello costruito. Sono state usate solo due variabili per poter visualizzare i risultati in un grafico, ma i moderni algoritmi di ottimizzazione permettono di considerarne molte di più, anche inserendo dei vincoli da rispettare per motivi di natura ingegneristica. Ad esempio è spesso importante mantenere le dimensioni del motore all'interno di un volume limitato, e le griglie devono essere abbastanza separate da evitare la formazione di archi elettrici tra esse.

## 4.5 Approssimazioni nel modello

Le discrepanze tra i dati sperimentali e quelli simulati possono essere spiegati in parte dalla mancanza di alcuni dati, ma è anche importante sottolineare le molte approssimazioni presenti nel modello, che potrebbero anche essere il focus di lavori futuri per uno sviluppo ulteriore del simulatore.

### 4.5.1 Traiettorie ioniche

Nel modello presentato, si suppone che tutti gli ioni che attraversano la prima griglia siano accelerati verso l'esterno e producano spinta. In realtà ci sono alcuni fenomeni che possono ridurre le prestazioni del motore:

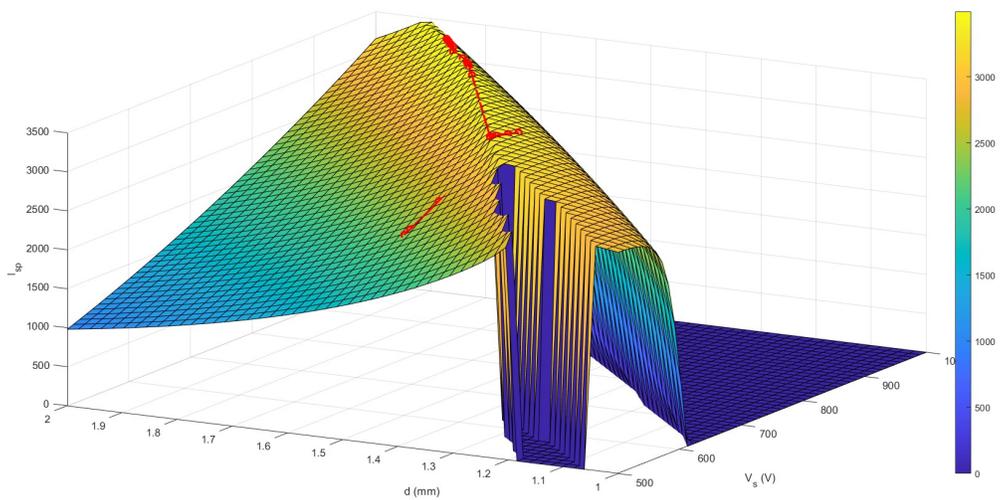


Figura 4.9: In rosso il percorso dell'ottimizzatore nello spazio delle variabili. si può notare che il codice riesce a trovare il massimo locale dell'impulso specifico nella sezione di spazio considerata.

- La divergenza del fascio: gli ioni usciti dalla sorgente non si muovono in direzioni parallele, ma su traiettorie leggermente divergenti. Per questo motivo la spinta effettiva generata dal motore si riduce. Questo è solitamente un effetto trascurabile poiché l'angolo di divergenza è tipicamente dell'ordine di 10-20°, e la spinta è proporzionale al suo coseno, che resta vicino all'unità.
- La corrente di *leakage*: una frazione degli ioni che attraversano la prima griglia impatta sulla griglia di accelerazione, nonostante questa frazione sia tendenzialmente piccola (inferiore al 2% nei test sul RIT-XT [11]), ha un doppio impatto sulle prestazioni. Una parte degli ioni, infatti, non produce spinta poiché colpisce la griglia trasferendo ad essa la propria quantità di moto. Inoltre la corrente ionica che impatta sulla griglia di accelerazione richiede di essere compensata per mantenere la griglia al potenziale elettrico desiderato, aumentando la potenza consumata dal motore.

Una modellazione più accurata delle traiettorie ioniche potrebbe inoltre permettere di calcolare il coefficiente di trasparenza agli ioni a partire dalla geometria e dalle caratteristiche del plasma.

#### 4.5.2 Modello 0-dimensionale

Una delle approssimazioni più forti è la scelta di descrivere la sorgente di plasma in modo 0-dimensionale. La densità del plasma infatti non è costante in tutto il volume, ma è influenzata da diversi fattori, tra cui:

- In prossimità delle pareti la densità tende a ridursi a causa della diffusione naturale che causa la neutralizzazione di molti ioni al contatto con la parete.
- La sorgente RF non distribuisce la potenza in modo uniforme poiché il campo elettrico da essa generato viene schermato dal plasma stesso, quindi la regione di spazio più vicina alla bobina riceve una quota maggiore di energia.

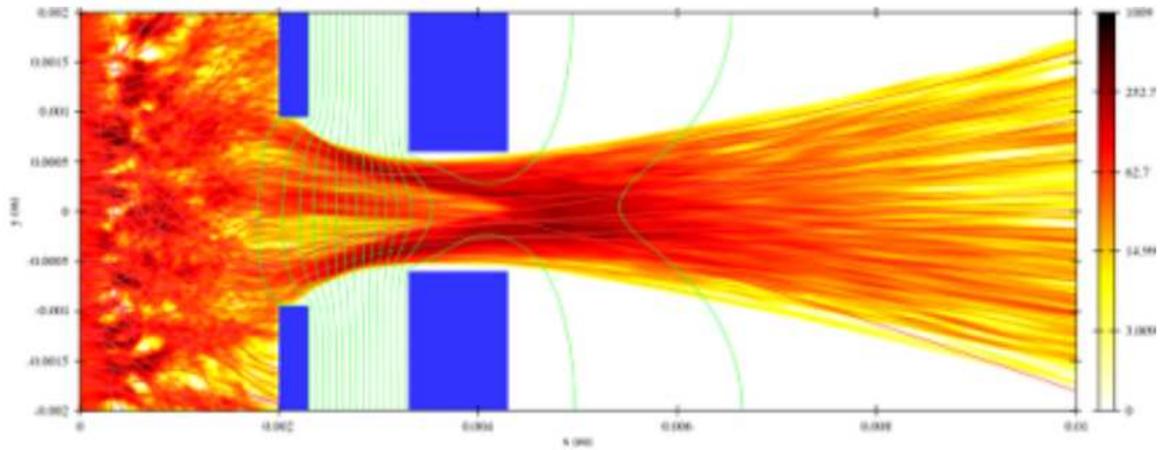


Figura 4.10: Simulazione delle traiettorie degli ioni in uscita da una sorgente di plasma (immagine tratta da [14])

- La geometria della camera influenza la distribuzione di densità del plasma, inoltre in corrispondenza dell'iniettore è ragionevole pensare che ci sia una maggiore quota di atomi neutri.

Esistono tecniche per simulare il plasma in modo più accurato (ad esempio il metodo PIC), usando una rappresentazione in 2 o 3 dimensioni. In questo modo è possibile calcolare la distribuzione di densità delle varie specie all'interno della camera, le perdite a parete e il flusso di ioni accelerati.

Il problema principale di questi metodi è il grande carico computazionale, non adatto ad un codice come quello presentato in questa tesi che, essendo pensato per analisi preliminari, fornisce i risultati in pochi secondi.

# Capitolo 5

## Conclusione

Questa tesi ha approfondito lo studio e la simulazione dei motori a ioni alimentati a radiofrequenza, introducendo modifiche per una maggiore aderenza alla fisica del sistema. Partendo dal modello di Laffleur, è stata implementata la legge di Child-Langmuir per migliorare la descrizione della corrente ionica attraverso le griglie, ottenendo una rappresentazione più accurata della spinta.

Nonostante le difficoltà nel reperire dei dati per effettuare una verifica, risultati ottenuti mostrano un buon accordo tra il modello e i dati sperimentali disponibili, per i due propulsori analizzati. Le discrepanze osservate possono essere attribuite in parte all'incertezza di alcuni parametri sperimentali e, in parte, alle approssimazioni del modello.

Il codice risultante è comunque in grado di fornire una stima delle prestazioni di un motore con un costo computazionale molto ridotto, infatti richiede pochi secondi su qualsiasi computer moderno, caratteristica che lo rende utile nel dimensionamento preliminare di un propulsore.

In prospettiva, l'accuratezza del simulatore potrebbe essere migliorata attraverso una rappresentazione multi-dimensionale del plasma o una modellazione più dettagliata delle traiettorie ioniche. Il modello sviluppato in questa tesi costituisce un passo avanti nella simulazione dei motori a ioni a radiofrequenza, fornendo strumenti per l'analisi preliminare di nuovi modelli per missioni spaziali.

# Bibliografia

- [1] Richard Hofer, Thomas Randolph, David Oh, John Snyder, Kristi De, Grys Aerojet, and Wa. Evaluation of a 4.5 kW commercial hall thruster system for NASA science missions. 2.
- [2] Scott D. Baalrud, Brett Scheiner, Benjamin T. Yee, Matthew M. Hopkins, and Edward Barnat. Interaction of biased electrodes and plasmas: sheaths, double layers, and fireballs. 29(5):053001. Publisher: IOP Publishing.
- [3] Ugur Kokal, Nazli Turan, Murat Celik, and Huseyin Kurt. Design improvements and experimental measurements of BURFIT-80 RF ion thruster. In *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [4] Dan M Goebel and Ira Katz. Fundamentals of electric propulsion: Ion and hall thrusters.
- [5] P. Grondein, T. Lafleur, P. Chabert, and A. Aanesland. Global model of an iodine gridded plasma thruster. 23(3):033514.
- [6] T. Lafleur, L. Habl, E. Zorzoli Rossi, and D. Rafalskyi. Development and validation of an iodine plasma model for gridded ion thrusters. 31(11):114001. Publisher: IOP Publishing.

- [7] Nabil Souhair, Mirko Magarotto, Enrico Majorana, Fabrizio Ponti, and Daniele Pavarin. Development of a lumping methodology for the analysis of the excited states in plasma discharges operated with argon, neon, krypton, and xenon. 28:093504.
- [8] Matteo Guaita, Mirko Magarotto, Marco Manente, Daniele Pavarin, and Michele Lavagna. Semi-analytical model of a helicon plasma thruster. 50:425–438.
- [9] V. Godyak. Soviet radio frequency discharge research.
- [10] Michael A. Lieberman and Allan J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. Wiley, 1 edition.
- [11] J. Leiter, R. Killinger, H. Bassner, and Johann Müller. Development of the radio frequency ion thruster RIT XT – a status report.
- [12] Burak Yavuz, Emre Turkoz, and Murat Celik. Prototype design and manufacturing method of an 8 cm diameter RF ion thruster. pages 619–624.
- [13] Helmut Bassner, Rainer Killinger, Hans Leiter, and Johann Müller. Development steps of the RF-ion thrusters RIT.
- [14] Frank Scholze, Carsten Bundesmann, Christoph Eichhorn, and Daniel Spemann. Determination of the beam divergence of a gridded ion thruster using the aepd platform.