



**Politecnico  
di Torino**

**Politecnico di Torino**

Corso di Laurea  
In Ingegneria Energetica  
A.a. 2020/2021  
Sessione di Laurea Ottobre 2021

# **Analisi Numerica dell'interazione Plasma-Parete in presenza di un Divertore a Metallo Liquido**

Relatori:

Prof. Fabio Subba  
Ing. Giuseppe Francesco Nallo

Candidato:

Alessio Villa

# Indice

|  |    |
|--|----|
| <b>1. Abstract</b>                                     | 3  |
| <b>2. Introduzione</b>                                 | 4  |
| 2.1 La fusione nucleare oggi                           | 4  |
| 2.2 Principi della fusione                             | 4  |
| 2.2.1 Concetto di plasma                               | 6  |
| 2.2.2 Confinamento del plasma                          | 6  |
| 2.3 Il Tokamak   | 7  |
| 2.3.1 Introduzione al tokamak e magneti                | 7  |
| 2.3.2 Componenti del tokamak                           | 8  |
| 2.3.3 Interazione plasma-parete                        | 9  |
| <b>3. Il divertore a metallo liquido</b>               | 11 |
| 3.1 Descrizione di un LMD                              | 11 |
| 3.1.2 Geometria  | 11 |
| 3.1.3 Il vapour shielding                              | 12 |
| 3.2 Design proposto                                    | 13 |
| <b>4. Modellazione del divertore a metallo liquido</b> | 14 |
| 4.1 Descrizione e ipotesi del modello                  | 14 |
| 4.2 Parete   | 14 |
| 4.2.1 Proprietà termofisiche                           | 15 |
| 4.2.2 Condizioni al contorno                           | 15 |
| 4.2.3 Discretizzazione                                 | 17 |
| 4.3 Vapore   | 17 |
| 4.4 Plasma   | 18 |
| 4.5 Schema di calcolo                                  | 20 |
| <b>5. Risultati</b>                                    | 21 |
| 5.1 Stagno   | 21 |
| 5.1.1 Assenza di vapour shielding                      | 21 |
| 5.1.2 Presenza di vapour shielding                     | 24 |
| 5.2 Litio  | 27 |
| 5.2.1 Assenza di vapour shielding                      | 27 |
| 5.2.2 Presenza di vapour shielding                     | 29 |
| <b>6. Studio della convergenza</b>                     | 32 |
| 6.1 Convergenza spaziale                               | 32 |
| 6.2 Convergenza temporale                              | 33 |
| <b>7. Conclusioni</b>                                  | 35 |

## 1. Abstract

Il tokamak European DEMO ha il compito di dimostrare la fattibilità della produzione di energia elettrica a partire dalla fusione nucleare. Uno dei problemi principali di questo progetto riguarda lo smaltimento degli elevati flussi termici (fino a qualche decina di  $MW/m^2$ ) presenti al suo interno in condizioni di elevata fluenza neutronica. Per ovviare a questo problema sono in fase di studio diverse tecnologie innovative. Una di queste, fra le più promettenti, è legata all'utilizzo di componenti affacciati al plasma e rivestiti da un metallo liquido, ovvero il cosiddetto *divertore a metallo liquido*. Quest'ultimo, sottoposto a flussi termici molto alti, ha il compito di evaporare permettendo che il calore latente ad esso associato sia disponibile per smaltire la potenza depositata. Una superficie del genere, inoltre, non subisce erosione nel tempo in quanto il metallo liquido può essere continuamente rimpiazzato. Il vapore che si viene a generare interagisce con il plasma e riesce parzialmente a irraggiarne la potenza distribuendola su aree maggiori. Particolare attenzione va fatta alla possibile contaminazione del plasma da parte del vapore, poiché si potrebbe raggiungere lo spegnimento della reazione di fusione.

L'obiettivo di questa tesi è quello di proporre l'implementazione di un modello di calcolo per analizzare il comportamento del divertore a metallo liquido e del plasma che si interfaccia sulla superficie di quest'ultimo.

Uno degli aspetti chiave di un divertore a metallo liquido è lo stretto legame fra i processi che avvengono sulla parete e quelli all'interno del plasma. Infatti, la potenza depositata dal plasma induce l'evaporazione del metallo liquido sulla parete, mentre a sua volta il metallo liquido evaporato interagisce con il plasma, smaltendo una parte della potenza sotto forma di radiazione. Il modello da implementare, quindi, dovrà essere autoconsistente in modo da simulare correttamente il sistema.



I modelli che dovranno essere implementati sono tre: il modello transitorio 1D del target, il modello 0D a parametri concentrati per il vapore e un modello stazionario per il plasma.

## 2. Introduzione

### 2.1 La fusione nucleare oggi

La necessità di trovare nuove fonti energetiche per limitare le emissioni di  $CO_2$  e per salvaguardare l'ambiente ha determinato una certa floridità nel campo della ricerca. Circa l'80 % dell'energia totale mondiale proviene da fonti fossili le cui risorse non sono illimitate. È necessario spostare l'attenzione su altri possibili combustibili in modo da procedere verso una sostanziale decarbonizzazione utile a fronteggiare un sempre più imminente cambiamento climatico.


Uno dei fronti su cui si sta concentrando la ricerca è quello della fusione nucleare. L'energia da fusione offre la prospettiva di una fonte quasi inesauribile, ma presenta anche molte challenge dal punto di vista ingegneristico le quali hanno portato a una fiorente cooperazione internazionale guidata, in particolare, dall'Unione Europea, dagli Stati Uniti, dal Giappone e dalla Russia. La sfida più grande è associata al raggiungimento di una quantità di energia emessa dal plasma maggiore rispetto a quella iniettata.

La ricerca nell'ambito della fusione nucleare, associata alla produzione di energia, inizia a partire dal 1970 e ultimamente, tramite numerosi progetti in via di sviluppo, sono state fatte molte scoperte che lasciano ben sperare per la produzione, in tempi relativamente brevi, del primo kWh.

Tra i progetti attualmente in fase di realizzazione vi sono ITER e DTT.

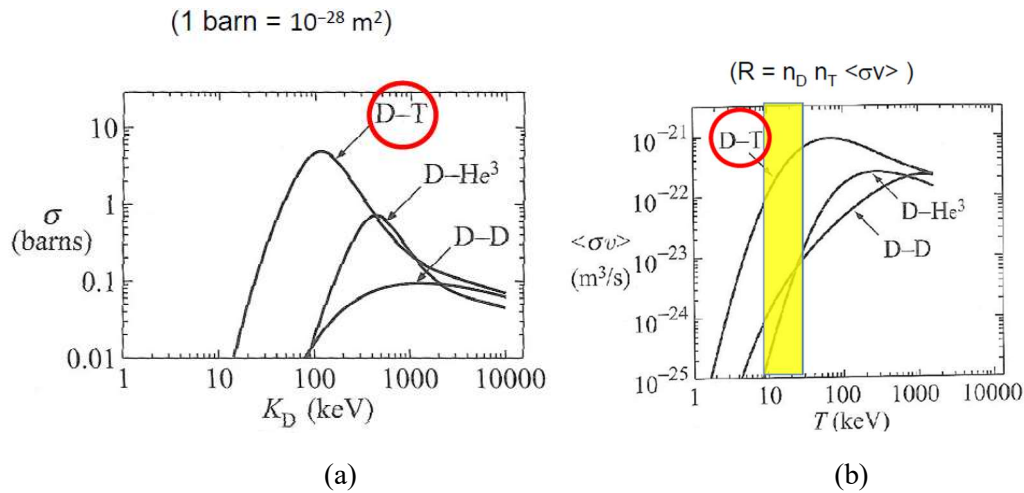
ITER, attualmente in costruzione a Cadarache in Provenza, ha lo scopo di dimostrare la possibilità di produrre dieci volte più energia rispetto all'energia termica fornita al plasma e di testare determinati componenti impiantistici. Da questo impianto non avverrà la produzione diretta di energia elettrica, ma i risultati saranno in grado di delineare il passaggio dalla ricerca alla realtà concreta. Si stima che la creazione del primo plasma riscaldato avverrà entro il 2025 e che il raggiungimento della piena potenza possa essere raggiunto verso il 2035.

DTT, 'Divertor Tokamak Test', ha lo scopo di realizzare e testare differenti configurazioni di divertore, componente in grado di gestire le perdite di flussi di calore e di particelle del plasma. La sua costruzione, proposta da ENEA, è iniziata nel 2018 a Frascati e, come per ITER, si prevede che il primo plasma verrà prodotto nel 2025.

I risultati raggiunti tramite questi due progetti saranno di fondamentale importanza per quanto riguarda la realizzazione di DEMO, ovvero la prima centrale elettrica dimostrativa dotata di reattore a fusione per la produzione di potenza. La sua costruzione dovrebbe iniziare intorno al 2024 e dovrebbe ultimare nel 2035 .

### 2.2 Principi della fusione

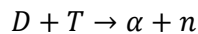
La fusione nucleare è la reazione che avviene nel nucleo del Sole, dove 4 protoni generano un nucleo di elio (ciclo protone-protone) sprigionando un grande quantità di energia. L'avvenimento di questa reazione è garantito dalle grandi temperature che vengono raggiunte all'interno del Sole, intorno ai 15 milioni di gradi Celsius. Tramite numerosi studi sono stati individuati i componenti ideali affinché questa reazione possa avvenire anche sulla Terra, ovvero il Deuterio e il Trizio, due isotopi dell'idrogeno. Si può osservare come questa reazione presenti un massimo della sezione d'urto per energie relativamente più basse rispetto ad altre reazioni possibili, come  $D - D$  e  $D - He^3$ , e un rateo di reazioni più elevato a parità di temperatura.



**Figura 1:** andamento della sezione d'urto in funzione della temperatura (a). Andamento del 'reaction rate' in funzione della temperatura (b) [3].

Il deuterio è un isotopo dell'idrogeno costituito da un neutrone e un protone e si può facilmente reperire in natura dall'acqua marina. Il trizio, invece, presenta un protone e due neutroni, ma non si può trovare in natura. Esso, però, può essere prodotto artificialmente a partire dal litio, elemento presente in grande quantità sul nostro pianeta, facendolo reagire con un neutrone. Questa reazione può coinvolgere sia  $Li^6$  sia  $Li^7$ , sfruttando opportunamente neutroni veloci e lenti. Il problema associato al trizio è legato alla sua radioattività: esso ha un tempo di dimezzamento pari a circa 12 anni, per cui è necessario schermare gli impianti da queste radiazioni.

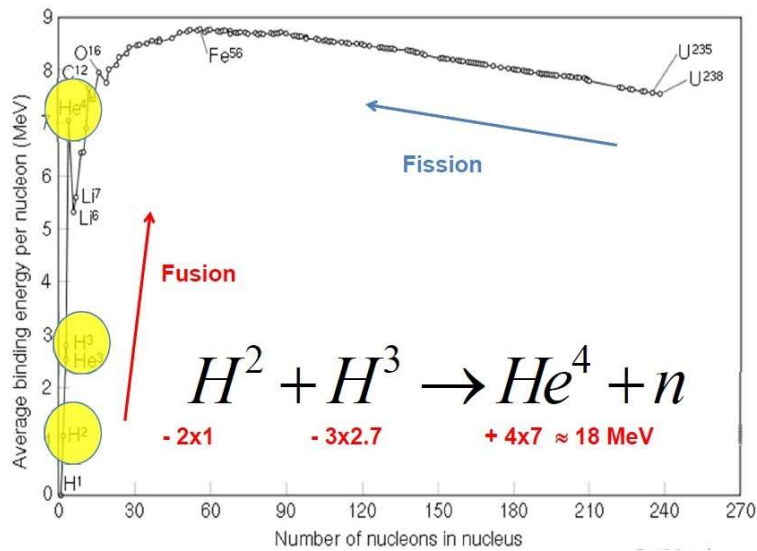
La reazione di fusione con deuterio e trizio è la seguente:



Questa reazione è fortemente esotermica e libera circa 17.6 MeV. L'energia liberata deriva dalla differenza di massa tra i reagenti e il nucleo di elio prodotto moltiplicata per la velocità della luce elevata al quadrato, secondo la legge di conservazione dell'energia di Einstein  $E = mc^2$ .

Questa energia viene spartita tra i prodotti della reazione considerando anche la conservazione della quantità di moto (che è inversamente proporzionale alle masse). Il neutrone, che ha massa molto minore rispetto alla particella  $\alpha$ , presenta un'energia cinetica di 14.1 MeV. L'energia cinetica del neutrone deve essere poi convertita in calore: questo avviene grazie alla presenza del *blanket*. Il neutrone colpisce questo componente le cui particelle si agitano termicamente determinando un aumento di temperatura. Il calore viene poi asportato mediante la presenza di un refrigerante. È da sottolineare come l'interazione di un neutrone con il *blanket* possa attivarne i materiali determinando delle trasmutazioni da cui sono in grado di formarsi nuclei radioattivi.

La particella  $\alpha$ , ovvero il nucleo di elio, ha un'energia di 3.5 MeV e ha il compito di riscaldare la miscela di  $D - T$ . L'aumento di temperatura corrisponde all'aumento dell'energia cinetica dei nuclei utile a superare la barriera di potenziale coulombiana in modo che la reazione avvenga. La miscela di deuterio e trizio viene riscaldata a temperature elevatissime, circa dieci volte superiori alla temperatura del Sole, a cui corrispondono valori di energia compresi tra i 10 keV e i 20 keV. Questo mostra come la reazione di fusione possa avvenire solamente per determinati valori di energia (reazione a soglia).



**Figura 2:** andamento dell'energia di legame in funzione del numero di nucleoni [3].

### 2.2.1 Concetto di plasma

A queste temperature il deuterio e il trizio si trovano allo stato di plasma, ovvero un gas completamente ionizzato, costituito da elettroni e ioni, ad alta temperatura. Caratteristica fondamentale di questo stato della materia è anche la 'quasi neutralità': non deve verificarsi la separazione della carica in modo da evitare la formazione di campi elettrici. In questo modo è stata definita una distanza di separazione, ovvero la *lunghezza di Debye*  $\lambda_D$ . Data  $n$  la densità del plasma, la condizione di 'quasi neutralità' viene definita matematicamente come segue:

$$n \lambda_D^3 \gg 1$$

### 2.2.2 Confinamento del plasma

Il riscaldamento del plasma da parte delle particelle  $\alpha$  potrebbe teoricamente permettere l'autosostentamento della reazione, garantendo la cosiddetta 'condizione di ignizione'. Essa si basa sul criterio di Lawson per il quale deve essere mantenuto minimo il seguente triplo prodotto:

$$n \tau_E T \geq 3 * 10^{21} \frac{\text{keVs}}{\text{m}^3}$$

Dove  $n$  è la densità del plasma,  $\tau_E$  il tempo di confinamento caratteristico dell'energia e  $T$  è la temperatura del plasma.

A temperatura fissata, circa 10 keV, l'attenzione va posta sul prodotto  $n \tau_E$ :

- in caso di bassa densità del plasma, ovvero  $n$  piccolo, si opta per il confinamento magnetico con un tempo di confinamento  $\tau_E$  elevato, circa 1 secondo;
- in caso di alta densità del plasma, invece, il confinamento è di tipo inerziale caratterizzato da un tempo di confinamento  $\tau_E$  più breve dell'ordine dei nanosecondi.

Il confinamento magnetico del plasma sfrutta due tipologie di campo magnetico: la componente toroidale, quella poloidale e quella verticale. Questo è il caso del Tokamak.

Il confinamento inerziale, invece, nei recenti studi ha rivelato una maggior complessità d'esecuzione poiché è necessario creare una densità maggiore di quella del solido. Le tecnologie attuali prevedono che un treno d'onde d'urto colpisca una sorta di *pallina* al cui interno sono confinati il deuterio e il trizio. I principi su cui si basa questo tipo di confinamento sono legati alla meccanica quantistica: un laser colpisce le pareti interne di un cilindro, queste si scaldano emettendo raggi X che tendono a comprimere la *pallina*, presente all'interno di questo sistema, colpendola.

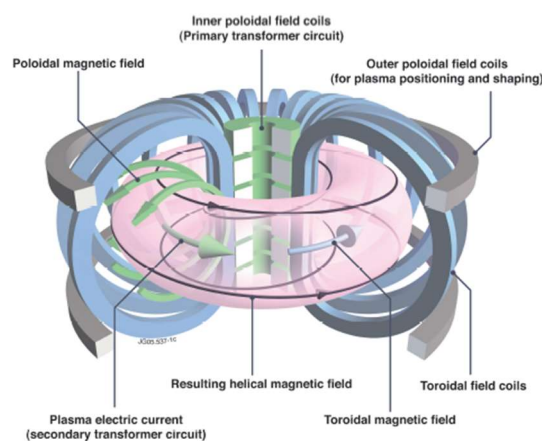
## 2.3 Il Tokamak

### 2.3.1 Introduzione al tokamak e magneti

Il tokamak è ad oggi l'opzione principale per quanto riguarda il confinamento magnetico. Questa macchina risulta essere di forma toroidale in modo da evitare la fuga delle particelle, che si otterrebbe nel caso di una geometria cilindrica ad esempio. Le componenti del campo magnetico sono tre e sono generate da altrettanti magneti:

- magneti toroidali: generano la componente toroidale del campo magnetico;
- solenoide centrale: genera la componente poloidale;
- magneti poloidali: generano la componente verticale.

I magneti toroidali sfruttano la legge di Ampere, ovvero la corrente che li attraversa genera il campo magnetico di tipo toroidale, mentre il solenoide centrale si basa sulla legge di induzione di Faraday. In questo caso il funzionamento è analogo a quello del trasformatore: la corrente pulsata che circola nel solenoide induce un campo magnetico variabile, in questo modo nel 'circuito plasma', che è un mezzo resistivo, viene indotta una corrente che a sua volta genera la componente del campo magnetico in direzione poloidale.



**Figura 3:** componenti del campo magnetico all'interno del tokamak [4].

I magneti costituiscono una frazione molto ampia dell'intera macchina e devono permettere il raggiungimento di valori di campo magnetico quasi cinque volte superiori a quello terrestre e con correnti dell'ordine dei kA. Questo può portare a uno snervamento elevato dei conduttori stessi. I magneti utilizzati, quindi, sono superconduttori refrigerati con elio supercritico a temperature intorno ai 4/5 K. Questo tipo di magneti sfrutta materiali come  $NbTi$  e  $Nb_3Sn$  sottoforma di filamenti avvolti intorno a un canale centrale contenente elio in circolazione forzata. Tutta questa microstruttura è posta

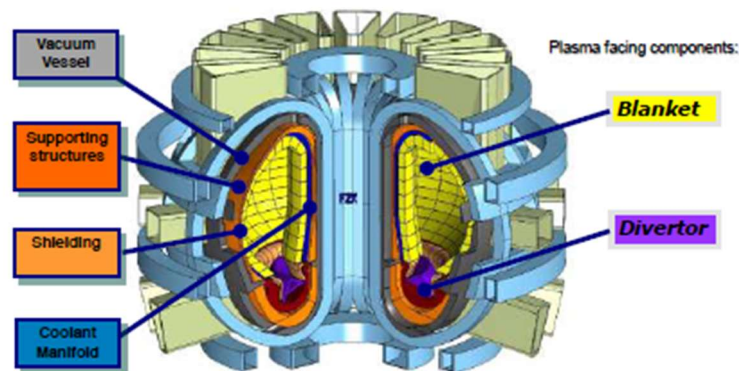
all'interno di un *conductor jacket* realizzato solitamente in rame. Il refrigeramento di questi superconduttori risulta di fondamentale importanza per evitare aumenti locali di temperatura che possono essere responsabili della formazione di una zona in cui il conduttore è *normale* (fenomeno chiamato *quench*).

### 2.3.2 Componenti del tokamak

I principali componenti del tokamak sono i seguenti:

- *First Wall*, è la prima parete del blanket ed il primo componente ad affacciarsi al plasma. Esso, oltre a contenere le piastre del *divertore*, presenta delle antenne che hanno il compito di riscaldare il plasma, prima delle particelle  $\alpha$ , tramite radiofrequenze.
- *Blanket*, presenta tre funzioni principali: produzione di trizio, conversione dell'energia cinetica in calore e schermaggio dal flusso neutronico. Per quanto riguarda la prima funzione, nel blanket è presente il litio dal quale avviene la produzione di trizio in seguito alla reazione con un neutrone. I materiali con cui è realizzato il blanket hanno solitamente un numero atomico basso, ad esempio il berillio, in modo da favorire gli scattering e rendere la conversione di energia in calore più elevata. Lo schermaggio, invece, risulta fondamentale non solo per scansare i *displacements per atom* che rischierebbero di attivare i materiali provocando movimenti degli atomi nel reticolo, ma anche per evitare le piccole deposizioni di potenza dei neutroni che potrebbero nuocere alla superconduttività dei magneti.
- *Vacuum Vessel*, contiene il blanket e la camera del plasma. Al suo interno viene creato il vuoto spinto ( $10^{-5}$  Pa) tramite apposite pompe, in modo da evitare la presenza di impurità che possono compromettere la reazione di fusione.
- *Sistema magnetico*, ovvero i magneti elencati in precedenza.
- *Criostato*, contiene l'intera struttura del vacuum vessel e garantisce la presenza di basse temperature in modo da non intaccare la superconduttività. Esso è refrigerato con azoto liquido a 77 K.
- *Pellet Injector*, ha la funzione di inserire le pastiglie di combustibile, costituite da una miscela di deuterio e trizio 'congelata', all'interno della camera centrale. Questi *pellet* saranno poi soggetti a un processo di ablazione: in presenza del plasma, infatti, vi sarà una progressiva asportazione del materiale tramite erosione.
- *Neutral Beam Injector*, ha il compito di iniettare particelle neutre con funzione di riscaldamento ausiliario. I neutri, che non risentono del campo magnetico, vengono generati tramite una sorgente di ioni negativi i quali, dopo esser stati accelerati, vengono neutralizzati.





**Figura 4:** componenti del tokamak (DEMO) [5].

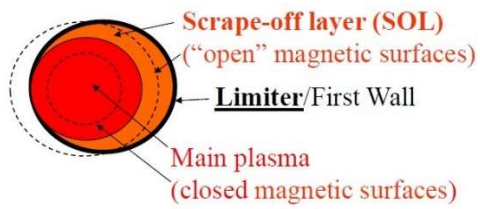
### 2.3.3 Interazione plasma-parete

L'interazione plasma-parete è oggetto di numerosi studi poiché il confinamento magnetico non è ideale ed è possibile che il combustibile possa andare a contatto con le pareti. Ciò comporterebbe un fenomeno chiamato *sputtering*: gli atomi del *first wall* ricevono una grande quantità di energia e vengono sostanzialmente erosi da questa parete. In questo modo, non solo viene meno l'integrità strutturale della parete stessa, ma si può arrivare anche allo spegnimento della reazione perché gli atomi erosi rappresenterebbero delle impurità per il plasma. Essi, infatti, raggiungendo il centro della camera principale riescono a disperdere energia per *line radiation* determinando una diminuzione della temperatura con il rischio di spegnimento della reazione.

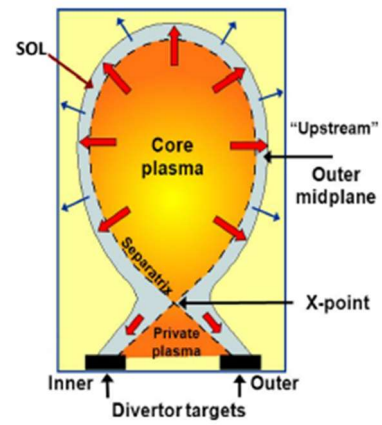
Le soluzioni per il controllo delle interazioni plasma-parete sono sostanzialmente due: il *limiter* e il *divertore*. Il *limiter* si comporta come una sorta di separatore e divide il plasma in due regioni: una centrale detta *core plasma* e una più esterna chiamata SOL (*scrape-off layer*). È proprio quest'ultima che contiene le particelle diffuse responsabili dell'interazione con la parete del *first wall* e che andranno a impattare con il *limiter* stesso. Esso basa il suo funzionamento sulla presenza di superfici magnetiche chiuse e aperte lungo le quali le particelle si possono muovere. Il problema di questa tecnologia è la relativa vicinanza tra il *core plasma* e il SOL, infatti, le particelle erose possono raggiungere velocemente la regione centrale portando a spegnimento la reazione.

Il *divertore*, invece, costituito essenzialmente da piastre, presenta delle bobine che hanno il compito di far divergere le linee del campo magnetico dalla regione centrale del plasma. Esso è caratterizzato da una superficie separatrice a forma di X che non permette alle impurità di raggiungere facilmente il *core plasma*. In questa configurazione il SOL risulta essere spesso solo alcuni millimetri.

Un ruolo fondamentale di questo componente è associato allo smaltimento degli elevati flussi termici che vanno ad impattare direttamente sul *first wall*.



(a)



(b)

**Figura 5:** plasma in presenza del *limiter* ((a), [3]) e in presenza di un divertore ((b), [6]).

### 3. Il divertore a metallo liquido

#### 3.1 Descrizione di un LMD

Come accennato in precedenza, il divertore rappresenta il componente principale per quanto riguarda l'interazione plasma-parete. Questo elemento presenta due funzioni fondamentali nella fisica di un reattore a fusione:

- controllo delle particelle che possono essere erose dal *first wall*, ovvero soggette a *sputtering*;
- gestione dell'*heat exhaust*, ovvero gli elevati flussi termici provenienti dal plasma che raggiungono le pareti affacciate alla camera principale.

Per questo componente le alternative attualmente in considerazione sono due: il divertore solido e il divertore a metallo liquido (LMD, *liquid metal divertor*).

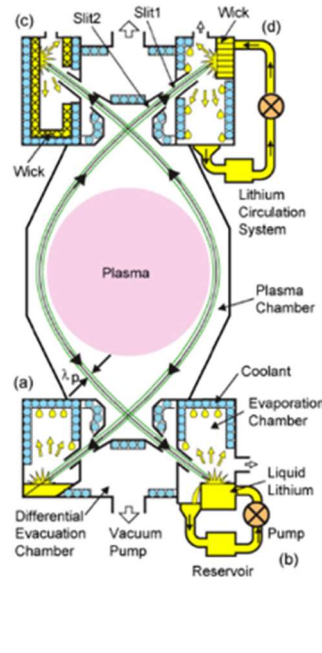
Facendo riferimento a ITER, è prevista l'installazione di un divertore solido in tungsteno, metallo altofondente in grado di resistere a elevate temperature. In merito a questa tecnologia si possono, però, riscontrare alcune problematiche che non permetterebbero l'applicazione di tale divertore in un impianto come DEMO. Questi problemi riguardano in particolare i carichi termici che vanno a impattare sul target del divertore direttamente affacciato al plasma: i flussi termici risulterebbero così elevati da poter fondere qualsiasi metallo, compreso, il tungsteno. Inoltre, si verificherebbero fenomeni come lo *sputtering*, descritto al paragrafo 2.3.3, e l'erosione, con conseguente danneggiamento, dei materiali della parete, soggetti, non solo a carichi termici, ma anche a grande fluenza neutronica.

Per ovviare a queste problematiche il progetto DTT ha deciso di porre l'attenzione su un divertore a metallo liquido, una delle soluzioni più promettenti del panorama scientifico. La scelta di questa tecnologia si basa sullo studio dei metalli liquidi i quali, a differenza dei solidi, riescono a sopportare notevoli flussi termici ed elevate temperature. Come anticipato nell'introduzione, l'utilizzo del metallo liquido permette di servirsi del calore latente di vaporizzazione per la gestione dei carichi termici e di sfruttare la possibilità di un ricambio continuo del metallo stesso in modo da non provocare eccessivi stress meccanici che possono portare a danneggiamento.

Per quanto riguarda la scelta del metallo liquido sono stati svolti numerosi esperimenti che hanno portato a selezionare il litio e lo stagno come possibili elementi da applicare in questa tecnologia. Lo stagno presenta una maggior temperatura di vaporizzazione e riesce a disperdere più potenza per evaporazione. Il litio evapora a temperature minori, ma disperde meno la potenza del plasma a causa di una più bassa funzione di perdita radiativa.

#### 3.1.2 Geometria

A differenza di un divertore solido, i cui target si affacciano direttamente al plasma, l'utilizzo di un LMD comporta una geometria differente nella quale i target sono inseriti all'interno di apposite camere che consentono al vapore metallico formatosi di condensare lungo le pareti. Questo permette a una minor quantità di vapore di raggiungere la regione del core plasma, ma prevede ulteriori complicazioni, per quanto riguarda il recupero del condensato, associate all'inserimento di un adeguato sistema di pompaggio all'interno delle camere.



**Figura 6:** possibili configurazioni di un divertore a metallo liquido, modelli di Nagayama ((b), [7]).

I modelli proposti per quanto riguarda la configurazione di LMD sono da attribuire a Nagayama (figura 6b, [7]) e in totale sono 4, tutti accomunati dalla presenza di opportune camere e di sistemi di recupero dei vapori metallici condensati.

Il metallo liquido di LMD può essere contenuto in diverse strutture. Le opzioni considerate sono due: una sorta di piscina, definita come pool, e una struttura porosa capillare chiamata CPS, *capillary pore system*. Quest'ultima sfrutta il gradiente di pressione al suo interno permettendo l'autoregolazione e il rifornimento del metallo liquido grazie anche alle forze di capillarità. La CPS, inoltre, riduce la presenza di instabilità *magneto-idrodinamiche* e l'eventuale ritenzione, cioè l'assorbimento, degli ioni D e T da parte del metallo liquido.

### 3.1.3 Il vapour shielding

Questo fenomeno ha il compito di ridurre i flussi termici che raggiungono il target del divertore. Esso consiste nell'interazione tra le particelle del plasma e le particelle del vapore metallico, infatti, le prime collidono con le seconde che hanno una temperatura molto minore e irradiano energia tramite ionizzazione, *line radiation* e *Bremsstrahlung*. Si deve comunque tenere conto che la riduzione dei carichi termici in prossimità del divertore non è totale poiché parte dell'energia irraggiata dalle particelle del vapore raggiunge il target.

Una funzione fondamentale del *vapour shielding* è associata anche al bilancio in massa del metallo liquido stesso. Le particelle che costituiscono il plasma riescono a ionizzare quelle del metallo evaporato che, in questo modo, risentono delle linee di campo magnetico. Il fenomeno in questione viene definito plasma *entrainment effect* e consiste nel trascinamento delle particelle di metallo evaporato verso il target stesso con la loro conseguente riposizione. Si possono poi verificare anche dei fenomeni di trasporto, sempre per effetto del campo magnetico, che determinano la formazione di una nuvola di vapore di fronte al divertore.

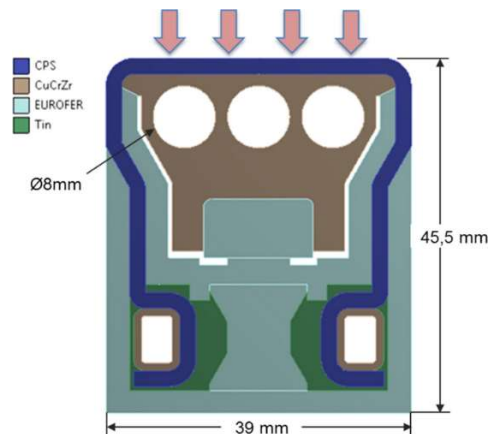
### 3.2 Design proposto

Per la modellizzazione del LMD preso in considerazione in questa tesi è stato fatto riferimento al design proposto in [9]. CPS, con matrice a base di tungsteno, ha uno spessore di 2 mm che permette un tempo di refill del metallo liquido sufficientemente breve in modo da garantire una completa sostituzione. Il metallo liquido, in particolare lo stagno, attraversa questa regione porosa causando delle piccole corrosioni alle quali si può ovviare installando dei sottilissimi rivestimenti lungo i capillari solidi.

L'intero componente è caratterizzato da una struttura costituita da una speciale lega, chiamata EUROFER, che ha funzione di sostegno e da un componente centrale, definito come pozzo termico, realizzato in CuCrZr e composto da tre canali di 8 mm di diametro al cui interno fluisce il refrigerante. Questi due elementi sono fissati insieme mediante l'uso di perni orizzontali in modo da permettere lo scorrimento tra queste due strutture per ridurre le sollecitazioni termiche, associate alla presenza di differenti coefficienti di dilatazione termica.

La parte finale è costituita da un serbatoio contenente il metallo liquido mantenuto in tali condizioni da un circuito di riscaldamento a gas con una temperatura pari a 350 °C. Il target, invece, è refrigerato con acqua in regime turbolento che si trova a una pressione di 5 Mpa e a una temperatura di 140 °C, con velocità pari a 12 m/s.

Inoltre, all'interno dei canali citati in precedenza vengono inseriti dei promotori di turbolenza costituiti da inserti elicoidali che hanno il compito di migliorare e favorire lo scambio termico. In queste tubazioni risulta fondamentale lo svolgimento di un'analisi termica per verificare le condizioni di ebollizione nucleata: se il flusso termico, che l'acqua deve asportare, è maggiore del flusso critico si verifica la crisi termica. In questo caso vi è un crollo del coefficiente di scambio termico seguito da un aumento marcato della temperatura di parete.



**Figura 7:** design 2D proposto nel LMD di ENEA [9].

## 4. Modellazione del divertore a metallo liquido

### 4.1 Descrizione e ipotesi del modello

In questa sezione verranno presi in considerazione i modelli riguardanti la parete, il vapore e il plasma in modo da studiare il comportamento transitorio del divertore a metallo liquido. Il modello di calcolo implementato, inoltre, considererà inizialmente l'assenza di *vapour shielding* espletando i risultati ottenuti. Questi, successivamente, verranno confrontati con quelli derivanti dall'analisi che tiene conto del fenomeno.

Le ipotesi semplificative svolte sono le seguenti:

- proprietà termofisiche dei materiali non dipendenti dalla pressione, ma solo dalla temperatura;
- evoluzione del plasma in modo quasi istantaneo. Questo permette di considerare il comportamento di quest'ultimo come stazionario;
- fenomeni inerenti alla ritenzione del deuterio e del trizio trascurabili;
- instabilità *magneto-idrodinamiche* trascurabili;
- proprietà dei materiali invariate rispetto all'irraggiamento neutronico;
- evaporazione del metallo liquido in **low evaporative regime**.

### 4.2 Parete

Per quanto riguarda questo componente, viene svolta un'analisi termica del target del divertore considerando un modello 1D transitorio lungo la coordinata verticale, come si può vedere in figura 8.

L'equazione da risolvere è quella della conduzione espressa dalla legge di Fourier:

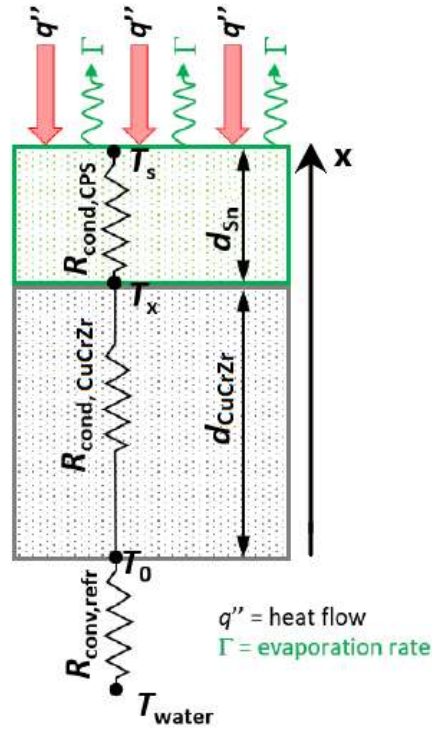
$$\rho \, cp \, \frac{\partial T}{\partial t} = k \, \nabla^2 T + q'''$$

Dove:

- $\rho$  rappresenta la densità
- $cp$  è il calore specifico
- $k$  fa riferimento alla conducibilità termica
- $q'''$  è associato alla generazione volumetrica espressa in  $W/m^3$

In questo caso specifico il termine inerente alla generazione volumetrica è nullo e il laplaciano, data l'unica coordinata spaziale  $x$ , è espresso nel seguente modo:

$$\nabla^2 T = \frac{d^2 T}{dx^2}$$



**Figura 8:** schema della conduzione termica del modello implementato in questa tesi.

#### 4.2.1 Proprietà termofisiche

Le proprietà termofisiche dei materiali sono state ricavate dai documenti forniti. Esse dipendono dalla temperatura e per l'implementazione del modello di calcolo si farà ricorso alla tecnica dei *frozen coefficients* che verrà ripresa in seguito. Le proprietà del CuCrZr sono state prese da [10], mentre per la CPS è stata svolta una media pesata delle proprietà del metallo liquido (Sn e Li) e della matrice in tungsteno considerando le seguenti formulazioni che tengono conto della frazione volumetrica (da [9]):

$$\begin{aligned} k_{CPS\_sn} &= \theta(T) \quad ff * k_{sn}(T) + (1-ff) * k_{tung}(T) \\ \rho_{CPS\_sn} &= \theta(T) \quad ff * \rho_{sn}(T) + (1-ff) * \rho_{tung}(T) \\ cp_{CPS\_sn} &= \theta(T) \quad ff * cp_{sn}(T) + (1-ff) * cp_{tung}(T) \end{aligned}$$

Dove  $f$  rappresenta un fattore di peso considerato pari a 0.5 (questa formulazione, trascurando i pedici, è la stessa sia per Sn che per Li).

Le proprietà del tungsteno sono state ricavate da [10], mentre quelle del metallo liquido sono state estrapolate da più documenti che verranno riportati nella bibliografia ([12], [13], [14], [15], [16] per Sn e [16], [27] per Li).

La resistenza di contatto tra CPS e CuCrZr viene trascurata, mentre le proprietà dell'acqua all'interno delle tubazioni vengono calcolate alla temperatura di 140 °C e non a quella media tra entrata e uscita.

#### 4.2.2 Condizioni al contorno

Le condizioni al contorno da considerare riguardano gli estremi del dominio e l'interfaccia tra CPS e CuCrZr in cui è prevista l'imposizione della continuità del flusso termica.

Sul primo nodo, ovvero l'estremo basso del dominio, vi è una condizione di Robin, legata alla convezione con l'acqua, ed espressa nel seguente modo:

$$-k \frac{dT}{dx} = h (T_w - T)$$

Dove  $h$  rappresenta il coefficiente di scambio termico e  $T_w$  la temperatura dell'acqua. Si considera solo la resistenza convettiva tra tubazioni e CuCrZr.

Il coefficiente di scambio termico viene calcolato considerando opportune correlazioni termofluidodinamiche: *Sieder-Tate* per la convezione monofase, *Bergles-Rohsenow* per l'onset dell'ebollizione nucleata e *Thom-CEA* per il regime di ebollizione nucleata. In particolare, come espresso nei codici di calcolo, le correlazioni inerenti all'ebollizione nucleata saranno da applicare nel caso in cui la temperatura della parete sia maggiore di un dato valore associato a tale fenomeno. Bisogna sottolineare come il flusso termico venga sempre considerato minore di quello critico per evitare le condizioni della crisi termica.

Queste correlazioni devono poi tenere conto dell'inserto elicoidale, trattato precedentemente, che modifica la velocità di deflusso e la sezione di passaggio. Esse, quindi, dovranno far riferimento a un diametro equivalente e a una velocità del tipo:

$$D_h = 4 \frac{\frac{\pi D^2}{4} - \delta D}{\pi D + 2D - 2\delta}$$

$$v = v_l \left( 1 + \frac{\pi^2}{4r^2} \right)^{0.5}$$

Dove  $\delta$  è lo spessore dell'inserto,  $r$  è il *tape twist ratio* ad esso associato e  $v_l$  la velocità longitudinale. I valori utilizzati si trovano in [19]. Il deflusso dell'acqua si suppone completamente sviluppato e stazionario.

Sull'ultimo nodo, invece, viene applicata una condizione di Neumann non omogenea con un flusso termico imposto pari a quello che arriva al target, ovvero  $q_t''$ , a cui viene sottratto il flusso asportato dall'evaporazione del metallo liquido. Quest'ultimo termine viene calcolato a partire dal flusso molare evaporato  $\dot{m}''$  moltiplicato per l'entalpia molare  $h_e$ .

Il flusso molare evaporato si può definire nel seguente modo, secondo quanto espresso dall'equazione di *Hertz-Knudsen*:

$$\dot{m}'' = f_{red} \eta \frac{p_v(T_s)}{N_{AV} \sqrt{2\pi m k_B T_s}}$$

$\dot{m}''$  è espresso in  $mol/m^2s$ , mentre  $f_{red}$  e  $\eta$  sono dei coefficienti inerenti al processo di evaporazione, minori di 1, che tengono conto di fenomeni legati all'*entrainment* e al *backscattering*,  $p_v(T_s)$  è la tensione di vapore del metallo liquido riferita alla temperatura superficiale  $T_s$ ,  $k_B$  la costante di Boltzmann,  $m$  il peso molecolare del litio e  $N_{AV}$  il numero di Avogadro. Più precisamente  $\eta$  fa riferimento al low regime evaporative.

La condizione al contorno viene espressa in questo modo:

$$k \frac{dT}{dx} = q_t'' - \dot{m}'' h_e$$



### 4.2.3 Discretizzazione

La discretizzazione spaziale utilizzata per l'equazione della conduzione prevede il metodo delle 'differenze finite centrate' considerando un  $\Delta x = 10^{-5}$ . Per la discretizzazione temporale viene, invece, utilizzato il metodo di 'Eulero implicito', in quanto, essendo 0-stabile e L-stabile, permette una scelta di un parametro di discretizzazione temporale  $\Delta t$  arbitrario: esso influenzerà solo l'accuratezza della soluzione, ma non la convergenza dell'algoritmo. Il  $\Delta t$  è di 0.1 secondi.

Considerando la diffusività termica  $\alpha = \frac{k}{\rho c p}$  e il parametro  $a = \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2}$  per la legge di Fourier si ottiene la seguente discretizzazione:

$$\frac{T_i^{m+1} - T_i^m}{\Delta t} = \alpha \left( \frac{T_{i-1}^{m+1} - 2T_i^{m+1} + T_{i+1}^{m+1}}{\Delta x^2} \right)$$

$$-aT_{i-1}^{m+1} + (1 + 2a)T_i^{m+1} - aT_{i+1}^{m+1} = T_i^m$$

Dove gli apici rappresentano due passi di tempo successivi.

Come anticipato nella sezione 4.2.1, la dipendenza delle proprietà termofisiche dalla temperatura viene implementata utilizzando la tecnica dei *frozen coefficients* che consiste nel valutare queste ultime alla temperatura calcolata all'istante di tempo precedente.

Tramite il comando MATLAB 'spdiags' viene costruita la matrice A in cui vengono collocati i coefficienti dell'equazione da risolvere. Successivamente viene definito il vettore dei termini noti b all'interno del ciclo di tempo: così facendo si è in grado di trovare la soluzione del sistema, ovvero l'andamento della temperatura, utilizzando il comando '\'.

### 4.3 Vapore

Il vapore può essere descritto tramite un modello 0D che propone un'equazione di bilancio per la densità  $n_z$  in cui è presente un termine di sorgente, dovuto all'evaporazione del metallo liquido dal target, e un termine di pozzo, studiato parametricamente, che include diversi fenomeni, come il trasporto, la diffusione e l'*entrainment*.

L'equazione da risolvere è la seguente:

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} = \frac{\dot{N}_{ev}}{V} - \frac{n_z}{\tau}$$

Dove  $\dot{N}_{ev}$  rappresenta il numero di particelle evaporate per unità di tempo,  $V$  è il volume della nuvola di vapore che si viene a formare davanti al target e  $\tau$  è il parametro libero facente riferimento al tempo caratteristico di permanenza del vapore nella nuvola (considerato come 1 ms).

Il calcolo del volume della nuvola non è scontato, ma si può riscrivere il termine legato alla sorgente per ovviare a questa problematica.

$$\frac{\dot{N}_{ev}}{V} = \frac{\dot{N}_{ev}'' A_{surf}}{L_{cloud} A_{surf}} = \frac{\dot{N}_{ev}''}{L_{cloud}}$$

$\dot{N}_{ev}''$  è ricavabile dall'equazione di *Hertz-Knudsen* e rappresenta il numero di particelle evaporate per unità di tempo e di superficie, mentre  $L_{cloud}$  è un parametro libero riferito alla lunghezza della nuvola considerato, per semplicità, pari a 2 cm.

L'equazione finale si presenta come segue:

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} = \frac{\dot{N}_{ev}''}{L_{cloud}} - \frac{n_z}{\tau}$$

Essa può essere risolta ricorrendo alle equazioni differenziali, in particolare al problema di Cauchy, definendo la densità di vapore iniziale  $n_0$ . La concentrazione  $n_z$  è, così, una funzione del tempo  $t$  ed è strettamente associata alla concentrazione  $c_z$ , rapporto tra  $n_z$  e  $n_{e,t}$  (densità elettronica del plasma al target).

$$n_z(t) = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\dot{N}_{ev}''}{L_{cloud}} \tau (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

#### 4.4 Plasma

Come anticipato, il plasma evolve quasi istantaneamente e quindi è accettabile lo svolgimento di un modello stazionario. In particolare, il modello di riferimento è quello di Lengyel che permette di calcolare il flusso termico al target  $q_t''$ , a partire dalla temperatura elettronica al target  $T_{e,t}$  e la temperatura elettronica upstream  $T_{e,u}$ , conoscendo:

- il flusso termico upstream  $q_{//,u}$ , ricavato dal design di DTT e considerato pari a  $1.6 * 10^9 \text{ W/m}^2$ ;
- la funzione di radiazione  $L_z^{n_e, \tau}(T_e)$  derivante da un'interpolazione dei dati forniti per lo stagno, ovvero la temperatura elettronica  $T_e$  e il prodotto  $n_e \tau$ , con  $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$  e  $\tau = 1 \text{ ms}$  (considerata la debole dipendenza della funzione di radiazione da quest'ultimo parametro). Per il litio è stato fatto riferimento al set di coefficienti in [28], realizzando un'apposita funzione su MATLAB;
- la distanza  $L_{//}$  fra il target e il punto upstream, pari a 18 m come in DTT;
- la densità elettronica upstream  $n_{e,u} = 1.3 * 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ;
- la concentrazione  $c_z$  espressa come in precedenza e calcolata a partire dalla conservazione della pressione, per trovare  $n_{e,t}$ , applicabile ai plasmi ad alta temperatura in cui i fenomeni dissipativi sono trascurabili ( $n_{e,t} = n_{e,u} T_{e,u} / T_{e,t}$ ).

Il modello di Lengyel è costituito dal seguente sistema:

$$\left\{ \begin{array}{l} q_{//,t} = (q_{//,u}^2 - 2k_{e//,0}c_z n_{e,u}^2 T_{e,u}^2 \int_t^u L_z^{ne,\tau}(T_e) \sqrt{(T_e)} dT_e)^{1/2} \\ q_{//,t} = \gamma \left( \frac{n_{e,u} T_{e,u}}{2} \right) \sqrt{2T_{e,t}/m_i} \\ L_{//} = k_{e//,0} \int_t^u T_e^{5/2} / q_{//}(T_e) dT_e \end{array} \right.$$

Dove i valori di  $\gamma$  e  $k_{e//,0}$  sono ricavati da [23] e  $m_i$  è il peso atomico in kg della miscela di deuterio e trizio calcolato come media pesata dei pesi atomici di ciascun componente.  $q_{//}(T_e)$ , invece, si ricava dalla prima equazione del sistema integrando da  $T_{e,t}$  a un generico  $T_e$  compreso tra i valori di target e upstream. Esso rappresenta un flusso energetico cinetico legato all'energia depositata dalle particelle ed è strettamente collegato al flusso termico che raggiunge il target, considerando che l'irraggiamento termico del plasma non influenza quest'ultimo poiché si distribuisce su una superficie elevata.

Il flusso termico al target  $q_t''$  si ricava da  $q_{//,t}$  tenendo in considerazione l'inclinazione delle linee di campo magnetico. Si può definire:

$$q_t'' = q_{//,t} \frac{A_{//,t}}{A_{\perp,t}}$$

Dove:

- $A_{//,t} = 2\pi R_t \lambda_q \left( \frac{B_\vartheta}{B} \right)_u$  e corrisponde all'area vista dal plasma;
- $A_{\perp,t} = 2\pi R_t \lambda_q \left( \frac{B_\vartheta}{B} \right)_u \frac{1}{(\frac{B_\vartheta}{B})_t} \frac{1}{\sin \beta}$  e rappresenta l'area disponibile all'impatto del plasma sul target.

Si ottiene:

$$q_t'' = q_{//,t} (\frac{B_\vartheta}{B})_t \sin \beta$$

$R_t$  è il raggio associato allo *strike point*,  $\lambda_q$  è la *power decay length*,  $\left( \frac{B_\vartheta}{B} \right)_u$  è il rapporto tra la componente poloidale del campo magnetico e il campo magnetico totale calcolato nei pressi del punto upstream,  $\left( \frac{B_\vartheta}{B} \right)_t$  è il medesimo rapporto valutato nella regione di fronte al target e  $\beta$  è l'inclinazione delle linee di campo magnetico.

In questi calcoli si considerano:  $\left( \frac{B_\vartheta}{B} \right)_u \sim \frac{1.7}{6.2}$ ,  $\left( \frac{B_\vartheta}{B} \right)_u \frac{1}{(\frac{B_\vartheta}{B})_t} \sim 3$  e  $\beta \sim 30^\circ$ , secondo quanto proposto dal design di DTT.

Il sistema associato a tale modello risulta abbastanza complesso poiché si tratta di un sistema di tre equazioni non lineari. Per la sua risoluzione è stato usato il metodo di Newton, implementato in un'apposita *function*, ed è stata calcolata numericamente la matrice Jacobiana. Particolare attenzione è stata posta al numero di condizionamento della matrice da risolvere perché valori elevati di questa

grandezza possono implicare grandi variazioni sui risultati causate da piccole variazioni dei dati in ingresso.

#### 4.5 Schema di calcolo

I codici realizzati sono stati implementati su MATLAB e vengono riportati nella bibliografia.

Di base gli algoritmi seguiti saranno due, ovvero quello che trascura il *vapour shielding* e quello che tiene conto di questo effetto.

La condizione iniziale del primo algoritmo consiste nell'uguagliare la temperatura di parete a quella del refrigerante. Esso sfrutta un ciclo *while* per lo sviluppo del transitorio inserendo al suo interno il calcolo delle proprietà, dipendenti dalla temperatura, la definizione della matrice A e del vettore dei termini noti. Sempre all'interno del ciclo avviene il check per quanto riguarda l'ebollizione nucleata controllando la temperatura tramite il comando 'if'. Successivamente, vengono inserite le condizioni al contorno e il calcolo della soluzione. Infine, vi è l'aggiornamento della temperatura dell'istante di tempo precedente 'm' a quella appena calcolata.

Il secondo algoritmo, invece, utilizza uno schema di calcolo simile al precedente la cui condizione iniziale, oltre all'inizializzazione della temperatura, prevede il calcolo della temperatura di parete in assenza di *vapour shielding* per il primo passo di tempo, imponendo l'uguaglianza tra  $q_{//,u}$  e  $q_{//,t}$ .

Anche in questo caso, all'interno del ciclo *while*, avviene il controllo inerente all'ebollizione nucleata, la definizione delle condizioni al contorno e il calcolo della soluzione. In seguito, dal modello presente in 4.3, viene ricavata la densità volumetrica del vapore usando il flusso evaporato al target, il quale dipende dalla temperatura superficiale. A questo punto viene fatto ricorso al modello di Lengyel per calcolare il flusso termico al target  $q_t''$  sfruttando la concentrazione di impurezze appena calcolata. Il ciclo termina con l'aggiornamento della temperatura.

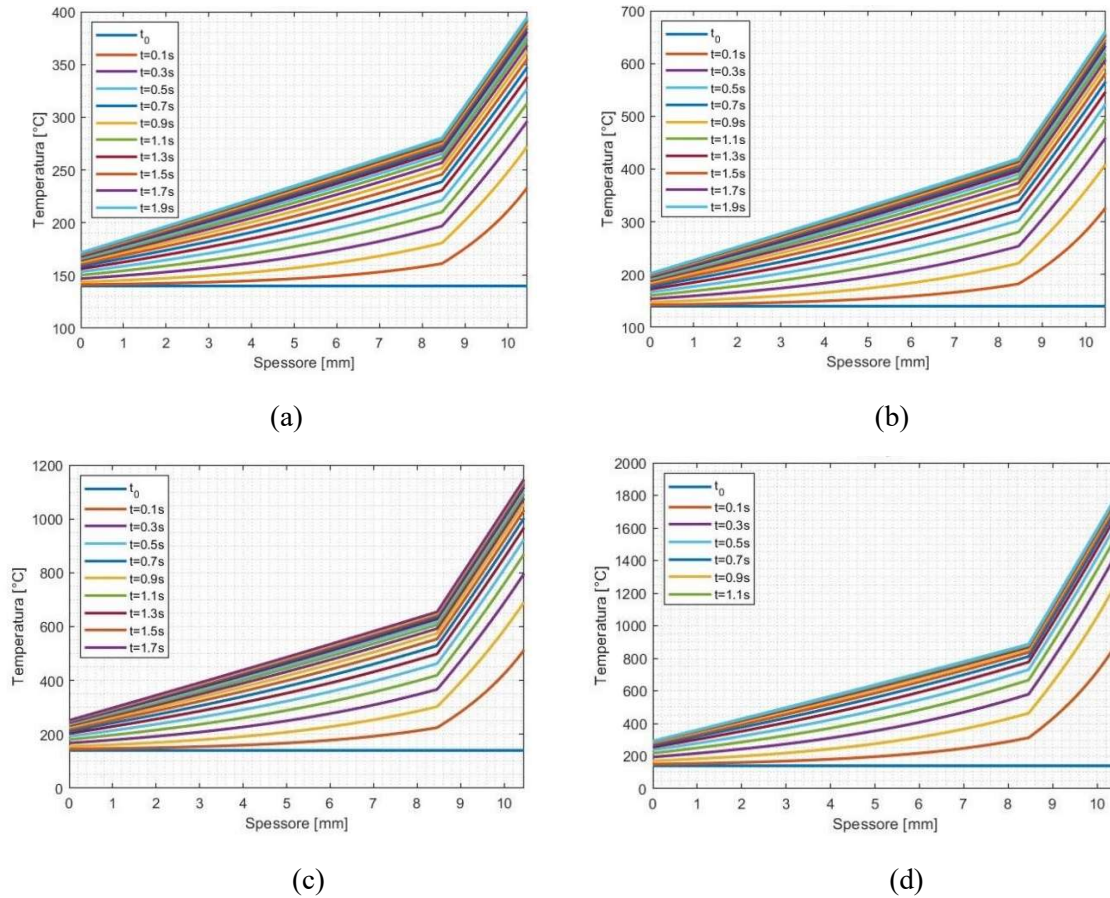
## 5. Risultati

In questa tesi viene proposto un confronto tra i due metalli liquidi attualmente presi in considerazione nel panorama scientifico: lo stagno e il litio. Di seguito verranno commentati i risultati ottenuti differenziando i casi con e senza *vapour shielding*.

### 5.1 Stagno

#### 5.1.1 Assenza di vapour shielding

Il codice implementato analizza l'andamento di temperatura al target in assenza di *vapour shielding* per differenti valori di flusso termico al target  $q_t''$ .



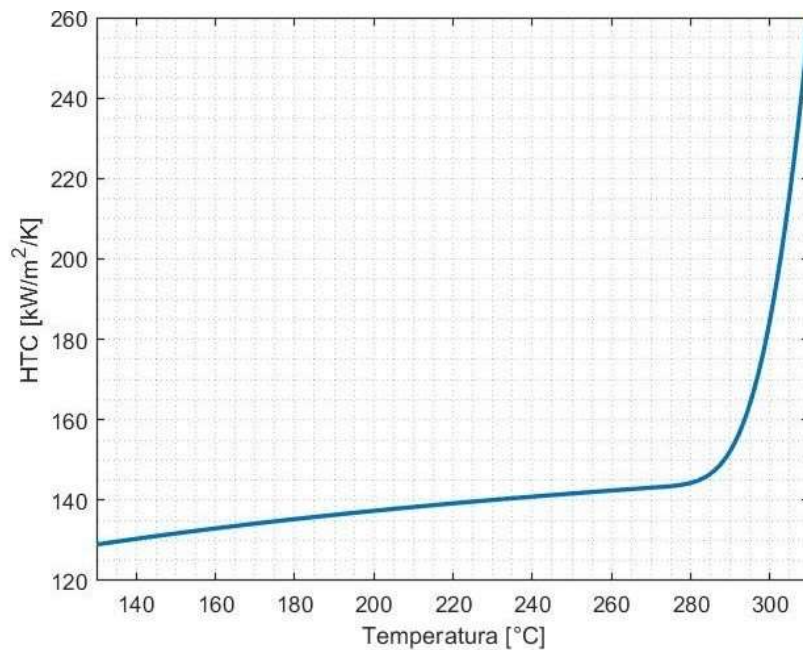
**Figura 9:** andamenti di temperatura per valori differenti di flusso termico al target: (a)  $5 \text{ MW/m}^2$ , (b)  $10 \text{ MW/m}^2$ , (c)  $20 \text{ MW/m}^2$ , (d)  $40.62 \text{ MW/m}^2$ .

I risultati ottenuti sono coerenti con quanto ci si poteva aspettare: il dominio, da considerare come uno slab monodimensionale multistrato, non presenta generazione di potenza volumetrica e quindi l'andamento della temperatura è lineare con una discontinuità della derivata prima in prossimità dell'interfaccia tra CPS e CuCrZr. Il profilo, inoltre, raggiunge lo stato stazionario.

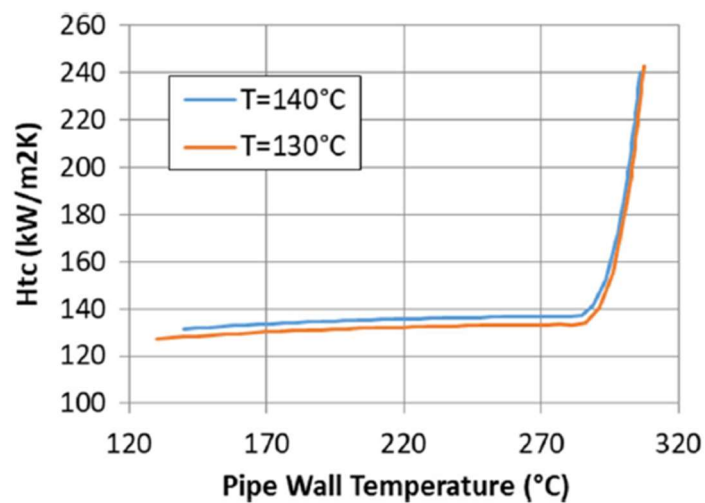
Gli andamenti proposti sono associati a differenti flussi termici tipici del comportamento della macchina durante le fasi di funzionamento. Considerando il design di DTT e l'inclinazione delle linee di campo magnetico, il  $q_t''$  si riduce a un valore iniziale pari a  $73.12 \text{ MW/m}^2$ : questo valore risulta

superiore a quello del flusso critico, calcolato tramite la correlazione di Tong-75 modificata. Si può notare che, all'accensione della macchina, il sistema andrebbe incontro a crisi termica causando un crollo del coefficiente di scambio termico. Questa problematica è tutt'ora in fase di studio e fra le tecnologie più promettenti vi è l'iniezione di gas nobili, come Ar, all'interno della camera contenente il plasma. L'Argon sarebbe utile a disperdere il calore e abbasserebbe il flusso termico. All'interno del codice svolto l'effetto del gas nobile viene legato a un 'coefficiente di mitigazione' considerato pari a 1,8.

Per verificare se i risultati ottenuti siano coerenti con la fisica del problema è stato proposto il confronto tra l'andamento del coefficiente di scambio termico ricavato dal codice implementato e quello presente nell'articolo di riferimento [9]. Entrambi gli andamenti sono in funzione della temperatura interna del tubo.



(a)



(b)

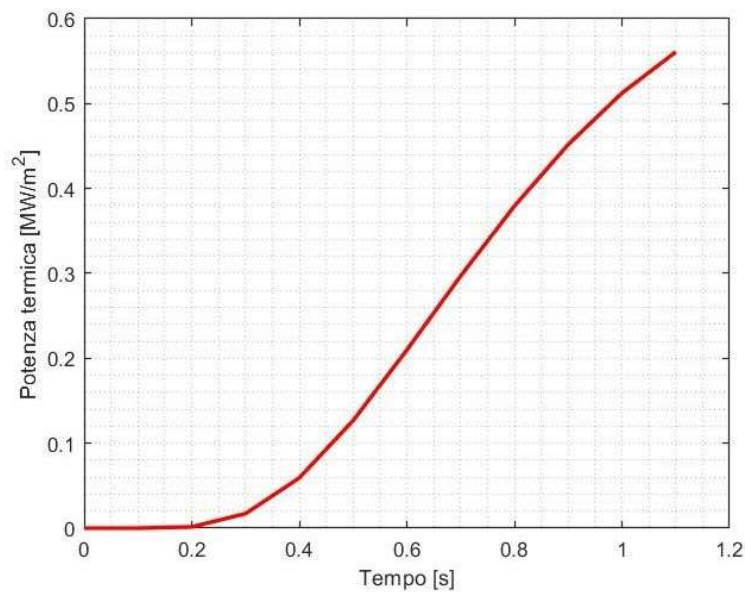
**Figura 10:** confronto tra il coefficiente di scambio termico ottenuto in questo modello (a) e quello presente in [9] (b).

Come si può osservare, il coefficiente di scambio termico, considerato a una temperatura interna dell'acqua pari a 140 °C, presenta un andamento simile a quello proposto nell'articolo.

Queste considerazioni, però, non sono valide per quanto riguarda il campo di temperatura. Nell'articolo di riferimento, infatti, per valori del flusso termico al target pari a  $20 \text{ MW/m}^2$  vengono raggiunte temperature sensibilmente minori. Queste discrepanze possono essere giustificate da uno studio semplificato del target del divertore: il modello implementato in questa tesi approssima uno studio 2D a uno studio 1D multistrato trascurando la presenza dell'EUROFER e, quindi, delle sue proprietà termofisiche.

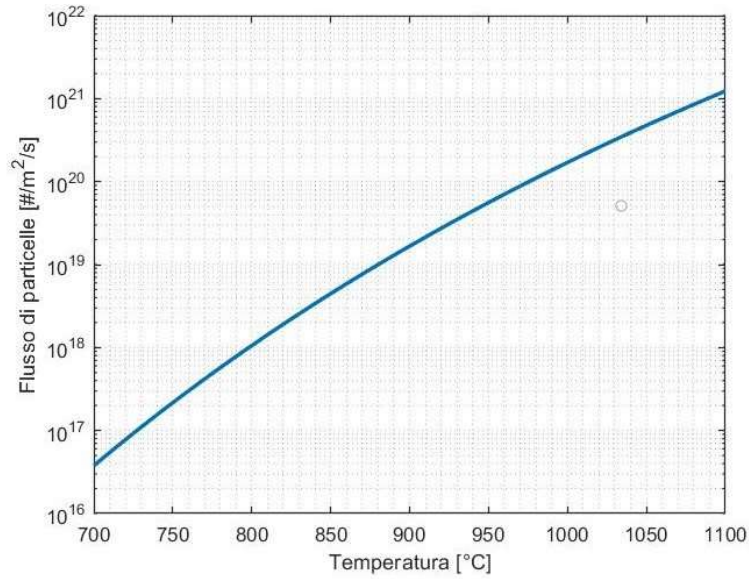
Un altro aspetto interessante è associato al flusso termico asportato per evaporazione poiché, come verrà mostrato in seguito, i due metalli liquidi presentano valori molto differenti. Il flusso termico asportato nel caso inerente allo stagno assume valori piuttosto piccoli se confrontati con quelli al target. La spiegazione che può essere fornita è legata alla alta temperatura di evaporazione di Sn da cui dipendono i bassi flussi termici asportati. Ciò, comunque, comporta anche un vantaggio, ovvero la presenza di una limitata quantità di impurezze all'interno del plasma.

Nella figura sottostante viene anche mostrato l'andamento del flusso di particelle in funzione della temperatura di parete.



(a)





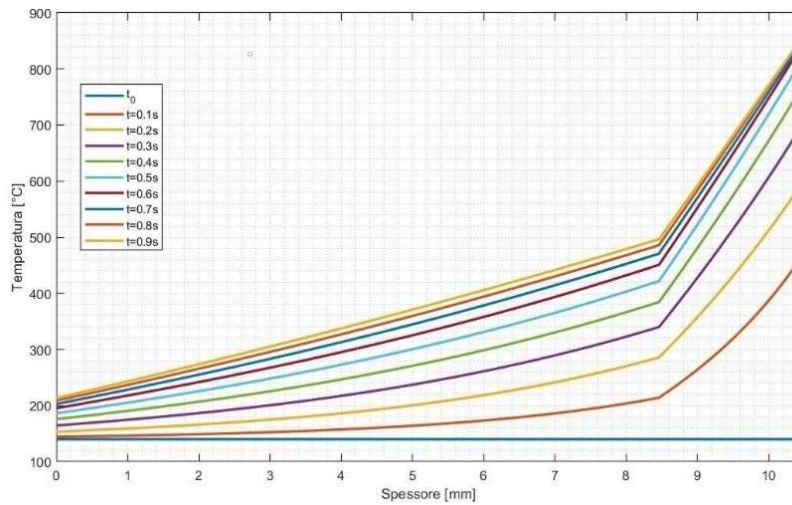
(b)

**Figura 11:** Evaporazione dello stagno liquido. In (a) è presente il flusso asportato per evaporazione (flusso termico al target pari a  $40.62 \text{ MW/m}^2$ ), mentre in (b) vi è il flusso di particelle evaporato in funzione della temperatura di parete.

### 5.1.2 Presenza di vapour shielding

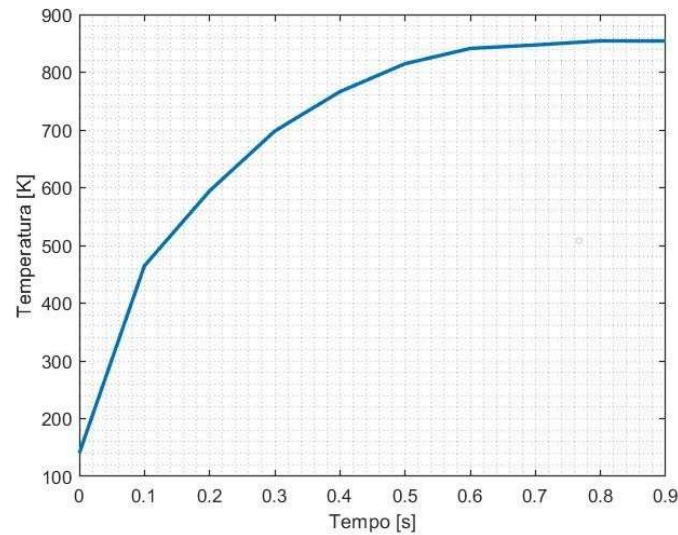
In presenza del *vapour shielding* sono stati ottenuti risultati differenti strettamente dipendenti dal flusso termico iniziale utilizzato. Per questo motivo sono stati considerati due ‘coefficienti di mitigazione’ i quali permettono di osservare diversi comportamenti e andamenti di temperatura.

Nel caso in cui vengano considerati flussi termici iniziali minori di  $18\text{-}19 \text{ MW/m}^2$  si può notare il raggiungimento di uno stato stazionario per quanto riguarda la temperatura. La temperatura superficiale, inoltre, aumenta con il progredire del tempo raggiungendo uno stato asintotico.



(a)

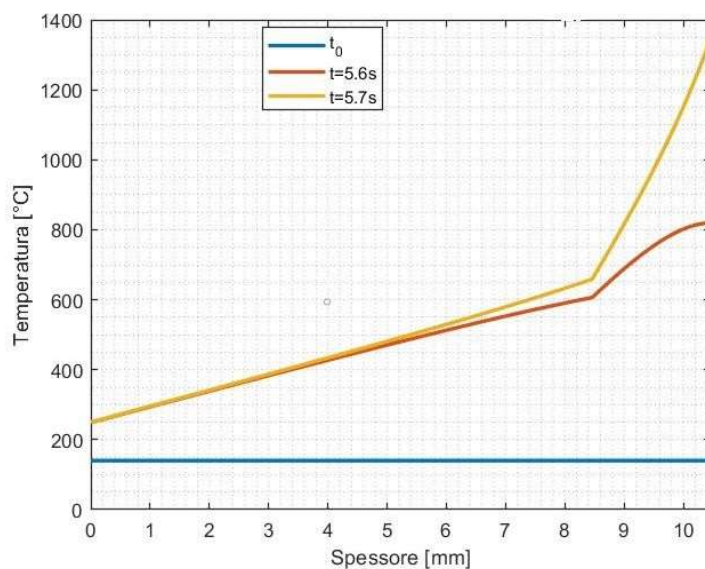




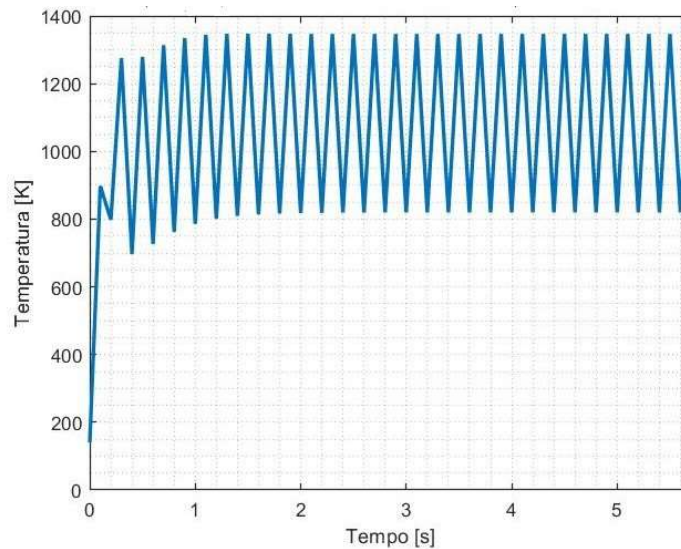
(b)

**Figura 12:** profilo di temperatura a vari istanti di tempo (a) e andamento nel tempo della temperatura superficiale (b). Il flusso termico iniziale al target vale  $17,41 \text{ MW/m}^2$ .

Nel caso in cui vengano utilizzati flussi maggiori, corrispondenti a coefficiente di mitigazione minore, si ottiene uno stato stazionario oscillatorio. Questo comportamento può essere giustificato come segue: un flusso termico elevato provoca l'evaporazione di molto metallo liquido aumentando la sua concentrazione in prossimità della regione antistante al target e il vapore generato disperde la potenza termica tramite reirraggiamento diminuendo il carico termico in questa zona. Un minor flusso termico al target implica l'evaporazione di una quantità ridotta di metallo liquido, minore rispetto al passo di tempo precedente, e il vapore prodotto irraggia potenza con un'intensità minore provocando un aumento del flusso termico. Questo processo si ripete nel tempo causando le oscillazioni osservabili in figura 12.



(a)



(b)

**Figura 13:** andamento dei due possibili profili di temperatura (a) e andamento della temperatura superficiale nel tempo (b). Il flusso termico iniziale al target vale  $40,62 \text{ MW/m}^2$ .

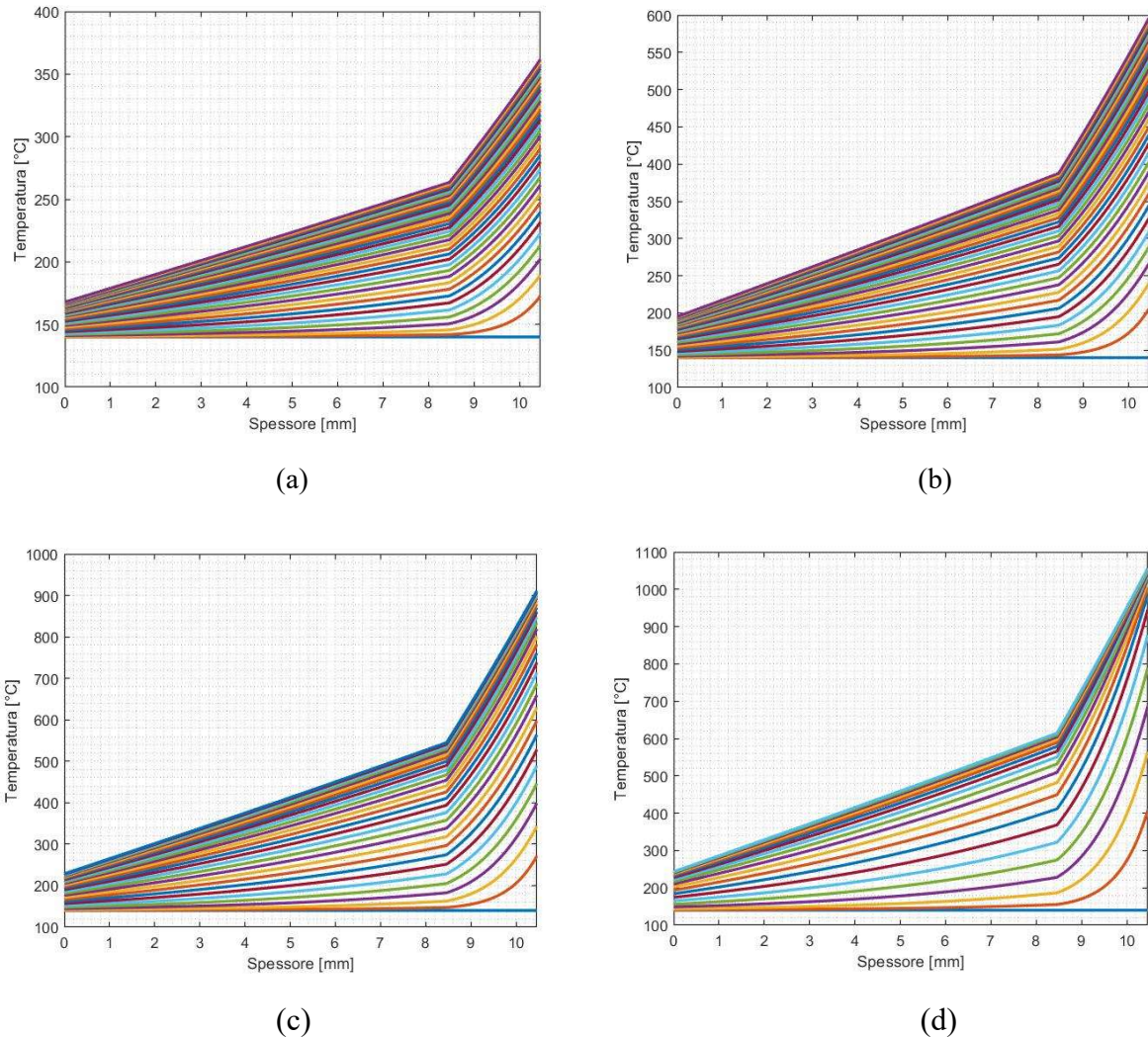
Il comportamento oscillatorio deve essere oggetto di studi più approfonditi che non riguardano questa tesi, considerando che il codice svolto tiene conto di molte **semplificazioni**.

Infine, confrontando i risultati ottenuti, si può osservare che la presenza di *vapour shielding* riduca molto la temperatura raggiunta a parete, circa  $400^\circ\text{C}$  e  $900^\circ\text{C}$  in meno, in base al flusso termico utilizzato. Questo fenomeno è, quindi, vantaggioso poiché implica che un carico termico minore solleciti il target.

## 5.2 Litio

### 5.2.1 Assenza di vapour shielding

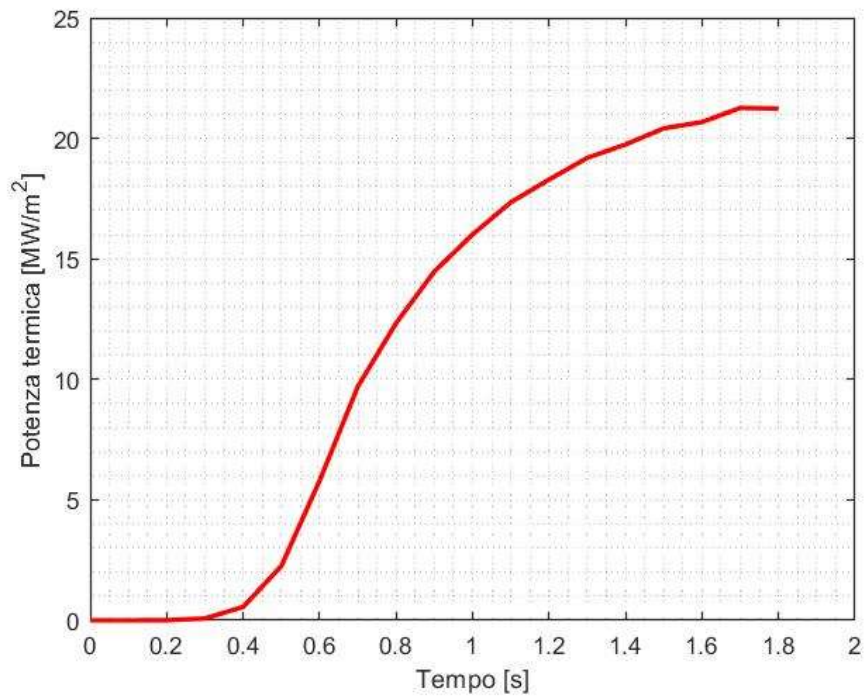
Anche in questo caso vengono considerati differenti flussi termici al target per l'implementazione del codice (gli stessi utilizzati per lo stagno). Le considerazioni effettuate sono le medesime e l'andamento di temperatura è coerente con quanto ci si poteva aspettare, come detto in precedenza.



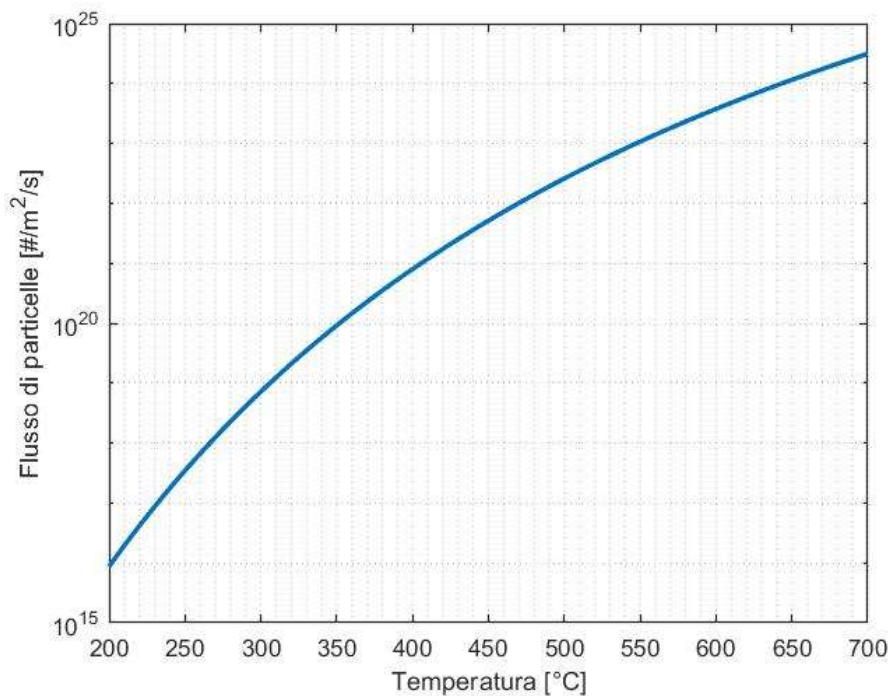
**Figura 14:** andamenti di temperatura per valori differenti di flusso termico al target: (a)  $5 \text{ MW/m}^2$ , (b)  $10 \text{ MW/m}^2$ , (c)  $20 \text{ MW/m}^2$ , (d)  $40.62 \text{ MW/m}^2$ .

I grafici sono stati plottati per diversi istanti di tempo e i risultati ottenuti sono riportati in figura 14. Come si può osservare, utilizzando il litio come metallo liquido, le temperature raggiunte sono minori rispetto al caso precedente. In particolare, è possibile notare che, per valori elevati di flusso termico (ovvero  $20 \text{ MW/m}^2$  e  $40,62 \text{ MW/m}^2$ ), la temperatura finale raggiunta al target è decisamente più piccola. Questa differenza può essere giustificata in base alle proprietà del litio: esso ha una temperatura di evaporazione minore e quindi il flusso di particelle evaporate è decisamente elevato. Di conseguenza il flusso molare evaporato moltiplicato per l'entalpia di Li costituisce un termine particolarmente elevato da sottrarre al flusso  $q_t''$ , questo causa un flusso termico risultante minore e quindi una temperatura finale a parete meno elevata.

Dalla figura 15 si può osservare la differenza marcata tra Sn e Li per quanto riguarda il flusso termico asportato per evaporazione e il flusso di particelle evaporato.



(a)



(b)

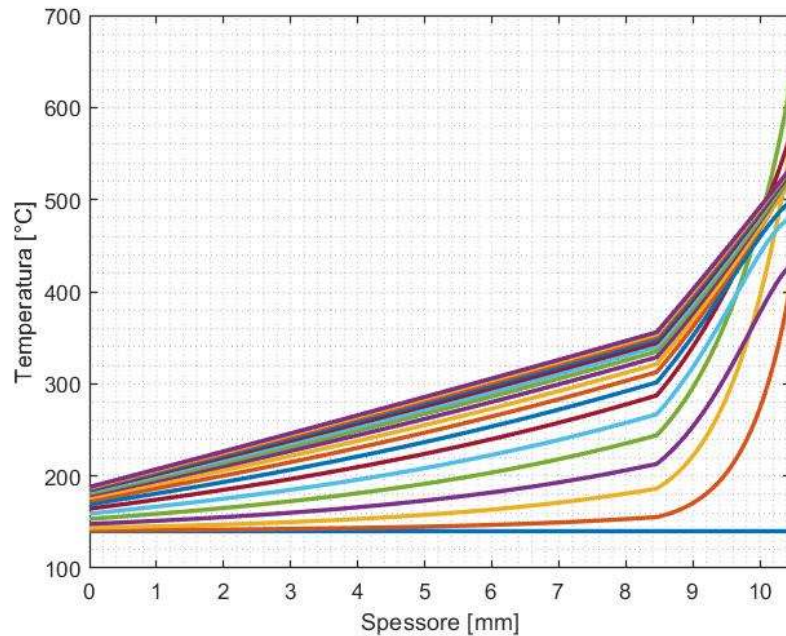
**Figura 15:** Evaporazione dello stagno liquido. In (a) è presente il flusso asportato per evaporazione (flusso termico al target pari a  $40.62 \text{ MW/m}^2$ ), mentre in (b) vi è il flusso di particelle evaporato in funzione della temperatura di parete.



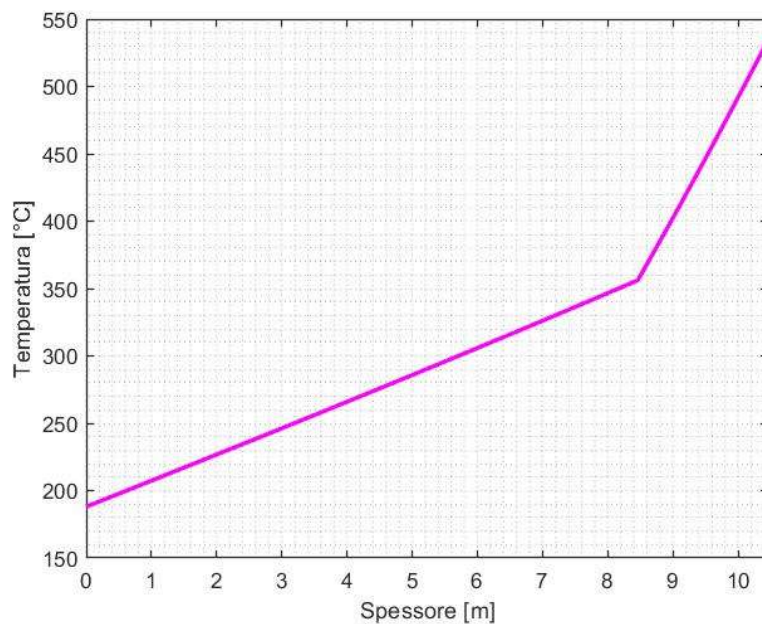
### 5.2.2 Presenza di vapour shielding

Tenendo in considerazione la presenza del *vapour shielding* per il litio è possibile, per quanto riguarda l'andamento di temperatura, ottenere uno stato stazionario senza oscillazioni anche con flussi termici elevati: è stato considerato un 'coefficiente di mitigazione' pari a 1.8 e quindi un flusso termico uguale a quello che produceva lo stato stazionario oscillatorio per Sn.

Gli andamenti ottenuti sono mostrati in figura 16.



(a)

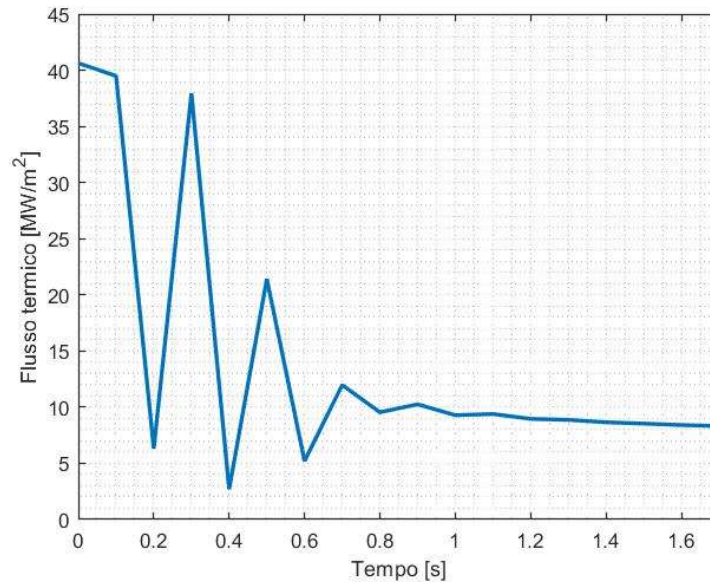


(b)

**Figura 16:** andamento del profilo di temperatura a differenti istanti di tempo (a) e andamento di temperatura al raggiungimento dello stato stazionario (b). Il flusso termico iniziale al target vale  $40,62 \text{ MW/m}^2$ .

Il primo grafico mostra gli andamenti di temperatura a vari istanti di tempo: inizialmente, anche in questo caso, il profilo di temperatura si alterna tra due andamenti oscillando, ma successivamente riesce a raggiungere uno stato stazionario con andamento lineare che presenta temperature decisamente più basse rispetto a quelle ottenute con lo stagno.

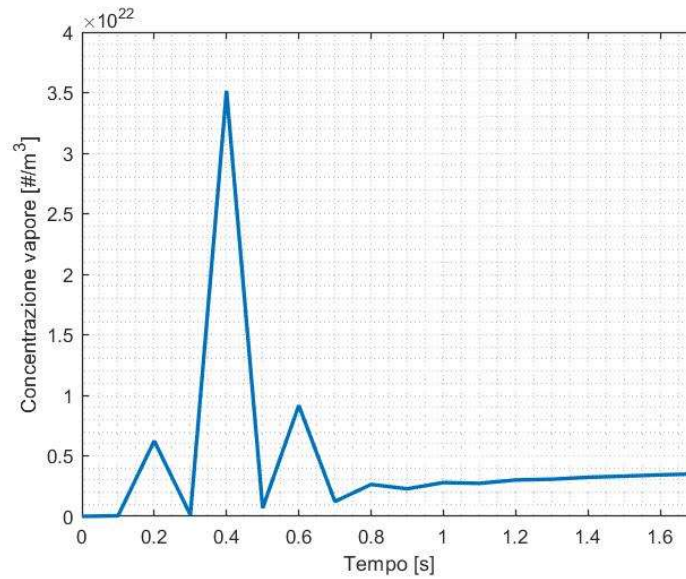
Per dare una spiegazione di questo fenomeno bisogna considerare i grafici in figura 17 e 18.



**Figura 17:** andamento del flusso termico al target in funzione del tempo. Il flusso termico iniziale è pari a  $40,62 \text{ MW/m}^2$ .

Il flusso termico che raggiunge il target presenta per primi istanti di transitorio delle oscillazioni smorzate per poi raggiungere uno stato stazionario. Questo andamento indica che dopo circa un secondo di transitorio la densità del vapore accumulato di fronte al target è sufficientemente elevata da mitigare il flusso termico. L'attenuazione che si verifica è, così, dovuta alle interazioni plasma-vapore descritte in 3.1.3 che prevalgono sul calore disperso per evaporazione.

Per dimostrare la coerenza di quanto descritto è necessario osservare la figura 18.



**Figura 18:** concentrazione di vapore nella zona antistante al target in funzione del tempo.

Il minimo del flusso termico in prossimità di 0.4 secondi è indice di una maggior presenza di vapore che ha funzione di schermaggio: questo graficamente corrisponde al massimo presente in figura 18. Inoltre, facendo riferimento alla figura 15a, si può notare come la potenza dispersa per evaporazione, dopo 0.4 s, sia molto piccola a dimostrare la prevalenza dei fenomeni di schermaggio e di interazione plasma-vapore.

Non è certo che le oscillazioni presenti descrivano effettivamente un comportamento fisico. I motivi di questi andamenti possono essere dovuti alle molteplici semplificazioni applicate in questo specifico modello e devono essere soggetto di approfondimenti futuri che non sono argomento di questa tesi.

## 6. Studio della convergenza

In questa sezione vengono riportati i risultati ottenuti per quanto riguarda la convergenza del modello ottenuto in modo da verificarne l'accuratezza. I codici utilizzati per svolgere questo studio sono quelli in cui non viene considerata la presenza di *vapour shielding*.

### 6.1 Convergenza spaziale

Per la convergenza spaziale viene rappresentato l'errore relativo rispetto alla soluzione più accurata, ovvero quella calcolata mediante il parametro di discretizzazione  $\Delta x$  più piccolo.

L'errore numerico è associato a due contributi: l'errore di discretizzazione, associato alla discretizzazione delle derivate e al parametro scelto e l'errore di troncamento, dovuto alla rappresentazione *floating-point* dei numeri nel calcolatore.

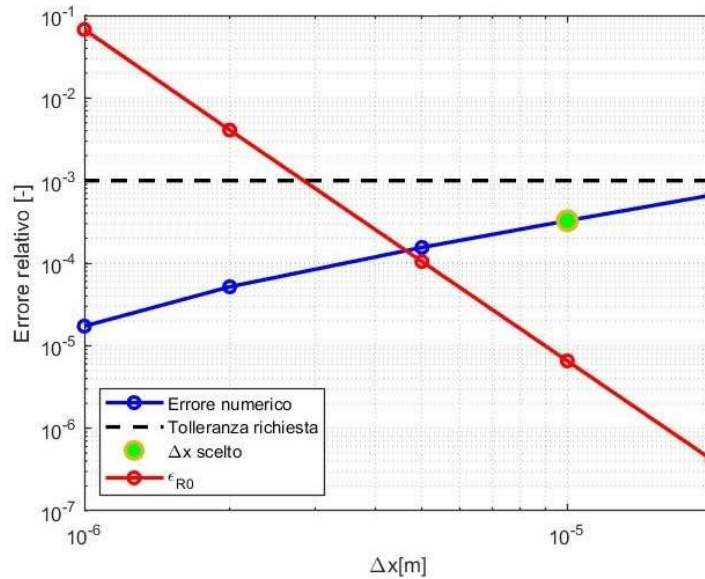
Nei grafici successivi viene mostrato l'andamento dell'errore relativo, calcolato per differenti  $\Delta x$ , e il limite superiore dell'errore di troncamento UB.

$$UB = \frac{K(A)}{1 - K(A)eps} * 2eps$$

Dove  $eps$  è la precisione di macchina e  $K(A)$  è il numero di condizionamento della matrice. L'errore relativo è stato calcolato nel seguente modo:

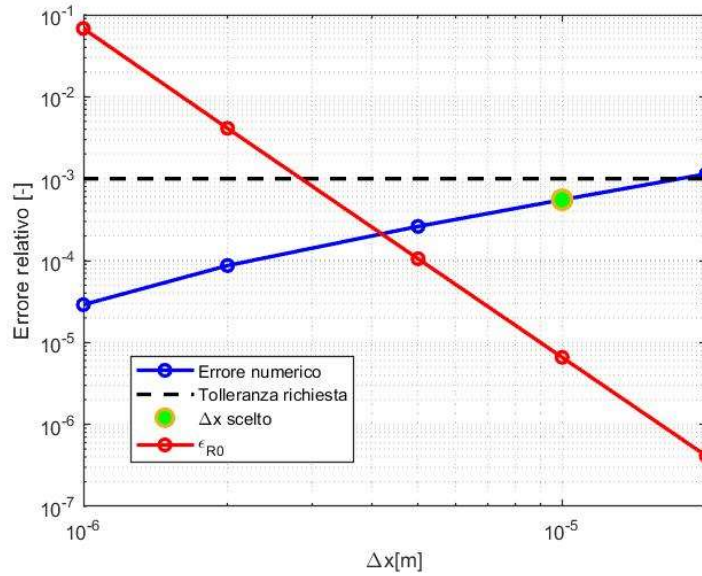
$$errore = \frac{|T_{ref} - T|}{|T_{ref} - T_0|}$$

Dove  $T_{ref}$  è il vettore delle temperature calcolato usando il  $\Delta x$  più piccolo,  $T$  è il vettore delle temperature calcolato progressivamente con  $\Delta x$  differenti e  $T_0$  è la temperatura scelta come riferimento, in questo caso specifico risulta essere la temperatura dell'acqua.



(a)





(b)

**Figura 19:** andamento errore relativo per Sn (a) e per Li (b).

Come si evince dai grafici, l'ordine di convergenza spaziale è minore di 2. Ci si poteva aspettare un ordine di convergenza superiore, visto l'utilizzo del metodo delle 'differenze finite centrate' per la discretizzazione, ma questo non viene rispettato a causa dell'uso delle differenze finite in avanti e all'indietro per discretizzare le condizioni al contorno (si sarebbe ottenuto un ordine di convergenza superiore utilizzando l'approssimazione polinomiale per le derivate).

In figura 19, inoltre, viene rappresentato anche il parametro di discretizzazione scelto in modo da garantire una tolleranza relativa sui risultati minore di  $10^{-3}$ .

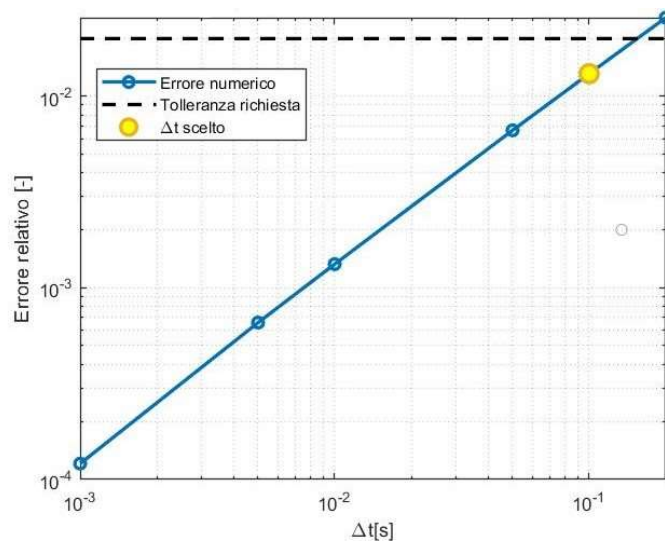
## 6.2 Convergenza temporale

Lo studio della convergenza temporale, per entrambi i casi, viene svolto lontano dallo stato stazionario e prevede il calcolo dell'errore rispetto alla soluzione più raffinata, ovvero quella che utilizza il parametro di discretizzazione  $\Delta t$  minore.

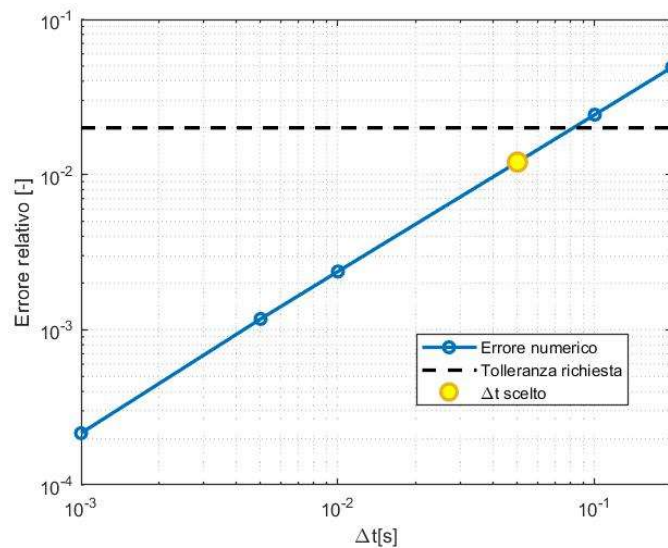
L'errore si definisce nel seguente modo:

$$errore = \frac{|T_{new,ref} - T_{new}|}{|T_{new,ref} - T_0|}$$

Dove  $T_{new,ref}$  è la temperatura massima calcolata utilizzando il  $\Delta t$  più piccolo,  $T_{new}$  è il massimo calcolato progressivamente con  $\Delta t$  differenti e  $T_0$  è una temperatura presa come riferimento.



(a)



(b)

**Figura 20:** convergenza temporale per Sn (a) e Li (b).

In figura è possibile osservare l'andamento dell'errore e il  $\Delta t$  scelto per rispettare la tolleranza imposta, ovvero minore di  $2 \times 10^{-2}$ . Come ci si poteva aspettare, dato l'utilizzo del metodo di 'Eulero Implicito', l'ordine di convergenza trovato è pari a 1.

## 7. Conclusioni

In questa tesi è stato proposto un modello di calcolo auto-consistente per analizzare la fisica delle interazioni plasma-parete in modo da studiare il comportamento del divertore a metallo liquido (Sn e Li) sottoposto a differenti flussi termici. Lo studio proposto risulta essere coerente con i risultati presenti negli articoli di riferimento e vuole dimostrare l'applicabilità e la validità di questa tecnologia per i futuri impianti a fusione nucleare.

Ancora una volta è doveroso sottolineare come, nonostante la produzione di risultati consistenti con la fisica del problema, il modello proposto tenga conto di un gran numero di ipotesi semplificative. Questo rende i codici presenti un buon punto di partenza per lo svolgimento di approfondimenti futuri che meglio potranno rappresentare l'andamento dei dati sperimentali utili per selezionare l'apposito metallo liquido. I modelli implementati, comunque, consentono di comprendere i fenomeni e gli effetti fisici che si manifestano in un reattore a fusione dotato di divertore a metallo liquido e forniscono, in alcuni casi, risultati che non potevano essere previsti a priori (basti pensare al comportamento oscillatorio di Sn per diversi flussi termici).

## Bibliografia e sitografia

- (1) Ritchie, H.; Roser, M. Energy. *Our World in Data* **2020**, <https://ourworldindata.org/energy>.
- (2) Brundtland, G. H.; Khalid, M., et al., *Our common future*; Oxford University Press, Oxford, GB: 1987.
- (3) Dulla, S.; Bonifetto, R.; Zanino, R., *Materiale del corso di Elementi di ingegneria nucleare*; Politecnico di Torino: a.a 2020-2021.
- (4) Federici, G.; Siccinio, M.; Kembleton, R. Overview of the DEMO Design-Staged Approach in Europe. *Fusion Engineering and Design*, vol. to be published in **2019**.
- (5) Boccaccini, L. V., *Oral presentation at Politecnico di Torino*, 2016.
- (6) Pitts, R.; Carpentier, S.; Escourbiac, F.; Hirai, T.; Komarov, V.; Kukushkin, A.; Lisgo, S.; Loarte, A.; Merola, M.; Mitteau, R., et al. Physics basis and design of the ITER plasma-facing components. *Journal of Nuclear Materials* **2011**, 415, S957–S964.
- (7) Nagayama, Y. Liquid lithium divertor system for fusion reactor. *Fusion engineering and design* **2009**, 84, 1380–1383.
- (8) ITER-the way to new energy, <https://www.iter.org/>.
- (9) Roccella, S.; Dose, G.; de Luca, R.; Iafrati, M.; Mancini, A.; Mazzitelli, G. CPS based liquid metal Divertor Target for EU-DEMO. *Journal of Fusion Energy* **2020**, 39, 462–468.
- (10) Davis, J.; Smith, P. ITER material properties handbook. *Journal of Nuclear Materials* **1996**, 233-237, 1593–1596.
- (11) Morgan, T.; Vertkov, A.; Bystrov, K.; Lyublinski, I.; Genuit, J.; Mazzitelli, G. Power handling of a liquid-metal based CPS structure under high steady-state heat and particle fluxes. *Nuclear Materials and Energy* **2017**, 12, Proceedings of the 22nd International Conference on Plasma Surface Interactions 2016, 22nd PSI, 210–215.
- (12) Sharafat, S.; Ghoniem, N. Summary of thermo-physical properties of Sn, and compounds of Sn-H, Sn-O, Sn-C, Sn-Li, and Sn-Si and comparison of properties of Sn, Sn-Li, Li, and Pb-Li. *Report SS/NG: UCLA-UCMEP-00-31 (UCLA, 2000)* **2000**.
- (13) Assael, M. J.; Kalyva, A. E.; Antoniadis, K. D.; Michael Banish, R.; Egry, I.; Wu, J.; Kaschnitz, E.; Wakeham, W. A. Reference data for the density and viscosity of liquid copper and liquid tin. *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **2010**, 39, 033105.
- (14) Oleinik, K.; Bykov, A.; Pastukhov, E. Refinement of the thermophysical properties of liquid tin at high temperatures. *Russian Metallurgy (Metally)* **2018**, 2018, 110–113.
- (15) Savchenko, I.; Stankus, S. V.; Agadjanov, A. S. Measurement of liquid tin heat transfer coefficients within the temperature range of 506–1170 K. *High Temperature* **2011**, 49, 506–511.
- (16) Alcock, C.; Itkin, V.; Horrigan, M. Vapour pressure equations for the metallic elements: 298–2500K. *Canadian Metallurgical Quarterly* **1984**, 23, 309–313.
- (17) Incropera, F. P.; DeWitt, D. P.; Bergman, T. L.; Lavine, A. S., et al., *Fundamentals of heat and mass transfer*; Wiley New York: 1996; Vol. 6.

- (18) Likhachev, E. Dependence of Water Viscosity on Temperature and Pressure. *Technical Physics* **2003**, 48.
- (19) Carli, S., *SOLPS-ITER simplified heat transfer model for plasma facing components*; Politecnico di Torino: 2017.
- (20) Safarian, J.; Engh, T. A. Vacuum evaporation of pure metals. *Metallurgical and Materials Transactions A* **2013**, 44, 747–753.
- (21) Moulton, D.; Stangeby, P.; Bonnin, X.; Pitts, R. Comparison between SOLPS-4.3 and the Lengyel Model for ITER baseline neon-seeded plasmas. *Nuclear Fusion* **2021**, 61, 046029.
- (22) Putterich, T.; Fable, E.; Dux, R.; O’Mullane, M.; Neu, R.; Siccino, M. Determination of the tolerable impurity concentrations in a fusion reactor using a consistent set of cooling factors. *Nuclear Fusion* **2019**, 59, 056013.
- (23) Stangeby, P. C. et al., *The plasma boundary of magnetic fusion devices*; Institute of Physics Pub. Philadelphia, Pennsylvania: 2000; Vol. 224.
- (24) Van Eden, G.; Kvon, V.; Van De Sanden, M.; Morgan, T. Oscillatory vapour shielding of liquid metal walls in nuclear fusion devices. *Nature communications* **2017**, 8, 1–10.
- (25) Erroi, M. Vapour-shielding, 2021, <https://github.com/MattiaErroi/Vapour-shielding.git>.
- (26) Erroi, M. *Analisi Numerica delle interazioni Plasma-Parete in presenza di un Divertore a Metallo Liquido*.
- (27) Davis, J. W. *Iter materials properties handbook*.
- (28) Mavrin, A. A. Radiative Cooling Rates for Low-Z Impurities in Non-coronal Equilibrium State. *J Fusion Energ* **2017** 36:161–172.
- (29) Nuclear fusion: WNA - World Nuclear Association, <https://world-nuclear.org/information-library/current-and-future-generation/nuclear-fusion-power.aspx>