



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Ingegneria Industriale DII

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica

**SVILUPPO E CARATTERIZZAZIONE SPERIMENTALE DELLA
SORGENTE DI IONIZZAZIONE SUPERFICIALE E LASER
DEL PROGETTO SPES**

Relatore: Ch.mo Prof. Giovanni Meneghetti

Correlatori: Ing. Mattia Manzolaro

Dott. Alberto Andrighetto

Laureando: Fabio D'Agostini

Matricola: 1063653

Anno Accademico 2015/2016

Indice

Sommario	1
-----------------------	----------

Capitolo 1 Il progetto SPES ai Laboratori Nazionali di Legnaro: produzione ed utilizzo di fasci di ioni esotici	3
--	----------

1.1 - Introduzione	3
1.2 - Il progetto SPES ai Laboratori Nazionali di Legnaro	5
1.3 - La produzione di fasci di ioni radioattivi (SPES- β)	6
1.4 - Configurazione della <i>facility</i>	7
1.4.1 - L'acceleratore primario	8
1.4.2 - Il target di produzione e il sistema di estrazione e di ionizzazione	9
1.4.3 - Sorgenti di ionizzazione	12
1.4.4 - Separatori magnetici e post accelerazione	14
1.5 - Applicazioni dei fasci di ioni esotici	15
1.5.1 - Applicazioni in fisica nucleare	15
1.5.2 - Applicazioni nella fisica dello stato solido	17
1.5.3 - Applicazioni in medicina nucleare.....	18
1.5.4 - Applicazioni in astrofisica.....	19
1.6 - Conclusioni.....	20

Capitolo 2 Le sorgenti di ionizzazione <i>hot-cavity</i>.....	21
--	-----------

2.1 - Il sistema <i>TIS</i> e la sorgente di ionizzazione <i>hot-cavity</i> del progetto SPES	21
2.2 - La teoria della ionizzazione	24
2.3 - L'affinità elettronica.....	25
2.4 - L'elettronegatività.....	26
2.5 - L'effetto termoionico e la ionizzazione per impatto elettronico	26
2.6 - La ionizzazione superficiale	28
2.6.1 - Effetto della temperatura.....	34
2.6.2 - Effetto del materiale costituente la <i>hot-cavity</i> [17].....	34
2.6.3 - Effetto della densità di ioni ed atomi neutri [17]	34
2.6.4 - Effetto della geometria della <i>hot-cavity</i> [17].....	34
2.6.5 - Effetto degli elettroni emessi per effetto termoionico [19].....	34
2.7 - La ionizzazione laser mediante la tecnica RILIS (<i>Resonant Laser Ion source</i>)	35
2.7.1 - Il problema dei contaminanti ionizzati superficialmente per sorgenti <i>RILIS</i>	36
2.8 - Conclusioni.....	38

Capitolo 3 Caratterizzazione termica della sorgente di ionizzazione superficiale e laser SPES mediante analisi numeriche elettro-termiche e misure sperimentali	39
--	-----------

3.1 - Basi teoriche per la costruzione del modello.....	39
3.1.1 - Il problema termico.....	40
3.1.2 - Il problema elettrico.....	42
3.2 - Analisi numeriche	42
3.2.1 - Il modello geometrico.....	42
3.2.2 - Il modello numerico	44
3.2.3 - Risultati Numerici	45
3.3 - Test sperimentali.....	48
3.4 - Confronto tra risultati numerici e sperimentali	50
3.5 - Conclusioni.....	52

Capitolo 4 Studio e sviluppo della tecnica <i>mass-marker</i>	53
4.1 - La tecnica <i>mass-marker</i>	53
4.2 - Caratterizzazione termica degli <i>oven</i>	56
4.3 - Procedura per la preparazione di un <i>mass-marker</i>	59
4.3.1 - Attrezzatura necessaria	60
4.3.2 - Procedura	61
4.4 - Lista delle soluzioni utilizzabili per la preparazione di un <i>mass-marker</i>	64
4.5 - Realizzazione di un apparato per la purificazione ad alta temperatura degli <i>oven</i>	66
4.5.1 - Design e ottimizzazione	67
4.5.2 - Realizzazione e test sperimentale	70
4.6 - Conclusioni	73

Capitolo 5 Caratterizzazione sperimentale della sorgente di ionizzazione superficiale presso l'apparato di test <i>front end</i>	75
5.1 - L'apparato di test <i>front end</i> per la produzione e caratterizzazione <i>off-line</i> di fasci di ioni	75
5.1.1 - La camera <i>target</i> e il setup della sorgente di ionizzazione superficiale	76
5.1.2 - Il sistema di estrazione e focalizzazione del fascio	77
5.1.3 - Il sistema di diagnostica di fascio	80
5.2 - Misure di efficienza di ionizzazione superficiale	83
5.2.1 - Modalità di test	83
5.2.2 - Misure di efficienza sperimentale	84
5.2.3 - Discussione dei risultati	91
5.3 - Stima della dissociazione e sublimazione dei <i>mass-marker</i>	94
5.4 - Misure di efficienza di ionizzazione superficiale con inversione della polarità del circuito riscaldante	99
5.5 - Misure di emittanza	99
5.6 - Conclusioni	101

Capitolo 6 Progettazione di una cella di Knudsen per la realizzazione di una camera <i>Time Of Flight</i>	103
6.1 - Introduzione alla camera TOF	103
6.1.1 - La cella di Knudsen	106
6.2 - Obiettivi e vincoli di progettazione della cella di Knudsen	108
6.3 - Design della cella Knudsen	110
6.3.1 - Ottimizzazione geometrica della cella di Knudsen	111
6.4 - Progettazione della configurazione definitiva della cella di Knudsen	115
6.4.1 - Analisi elettro-termica	116
6.4.2 - Analisi strutturale	118
6.5 - Conclusioni e sviluppi futuri	123

Conclusioni	125
--------------------------	------------

Appendice A Analisi elettrostatiche della sorgente di ionizzazione superficiale e laser del progetto SPES e simulazione del processo di estrazione mediante l'utilizzo di <i>Ansys® Particle Tracing</i>	127
---	------------

A.1 - Analisi elettrostatiche della sorgente di ionizzazione superficiale e laser del progetto SPES	127
A.1.1 - Analisi elettrostatiche con polarità diretta del circuito riscaldante	129
A.1.2 - Analisi elettrostatiche con inversione della polarità del circuito riscaldante	130
A.2 - Simulazione del processo di estrazione mediante l'utilizzo di <i>Ansys® Particle Tracing</i>	131
A.2.1 - Risultati ottenuti per polarità diretta del circuito riscaldante	131
A.2.2 - Risultati ottenuti per polarità invertita del circuito riscaldante	132
A.2.3 - Risultati ottenuti per gli elettroni emessi per effetto termoionico	133
A.3 - Comandi <i>Ansys® APDL</i> utilizzati	134
A.3.1 - Comando APDL utilizzato per l'analisi elettrostatica	134

A.3.2 - Comando APDL utilizzato per il *postprocessing* mediante *Ansys® Particle Tracing* 138

Appendice B Cleaning procedure for the metallic components composing the SPES target-ion source system.....141

B.1 - Ultrasonic cleaning.....	141
B.2 - Safety precaution.....	141
B.3 - Necessary equipment and materials	142
B.4 - Procedure	143

Appendice C Procedure for the assembly of the SPES surface and laser ion source147

C.1 - Introduction.....	147
C.2 - Required equipment.....	147
C.3 - Required components.....	147
C.4 - Assembly procedure.....	151
C.4.1 - Ion source assembly.....	151
C.4.2 - Ion source support assembly	152
C.4.3 - Transfer line assembly.....	153
C.4.4 - Transfer line auxiliary support assembly.....	154

Appendice D Esempi di comandi *Ansys® APDL* utilizzati per le analisi numeriche.....155

D.1 - Macro APDL per la grafite EDM-3®.....	155
D.2 - Comandi APDL utilizzati per le analisi elettro-termiche della cella di Knudsen	158
D.3 - Comandi APDL utilizzati per le analisi strutturali della cella di Knudsen	162

Appendice E Tavole costruttive.....165

Bibliografia167

Sommario

Dall'inizio del ventesimo secolo si è affermata la crescente importanza della fisica nucleare, aprendo nuovi campi di ricerca e portando alla creazione di nuove tecnologie. Molte di queste hanno poi conosciuto applicazioni in un vasto numero di campi, come la medicina, l'industria e la fisica applicata, arrivando talvolta addirittura a influenzare usi e costumi della società.

Nel corso degli anni l'Europa ha assunto la leadership in questo campo di ricerca e sta pianificando la costruzione di una nuova generazione di *facility* per la produzione di fasci radioattivi, con lo scopo di esplorare la materia esotica e di fornire un valido strumento per applicazioni di tipo medico ed industriale. All'interno del programma partecipa attivamente, con il progetto SPES (*Selective Production of Exotic Species*), anche l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) di Legnaro; tale progetto prevede la costruzione di una *facility* per la produzione di fasci di ioni radioattivi ricchi di neutroni (*neutron-rich*) e di alta qualità, nel range di massa compreso tra 80 e 160 uma.

La produzione di fasci di ioni radioattivi richiede l'impiego di tecnologie estremamente complesse ed innovative; come sarà descritto dettagliatamente in seguito, il progetto SPES prevede il bombardamento di un bersaglio (*target*) in carburo di uranio con un fascio primario in modo da generare, tramite una reazione nucleare, specie radioattive all'interno del *target* stesso. Tali particelle vengono successivamente estratte, ionizzate, separate in massa ed accelerate come fascio di ioni radioattivi.

Solitamente, il *target* si presenta come un unico blocco cilindrico racchiuso all'interno di una scatola in grafite; l'idea innovativa introdotta dal progetto SPES è la suddivisione del *target* in sette dischi opportunamente spazati; questo consente, a parità di volume, di aumentare la superficie di scambio termico radiativo tra il *target* e la scatola che lo contiene: tale particolare è di fondamentale importanza in quanto permette al *target* di smaltire con maggiore efficienza la potenza termica dissipata dal fascio protonico che lo investe (potenza stimata in circa 8 kW).

Gli isotopi prodotti vengono estratti dalla scatola grazie alla linea di trasferimento; attraverso tale dispositivo le particelle vengono indirizzate verso la sorgente di ionizzazione (*ion source*) dove avviene il processo di ionizzazione (ioni +1). La scelta della sorgente di ionizzazione è di fondamentale importanza, in quanto il suo funzionamento influenza l'intensità e la qualità del fascio radioattivo. A seconda del tipo di elemento di cui si vuole produrre il fascio, vengono impiegate sorgenti di ionizzazione differenti; in particolare si possono avere sorgenti con ionizzazione superficiale, sorgenti laser (RILIS), sorgenti al plasma (FEBIAD) o le sorgenti ECR (*Electron Cyclotron Resonance*).

Gli ioni prodotti dalla sorgente di ionizzazione vengono accelerati da un elettrodo estrattore in lega di titanio, che viene mantenuto ad una differenza di potenziale di 60 kV rispetto alla sorgente.

Lo studio del funzionamento, nonché lo sviluppo, del sistema *target-ion source* è assai complesso. Per tale motivo i Laboratori Nazionali di Legnaro hanno avviato delle strette collaborazioni con i Dipartimenti di Ingegneria Meccanica, di Scienze Chimiche e di Scienze Farmaceutiche dell'Università degli Studi di Padova, il CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* - Svizzera) ed i Laboratori di Oak Ridge (USA).

Il presente lavoro di tesi si inserisce nel progetto SPES, ed è volto allo studio, sviluppo e ottimizzazione della sorgente di ionizzazione superficiale e laser, la cui architettura è condivisa per entrambi i meccanismi di ionizzazione. La sorgente verrà studiata e caratterizzata al fine di verificarne le prestazioni in esercizio. Verrà inoltre effettuata una progettazione preliminare di una cella di Knudsen che verrà utilizzata per la realizzazione di una camera *Time Of Flight*, con l'obiettivo finale di valutare l'efficienza di ionizzazione di laser risonanti che verranno utilizzati per la ionizzazione selettiva degli isotopi fuoriuscenti dal *target*. Per le fasi di sviluppo e ottimizzazione descritte in questo lavoro di tesi sono stati usati il programma di modellazione geometrica tridimensionale Creo® ed il codice di calcolo agli elementi finiti Ansys® Mechanical APDL.

Questo elaborato si divide in sei capitoli, il cui contenuto viene di seguito brevemente riassunto:

Capitolo 1: La prima parte del capitolo si sofferma sulla descrizione della metodologia ISOL per la produzione di fasci di ioni radioattivi. Successivamente si passa ad illustrare le principali caratteristiche del progetto SPES, in fase di sviluppo presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. Infine vengono elencate le principali applicazioni dei fasci di ioni radioattivi nei campi di interesse della fisica nucleare, dell'astrofisica, della scienza dei materiali e della medicina;

Capitolo 2: In questo capitolo verrà innanzitutto descritta dettagliatamente l'architettura della sorgente superficiale e laser, considerando che essa è utilizzata per la produzione di fasci di isotopi radioattivi secondo entrambi i meccanismi di ionizzazione. Verranno poi presentati i principi fisici che stanno alla base della ionizzazione superficiale, con particolare attenzione alla descrizione dei parametri che ne influenzano, più o meno pesantemente, l'efficienza. Infine, verranno presentati i meccanismi di funzionamento della ionizzazione laser ed i possibili metodi per la riduzione dei contaminanti ionizzati superficialmente.

Capitolo 3: Considerando che, come si vedrà, la temperatura è il parametro che più influenza le prestazioni della sorgente, risulta particolarmente utile avere a disposizione uno strumento che permetta di descriverne le condizioni di temperatura in esercizio. A tal fine, in questo capitolo verranno descritti i passi principali per la creazione di un modello numerico capace di descrivere il comportamento termo-elettrico della sorgente di ionizzazione. Il modello verrà poi validato sperimentalmente mediante l'utilizzo di un apposito apparato di test.

Capitolo 4: In questo capitolo verrà descritta ed ottimizzata la tecnica *mass-marker*, la quale permette di iniettare isotopi stabili a livello del *target* e della sorgente di ionizzazione. Essa è utilizzata per la taratura dei sistemi di diagnostica ed ottica di fascio e per caratterizzare in termini di efficienza ed emittanza le sorgenti di ionizzazione. Verranno inoltre descritte le fasi di progettazione e test di un apparato di purificazione ad alta temperatura degli *oven*, ovvero dei dispositivi tubolari utilizzati nella tecnica *mass-marker* per l'evaporazione e diffusione degli atomi di interesse.

Capitolo 5: In questo capitolo, dopo una descrizione dell'apparato utilizzato per i test, verranno presentati i risultati della caratterizzazione della sorgente di ionizzazione superficiale in termini di efficienza di ionizzazione ed emittanza. I dati ottenuti verranno poi discussi e confrontati con quelli elaborati mediante relazioni teoriche.

Capitolo 6: Al fine di studiare in modo completo le prestazioni della sorgente di ionizzazione superficiale e laser del progetto SPES, è necessario un sistema che permetta la caratterizzazione del fenomeno di ionizzazione mediante laser risonanti (RLI). A tal proposito, presso i LNL, è in via di sviluppo una camera *Time Of Flight*, che servirà per testare il rendimento dei fasci laser che verranno utilizzati in futuro per la ionizzazione selettiva dei radioisotopi fuoriuscenti dal *target*. Per il funzionamento di tale apparato si rende necessario un dispositivo che metta a disposizione mediante effusione controllata un numero noto di atomi da ionizzare: tale funzione verrà assolta da una cella di Knudsen, le cui fasi di progettazione saranno presentate in questo capitolo.

Capitolo 1

Il progetto SPES ai Laboratori Nazionali di Legnaro: produzione ed utilizzo di fasci di ioni esotici

1.1 - Introduzione

Le proprietà della materia sono strettamente influenzate dalle caratteristiche degli atomi che la costituiscono, dalle loro interazioni e dalla loro disposizione nello spazio. Il livello atomico quindi costituisce la base fondamentale per poter studiare e comprendere la materia. In particolare la massa dell'atomo si concentra per lo più nel nucleo (circa il 99,9% del totale), di conseguenza è quest'ultimo che ne determina le caratteristiche principali e l'elemento di appartenenza. Il nucleo è costituito da particelle, genericamente dette nucleoni, tra le quali si possono distinguere i protoni e i neutroni. Tali particelle sono di massa molto simile tra loro (circa $1,67 \cdot 10^{-24}$ g), la differenza risiede nel fatto che i protoni sono dotati di carica elettrica positiva ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C), mentre i neutroni sono elettricamente neutri [1]. Il numero di protoni (Z) presenti in un atomo identifica in maniera esclusiva l'elemento di appartenenza, mentre il numero di neutroni (N) può essere variabile. La somma di questi due numeri viene detta numero di massa ed è convenzionalmente indicata con $A = Z + N$. Atomi con lo stesso numero di protoni ma diverso numero di neutroni sono detti isotopi dello stesso elemento, e vengono identificati mediante il numero di massa.

Poiché nel nucleo sono presenti particelle cariche dello stesso segno, tra di esse insorge un'azione repulsiva di tipo coulombiano che tende a rendere instabile il nucleo causandone la disgregazione. Tuttavia la stabilità e quindi l'integrità del nucleo è garantita dalla presenza di una forza nucleare detta interazione forte, la quale contrasta efficacemente la repulsione elettrostatica tra protoni carichi positivamente. Tale interazione si manifesta con particolare intensità in distanze tipiche delle dimensioni nucleari, per questo motivo la rottura di un nucleo richiede molta energia. Il ramo della fisica che si occupa della definizione studio delle proprietà dei nuclei è detto fisica nucleare.

I nuclei stabili (non radioattivi) in genere possiedono un egual numero di protoni e di neutroni [1], dal momento che la forza attrattiva tra neutroni e protoni è leggermente più intensa di quella tra nucleoni dello stesso tipo. Tuttavia per numeri di massa atomica superiore al 40 le forze elettrostatiche diventano più significative, spostando quindi la stabilità degli atomi verso quelli con numero di neutroni più elevato rispetto ai protoni. Infatti, l'aggiunta di un maggior numero di particelle neutre non alimenta l'azione della repulsione elettrostatica ma consente di aumentare solamente l'interazione nucleare. Tuttavia la presenza della forza coulombiana limita superiormente la presenza di atomi superpesanti. Infatti con l'aumento della massa dell'atomo si manifesta necessariamente un aumento delle sue dimensioni e quindi delle distanze tra i nucleoni. Questo si traduce in una perdita di efficacia dell'interazione nucleare forte, che è un'azione a corto raggio, rendendo quindi il nucleo instabile. Tali informazioni sono rappresentate dalla carta dei nuclidi (Fig. 1.1).

La carta dei nuclidi individua gli isotopi in base al loro numero di neutroni e di protoni. In ordinata sono posti il numero di protoni (Z), mentre l'asse delle ascisse rappresenta il numero di neutroni (N). In nero sono indicati i nuclei stabili, e come già enunciato, si osserva che a bassi numeri di massa i nuclei stabili sono distribuiti pressoché lungo una retta inclinata di 45° ($Z=N$). I nuclei con eccesso o difetto di neutroni (chiamati rispettivamente *proton-rich* e *neutron-rich*) sono distanti dalla valle di stabilità e decadono con emissione di particelle o radiazioni elettromagnetiche a seconda della loro natura.

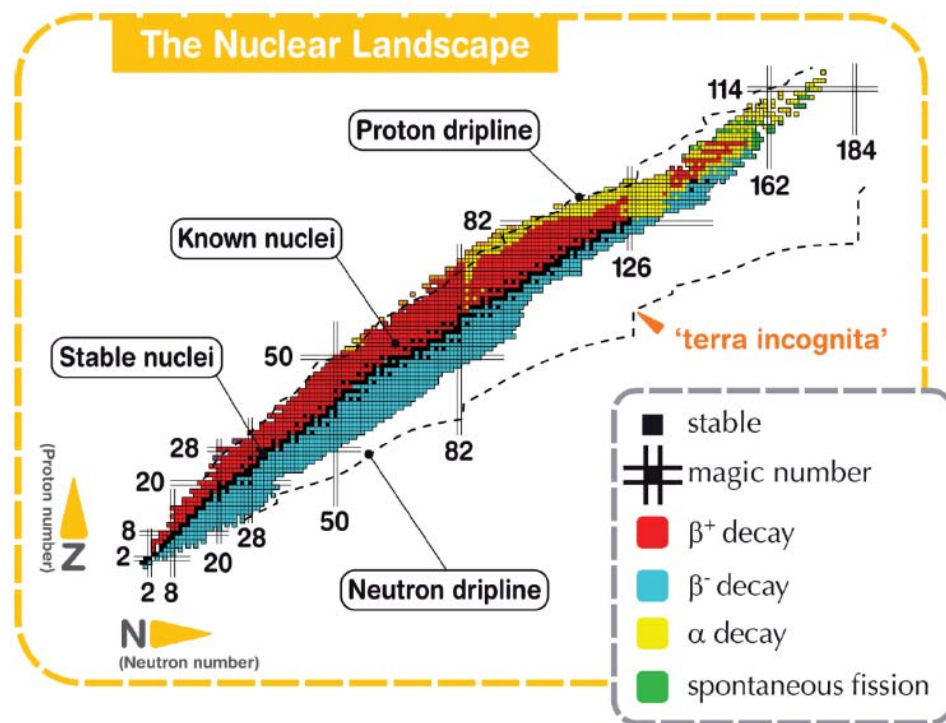


Fig. 1.1 Carta dei nuclidi [2].

Esistono quattro possibili tipologie di decadimenti nucleari [1]:

- Decadimento alfa: Tipico di atomi con $Z > 83$, avviene per mezzo dell'emissione di una particella α . Tali particelle equivalgono ad un nucleo di ${}^4\text{He}$ (2 protoni e 2 neutroni), pertanto il risultato è la diminuzione sia del numero di massa A , che del numero atomico Z secondo lo schema:

$$Z_D = Z - 2$$

$$A_D = A - 4$$
Dove Z_D e A_D sono rispettivamente il numero atomico e il numero di massa dopo il decadimento.
- Decadimento beta, che si può manifestare secondo due schemi di reazione:

$$n \rightarrow p^+ + \beta^- + \bar{\nu}$$

$$p^+ \rightarrow n + \beta^+ + \nu$$
Nel primo caso si ha il decadimento β^- , caratteristico dei nuclidi rappresentati in blu in Fig. 1.1, cioè isotopi con un eccesso di neutroni e quindi al di sotto della valle di stabilità. L'emissione di particelle β^- comporta la perdita dei neutroni in eccesso, e quindi la tendenza ad avvicinarsi alla valle di stabilità. Il decadimento consiste nella trasformazione di un neutrone in un protone, accompagnato dalla perdita di una particella β^- (elettrone) e di un antineutrino in modo da garantire il bilanciamento della reazione sia per la carica che per la massa.
Il secondo schema di reazione invece è chiamato decadimento β^+ ed è tipico dei nuclei con eccesso di protoni e quindi al di sopra della valle di stabilità (in rosso in Fig. 1.1). Tali nuclidi tendono a trasformare i protoni in neutroni per riacquisire stabilità, con emissione di un positrone (β^+) e di un neutrino.
- Fissione spontanea: avviene in alcuni nuclei molto pesanti (in verde in Fig. 1.1) e consiste nella loro spontanea suddivisione in due diversi atomi. Ad esempio l'isotopo ${}^{252}_{98}\text{Cf}$ dà luogo spontaneamente alla reazione ${}^{252}_{98}\text{Cf} \rightarrow {}^{140}_{54}\text{Xe} + {}^{108}_{44}\text{Ru} + \frac{1}{0}\text{n} + Q$, in cui Q è l'energia liberata nel processo.
- Emissione di raggi γ : è in genere una forma di decadimento successiva o contemporanea ad una di quelle elencate in precedenza in quanto consiste solamente nell'emissione di radiazioni elettromagnetiche e non provoca alcuna variazione a livello delle specie atomiche inte-

ressate. Tale fenomeno è imputabile al fatto che i nuclei neoformati, chiamati nuclei figli, sono caratterizzati spesso da uno stato di eccitazione che provoca l'emissione di radiazione elettromagnetica ad alta frequenza.

Attualmente sono state studiate le proprietà nucleari di circa 3600 nuclei, che possono essere prodotti con più o meno facilità nelle diverse *facility* nel mondo. I nuclei radioattivi sono chiamati esotici e in base a stime calcolate secondo modelli teorici, si ritiene che possano essere fino a 6000. Tali nuclei si trovano all'interno delle *driplines*, indicate in Fig. 1.1, linee che delimitano il campo di esistenza di possibili nuclei e oltre le quali l'instabilità sarebbe tale da impedirne l'esistenza. Sono ancora molti i nuclei incogniti all'interno di questo campo, soprattutto nella regione dei nuclei *neutron-rich*, cioè al di sotto della valle di stabilità.

La carta dei nuclidi (Fig. 1.1) fornisce inoltre alcune indicazioni su particolari numeri di protoni o neutroni, detti numeri magici. Tali numeri corrispondono a configurazioni nucleari (numero di nucleoni) che rendono il nucleo particolarmente stabile. Numeri magici sono ad esempio 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Nuclei che hanno sia il numero di protoni che il numero di neutroni uguale ad uno dei numeri magici sono ancora più stabili e sono detti nuclei doppiamente magici. I nuclei doppiamente magici presenti in natura sono quattro e sono: ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{208}\text{Pb}$.

Lo studio dei nuclei instabili ha aperto nuovi campi di ricerca in fisica nucleare e ha portato ad importanti applicazioni in fisica dello stato solido, astrofisica ed infine in medicina nucleare grazie allo studio e alla produzione di radionuclidi per la terapia e la diagnosi.

1.2 - Il progetto SPES ai Laboratori Nazionali di Legnaro

SPES (*Selective Production of Exotic Species*) è un progetto multidisciplinare il cui principale obiettivo è quello di creare un apparato sperimentale in grado di produrre fasci di ioni radioattivi, chiamati RIB (*Radioactive Ion Beam*), per studi di fisica nucleare fondamentale e per lo studio di nuclei atomici instabili. Tali nuclei non sono presenti naturalmente, ma sono prodotti durante le fasi conclusive della vita delle stelle, dalle quali tutti gli elementi sono generati.

Al giorno d'oggi la maggior parte delle conoscenze a proposito delle proprietà nucleari deriva dallo studio dei nuclei localizzati nella valle di stabilità o da nuclei con una carenza di neutroni. Si ritiene che lo studio di nuclei atomici con un largo eccesso di neutroni o protoni possa consentire la scoperta di nuove proprietà della struttura nucleare.

Sono state previste quattro fasi per il progetto:

- SPES- α : questa fase prevede l'acquisizione, l'installazione e la messa in opera di un ciclotrone ad alte prestazioni con un'alta corrente in uscita (~ 0.7 mA) e ad alta energia (fino a 70 MeV¹), oltre all'infrastruttura per l'acceleratore e alle aree sperimentali. Il ciclotrone sarà provvisto di due porte di uscita per consentire la realizzazione della doppia missione del laboratorio: la ricerca di base e le applicazioni tecnologiche. Uno dei due fasci sarà dedicato alla *facility* di fisica nucleare, per la produzione di ioni ricchi di neutroni per collisione di protoni su un *target* di UC_x , il secondo sarà dedicato a studi di fisica applicata;
- SPES- β : prevede l'accelerazione di specie *neutron-rich* verso adatti *target*. Nelle collisioni verranno prodotti nuclei nuovi, con un largo eccesso di neutroni, simili a quelli generati nelle fasi terminali della vita delle stelle e che non sono presenti sulla Terra, a causa della loro brevissima vita. La ricerca in questo ambito rappresenta una nuova frontiera della fisica per estendere la conoscenza di nuclei in condizioni estreme e per fornire informazioni di base nello studio dell'evoluzione stellare;
- SPES- γ : questa fase riguarda la produzione di radionuclidi di interesse medico mediante l'uso del ciclotrone SPES- α . L'obiettivo è la produzione di radiofarmaci innovativi (come quelli basati su Sr-82/Rb-82 e Ga-68/Ge-68) e di radionuclidi convenzionali con nuovi approcci basati sull'uso dell'acceleratore;

¹ In fisica l'elettronvolt (simbolo eV) è un'unità di misura dell'energia, molto usata in ambito atomico e subatomico. Viene definito come l'energia guadagnata (o persa) dalla carica elettrica di un singolo elettrone, quando viene mosso nel vuoto tra due punti di una regione in cui ha sede un potenziale elettrostatico, tra i quali vi è una differenza di potenziale pari a 1 V.

- SPES- δ : prevede lo sviluppo di un'intensa sorgente neutronica, dal ciclotrone e/o da un acceleratore lineare ad alta intensità basato sulla *radio-frequency quadrupole technology* (RFQ). Applicazioni della sorgente neutronica si estendono dall'astrofisica nucleare, alla caratterizzazione dei rifiuti nucleari o a trattamenti sperimentali di tumori.

1.3 - La produzione di fasci di ioni radioattivi (SPES- β)

La produzione di fasci di ioni radioattivi richiede la costruzione di apparati, detti *facility*, capaci di produrre RIB di elevata purezza, intensità ed energia. In Europa e nel resto del mondo vi sono numerose *facilities* operanti per la produzione di fasci radioattivi; la maggior parte di esse sono basate sulla tecnica ISOL [3]. La tecnica ISOL (*Isotope Separation On-Line*) consiste nella separazione degli isotopi in linea. *Facility* di questa tipologia sono generalmente composte da (Fig. 1.2):

- l'acceleratore primario;
- il complesso *target*-sistema di estrazione e ionizzazione;
- il *front end*;
- i separatori di massa ed isobari;
- il post acceleratore.

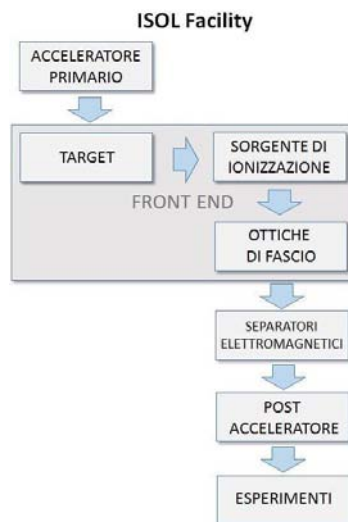


Fig. 1.2 Schema di una facility di tipo ISOL.

L'acceleratore primario è studiato per fornire un fascio di particelle della voluta energia che viene quindi fatto collidere su un bersaglio (*target*) di materiale fissile. In quest'ultimo, a seguito di reazioni nucleari di vario tipo (fissione, spallazione, frammentazione, ecc.), si ha la generazione di isotopi radioattivi. I radioisotopi così prodotti possono uscire dal target ed essere ionizzati; grazie alla carica acquisita possono quindi essere estratti ed accelerati con una differenza di potenziale, formando un fascio di particelle radioattive (RIB). Il primo stadio di accelerazione avviene nel *front end* in cui il fascio viene opportunamente focalizzato e successivamente separato in massa tramite dei separatori elettromagnetici. L'azione di tali separatori permette di ottenere un fascio chimicamente ed isobaricamente puro. Infine il fascio è accelerato dal post-acceleratore al livello di energia richiesto dal particolare esperimento.

L'intensità del fascio radioattivo prodotto è usualmente descritta dall'eq. 1.1:

$$I = \sigma \cdot \Phi \cdot N \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 \quad (1.1)$$

dove:

- σ è la sezione d'urto per le reazioni nucleari, ossia la probabilità che avvenga una certa reazione nucleare;

- Φ è l'intensità del fascio primario;
- N è lo spessore del *target*;
- ε_1 è l'efficienza di rilascio del *target*;
- ε_2 è l'efficienza di ionizzazione;
- ε_3 è l'efficienza del processo di estrazione e trasporto.

Una corretta configurazione del complesso *target* – sistema di estrazione e ionizzazione è cruciale per un efficiente funzionamento di una *facility* di tipo ISOL.

Gli obiettivi che stanno alla base del dimensionamento sono:

- la riduzione del tempo di ritardo;
- la massimizzazione della produzione senza deterioramento della purezza del fascio.

La separazione dei prodotti radioattivi dal substrato del *target* e l'estrazione dei nuclei esotici, sono processi fortemente dipendenti dalla temperatura; infatti all'aumentare del livello termico, la velocità di diffusione delle particelle manifesta un incremento. Ciò risulta importante soprattutto per atomi radioattivi a breve emivita, in quanto un rapido rilascio evita una perdita di questi atomi per decadimento. Per questo motivo il sistema deve essere mantenuto alla maggior temperatura possibile.

In ambito europeo le opportunità scientifiche offerte dai RIB ed i notevoli problemi tecnologici ad essi associati hanno portato la comunità scientifica a proporre la costruzione di una rete di *facility* complementari, definite di *intermedia generazione*, fondamentali per arrivare alla costruzione di un'unica grande *facility* europea di tipo ISOL, chiamata EURISOL [2]. Data la portata di tale progetto, sono coinvolti nell'iniziativa i principali laboratori nucleari europei con l'obiettivo dello studio e della progettazione di una struttura per la produzione di fasci di ioni radioattivi di qualità significativamente superiore a quella attualmente disponibile. In tale direzione sono orientati anche i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL), presso i quali è in corso la costruzione di una *facility* ISOL per la produzione di fasci di ioni esotici: il progetto SPES (*Selective Production of Exotic Species*) [4]. Tale progetto è coordinato a livello nazionale da INFN, Dipartimenti di Ingegneria Meccanica e di Scienze Chimiche dell'Università degli Studi di Padova e a livello internazionale prevede strette collaborazioni con i laboratori del CERN (Svizzera) e di Oak Ridge (USA).

1.4 - Configurazione della *facility*

La *facility* è principalmente dedicata alla produzione di radioisotopi *neutron-rich* con masse da 80 a 160 una a seguito di fissione di ^{238}U con una resa massima di 10^{13} fissioni/s; la fissione è resa possibile dal bombardamento con un fascio protonico a 40 MeV, detto fascio primario, di un adeguato *target* costituito da sette dischi in carburo di uranio (UC_x). Essendo il livello di radioattività stimato nel *target* di produzione molto elevato, è necessaria la progettazione di speciali infrastrutture in modo da garantire la sicurezza in termini di radioprotezione. In Fig. 1.3 viene mostrata una schematica rappresentazione della *facility*.

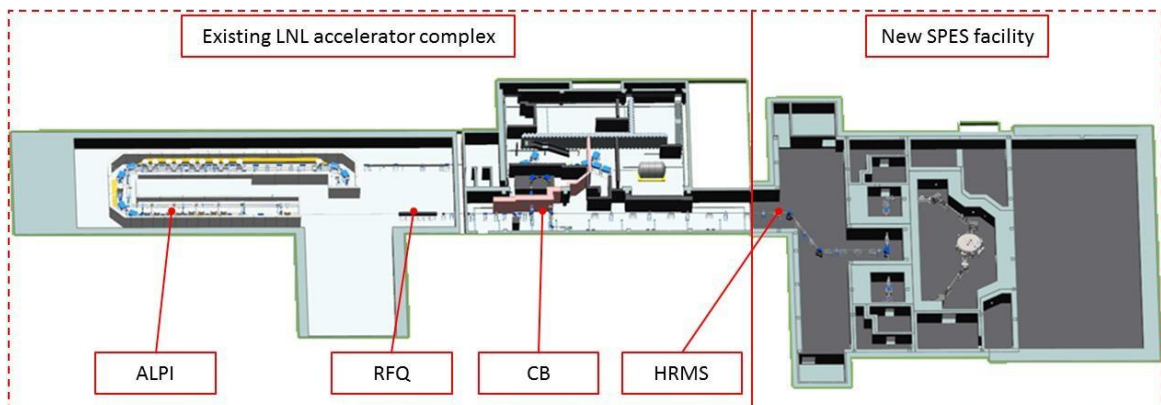


Fig. 1.3 Layout del progetto SPES.



Fig. 1.4 Collocazione dell'edificio SPES all'interno dei Laboratori Nazionali di Legnaro.

Vengono di seguito descritti i principali elementi che compongono la *facility*.

1.4.1 - L'acceleratore primario

L'acceleratore primario ha la funzione di produrre un fascio protonico in grado di colpire il *target* di carburo di uranio in cui avviene la reazione di fissione nucleare. L'acceleratore utilizzato per la *facility* SPES è un ciclotrone. Tale dispositivo è in grado di garantire le performance richieste per la produzione di fasci di ioni esotici ed offre la possibilità di utilizzare una seconda linea di fascio in modo completamente indipendente. Il mercato offre oggi la possibilità di produrre, con la tecnologia del ciclotrone, fasci di intensità molto vicina alle richieste del progetto SPES. Il ciclotrone scelto per il progetto SPES è il BEST 70p, sviluppato dalla Best Cyclotron e mostrato in Fig. 1.5, il quale è in grado di fornire due fasci di protoni indipendenti fino a 70 MeV ed aventi una corrente massima di 750 μA .

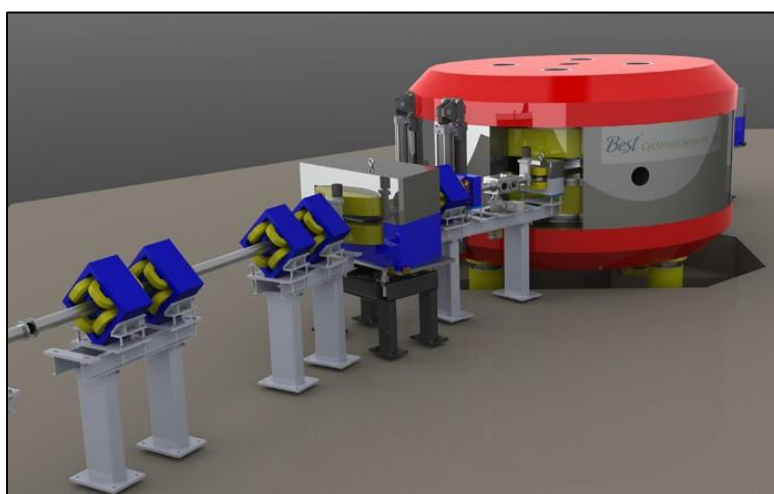


Fig. 1.5 Il ciclotrone BEST 70p.



Fig. 1.6 Fasi di installazione del ciclotrone nell'edificio SPES. Maggio 2015.

1.4.2 - Il target di produzione e il sistema di estrazione e di ionizzazione

Sia il target di produzione dei radioisotopi, sia il sistema di estrazione e ionizzazione degli stessi sono contenuti all'interno di una camera di forma cilindrica (camera *target*), la quale viene raffreddata mediante un opportuno circuito dell'acqua per le elevate potenze in gioco (vedi Fig. 1.3). Sempre a causa delle alte temperature, per evitare l'ossidazione dei componenti presenti, l'interno della camera viene mantenuto in condizioni di alto vuoto (con pressioni dell'ordine dei 10^{-6} mbar), condizione necessaria per aumentare il cammino libero medio delle particelle radioattive prodotte.

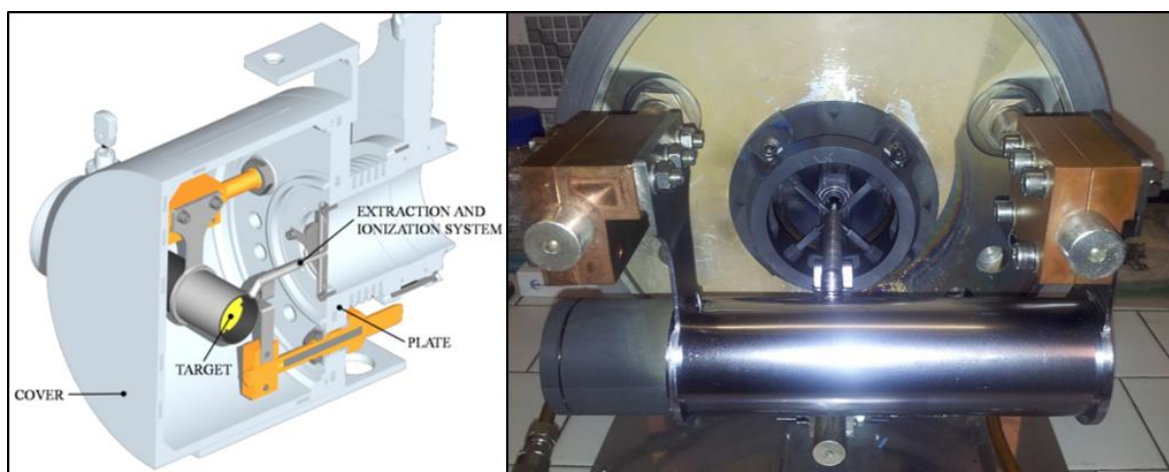


Fig. 1.7 Rappresentazione della camera target del progetto SPES.

Il target è composto da sette dischi coassiali in UC_x , aventi 40 mm di diametro e circa 1 mm di spessore ed opportunamente distanziati in direzione assiale, al fine di dissipare attraverso radiazione termica la potenza sviluppata dal fascio di protoni. Essi sono contenuti in una scatola (*box*), un tubo cavo di grafite, avente un diametro esterno e una lunghezza di 49 e 200 mm rispettivamente (vedi Fig. 1.8). Il fascio di protoni, prima di impattare contro i dischi, attraversa una finestra in grafite molto sottile per non attenuare l'intensità del fascio, ma di fondamentale importanza poiché consente di schermare la zona attiva e di evitare un eccessivo raffreddamento del materiale fissile in corrispondenza dell'ingresso del fascio. Dopo aver investito la finestra di grafite e i dischi di UC_x , il fascio primario va a impattare su tre *dumper* e sul fondo scatola (*box base*); questi elementi provvedono sia all'assorbimento definitivo del fascio, per evitare l'attivazione della camera esterna, sia ad evitare la fuoriuscita di particelle dal lato posteriore del target.

La *box* deve mantenere la temperatura media di 2000 °C, in modo da migliorare l'estrazione dei prodotti di fissione. Essendo la potenza del fascio di protoni non sufficiente a portare il target al livello di temperatura richiesto, è necessario introdurre un dispositivo indipendente avente la funzione di riscaldare e schermare il *target*. Inoltre, il sistema di riscaldamento supplementare consente di evitare improvvisi sbalzi di temperatura molto pericolosi per l'integrità strutturale dei dischi. Il riscaldatore

(*heater*) è composto da un tubo molto sottile saldato ai bordi a due ali direttamente collegate a morsetti in rame; attraverso i morsetti è possibile far dissipare per effetto Joule il desiderato quantitativo di potenza al riscaldatore. La dissipazione di potenza (dovuta all'effetto Joule) in aggiunta al calore sviluppato dalla fissione nucleare, fa in modo che la temperatura del sistema scatola-dischi sia mantenuta al valore di utilizzo. Il materiale scelto per il riscaldatore è il tantalio, altamente resistente alla corrosione, in grado di condurre energia elettrica e termica e di raggiungere temperature molto elevate [5].

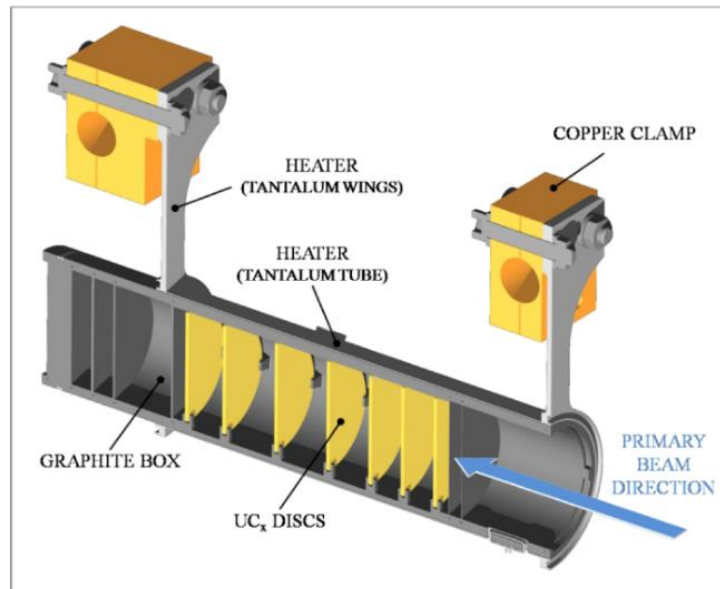


Fig. 1.8 Il target SPES.

Il processo di fissione nucleare, che si manifesta quando il fascio di protoni investe i sette dischi in carburo di uranio, produce nuclei radioattivi aventi massa compresa tra gli 80 ed i 160 uma; per la produzione di un RIB, la specie esotica desiderata deve essere estratta dal *target* e ionizzata. Tale processo richiede del tempo e non può essere applicato ad isotopi aventi una vita media inferiore a poche decine di millisecondi.

Il processo di estrazione avviene mediante la linea di trasferimento (*transfer line*), attraverso la quale gli isotopi in uscita dal target vengono indirizzati verso la sorgente di ionizzazione (*ion source*) dove sono ionizzati positivamente (ioni 1+). Nell'attuale configurazione la *transfer line* è un tubo sottile di tantalio saldato al riscaldatore ad un'estremità e connesso meccanicamente alla sorgente di ionizzazione all'estremità opposta (vedi Fig. 1.11). Come accade per il riscaldatore, anche il sistema di trasferimento e ionizzazione viene riscaldato mediante dissipazione di potenza per effetto Joule; in questo modo la temperatura della sorgente arriva fino ai 2200 °C.

A seconda del potenziale di ionizzazione dell'elemento possono essere utilizzati diversi metodi di ionizzazione. Il potenziale di ionizzazione è rappresentato dall'energia necessaria per portare un elettrone della sfera di valenza ad una distanza infinita dall'atomo. Metalli alcalini e alcalino-terrosi hanno bassi potenziali di ionizzazione per cui una energia relativamente bassa sarà richiesta per ottenere la loro ionizzazione. In questo caso si può optare per l'uso di una sorgente di ionizzazione superficiale (SIS - *Surface Ion Source*), descritta in seguito più dettagliatamente. Altri tipi di sorgenti utilizzabili nel *front end* SPES sono la sorgente di ionizzazione al plasma (PIS - *Plasma Ion Source*), in grado di ionizzare elementi con alto potenziale di ionizzazione, ma senza selettività e la sorgente di ionizzazione laser (LIS - *Laser Ion Source*) in grado di ionizzare selettivamente elementi con medio potenziale di ionizzazione. In Fig. 1.9 vengono visualizzati gli elementi e il metodo di ionizzazione preferibile per ciascuno. Gli elementi di transizione da $Z = 40$ a $Z = 46$ sono prodotti nel target, ma non estratti per la loro bassa volatilità (refrattari). In sono invece illustrati i radionuclidi che verranno prodotti nel progetto SPES, dove la legenda si riferisce al numero di particelle prodotte per secondo.

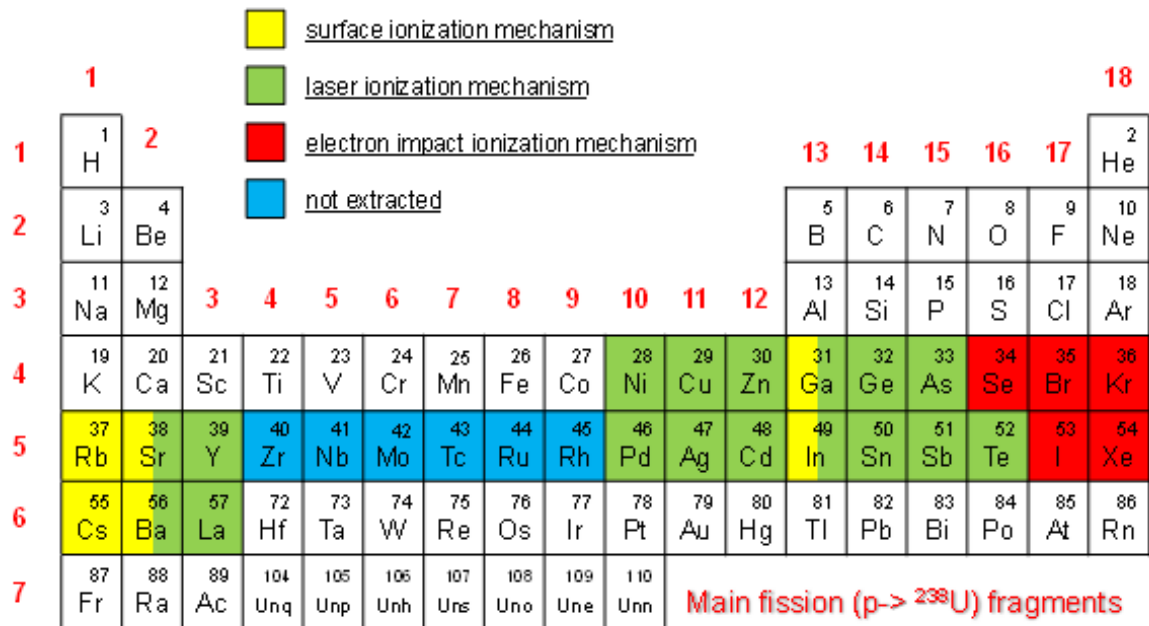


Fig. 1.9 Tavola periodica rappresentante i principali elementi prodotti dalla fissione dei dischi in carburo di uranio e i rispettivi metodi di ionizzazione preferenziali.

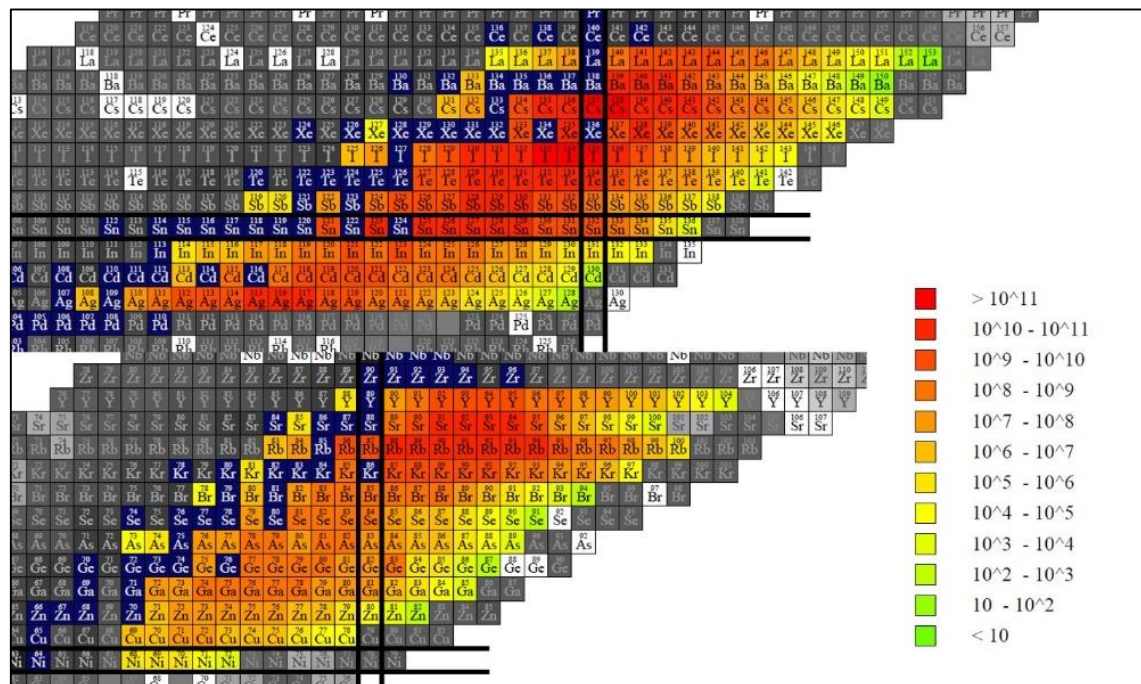


Fig. 1.10 Radionuclidi che produrrà il progetto SPES. La legenda si riferisce al numero di particelle prodotte per secondo.

La camera *target* è collegata al *front end* e tra i due componenti è presente una differenza di potenziale ($V_{camera} - V_{front-end}$) pari a 40 kV. Per questo è necessario, al fine di evitare il contatto diretto, interporre un isolante elettrico. La differenza di potenziale presente attira gli ioni radioattivi verso il *front end*; in particolare il componente che accoglie gli ioni in uscita dalla sorgente di ionizzazione è un elettrodo realizzato in lega di titanio (Ti_6Al_4V) e visibile in Fig. 1.11. Il fascio di ioni radioattivi verrà, dopo il passaggio attraverso i separatori elettromagnetici ed il post acceleratore, inviato alle sale sperimentali.

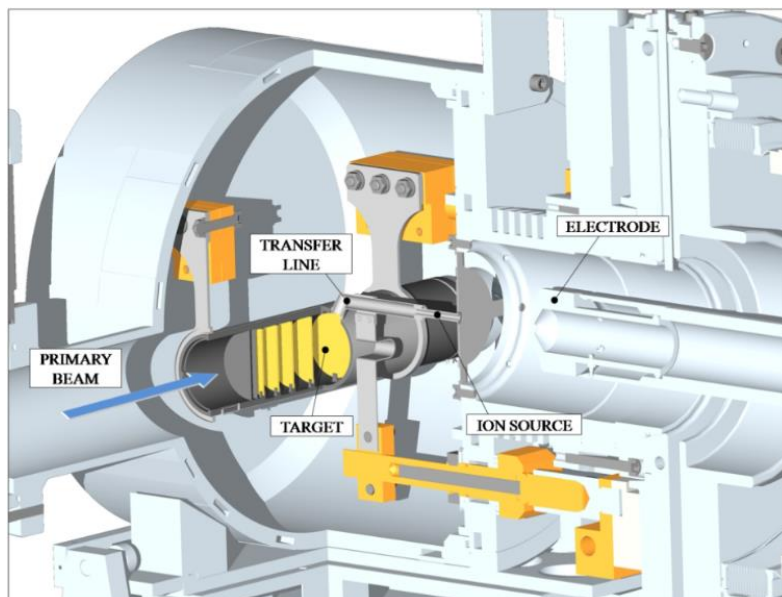


Fig. 1.11 Rappresentazione del sistema di estrazione e ionizzazione del progetto SPES.

1.4.3 - Sorgenti di ionizzazione

Di seguito sono elencati le tipologie di sorgenti di ionizzazione che verranno utilizzate nell'ambito del progetto SPES. I principi fisici della ionizzazione superficiale e laser e l'architettura delle rispettive sorgenti verranno poi approfonditi in dettaglio nel Capitolo 2.

Surface Ion Source (SIS)

In questo tipo di sorgente di ionizzazione, l'impatto degli isotopi radioattivi provenienti dal target sulla superficie interna della sorgente causa la ionizzazione. Tale procedimento è possibile se la minima energia necessaria per rimuovere un elettrone da una superficie (funzione di lavoro) è maggiore del potenziale di ionizzazione dell'isotopo. In questo caso si riescono a produrre con elevata efficienza ioni positivi per elementi con potenziale di ionizzazione inferiore alla funzione di lavoro del renio, pari a circa 5 eV. L'elevata temperatura a cui si trova la sorgente di ionizzazione permette di avere un processo di ionizzazione efficiente e selettivo ma soltanto per gli elementi del primo e del secondo gruppo. E' proprio questo lo svantaggio principale del metodo.

In ogni caso si devono predisporre dei separatori elettromagnetici in grado di selezionare in base alla massa gli isotopi che si vogliono nel fascio. Nonostante questa operazione, la purezza del fascio non sarà comunque garantita perché ci possono comunque essere isotopi di diverse specie isobari, aventi cioè lo stesso numero di massa A ma diverso numero atomico Z (esempio il ^{132}Cs e lo ^{132}Sn). Per dividere tali elementi sono necessari separatori isobari, che sono dispositivi molto complicati, costosi e poco affidabili, che comportano inoltre notevole una notevole riduzione dell'intensità del fascio.

Resonant Ionization Laser Ion Source (RILIS)

Il metodo RILIS è, ad oggi, il più potente strumento per la produzione di fasci di ioni radioattivi per le facility di tipo ISOL, in quanto permette un processo di ionizzazione selettiva e garantisce la soppressione di contaminazioni indesiderate a livello della sorgente di ionizzazione. Il la sorgente di ionizzazione laser utilizza un tipo di architettura identica a quella della sorgente di ionizzazione superficiale (SIS), con la differenza che, in questo caso, un laser viene proiettato all'interno della sorgente come illustrato in Fig. 1.12.

Tale laser è composto dalla sovrapposizione di più raggi (due o tre a seconda dell'elemento chimico da ionizzare) aventi lunghezze d'onda e quindi frequenze differenti, corrispondenti a diversi valori energetici dei fotoni emessi. Esso irradia gli isotopi e fornisce loro energia necessaria per far compiere all'elettrone più esterno dei salti quantici verso orbitali ancor più lontani dal nucleo, fino alla separazione dell'atomo. In questo modo si ha formazione di uno ione positivo $1+$.

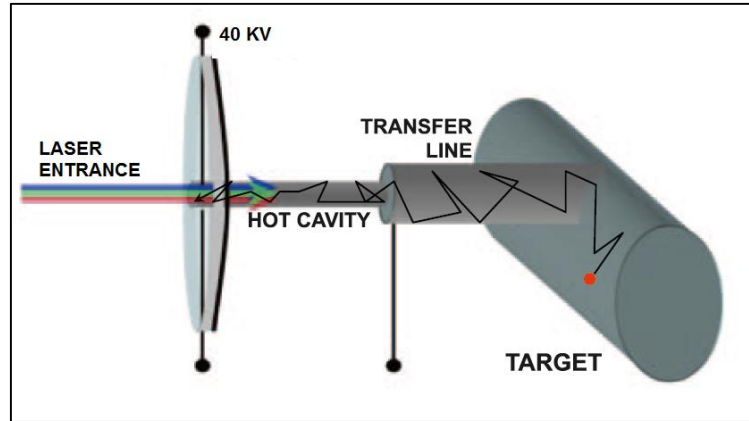


Fig. 1.12 Schema di funzionamento della RILIS [6].

La metodologia RILIS permette di ionizzare soltanto isotopi radioattivi della specie di interesse, producendo un fascio nel quale le contaminazioni sono minime. A causa dell'architettura della sorgente, tuttavia, alcuni elementi (in particolare il cesio) vengono ionizzati per strisciamento, provocando così imperfezioni che, se non opportunamente corrette o attenuate, andranno a contaminare il fascio.

Plasma ion source (PIS)

Questo tipo di sorgente utilizza per la ionizzazione la tecnica FEBIAD (*forced electron beam induced arc discharge*), in cui gli atomi vengono ionizzati a causa dell'impatto con elettroni accelerati per effetto termoionico. Il processo avviene in una struttura costituita da un catodo e da un anodo. Il catodo viene riscaldato grazie al passaggio di una corrente continua di 330-340 A e si porta ad alta temperatura. Questa conferisce agli elettroni un'energia superiore a quella di legame con l'atomo tanto che si verifica l'emissione di elettroni da parte del catodo in una camera che funge da anodo. All'interno di questa camera gli elettroni rilasciati dal catodo, che vengono accelerati da una differenza di potenziale tipicamente di 150V, vengono a contatto con gli atomi da ionizzare: l'impatto elettronico causa la perdita di un elettrone da parte degli atomi dell'anodo (ioni positivi) creando quindi un plasma. Nella *facility* ISOLDE del CERN viene usata una sorgente di ionizzazione al plasma di tipo FEBIAD chiamata MK5. Nell'ambito del progetto SPES un prototipo di questa sorgente è stato realizzato, testato e ottimizzato dal punto di vista elettro-termico. Questo tipo di sorgente è in grado di ionizzare qualsiasi tipo di elemento, anche se con efficienze inferiori rispetto alle tecniche laser e superficiale.

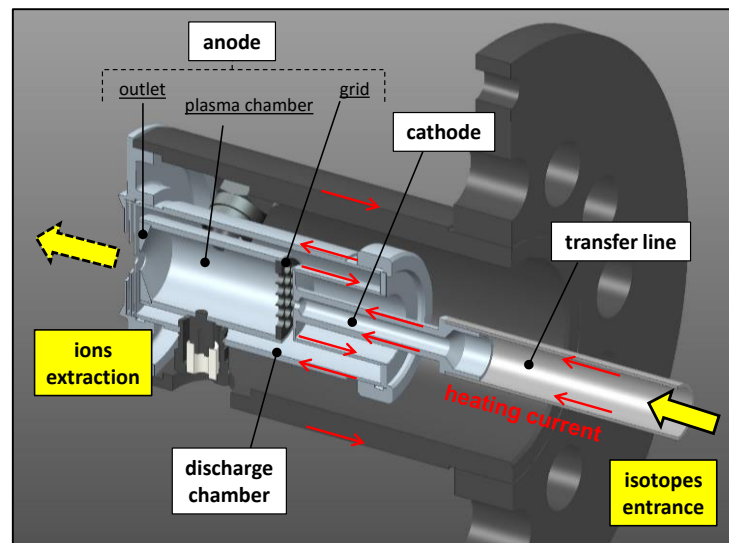


Fig. 1.13 Schema di funzionamento di una sorgente di ionizzazione di tipo FEBIAD [7].

1.4.4 - Separatori magnetici e post accelerazione

Il fascio estratto dalla sorgente di ionizzazione è sottoposto ad una prima fase di purificazione nella quale, attraverso un separatore di massa (*Wien Filter*), viene intrappolata una grande quantità di contaminanti. La risoluzione di tale dispositivo ($M/\Delta M$, dove per M si intende la massa dell'isotopo) è pari a circa 300; si riescono così a separare in base alla massa i vari elementi. In Fig. 1.14 una rappresentazione del *front end* di SPES.

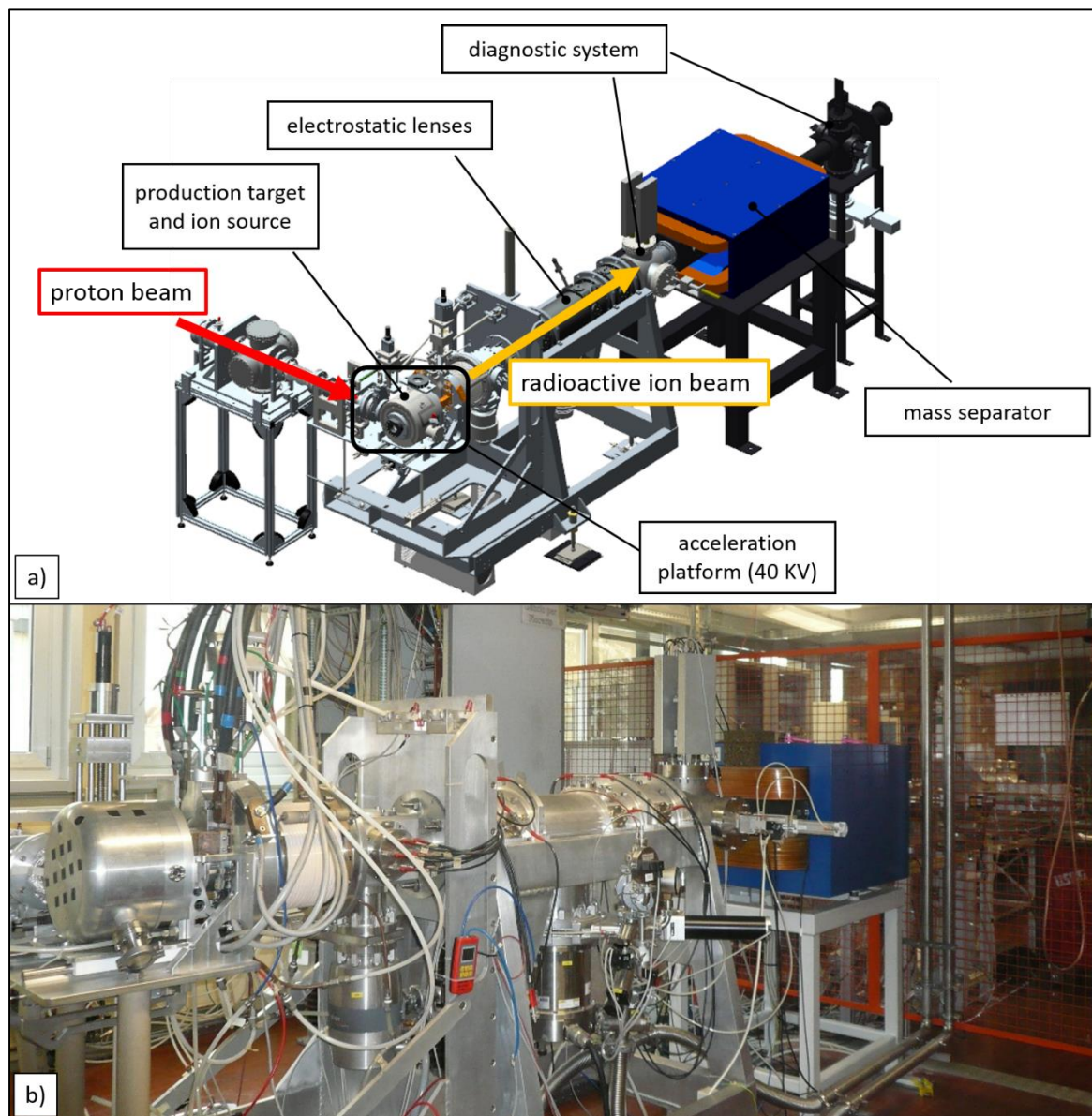


Fig. 1.14 Il front end di SPES per la produzione di fasci di isotopi radioattivi (utilizzo on-line) **a)** e l'apparato di test realizzato per la produzione di fasci di ioni stabili (utilizzo off-line) **b).**

Il separatore di massa è seguito da un separatore isobaro, avente una risoluzione pari a 15000, e che permette quindi di separare gli isotopi come il ^{132}Cs e lo ^{132}Sn tra loro isobari.

A questo punto il fascio radioattivo può essere direttamente convogliato alle sale sperimentali ed utilizzato in esperimenti che richiedono fasci radioattivi di bassissima energia, oppure essere post accelerato. La post accelerazione viene ottimizzata mediante l'impiego di un *Charge Breeder*, un dispositivo in grado di incrementare la carica degli ioni prima dell'iniezione del fascio esotico in un RFQ, che rappresenta il primo stadio di post accelerazione prima dell'ingresso in ALPI.



Fig. 1.15 A sinistra, un tratto del linac ALPI. In evidenza i criostati, recipienti che contengono ed isolano termicamente le cavità superconduttive (a $T=-269$ °C). A destra, l'interno di un criostato, con 4 cavità acceleranti su base di rame.

1.5 - Applicazioni dei fasci di ioni esotici

I fasci di ioni esotici hanno suscitato, nel corso degli anni, un crescente interesse dovuto alle loro molteplici applicazioni non solo nel campo della fisica nucleare ma anche in astrofisica, medicina e fisica dello stato solido. Nei prossimi paragrafi viene data una breve panoramica delle applicazioni nei vari ambiti di ricerca.

1.5.1 - Applicazioni in fisica nucleare

Sono elencate di seguito le principali applicazioni nell'ambito della fisica nucleare.

Miglioramento e verifica del modello standard

L'attuale modello su cui si basa la fisica nucleare comprende tre delle quattro interazioni fondamentali, cioè l'interazione nucleare forte, l'elettromagnetismo e l'interazione nucleare debole (queste ultime talvolta identificate con il termine interazione elettrodebole) e descrive la funzione e le proprietà di tutte le particelle (note ed osservate) che costituiscono la materia. Sebbene tale modello abbia avuto un notevole successo l'aspetto poco soddisfacente è che è stato costruito facendo uso di alcune assunzioni ad hoc non ancora pienamente verificate. Per chiarire l'origine e confermare la validità di tali assunzioni sono stati ideati complessi esperimenti di fisica nucleare, suggeriti da convincenti basi di natura teorica. La messa in opera di tali procedure sperimentali comporterebbe l'effettuazione di misure precise sulle proprietà di decadimento di alcuni isotopi, che possono essere ricavate utilizzando come sorgente pura di ioni i fasci radioattivi prodotti nelle *facility*.

Studio della struttura di nuclei complessi

I nucleoni (protoni e neutroni) sono a loro volta costituiti da sub-particelle dette quark. Esse esercitano un'azione fisica che va oltre i nucleoni nei quali sono confinate. Si osserva in particolare che tale interazione si manifesta in maniera diversa tra nucleoni liberi e nucleoni appartenenti allo stesso nucleo, in quanto influenzata dalla densità di protoni e neutroni associata al particolare tipo di nucleo. Attualmente non è stata ancora identificata una formula generale in grado di quantificare l'entità delle interazioni nucleari per tutti i tipi di nuclei, in quanto calcoli di natura quantomeccanica sono applicabili solamente ai nuclei più leggeri. La fisica nucleare quindi si è posta l'obiettivo di ottenere una trattazione unitaria in grado di:

- Permettere di determinare l'effettiva interazione tra le particelle nucleari
- Eliminare le incongruenze presenti nel modello corrente
- Essere applicabile anche ai nuclei esotici, ossia quelli con rapporto protoni/neutroni estremo.

A questo proposito i fasci di ioni radioattivi possono fornire un prezioso contributo.

Misure della dimensione del nucleo: i nuclei halo

Le dimensioni del nucleo sono direttamente correlate al numero di nucleoni che lo costituiscono, ovvero il numero di massa (A). Tale correlazione è espressa dalla formula:

$$R = R_0 A^{1/3} \tag{1.2}$$

dove con R è espresso il raggio del nucleo, A indica il numero di massa e R_0 rappresenta una costante pari a 1.2 fermi (1 fermi = 10^{-15} m).

Tuttavia in particolari condizioni, lontane dalla stabilità, si possono incontrare notevoli deviazioni dalla legge poiché le interazioni tra i nucleoni possono diventare così piccole da non garantire la formazione di un nucleo sotto forma di aggregato. Si possono quindi formare nuclei ad anello, detti nuclei "halo". Nuclei di questo tipo presentano una diversa distribuzione dei neutroni; si tratta in particolare di nuclei con sovrabbondanza di neutroni rispetto al corrispondente isotopo stabile, inoltre uno o due di questi neutroni risentono di una debole interazione con il nucleo, e vi orbitano intorno rimanendo quindi separati da esso (neutroni di valenza). Un esempio di nucleo "halo" è l'isotopo ^{11}Li , il cui nucleo presenta due neutroni di valenza. In questo nuclide la dimensione media del nucleo è paragonabile a quella dell'isotopo ^{48}Ca , se però si considera anche l'alone racchiuso dalle orbite dei due neutroni di valenza le dimensioni diventano confrontabili con quelle del nucleo molto più massivo dell'isotopo ^{208}Pb (Fig. 1.16).

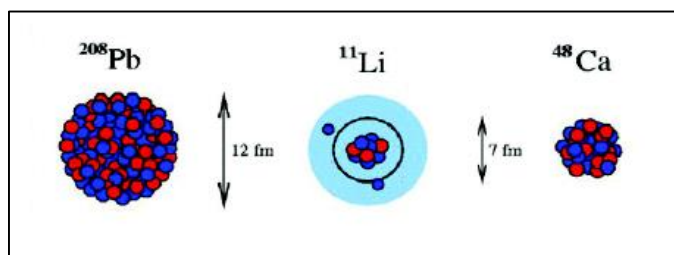


Fig. 1.16 Paragone tra la dimensione del nucleo di ^{11}Li e quella di altri nuclei più massivi.

Il nucleo ^{11}Li è un particolare sistema a tre corpi (i due neutroni ed il core), infatti rappresenta un esempio naturale di sistema borromeico. In topologia si definisce borromeico un sistema costituito da tre anelli tra loro legati inscindibilmente in maniera tale che tuttavia la soppressione di uno comporti la separazione degli altri due. I nuclei ad anello sono detti anche borromeici perché infatti se il costituente di uno degli anelli viene in qualche modo rimosso, l'intero sistema diviene immediatamente instabile e i due anelli rimanenti si separano e si allontanano facilmente.

Attualmente è possibile determinare la distribuzione dei protoni con esperimenti di spettroscopia atomica, utilizzando fasci radioattivi di bassa energia e luce laser collineata. Se si cerca invece di determinare la distribuzione di tutti i nucleoni è necessario disporre di fasci ad alta energia, come quelli prodotti nelle *facility*.

Produzione di elementi superpesanti

In natura si ritrovano all'incirca 90 elementi, dall'idrogeno all'uranio. Grazie a reazioni di fusione nucleare negli ultimi anni è stato possibile sintetizzare elementi con elevato numero di massa estendendo il numero dei costituenti della tavola periodica fino ad elementi con numero atomico pari a 112, prospettando una futura estensione a 116. In particolare partendo da osservazioni preliminari si ritiene che questi elementi detti superpesanti, in cui la repulsione coulombiana assume valori elevati, riescano a formarsi intorno alla cosiddetta isola di stabilità, una configurazione formata da 114 protoni e 184 neutroni che sembra garantire la stabilità del nucleo. Le tecnologie più recenti consentono la disponibilità di fasci intensi, costituiti da nuclei instabili ricchi di neutroni (n-rich). Se questi vengono accoppiati a target stabili, anch'essi ricchi di neutroni, potrebbero crearsi le condizioni adatte per approfondire tale fenomeno e aprire definitivamente la strada ad uno studio più accurato di questa realtà.

1.5.2 - Applicazioni nella fisica dello stato solido

Nel 1920 è stata ideata la tecnica del *Radio Tracer Diffusion*, che consiste nell'impiantare in un sistema solido dei nuclei radioattivi e studiarne il decadimento, rilevando le particelle e le radiazioni gamma che emettono. È possibile rilevare anche il segnale di pochissimi atomi, pertanto questa tecnica risulta particolarmente utile e diffusa per lo studio dei processi di diffusione all'interno dei sistemi solidi.

Il sistema ospitante può essere drogato con radioisotopi sonda sia per diffusione mediante reazione nucleare, sia per impianto ionico. La scelta dello specifico isotopo radioattivo da utilizzare nello specifico esperimento viene effettuata in base sia alle caratteristiche chimico-fisiche sia alle proprietà nucleari di quest'ultimo.

L'utilizzo della tecnica *Radio Tracer Diffusion* consente di:

- Osservare, tramite i prodotti del decadimento le interazioni tra l'atomo sonda e la struttura del reticolo cristallino che lo circonda
- Ricavare informazioni riguardanti il campo elettrico e magnetico all'interno del reticolo cristallino
- Studiare i processi diffusivi e le interazioni tra gli atomi sonda
- Evidenziare la presenza, la distribuzione e la tipologia dei difetti nel reticolo cristallino

Drogaggio dei semiconduttori

Per poter sviluppare semiconduttori di piccole dimensioni è necessario poter avere il miglior controllo possibile sui difetti che governano tali proprietà, cioè sia sulle caratteristiche intrinseche (vacanze, difetti interstiziali) sia su quelle estrinseche (droganti, impurità atomiche) del reticolo cristallino. Per questo motivo sia la ricerca di base, sia quella applicata stanno concentrando i propri sforzi nello studio dei difetti e dell'attivazione elettrica dei droganti in diversi tipi di semiconduttori.

Analogamente agli isotopi droganti stabili, anche quelli radioattivi possono alterare le proprietà elettriche ed ottiche dei semiconduttori nei quali vengono inseriti. Queste caratteristiche sono influenzate dalle loro proprietà chimiche e dalla posizione in cui vengono inseriti nel reticolo. Oltre alla tipologia di semiconduttore le loro proprietà ottiche ed elettroniche sono sensibilmente influenzate anche dalle dimensioni. È stato dimostrato infatti che nel caso i conduttori particolarmente piccoli tali proprietà possono essere alterate in maniera significativa se vi è un difetto con concentrazione inferiore a 10^{12} atomi/cm³. Per avere quindi un controllo affidabile delle prestazioni di semiconduttori di questo tipo è indispensabile poter disporre di tecniche sperimentali con elevata sensibilità sia dal punto di vista chimico, sia da quello della concentrazione dei difetti.

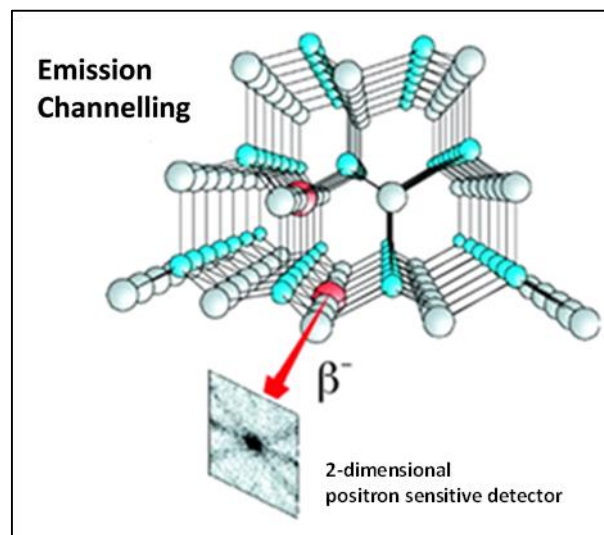


Fig. 1.17 Emission channeling degli elettroni emessi da atomi radioattivi situati in una riga atomica del reticolo.

La tecnica diffusa da decenni per la rilevazione delle impurità è stata il *channeling* (Fig. 1.17): tale procedura consiste nell'indirizzare un fascio di ioni attraverso le righe atomiche dei cristalli o lungo i piani del cristallo (canali), tuttavia non è possibile determinare concentrazioni di difetti inferiori a 10^{18} atomi / cm^3 . La sensibilità subisce un notevole miglioramento se all'interno del reticolo cristallino sono impiantate impurità radioattive che emettono particelle cariche (*emission channeling*). Misurando l'emissione lungo direzioni diverse è possibile determinare la posizione nel reticolo cristallino dell'atomo emittente con un'accuratezza di pochi decimi di Å.

1.5.3 - Applicazioni in medicina nucleare

I fasci di ioni radioattivi possono avere interessanti applicazioni mediche sia nel campo della diagnosi sia nel campo del trattamento di patologie tumorali. Di seguito sono illustrate le principali applicazioni in campo medico che attualmente sono state prese in considerazione.

La tomografia ad emissione positronica (PET)

Prima di trattare quest'altra applicazione è bene introdurre alcune definizioni:

- Si dice antimateria la materia costituita dalle antiparticelle: esse hanno massa uguale a quella delle corrispondenti particelle della materia ordinaria, ma caratteristiche opposte.
- Viene chiamata positrone (o anche antielettrone) l'antiparticella corrispondente all'elettrone, avente quindi carica +1. Quando un positrone viene associato ad un elettrone la loro carica si annulla e la loro massa viene convertita in energia sotto forma di due fononi ad altissima energia, nella banda dei raggi gamma. I positroni possono essere generati dal decadimento radioattivo con emissione di positroni o dall'interazione con la materia di fotoni con energia superiore a 1.022 MeV.

L'antimateria è generalmente utilizzata nello studio delle interazioni tra la particelle elementari, tuttavia presenta anche un'importante applicazione tecnologica: la Tomografia ad emissione Positronica (PET- Positron Emission Tomography). Si tratta di una tecnica di medicina nucleare e diagnostica medica che sfrutta l'emissione positronica per monitorare il funzionamento degli organi interni dei pazienti creando mappe tridimensionali ad alta risoluzione della parte del corpo che si vuole osservare.

La procedura PET prevede di iniziare in genere con l'iniezione per via endovenosa di alcuni isotopi traccianti a vita media breve, legati ad una molecola metabolicamente attiva (generalmente uno zucchero). Trascorso un certo periodo di tempo nel quale la molecola contenente il tracciante ha avuto modo di diffondersi nel corpo e legarsi alle cellule con una certa concentrazione nei vari tessuti da esaminare, il soggetto viene posizionato all'interno dello scanner.

L'isotopo di vita media breve decade emettendo un positrone. Dopo un percorso breve, di al massimo pochi millimetri il positrone si annichila con un elettrone, emettendo due fotoni con energia paragonabile a quella della radiazione gamma. I fotoni sono essi lungo una stessa retta ma con direzione opposte (sfasate quindi di 180° tra loro) e vengono poi rilevati dal dispositivo di scansione mediante particolari tubi fotomoltiplicatori. Il principio fondamentale su cui si basa l'efficacia della tecnica è la rilevazione simultanea di coppie di fotoni. Coppie di fotoni che non arrivano al rivelatore in un intervallo di tempo sufficientemente ristretto (pochi nanosecondi) tra loro non vengono presi in considerazione. Misurando la posizione in cui ciascun fotone colpisce il rivelatore (ciascuna coppia identifica una retta) è possibile determinare la posizione del corpo da cui sono stati emessi (teoricamente due coppie di fotoni identificano due rette tra loro incidenti nel punto di emissione), permettendo quindi di monitorare l'attività degli organi osservati. Lo scanner utilizza l'emissione di fotoni per determinare la densità di isotopo nei tessuti analizzati. La mappa risultante rappresenta i tessuti in cui la molecola tracciante si è concentrata maggiormente e viene letta e interpretata da uno specialista in medicina nucleare o in radiologia al fine di effettuare una diagnosi e stabilire il trattamento adeguato per l'eventuale patologia o anomalia riscontrata. Molto spesso i risultati ottenuti dalla Tomografia ad Emissione di Positroni sono integrati e confrontati con gli esiti della Risonanza Magnetica Nucleare, ottenendo così una mappatura completa dei tessuti analizzati, comprendente informazioni sia morfologiche ed anatomiche, sia metaboliche.

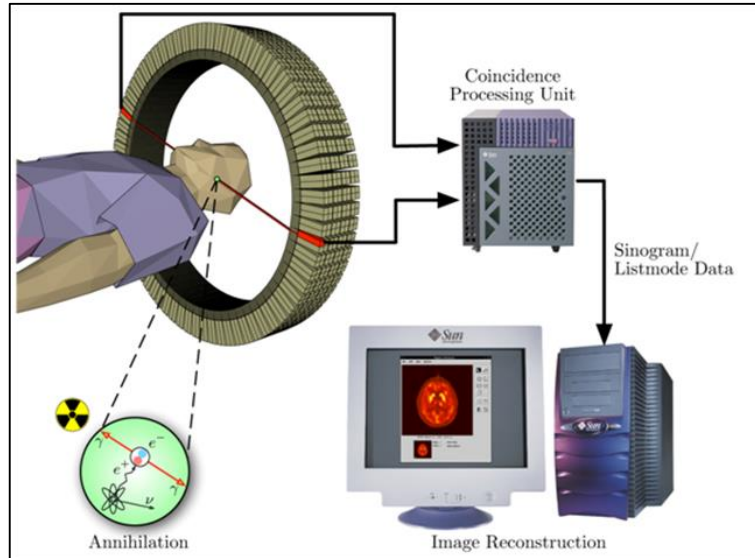


Fig. 1.18 La tecnica di analisi PET.

In ogni caso mentre diagnosi effettuate con i metodi di scansione come la RMN e la TAC permettono di identificare alterazioni morfologiche e anatomiche dei tessuti organici, le scansioni PET sono in grado di mostrare eventuali variazioni a livello biologico molecolare con l'utilizzo di marcatori che presentano diversa velocità di assorbimento a seconda del tessuto interessato. Questo tipo di alterazioni in genere precedono quelle morfologiche, pertanto permettono di diagnosticare con maggiore anticipo eventuali anomalie.

Con una scansione PET si può inoltre determinare con una certa precisione il cambio di afflusso sanguigno nei vari tessuti attraverso la determinazione di concentrazione dell'emissione positronica. I radionuclidi più utilizzati nella scansione PET sono isotopi a breve tempo di dimezzamento, come ^{11}C (~20 min), ^{13}N (~10 min), ^{15}O (~2 min), ^{18}F (~110 min). Per via del loro basso tempo di dimezzamento i radioisotopi devono essere prodotti in prossimità dello scansionatore PET.

La produzione di radiofarmaci

Nell'ambito del progetto SPES è in fase di studio la possibilità di produzione di radioisotopi utili per applicazioni di medicina nucleare. In tale ambito la ricerca è molto viva e nell'ottica di una collaborazione tra i laboratori di fisica nucleare e gli ospedali, si stanno studiando i possibili radiofarmaci producibili. Saranno prodotti soprattutto radioisotopi *neutron-rich* α -emitters, dalle applicazioni in campo terapeutico molto promettenti. Ciò che rende questo studio significativo è la possibilità di produrre radiofarmaci ad altissima purezza, privi di contaminanti. Attualmente è stata condotta con successo una sperimentazione pilota con ^{89}Sr , uno dei radioisotopi più promettenti, per la verifica della realizzabilità del progetto [8].

1.5.4 - Applicazioni in astrofisica

L'astrofisica nucleare è fondamentale per la comprensione delle strutture, dell'evoluzione, delle dinamiche e della composizione dell'universo e dei suoi costituenti.

Nelle stelle avvengono reazioni nucleari che liberano grandi quantità di energia e che coinvolgono sia nuclei stabili sia nuclei instabili. Tali reazioni possono essere costanti nel tempo, permettendo quindi alla stella di continuare a brillare per bilioni di anni prima di esaurire il carburante nucleare, oppure liberare un'enorme quantità di energia in un unico evento esplosivo distruggendo di fatto la stella in pochi minuti o secondi.

Nelle differenti fasi della vita di una stella vengono sintetizzati nuovi elementi chimici, sia attraverso reazioni di nucleosintesi che seguono strettamente la valle di stabilità, sia attraverso processi non ancora identificati dal momento che si svolgono in un territorio sconosciuto.

Per sviluppare un modello che descriva il processo di nucleosintesi è necessario valutare le rese delle reazioni nucleari dei principali cicli astrofisici e le caratteristiche di decadimento di nuclei tuttora sconosciuti. Queste essenziali informazioni includono i tempi di vita, le masse ed i principali canali di de-

cadimento di un numero di nuclei chiave lontani dalla stabilità. Le reazioni nucleari coinvolgenti nuclei instabili possono essere misurate unicamente con un fascio radioattivo: per tale motivo si prevede che la nuova generazione di *facility* per la produzione di fasci radioattivi risulterà di fondamentale importanza per la comprensione della sintesi elementare nell'Universo.

1.6 - Conclusioni

L'importanza assunta negli anni dai fasci radioattivi, sia per la ricerca teorica che applicata, ha spinto la comunità scientifica internazionale a costruire numerose *facility* per la loro produzione: il progetto SPES ai Laboratori Nazionali di Legnaro rientra nell'ambito della realizzazione di una *facility* europea di tipo ISOL ad alte prestazioni (progetto EURISOL); la realizzazione operativa di tale progetto prevede l'allestimento di una *facility* "intermedia" in grado di ottenere come prestazioni 10^{13} fissioni/s in un target formato da 7 dischi in carburo di uranio bombardati da un fascio protonico di 40 MeV a 0,2 mA.

Capitolo 2

Le sorgenti di ionizzazione *hot-cavity*

Prima di esporre i risultati numerici e sperimentali dei test effettuati sulla sorgente di ionizzazione superficiale e laser, si vogliono in questo capitolo descrivere i principi fisici che dominano i rispettivi meccanismi di ionizzazione. Al fine di rendere più agevoli le successive spiegazioni, verrà innanzitutto descritta in dettaglio l'architettura del sistema TIS e in particolare della sorgente ionizzazione, con particolare riferimento alla funzione di ogni suo componente. Successivamente verranno presentati i principi fisici della ionizzazione superficiale elencando e spiegando i parametri fondamentali che ne regolano il processo. Infine verranno descritti i meccanismi fondamentali della RILIS, con particolare attenzione alla descrizione delle tecniche per la riduzione dei contaminanti ionizzati superficialmente.

2.1 - Il sistema TIS e la sorgente di ionizzazione *hot-cavity* del progetto SPES

[9]

Il componente più importante in *facility* di tipo ISOL è rappresentato dal *target* di produzione seguito dalla sorgente di ionizzazione. Esso permette di convertire il fascio protonico proveniente dal ciclotrone (*primary beam*) in un fascio radioattivo (RIB, secondary beam). Come brevemente accennato nel capitolo precedente, esistono diversi tipi di sorgente di ionizzazione, capaci di ionizzare elementi diversi. In questo capitolo sarà trattata solamente la sorgente di ionizzazione superficiale SIS, che sarà usata per la produzione di ioni sia secondo i meccanismi della ionizzazione superficiale, sia secondo i meccanismi di ionizzazione laser (in quest'ultimo caso la sorgente sarà chiamata LIS). In Fig. 2.1 è illustrato il sistema TIS nel caso di sorgente di ionizzazione superficiale/laser.

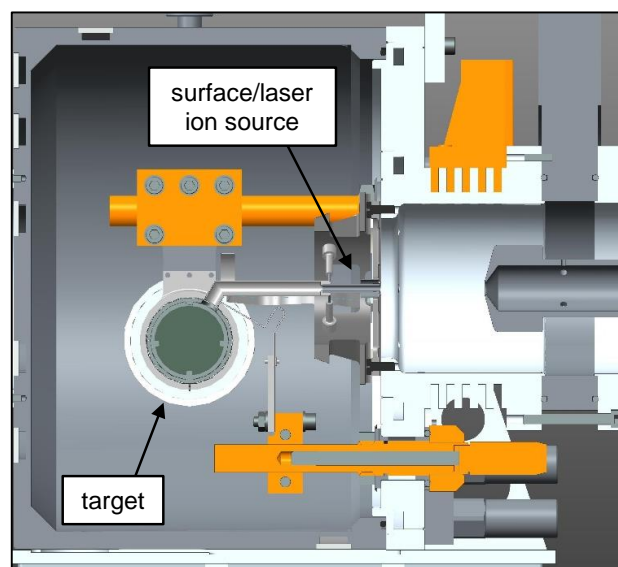


Fig. 2.1 Il sistema target-ion source nel caso di ionizzazione superficiale/laser.

Come già accennato, durante il funzionamento, il sistema opera in condizioni di lavoro molto critiche: in particolare esso è mantenuto in condizioni di alto vuoto (pressioni comprese tra i 10^{-5} e 10^{-6} mbar) e ad altissime temperature (dell'ordine dei $2000\text{ }^{\circ}\text{C}$) al fine di aumentare il cammino libero medio delle particelle radioattive prodotte, di migliorare l'estrazione dei prodotti di fissione e di evitare la loro condensazione. In Fig. 2.2 è rappresentato il *target block*, chiamato, secondo designazione SPES, *ST_TBS*. Durante il funzionamento, i radioisotopi prodotti dalla fissione dei dischi in carburo di uranio all'interno del target sono trasportati tramite effusione verso la sorgente di ionizzazione, passando attraverso la *transfer line* (*ST_TBS_03*).

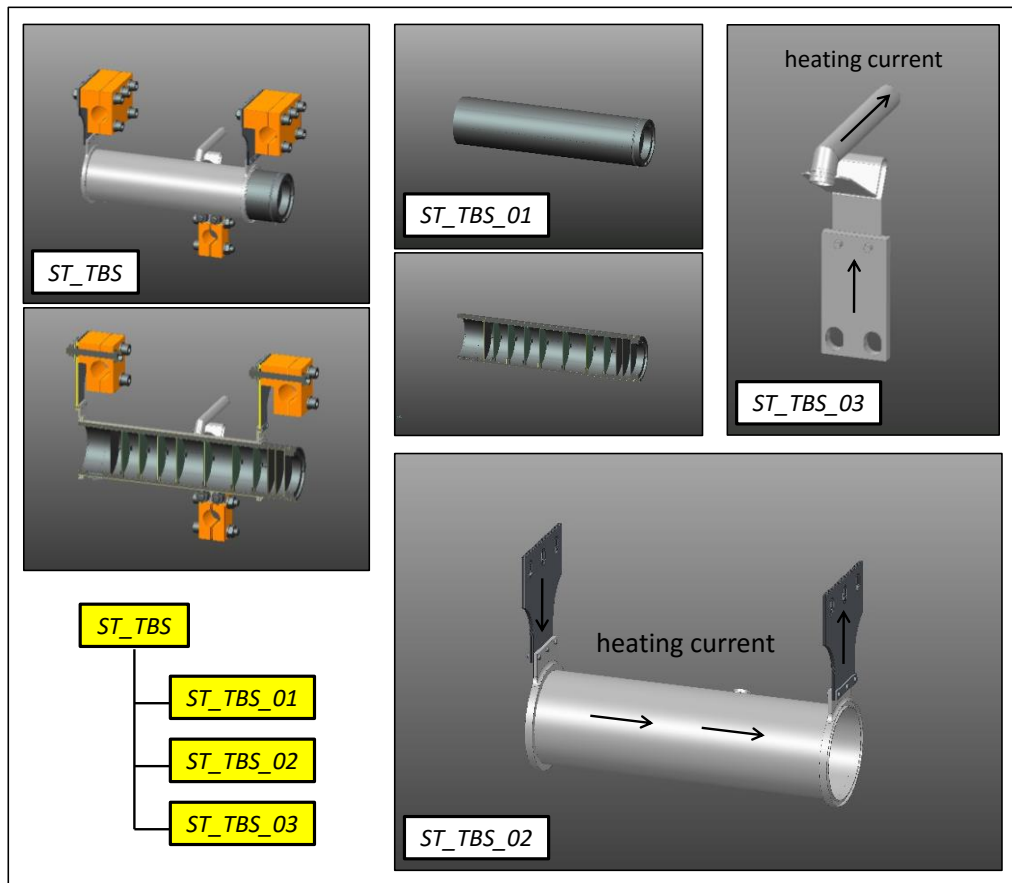


Fig. 2.2 Il target block (*ST_TBS*) e i suoi principali sottoassiemi.

Per quanto riguarda invece la sorgente di ionizzazione, si faccia riferimento alla Fig. 2.3, dove è illustrata assieme ai suoi sottoassiemi principali: la sorgente di ionizzazione vera e propria (*ST_SIT_01*) e il sistema di allineamento e centraggio (*ST_SIT_02*). Il componente fondamentale del primo sottoassieme è la *hot-cavity* in tantalio sulle cui superfici avviene la ionizzazione tramite il meccanismo della ionizzazione superficiale. Essa è caratterizzata da una lunghezza, un diametro esterno ed interno rispettivamente di 33 mm, 5.1 mm e 3.1 mm. Da un lato è connessa alla *transfer line* e dall'altro è connessa rigidamente ad un supporto in tantalio a sua volta fissato al piatto posteriore della camera. Uno schermo in tantalio aiuta a mantenere alta la sua temperatura lungo la cavità e a non farla decrescere in prossimità della connessione con il supporto. Dietro il supporto, un piatto di spessore 0.5 mm, realizzato in tantalio, ha lo scopo di isolare il campo elettrico generato dall'elettrodo estrattore e di schermare la radiazione termica generata dal sistema TIS.

Il sistema di centraggio (*ST_SIT_02*) è usato per allineare e mantenere in posizione la *hot-cavity*. Ciò risulta di fondamentale importanza soprattutto quando la sorgente è utilizzata per produrre ioni secondo il meccanismo di ionizzazione laser. Eventuali disallineamenti dovuti alle alte temperature, infatti,

potrebbero causare una riduzione della zona di azione del laser e, di conseguenza, diminuire la sua efficienza di ionizzazione (Fig. 2.4).

Esiste anche una configurazione in cui la *hot-cavity* è realizzata in renio che, come si vedrà, può portare ad efficienze di ionizzazione superficiale maggiori. In questo caso la sorgente di ionizzazione assume la designazione *ST_SIR*.

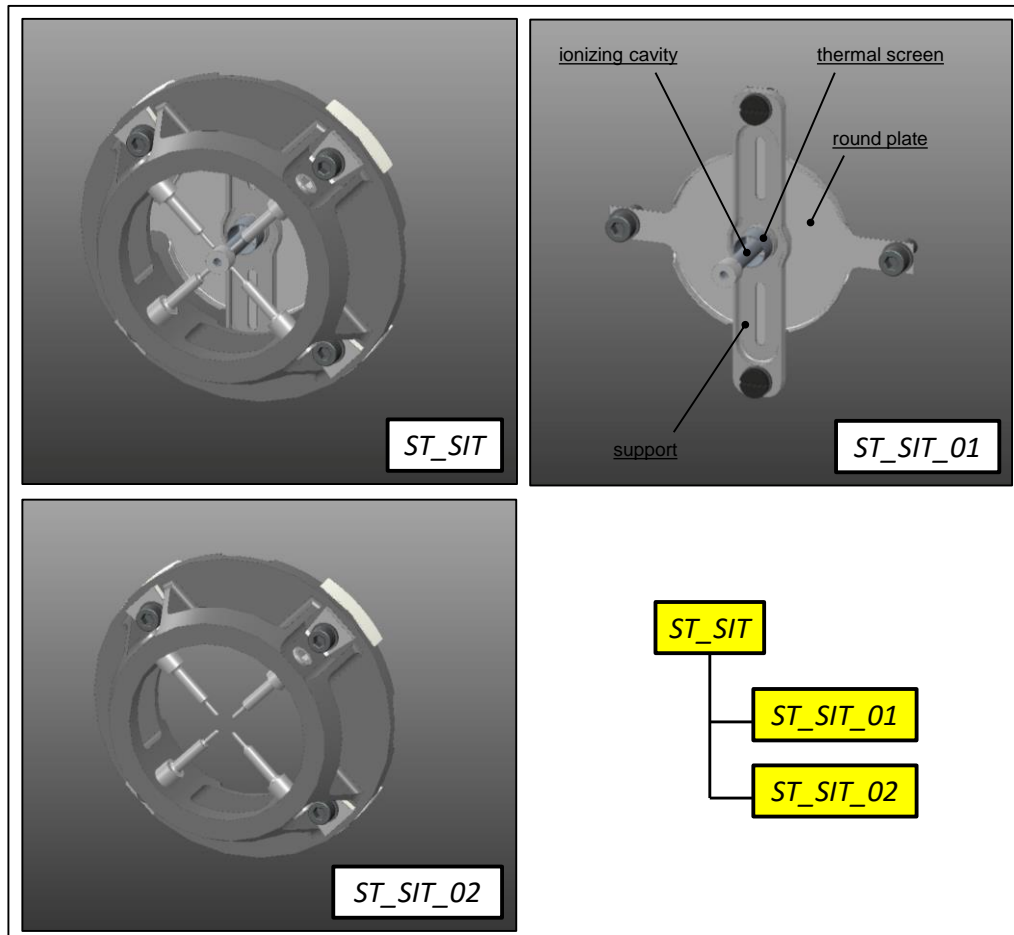


Fig. 2.3 La sorgente di ionizzazione superficiale e laser (ST_SIT) e i suoi principali sottoassiemi.

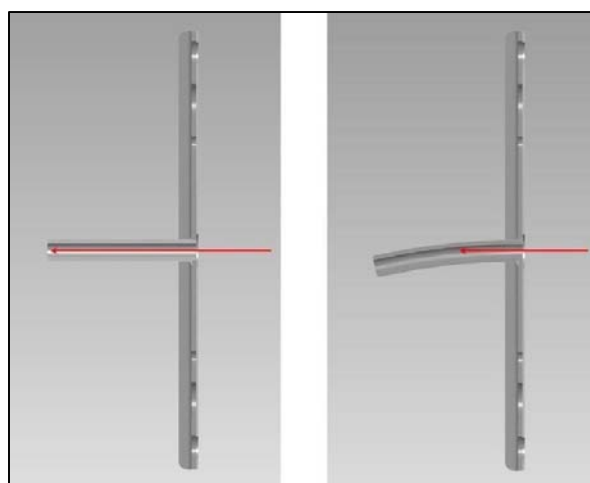


Fig. 2.4 Allineamento della hot-cavity.

Esiste un'altra configurazione, nella quale la sorgente di ionizzazione superficiale è utilizzata per applicazioni *off-line* presso l'apparato di test *front end* al fine di effettuare dei test di caratterizzazione in termini di efficienza di ionizzazione e di emittanza. In questo caso non sono presenti il *target* ed il suo riscaldatore. Il blocco *transfer line*, ora separato, assume la designazione *AC_0004*. In Fig. 2.5 è rappresentato lo schema di funzionamento e l'architettura della sorgente di ionizzazione superficiale del progetto SPES in configurazione *off-line*.

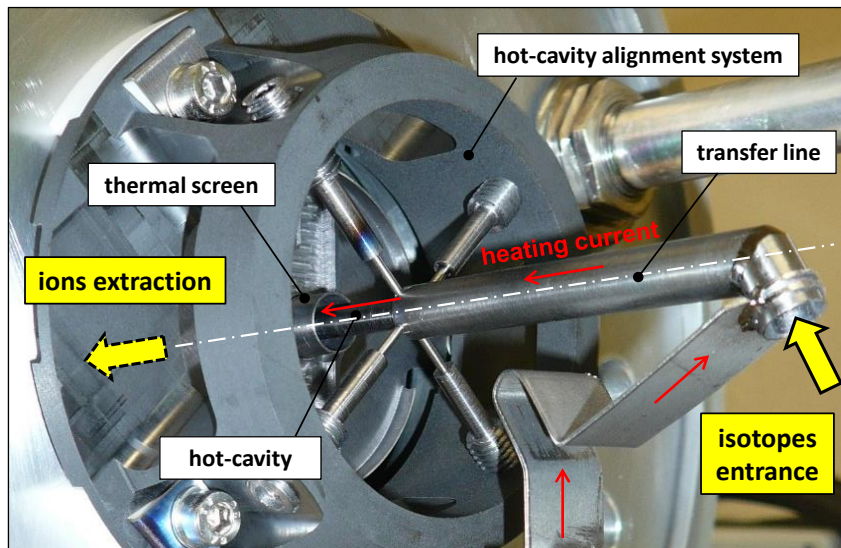


Fig. 2.5 Rappresentazione e schema di funzionamento della sorgente di ionizzazione superficiale del progetto SPES [7].

2.2 - La teoria della ionizzazione

Quando uno o più elettroni vengono rimossi o aggiunti da un atomo avviene il processo di ionizzazione. Questo processo può manifestarsi anche a causa di assorbimento di radiazioni, come nel caso dei brillamenti solari. Gli atomi che hanno un numero di elettroni minore del numero atomico rimangono carichi positivamente e prendono il nome di cationi mentre quelli che hanno un numero di elettroni maggiore del numero atomico rimangono carichi negativamente e prendono il nome di anioni. L'energia di ionizzazione viene definita come l'energia necessaria per allontanare a distanza infinita dal nucleo l'elettrone ad esso meno fortemente legato (cioè quello più esterno e a più alta energia) trasformando l'atomo dell'elemento considerato X (allo stato gassoso) in uno ione positivo X^+ , secondo il processo:



Dove e^- rappresenta l'elettrone espulso ed E_{ion} è chiamata appunto energia (o potenziale) di prima ionizzazione. Quest'ultima corrisponde, in valore assoluto, all'energia di legame di tale elettrone nell'atomo dell'elemento considerato: essa varia a seconda della specie atomica e si esprime in genere in eV, se si fa riferimento ad un singolo atomo, oppure in kJ o in kcal, se si fa riferimento ad una mole di atomi. Essendo in genere possibile strappare più di un elettrone da un atomo, le energie relative all'allontanamento degli elettroni successivi sono chiamate rispettivamente energia di seconda ionizzazione, di terza, ecc. In mancanza di tale precisazione, si fa riferimento al processo di prima ionizzazione. Naturalmente, più gli elettroni sono vicini al nucleo (come nei non metalli) tanto maggiore è la quantità di energia che deve essere somministrata per allontanare gli elettroni dall'atomo. "Normalmente" un atomo ha una carica elettrica complessiva pari a zero: nel suo nucleo vi saranno un certo

numero di protoni e neutroni circondati da elettroni. Il numero di elettroni sarà uguale a quello dei protoni. In certe circostanze, tuttavia, uno o più elettroni possono venire strappati via dall'atomo; questo fenomeno è detto ionizzazione. Occorre una certa energia per provocare questa separazione; ciò può avvenire se l'atomo assorbe un fotone altamente energetico (per esempio, nell'ultravioletto o con energia ancora maggiore), oppure facendo collidere l'atomo con un altro atomo o con un elettrone o con uno ione in un gas molto caldo. Alla fine, però, l'atomo e il suo elettrone perduto tenderanno a ricombinarsi e, quando ciò avviene, viene emesso un fotone.

Volendo indagare sulla dipendenza dell'energia di prima ionizzazione di un elemento dal suo numero atomico, è noto che, considerando la tavola periodica, lungo un periodo da sinistra verso destra, c'è un suo aumento, anche se non regolare. Esso è dovuto all'aumento della carica nucleare efficace (carica di cui realmente risente un elettrone in un atomo polielettronico), che provoca un abbassamento dell'energia degli orbitali: gli elettroni esterni risultano di conseguenza più fortemente legati e l'energia di ionizzazione aumenta all'aumentare del numero atomico. Si osservano quindi valori elevati dell'energia di ionizzazione per i gas nobili, mentre valori più bassi si hanno per i metalli alcalini. Nella figura seguente viene indicato il valore dell'energia di ionizzazione dei diversi elementi chimici in funzione del loro numero atomico.

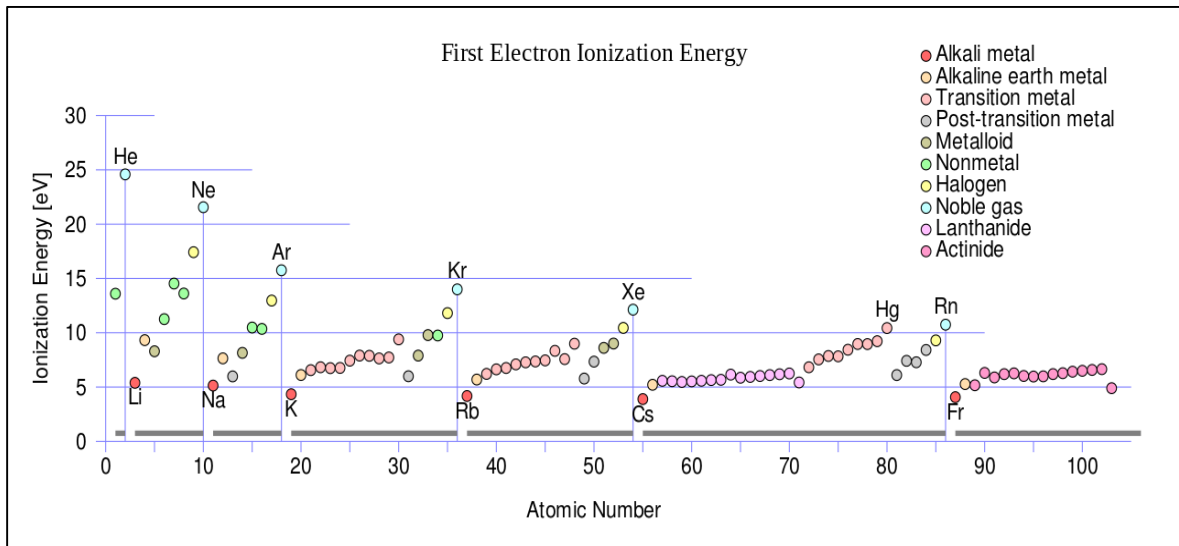


Fig. 2.6 Energia di prima ionizzazione al variare del numero atomico.

Nell'ambito di un gruppo, un aumento del numero atomico comporta una diminuzione dell'energia di ionizzazione. Ciò deriva essenzialmente dal fatto che entro ogni gruppo le dimensioni atomiche aumentano procedendo dall'alto verso il basso e l'elettrone più esterno si muove a distanze sempre più grandi dal nucleo, trovandosi in livelli energetici sempre più elevati.

Le variazioni dell'energia di ionizzazione all'interno delle serie di transizione sono di entità modesta, analogamente a quanto accade per i raggi atomici, e con un andamento alquanto irregolare.

2.3 - L'affinità elettronica

Si definisce affinità elettronica di un atomo, l'energia liberata quando ad un atomo neutro e isolato (in fase gassosa) e nel suo stato fondamentale, viene aggiunto un elettrone secondo il seguente processo:



Poiché l'affinità elettronica rappresenta l'energia liberata dal sistema (processo esotermico) ad essa viene attribuito un valore negativo per indicare che la formazione del legame determina una diminuzione dell'energia del sistema e che per rompere il legame occorre fornire energia. Come l'energia di ionizzazione, anche l'affinità elettronica viene misurata in eV se ci si riferisce ad un solo atomo, oppure

in kJ o kcal se si considera invece una mole di atomi. L'affinità elettronica aumenta in valore assoluto, andando da sinistra verso destra lungo un periodo, a causa del corrispondente aumento della carica nucleare efficace; per quanto riguarda i gruppi essa diminuisce in valore assoluto, dall'alto verso il basso, poiché aumentando le dimensioni atomiche, l'elettrone viene addizionato a distanze sempre maggiori dal nucleo e l'interazione con quest'ultimo diventa sempre minore.

Occorre sottolineare che esistono anche affinità elettroniche di secondo ordine o di ordine superiore, relative all'addizione di un secondo o di un terzo elettrone; esse risultano essere sempre positive, corrispondenti quindi a processi endotermici, che avvengono cioè con assorbimento di energia, a causa della forza repulsiva esercitata sull'elettrone aggiunto dallo ione negativo a cui viene addizionato.

2.4 - L'elettronegatività

Gli elementi aventi bassa energia di ionizzazione tendono a dare con facilità ioni positivi, per cui si dice che sono fortemente elettropositivi, mentre quelli che hanno valori dell'affinità elettronica negativi e molto grandi in valore assoluto tendono a dare con facilità ioni negativi, cioè sono tipicamente elettronegativi. L'elettronegatività indica la tendenza di un atomo ad attrarre a sé elettroni quando si lega con altri atomi.

Il concetto di elettronegatività è diverso dall'affinità elettronica in quanto la prima è una proprietà che ha significato solo quando si fa riferimento ad un atomo in relazione ad altri atomi, mentre la seconda è una proprietà intrinseca degli atomi isolati; un atomo, quindi, si definisce più o meno elettronegativo relativamente agli atomi con cui è legato.

Considerando gli elementi di uno stesso gruppo, è chiaro che l'elettronegatività risulta maggiore per gli atomi di piccole dimensioni, quindi in un gruppo essa tende a diminuire dall'alto verso il basso. Atomi con dimensioni molto simili saranno tanto più elettronegativi quanto minore è la carica nucleare efficace; si può quindi aspettarsi che l'elettronegatività cresca lungo un periodo procedendo da sinistra a destra. Da ciò si può dedurre che gli elementi più elettronegativi sono gli alogeni e gli calcogeni a basso peso atomico, mentre i meno elettronegativi (o, equivalentemente, i più elettropositivi) sono i metalli alcalini ed alcalino-terrosi ad alto peso atomico.

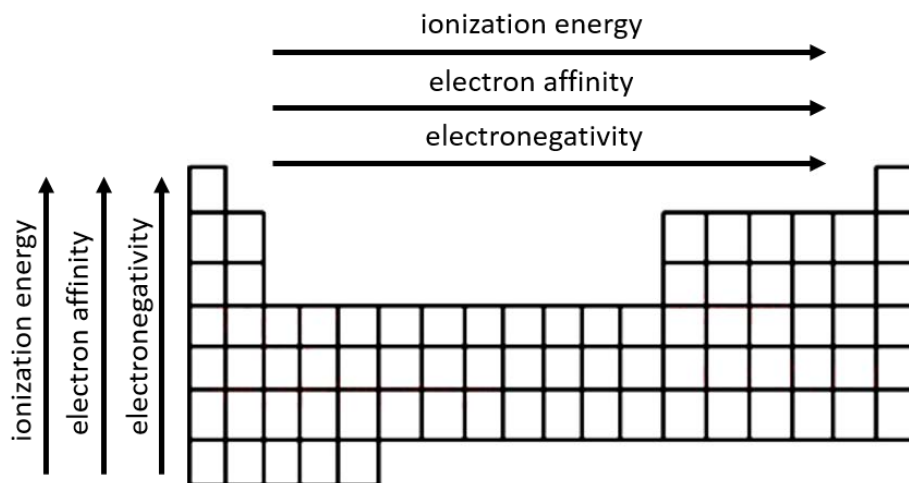


Fig. 2.7 Andamento delle proprietà chimiche lungo la tavola periodica.

2.5 - L'effetto termoionico e la ionizzazione per impatto elettronico

L'effetto termoionico, detto anche effetto termoelettronico, consiste nell'emissione indotta termicamente di particelle cariche (elettroni o ioni, a cui a volte ci si riferiva nella antica letteratura scientifica come a "termoioni"), da parte di un materiale, tipicamente un metallo riscaldato ad alta temperatura, per esempio a seguito del passaggio di una corrente elettrica. L'emissione degli elettroni avviene come conseguenza dell'aumento della loro energia cinetica, rivelato come aumento della temperatura, che permette loro di vincere la forza che li trattiene vincolati agli atomi del materiale. La particella emessa

tenderà a rimanere in prossimità della superficie emettitrice, che si sarà caricata di una carica opposta nel segno ma uguale in magnitudine al totale delle cariche emesse. Tuttavia, l'emettitore tornerà nello stesso stato precedente all'emissione se collegato ad una batteria, il cui flusso di corrente neutralizzerà tale carica.

Un esempio classico di emissione termoionica è quella che si verifica nei tubi a vuoto, dove degli elettroni sono emessi da un catodo metallico ad alta temperatura in un tubo in cui è stato realizzato il vuoto (noto al momento della scoperta e delle prime applicazioni come Effetto Edison). Oggi, con la locuzione "effetto termoionico", si fa riferimento ad ogni processo di emissione di carica eccitata termicamente, anche quando la carica è emessa da una regione all'altra, entrambe nello stato solido. Tale processo è di cruciale importanza in una varietà di dispositivi elettronici e può essere utilizzato per la generazione di potenza e per il raffreddamento. L'intensità della corrente di cariche aumenta notevolmente al crescere della temperatura, tuttavia le emissioni da una superficie metallica in un ambiente in cui è stato realizzato il vuoto diventano significative soltanto per temperature superiori ai 1000 K. Nella teoria dell'emissione termoionica è molto importante il concetto di funzione lavoro. Nella fisica dello stato solido, la funzione di lavoro è definita come la minima energia (misurata solitamente in eV) necessaria a rimuovere un elettrone da un solido ad un punto immediatamente esterno alla superficie solida. Qui "immediatamente" vuole significare che la posizione finale dell'elettrone è lontana dalla superficie sulla scala atomica ma ancora vicina al solido sulla scala macroscopica. La funzione di lavoro è una proprietà di caratteristica per ogni faccia solida di una sostanza con una banda di conduzione. In accordo con l'equazione di Richardson-Dushman, la densità di corrente emessa dagli elettroni è connessa alla temperatura assoluta T dall'equazione:

$$J = A_G T^2 e^{\frac{-W}{kT}} \quad (2.3)$$

dove W è la funzione di lavoro del metallo, k la costante di Boltzmann e la costante di proporzionalità A_G , nota come costante di Richardson, viene solitamente espressa nella forma:

$$A_G = A_0 \lambda_R \quad (2.4)$$

dove λ_R è un fattore correttivo specifico per il materiale tipicamente dell'ordine di 0.5 e A_0 è una costante universale data da:

$$A_0 = \frac{4 \pi m k^2 e}{h^3} = 1,20173 \times 10^6 A m^{-2} K^{-2} \quad (2.5)$$

dove m e e sono la massa e la carica di un elettrone e h la costante di Planck. La funzione di lavoro termoionica dipende dall'orientamento del cristallo e tende ad essere più piccolo per metalli con un reticolo aperto, più grande per metalli nei quali gli atomi sono impaccati.

Come verrà spiegato meglio nei prossimi paragrafi, la presenza di elettroni liberi soggetti a un campo elettrostatico accelerante può dare origine a un fenomeno detto di ionizzazione per impatto elettronico. Ciò avviene in un gas quando degli elettroni liberi, accelerati da un campo elettrostatico esterno, collidono con gli atomi neutri formando così una scarica, raggiungendo un'energia sufficiente a strappare un elettrone. Dopo la collisione aumenta il numero degli elettroni liberi in quanto a quelli iniziali si sommano quelli liberati dagli atomi. L'energia di un elettrone (E_e) quando colpisce l'atomo neutro deve superare l'energia necessaria a rimuovere l'elettrone nell'orbitale più esterno dell'atomo stesso, (deve quindi superare E_{ion} , il potenziale di prima ionizzazione). La probabilità che ha un elettrone di ionizzare una particella quando la colpisce è tanto maggiore quanto più grande è l'energia dello stesso rispetto a E_{ion} , assumendo valore minimo (di 0) quando $E_e < E_{ion}$ e raggiungendo il valore massimo per $E_e = 3 \div 4 E_{ion}$. L'energia di un elettrone può essere definita a partire dalla temperatura elettronica T_e , ma si osserva che la ionizzazione per impatto elettronico in un plasma è massima quando la temperatura consente un livello energetico molte volte superiore a E_{ion} . Gli elettroni con grande contenuto energetico che causano la ionizzazione sono detti primari, mentre quelli più "freddi" che sono strappati dagli atomi di appartenenza sono detti secondari.

2.6 - La ionizzazione superficiale

Il fenomeno di ionizzazione superficiale, schematizzato in Fig. 2.8 si verifica quando un atomo dotato di bassa energia di ionizzazione entra in contatto con una superficie ad alta temperatura, in genere costituita da un metallo caratterizzato da una funzione lavoro elevata. In tali condizioni esiste una certa probabilità che si verifichi il trasferimento di un elettrone dei gusci esterni dall'atomo alla superficie, provocando la formazione di uno ione positivo. L'elevata temperatura a cui si trova la sorgente permette di avere un processo di ionizzazione efficiente, favorendo il moto Browniano e incrementando i contatti isotopo-superficie. Esaminando il processo da un punto di vista energetico, ci si rende conto che la ionizzazione è possibile solo se l'energia necessaria per "strappare" un elettrone all'atomo neutro è compensata dall'energia liberata dall'elettrone nel momento in cui passa alla superficie metallica: la funzione lavoro Φ del metallo deve essere quindi maggiore dell'energia di ionizzazione W dell'atomo. Se ciò non si verifica, la ionizzazione può ancora avvenire, ma con una probabilità molto più bassa.

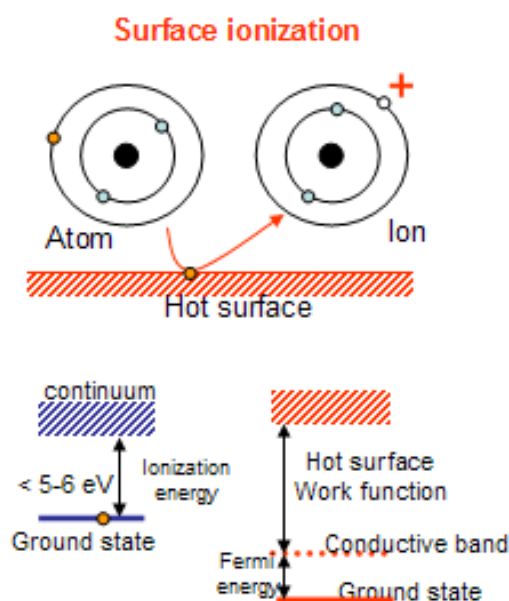


Fig. 2.8 Schema del processo di ionizzazione superficiale.

Normalmente i metalli più utilizzati per la realizzazione della superficie sono quelli evidenziati in Tab. 2.1, mentre gli elementi che vengono normalmente ionizzati sono principalmente i metalli alcalini a elevato numero atomico, come Cesio e Rubidio, che possiedono elettroni esterni debolmente legati.

Tab. 2.1 Funzione di lavoro di alcuni materiali generalmente utilizzati per la costruzione di hot-cavity [10].

Materiale	Φ [eV]	Note
Tungsteno	4,54	-
Tantalio	4,1 ÷ 4,3	-
Renio	4,85 ÷ 5,1	-
Grafite	4,6 ÷ 4,85	-
Niobio	4,02	-
TaC	3,2	-
Ir ₅ Ce	2,6	-
LaB ₆	2,4 ÷ 3,3	-
GdB ₆	1,5	Indirectly heated
BaOSrO	0,95 ÷ 1	Coated on a W cavity

Le sorgenti di ionizzazione superficiale vengono ampiamente utilizzate nelle strutture atte alla produzione di fasci ionici radioattivi per produrre fasci di ioni di elementi con potenziale di ionizzazione minore di 6 eV grazie alla loro alta efficienza, selettività e semplicità.

Quando un atomo colpisce una superficie (nella maggior parte dei casi metallica) ad alta temperatura esiste una certa probabilità che l'atomo in questione perda un elettrone e quindi evapori dalla superficie stessa come ione positivo. Il requisito che favorisce dal punto di vista termodinamico questo processo è che il potenziale di ionizzazione dell'atomo sia minore di quello della superficie: in questa condizione il sistema raggiunge lo stato energetico minimo quando l'elettrone più esterno, legato più debolmente, passa al metallo. Il trasferimento dell'elettrone avviene per tunneling quantistico [11] dal livello energetico occupato nell'atomo d'origine al livello energetico di Fermi del metallo (che corrisponde all'estremo superiore della banda continua).

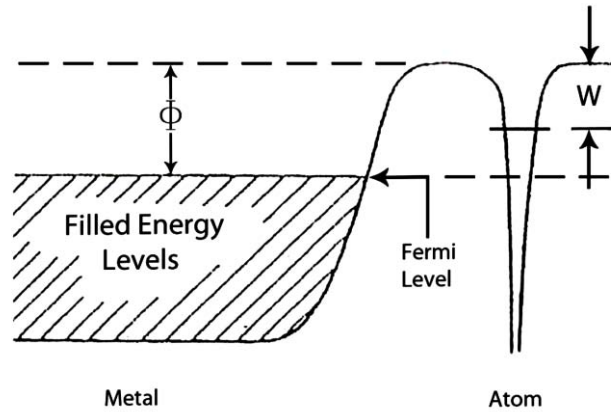


Fig. 2.9 Livelli energetici elettronici per un atomo prossimo alla superficie metallica [11].

In questo caso la probabilità di trovare il livello energetico occupato è data dall'equazione di Fermi-Dirac:

$$P_a = \left(1 + \exp\left(\frac{\Phi - W}{k_B T}\right) \right)^{-1} \quad (2.6)$$

dove Φ è la funzione di lavoro in eV, W è il potenziale di prima ionizzazione dell'atomo da ionizzare sempre in eV, T è la temperatura assoluta e k_B è la costante di Boltzmann (pari a $8,617 \cdot 10^{-5}$ eV/K), P_a rappresenta la probabilità che l'atomo rimanga neutro dopo il contatto con la superficie e infine $P_p = (1 - P_a)$ rappresenta la probabilità che l'atomo evapori dalla superficie come ione positivo [11].

$$P_p = \left(1 + \exp\left(\frac{\Phi - W}{k_B T}\right) \right)^{-1} \left(\exp\left(\frac{\Phi - W}{k_B T}\right) \right)^{-1} \quad (2.7)$$

Il rapporto P_p/P_a porta a:

$$\frac{v_a}{v_p} = \exp\left(\frac{\Phi - W}{k_B T}\right) \quad (2.8)$$

dove v_p e v_a rappresentano rispettivamente il numero per unità di superficie e per unità di tempo degli atomi evaporati come ioni e neutri. In questa derivazione sono stati trascurati i pesi statistici² ω_0 e ω_i .

² ω_0 e ω_i , calcolabili mediante relazioni quantistiche, rappresentano i pesi statistici associati all'atomo neutro e all'atomo ionizzato. Il rapporto ω_i/ω_0 vale, per metalli alcalini e alcalino-terrosi, rispettivamente 0,5 e 2 [13].

Inserendoli nell'eq. 2.8 si ottiene l'equazione di Saha-Langmuir [12]:

$$\alpha_s = \frac{\omega_i}{\omega_0} \exp\left(\frac{\Phi - W}{k_B T}\right) \quad (2.9)$$

I pesi statistici di alcuni elementi normalmente soggetti a ionizzazione superficiale sono riportati in Tab. 2.2.

Tab. 2.2 Potenziale di prima ionizzazione e pesi statistici di alcuni elementi [13].

Z	Elemento	W (eV)	ω_0	ω_1	ω_1 / ω_0
3	Li	5.39	2	1	0.5
13	Al	5.99	2	1	0.5
14	Si	8.15	1	2	2
19	K	4.34	2	1	0.5
37	Rb	4.18	2	1	0.5
38	Sr	5.69	1	2	2
55	Cs	3.89	2	1	0.5
56	Ba	5.21	1	2	2

L'eq. 2.9, che rappresenta l'equazione di Saha-Langmuir, descrive la resa di ionizzazione ed è così chiamata poiché ricavata da Langmuir a partire dall'equazione di Saha.

Dalla sua struttura esponenziale si deduce un'importante osservazione:

- nel caso Φ sia maggiore di W (elementi a basso potenziale di ionizzazione), un aumento della temperatura si riflette negativamente sul grado di ionizzazione e viceversa;
- nel caso contrario, con Φ minore di W , un aumento di temperatura è benefico nei confronti del grado di ionizzazione.

In ogni caso, come è possibile notare in Fig. 2.10, nel caso in cui $\Phi > W$ il beneficio dovuto alla diminuzione di temperatura è trascurabile.

L'efficienza di ionizzazione superficiale è data dall'equazione di Langmuir [12]:

$$\beta_s = \frac{\alpha_s}{1 + \alpha_s} \quad (2.10)$$

La Fig. 2.10 presenta l'andamento dell'efficienza teorica di ionizzazione superficiale al variare del potenziale di ionizzazione dell'elemento e considerando pareti di diverso materiale a differenti temperature di lavoro nel caso di $\omega_i / \omega_0 = 1$.

Si nota come elementi con bassi potenziali di ionizzazione l'efficienza teorica di ionizzazione superficiale è alta e poco dipendente dalla temperatura e dalla funzione di lavoro del materiale di parete. Per elementi con potenziale di ionizzazione più alto, invece, l'efficienza teorica di ionizzazione superficiale varia drasticamente al variare dei due parametri considerati.

È stato osservato sperimentalmente che l'efficienza di ionizzazione in una sorgente di forma tubolare con architettura a *hot-cavity* può risultare ordini di grandezza più alta dei valori teorici previsti dall'equazione di Langmuir, valida solo per superfici piane e per un singolo impatto con esse.

Verranno di seguito descritte le due principali ipotesi per spiegare l'andamento discordante tra valori teorici e sperimentali.

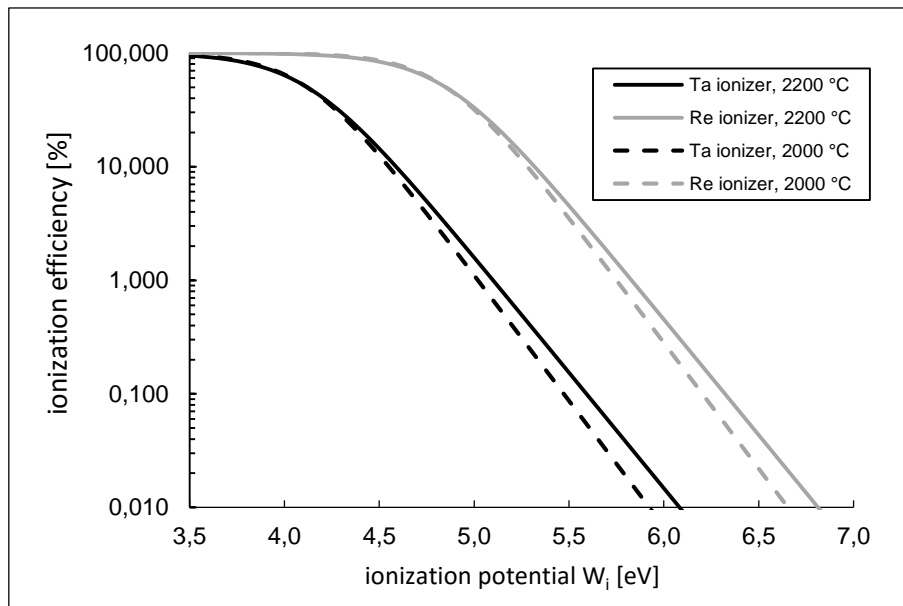


Fig. 2.10 Andamento dell'efficienza di ionizzazione superficiale al variare di temperatura, materiale di parete e potenziale di ionizzazione dell'elemento.

Esistenza di un plasma termico all'interno della cavità [14]

Una *hot-cavity* operante ad alta temperatura conterrà atomi ionizzati superficialmente, atomi neutri ed elettroni emessi per effetto termoionico. In funzione delle quantità relative di ioni ed elettroni la superficie della *hot-cavity* sarà caricata positivamente o negativamente. Il flusso di elettroni emessi per effetto termoionico, che solitamente supera di gran lunga quello degli atomi ionizzati, andrà a creare all'interno della cavità un plasma quasi-neutro a bassa densità [14]. Considerando inoltre l'effetto *space charge*³, si avrà che gli elettroni saranno concentrati in uno strato adiacente alle pareti della cavità mentre gli ioni verranno spinti nella zona interna, che assumerà le caratteristiche di un *ion trough*. Quest'ultimo è identificato da un volume cilindrico interno alla *hot-cavity* in cui il potenziale elettrostatico Φ_p assume il suo valore minimo in senso radiale, permettendo al suo interno la permanenza degli ioni che non tenderanno quindi a ricombinarsi sulle pareti della cavità (Fig. 2.11).

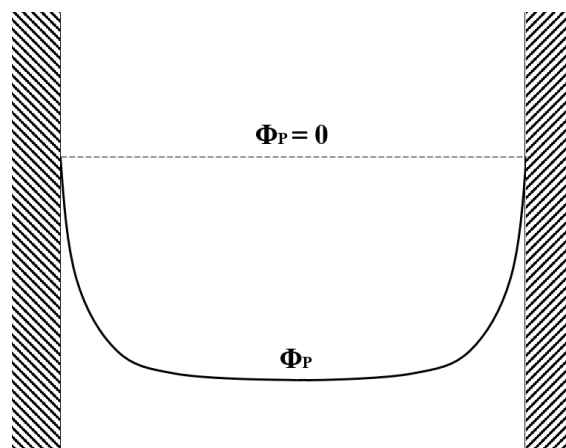


Fig. 2.11 Andamento del potenziale di plasma Φ_p all'interno della cavità, scalato in modo che sulle pareti $\Phi_p=0$.

³ Secondo l'effetto *space charge*, un eccesso di carica elettrica può essere visto di fatto come un *continuum* di carica distribuita in una determinata regione spaziale, piuttosto che come cariche puntiformi distinte.

La distribuzione del potenziale elettrostatico del plasma fa sì che diminuisca la possibilità che uno ione impatti di nuovo contro le pareti, minimizzando quindi la possibilità di annullamento della carica precedentemente acquisita. Inoltre, in prossimità delle pareti, la concentrazione di ioni diminuisce, consentendo quindi un maggior grado di ionizzazione superficiale. L'equilibrio è raggiunto quando, all'interno della cavità, la densità di ioni sarà uguale a quella di elettroni. In questo caso, considerando inoltre l'ipotesi di equilibrio termodinamico all'interno del plasma, la resa di ionizzazione superficiale, descritta dall'equazione di Eggert-Saha [15] assume la forma:

$$\gamma = \frac{2 \omega_i}{\omega_0} \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{(kT)^{5/2}}{P} \exp\left(\frac{-W_i}{kT}\right) \quad (2.11)$$

Dove m_e è la massa dell'elettrone, h è la costante di Planck, $P=kT(n_0+n_i+n_e)$ è la pressione del plasma e n_0, n_i, n_e sono rispettivamente le densità di atomi neutri, atomi ionizzati ed elettroni all'interno del volume.

L'efficienza di ionizzazione assume quindi la forma:

$$\eta = \left(\frac{\gamma}{1+\gamma} \right)^{0,5} \quad (2.12)$$

Le densità di carica in prossimità delle pareti e all'interno del volume sono legate dall'equazione di Boltzmann:

$$\frac{n_{is}}{n_{es}} = \frac{n_{vs}}{n_{es}} = \exp\left(-\frac{e\Phi_p}{kT}\right) \quad (2.13)$$

Dove e è la carica dell'elettrone e Φ_p è il potenziale di plasma, scalato in modo da essere nullo in prossimità delle pareti (vedi Fig. 2.11). Esso risulta quindi:

$$\Phi_p = \frac{KT}{2e} \ln\left(\frac{n_{is}}{n_{es}}\right) \quad (2.14)$$

Poiché la distribuzione e la densità degli atomi neutri non è influenzata dalla distribuzione e densità di ioni ed elettroni, il rapporto tra ioni ed atomi neutri all'interno del plasma α_v sarà uguale a quello in prossimità delle pareti α_s . Risulta quindi:

$$\alpha_v = \alpha_s \exp\left(-\frac{e\Phi_p}{kT}\right) \quad (2.15)$$

Il grado di ionizzazione, rispetto al caso di superficie piana descritto dall'equazione 2.9 è amplificato di un fattore pari a $\exp(-e \Phi_p/kT)$. L'efficienza di ionizzazione risulta quindi:

$$\beta_v = \frac{\alpha_v}{1+\alpha_v} \quad (2.16)$$

La determinazione delle caratteristiche del plasma, come il suo potenziale Φ_p o la sua pressione P risultano tuttavia molto difficili, se non impossibili. Studi pregressi [16] hanno infatti dimostrato che, nel caso sorgenti tenute ad alta temperatura durante la produzione di radioisotopi, anche dopo molte ore di *outgassing* la pressione parziale di questi ultimi è trascurabile rispetto a quella delle impurità liberate dal sistema (specialmente sodio e potassio) e a quella dovuta alla pressione parziale di vapore del materiale costituente la *hot-cavity*. Risulta quindi ovvio come l'eventuale presenza di altri fattori in gioco, come *mass-marker*, *target* e rispettivi riscaldatori, schermi termici ed eventuali componenti ausiliari vadano a modificare profondamente le condizioni del sistema, rendendo impossibile il calcolo dei parametri precedentemente considerati. Invece che stimare quindi le pressioni parziali dell'elemento di interesse, impurità e atomi sublimati dalla cavità è possibile considerare i dati di efficienza di ionizzazione ottenuti sperimentalmente e dividerli semplicemente per l'efficienza teorica di ionizzazione per una superficie piana descritta dall'eq. 2.9. Il coefficiente moltiplicativo trovato permetterà quindi di calcolare successivamente il potenziale di plasma Φ_p .

La principale assunzione effettuata per la trattazione appena descritta, ovvero la condizione di equilibrio termodinamico all'interno del plasma è tuttavia, secondo alcuni autori [17], del tutto irrealistica, considerando che gli atomi rimangono all'interno della cavità per pochissimo tempo, rendendo improbabile la condizione di equilibrio. Per questo motivo, il coefficiente di amplificazione che viene calcolato rispetto alla resa di ionizzazione superficiale può risultare spesso troppo elevato.

Aumento della probabilità di un atomo neutro di essere ionizzato grazie a collisioni multiple sulle pareti della hot-cavity [17]

In una sorgente di ionizzazione con architettura a hot-cavity un atomo neutro effettua un numero di collisioni ν lungo la parete della cavità. È quindi del tutto lecito supporre che la probabilità che l'atomo venga ionizzato (nel caso di singolo urto su superficie piana) debba essere moltiplicata di un coefficiente dipendente da ν . In particolare, secondo stime empiriche [16] il numero medio di collisioni lungo la cavità può essere stimato come il rapporto tra la superficie interna e l'area di passaggio trasversale della cavità stessa. Il metodo analitico per il calcolo di ν trova riscontro in analisi effettuate utilizzando codici di tipo Monte-Carlo⁴ [18] solo se si ipotizza un rimbalzo speculare dell'atomo dopo l'urto con la parete della cavità. Se invece si considera che l'atomo (o ione) si allontani dalla parete secondo la legge del coseno, ν può risultare molto superiore. Si suppone inoltre che il coefficiente di amplificazione N sia sensibilmente minore di ν : in particolare $N = \omega \nu$, dove con ω si identifica la probabilità che lo ione venga intrappolato nell'*ion trough* precedentemente descritto senza che esso possa collidere di nuovo contro le pareti con conseguente perdita di carica. Grazie a queste considerazioni si può quindi riformulare l'equazione di Saha-Langmuir in questo modo:

$$\alpha_c = \alpha_s N \tag{2.17}$$

dove, come già detto, $N = \omega \nu$.

L'efficienza di ionizzazione assume quindi in questo caso la forma:

$$\beta_c = \frac{\alpha_c}{1 + \alpha_c} \tag{2.18}$$

Si sono quindi descritte le due principali ipotesi sviluppate nel corso degli anni aventi obiettivo di spiegare l'andamento discordante tra valori teorici e sperimentali in termini di efficienza di ionizzazione in sorgenti con architettura hot-cavity.

La prima ipotesi, formulata da Huysse [14], è affetta da delle assunzioni difficilmente realizzabili e ciò può portare ad un calcolo del fattore di amplificazione rispetto alla resa di ionizzazione superficiale troppo elevato, se confrontato con risultati sperimentali.

La seconda ipotesi, formulata invece da Kirchner [17], considera che il fattore di amplificazione dipenda da ν , numero medio di collisioni che un atomo neutro effettua sulle superfici della cavità e da ω , probabilità che lo ione riesca a fuoriuscire dalla hot-cavity senza perdere la propria carica. Tuttavia, anche questa ipotesi va a spesso a sbattere contro le evidenze sperimentali: in letteratura infatti sono riscontrabili numerosi casi per cui il coefficiente di probabilità ω risulta maggiore di 1 [14] [18].

Vale la pena di sottolineare che entrambe le ipotesi siano state formulate e confrontate con dei dati sperimentali assumendo che la formazione di ioni avvenga solo tramite il meccanismo della ionizzazione superficiale e, come si descriverà in seguito, ciò non è da darsi per scontato.

Il metodo più semplice per il calcolo del coefficiente di amplificazione risulta quindi essere quello che utilizza direttamente dei risultati ottenuti sperimentalmente. Una volta ottenuta una certa efficienza di ionizzazione sperimentale β_{exp} e quindi un certo grado di ionizzazione sperimentale α_{exp} è possibile calcolare il coefficiente di amplificazione considerando il rapporto α_{exp}/α_s . Ovviamente il valore così trovato non risulta essere "puro" in quanto esso risulta essere anche funzione dell'efficienza di trasporto ed estrazione.

Verranno di seguito elencati e descritti i principali parametri che influenzano la ionizzazione superficiale.

⁴ Il metodo Monte-Carlo fa parte della famiglia dei metodi statistici non parametrici. È usato per trarre stime attraverso simulazioni. Si basa su un algoritmo che genera una serie di numeri tra loro incorrelati, che seguono la distribuzione di probabilità che si suppone abbia il fenomeno da indagare.

2.6.1 - Effetto della temperatura

Come già detto in precedenza, la temperatura della sorgente di ionizzazione e, in generale, dell'intero TIS ha un'importanza fondamentale poiché permette di migliorare l'estrazione dei prodotti di fissione e di evitare la loro condensazione. Considerando inoltre l'eq. 2.9, detta di Saha-Langmuir, appare evidente come la temperatura influisca sulla resa di ionizzazione nel caso di un singolo urto su una superficie piana. In particolare è possibile notare che:

- nel caso Φ sia maggiore di W (elementi a basso potenziale di ionizzazione), un aumento della temperatura si riflette negativamente sul grado di ionizzazione e viceversa;
- nel caso contrario, con Φ minore di W , un aumento di temperatura è benefico nei confronti del grado di ionizzazione.

Tuttavia, come è possibile osservare in Fig. 2.10, per bassi potenziali di ionizzazione, l'effetto della temperatura diventa trascurabile (fermo restando le considerazioni sull'estrazione e condensazione degli isotopi fuoriuscenti dal *target*).

2.6.2 - Effetto del materiale costituente la *hot-cavity* [17]

Considerando l'eq. 2.9 sembra che un aumento della funzione di lavoro Φ del materiale costituente la cavità porti ad un aumento della resa di ionizzazione. Tuttavia, se si considera il sistema in equilibrio termodinamico, come proposto da Huyse, esistono due effetti che vanno a contrapporsi: la migliore resa di ionizzazione superficiale è compensata da una maggiore ricombinazione degli ioni sulle pareti della cavità a causa dell'aumento del potenziale di plasma Φ_p . Tuttavia, come già detto l'ipotesi di equilibrio termodinamico è poco verosimile per cui si ritiene che il primo effetto sia preponderante rispetto al secondo e ciò è anche dimostrabile attraverso test sperimentali, nei quali si osserva un aumento dell'efficienza di ionizzazione superficiale all'aumentare di Φ . Osservando inoltre la Fig. 2.10, è possibile notare che, per bassi potenziali di ionizzazione, l'efficienza di ionizzazione risulta pressoché indipendente dalla funzione di lavoro del materiale.

2.6.3 - Effetto della densità di ioni ed atomi neutri [17]

Ci si aspetta che la probabilità ω che un atomo lasci la *hot-cavity* come ione positivo cresca quando:

- cresce la densità di particelle all'interno della cavità, poiché un atomo che viene ionizzato riesce facilmente a perdere l'energia cinetica acquisita e rimanere confinato all'interno del plasma, invece che attraversarlo e collidere nella parete dall'altro lato;
- all'aumentare della temperatura aumenta la presenza sia di atomi sublimati dalla cavità che impurità in modo simile al punto precedente. In questo caso, inoltre, aumenta l'emissione di elettroni per effetto termoionico, andando a diminuire il potenziale di plasma Φ_p , con conseguente aumento del fattore di amplificazione $\exp(-e \Phi_p/kT)$.

L'aumento della densità di atomi neutri e non ionizzabili superficialmente (ottenuta ad esempio mediante l'introduzione di gas inerti come lo xeno) si rivela inoltre particolarmente vantaggioso: è stato riscontrato che in questo modo l'efficienza di ionizzazione può essere aumentata anche fino a 7 volte.

2.6.4 - Effetto della geometria della *hot-cavity* [17]

Come già detto, il numero medio di collisioni ν che un atomo effettua lungo la parete della cavità può essere stimato con buona approssimazione come il rapporto tra la sua superficie laterale e quella trasversale di passaggio. Risulta quindi evidente che, in condizioni ideali, la modifica della geometria della *hot-cavity* (diminuzione suo diametro ed aumento della sua lunghezza) possa portare a un beneficio in termini di efficienza di ionizzazione. La scelta di un'architettura troppo spinta, tuttavia, potrebbe portare a degli svantaggi in quanto al diminuire del diametro dell'orifizio potrebbe crearsi una piccola sovrappressione prima della cavità, aumentando l'influenza delle inevitabili perdite in prossimità degli accoppiamenti con *target* e *transfer line*. Una diminuzione del diametro porterebbe inoltre a una minor penetrazione del campo elettrico generato dall'elettrodo estrattore rallentando quindi il processo di estrazione con conseguente aumento di ω .

2.6.5 - Effetto degli elettroni emessi per effetto termoionico [19]

A causa della altissime temperature raggiunte (maggiori di 2000 °C) la *hot-cavity* si comporta di fatto come una sorgente di elettroni emessi per effetto termoionico, tramite il meccanismo descritto nel paragrafo 2.5. Gli elettroni emessi, in funzione della loro posizione, possono risentire dal campo elettro-

statico generato dall'elettrodo estrattore. Quest'ultimo, infatti, penetrando all'interno del volume della cavità accelera gli elettroni che possono acquisire sufficiente energia per ionizzare tramite impatto elettronico anche atomi con potenziali di ionizzazione relativamente elevati (fino a 6 eV).

Per ovvi motivi, una stima di questo effetto risulta molto complicata tuttavia, in simulazioni utilizzando codici Monte-Carlo è stato stimato che, specialmente per elementi aventi basse efficienze di ionizzazione, il contributo dovuto alla ionizzazione per impatto elettronico può assumere valori dello stesso ordine di grandezza di quello dovuto alla ionizzazione superficiale. Inoltre, considerando l'equazione di Richardson-Dushman (eq. 2.3), si può osservare come la densità di corrente elettronica aumenti con la temperatura: è quindi lecito aspettarsi che il suo contributo in termini di efficienza di ionizzazione aumenti anch'esso con l'aumentare della temperatura.

2.7 - La ionizzazione laser mediante la tecnica RILIS (*Resonant Laser Ion source*)

[6]

Questa tecnica si rivela fondamentale per le *facility* di tipo ISOL grazie all'elevata efficienza di ionizzazione ottenibile e alla sua eccellente selettività. I laser utilizzati sono caratterizzati dalla sovrapposizione di più raggi (due o tre a seconda dell'elemento da ionizzare) aventi lunghezze d'onda differenti, corrispondenti a diversi valori energetici.

L'energia di un fotone monocromatico è data dalla relazione di Planck:

$$E = hf \tag{2.19}$$

dove h è la costante di Planck ed f è la frequenza d'onda.

Il laser viene proiettato all'interno di un determinato volume di interazione (solitamente costituito dalla *hot-cavity*, come mostrato in Fig. 1.12). Nel meccanismo di ionizzazione RILIS (vedi Fig. 2.12) le lunghezze d'onda dei laser sono tarate con precisione in modo che l'energia dei fotoni permetta compiere all'elettrone più esterno dei salti quantici verso orbitali più esterni fino alla separazione dall'atomo: in questo modo si ha la formazione di uno ione positivo +1. Questo schema mostra come l'elettrone di valenza sia portato inizialmente a vari livelli di eccitazione e infine al *continuum*, o a stati altamente eccitati, detti di Rydberg o, infine, a uno stato di autoionizzazione. Queste due ultime tecniche, quando possibili, sono da preferirsi in quanto permettono di ottenere una maggiore efficienza. In Fig. 2.13 sono rappresentati schematicamente i processi di fotoeccitazione e fotoionizzazione.

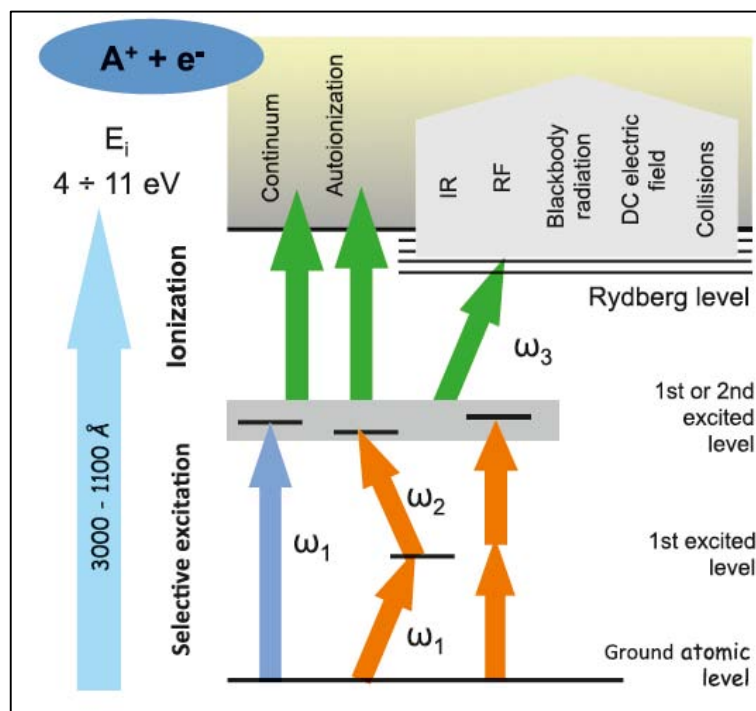


Fig. 2.12 Schema di funzionamento della tecnica RILIS.

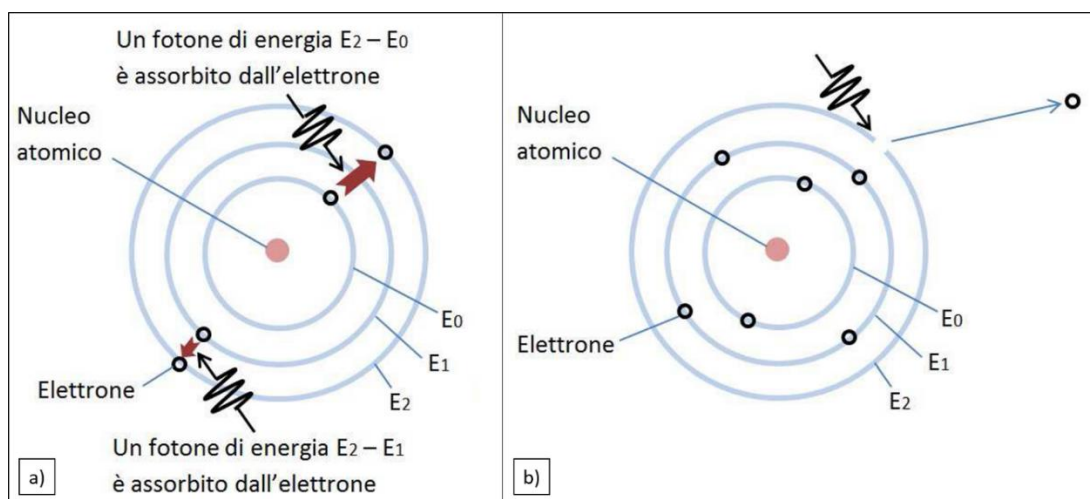


Fig. 2.13 Processi di fotoeccitazione **a)** e fotoionizzazione **b)** di un atomo [20].

La tecnica RILIS si rivela particolarmente vantaggiosa per gli elementi aventi un potenziale di ionizzazione né troppo alto né troppo basso. Se si considerano infatti i metalli alcalini, aventi un basso potenziale di ionizzazione, è noto che essi possono essere ionizzati in modo molto efficiente e selettivo tramite la tecnica di ionizzazione superficiale. Al contrario, gli elementi alogeni, aventi un alto potenziale di ionizzazione, possiedono una struttura atomica tale da rendere impossibile la ionizzazione mediante laser. In questo caso l'unica opzione risulta essere la tecnica di ionizzazione per bombardamento elettronico. In ogni caso la maggior parte degli elementi di interesse è compresa tra le due situazioni appena descritte (e situate agli estremi della tavola periodica, come mostrato in Fig. 1.9). In questi casi le sorgenti di ionizzazione laser si rivelano essere la soluzione ottimale.

2.7.1 - Il problema dei contaminanti ionizzati superficialmente per sorgenti RILIS

Per sorgenti RILIS con architettura a *hot-cavity*, la ionizzazione superficiale, sempre presente, può dar luogo a dei contaminanti isobari, aventi cioè la stessa massa degli isotopi di interesse e quindi più difficili da separare. Si ha quindi che, per i molti isotopi che possono essere ionizzati mediante la RILIS, la purezza del fascio radioattivo generato può essere più o meno compromessa in funzione dell'ammontare della produzione di radioisotopi a basso potenziale di ionizzazione che vengono ionizzati in modo molto efficiente superficialmente. In questi casi, la purezza del fascio potrebbe risultare compromessa e, per evitare ciò, risulta necessario prendere delle accurate precauzioni, descritte di seguito.

i - Riduzione dell'efficienza di ionizzazione superficiale [6]

Nel paragrafo 2.6 si sono dettagliatamente descritti i fattori che influenzano l'efficienza di ionizzazione superficiale. Osservando l'equazione di Saha-Langmuir (eq. 2.9) è possibile notare che la resa di ionizzazione superficiale può essere diminuita essenzialmente in due modi: abbassando la temperatura della *hot-cavity* o scegliendo un materiale per la sua costruzione con una più bassa funzione di lavoro Φ . Il primo metodo risulta irrealizzabile: come più volte detto, infatti, le alte temperature in gioco si rivelano necessarie per minimizzare i tempi di effusione e evitare la condensazione dei radioisotopi prodotti. D'altro canto, la scelta del materiale che costituisce la *hot-cavity* si può rivelare una scelta migliore. Osservando infatti la Tab. 2.1, come esistano materiali con funzioni di molto minori rispetto a quelle dei materiali generalmente utilizzati (W , Ta). Presso il CERN sono stati effettuati dei test *off-line* al fine di verificare la fattibilità della soluzione realizzando la *hot-cavity* in diversi materiali (Gd_2O_3 , riscaldata indirettamente e W con rivestimento in $BaO+SrO$ [21]). È stata registrata un'importante riduzione della ionizzazione superficiale con delle modeste perdite in termini di efficienza di ionizzazione laser. In test effettuati *on-line*, tuttavia, non è stato ottenuto lo stesso risultato: la causa di ciò è stata attribuita alla formazione di ioni già all'interno del *target* e della *transfer line* [21].

ii - Separazione spaziale degli ioni prodotti superficialmente e tramite laser [6]

Se il processo di ionizzazione laser ha luogo fuori dalla *hot-cavity*, è possibile respingere gli ioni prodotti superficialmente posizionando dopo l'uscita della cavità un opportuno elettrodo, caricato positivamente rispetto ad essa. Dopo di esso si può quindi in questo modo creare una zona con l'assenza di isotopi ionizzati superficialmente. Ovviamente è necessaria una progettazione accurata del sistema in quanto c'è il rischio di diminuire l'efficienza della ionizzazione laser stessa, considerando che la sovrapposizione geometrica del laser con gli isotopi uscenti dalla *hot-cavity* si sposta dalle condizioni ottimali (ovvero del laser che occupa tutta la cavità).

iii - Separazione temporale degli ioni prodotti superficialmente e tramite laser [6]

Questo metodo può essere implementato sfruttando la struttura temporale del laser pulsante ed utilizzando un *beam-gate* sincronizzato con la pulsazione del laser. La tecnica appena descritta prende il nome di ToFLIS.

iv - Inversione della polarità del circuito della sorgente di ionizzazione [22] [23]

Questa tecnica sfrutta il potenziale elettrostatico che si genera all'interno di *hot-cavity* e *transfer line* grazie alla caduta di potenziale dovuta alla resistenza del circuito riscaldante. In condizioni di polarità normale (potenziale elettrico decrescente verso l'uscita della sorgente di ionizzazione) uno ione verrà spinto verso l'elettrodo estrattore. In caso di polarità invertita (potenziale elettrico crescente verso l'uscita della sorgente di ionizzazione) invece, uno ione verrà estratto solo se si trova nella parte terminale della cavità, in cui penetra il campo elettrico generato dell'elettrodo estrattore. Le dimensioni di questa zona dipendono ovviamente dal diametro della *hot-cavity*, dal potenziale di estrazione e dalla distanza dell'elettrodo estrattore. È possibile quindi respingere verso il *target* gli ioni prodotti prima di essa (supponendoli quasi totalmente formati tramite ionizzazione superficiale) mediante l'inversione della polarità del circuito riscaldante. Tuttavia, il volume di interazione del fascio laser con la zona in cui penetra il campo elettrico generato dall'elettrodo estrattore potrebbe non risultare sufficiente, portando a basse efficienze di ionizzazione laser. Per evitare ciò è possibile prevedere una configurazione leggermente diversa, come mostrato in Fig. 2.14.

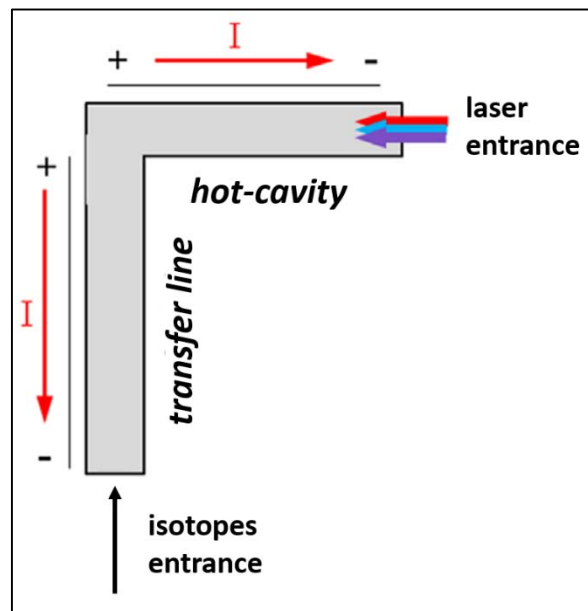


Fig. 2.14 Inversione della polarità della corrente riscaldante nella transfer line.

Con questa configurazione, in cui solo la *hot-cavity* è polarizzata direttamente, si ha un aumento del volume di estrazione degli isotopi ionizzati mediante la tecnica RILIS. Si ha anche tuttavia una più mode-

sta soppressione degli isotopi ionizzati superficialmente: verrebbero infatti respinti verso il *target* solo gli ioni prodotti prima della *hot-cavity*.

2.8 - Conclusioni

Questo capitolo ha lo scopo di esporre i meccanismi fondamentali che governano le ionizzazioni superficiale e laser, al fine di fornire una solida base per la trattazione dei risultati ottenuti dai test sperimentali (vedi Capitolo 4). Innanzitutto è stato descritto il sistema TIS e, in particolare, la sorgente di ionizzazione superficiale e laser del progetto SPES. Durante l'estrazione degli isotopi radioattivi, entrambi i meccanismi di ionizzazione condivideranno la stessa architettura di sorgente. Si sono successivamente introdotti i principi fondamentali della ionizzazione, con riferimento alle proprietà chimiche degli elementi che la influenzano. Si è poi entrati nel dettaglio per quanto riguarda la ionizzazione superficiale, introducendo la ben nota equazione di Saha-Langmuir, grazie alla quale è possibile stabilire la resa di ionizzazione superficiale nel caso di un singolo urto su superficie piana. I valori sperimentali risultano tuttavia molto più elevati: a tal proposito si sono introdotte le teorie più accreditate che tentano di giustificare questo fenomeno. Si poi sono introdotti i principali parametri di influenza per quanto riguarda l'efficienza di ionizzazione superficiale e, infine, sono stati descritti i principi fondamentali della tecnica RILIS, ponendo particolare attenzione alle tecniche per la riduzione dei contaminanti ionizzati superficialmente.

Capitolo 3

Caratterizzazione termica della sorgente di ionizzazione superficiale e laser SPES mediante analisi numeriche elettro-termiche e misure sperimentali

Nel capitolo precedente sono stati presentati in dettaglio l'architettura della sorgente superficiale e laser del progetto SPES e i meccanismi fondamentali riguardanti le ionizzazioni superficiale e laser.

In condizioni di normale funzionamento, la sorgente viene riscaldata per effetto Joule e mantenuta a temperature di esercizio fino a 2200°C, al fine di migliorare l'estrazione dei prodotti di fissione e di evitare la loro condensazione [7]. Inoltre, considerando i meccanismi fondamentali della ionizzazione superficiale, risulta evidente come la temperatura influenzi pesantemente le prestazioni. Un altro parametro fondamentale per questo tipo di sorgenti è la differenza di potenziale che, oltre a dare una chiara indicazione sulla potenza dissipata per effetto Joule lungo la linea, influenza il potenziale elettrostatico all'interno della cavità e quindi il moto degli elementi ionizzati e degli elettroni emessi per effetto termoionico.

Al fine di studiare la sorgente in termini di efficienza di ionizzazione e di trasporto, risulta quindi evidente come sia necessario avere a disposizione uno strumento che permetta di simulare dettagliatamente il comportamento termo-elettrico del sistema. La creazione di un modello numerico elettro-termico permette di ottenere in anticipo e con un'ottima precisione informazioni riguardanti distribuzione di temperatura in tutta la sorgente per una determinata corrente di attraversamento.

In questo capitolo verranno spiegati in dettaglio, partendo dalle basi teoriche, i passi seguiti per la creazione del modello numerico (ottenuto sfruttando il codice di calcolo *ANSYS® Mechanical APDL*) descrivente la sorgente di ionizzazione superficiale. Il modello verrà infine validato mediante prove sperimentali.

3.1 - Basi teoriche per la costruzione del modello

Vengono di seguito introdotte le basi teoriche sulle quali è stato costruito il modello [5] [1]. Essendo gli obiettivi di tale studio la valutazione dei parametri fondamentali che regolano l'operazione del sistema, ossia temperatura e distribuzione del potenziale elettrico, ciò che è sostanzialmente richiesto è la risoluzione di un problema termo-elettrico. Il problema termico è strettamente correlato al problema elettrico, in quanto la generazione di calore avviene per mezzo dell'effetto Joule. Si deve inoltre sottolineare che, essendo le proprietà elettriche dipendenti dalla temperatura, cioè dalla soluzione del problema termico, è necessario un procedimento iterativo al fine di arrivare ad una soluzione consistente. Ciò significa che i risultati del problema elettrico, che forniscono una variabile in input del problema termico, saranno ricalcolati sulla base delle soluzioni del problema termico, fino a convergenza.

3.1.1 - Il problema termico

In fase di operazione il sistema TIS è mantenuto in stato di alto vuoto (circa 10^{-6} mbar) grazie alla camera da vuoto. Ne consegue che il meccanismo di scambio termico per convezione non può aver luogo nel volume isolato dalla camera da vuoto, poiché è totalmente assente un fluido in grado di trasmettere il calore. Il calore viene quindi trasmesso attraverso i meccanismi di conduzione e irraggiamento. La conduzione, avendo luogo solamente in presenza di un mezzo solido ha luogo dove vi è la continuità del materiale attraverso il componente o attraverso il contatto tra le superfici di componenti diversi, l'irraggiamento invece ha luogo tra le superfici che non sono poste a contatto.

Per quanto riguarda la descrizione fisica del fenomeno di trasmissione del calore, generalmente si osserva che i problemi con fenomeni di conduzione e irraggiamento accoppiati sono risolti con metodi sequenziali che si basano su equazioni iterative sulla diffusione del calore e sulla radiazione termica. La soluzione del problema di diffusione termica costituisce le condizioni al contorno per la radiazione termica, mentre i risultati delle equazioni che determinano i flussi termici irraggiati forniscono le condizioni iniziali per la conduzione nella successiva iterazione. In Fig. 3.1 è rappresentato schematicamente il fenomeno dello scambio termico descritto: la conduzione ha luogo attraverso la regione solida indicata con D, mentre l'irraggiamento riguarda le superfici formanti l'enclosure (insieme di superfici tra cui può aver luogo lo scambio termico per radiazione) indicata con S_{enc} . Il meccanismo di scambio termico per conduzione è descritto nella sua forma generale dall'eq. 3.1, scritta in coordinate cartesiane.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + h = \delta c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.1)$$

In tale equazione la funzione $T(x,y,z,t)$ esprime il campo di temperatura in funzione della posizione cartesiana (x,y,z) e del tempo (t) , il parametro k esprime la conducibilità termica del materiale, δ la densità, c il calore specifico ed in fine h la generazione volumetrica interna di calore. Al fine di ottenere una soluzione valida è necessario definire sia le condizioni iniziali sia quelle al contorno.

Le condizioni al contorno fissano il campo di temperatura dell'intero volume solido D al tempo iniziale (eq. 3.2).

$$T(x, y, z, 0) = T_i(x, y, z) \quad \forall (x, y, z) \in D \quad (3.2)$$

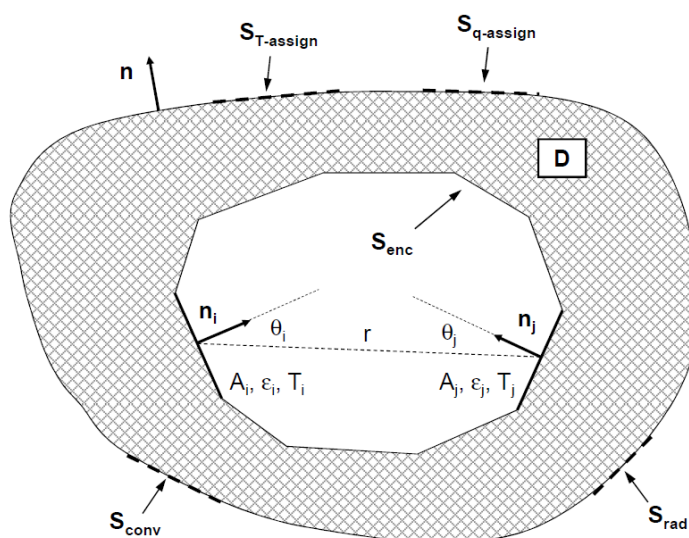


Fig. 3.1 Rappresentazione schematica di un problema di scambio termico attraverso meccanismi di conduzione e irraggiamento accoppiati.

Le condizioni al contorno descrivono lo status della superficie S che confina il volume D e possono essere generalmente espresse nella forma indicata nelle relazioni (eq. 3.3, 3.4, 3.5).

$$T(x, y, z, t) = T_{assign}(x, y, z, t) \quad \forall (x, y, z) \in S_{T-assign} \quad (3.3)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial n}(x, y, z, t) = q_{assign} + q_{conv} + q_{rad} \quad \forall (x, y, z) \in (S_{q-assign} \cup S_{conv} \cup S_{rad}) \quad (3.4)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial n}(x, y, z, t) = q_{enc} \quad \forall (x, y, z) \in S_{enc} \quad (3.5)$$

L'eq. 3.3 rappresenta eventuali vincoli espliciti di temperatura, la (3.4) e la (3.5) sono state scritte in relazione alla normale n alla superficie S (dove $S = S_{T-assign} \cup S_{q-assign} \cup S_{conv} \cup S_{rad} \cup S_{enc}$). I termini q_{assign} , q_{conv} , q_{rad} , q_{enc} assumono valori positivi quando il flusso termico ha direzione concorde alla normale n. Tra questi q_{conv} e q_{rad} indicano rispettivamente i flussi termici scambiati verso l'ambiente esterno attraverso i meccanismi di convezione e radiazione nelle porzioni di superficie S_{conv} e S_{rad} . Tali flussi sono esprimibili mediante le eq. 3.6 e 3.7

$$q_{conv} = \alpha(T - T_c) \quad (3.6)$$

$$q_{rad} = \varepsilon \sigma (T^4 - T_r^4) \quad (3.7)$$

Nell'equazione (3.6) α indica il coefficiente di scambio termico convettivo mentre T_c indica la temperatura del fluido che circonda la superficie dove ha luogo il fenomeno di scambio termico. Nell'eq. 3.7 invece ε è l'emissività emisferica totale della superficie supposta grigia, σ è la costante di Stefan-Boltzmann, e T_r rappresenta la temperatura ambientale oppure la temperatura di una superficie isoterma molto più grande di S che la racchiude completamente.

Le condizioni al contorno sulle superfici A_i che appartengono all'enclosure S_{enc} sono fissate dall'eq. 3.5 nella quale q_{enc} rappresenta il calore irradiato attraverso la superficie A_i . Dal momento che all'interno dell'enclosure S_{enc} si suppone sia stato effettuato il vuoto è evidente che l'eq. 3.5 rappresenta lo scambio termico totale non essendo possibile il meccanismo della convezione data l'assenza di un fluido in grado di trasmettere il calore. Si ricava inoltre che in fase di equilibrio termico il calore trasmesso per radiazione è uguale al flusso termico conduttivo attraverso la superficie S_{enc} all'interno del volume D.

La soluzione del problema radiativo, come ad esempio il calcolo di q_{enc} , è ottenuta considerando l'eq. 3.8 nella quale si assume che le N aree coinvolte nello scambio radiativo siano grigie e diffusive e che inoltre siano interessate da un campo di temperatura e un flusso termico uscente uniforme.

$$\sum_{i=1}^N \left[\frac{\delta_{ji}}{\varepsilon_i} - F_{j-i} \left(\frac{1-\varepsilon_i}{\varepsilon_i} \right) \right] q_{enc,i} = \sum_{i=1}^N (\delta_{ji} - F_{j-i}) \sigma T_i^4 \quad (3.8)$$

In tale formulazione il simbolo δ_{ji} rappresenta l'operatore delta di Kronecker (pari a 1 se $i=j$, altrimenti 0), ε_i è l'emissività emisferica totale della superficie i, F_{j-i} rappresenta il fattore di vista tra la superficie j e la superficie i, $q_{enc,i}$ è il flusso termico netto scambiato per radiazione dall'area i, σ è la costante di Stefan-Boltzmann, e T_i rappresenta la temperatura assoluta (in K) della superficie i. Il fattore di vista F_{j-i}

indica la frazione di energia radiante che, uscente dalla superficie j , impatta direttamente la superficie i . È espresso dall'eq. 3.9.

$$F_{j-i} = \frac{1}{A_j} \int_{A_j} \int_{A_i} \frac{\cos\theta_j \cos\theta_i}{\pi r^2} dA_i dA_j \quad (3.9)$$

Le quantità geometriche espresse nell'eq. 3.9 fanno riferimento a Fig. 3.1.

3.1.2 - Il problema elettrico

Come già indicato il problema elettrico è complementare al problema termico in quanto fornisce il carico termico derivante dal riscaldamento per effetto Joule. Il campo di densità di corrente elettrica $\mathbf{j}(x,y,z)$ dipende dal gradiente del potenziale $V(x,y,z)$, come indicato nell'equazione di Ohm (eq. 3.10).

$$\mathbf{j} = -\frac{1}{\rho(T)} \nabla V \quad (3.10)$$

Con ρ si intende la resistività del materiale che è funzione della temperatura.

In condizioni stazionarie inoltre, dal momento che le condizioni per la validità del teorema della continuità di \mathbf{j} sono verificate, è possibile scrivere l'eq. 3.11.

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (3.11)$$

In accordo con quanto enunciato riguardo all'effetto Joule è possibile scrivere una relazione tra il calore dissipato per unità di volume del materiale e il campo di corrente \mathbf{j} (3.12).

$$h = -\nabla V \cdot \mathbf{j} \quad (3.12)$$

Dove il simbolo “.” identifica il prodotto scalare tra due vettori.

3.2 - Analisi numeriche

3.2.1 - Il modello geometrico

Il principale obiettivo dello studio in esame è quello di valutare la distribuzione di temperatura e di potenziale elettrico nella zona che interessa l'attraversamento degli isotopi, ovvero la *hot-cavity* e la *transfer line*. Pertanto, considerando la geometria reale del sistema che si deve andare a studiare, rappresentata in Fig. 3.1, è stato necessario costruire un modello geometrico semplificato che riproducesse le caratteristiche di interesse, trascurando quelle non significative per lo scopo dell'analisi.

Le semplificazioni si rendono necessarie al fine di permettere un'agevole costruzione del modello numerico e per ridurre notevolmente i tempi di calcolo richiesti per la sua risoluzione.

Innanzitutto si sono rimossi il piatto posteriore della camera ed il suo coperchio in quanto è stato dimostrato in precedenti lavori di tesi [24] che la loro influenza per il problema di scambio termico radiativo è trascurabile. La ragione di ciò è facilmente intuibile osservando l'eq. 3.7: tra due corpi, lo scambio termico per radiazione è in funzione della differenza tra le quarte potenze delle rispettive temperature e perciò appare evidente quindi come il piatto della camera e il rispettivo coperchio (raffreddati, aventi quindi temperature intorno ai 25 °C) influiscano solamente in minima parte sulla temperatura della sorgente (mantenuta, come già detto, a temperature superiori ai 2000 °C). Per lo stesso motivo si è trascurato in totalità il sistema di centraggio della sorgente (ST_SIT_02) descritto nel capi-

tolo precedente. Sono stati inoltre rimossi tutti quei componenti e *features* che non avrebbero avuto influenza per l'obiettivo dell'analisi elettro-termica, come le giunzioni bullonate, smussi e raccordi. Il risultato di queste semplificazioni è mostrato in Fig. 3.3.

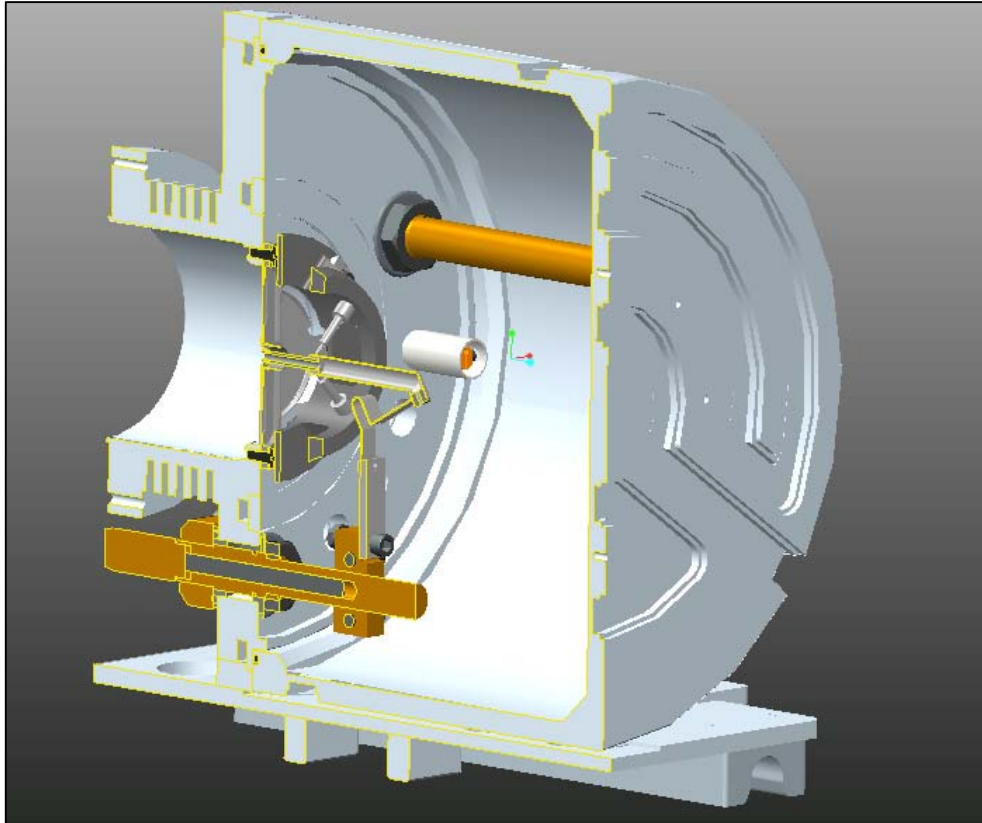


Fig. 3.2 Modello geometrico reale.

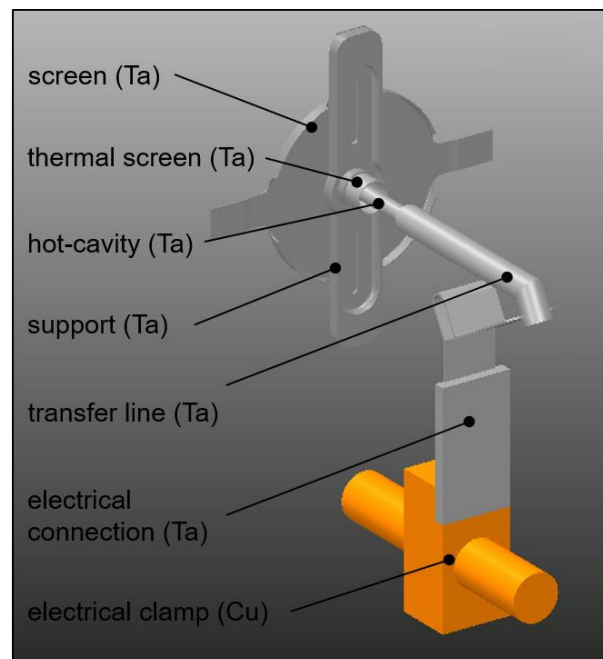


Fig. 3.3 Modello geometrico semplificato.

3.2.2 - Il modello numerico

In generale, per un particolare problema fisico, non si dispone di una trattazione analitica in grado di fornire la soluzione esatta al problema e, come in questo caso, l'unica strada percorribile diventa quella dei metodi numerici, tra i quali si è utilizzato in particolare il metodo degli Elementi Finiti (FEM, Finite Element Method). Nel caso in esame il campo elettrico e quello termico sono accoppiati. In particolare, considerando che l'intero sistema è tenuto in alto vuoto, si avrà che gli unici meccanismi di scambio che governeranno il problema termico saranno l'irraggiamento e la conduzione. Il metodo agli elementi finiti, implementato nel codice ANSYS®, permette di risolvere in modo approssimato dei sistemi di equazioni differenziali alle derivate parziali. L'approccio si basa sulla discretizzazione del dominio di integrazione: in particolare, la geometria viene semplificata in una rete di elementi detta *mesh*. Ogni elemento della *mesh* ha dei punti caratteristici, detti nodi, utilizzati per calcolare la soluzione del problema. Il problema della conduzione viene risolto con il motore degli elementi finiti, mentre il problema della radiazione con il metodo ANSYS® *Radiosity Solver*. La soluzione del problema radiativo permette di determinare le temperature T_i delle superfici dell'*enclosure*, un sistema di N equazioni esplicite permette di trasportare il flusso netto di calore $q_{enc,i}$ ad ogni superficie per essere applicato come condizione al contorno per il problema conduttivo. In altre parole il flusso di calore irradiato risultante dal problema della radiazione genera le condizioni al contorno per il problema di conduzione termica la cui soluzione è la distribuzione superficiale di temperatura a sua volta reindirizzata come condizione al contorno per il problema della radiazione termica. Il problema elettrico viene risolto ponendo un vincolo di potenziale nullo su alcune superfici e forzando una corrente elettrica su altre. Per la risoluzione del problema numerico si è utilizzato l'elemento *SOLID226* (Fig. 3.4), che permette l'accoppiamento dei gradi di libertà temperatura e potenziale elettrico, mentre le rispettive forze generalizzate sono il flusso di calore e l'intensità di corrente elettrica. L'elemento permette diverse configurazioni geometriche. Tuttavia, data la complessità della geometria, si è scelto un tipo di meshatura *free*, optando quindi per la configurazione tetraedrica a 10 nodi. Il risultato è rappresentato in Fig. 3.5.

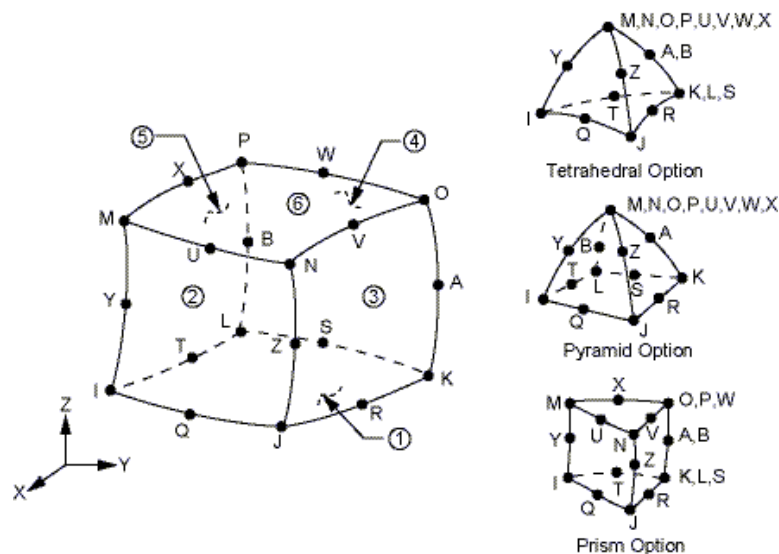


Fig. 3.4 Elemento SOLID226 in varie configurazioni.

Le proprietà dei materiali, come ad esempio resistività, calore specifico, emissività, ecc. vengono richiamate mediante l'utilizzo di apposite *macro* APDL precompilate.

Il modello utilizzato considera in contatto perfetto i vari componenti. Si assume perciò che la resistenza termica di contatto vada a influenzare solo localmente i valori di temperatura. D'altro canto, la resistenza elettrica di contatto, come si vedrà, andrà a modificare il valore di differenza di potenziale ai capi del modello di una quantità pressoché costante al variare della corrente di attraversamento.

La definizione dei carichi e dei vincoli sui gradi di libertà è stata effettuata in questo modo (Fig. 3.5):

- sulle superfici dello schermo della sorgente che idealmente sarebbero a contatto con il piatto raffreddato della camera, è stato imposto un vincolo di temperatura pari a 25 °C e di potenziale elettrico pari a 0;
- sulla superficie interna e raffreddata del puntale di alimentazione della sorgente, è stato imposto un vincolo di temperatura pari a 25 °C;
- ai nodi della sezione trasversale di ingresso del puntale di alimentazione della sorgente, è stata imposta la corrente entrante desiderata;
- è stata definita inoltre una sola *enclosure* per il calcolo del calore scambiato per irraggiamento tra tutte le superfici (escluse quelle dei componenti in rame, poiché a bassa temperatura) e l'ambiente circostante, caratterizzato da una temperatura uniforme pari a 25°C.

In quanto già fatto in precedenti lavori di tesi [25], non è stata effettuata l'analisi di convergenza della *mesh*, ovvero lo studio dell'influenza della dimensione degli elementi sul risultato finale in termini di temperatura.

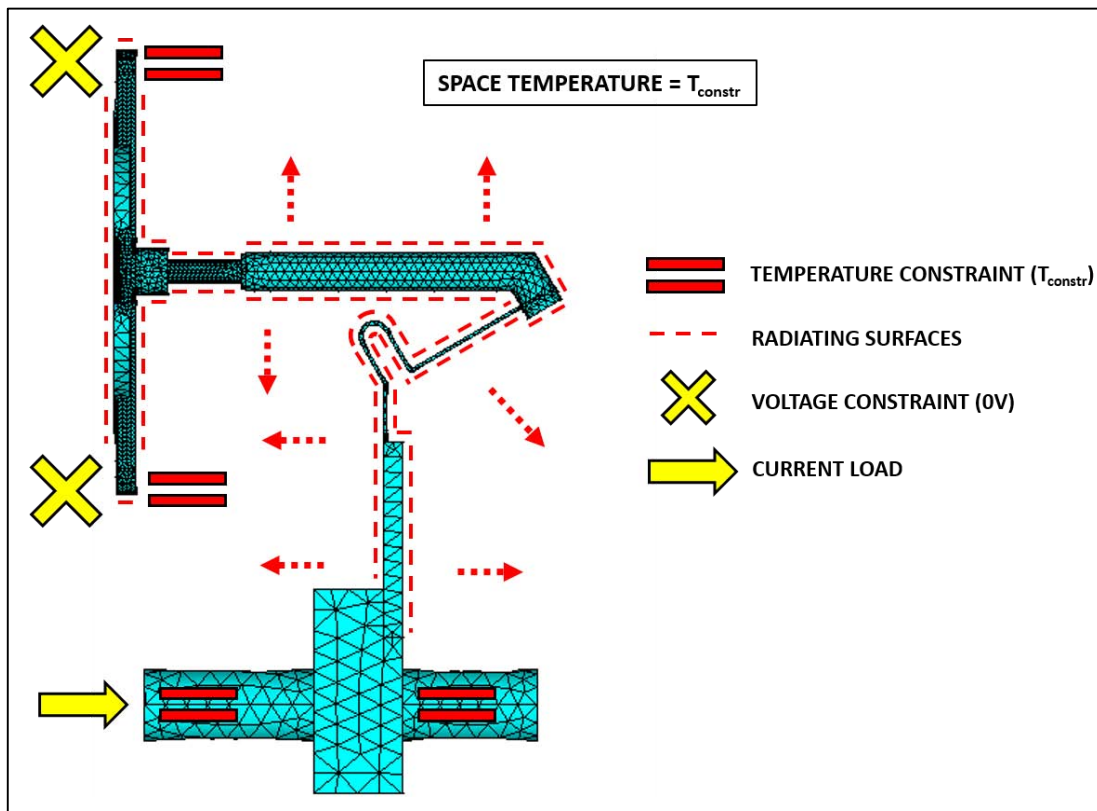


Fig. 3.5 Rappresentazione della mesh utilizzata, dei carichi applicati e dei vincoli ai gradi di libertà.

3.2.3 - Risultati Numerici

Si è studiato il comportamento in termini di temperatura e di potenziale elettrico della sorgente di ionizzazione superficiale per varie correnti riscaldanti.

In Fig. 3.6 è mostrato risultato qualitativo dell'analisi FE per una corrente entrante pari a 380 A.

Al fine di verificare quantitativamente i risultati numerici e di confrontarli in seguito con quelli sperimentali si è poi diagrammato l'andamento della temperatura lungo *hot-cavity* e *transfer line* sia lungo la superficie interna, sia lungo quella esterna (vedi Fig. 3.7) per una corrente riscaldante pari a 380 A.

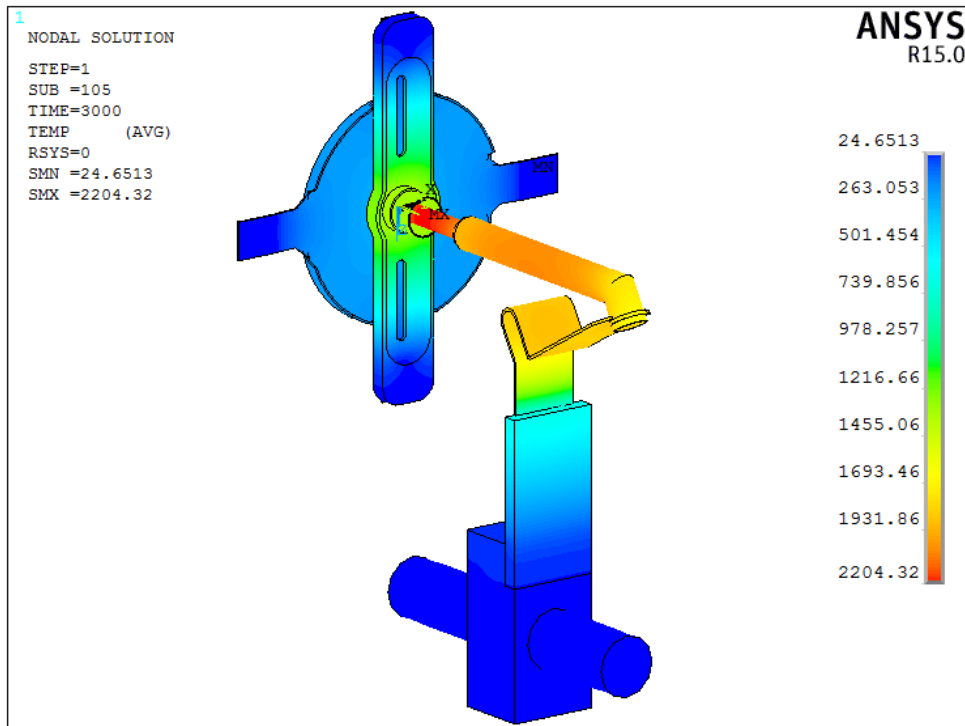


Fig. 3.6 Rappresentazione della temperatura raggiunta in tutta la sorgente per una corrente di ingresso pari a 380 A. Le temperature sono espresse in gradi centigradi.

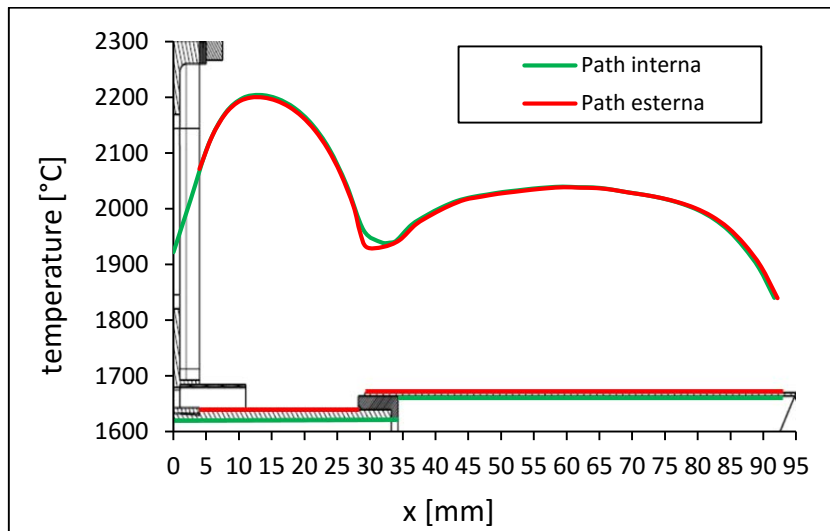


Fig. 3.7 Distribuzione di temperatura lungo le pareti interne ed esterne della cavità per una corrente di linea pari a 380 A.

Come si può notare, i risultati in termini di distribuzione termica per le due *path* sono pressoché coincidenti. Si può quindi assumere che il parametro di principale interesse per lo studio della sorgente, ovvero la temperatura interna (dove avviene di fatto la ionizzazione superficiale) possa essere descritta con ottima approssimazione dalla temperatura della parete esterna, misurabile però sperimentalmente. Si suppone quindi che, una volta validato il modello FE sulla superficie esterna, i risultati nume-

rici riguardanti la superficie interna siano rappresentativi del reale stato termico all'interno di *hot-cavity* e *transfer line*.

I risultati numerici, sia di distribuzione di temperatura lungo la sorgente che di differenza potenziale ai suoi estremi sono rappresentati in Fig. 3.8 e Fig. 3.9.

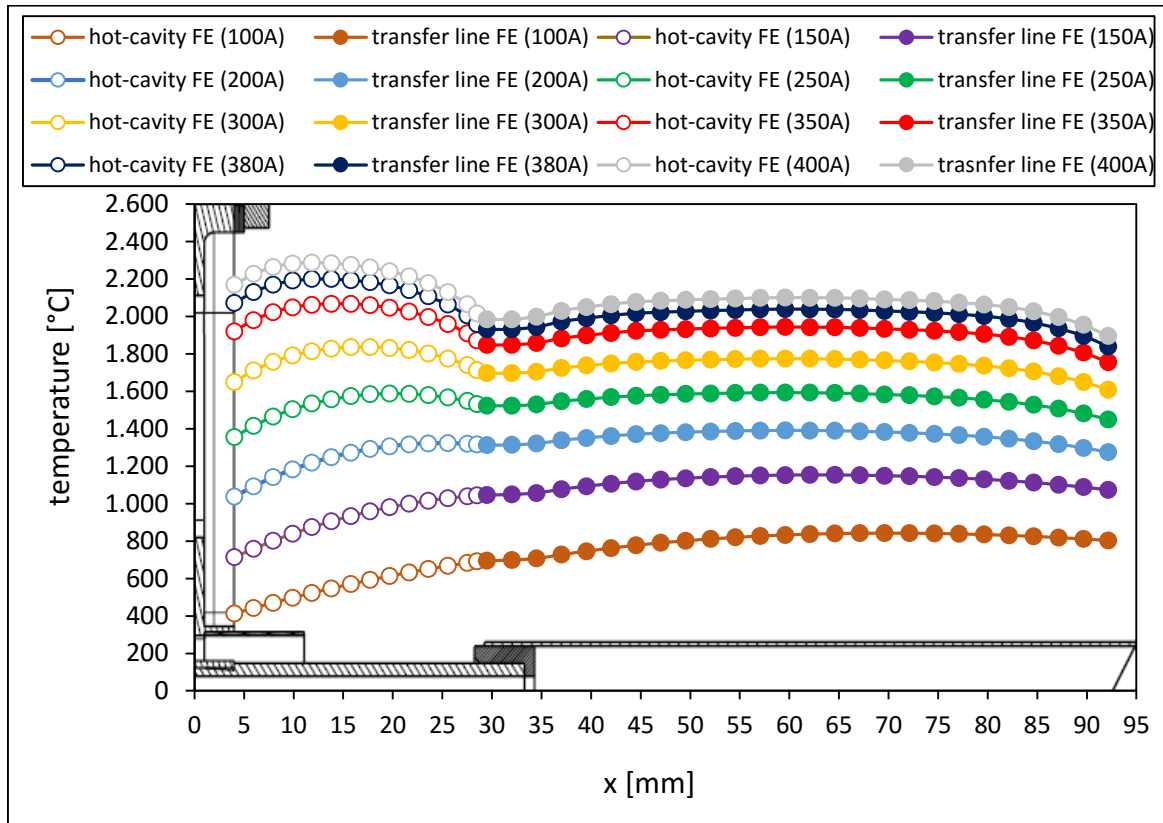


Fig. 3.8 Risultati numerici di temperatura lungo hot-cavity e transfer line a varie correnti riscaldanti.

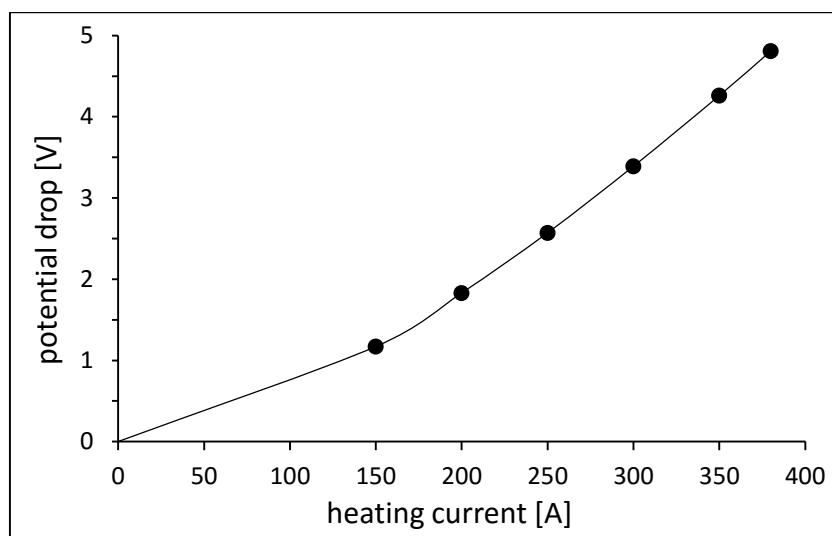


Fig. 3.9 Risultati numerici di caduta di tensione agli estremi della sorgente di ionizzazione superficiale.

Come già detto nel capitolo precedente un altro parametro di vitale importanza per il funzionamento di una sorgente di tipo *hot-cavity* è la distribuzione del potenziale elettrostatico all'interno della cavità, in quanto influenza innanzitutto il moto degli elementi ionizzati, ma anche quello degli elettroni emessi per effetto termoionico. Il potenziale elettrostatico dipende unicamente dal potenziale elettrico degli organi facenti parte del sistema di ionizzazione/estrazione. Si è quindi diagrammato l'andamento del potenziale elettrico lungo le pareti interne della cavità. Il risultato è mostrato in Fig. 3.10. Tale andamento risulterà fondamentale per le analisi elettrostatiche descritte in Appendice A, in quanto esso verrà imposto alle pareti della cavità al fine di ricavare l'andamento del potenziale elettrostatico dell'intero sistema.

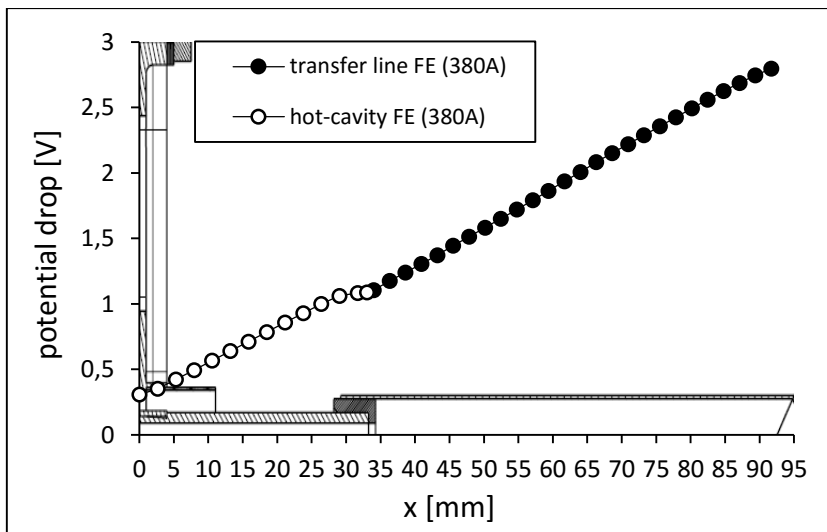


Fig. 3.10 Andamento del potenziale elettrico lungo le pareti di hot-cavity e transfer line per una corrente di linea pari a 380A.

3.3 - Test sperimentali

I test sperimentali sono stati condotti in un apposito impianto dedicato alle prove ad alte temperature (vedi Fig. 3.11). Esso è composto dalla camera, in cui è stata alloggiata la sorgente, collegata ad un sistema di pompaggio, formato da una pompa rotativa e una pompa turbomolecolare (descritte in dettaglio nel Capitolo 4), che garantisce un livello di vuoto dell'ordine dei 10^{-6} mbar. Un alimentatore dedicato ($P_{max} = 10$ KW, $I_{max} = 1000$ A, $\Delta V_{max} = 10$ V) permette di fornire la potenza elettrica necessaria per il riscaldamento per effetto joule della sorgente. Per quanto riguarda la misura della temperatura si è utilizzato un pirometro a infrarossi per alte temperature (utilizzabile nel range 1000-3000 °C). Il suo utilizzo si è rivelato necessario data l'impossibilità di effettuare una misura a contatto a causa delle altissime temperature raggiunte. Si è quindi sfruttata la *viewport*⁵ 7b di figura, puntando il pirometro in differenti punti lungo *hot-cavity* e *transfer line*, come mostrato in Fig. 3.12. Per quanto riguarda le misure di caduta di potenziale ai capi della sorgente, si è fatto uso di un voltmetro digitale, misurando la differenza di potenziale tra il connettore in rame di alimentazione, uscente dalla camera, e il piatto posteriore della camera stessa, a massa. Con questa configurazione di misura si considerano anche dei tratti di circuito che non sono stati implementati nel modello FE tuttavia, per ovvi problemi di accessibilità, non si è potuto fare altrimenti. In ogni caso essi sono caratterizzati da sezioni di passaggio ampie rispetto a quelle della sorgente: si ritiene perciò che l'aumento di caduta di potenziale ad essi associato sia trascurabile.

⁵ Le *viewport* sono realizzate in Kodial®, un particolare tipo di vetro trasparente alle radiazioni infrarosse e nel campo del visibile.

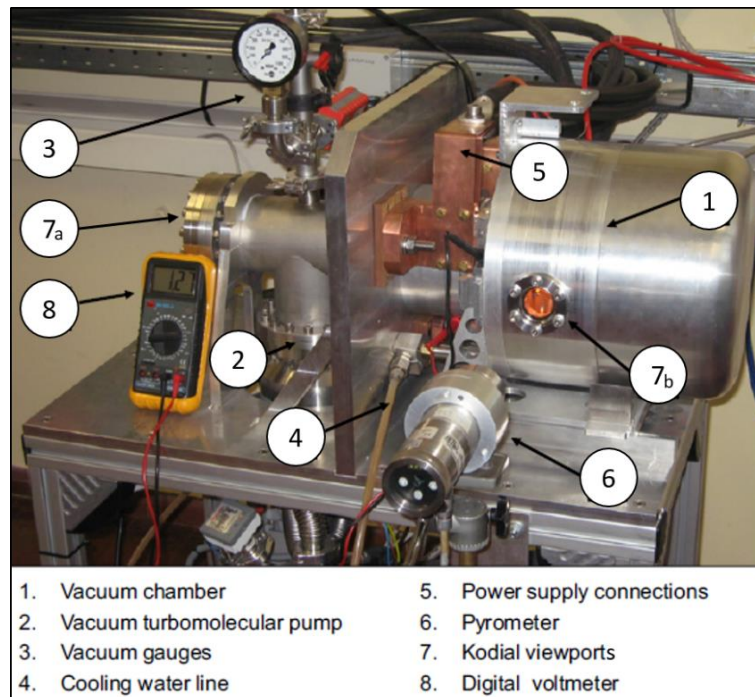


Fig. 3.11 Apparato sperimentale.

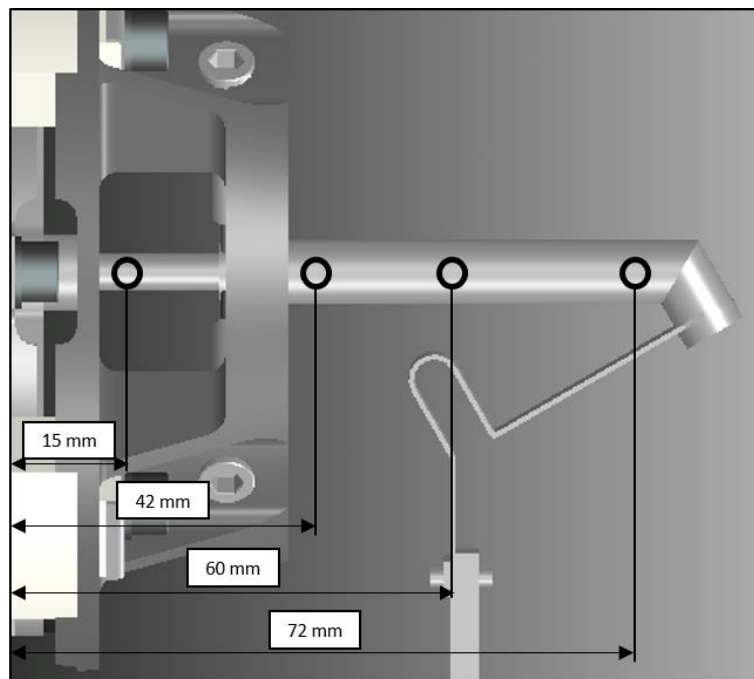


Fig. 3.12 Punti di rilevazione sperimentale.

Si sono effettuati cinque cicli di riscaldamento e raffreddamento, raccogliendo i valori di temperatura nei punti di interesse, sia in salita che in discesa, per correnti da 200 A (dette dalla minima temperatura apprezzabile dal pirometro) a 380 A (corrispondente alla massima temperatura di operazione della sorgente). Dato che per il test si è fatto uso una sorgente nuova e mai utilizzata, si è scelto di scartare

tutti i dati inerenti alla prima prova, assumendo che essa sia servita per un assestamento iniziale delle connessioni tra i vari componenti.

Fig. 3.13 mostra una tipica vista della sorgente riscaldata attraverso la *viewport* laterale.

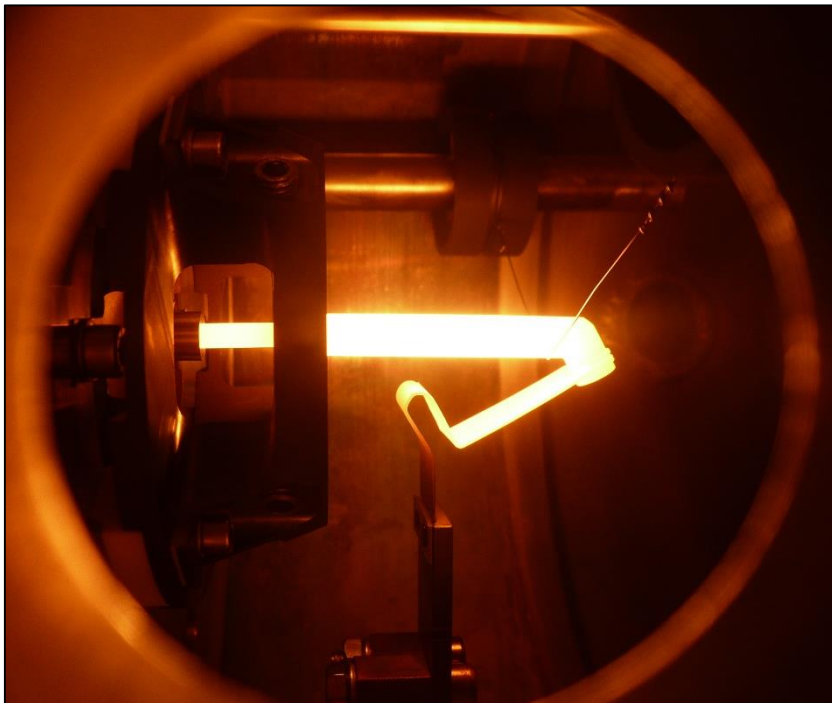


Fig. 3.13 Vista attraverso la *viewport* laterale per una corrente di linea pari a 200 A.

I risultati delle misure sperimentali, confrontati con quelli ottenuti tramite analisi numeriche, sono mostrati in Fig. 3.14, Fig. 3.15. Vale la pena di sottolineare che le misure di temperatura che sono state mediate per ogni punto hanno mantenuto durante le prove un comportamento molto stabile: in particolare la massima differenza percentuale tra tutte le misure in un ogni punto è risultata essere pari all'1,5 %.

3.4 - Confronto tra risultati numerici e sperimentali

Fig. 3.14 mostra il confronto tra risultati numerici e sperimentali della distribuzione di temperatura lungo la sorgente. Appare evidente come ci sia un'ottima congruenza tra i dati: in particolare, la massima differenza (pari a circa 50 °C, ovvero al 3 % in termini percentuali) è stata misurata nel punto centrale della *transfer line* per una corrente pari a 250 A (curva verde).

In Fig. 3.15 è mostrato il confronto tra i risultati di differenza di potenziale ottenuti mediante analisi FE agli estremi della sorgente e misurati in corrispondenza dei connettori di alimentazione all'esterno della camera da vuoto. Si può notare innanzitutto come i risultati sperimentali siano leggermente più alti rispetto a quelli numerici (differenza pari a 0,2 V a 200 A e 0,6 V a 380 A). Le cause di questo fenomeno possono essere spiegate essenzialmente in due modi. Come già detto nel modello FE si è considerato il contatto perfetto tra i componenti della sorgente, trascurando quindi la resistenza elettrica di contatto e quindi la caduta di potenziale ad essa associata. Inoltre, come già detto, la misurazione mediante voltmetro non è avvenuta direttamente ai capi della sorgente, come considerato nel modello FE, ma tra il morsetto di alimentazione esterno alla camera e la camera stessa. Di fatto, non si è tenuto conto quindi di un tratto di circuito elettrico che sicuramente influisce sulla caduta di potenziale, anche se verosimilmente in modo marginale rispetto al precedente (dato che le sezioni di attraversamento sono molto maggiori rispetto a quelle di *hot-cavity* e *transfer line*). Si nota inoltre che la differenza tra i dati

numerici e sperimentali aumenta all'aumentare della corrente di attraversamento e quindi all'aumentare della temperatura. Probabilmente questo fenomeno è dovuto al fatto che le deformazioni dovute alle alte temperature vadano a peggiorare il contatto elettrico, aumentandone la resistenza.

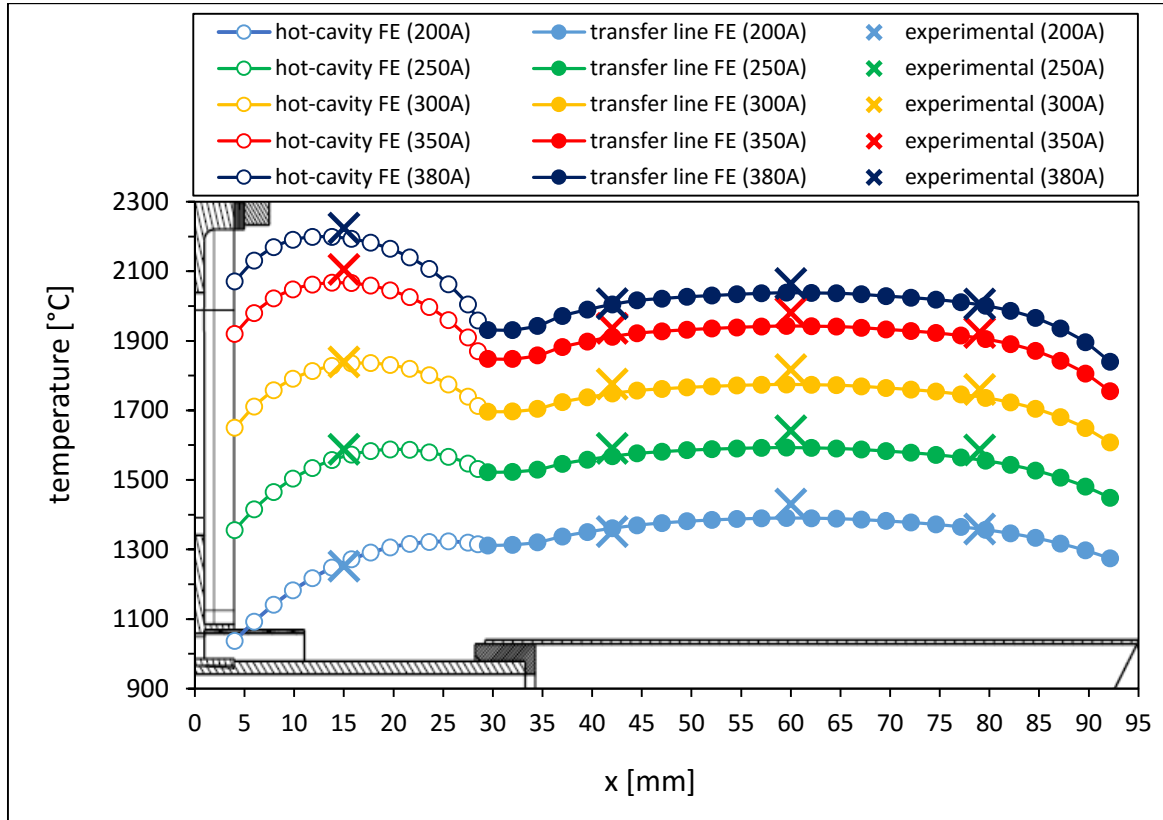


Fig. 3.14 Confronto tra le distribuzioni di temperatura ottenute numericamente e sperimentalmente lungo hot-cavity e transfer line.

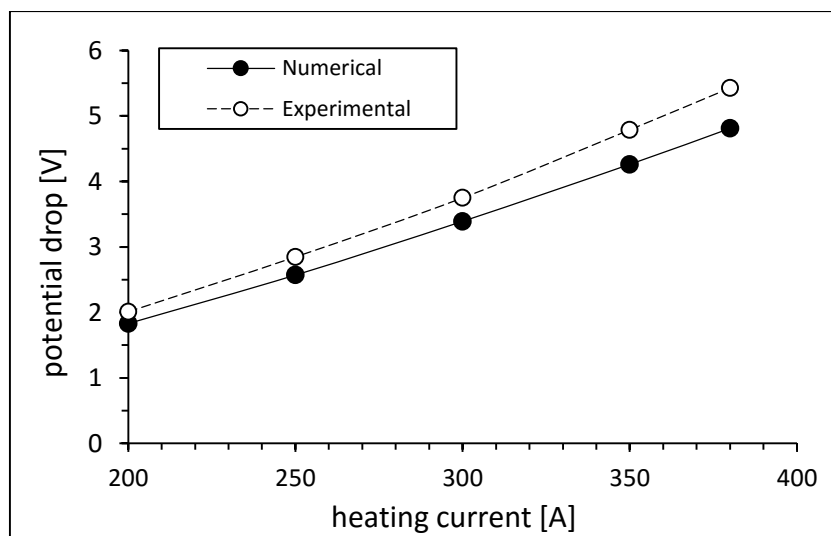


Fig. 3.15 Confronto tra la differenza di potenziale ottenuta numericamente ai capi della sorgente di ionizzazione e quella misurata sui connettori elettrici esterni alla camera per diversi valori di corrente.

3.5 - Conclusioni

In questo capitolo si è spiegato come, mediante analisi numeriche e sperimentali, si siano analizzati i principali parametri di funzionamento della sorgente di ionizzazione superficiale e laser del progetto SPES: la temperatura e la differenza di potenziale. La prima riveste un ruolo fondamentale in una sorgente di ionizzazione di tipo *hot-cavity*, influenzando pesantemente le sue prestazioni in termini di efficienza di ionizzazione e di trasporto, come spiegato nel Capitolo 2. La differenza di potenziale, d'altro canto, dà una chiara indicazione sulla potenza dissipata per effetto Joule lungo la linea, operante a corrente costante. Inoltre, la distribuzione di caduta di tensione lungo *transfer line* e *hot-cavity*, influenza il potenziale elettrostatico all'interno delle stesse e, di conseguenza, il moto degli elementi ionizzati e degli elettroni emessi per effetto termoionico.

Per analizzare in dettaglio tali parametri, dopo una breve introduzione sulle sue basi teoriche, si è costruito appositamente un modello geometrico semplificato e, successivamente si sono effettuate delle analisi FE utilizzando il software *ANSYS® Mechanical APDL*.

Per la validazione del modello è stato necessario effettuare dei test sperimentali in un impianto dedicato ai test termici ad alte temperature. I valori d'interesse sono stati misurati, per varie intensità di corrente (200 ÷ 380 A), mediante un pirometro ad infrarossi per alte temperature e un voltmetro digitale. Infine si sono poi confrontati i risultati numerici e sperimentali: per quanto riguarda la temperatura, si è trovata un'ottima corrispondenza per tutte le correnti esaminate, con un errore massimo pari al 3 %. Per quanto riguarda la misura di caduta di potenziale è risultato che i risultati numerici presentano valori sempre più bassi rispetto a quelli sperimentali (errori crescenti dal 10 % per correnti pari a 200 A, al 12 % per un correnti pari a 380 A). Verosimilmente questo fenomeno è dovuto quasi interamente all'approssimazione nel modello numerico di contatto perfetto tra le superfici dei vari componenti costituenti la sorgente.

In definitiva, il modello FE si ritiene validato: esso può quindi essere usato per l'analisi dei parametri e delle condizioni di funzionamento della sorgente di ionizzazione superficiale e laser, nonché come solida base per dei suoi eventuali sviluppi.

Capitolo 4

Studio e sviluppo della tecnica *mass-marker*

La tecnica *mass-marker* è utilizzata al fine di effettuare una taratura preliminare dei principali parametri legati al trasporto fascio durante il funzionamento della *facility* e di caratterizzare le sorgenti di ionizzazione SPES in termini di efficienza ed emittanza per determinati tipi di elementi. Di fatto, un *mass-marker* consiste in una quantità calibrata di atomi di una determinata specie. Essa viene inserita in un apposito riscaldatore, chiamato *oven*, e fatta diffondere in modo controllato verso la sorgente di ionizzazione. Per ottenere il massimo controllo sul processo di diffusione è necessario conoscere con precisione le condizioni di temperatura e pressione in cui il *mass-marker* è inserito. A questo fine, tramite analisi numeriche e test sperimentali, si andrà a caratterizzare il campo termico all'interno degli *oven*. In questo capitolo verrà quindi descritta la tecnica *mass-marker*, dando indicazioni dettagliate riguardo utilizzo, funzionamento e preparazione. Inoltre, considerando che la pulizia dell'intero sistema è un requisito fondamentale per il buon funzionamento del sistema *target-ion source*, si è proceduto a realizzare un apparato per la purificazione ad alta temperatura degli *oven*, le cui le fasi di progettazione e test saranno descritte nella seconda parte del capitolo.

4.1 - La tecnica *mass-marker*

Un *mass-marker* consiste in una quantità calibrata di atomi inseriti in un apposito riscaldatore, chiamato *oven*. È utilizzato per simulare il processo di diffusione degli isotopi radioattivi dal *target* verso la sorgente di ionizzazione. Esso consente di calibrare i sistemi di diagnostica e ottica di fascio e di caratterizzare le sorgenti di ionizzazione in termini di emittanza e di efficienza. L'intero sistema è, come già detto, tenuto in condizioni di alto vuoto, con pressioni comprese tra i 10^{-5} and 10^{-6} mbar. I processi di sublimazione di un *mass-marker* e la successiva diffusione possono essere regolati controllando la corrente che attraversa l'*oven*, che di fatto consiste in un tubicino in tantalio riscaldato per effetto Joule [26]. La Fig. 4.1 mostra schematicamente il sistema appena descritto, presentando il caso particolare della sorgente di ionizzazione superficiale nella configurazione utilizzata per i test *off-line*.

Oltre a questa, esistono altre configurazioni del sistema *oven-target-ion source*:

- surface ion source (SIS) kit per test off-line (Fig. 4.2a);
- SIS kit per test on-line (Fig. 4.2b);
- plasma ion source (PIS) kit per test off-line (Fig. 4.2c);
- PIS kit per test on-line (Fig. 4.2d).

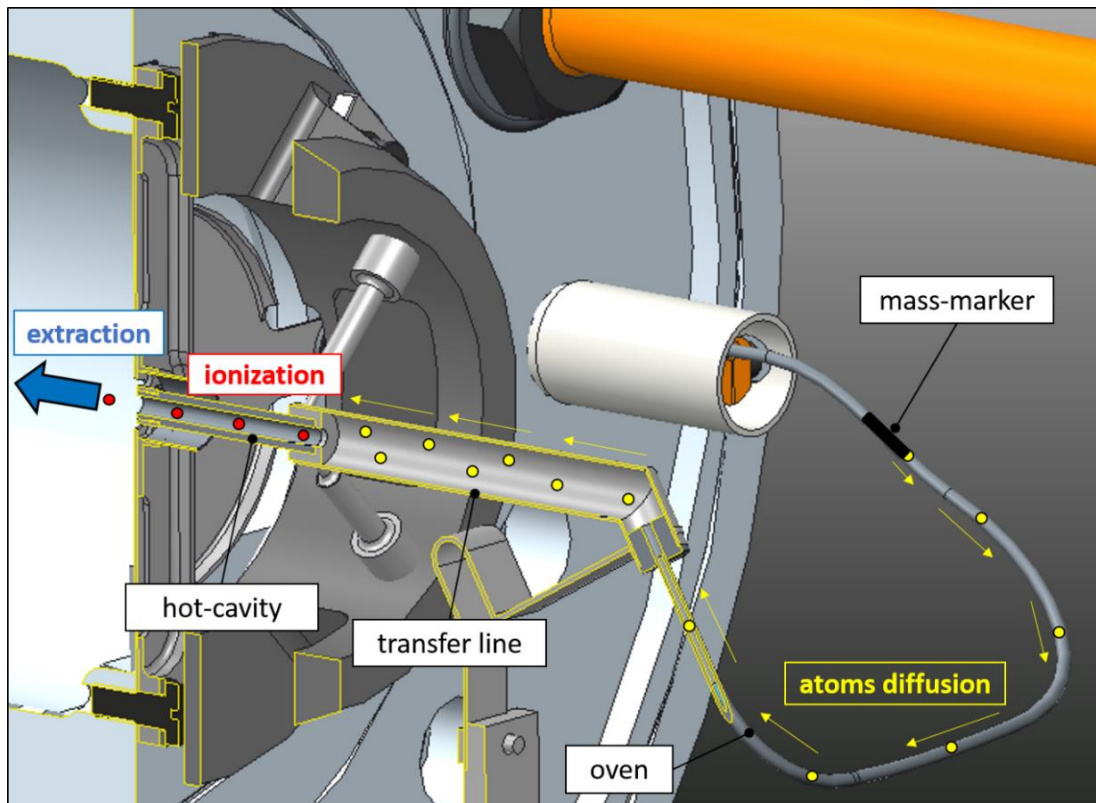


Fig. 4.1 Il sistema oven-ion source.

I kit per test *on-line* sono stati progettati per l'utilizzo durante il funzionamento della *facility*, al fine di effettuare una taratura preliminare dei sistemi di diagnostica e di ottica di fascio appena prima dell'estrazione dei RIB.

I kit per test *off-line*, invece, sono usati presso l'apparato di test *front end* al fine di caratterizzare le sorgenti di ionizzazione in termini di efficienza di ionizzazione e di emittanza. L'efficienza di ionizzazione può essere agevolmente calcolata conoscendo la quantità di atomi messi a disposizione (essendo il *mass-marker* il risultato di una deposizione calibrata) e la corrente di fascio integrata nel tempo.

Prendendo di nuovo come riferimento la Fig. 4.1, si può notare come il *mass-marker* sia inserito ad un'estremità dell'*oven*, mentre l'altra è accuratamente connessa alla *transfer line* e quindi alla sorgente di ionizzazione. Come già detto, durante l'utilizzo, il flusso di atomi che raggiunge la sorgente può essere regolato controllando la corrente, con l'ausilio di un alimentatore dedicato, che passa attraverso l'*oven*. Quest'ultimo è un tubicino in tantalio lungo 260 mm, avente diametro esterno ed interno rispettivamente pari a 2 mm e 1 mm (vedi Fig. 4.3) [26].

Solitamente, gli atomi costituenti un *mass-marker* non sono depositati in forma pura, ma come composto. Per questo motivo, il meccanismo con cui essi raggiungono la sorgente di ionizzazione non è univoco. Il composto può decomporsi prima o durante la sublimazione, può liquefarsi prima di evaporare o anche sublimare senza decomporsi. In quest'ultimo caso la decomposizione può avvenire nelle pareti calde della *transfer line* o della *hot-cavity*. I fenomeni di decomposizione e di sublimazione/evaporazione del sale depositato sono regolati dalle condizioni di temperatura in cui si trova nonché dalla sua pressione di vapore, che a sua volta dipende ancora dalla temperatura. Per questo motivo, al fine di conoscere e controllare il processo di diffusione degli atomi della specie di interesse, è necessario avere una buona conoscenza delle condizioni in cui il *mass-marker* è inserito [27].

Vale la pena di sottolineare che l'*oven* non viene usato per composti particolarmente refrattari (come ad esempio quelli a base di ittrio [28]). Ciò è dovuto al fatto che le condizioni di pressione e temperatura non permettono la formazione di una corrente di fascio sufficientemente alta da essere analizzata dal sistema di diagnostica. In questi casi il *mass-marker* può essere inserito direttamente nella *transfer line*, ma i risultati così ottenuti non possono essere confrontati con quelli in cui l'*oven* è usato, in quanto la corrente risulterebbe appunto diversa.

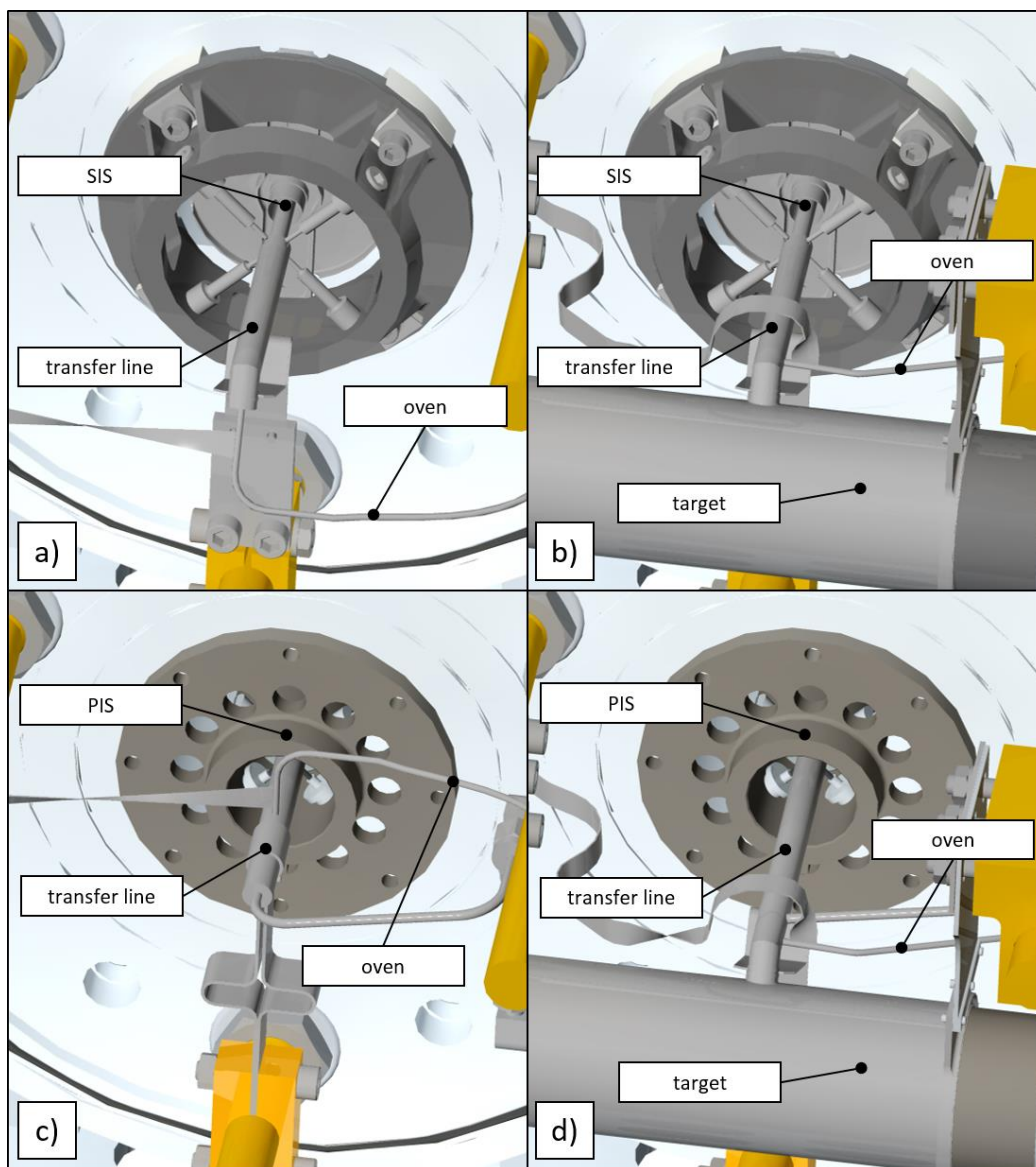


Fig. 4.2 Possibili configurazioni del sistema oven-target-ion source.

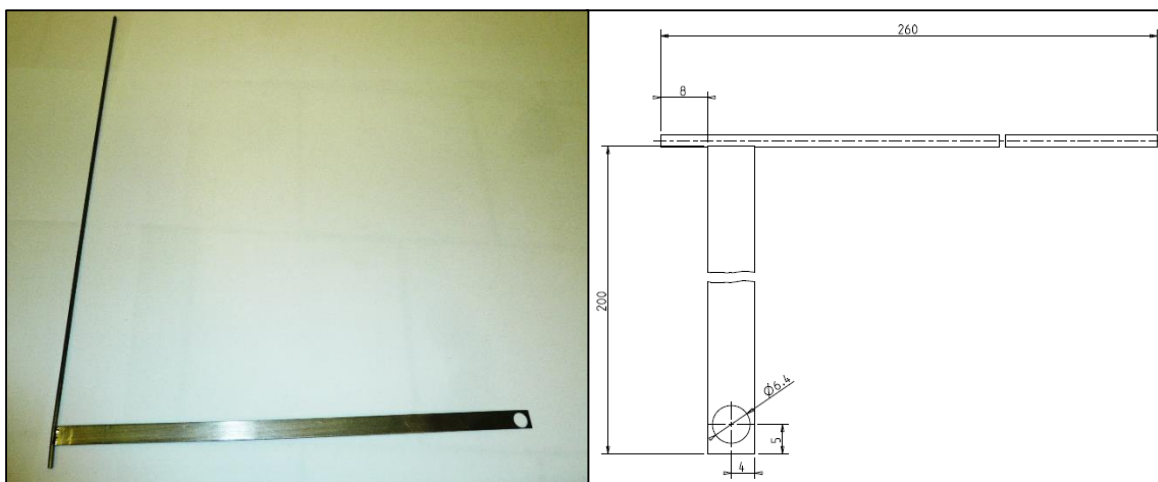


Fig. 4.3 Geometria e dimensioni caratteristiche di un oven.

4.2 - Caratterizzazione termica degli oven

Come già accennato, al fine di ottenere il massimo controllo sulla diffusione dei gas prodotti dalla sublimazione/evaporazione del *mass-marker* nell'*oven* è necessario avere una buona conoscenza delle condizioni in cui esso è inserito. In questo paragrafo sono presentati i risultati in termini di distribuzione termica lungo l'*oven* per differenti correnti di attraversamento, al fine di trovare la migliore posizione di inserimento del *mass-marker*.

I risultati presentati di seguito sono solamente qualitativi, in quanto il modello termo-elettrico usato è affetto da approssimazioni piuttosto pesanti. In particolare, non sono stati considerati lo scambio di calore per radiazione termica con la sorgente di ionizzazione e lo scambio di calore per conduzione con la *transfer line*.

La costruzione di un unico modello termo elettrico che descriva l'andamento delle temperature lungo l'*oven* non sarebbe in ogni caso possibile, in quanto:

- come spiegato nel paragrafo precedente, ci sono diverse configurazioni di *oven-target-ion source*, il che implica diversi flussi di calore per irraggiamento;
- ogni sorgente di ionizzazione può essere usata a diverse temperature di lavoro e ciò ancora implica diversi flussi di calore per irraggiamento;
- è molto difficile quantificare lo scambio di calore per conduzione tra l'*oven* e la *transfer line* a causa della natura della connessione per interferenza. Sarebbe sbagliato infatti approssimare quest'ultima come un contatto perfetto in quanto, a causa delle deformazioni dovute alle alte temperature, c'è la possibilità di formazione di *cold spot*.

Il modello FE termo-elettrico è stato costruito partendo dalle stesse basi teoriche e effettuando le stesse semplificazioni descritte nel Capitolo 3. In particolare si è considerato un *oven* non piegato e si sono imposti diversi valori di corrente di attraversamento attraverso le superfici dove idealmente ci sarebbero le connessioni elettriche. Nelle stesse superfici si sono imposte inoltre le condizioni al contorno termiche (pari a 100 °C, misurate con una termocoppia [29]). È stata definita inoltre una sola *enclosure* per il calcolo del calore scambiato per irraggiamento tra tutte le superfici e l'ambiente circostante, caratterizzato da una temperatura uniforme pari a 25°C.

In Fig. 4.4 è rappresentato il modello numerico termo-elettrico appena descritto e la *path* utilizzata per mappare la distribuzione di temperatura lungo l'*oven*.

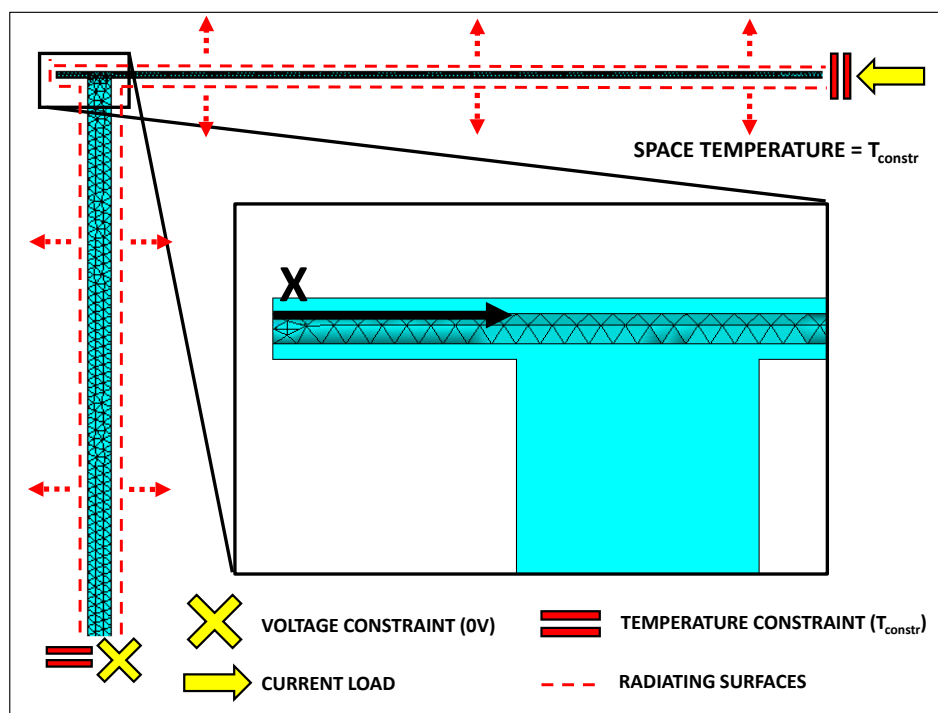


Fig. 4.4 Rappresentazione del modello numerico termo-elettrico, dei carichi applicati, dei vincoli ai gradi di libertà e della path usata.

I risultati sono rappresentati in Fig. 4.5.

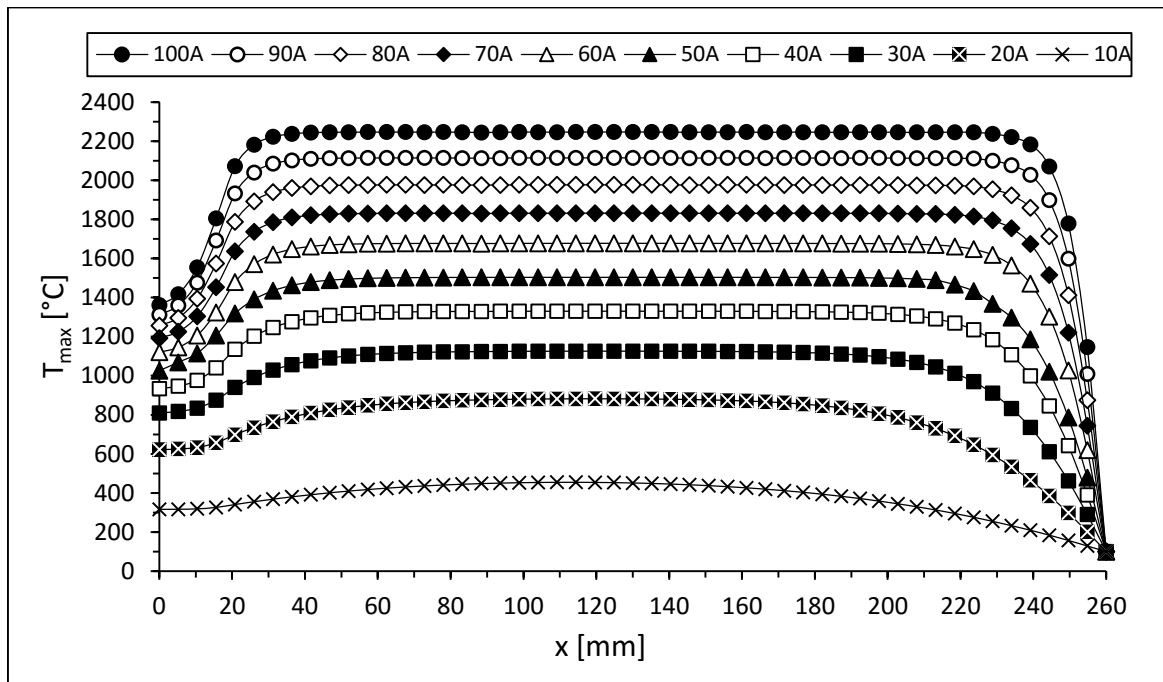


Fig. 4.5 Distribuzione termica lungo l'oven per diverse correnti di attraversamento.

Osservando il grafico di Fig. 4.5, per ogni valore di corrente, si possono distinguere fondamentalmente tre zone:

- un *plateau* centrale dove la temperatura, approssimativamente costante, raggiunge il suo massimo valore;
- a sinistra, una zona corrispondente al tratto di *oven* non attraversato da corrente dove la temperatura decresce;
- a destra, una zona dove la temperatura decresce a causa delle condizioni termiche al contorno.

Osservando il *plateau* termico centrale al variare della corrente, è possibile notare come la sua ampiezza dipenda dalla temperatura massima raggiunta, aumentando con essa.

Come già detto, il principale utilizzo della tecnica *mass-marker* per applicazioni *off-line* è per i test di efficienza per cui, prima di scegliere la migliore posizione lungo l'oven per l'inserimento del campione calibrato, sono necessarie di considerazioni preliminari.

I test in questione sono effettuati regolando la corrente di *oven* al fine di ottenere una corrente di fascio costante e pari a circa 300 nA, pari a quella che si prevede di ottenere quando *facility* SPES entrerà in funzione. È importante quindi caratterizzare le sorgenti di ionizzazione in condizioni operative il più simili possibile a quelle che si avranno durante l'estrazione dei RIB. Quindi, prendendo come riferimento tale valore di intensità di fascio, è noto che per certi elementi (ad esempio Cs e Rb) almeno il 90 % della carica integrata durante un test di efficienza è ottenuto per correnti di *oven* inferiori a 20 A. Inoltre, il *mass-marker* dovrebbe essere inserito all'interno del *plateau* termico al fine di ottenere il massimo controllo possibile sul test, massimizzando la temperatura a parità di corrente. Tuttavia, allo stesso tempo, dovrebbe essere inserito il più distante possibile dalla *transfer line*, al fine di ottenere il maggior controllo possibile sul processo di diffusione: c'è infatti la possibilità che gli scambi termici conduttivi e radiativi (non considerati nel modello numerico) possano portare ad un prematuro riscaldamento del *mass-marker* facendolo sublimare prima che la temperatura della sorgente di ionizzazione sia sufficientemente alta da garantire la decomposizione delle molecole o la ionizzazione degli atomi [26]. È inoltre preferibile isolare il *plateau* centrale al fine di evitare che i gas generati dalla sublimazione del *mass-marker* vadano a condensare sulle pareti della zona di destra, più fredda. Per questo motivo anche l'operazione di chiusura (effettuata mediante pinzatura) dovrebbe essere fatta in questa zona.

Quindi, considerando ancora Fig. 4.5, e in particolare i risultati di temperatura per corrente di attraversamento pari a 20 A, è possibile osservare che il *plateau* termico finisce approssimativamente 50 mm prima dell'estremità dell'*oven*. Inoltre, durante il funzionamento, gli ultimi 5 - 10 mm dell'*oven* sono chiusi nel morsetto elettrico in rame (non considerato nel modello FE, dove le condizioni termiche al contorno sono state imposte nell'area di estremità).

Per tutte queste ragioni risulta preferibile posizionare il *mass-marker* e effettuare la pinzatura rispettivamente 80 e 70 mm prima dell'estremità dell'*oven*.

La Fig. 4.6 rappresenta i risultati numerici in termini di massima temperatura raggiunta lungo l'*oven* per diverse correnti di riscaldamento.

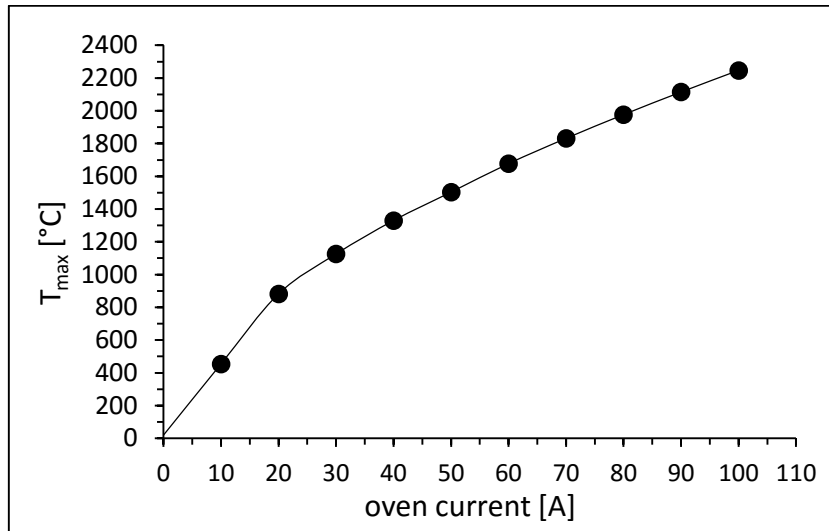


Fig. 4.6 Massima temperatura raggiunta lungo l'*oven* al variare della corrente di attraversamento.

Al fine di studiare gli effetti delle approssimazioni effettuate per la costruzione del modello numerico termo-elettrico, in Fig. 4.7 sono confrontati quantitativamente i risultati sperimentali in termini di corrente massima lungo l'*oven* attraversato da una corrente pari a 50 A per tre diversi casi:

- risultati numerici ottenuti considerando solo l'*oven*, come già descritto;
- risultati numerici e sperimentali considerando la configurazione *off-line oven* + SIS (riscaldato a 350 A) [29].

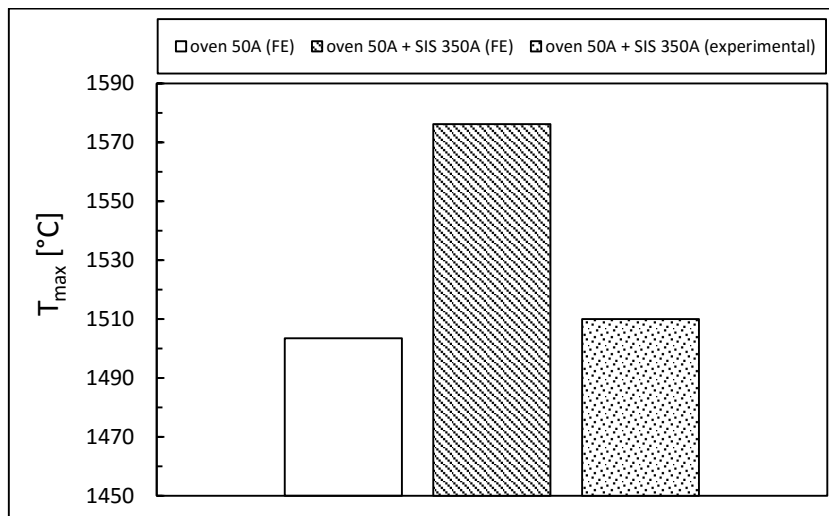


Fig. 4.7 Confronto tra la massima temperatura (calcolata sia sperimentalmente che numericamente) raggiunta lungo l'*oven* per una corrente di 50 A per diverse configurazioni oven-ion source.

Al fine di verificare inoltre l'influenza delle condizioni al contorno termiche imposte al modello, sono state effettuate delle simulazioni numeriche per un *oven* attraversato da una corrente pari a 70 A imponendo diverse condizioni al contorno. I risultati sono mostrati in Fig. 4.8. È possibile notare come le condizioni al contorno di tipo termico imposte alle estremità dell'*oven* non influenzino il valore massimo di temperatura all'interno del *plateau*, né l'ampiezza di quest'ultimo.

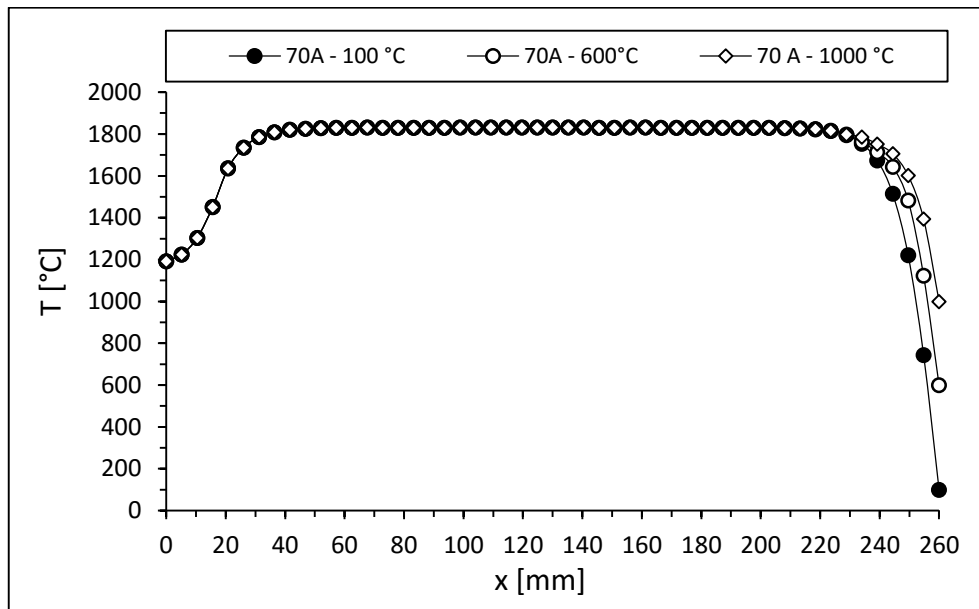


Fig. 4.8 Influenza delle condizioni al contorno sulla temperatura massima e sulla sua distribuzione.

Una volta nota la distribuzione di temperatura lungo l'*oven*, ed in particolare le condizioni termiche in cui si trova il *mass-marker*, è possibile studiare i suoi processi di decomposizione, sublimazione/evaporazione e diffusione utilizzando *Equilib-Web*, un *web-tool freeware* parte del programma *Fact-web* [30]. Nel prossimo capitolo, in cui il programma sarà utilizzato per elementi quali Cs, Rb, Sr e Ba. Inserendo la massa del sale depositato, la massa del corrispondente acido in soluzione, la sua temperatura e le condizioni di pressione, è possibile ricavare i prodotti di equilibrio, le loro composizioni e le percentuali di solido, liquido e gas ideale. In questo modo si può quindi stimare qualitativamente le condizioni operative, ed in particolar modo la corrente di *oven* necessaria a far sublimare e diffondere verso la sorgente di ionizzazione il *mass-marker*.

4.3 - Procedura per la preparazione di un *mass-marker*

[31]

In questo paragrafo è descritta in dettaglio la procedura per la preparazione di un *mass-marker*.

Innanzitutto, se si considera un test di efficienza, un fattore di fondamentale importanza è la pulizia di tutti i componenti dell'apparato di prova, in quanto la presenza di contaminanti potrebbe compromettere i risultati del test. Per quanto riguarda gli *oven*, il metodo più efficace per la loro pulizia è quello di riscaldarli ad alte temperature utilizzando un apposito apparato (vedi Paragrafo 4.5). La corrente riscaldante necessaria e la durata della pulizia devono essere rispettivamente almeno pari a 80 A e 3 h. Una volta purificati, gli *oven* devono essere sigillati nelle loro estremità utilizzando *parafilm*.

In funzione della finalità del test da effettuare, ci possono essere due modi per chiudere un *oven*. Per test che non richiedono un accurato controllo sulla sublimazione e diffusione del *mass-marker*, l'operazione di chiusura mediante pinzatura può essere effettuata solo all'estremità dell'*oven*, permettendo il riutilizzo di quest'ultimo per altri test. Per test di efficienza, invece, l'*oven* deve essere sigillato all'interno della zona di *plateau* termico, come descritto nel paragrafo precedente.

Durante la procedura di preparazione, che può richiedere l'utilizzo di sostanze irritanti, è necessario prendere alcune precauzioni. Si devono usare guanti in nitrile e occhiali di sicurezza e le operazioni che richiedono l'evaporazione delle soluzioni devono essere effettuate sotto cappa.

4.3.1 - Attrezzatura necessaria

In Fig. 4.9 è rappresentata l'attrezzatura necessaria per la preparazione di un *mass-marker*.

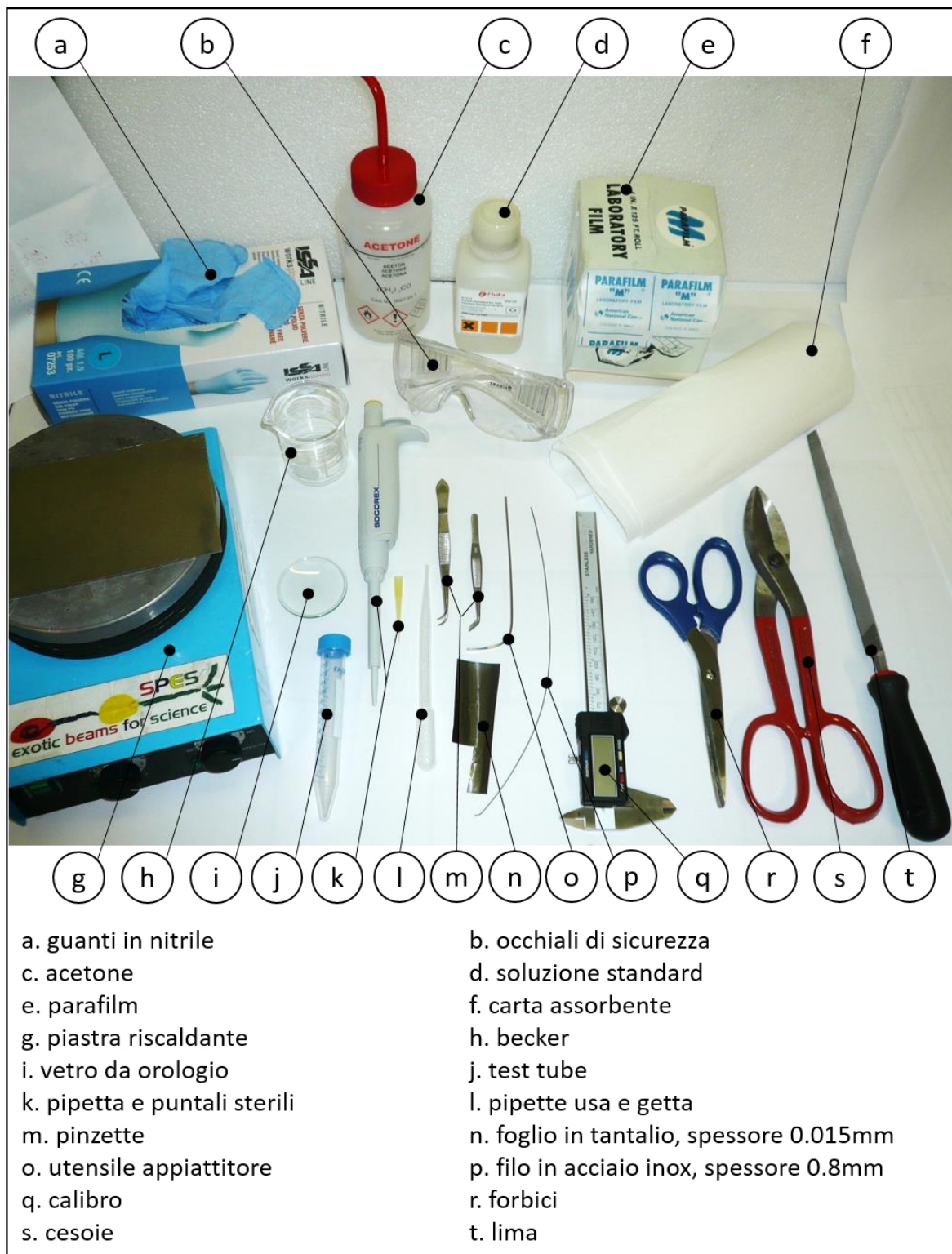


Fig. 4.9 Attrezzatura necessaria per la preparazione di un *mass-marker*.

4.3.2 - Procedura

- I. Indossare i guanti in nitrile e gli occhiali di sicurezza.
- II. Utilizzando di acetone e carta assorbente, pulire accuratamente tutta l'attrezzatura. Ripetere questa operazione almeno tre volte. Fatto ciò, riempire il becker (h) per due centimetri con acetone e inserirvi le pinzette (m) e l'utensile per appiattire (o) per almeno 10 min. Agitare di tanto in tanto.
- III. Se si deve usare un nuovo *oven*, passare alla fase IV. Altrimenti, per un *oven* già utilizzato:
 - a) tagliare l'*oven* 15 mm prima dell'estremità sigillata usando le forbici (s) ed effettuando dei movimenti rotatori senza imprimere troppa forza, al fine di evitare lo schiacciamento dell'*oven* (vedi Fig. 4.10a);
 - b) rimuovere eventuali bave formatesi usando la lima (t);
 - c) se il foro dell'*oven* è stato troppo deformato durante l'operazione precedente, riallargarlo con dei movimenti rotatori del filo di acciaio inossidabile (p) (vedi Fig. 4.10b);
 - d) senza imprimere troppa forza, raddrizzare l'*oven* utilizzando una morsa da banco, le cui ganasce devono essere state precedentemente pulite utilizzando acetone e carta assorbente;
 - e) estrarre il precedente *mass-marker* esaurito usando il filo in acciaio inossidabile (p).

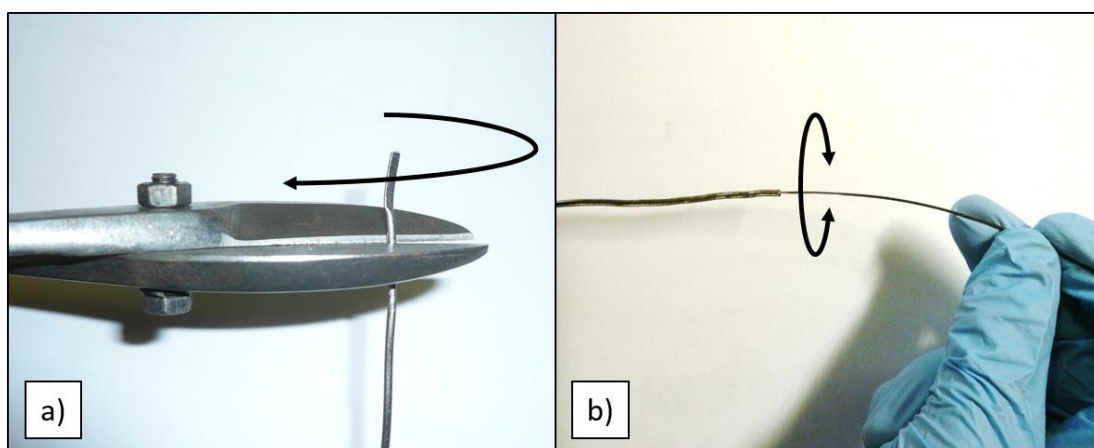


Fig. 4.10 Taglio **a)** e ri-allargatura **b)** dell'estremità dell'*oven*.

- IV. Tagliare dal foglio in tantalio (n) una porzione quadrata di 10 x 10 mm usando il calibro (q) e le forbici (r). Inserirlo successivamente per 10 min nel becker (h) precedentemente riempito con acetone. Agitare di tanto in tanto.
- V. Porre sulla piastra riscaldante (g), posta a 80 °C, la porzione di foglio di tantalio per alcuni minuti al fine di far evaporare l'acetone.
- VI. Agitare la soluzione nel contenitore principale (d). Usando la pipetta usa e getta (l), prelevare una certa quantità di soluzione e inserirla in un nuovo *test tube* (j). Chiudere e riporre il contenitore principale al fine di evitare la sua contaminazione.
- VII. Inserire il puntale nella pipetta (k) senza, possibilmente, toccarlo direttamente al fine di minimizzare la contaminazione.
- VIII. Prelevare 5 ml di soluzione dal *test tube* (j) e depositarli sul foglietto di tantalio posto sulla piastra riscaldante (g). Aspettare fino a completa evaporazione. La goccia di soluzione depositata deve essere posta accuratamente al centro del foglio in tantalio per evitare perdita di sale durante le fasi successive (vedi Fig. 4.11). Durante questa fase, tenere sempre la pipetta in verticale per evitare la sua contaminazione con la soluzione.

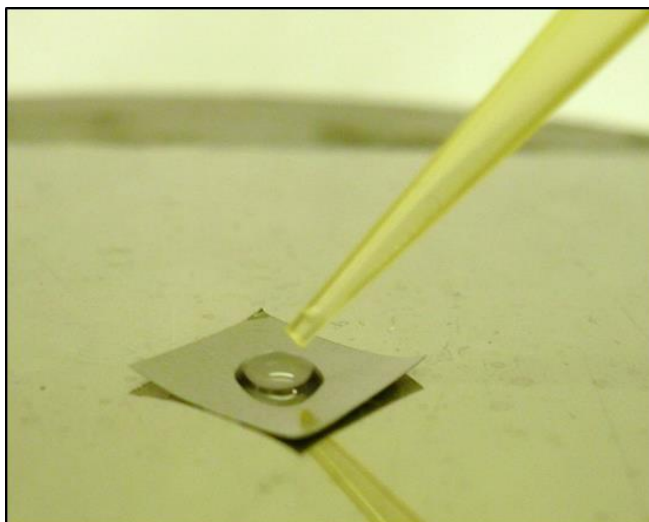


Fig. 4.11 Goccia di soluzione depositata al centro del foglio in tantalio.

- IX. Ripetere la fase precedente finché la quantità desiderata di soluzione è fatta evaporare.
- X. La piegatura del foglio di tantalio deve essere effettuata sul vetro da orologio (i) utilizzando le pinzette (m) e l'utensile per appiattire (o) come rappresentato in Fig. 4.12.

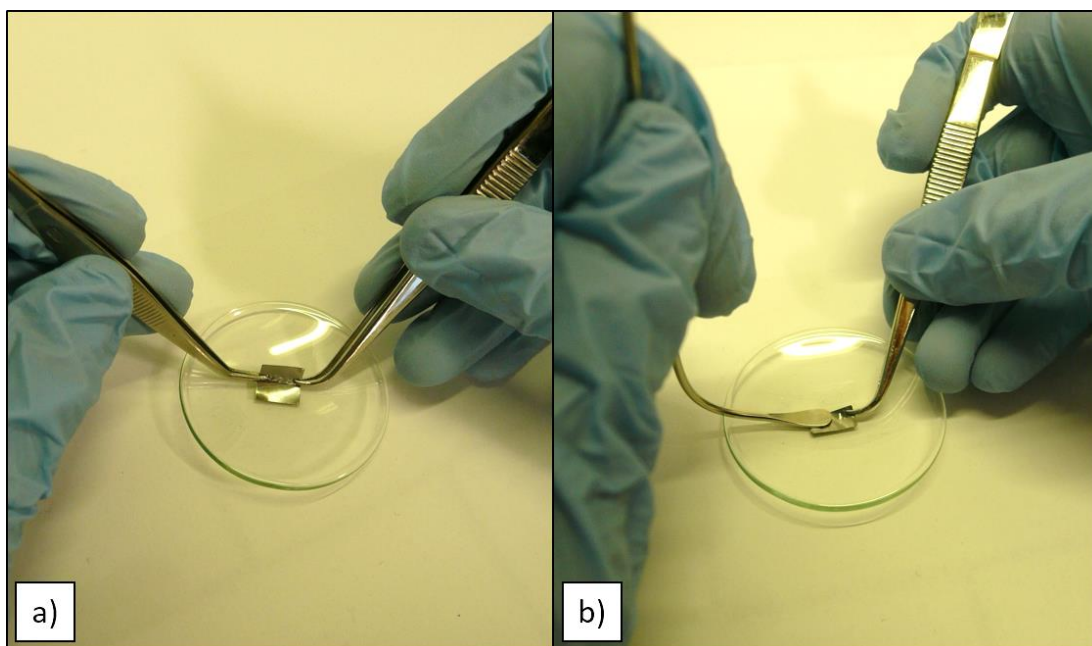


Fig. 4.12 Piegatura **a)** e appiattimento **b)** del foglio in tantalio.

Durante le operazioni di piegatura è importante prestare attenzione all'estremità aperta del foglio, al fine di inserirlo nell'oven correttamente. La figura seguente illustra le fasi necessarie per effettuare l'operazione di piegatura.

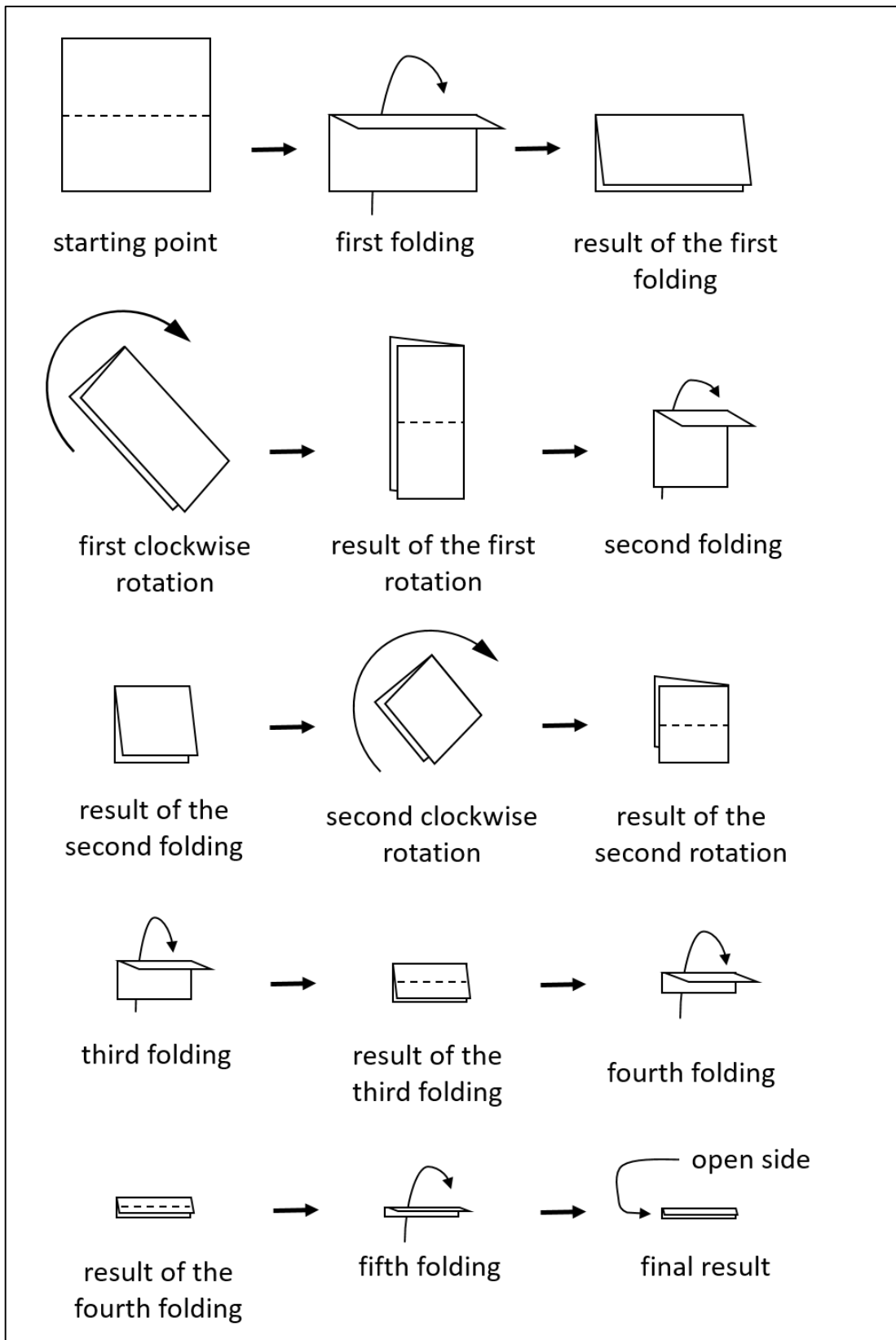


Fig. 4.13 Fasi di piegatura del foglio di tantalio.

- XI. Se dopo la quinta piegatura il foglio è ancora troppo grande per l'inserimento nell'*oven*, una sesta piegatura può essere effettuata.
- XII. Inserire il foglio piegato in un *oven* pulito usando le pinzette (m). Il lato aperto deve essere inserito per primo.
- XIII. Usando il filo di acciaio inossidabile (p), inserire il foglio piegato 80 mm all'interno dell'*oven*, come descritto in precedenza.
- XIV. Pinzare l'*oven* utilizzando la morsa da banco. Come già accennato ci sono due modi per fare ciò. Il primo prevede che solamente gli ultimi 8 mm dell'*oven* siano serrati. Il secondo prevede l'utilizzo di tutto lo spessore delle ganasce della morsa, come rappresentato in Fig. 4.14. Per effettuare queste operazioni deve essere usata una porzione liscia delle ganasce ed è inoltre consigliabile utilizzare il proprio peso corporeo per l'operazione di serraggio.

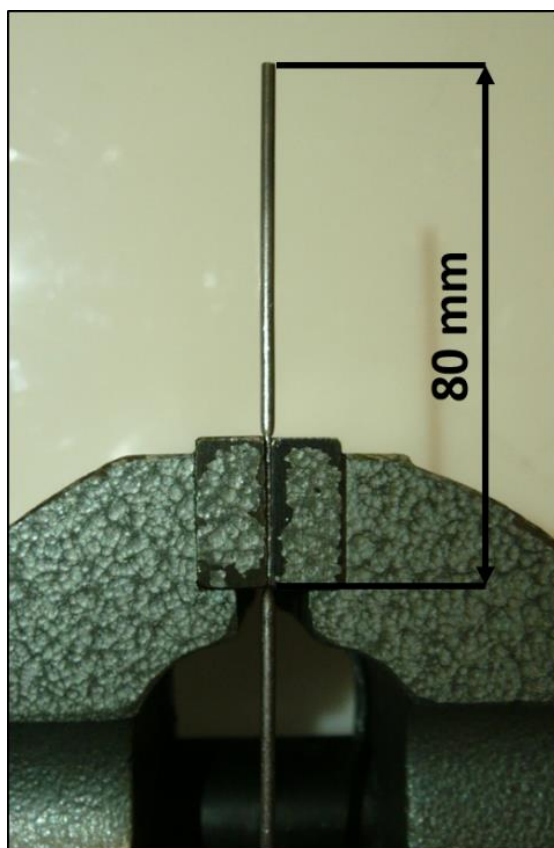


Fig. 4.14 *Oven sigillato mediante pinzatura.*

- XV. Fino a quando l'*oven* non sarà installato nell'apparato di test è necessario sigillare la sua estremità aperta utilizzando *parafilm* (e) al fine di evitare contaminazioni.
- XVI. Pulire e riordinare tutta l'attrezzatura. Il puntale della pipetta e la pipetta usa e getta devono essere buttati via.

4.4 - Lista delle soluzioni utilizzabili per la preparazione di un *mass-marker*

La Tab. 4.1 rappresenta le soluzioni attualmente disponibili ed utilizzate nel *front end* SPES per caratterizzare le sorgenti di ionizzazione in termini di efficienza ed emittanza e per la taratura dei dispositivi di diagnostica e di ottica di fascio. Come riferimento si consideri la Fig. 1.9, che mostra gli elementi che verranno prodotti dalla fissione dei dischi in UCx quando la *facility* SPES diventerà operativa.

Tab. 4.1 Elenco delle soluzioni attualmente utilizzabili per la preparazione di un mass-marker.

Elemento	Composizione	Forma	Note
Caesium	CsNO ₃	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Cesium Standard for AAS, Fluka prepared from CsBr anhydrous salt prepared from CsBr anhydrous salt product of abcr GmbH
	CsBr	aqueous solution	
	CsBr	aqueous solution, c(HCl)=2%w/w	
	CsBr	anhydrous salt	
Rubidium	RbNO ₃	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Rubidium Standard for AAS, Fluka prepared from RbBr anhydrous salt prepared from RbBr anhydrous salt product of abcr GmbH
	RbBr	aqueous solution	
	RbBr	aqueous solution, c(HCl)=2%w/w	
	RbBr	anhydrous salt	
Strontium	Sr(NO ₃) ₂	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Strontium Standard for AAS, Fluka product of abcr GmbH
	SrBr ₂	anhydrous salt	
Barium	BaCO ₃	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Barium Standard for AAS, Fluka product of abcr GmbH
	BaBr ₂	anhydrous salt	
Sodium	NaNO ₃	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Sodium Standard for AAS, Fluka
Potassium	KNO ₃	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Potassium Standard for AAS, Fluka product of abcr GmbH
	KBr	anhydrous salt	
Aluminum	Al(NO ₃) ₃	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Aluminum Standard for AAS, Fluka
Yttrium	Y(NO ₃) ₃	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Yttrium Standard for AAS, Fluka
	YCl ₃	aqueous solution	
Indium	In metal	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Yttrium Standard for AAS, Fluka product of abcr GmbH
	InBr ₃	anhydrous salt	
Tellurium	Te semi-metal	aqueous solution, c(HNO ₃)=10%w/w	Tellurium Standard for AAS, Fluka
Selenium	Se metal	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Selenium Standard for AAS, Fluka
Magnesium	Mg metal	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Magnesium Standard for AAS, Fluka
Lithium	Li ₂ CO ₃	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Lithium Standard for AAS, Fluka
Cerium	CeO ₂	aqueous solution, c(HNO ₃)=5%w/w	Cerium Standard for AAS, Fluka
Zinc	Zn metal	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Zinc Standard for AAS, Fluka
Copper	Cu metal	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Copper Standard for AAS, Fluka
Germanium	Ge semi-metal	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Germanium Standard for AAS, Fluka
Calcium	CaCO ₃	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Calcium Standard for AAS, Fluka
Tin	Sn metal	aqueous solution, c(HCl ₃)=10%w/w	Tin Standard for AAS, Fluka
Lanthanum	La ₂ O ₃	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Lanthanum Standard for AAS, Fluka
Gallium	Ga metal	aqueous solution, c(HNO ₃)=2%w/w	Gallium Standard for AAS, Fluka
Silicon	Si metal	aqueous solution, c(NaOH ₃)=2%w/w	Silicon Standard for AAS, Fluka

4.5 - Realizzazione di un apparato per la purificazione ad alta temperatura degli oven

Come già accennato in precedenza, per il buon funzionamento del sistema *target-ion source*, ed in particolare per effettuare test di efficienza, è importantissimo considerare la pulizia di tutti i componenti, poiché la presenza di contaminanti potrebbe compromettere pesantemente i risultati dei test. Questa considerazione è valida in particolar modo per la sorgente di ionizzazione al plasma, poiché in grado di ionizzare qualsiasi tipo di elemento. La sorgente di ionizzazione superficiale presenta invece un maggior grado di selettività, potendo infatti ionizzare in modo efficace solamente elementi aventi un basso potenziale di ionizzazione. Tuttavia, in questo gruppo di elementi compaiono anche dei tipici contaminanti, in particolar modo sodio e potassio.

Per questo motivo è necessario che l'intero sistema sia sottoposto a un'accurata pulizia con ultrasuoni (vedi Appendice B) tuttavia, per componenti come gli *oven*, formati, come già spiegato, da un condotto tubolare di piccolo diametro interno, questa tecnica non risulta efficace. Il metodo più indicato per purificare questi componenti risulta essere quello di riscaldarli tramite effetto Joule a temperature superiori ai 2000 °C per alcune ore, permettendo al tantalio di liberare le indesiderate impurità.

Il precedente metodo di pulizia consisteva di riscaldare un singolo *oven* nell'impianto mostrato in Fig. 4.15.

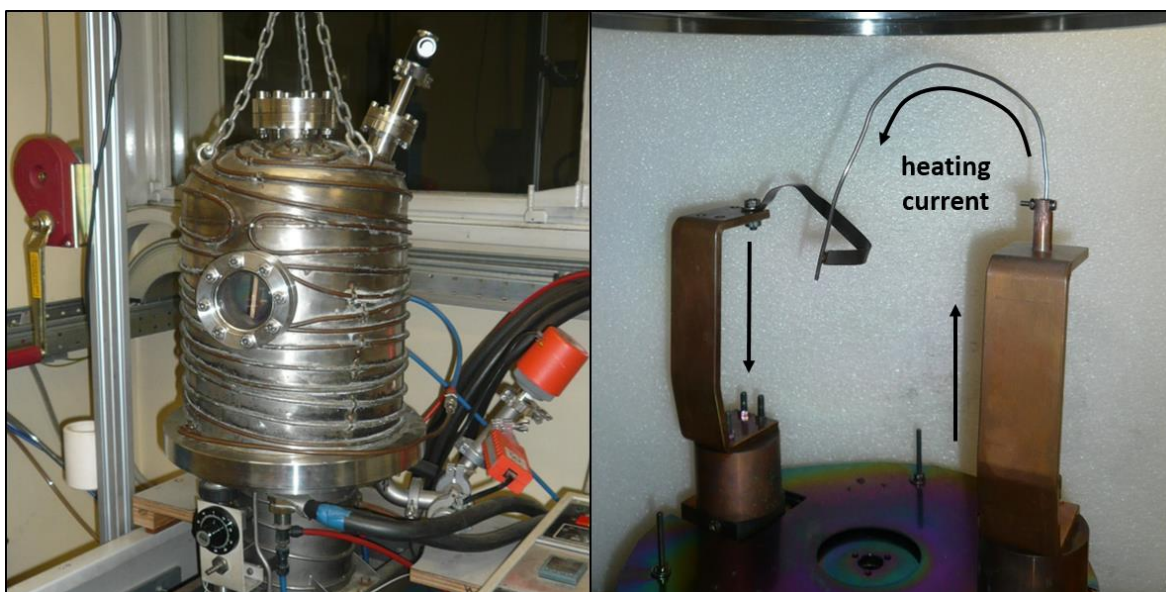


Fig. 4.15 Apparato precedentemente usato per la pulizia ad alta temperatura degli oven.

Il sistema mostrato tuttavia presenta alcuni svantaggi, elencati di seguito.

- Molto spesso non si riescono a superare i 75 A di corrente riscaldante (corrispondenti a circa 1900 °C di temperatura massima). Ciò dipende dalla bontà degli accoppiamenti elettrici e delle caratteristiche degli *oven* che, a seconda del lotto di produzione possono avere caratteristiche leggermente differenti tra loro.
- Alcune zone rimangono "fredde" rispetto al tratto centrale dell'*oven*. Ci si aspetta in particolar modo un crollo di temperatura, come mostrato in Fig. 4.5, lungo tratto precedente la fettuccia non attraversato da corrente elettrica e nella zona a contatto con il morsetto elettrico. Infatti, avendo quest'ultimo una sezione di passaggio elevata rispetto a quella dell'*oven*, tenderà ad asportare molto di calore mediante conduzione termica. È quindi lecito supporre che, in queste zone, la purificazione avvenga solamente in modo parziale.
- A causa della conformazione del sistema di pompaggio, sono richiesti dei tempi piuttosto lunghi (più di 3 ore) per la creazione di un vuoto sufficiente per il riscaldamento di un pezzo ad alte temperature.
- È possibile riscaldare solamente un *oven* alla volta.
- Data la conformazione dei morsetti elettrici, è necessario piegare l'*oven* al fine di montarlo, rendendo difficoltoso il successivo inserimento del *mass-marker*.

Per questi motivi è risultato quindi necessario realizzare un altro sistema di purificazione che permettesse di sopperire, almeno in parte, agli svantaggi sopra elencati.

Si è scelto di utilizzare innanzitutto l'impianto di test per alte temperature già descritto nel paragrafo 3.3. Esso, essendo dotato di una pompa turbomolecolare, permette la creazione di un vuoto dell'ordine dei 10^{-5} mbar in circa mezz'ora. L'alimentatore elettrico può fornire ai capi dei morsetti una differenza di potenziale pari a 10 V e può immettere nel sistema una corrente massima di 1000 A.

4.5.1 - Design e ottimizzazione

Come illustrato in Fig. 4.16, si è scelto di realizzare un sistema per la connessione elettrica il più snello possibile, in modo da evitare l'indesiderato asporto di calore dalle estremità degli *oven*. Si è optato quindi per realizzare dei connettori elettrici in tantalio, prevedendo dei fori in cui inserire con leggera interferenza entrambe le estremità degli *oven*. In questo modo l'intera lunghezza del condotto tubolare è attraversata da corrente, e quindi riscaldata. La soluzione adottata permette di purificare contemporaneamente quattro *oven* e inoltre di evitare di piegarne gli ultimi 10 cm durante il montaggio, rendendo agevole il successivo inserimento del *mass-marker*.

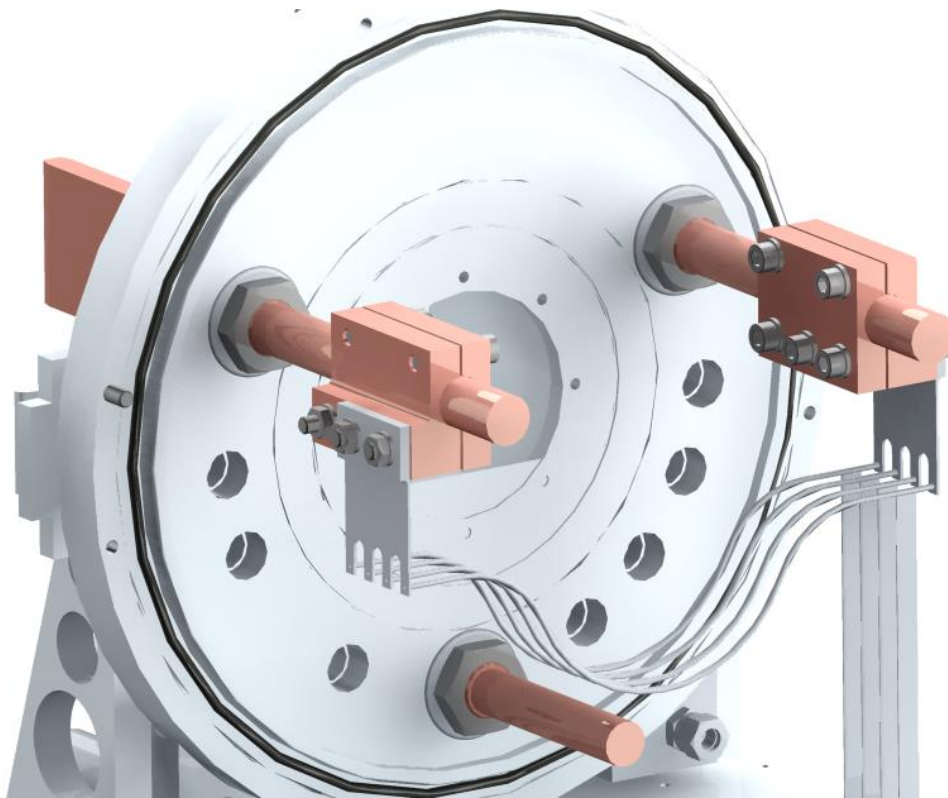


Fig. 4.16 Configurazione scelta per il nuovo apparato di pulizia degli *oven*.

La scelta della geometria dei morsetti in rame e dei piatti in tantalio per realizzare i connettori elettrici è stata effettuata considerando le rimanenze di magazzino. In particolare, i morsetti elettrici appartengono ad un *target heater* inutilizzato (vedi Fig. 1.8) e, per i connettori in tantalio, si è partiti da due piatti di dimensioni 60x30x4 mm. Si è scelto di orientare questi ultimi come illustrato in Fig. 4.16 al fine di allontanare gli *oven* il più possibile dai connettori in rame.

L'ottimizzazione degli spessori e della geometria dei piatti in tantalio è stata conseguita realizzando un apposito modello FE (vedi Fig. 4.17), partendo dalle stesse basi teoriche e effettuando le stesse semplificazioni descritte nel Capitolo 3.

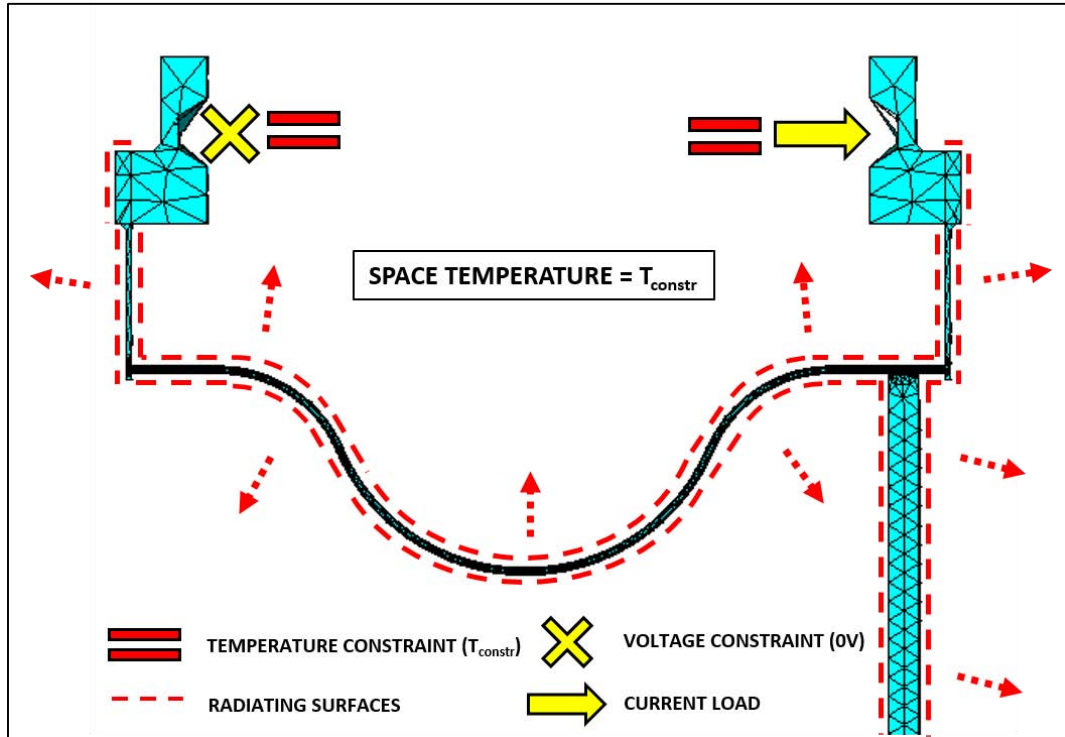


Fig. 4.17 Rappresentazione della mesh utilizzata, dei carichi applicati e dei vincoli ai gradi di libertà.

Le analisi numeriche sono state effettuate imponendo una differenza di potenziale ai capi dei due morsetti in rame pari alla massima imponibile dal generatore, ovvero 10 V. L'ottimizzazione è stata conseguita variando spessore e geometria dei connettori in tantalio: in particolare si sono considerate le quattro configurazioni rappresentate in Fig. 4.18.

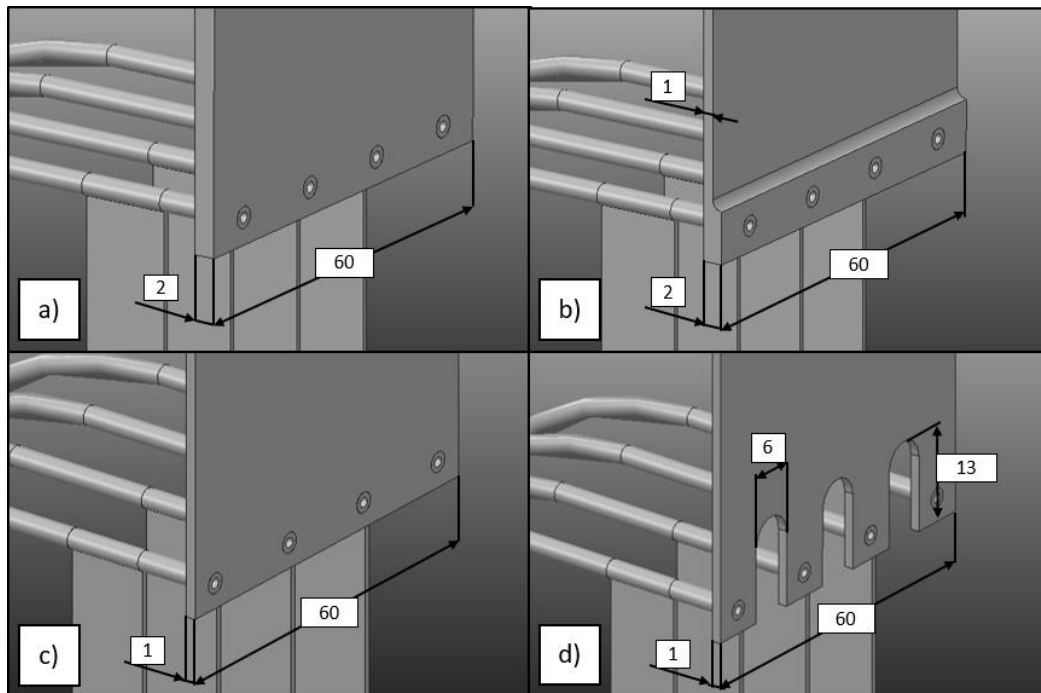
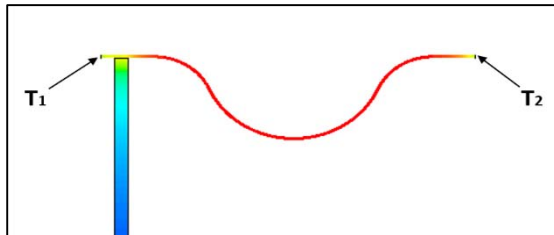


Fig. 4.18 Configurazione dei connettori elettrici in tantalio considerati per l'ottimizzazione.

Per ogni configurazione si sono poi rilevate le temperature nodali degli *oven* in corrispondenza delle aree di estremità. I risultati numerici sono riportati in Tab. 4.2



Tab. 4.2 Temperature di estremità degli *oven*.

Configurazione	T1 [°C]	T2 [°C]
a	992	1046
b	1081	1147
c	1290	1373
d	1471	1580

Tra le configurazioni considerate si è scelta la *d*, in quanto è quella che permette un maggior riscaldamento, e quindi una miglior pulizia, delle estremità degli *oven*. Vale la pena di sottolineare che la configurazione risultata essere migliore è risultata essere quella che presenta le minori sezioni di attraversamento in corrispondenza della zona di accoppiamento e che un'ulteriore riduzione degli spessori avrebbe verosimilmente portato a risultati ancora migliori. Tuttavia, al fine di avere a disposizione un apparato solido ed utilizzabile per molti cicli di pulizia, non si è ritenuto opportuno snellire ulteriormente il sistema. In Fig. 4.19 è rappresentata graficamente la distribuzione termica per la configurazione scelta.

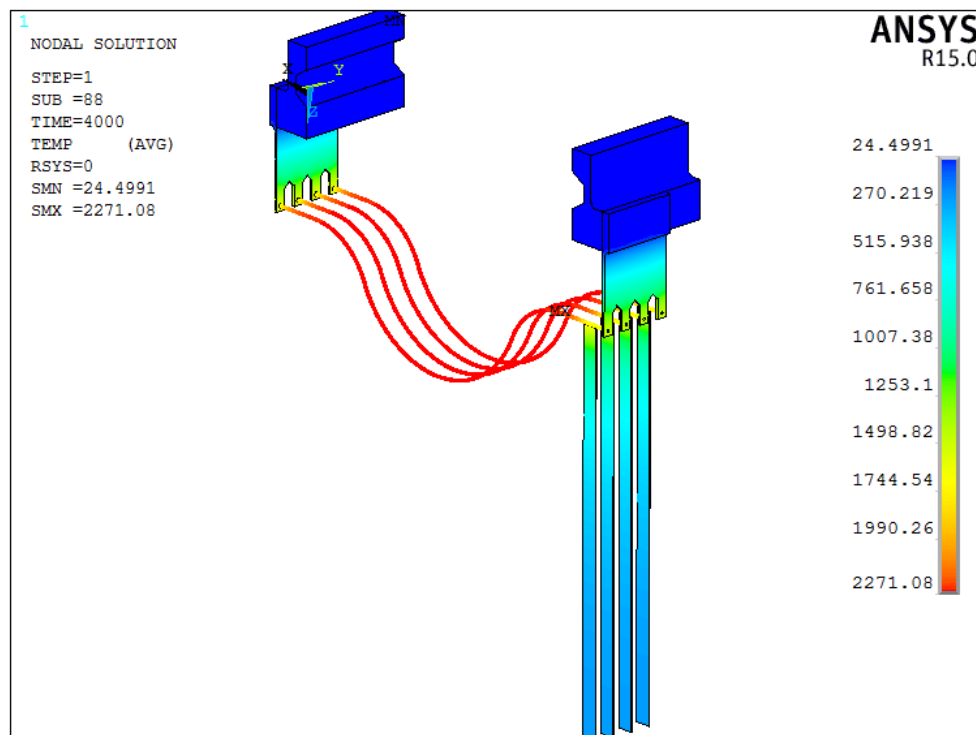


Fig. 4.19 Risultati termici qualitativi per una differenza di potenziale imposta ai morsetti pari a 10 V. Le temperature sono espresse in gradi centigradi.

Successivamente si sono effettuate delle analisi FE dell'intero sistema per correnti di attraversamento da 10 a 100 A in *step* di 10 A. I risultati in termini di massima temperatura lungo l'intero *oven* sono praticamente coincidenti a quelli di Fig. 4.6 (differenza massima 4 °C). Ciò significa che la temperatura massima lungo gli *oven* non solo non è influenzata dalle condizioni termiche al contorno, come già rilevato, ma neppure dall'irraggiamento reciproco.

4.5.2 - Realizzazione e test sperimentale

La Fig. 4.20 mostra il connettore realizzato in tantalio. Per motivi tecnologici non è stato possibile realizzare gli accoppiamenti con leggera interferenza desiderati e le connessioni sono risultate con gioco. Ciò non ha comunque influito sulle prestazioni dell'impianto: verosimilmente l'alta resistenza di contatto dovuta al gioco (piccole sezioni di attraversamento) causa un surriscaldamento locale delle estremità degli *oven* e quindi delle dilatazioni che vanno a migliorare il contatto elettrico. Durante il raffreddamento, invece, si è notato che le estremità degli *oven* si restringono andando a ripristinare il gioco precedente, rendendo particolarmente agevole l'operazione di smontaggio, data l'assenza di saldature localizzate. La massima corrente erogabile dal generatore regolato a 10 V è risultata essere pari a 337 A, pari a circa 84 A ($T_{\max} \approx 2000 \text{ }^\circ\text{C}$) per ogni *oven*.



Fig. 4.20 Connettore realizzato in tantalio.

La Fig. 4.21 mostra il sistema assemblato e pronto per il test.

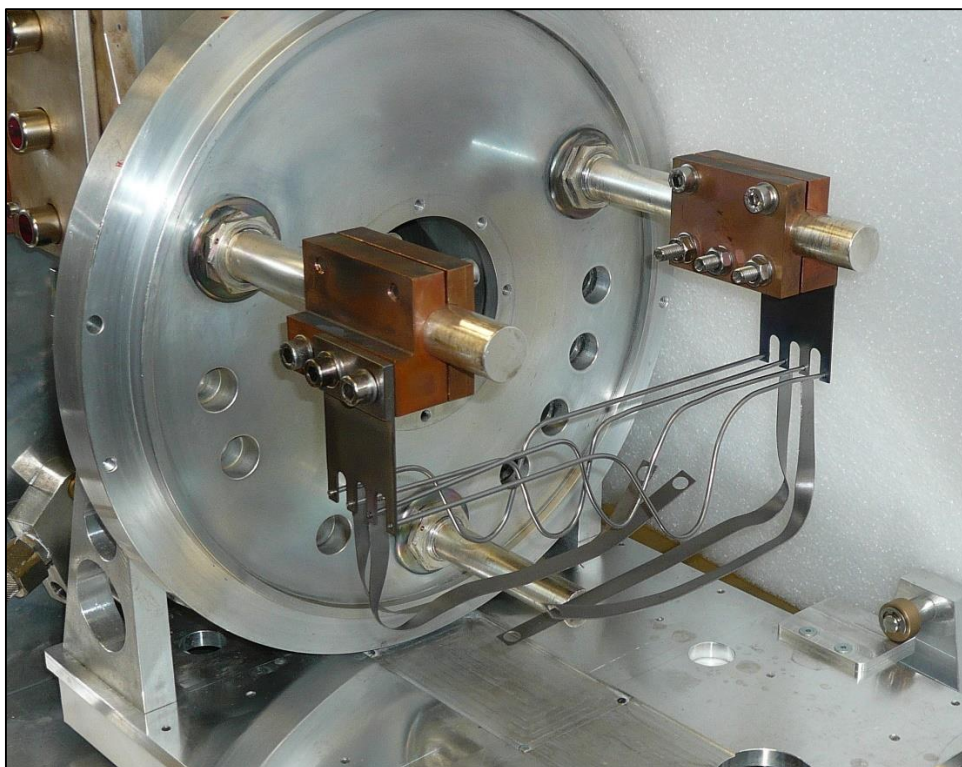


Fig. 4.21 Apparato per la pulizia ad alta temperatura degli *oven* assemblato.

Pur essendo stato progettato per funzionare alla massima temperatura possibile, dettata dalla massima differenza di potenziale applicabile dal generatore, si è effettuato un test di caratterizzazione termica al fine di validare il modello numerico anche per correnti di attraversamento più basse. Di fatto, in questo modo, si può validare anche il modello descritto nel paragrafo 4.2.1, essendo coincidenti le temperature massime dei due diversi modelli.

Dato il ridotto diametro degli *oven* è risultato impossibile utilizzare il pirometro a infrarossi per la misura della temperatura in quanto esso calcola infatti la media integrale in un'area circolare che corrisponde al punto di osservazione: tale area potrebbe non racchiudere interamente oggetti incandescenti molto piccoli e in tal caso la misura risulterebbe falsata. Per questo motivo si è quindi optato per un pirometro a filamento (o ad incandescenza), che consiste in un sistema che permette di confrontare la radiazione visibile proveniente dal corpo e quella di un filo incandescente in serie con un reostato. L'intensità luminosa del filo viene fatta coincidere con quella del corpo, permettendo quindi di ricavare la temperatura dello stesso. Questo tipo di pirometro permette di misurare temperature da 1000 a 3000 °C.

Si sono effettuati tre cicli di riscaldamento e raffreddamento, misurando i valori di temperatura attraverso la *viewport a* di Fig. 3.11.

La Fig. 4.22 mostra la vista attraverso la *viewport* durante il test e i punti di misurazione. Vale la pena di sottolineare che la posizione dei punti di misurazione non influisce sul valore della misura stessa, in quanto dalla *viewport* è possibile vedere solo i tratti centrali degli *oven*, dove esiste il *plateau* termico descritto nei paragrafi precedenti.

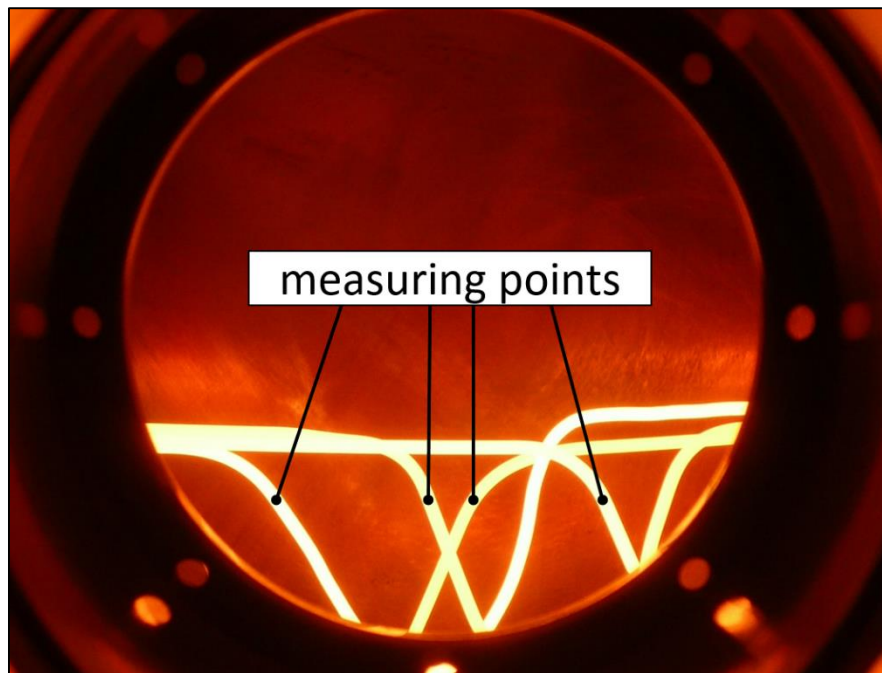


Fig. 4.22 Rappresentazione della vista attraverso la *viewport* frontale dell'impianto di test e dei punti di misura.

Fig. 4.23 mostra i risultati in termini di temperatura massima, ottenuti numericamente (su un singolo *oven*, come descritto nel paragrafo 4.3) e sperimentalmente (considerando la media aritmetica di diverse misure effettuate sui quattro *oven* costituenti l'apparato).

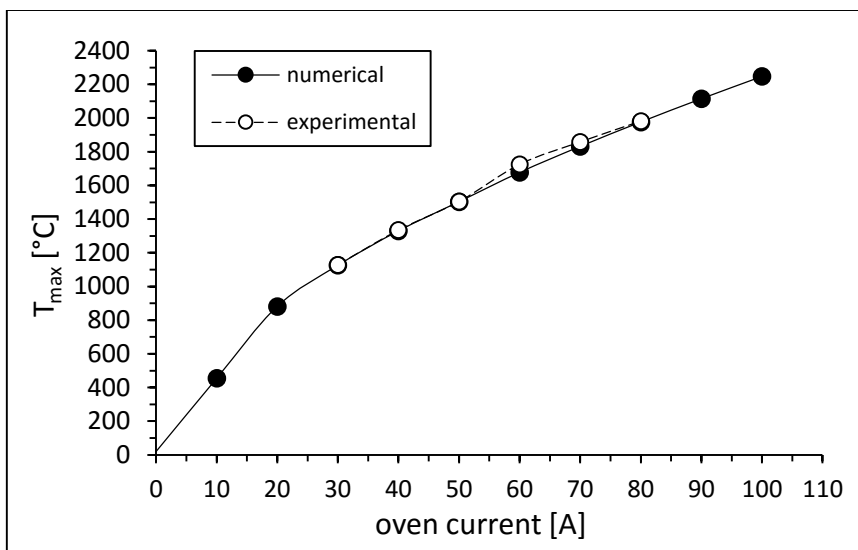


Fig. 4.23 Confronto tra risultati numerici e sperimentali in termini di massima temperatura registrata lungo gli oven a varie correnti di attraversamento.

Si può notare come ci sia un'ottima corrispondenza tra i dati numerici e sperimentali. In particolare l'errore massimo, registrato per una corrente riscaldante pari a 60 A, è di 50 °C, pari al 3% del valore misurato. I risultati devono comunque essere intesi come qualitativi, considerando la bassa risoluzione dello strumento (pari a 10 °C per temperature fino a 1500 °C e pari a 25 °C per temperature superiori). In Fig. 4.24, al fine di apprezzare le massime differenze che si possono avere per ripartizioni non uguali della corrente di riscaldamento, sono mostrati i risultati sperimentali in termini di temperatura misurati sui quattro diversi oven.

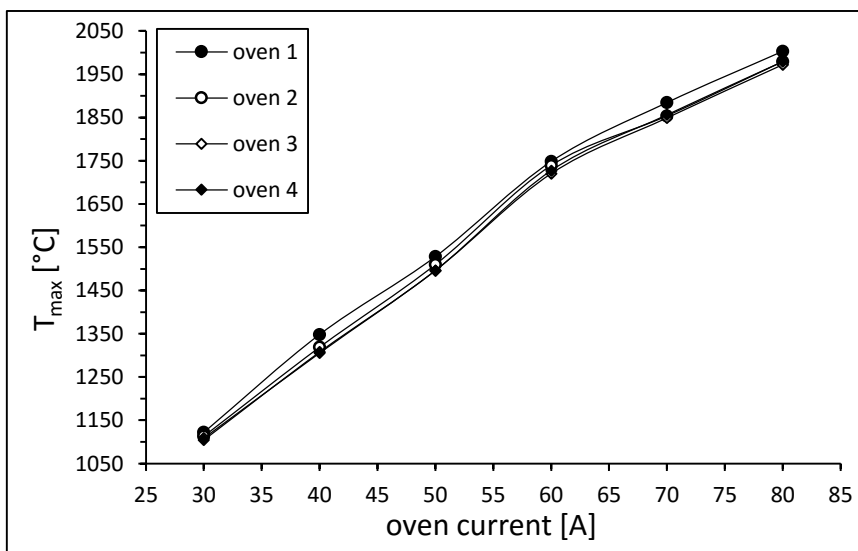


Fig. 4.24 Media delle temperature misurate sperimentalmente sui quattro oven al variare della corrente di attraversamento.

Si può notare che temperature misurate per i quattro oven risultano molto simili tra loro a parità di corrente, evidenziando scostamenti massimi di 30 °C.

4.6 - Conclusioni

Un *mass-marker* consiste in una quantità calibrata di atomi che viene inserita in un apposito riscaldatore, chiamato *oven*, e fatta diffondere verso la sorgente di ionizzazione. Essa è usata per una taratura preliminare degli strumenti di diagnostica e ottica di fascio prima dell'estrazione del RIB (nel caso di applicazioni *on-line*) e per caratterizzare le sorgenti di ionizzazione in termini di efficienza ed emittanza presso il *front end*, l'apparato di test *off-line* del progetto SPES. Al fine di ottenere il massimo controllo sulla diffusione degli atomi lungo l'*oven* è necessario conoscere con precisione le condizioni di temperatura e pressione in cui il *mass-marker* si trova. A tal proposito, dopo una dettagliata descrizione della tecnica *mass-marker*, è stato realizzato un modello numerico in grado di descrivere qualitativamente la distribuzione di temperatura lungo l'*oven*. Oltre a questo, è stato descritto brevemente un metodo per studiare e ricavare i meccanismi di sublimazione e decomposizione del sale costituente il *mass-marker*. Come si vedrà nel prossimo capitolo, la conoscenza di questi parametri può permettere di prevedere con buona approssimazione la corrente di *oven* necessaria per far sublimare e diffondere il sale depositato.

Si sono successivamente riportate la procedura per la preparazione di un *mass-marker* e la lista delle soluzioni attualmente disponibili per la sua preparazione.

Considerando inoltre l'importanza della pulizia di tutti i componenti del sistema *target-ion source*, nell'ultima parte del capitolo sono descritte le fasi di realizzazione di un apparato per la pulizia degli *oven* ad alta temperatura. Questi ultimi, infatti, date le loro caratteristiche geometriche, non possono essere facilmente purificati mediante metodi di pulizia convenzionali. Il sistema è stato progettato ed ottimizzato dal punto di vista termico con l'ausilio di un modello numerico appositamente costruito. Infine, dopo la sua realizzazione, esso è stato testato, permettendo la validazione del modello FE. L'apparato in questione è risultato sopperire ai principali svantaggi di quello precedentemente utilizzato.

Capitolo 5

Caratterizzazione sperimentale della sorgente di ionizzazione superficiale presso l'apparato di test *front end*

In questo capitolo, dopo un'accurata descrizione dell'apparato utilizzato per il test, verranno esposti i risultati dei test effettuati per la caratterizzazione sperimentale della sorgente di ionizzazione superficiale con *hot-cavity* in tantalio del progetto SPES. Inizialmente verranno descritte le modalità preparazione e controllo dei test di efficienza di ionizzazione superficiale, effettuati per diversi elementi (Cs, Rb, Sr, Ba) in diversi tipi di soluzione (nitrati e bromuri). I risultati verranno poi discussi e confrontati con le relazioni teoriche esposte nel Capitolo 2. Verrà inoltre approfondita la procedura, accennata nel Capitolo 4, per lo studio sulla sublimazione e dissociazione del sale costituente il *mass-marker*. Come si vedrà, con questo metodo sarà possibile stimare con un buon livello di approssimazione la corrente di *oven* necessaria per la sublimazione del campione calibrato depositato al suo interno. Verranno poi presentati i risultati dello studio preliminare sulla riduzione dei contaminanti ionizzati superficialmente nella ionizzazione laser: a tal proposito verranno esposti i risultati in termini di efficienza di ionizzazione per il Cs, ottenuti invertendo la polarità del circuito riscaldante della sorgente di ionizzazione, secondo i principi esposti nel Capitolo 2. Verranno infine presentati i risultati sperimentali di emittanza di fascio, ottenuti per diverse posizioni dell'elettrodo estrattore.

5.1 - L'apparato di test *front end* per la produzione e caratterizzazione *off-line* di fasci di ioni

Il *front end* di SPES è un apparato per la produzione di fasci di ioni stabili, ovvero non radioattivi. Esso è schematizzato in Fig. 5.1, mentre l'apparato di test attualmente utilizzato è mostrato in mostrato in Fig. 1.14b. Com'è possibile notare dalla Fig. 5.1, esso è diviso in più sezioni:

- camera target, posta a un potenziale solitamente pari a 25 KV (pari invece a 40 KV quando la *facility* entrerà in funzione);
- sistema di ottica di fascio, per il suo centraggio e focalizzazione;
- sistemi di diagnostica (*diagnostic box* 1 e 2), per la determinazione della forma e dell'intensità di corrente di fascio;
- separatore di massa (*Wien filter*), per la separazione in base alla massa degli ioni estratti;
- misuratore di emittanza (*emittance meter*) posto successivamente alla seconda box di diagnostica.

I componenti appena elencati verranno di seguito descritti in dettaglio.

Come già detto il sistema è mantenuto in condizioni di alto vuoto (con pressioni dell'ordine dei $10^{-5} \div 10^{-6}$ mbar) sia per evitare l'ossidazione dei componenti ad alta temperatura che per aumentare il cammino libero medio degli ioni stabili generati.

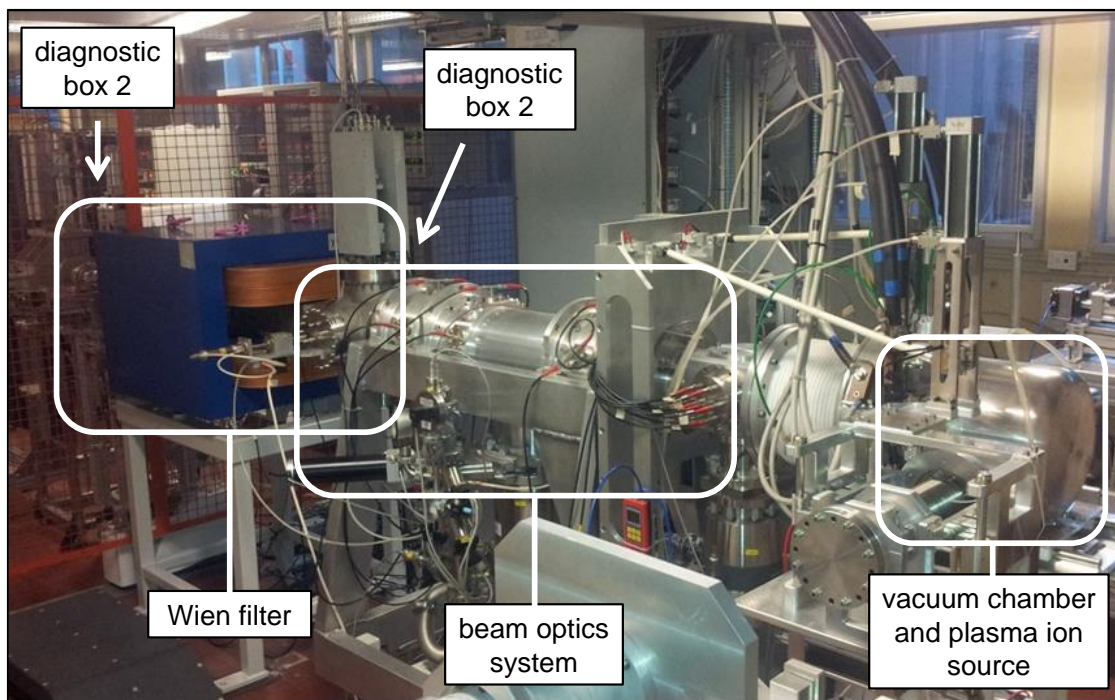


Fig. 5.1 L'apparato front end, utilizzato per la caratterizzazione offline delle sorgenti di ionizzazione in termini di efficienza ed emittanza.

5.1.1 - La camera *target* e il setup della sorgente di ionizzazione superficiale

Al fine di simulare il processo di ionizzazione a valle del *target* viene utilizzato l'apparato di test *front end* per la generazione di fasci di ioni stabili: la ionizzazione riguarda infatti le proprietà chimiche di un elemento ed in particolare la sua configurazione elettronica (e quindi il potenziale di prima ionizzazione, come esposto nel Capitolo 2) per cui tali studi saranno rappresentativi anche per i processi di ionizzazione degli isotopi radioattivi fuoriuscenti dal *target*. Per i test è stata utilizzata la sorgente di ionizzazione superficiale del progetto SPES (disaccoppiata dal *target*) nella configurazione *off-line* (già descritta nel Capitolo 4 e rappresentata in Fig. 5.2).

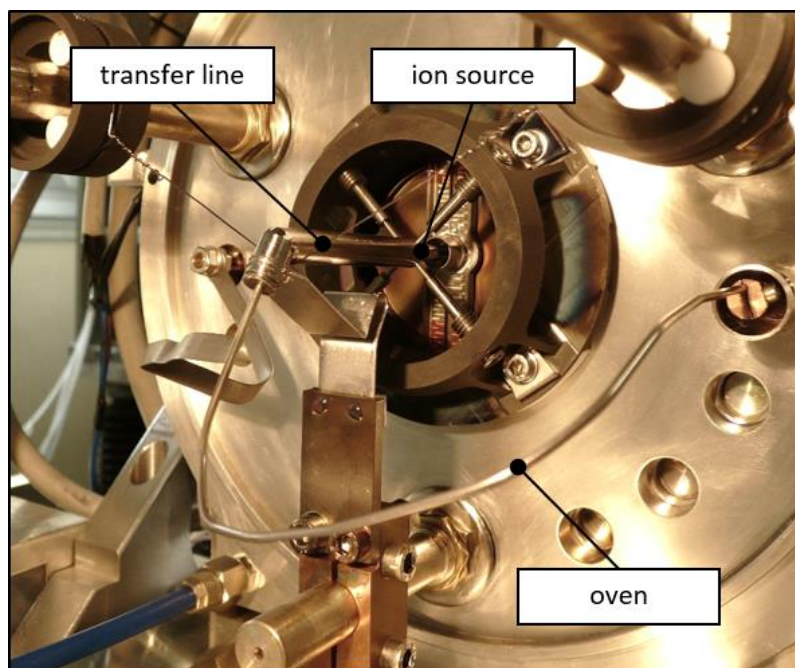


Fig. 5.2 La sorgente di ionizzazione superficiale in configurazione *off-line* utilizzata per i test.

5.1.2 - Il sistema di estrazione e focalizzazione del fascio

Dietro la camera *target* è posizionato il sistema di estrazione del fascio: il telaio che sostiene il canale di passaggio è collegato ad un trasformatore che genera una differenza di potenziale solitamente pari a 25 KV fra la camera *target* e il sistema di estrazione. Come già detto, quando il *front end* sarà montato nella *facility* SPES per la produzione dei RIB, tale differenza di potenziale sarà invece pari a 40 KV.

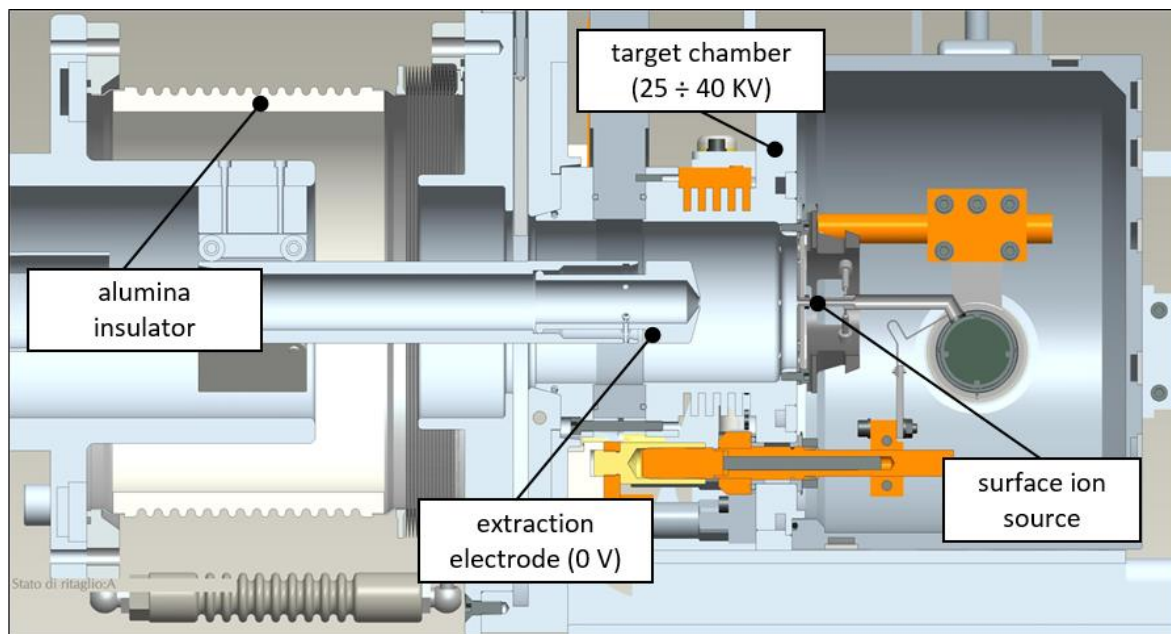


Fig. 5.3 Il sistema di messa a potenziale e di estrazione del front end.

All'interno del canale è posto l'elettrodo estrattore (o *puller*). Esso è collegato elettricamente a terra e ha una forma tale da generare un campo elettrostatico che permette di convogliare gli ioni accelerati verso i tratti successivi dell'impianto. È dotato inoltre di un sistema di movimentazione assiale che permette una variazione delle caratteristiche del fascio (in particolare dell'emittanza, ma anche dell'intensità di corrente).

Il fascio di ioni estratto dalla camera *target* è composto da particelle che viaggiano con direzioni diverse e la sua sezione ortogonale all'asse può occupare un'area più o meno estesa. Il fascio deve comunque poter attraversare tutto l'apparato di test *front end* senza andare ad impattare lungo le pareti del condotto. Per questo motivo sono necessari dei dispositivi di correzione sulla forma e sul centraggio del fascio.

Deflettori

I deflettori (o *steerers*) sono dei dispositivi necessari per il centraggio del fascio quando esso non risulta allineato. Essi sono formati da una serie di quattro schermi elettrostatici che permettono di traslare il fascio in direzione orizzontale e verticale (vedi Fig. 5.4).

Tripletto

Oltre al centraggio, gestito interamente dagli *steerers*, il fascio deve risultare accuratamente focalizzato per essere rilevato dagli strumenti di diagnostica. A tal fine viene utilizzato il tripletto (Fig. 5.5), composto da tre quadrupoli elettrostatici che servono a comprimere il fascio in una direzione ortogonale all'asse: in questo modo, regolando il potenziale sulle piastre, è possibile focalizzare il fascio alla distanza dall'estrazione desiderata. È inevitabile che le focalizzazioni in un piano deformino il fascio nella direzione complementare, ma grazie a strizioni del fascio fatte in successione, è possibile ridurre globalmente la sezione del fascio.

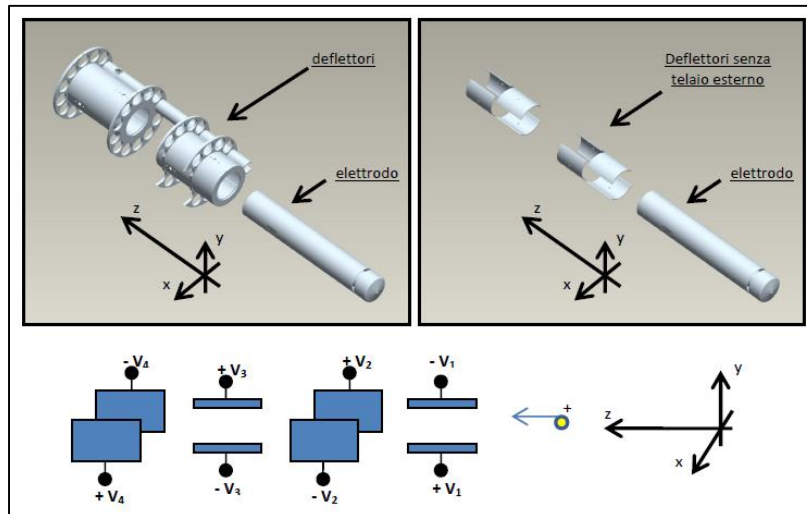


Fig. 5.4 Schema di funzionamento dei deflettori.

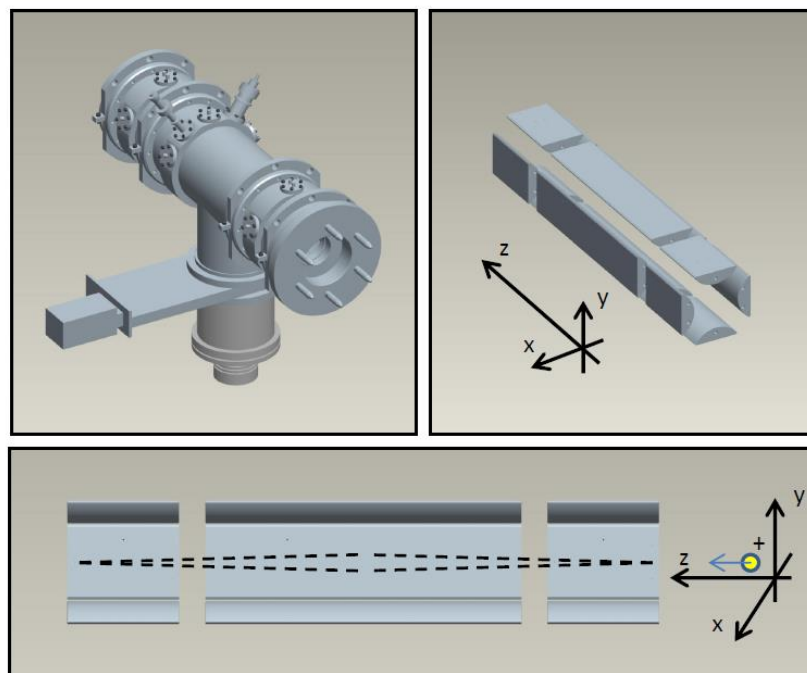


Fig. 5.5 Schema di funzionamento del tripletto a quadrupoli.

Wien filter

Il *Wien filter* è composto da un'armatura e da un elettromagnete che hanno il compito di generare un campo elettromagnetico, necessario al fine di selezionare le particelle di massa diversa in base alla velocità. Il fascio di ioni che viene estratto è composto da particelle che hanno velocità con direzione rettilinea coincidente con l'asse della sorgente. La velocità e la massa sono legate dalla relazione seguente, che lega energia cinetica ed elettrica:

$$qV = \frac{1}{2}mv^2 \tag{5.3}$$

q è la carica della particella espressa in *coulomb*. Poiché la sorgente di ionizzazione superficiale è in grado di ionizzare atomi allo stato $1+$, si pone $q = e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. V è la differenza di potenziale con cui lo ione viene accelerato, ovvero 25 kV mentre m è la massa dell'atomo e v è la sua velocità, dati en-

trambi incogniti. Quando la particella carica entra in un campo elettrico è soggetta ad una forza $\vec{F}_E = q\vec{E}$, dove \vec{E} è il vettore campo il cui modulo è espresso in V/m . Anche per un campo magnetico vale una formulazione simile, tuttavia, stavolta la forza è espressa dalla formula di Lorentz, cioè $\vec{F}_B = \vec{v} \times \vec{B}$, dove \vec{B} è il vettore campo magnetico.

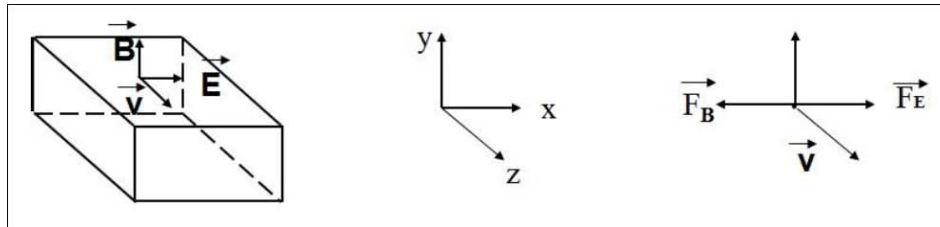


Fig. 5.6 Rappresentazione dei vettori delle forze elettrica e magnetica e della velocità della particella ionizzata.

Se si dispongono gli avvolgimenti e l'armatura in modo che il campo magnetico, il campo elettrico e la velocità risultino ortogonali fra di loro, come mostrato in Fig. 5.6, si ottiene che le forze elettrica e magnetica hanno stessa direzione ma verso opposto e la forza di Lorentz si può esprimere semplicemente come $F_B = vB$. Si può quindi, annullando la somma vettoriale delle due forze, dire che:

$$v = \frac{E}{B} \quad (5.2)$$

ed è per questo motivo che lo spettrometro è considerato un filtro in velocità.

Gli ioni del fascio passano attraverso l'analizzatore, costituito da un tubo cilindrico disposto nell'elettromagnete. La sola forza magnetica agirebbe sullo ione deviandolo e costringendolo a percorrere una traiettoria circolare di raggio r , la forza centrifuga, che verrà eguagliata da quella centrifuga, è quindi uguale a:

$$B_{qv} = \frac{B^2 r^2}{v} \quad (5.3)$$

Considerando le relazioni espresse sopra, si capisce che, poiché gli ioni hanno tutti singola stessa carica a masse diverse corrispondono a velocità diverse. Quindi per differenziare i vari elementi che compongono il fascio basta variare il campo magnetico, agendo sulla corrente negli avvolgimenti, così da variare la forza di Lorentz e selezionando quindi di volta in volta masse diverse.

La presenza nello stesso fascio di ioni di particelle con massa simile fa sì che se le forze elettrica e magnetica non sono molto elevate la risoluzione dello spettrometro sia modesta, al punto da non rendere distinguibili due specie diverse. Ciò è dovuto anche al fatto che, come già detto, gli ioni scorrono in tubo aperto alle estremità, perciò anche se deviate leggermente alcune particelle potrebbero passare e andare ad essere rilevate dalla seconda stazione di diagnostica. Per evitare questo fenomeno si usano due slitte, che non sono altro che due saracinesche la cui distanza può essere impostata a piacere. Facendo in modo che vi sia una luce molto sottile fra le due slitte, si potrà permettere il passaggio solo alle particelle che viaggiano in direzione rettilinea, fermando le altre.

Il sistema descritto permette dunque di filtrare il fascio, lasciando passare quindi verso la seconda box di diagnostica solo gli ioni desiderati. Grazie a questo dispositivo è inoltre possibile effettuare dei *mass scan*, ovvero delle prove ottenute variando in modo continuo la corrente di magnete del *Wien filter* e registrando parallelamente la corrente di fascio rilevata nella seconda box di diagnostica: in questo modo si può ottenere l'andamento della corrente di fascio in funzione della corrente di magnete (e quindi della massa degli ioni) corrispondente. È quindi possibile in questo modo determinare la purezza del fascio, dando una stima accurata sulla presenza di contaminanti.

5.1.3 - Il sistema di diagnostica di fascio

Vengono di seguito descritti i principali componenti per la diagnostica del fascio di ioni in termini di intensità di corrente, forma ed emittanza.

Faraday cup

La *Faraday cup* (Fig. 5.7b) consiste in una vera coppa metallica che intercetta gli ioni di carica positiva. Ad ogni carica positiva intercettata, attraverso il collegamento a terra, viene indotta una corrente grazie al movimento degli elettroni che equilibrano le cariche positive. La corrente introdotta nel dispositivo corrisponde quindi alla corrente di fascio ed è rilevata dal sistema di controllo.

Il soppressore, invece è una coppa di diametro più grande rispetto alla *Faraday cup* e caricata negativamente rispetto ad essa. Impedisce agli elettroni secondari, liberati dopo l'impatto degli ioni positivi con la superficie della coppa, di uscire dalla *Faraday cup* con il rischio di avere un conteggio superiore delle cariche.

Beam profiler

Il *beam profiler* (Fig. 5.7c), posto appena prima della *Faraday cup* in ogni box di diagnostica, ha la funzione di rilevare la forma del fascio. Questo oggetto è composto da un reticolo di fili di rame che rilevano la corrente dalle particelle cariche del fascio. In questo modo, conoscendo la posizione del filo su cui si effettua la misura, si conosce automaticamente la posizione della particella e quindi, attraverso il reticolo, si riesce a ricostruire la forma della sezione del raggio ortogonale all'asse di avanzamento.

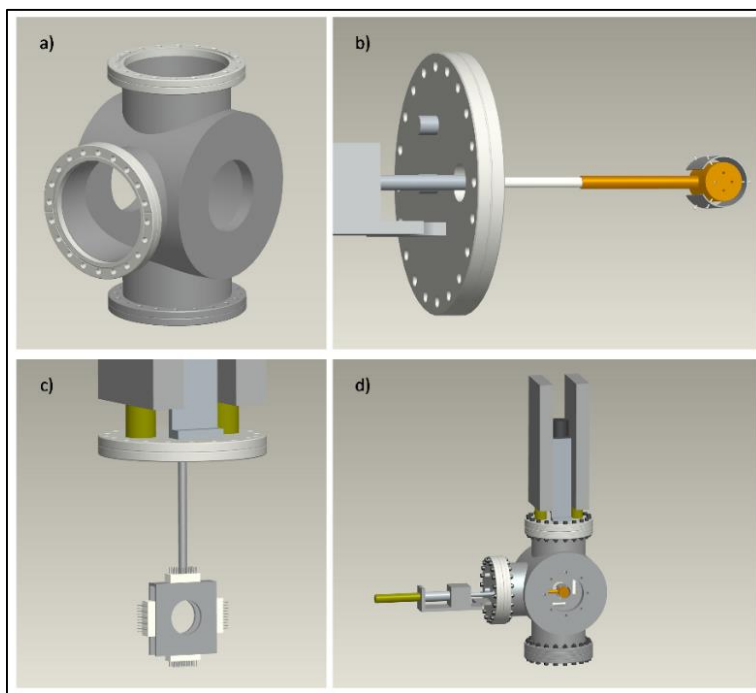


Fig. 5.7 Carcassa esterna **a)**, Faraday cup **b)**, beam profiler **c)** e assemblato completo del box di diagnostica **d)**.

Emittance meter

L'emittanza di un fascio di ioni una proprietà di un fascio di cariche elettriche misura la sua dimensione e espansione spazio delle fasi, con coordinate posizione e quantità di moto. Se il suo valore è basso, significa che le particelle avranno una coordinata simile nello spazio (quindi il fascio sarà compresso in un'area piccola se consideriamo la sua dispersione in un piano perpendicolare alla direzione con cui procede) e quantità di moto simile fra loro, perciò procederanno tutte in una direzione comune. Risulta evidente che un fascio avente una bassa emittanza sia più facile da gestire. L'emittanza viene rappresentata con un'ellisse: il fascio ha infatti una distribuzione di tipo gaussiano in entrambe le coordinate

dello spazio delle fasi e la rappresentazione di tale distribuzione in un sistema bidimensionale è composta da ellissi. Si può quindi costruire un grafico, come quello in Fig. 5.8, dove si riportano tutti i parametri che indicano lo sviluppo del fascio [32].

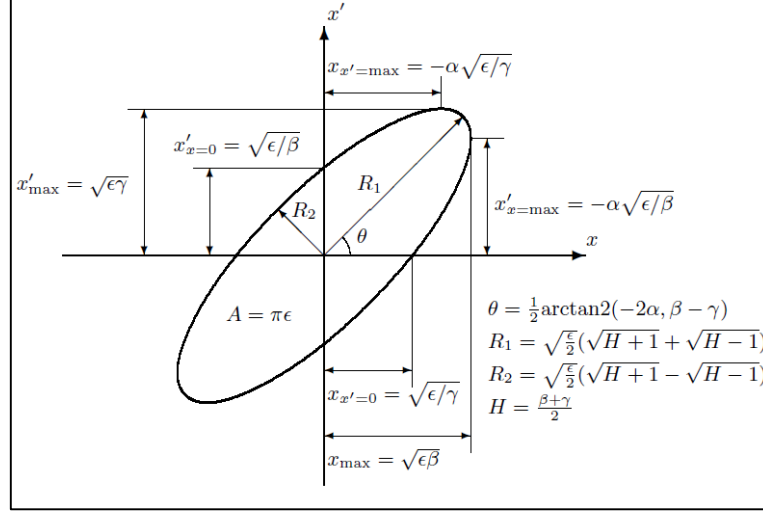


Fig. 5.8 Rappresentazione dell'ellisse dell'emittanza nello spazio delle fasi. I fattori α , β , γ sono noti come parametri di Twiss e ne definiscono l'orientamento e la scala, ϵ definisce l'area dell'ellisse, R_1 ed R_2 sono i raggi [32].

Questo parametro dipende dalla geometria della sorgente, dell'elettrodo estrattore e dalle condizioni del plasma.

Indicando con \bar{x} la coordinata della posizione del centro del fascio, mentre con \bar{x}' indichiamo la sua coordinata angolare, si ottiene:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i (x_i \sum_j I_{ij})}{\sum_i \sum_j I_{ij}} \quad \bar{x}' = \frac{\sum_j (x'_j \sum_i I_{ij})}{\sum_i \sum_j I_{ij}} \quad (5.4)$$

Quindi portandosi nella condizione di ellisse centrato nello spazio delle fasi: $(x'^2 - \bar{x}'^2)$

$$\langle (x - \bar{x})^2 \rangle = \frac{\sum_j (\sum_i (x_i - \bar{x})^2 I_{ij})}{\sum_i \sum_j I_{ij}} \quad (5.5)$$

$$\langle (x' - \bar{x}')^2 \rangle = \frac{\sum_j ((x'_j - \bar{x}')^2 \sum_i I_{ij})}{\sum_i \sum_j I_{ij}} \quad (5.6)$$

$$\langle (x - \bar{x})(x' - \bar{x}') \rangle = \frac{\sum_j \sum_i (x - \bar{x})(x' - \bar{x}') I_{ij}}{\sum_i \sum_j I_{ij}} \quad (5.7)$$

Con questi valori è possibile calcolare l'emittanza r.m.s. come:

$$\epsilon_{r.m.s.,x} = \left(\langle (x - \bar{x})^2 \rangle \langle (x' - \bar{x}')^2 \rangle - \langle (x - \bar{x})(x' - \bar{x}') \rangle^2 \right)^{1/2} \quad (5.8)$$

E quindi i parametri di Twiss:

$$\gamma_x = \frac{\langle (x' - \bar{x}')^2 \rangle}{\epsilon_{r.m.s.,x}}; \quad \alpha_x = \frac{\langle (x - \bar{x})(x' - \bar{x}') \rangle}{\epsilon_{r.m.s.,x}}; \quad \beta_x = \frac{\langle (x - \bar{x})^2 \rangle}{\epsilon_{r.m.s.,x}}; \quad (5.9)$$

L'ellisse relativo all'emittanza r.m.s. è rappresentabile attraverso la seguente equazione:

$$\gamma(x - \bar{x})^2 + 2\alpha(x - \bar{x})(x' - \bar{x}') + \beta(x' - \bar{x}')^2 = \epsilon_{r.m.s.,x} \quad (5.10)$$

È possibile misurare l'emittanza mediante l'utilizzo dell'*emittance meter*, rappresentato in Fig. 5.9.

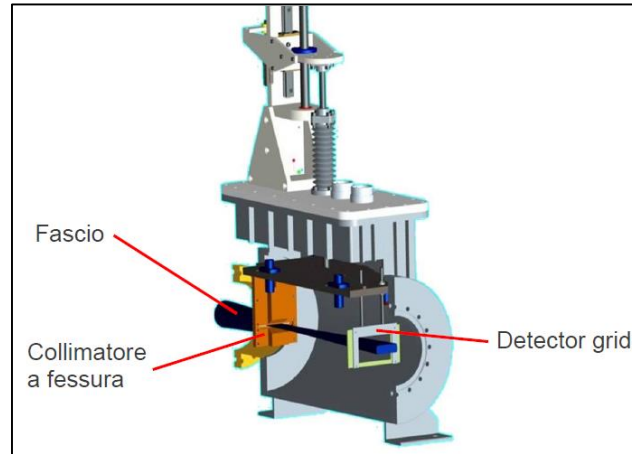


Fig. 5.9 Sezione parziale dell'*emittance meter* [33].

Tale strumento è composto da un collimatore a fessura e una griglia di filamenti in tungsteno dorato disposti orizzontalmente e verticalmente, per la misura dell'emittanza in x e y . La griglia misura la corrente che passa tra i fili alle varie posizioni, determinando quindi l'intensità e l'inclinazione del fascio in ogni posizione.

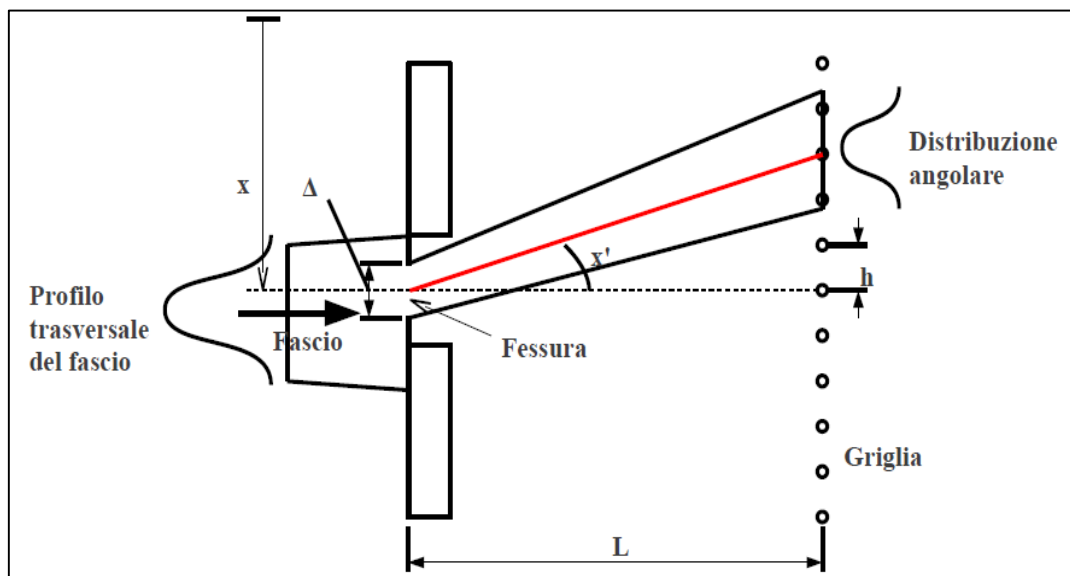


Fig. 5.10 Schema di funzionamento dell'*emittance meter* [33].

5.2 - Misure di efficienza di ionizzazione superficiale

5.2.1 - Modalità di test

I test sono stati effettuati inserendo il *mass-marker* all'interno dell'*oven* secondo la procedura descritta nel Capitolo 4. Per ogni prova la sorgente di ionizzazione superficiale è stata portata alla temperatura massima di *hot-cavity* desiderata (corrispondente a 2000 °C o 2200 °C, a seconda della tipologia di test) seguendo una rampa lineare di 2000 s. I sistemi di estrazione, focalizzazione e diagnostica di fascio sono stati fatti entrare in funzione a sorgente "fredda", al fine di rilevare, durante il suo riscaldamento, eventuali quantità di sale sublimato e ionizzato anche in condizioni di *oven* spento. Quando la sorgente raggiunge la temperatura desiderata, si fa entrare in funzione il *current tracker*, un sistema di controllo proporzionale sulla corrente di *oven* tale per cui la corrente di fascio rilevata in *Faraday cup 1* mantenga sempre valori prossimi ai 300 nA (pari a quelli che si prevede di avere quando la *facility* entrerà in funzione). I test di efficienza sono stati condotti rilevando la corrente di fascio focalizzato in *Faraday cup 1*, senza utilizzare il separatore di massa per ottenere un fascio puro e contenente solamente l'elemento desiderato. Quest'ultima scelta è stata effettuata tenendo conto che:

- per lo studio di elementi aventi più isotopi stabili e vicini tra loro in termini di massa, la separazione risulta piuttosto difficoltosa e caratterizzata da una notevole perdita di fascio;
- il meccanismo di ionizzazione superficiale è altamente selettivo e quindi, prendendo delle precauzioni per minimizzare la presenza di contaminanti, si suppone che l'influenza di questi ultimi sia bassa;
- il meccanismo di ionizzazione superficiale può produrre solamente ioni 1+ per cui la carica integrata nel tempo è rappresentativa del numero di ioni raccolti in *Faraday cup*.

Ovviamente la gestione dei contaminanti non è stata trascurata. A tal proposito sono state prese le seguenti precauzioni:

- si è prestata la massima attenzione alla pulizia del sistema, sia per la preparazione dei *mass-marker* che per e la purificazione degli *oven*, come descritto nel Capitolo 4;
- si sono effettuate dei test, detti di *background*, senza depositare alcun composto nel foglio di tantalio piegato e inserito nell'*oven*, in modo che la carica integrata in questo modo possa dare un'indicazione della quantità di contaminanti presenti in ogni test;
- durante i test di efficienza si sono effettuati dei *mass scan* estraendo dal condotto la *Faraday cup 1* e focalizzando il fascio in *Faraday cup 2*. Come già accennato, con questo procedimento è possibile determinare la composizione del fascio con l'utilizzo del *Wien filter*, rilevando quindi l'eventuale presenza di contaminanti.

Al fine di spiegare meglio l'andamento di un test di efficienza di ionizzazione superficiale prenda come riferimento Fig. 5.11, che rappresenta l'andamento della corrente registrata in *Faraday cup 1* durante un test di efficienza, la rampa di riscaldamento della linea e la regolazione della corrente di *oven* effettuata automaticamente dal sistema di controllo. È possibile notare l'annullamento della corrente di fascio dovuto all'estrazione della *Faraday cup 1* in corrispondenza dei *mass-scan* (indicati di seguito come MS1, MS2 e MS3). I *mass scan* 1 e 2 vengono effettuati per dimostrare che, durante la prova l'influenza dei contaminanti è trascurabile rispetto a quella dell'elemento di interesse depositato nel *mass-marker*. Il *mass scan* 3, invece, viene effettuato per dimostrare che durante la fase finale della prova, ovvero quando il *current tracker* ha impostato una corrente di *oven* pari a 80 A, la percentuale sulla corrente di fascio dell'elemento di interesse risulta inferiore a quella dei contaminanti (principalmente sodio e potassio, verosimilmente emessi dall'*oven* mantenuto ad alta temperatura). Vale la pena di sottolineare che non sempre è stato possibile effettuare il terzo *mass-scan* in quanto il calo della corrente di fascio ottenuta dopo il raggiungimento della corrente massima di *oven* non ha dato, in generale, un andamento ripetibile durante i vari test. Ciò è da imputarsi verosimilmente alle condizioni dell'*oven* utilizzato: gli *oven* possono provenire da diversi lotti di produzione, possono essere stati purificati in condizioni diverse o possono essere stati a contatto con l'atmosfera per tempi diversi dopo la pulizia.

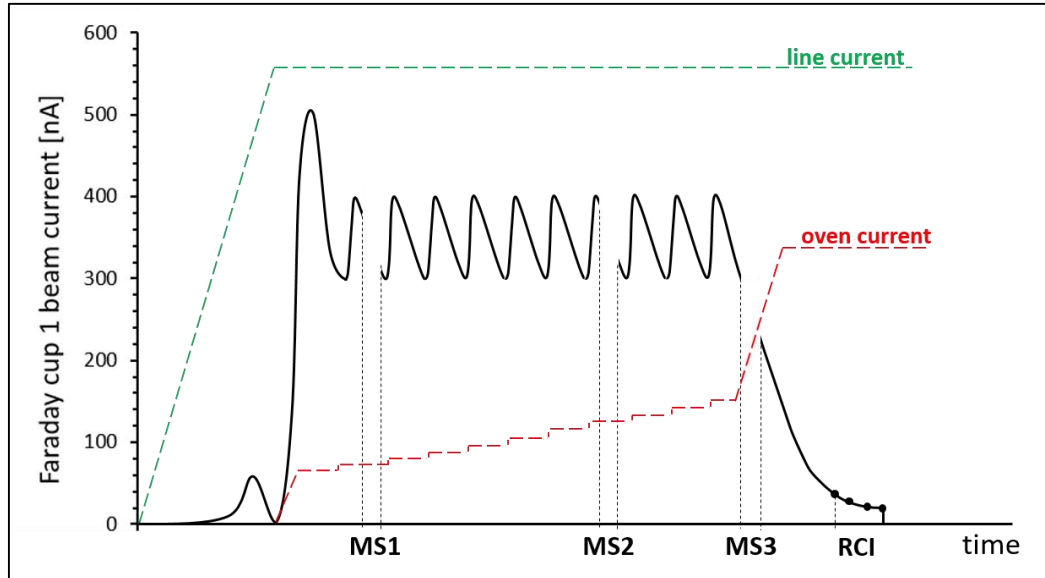


Fig. 5.11 Andamento qualitativo di un test di efficienza.

La carica non rilevata (e quindi non integrata in modo automatico) durante un *mass scan* viene aggiunta a posteriori effettuando un'interpolazione lineare tra i valori di corrente rilevati immediatamente prima e dopo il *mass scan* considerato. Considerando la Fig. 5.11, dove l'area sottesa alla curva equivale alla carica integrata, il ragionamento appena esposto equivarrebbe ad unire con dei segmenti rettilinei la curva dove la corrente di fascio non è stata rilevata.

Si nota inoltre come al minuto 235, arrivati ad una corrente di fascio inferiore ai 15 nA, il test venga interrotto. È stato infatti notato in precedenti lavori di tesi [31] che per bassi valori di corrente di fascio quest'ultima si stabilizzi con un andamento esponenziale decrescente. Considerando quindi che una rilevazione continua della corrente fino al suo annullamento comporterebbe delle inaccettabili dilatazioni temporali dei test senza portare a dei grossi contributi in termini di efficienza, si sceglie quindi di stimare la carica residua rimasta effettuando quattro misurazioni puntuali a distanza di 300 minuti una dall'altra ed interpolando le rilevazioni tramite la seguente legge ad andamento esponenziale decrescente:

$$I = A e^{-B t} [A] \quad (5.11)$$

Il contributo di tale andamento della corrente di fascio sulla carica totale può essere quindi calcolato integrando fino a un tempo infinito tale equazione.

$$RCI = \int_0^{\infty} A e^{-B t} dt [C] \quad (5.12)$$

La RCI (*Residual Current Integration*) dovrà quindi essere sommata alla carica precedentemente integrata. Come già detto il suo effetto risulta essere irrisorio, portando contributi in termini di efficienza inferiori all'1 % sul totale.

5.2.2 - Misure di efficienza sperimentale

Verranno di seguito esposti i risultati in termini di efficienza di ionizzazione superficiale per cesio, rubidio, stronzio e bario (in differenti soluzioni e a diverse temperature massime di *hot-cavity*). Per ogni elemento verranno presentati anche i *mass scan* effettuati, descriventi la composizione del fascio nelle varie fasi dei test. Come già detto inoltre si è tenuto conto dell'influenza del *background* effettuando dei test senza la deposizione del *mass-marker*, al fine di valutare il contributo dei contaminanti sull'efficienza di ionizzazione superficiale. I risultati presentati verranno poi discussi in dettaglio nel paragrafo 5.2.3.

Influenza del background

Si sono effettuate delle prove inserendo per ognuna di esse il foglio di tantalio piegato secondo la procedura descritta nel Capitolo 4 in un *oven* pulito, senza però depositare alcuna quantità di soluzione. Durante i test si sono seguite le modalità esposte nel paragrafo precedente evitando tuttavia di effettuare *mass scan*, data la breve durata di queste prove. In ogni caso la presenza di contaminanti nel fascio è imputabile quasi esclusivamente a sodio e potassio. I risultati in termini di carica integrata (imputabile unicamente ai contaminanti) sono esposti in Tab. 5.1.

Tab. 5.1 Risultati dei test di background. I risultati dei test precedenti al n° 337 sono ripresi da [31] e [25]. Il numero di test fa riferimento al sistema di archiviazione utilizzato dal gruppo di lavoro. Per RCI si fa riferimento alla Residual Current Integration, esposta nel paragrafo 5.2.1.

test n°	ions collected in Faraday cup [/]	ions from RCI [/]	total ions from background [/]	notes
121	8,66E+14	1,19E+15	2,06E+15	Ta hot-cavity @ 2000°C
129	1,17E+15	7,97E+14	1,97E+15	Ta hot-cavity @ 1600°C
131	1,76E+15	3,02E+14	2,06E+15	Ta hot-cavity @ 2200°C
133	1,76E+15	7,49E+14	2,51E+15	Ta hot-cavity @ 2200°C
163	7,92E+14	4,30E+13	8,35E+14	Re hot-cavity @ 2200°C
337	1,61E+15	1,86E+14	1,80E+15	Ta hot-cavity @ 2200°C
342	1,61E+15	1,98E+14	1,81E+15	Ta hot-cavity @ 2200°C
average			1,86E+15	

Misure di efficienza per il cesio

Per l'elemento cesio sono stati effettuati diversi test al variare dei seguenti parametri, al fine di verificare la loro influenza sull'efficienza di ionizzazione superficiale:

- temperatura massima di *hot-cavity* (2000 e 2200 °C);
- tipo di soluzione utilizzata (nitrati e bromuri di cesio in soluzione acquosa), in quanto in precedenti pubblicazioni [26], al fine di giustificare le basse rese di ionizzazione ottenute rispetto alle previsioni teoriche, è stata formulata l'ipotesi di non completa dissociazione del sale depositato e parallela formazione di composti alto fondenti.

Le caratteristiche delle soluzioni utilizzate sono state descritte in dettaglio in Tab. 4.1.

I risultati sono di seguito riportati.

Tab. 5.2 Risultati di efficienza di ionizzazione per l'elemento Cs - CsNO₃ in HNO₃(aq) - $T_{max\ hot-cavity} = 2000$ °C. Il numero di test fa riferimento al sistema di archiviazione utilizzato dal gruppo di lavoro. Per RCI si fa riferimento alla Residual Current Integration, esposta nel paragrafo 5.2.1.

test n°	loaded volume [μl]	ions collected in Faraday cup [/]	ions from RCI [/]	total ions [/]	total ions cleaned from background [/]	measured efficiency [%]	notes
323	40	7,93E+16	2,44E+15	8,17E+16	7,98E+16	44,1	-
324	20	4,15E+16	1,98E+14	4,17E+16	3,98E+16	44,0	-
325	20	4,15E+16	1,96E+15	4,35E+16	4,16E+16	45,9	-
average						44,7	

Tab. 5.3 Risultati di efficienza di ionizzazione per l'elemento Cs - CsNO₃ in HNO₃(aq) - $T_{max\ hot-cavity} = 2200$ °C. Il numero di test fa riferimento al sistema di archiviazione utilizzato dal gruppo di lavoro. Per RCI si fa riferimento alla Residual Current Integration, esposta nel paragrafo 5.2.1.

test n°	loaded volume [μl]	ions collected in Faraday cup [/]	ions from RCI [/]	total ions [/]	total ions cleaned from background [/]	measured efficiency [%]	notes
326	20	4,15E+16	0,00E+00	4,15E+16	3,96E+16	43,7	RCI not calculated
327	20	4,18E+16	0,00E+00	4,18E+16	4,00E+16	44,1	RCI not calculated
328	20	4,18E+16	6,16E+14	4,24E+16	3,96E+16	43,7	-
364	20	3,78E+16	5,66E+14	3,84E+16	3,65E+16	40,3	different folding procedure
average						43,1	

Tab. 5.4 Risultati di efficienza di ionizzazione per l'elemento Cs - CsBr in H₂O - $T_{max\ hot-cavity} = 2200\ ^\circ\text{C}$. Il numero di test fa riferimento al sistema di archiviazione utilizzato dal gruppo di lavoro. Per RCI si fa riferimento alla Residual Current Integration, esposta nel paragrafo 5.2.1.

test n°	loaded volume [μl]	ions collected in Faraday cup [/]	ions from RCI [/]	total ions [/]	total ions cleaned from background [/]	measured efficiency [%]	notes
329	20	3,52E+16	9,49E+12	3,52E+16	3,33E+16	36,5	-
331	20	3,83E+16	0,00E+00	3,83E+16	3,65E+16	39,9	RCI not calculated
332	20	3,89E+16	4,40E+14	3,93E+16	3,75E+16	41,3	line heated in 10 s
342	20	4,23E+16	5,18E+14	4,23E+16	4,10E+16	44,8	-
average						40,6	

Tab. 5.5 Risultati di efficienza di ionizzazione per l'elemento Cs - CsBr in HCl(aq) - $T_{max\ hot-cavity} = 2200\ ^\circ\text{C}$. Il numero di test fa riferimento al sistema di archiviazione utilizzato dal gruppo di lavoro. Per RCI si fa riferimento alla Residual Current Integration, esposta nel paragrafo 5.2.1.

test n°	loaded volume [μl]	ions collected in Faraday cup [/]	ions from RCI [/]	total ions [/]	total ions cleaned from background [/]	measured efficiency [%]	notes
333	20	3,98E+16	9,49E+12	3,98E+16	3,80E+16	40,3	-
334	20	3,87E+16	1,10E+14	3,88E+16	3,70E+16	39,3	-
343	20	4,05E+16	1,18E+14	4,06E+16	3,87E+16	41,1	-
average						40,2	

Nelle seguenti figure sono riportati i risultati dei *mass scan* effettuati durante il test, per lo studio della composizione del fascio durante le fasi della prova descritte in Fig. 5.11.

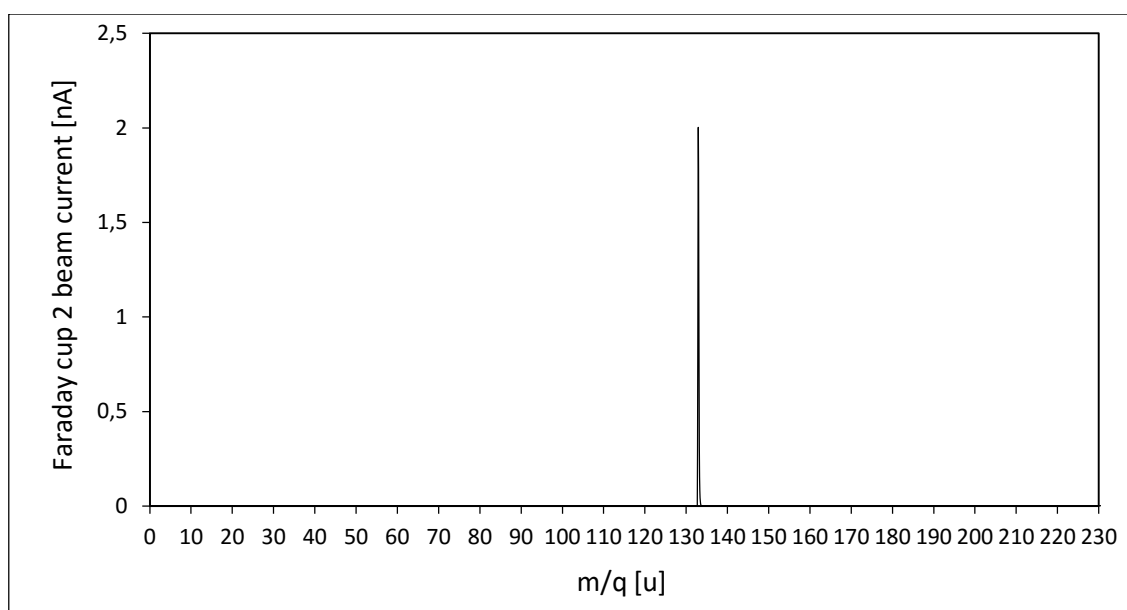


Fig. 5.12 MS1 effettuato durante un test di efficienza per l'elemento Cs.

È possibile notare solo un picco, in quanto il cesio possiede un solo isotopo stabile: il ¹³³Cs, avente quindi abbondanza naturale⁶ pari al 100%. I risultati dei MS2 sono del tutto equivalenti a quello appena descritto e, non registrandosi la presenza di contaminanti, non verranno riportati. Vale la pena di sottolineare inoltre che i *mass scan* non risultano differire tra loro al variare della soluzione depositata e della corrente massima di *hot-cavity*. Osservando invece la Fig. 5.13 è possibile notare come il MS3,

⁶ . L'abbondanza naturale è la percentuale che esprime il rapporto fra il numero di atomi dell'isotopo naturale (quindi stabile, come ad esempio il 1H) e quello di tutti gli altri isotopi.

effettuato nella parte finale della prova quando l'oven è attraversato da una corrente pari a 80 A, evidenziando come nel fascio ci sia una grossa presenza di contaminanti: in particolare i due picchi a sinistra sono da imputarsi a ^{22}Na e ^{39}K , verosimilmente emessi a causa delle altissime temperature raggiunte dall'oven.

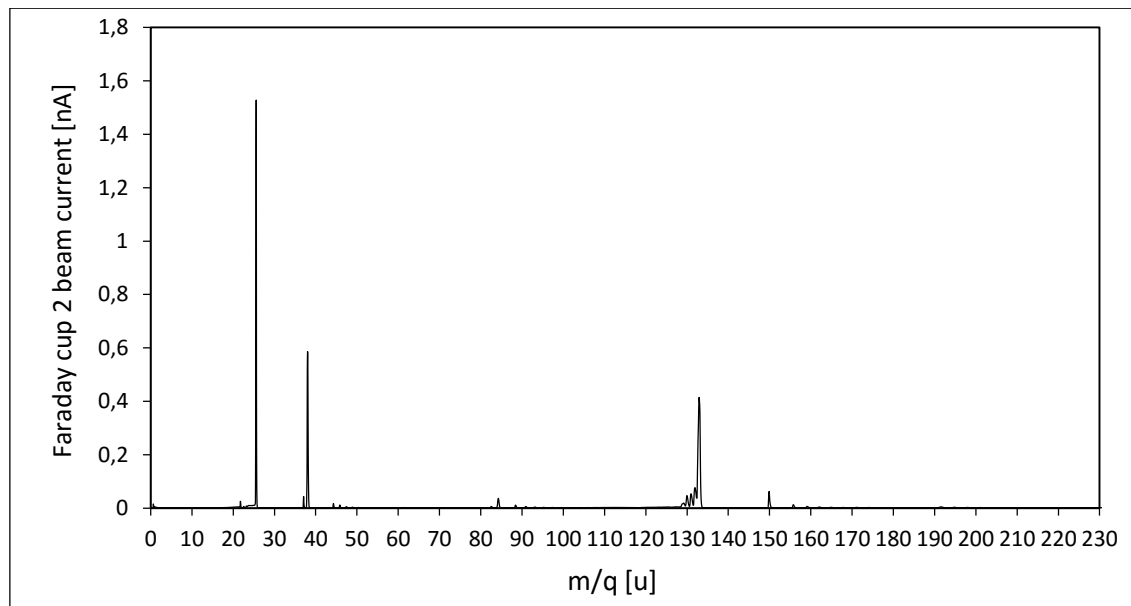


Fig. 5.13 MS3 effettuato nella parte finale di un test di efficienza per l'elemento Cs.

Misure di efficienza per il rubidio

Come per il cesio, anche per il rubidio si sono effettuate delle diverse prove di efficienza considerando diversi tipi di soluzione depositata (nitrati e bromuri di rubidio in soluzione acquosa). I test sono stati condotti per una temperatura massima di *hot-cavity* pari a 2200 °C. Le caratteristiche delle soluzioni utilizzate sono state descritte in dettaglio in Tab. 4.1. I risultati sono di seguito riportati.

Tab. 5.6 Risultati di efficienza di ionizzazione per l'elemento Rb - RbNO_3 in $\text{HNO}_3(\text{aq})$ - $T_{\text{max hot-cavity}} = 2200$ °C. Il numero di test fa riferimento al sistema di archiviazione utilizzato dal gruppo di lavoro. Per RCI si fa riferimento alla Residual Current Integration, esposta nel paragrafo 5.2.1.

test n°	loaded volume [μl]	ions collected in Faraday cup [/]	ions from RCI [/]	total ions [/]	total ions cleaned from background [/]	measured efficiency [%]	notes
335	20	7,77E+16	2,56E+14	7,80E+16	7,61E+16	54,0	-
338	10	3,78E+16	1,78E+14	3,80E+16	3,61E+16	51,2	-
339	10	4,14E+16	1,78E+14	4,16E+16	3,97E+16	56,4	-
373	10	4,14E+16	1,44E+14	4,15E+16	1,44E+14	56,4	-
average						54,5	

Tab. 5.7 Risultati di efficienza di ionizzazione per l'elemento Rb - RbBr in H_2O - $T_{\text{max hot-cavity}} = 2200$ °C. Il numero di test fa riferimento al sistema di archiviazione utilizzato dal gruppo di lavoro. Per RCI si fa riferimento alla Residual Current Integration, esposta nel paragrafo 5.2.1.

test n°	loaded volume [μl]	ions collected in Faraday cup [/]	ions from RCI [/]	total ions [/]	total ions cleaned from background [/]	measured efficiency [%]	notes
340	10	3,91E+16	1,78E+14	3,93E+16	3,74E+16	53,0	-
360	10	3,92E+16	1,61E+14	3,94E+16	3,75E+16	53,2	-
361	10	3,65E+16	8,48E+12	3,65E+16	3,46E+16	49,1	-
average						51,8	

Nella seguente figura sono riportati i risultati dei *mass scan* effettuati durante il test, per lo studio della composizione del fascio durante le fasi della prova descritte in Fig. 5.11.

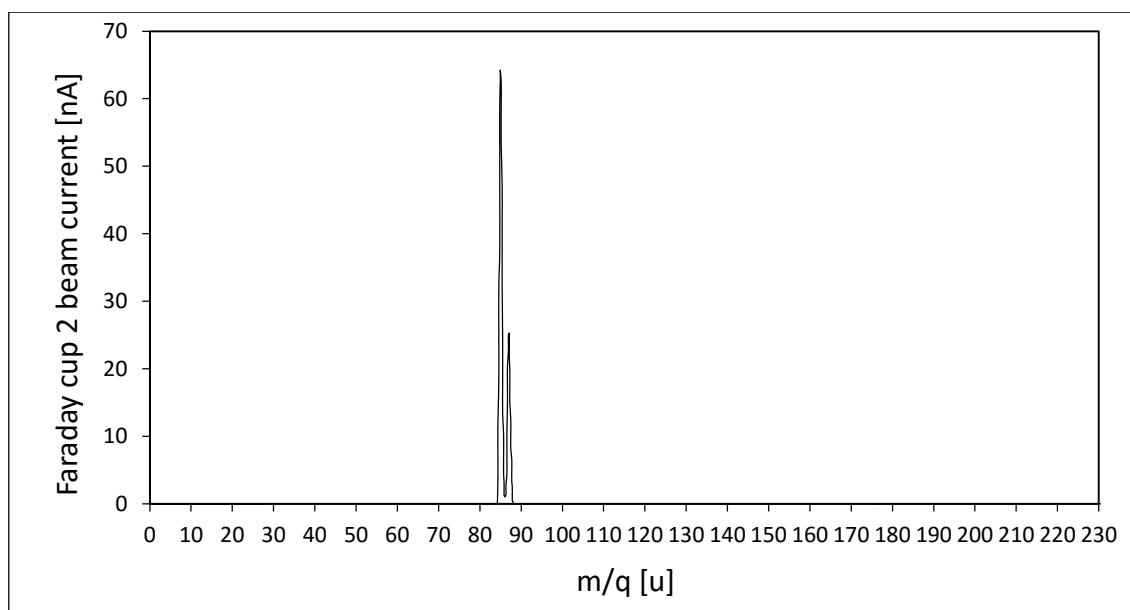


Fig. 5.14 MS1 effettuato durante un test di efficienza per l'elemento Rb.

È possibile notare la presenza di due picchi, corrispondenti ai due isotopi stabili del rubidio: il ^{85}Rb (abbondanza naturale 72,2 %) e il ^{87}Rb (abbondanza naturale 27,8 %). È possibile inoltre verificare come per essi siano verificate le percentuali di l'abbondanza naturale, considerando il rapporto tra i rispettivi picchi di corrente di fascio. I risultati dei MS2 sono del tutto equivalenti a quello appena descritto e, non registrando alcuna presenza di contaminanti, non verranno riportati. Vale la pena di sottolineare inoltre che i MS1 e MS2 non risultano differire tra loro al variare della soluzione depositata. Poiché, per motivi tecnici, non è mai stato possibile effettuare i MS3, non si possono dare informazioni precise sulla composizione del fascio, e quindi sulla relativa percentuale di contaminanti, in prossimità della fine delle prove.

Misure di efficienza per il bario

Tutti i test di efficienza di ionizzazione superficiale del bario sono stati effettuati mantenendo la temperatura massima di *hot-cavity* a 2200 °C. Le caratteristiche della soluzione utilizzata sono descritte in dettaglio in Tab. 4.1.

I risultati sono di seguito riportati.

Tab. 5.8 Risultati di efficienza di ionizzazione per l'elemento Ba - BaCO_3 in $\text{HNO}_3(\text{aq})$ - $T_{\text{max hot-cavity}} = 2200$ °C. Il numero di test fa riferimento al sistema di archiviazione utilizzato dal gruppo di lavoro. Per RCI si fa riferimento alla Residual Current Integration, esposta nel paragrafo 5.2.1.

test n°	loaded volume [μl]	ions collected in Faraday cup [/]	ions from RCI [/]	total ions [/]	total ions cleaned from background [/]	measured efficiency [%]	notes
365	40	1,10E+17	4,30E+13	1,10E+17	1,08E+17	61,7	-
366	20	5,24E+16	2,34E+13	5,24E+16	5,06E+16	57,7	-
369	20	5,20E+16	9,42E+12	5,20E+16	5,02E+16	57,2	-
average						58,9	

Vale la pena di sottolineare che i test di efficienza di ionizzazione effettuati finora per il Ba non hanno mai portato a valori superiori al 21 %. L'aumento ottenuto nei test effettuati per questo lavoro di tesi è da imputarsi fondamentalmente all'ottimizzazione della tecnica *mass-marker* descritta nel Capitolo 4,

per cui, considerando la bassa volatilità del BaCO_3 rispetto ai sali di Cs e Rb, il posizionamento del campione nella zona a più alta temperatura favorisce il fenomeno di sublimazione del sale. Nelle seguenti figure sono riportati i risultati dei *mass scan* effettuati durante il test, per lo studio della composizione del fascio durante le fasi della prova descritte in Fig. 5.11.

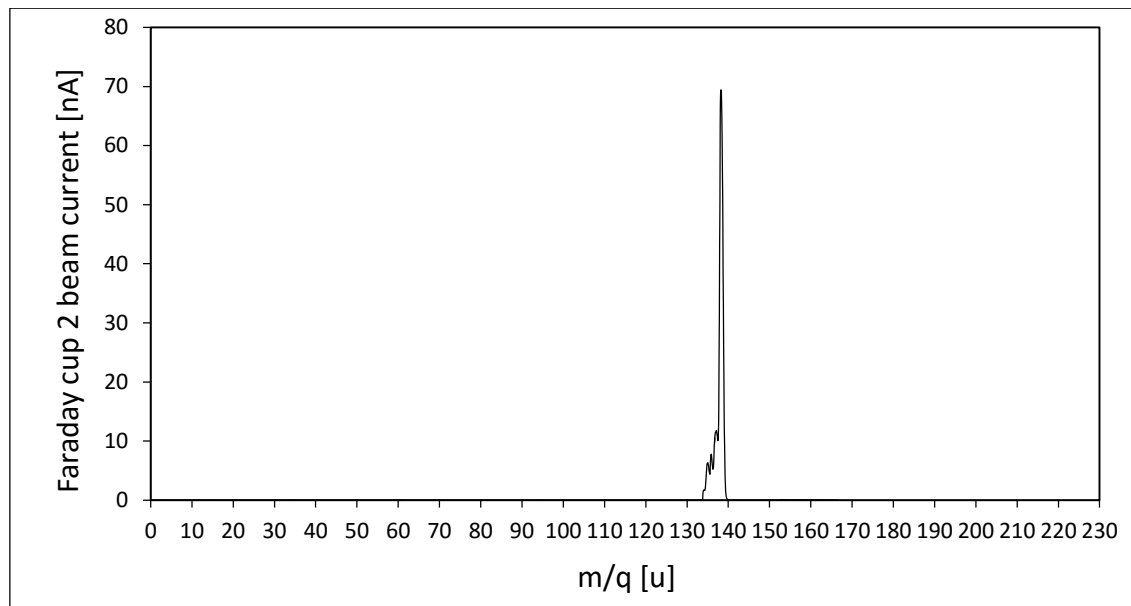


Fig. 5.15 MS1 effettuato durante un test di efficienza per l'elemento Ba.

È possibile notare come non ci sia presenza di contaminanti durante i MS1. I risultati dei MS2 sono del tutto equivalenti a quello appena descritto e, non registrando alcuna presenza di contaminanti, non verranno riportati. La seguente figura rappresenta lo stesso *mass scan* con un opportuno ingrandimento sulla zona di interesse, al fine di evidenziare gli isotopi naturali del bario.

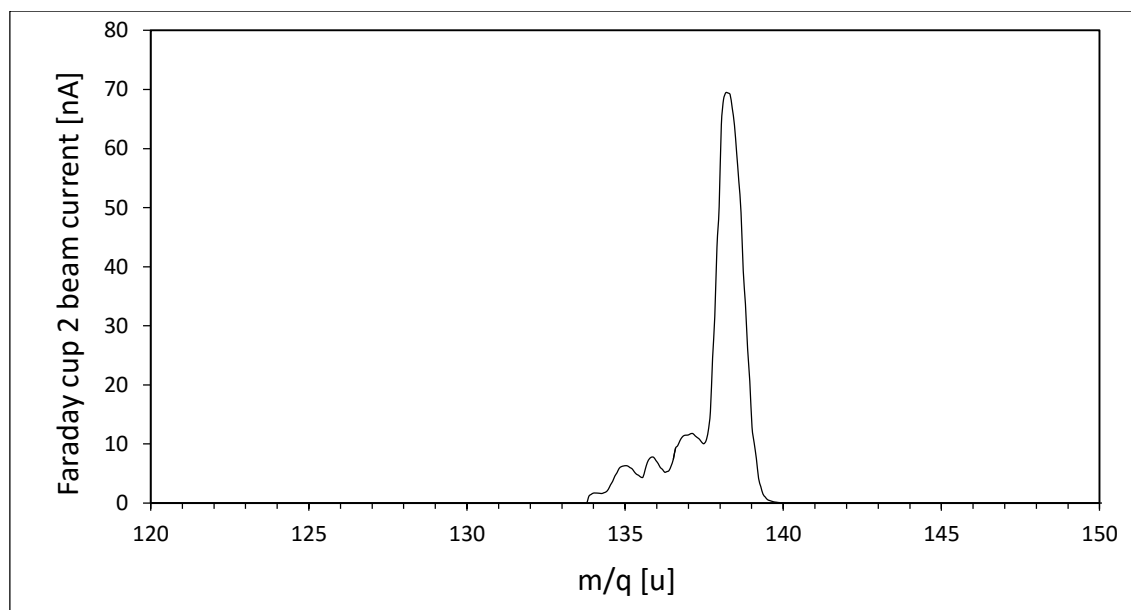


Fig. 5.16 Evidenziazione dei risultati del MS1 in prossimità delle masse degli isotopi naturali del bario.

È possibile notare la presenza di cinque picchi, corrispondenti ai principali isotopi stabili del bario:

- ¹³⁴Ba (abbondanza naturale 2,4 %);
- ¹³⁵Ba (abbondanza naturale 6,6 %);
- ¹³⁶Ba (abbondanza naturale 7,9 %);
- ¹³⁷Ba (abbondanza naturale 11,2 %);
- ¹³⁸Ba (abbondanza naturale 71,7 %).

È possibile inoltre verificare come per essi siano verificate le percentuali di abbondanza naturale, considerando il rapporto tra i rispettivi picchi di corrente di fascio. Non è mai stato possibile effettuare i MS3 in quanto nella parte terminale dei test effettuati la corrente di fascio rilevata non è mai risultata sufficiente. Non si possono quindi dare informazioni precise sulla composizione del fascio, e quindi sulla relativa percentuale di contaminanti, in prossimità della fine delle prove.

Misure di efficienza per lo stronzio

Tutti i test di efficienza di ionizzazione superficiale dello stronzio sono stati effettuati mantenendo la temperatura massima di *hot-cavity* a 2200 °C. Le caratteristiche della soluzione utilizzata sono descritte in dettaglio in Tab. 4.1. I risultati sono di seguito riportati.

Tab. 5.9 Risultati di efficienza di ionizzazione per l'elemento Sr – $Sr(NO_3)_2$ in $HNO_3(aq)$ – $T_{max\ hot-cavity} = 2200$ °C. Il numero di test fa riferimento al sistema di archiviazione utilizzato dal gruppo di lavoro. Per RCI si fa riferimento alla Residual Current Integration, esposta nel paragrafo 5.2.1.

test n°	loaded volume [μl]	ions collected in Faraday cup [/]	ions from RCI [/]	total ions [/]	total ions cleaned from background [/]	measured efficiency [%]	notes
362	40	5,72E+16	3,11E+14	5,75E+16	5,57E+16	20,3	-
367	40	4,89E+16	3,51E+14	4,93E+16	4,74E+16	17,3	-
370	40	5,09E+16	3,41E+14	5,12E+16	4,94E+16	18,0	-
average						18,5	

Vale la pena di sottolineare che i test di efficienza di ionizzazione effettuati finora per lo Sr non hanno mai portato a valori superiori al 7 %. L'aumento di efficienza ottenuto nei test effettuati per questo lavoro di tesi è da imputarsi fondamentalmente all'ottimizzazione della tecnica *mass-marker* descritta nel Capitolo 4, per cui, considerando la bassa volatilità del $Sr(NO_3)_2$ rispetto ai sali di Cs e Rb, il posizionamento del campione nella zona a più alta temperatura favorisce il fenomeno di sublimazione del sale. Nelle seguenti figure sono riportati i risultati dei *mass scan* effettuati durante il test, per lo studio della composizione del fascio durante le fasi della prova descritte in Fig. 5.11.

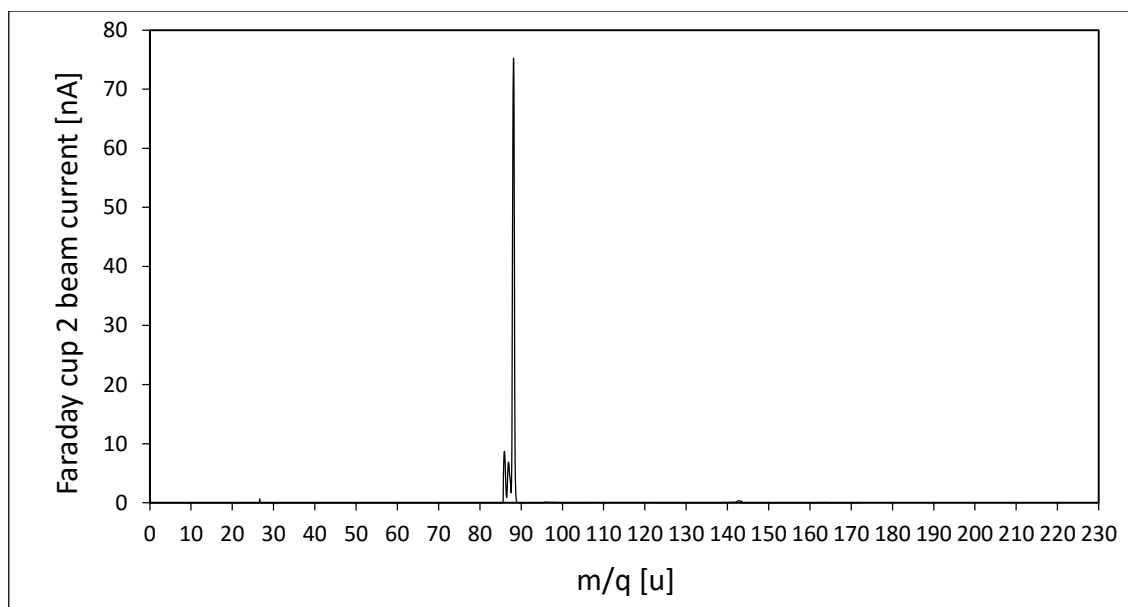


Fig. 5.17 MS1 effettuato durante un test di efficienza per l'elemento Sr.

È possibile notare come non ci sia presenza di contaminanti durante i MS1. I risultati dei MS2 sono del tutto equivalenti a quello appena descritto e, non registrando alcuna presenza di contaminanti, non verranno riportati. La seguente figura rappresenta lo stesso *mass scan* con un opportuno ingrandimento sulla zona di interesse, al fine di evidenziare gli isotopi naturali dello stronzio.

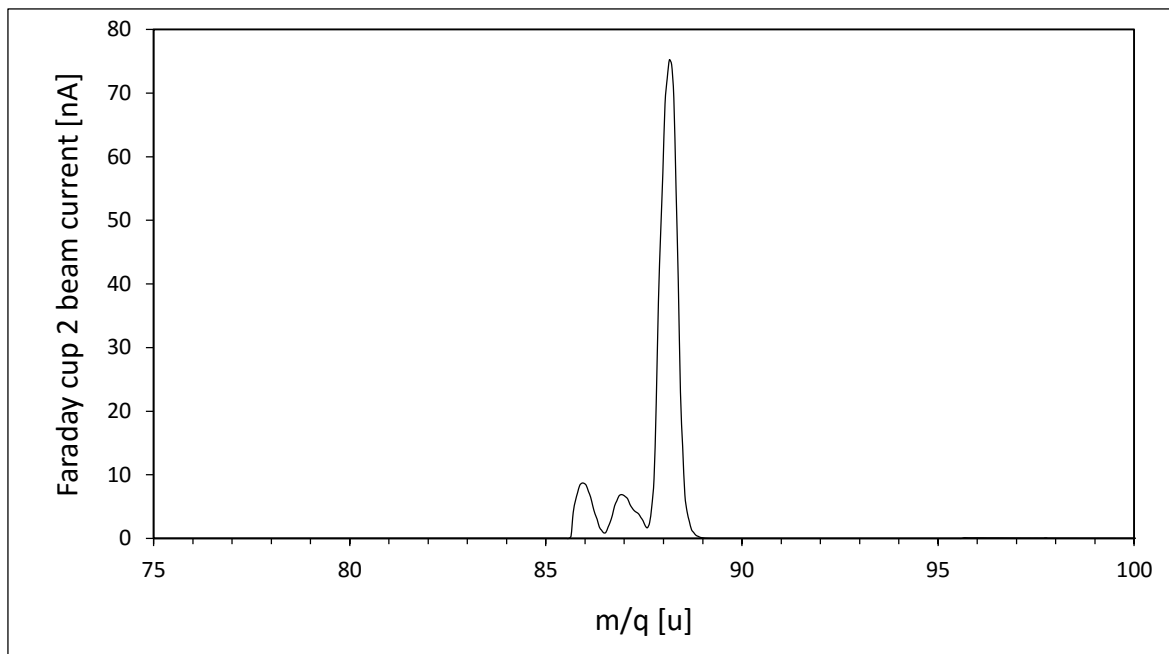


Fig. 5.18 Evidenziazione dei risultati del MS1 in prossimità delle masse degli isotopi naturali dello stronzio.

È possibile notare la presenza di tre picchi, corrispondenti ai principali isotopi stabili dello stronzio:

-⁸⁶Sr (abbondanza naturale 9,9 %);

-⁸⁷Sr (abbondanza naturale 7 %);

-⁸⁸Sr (abbondanza naturale 82,6 %).

È possibile inoltre verificare come per essi siano verificate le percentuali di abbondanza naturale, considerando il rapporto tra i rispettivi picchi di corrente di fascio.

Non è mai stato possibile effettuare i MS3 in quanto nella parte terminale dei test effettuati la corrente di fascio rilevata non è mai risultata sufficiente. Non si possono quindi dare informazioni precise sulla composizione del fascio, e quindi sulla relativa percentuale di contaminanti, in prossimità della fine delle prove.

5.2.3 - Discussione dei risultati

In questo paragrafo verranno discussi i risultati precedentemente presentati. Come già detto sono stati condotti dei test di efficienza di ionizzazione al variare di alcuni parametri, come temperatura massima di *hot-cavity* e tipologia di soluzione depositata.

Si consideri inizialmente i test effettuati per il cesio depositato in forma di nitrato, considerando l'influenza della temperatura sull'efficienza di ionizzazione ottenuta. Nella seguente figura è riportato l'andamento dell'efficienza di ionizzazione superficiale al variare della temperatura massima di *hot-cavity*. I risultati sperimentali per 2000 °C e 2200 °C sono relativi ai test effettuati per il presente lavoro di tesi, per temperature inferiori si fa riferimento a [31], dove è stata utilizzata una SIS con architettura perfettamente identica.

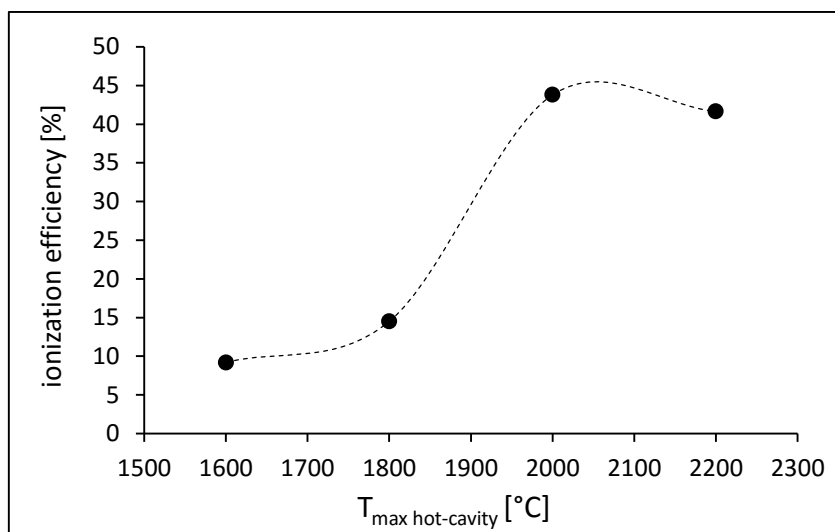


Fig. 5.19 Andamento dell'efficienza di ionizzazione superficiale per l'elemento Cs in forma di nitrato in funzione della temperatura massima di hot-cavity. I dati per temperature inferiori a 2000 °C sono ripresi da [31].

Si può notare come l'efficienza di ionizzazione superficiale aumenti all'aumentare della temperatura fino a 2000 °C, dopodiché si ha una sua leggera diminuzione. L'aumento iniziale dell'efficienza di ionizzazione può essere spiegato in quanto, come più volte detto, un aumento di temperatura permette di migliorare l'estrazione degli ioni e di evitare la loro condensazione. Per contro, il successivo leggero decremento, può essere spiegato considerando l'eq. 2.9 e la Fig. 2.10, dove si può notare come, per potenziali di prima ionizzazione (3,89 per il Cs) inferiori alla funzione di lavoro del materiale (4,2 per il Ta), un aumento della temperatura possa risultare deleterio sulla resa di ionizzazione superficiale.

Un altro punto di fondamentale importanza è il tipo di soluzione utilizzata e la composizione del sale costituente il *mass-marker* depositato. Come già detto, in precedenti pubblicazioni [26], al fine di giustificare le basse rese di ionizzazione ottenute per elementi quali Cs e Rb, è stata formulata l'ipotesi di non completa dissociazione del sale depositato e parallela formazione di composti alto fondenti. A tal proposito sono stati effettuati dei test di efficienza per quegli elementi variando appunto il tipo di soluzione e di sale depositato. I risultati sono riassunti di seguito.

Test di efficienza di ionizzazione per l'elemento cesio, ottenuti per $T_{\max \text{ hot-cavity}} = 2200$ °C:

- CsNO_3 in $\text{HNO}_{3(\text{aq})}$: efficienza media misurata = 43,1 %;
- CsBr in H_2O : efficienza media misurata = 40,6 %;
- CsBr in $\text{HCl}_{(\text{aq})}$: efficienza media misurata = 40,2 %.

Test di efficienza di ionizzazione per l'elemento rubidio, ottenuti per $T_{\max \text{ hot-cavity}} = 2200$ °C:

- RbNO_3 in $\text{HNO}_{3(\text{aq})}$: efficienza media misurata = 54,5 %;
- RbBr in H_2O : efficienza media misurata = 51,8 %.

Si può notare che, sia per cesio che per rubidio, l'utilizzo di diverse soluzioni e diverse composizioni del sale depositato non vanno ad influire sensibilmente sull'efficienza di ionizzazione superficiale, portandone addirittura ad un decremento di un paio di punti percentuali. Quest'ultimo potrebbe essere in parte spiegato considerando che i bromuri di cesio e rubidio sono leggermente più volatili rispetto ai nitrati e ciò potrebbe portare a delle piccole perdite di carica durante la preparazione del *mass-marker* e durante l'iniziale riscaldamento della sorgente, prima che la sua temperatura sia sufficientemente alta da garantire la completa dissociazione delle molecole e la successiva ionizzazione degli atomi [26]. Nel prossimo paragrafo verrà affrontato di nuovo questo tema, con l'ausilio di un apposito software per lo studio di decomposizione e sublimazione di diverse specie chimiche in condizioni di equilibrio.

Si è inoltre verificato come la modalità di piegatura del foglio di tantalio nel quale è deposto il *mass-marker* non influenzi il risultato in termini di efficienza (vedi Tab. 5.3): partendo infatti da un foglio di dimensioni 5x10 mm ed effettuando una piegatura in meno non si sono riscontrati aumenti in termini di carica integrata.

Nel Capitolo 2 è stata introdotta l'eq. 2.9, detta di Saha-Langmuir, descrivente la resa di ionizzazione superficiale di un atomo (avente un potenziale di prima ionizzazione pari a W) che effettua un singolo impatto su una superficie piana (mantenuta ad una temperatura T e realizzata con un materiale avente funzione di lavoro pari a ϕ) [12]:

$$\alpha_s = \frac{\omega_i}{\omega_0} \exp\left(\frac{\phi - W}{k_B T}\right) \quad (5.11)$$

dove k_B è la costante di Boltzmann e il rapporto ω_i/ω_0 tra i pesi statistici relativi allo stato ionico e neutro vale, per metalli alcalini e alcalino-terrosi, rispettivamente 0,5 e 2 [13]. L'efficienza di ionizzazione vale quindi, secondo l'equazione di Langmuir [12]:

$$\beta_s = \frac{\alpha_s}{1 + \alpha_s} \quad (5.12)$$

Si osserva spesso sperimentalmente come l'efficienza di ionizzazione in una sorgente di forma tubolare con architettura a *hot-cavity* risulti anche ordini di grandezza più alta dei valori teorici previsti dall'equazione di Langmuir, valida solo per superfici piane e per un singolo impatto con esse. Nel capitolo 2 sono state presentate le principali teorie che tentano di spiegare questo fenomeno.

Data l'impossibilità di calcolo analitico del coefficiente di amplificazione si sceglie quindi di seguire il seguente approccio, utilizzando direttamente dei risultati ottenuti sperimentalmente. Considerando infatti l'efficienza di ionizzazione sperimentale β_{exp} e quindi il grado di ionizzazione sperimentale α_{exp} è possibile calcolare il coefficiente di amplificazione considerando il rapporto α_{exp}/α_s . Ovviamente il valore così trovato non risulta essere "puro" in quanto esso risulta essere anche funzione dell'efficienza di trasporto ed estrazione. In Fig. 5.20 sono rappresentati i dati di efficienza di ionizzazione ottenuti sperimentalmente in questo lavoro di tesi confrontati con la curva che rappresenta le relazioni teoriche appena descritte. Le curve che descrivono l'efficienza di ionizzazione teorica sono state ricavate considerando la funzione del lavoro del tantalio (assunta pari a 4,12 eV), una temperatura media di *hot-cavity* pari a 2100 °C (corrispondente ad una temperatura massima di 2200°C, vedi Fig. 3.8) ed un rapporto ω_i/ω_0 pari a 2, valido per i metalli alcalino terrosi (ad esempio Ba e Sr). Quest'ultima assunzione è stata fatta in quanto l'efficienza di ionizzazione teorica per i metalli alcalini considerati (Cs e Rb) sarebbe comunque intorno al 100 % per coefficienti di amplificazione maggiori di 15. I valori sperimentali per Cs e Rb considerano una media tra tutte le prove effettuate per una temperatura massima di *hot-cavity* pari a 2200°C, indipendentemente dal tipo di soluzione utilizzata e dal sale depositato.

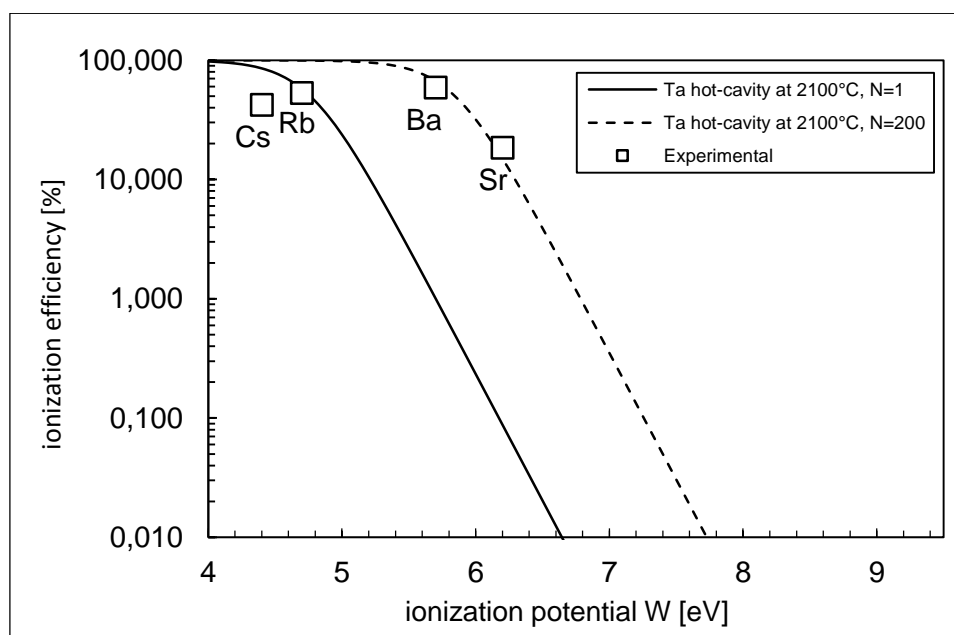


Fig. 5.20 Confronto tra l'efficienza di ionizzazione superficiale ottenuta sperimentalmente e mediante relazioni teoriche.

Si può notare come la curva di efficienza di ionizzazione teorica, valida per i metalli alcalino terrosi, che meglio interpola i risultati sperimentali è ottenuta utilizzando un coefficiente di amplificazione N pari a 200. Secondo Kirchner [16] [17] tale valore è espresso secondo la relazione $N = \nu \omega$, dove ν rappresenta il numero di urti che l'atomo effettua sulle pareti della *hot-cavity* e ω è un coefficiente compreso tra 0 e 1 che indica la probabilità che lo ione formatosi riesca a essere estratto.

In particolare, come espresso in [16], il numero medio di collisioni ν lungo la cavità può essere stimato come il rapporto tra la superficie interna e l'area di passaggio trasversale della cavità stessa.

Per la *hot-cavity* utilizzata per i test sopra esposti, avente diametro interno e lunghezza rispettivamente pari a 3,1 e 33 mm, ν varrebbe circa 42. Ipotizzando inoltre che gli atomi fuoriuscenti dall'*oven* possano essere ionizzati anche sulle superfici della *transfer line* (avente diametro interno e lunghezza rispettivamente pari a 8 e circa 70 mm), il valore di ν salirebbe a circa 72. Ciò significa che neanche nelle condizioni ideali ($\omega=1$) non è possibile giustificare il coefficiente di amplificazione sperimentale trovato (pari a 200). Vale la pena di ricordare che il metodo analitico per il calcolo di ν trova riscontro in analisi effettuate utilizzando codici di tipo Monte-Carlo [18] solo se si ipotizza un rimbalzo speculare dell'atomo dopo l'urto con la parete della cavità. Se invece si considera che l'atomo (o ione) si allontani dalla parete secondo la legge del coseno, ν può risultare molto superiore. In particolare, in ref. [18] è stato stimato il parametro ν per una *hot-cavity* molto simile (diametro interno e lunghezza rispettivamente pari a 3 e 30 mm) a quella qui utilizzata. Le stime di ν con codici di tipo Monte-Carlo hanno dato dei risultati pari a 46 (paragonabile al valore teorico di 40) per un rimbalzo speculare e pari a 200 per un impatto che segue la legge del coseno. Risulta quindi evidente come questi parametri siano meritevoli di attenzione e dovrebbero essere analizzati più nel dettaglio.

L'ipotesi formulata invece da Huyse [14] oltre a, come già detto, essere affetta da delle assunzioni difficilmente realizzabili è di difficile (se non impossibile) implementazione nella trattazione dei dati sperimentali a causa delle fonti di incertezza nel calcolo del potenziale di plasma Φ_p , come esposto nel paragrafo 2.6. A titolo puramente esemplificativo si riporta il valore del coefficiente moltiplicativo $\exp(-e \Phi_p/kT)$ calcolato in ref. [34]: considerando infatti un valore di Φ_p pari a -2,46 eV e per una temperatura di *hot-cavity* pari a 2700 °C esso assume un valore pari a 13450.

Per quanto riguarda i metalli alcalini testati, ovvero Cs e Rb, si nota che le efficienze di ionizzazione superficiale misurate risultano molto inferiori a quella ottenuta mediante relazioni teoriche (vicina al 100 %). Tale fenomeno è stato registrato anche in ref. [18]. Per una sua spiegazione, la principale ipotesi formulata [18] [26] è quella per la quale l'alta volatilità dei composti utilizzati (sia bromuri che nitrati) potrebbe fare sì che un'importante porzione di carica vada persa durante il riscaldamento della sorgente, quando essa non ha ancora raggiunto una temperatura sufficiente per la dissociazione delle molecole e la ionizzazione degli atomi. A tal proposito, come indicato in Tab. 5.4, è stato effettuato un test, utilizzando bromuro di cesio come carica, in cui la sorgente di ionizzazione è stata portata a 2200 °C in 10 s. È possibile notare come questo riscaldamento veloce non porti ad apprezzabili aumenti di efficienza di ionizzazione superficiale. Al fine di preservare la sorgente di ionizzazione, non si sono effettuate altre prove con queste modalità di riscaldamento tuttavia risulta evidente come questo fenomeno sia meritevole di attenzione ed andrebbe analizzato più nel dettaglio.

Altri motivi, comunque marginali, per cui l'efficienza di ionizzazione superficiale potrebbe diminuire sono [26]:

- perdite lungo *transfer line* e *hot-cavity* dove, in prossimità delle connessioni per interferenza, le dilatazioni dovute alle alte temperature possono portare a dei giochi e conseguente fuoriuscita di atomi;
- perdite durante il processo di estrazione per cui una parte di ioni che andrebbe ad impattare con le pareti dell'elettrodo estrattore con conseguente perdita di carica (si veda a tal proposito le simulazioni numeriche effettuate per il processo di estrazione, presentate in Appendice A).

5.3 - Stima della dissociazione e sublimazione dei *mass-marker*

In questo paragrafo verranno studiati qualitativamente i meccanismi di sublimazione e decomposizione dei *mass-marker* depositati nell'*oven* durante i test di efficienza di ionizzazione i cui risultati sono stati presentati nei precedenti paragrafi. A tal fine si utilizzerà *Equilib-Web*, un *web-tool freeware* parte del programma *Fact-web* [30]. Inserendo la massa del sale depositato, la massa del corrispondente acido in soluzione, la sua temperatura e le condizioni di pressione, è possibile ricavare i prodotti di equilibrio, le loro composizioni e le percentuali di solido, liquido e gas ideale. In questo modo si possono

quindi stimare qualitativamente le condizioni operative ed in particolar modo la corrente di *oven* necessaria a far sublimare e diffondere verso la sorgente di ionizzazione il *mass-marker*.

Risulta evidente tuttavia su come sia difficile stimare con correttezza le condizioni di pressione che si hanno in prossimità del *mass-marker*, specialmente se si considera che il sale si trova all'interno di un foglio in tantalio piegato più volte, come descritto nel Capitolo 4. Per questo motivo si considereranno i risultati in un range di pressioni, compreso tra 10^{-6} mbar (pari alla pressione che solitamente si ha nell'impianto all'inizio di un test) e 10^{-4} mbar (assunzione del tutto arbitraria, ipotizzando che la pressione possa aumentare localmente di un paio di ordini di grandezza a causa delle impurità emesse dall'*oven* per le alte temperature e a causa dei prodotti di sublimazione del sale).

Vale la pena di sottolineare ancora una volta che i risultati di seguito esposti sono da intendersi in modo unicamente qualitativo, in quanto la principale ipotesi su cui si basa *Equilib-Web* è quella di equilibrio chimico del sistema: le concentrazioni delle specie chimiche che partecipano a una reazione chimica non dovrebbero infatti variare nel tempo. Risulta evidente come tale ipotesi non sia soddisfatta per il sistema in esame in quanto la diffusione degli atomi sublimati dal *mass-marker* è il fenomeno di principale interesse. I risultati ottenuti possono essere tuttavia presi come riferimento per quanto riguarda l'inizio dei processi di sublimazione e per lo studio della dissociazione dei composti.

Non si sono considerati gli acidi depositati in soluzione in quanto non influiscono sul comportamento del sale: ad esempio, l'acido nitrico HNO_3 , in condizioni di alto vuoto sublima spontaneamente a temperatura ambiente. I risultati sono di seguito riportati.

Nitrato di cesio:

- composizione del sale: CsNO_3 ;
- range di pressioni: $1\text{e-}06/1\text{e-}04$ mbar.

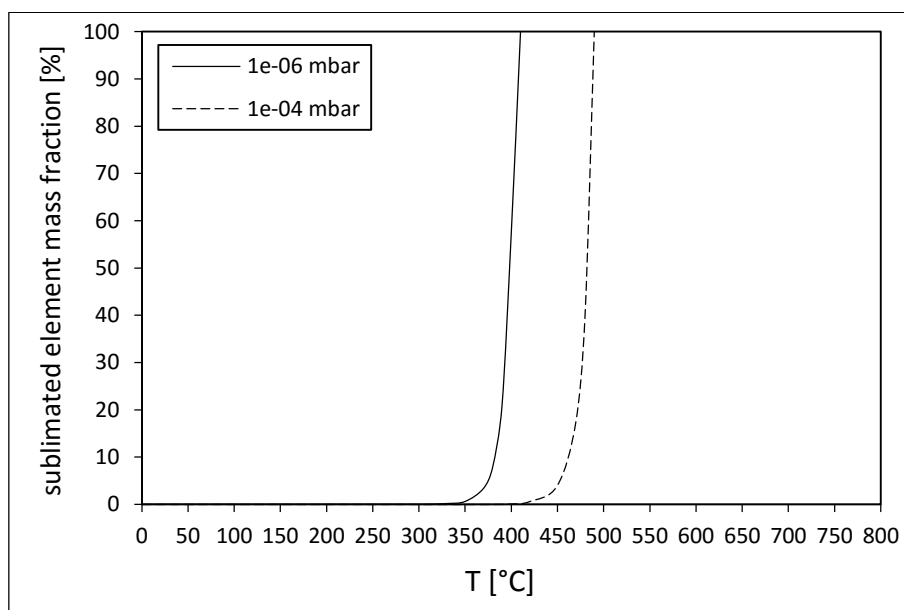


Fig. 5.21 Curve di sublimazione del sale CsNO_3 al variare delle condizioni di pressione.

Mediante il software *Equilib-Web* è risultato che il CsNO_3 decompone sublimando. Osservando le curve di sublimazione è possibile notare come il nitrato di cesio cominci a sublimare tra i 350 e i 400 °C che corrispondono a correnti di *oven* di circa 10 A (considerando la Fig. 4.5 e la posizione di inserimento del *mass-marker* descritta nel Capitolo 4). Ciò è in buon accordo con i dati sperimentali, considerando che, utilizzando questo sale, la quasi totalità della carica integrata durante un test di efficienza si ottiene per correnti di *oven* comprese tra gli 8 e i 20 A.

Bromuro di cesio:

- composizione del sale: CsBr ;
- range di pressioni: $1\text{e-}06/1\text{e-}04$ mbar.

Il bromuro di cesio, al contrario del CsNO_3 , sublima senza decomporre. La successiva decomposizione, per cui è necessaria una temperatura compresa tra i 1200 e i 1500 °C, avverrà quindi nelle pareti calde della *transfer line* e *hot-cavity*. Osservando inoltre le curve di sublimazione (Fig. 5.22) è possibile notare come il bromuro di cesio sublimi tra i 300 e i 370 °C, ovvero per temperature leggermente inferiori rispetto al nitrato di cesio, rivelandosi quindi più volatile. Anche quest'ultimo fenomeno è osservabile sperimentalmente: i test di efficienza in cui si è utilizzato il bromuro di cesio hanno richiesto, rispetto ai test effettuati con nitrato di cesio, correnti di *oven* leggermente inferiori (2 ÷ 3 A) per integrare la stessa quantità di carica.

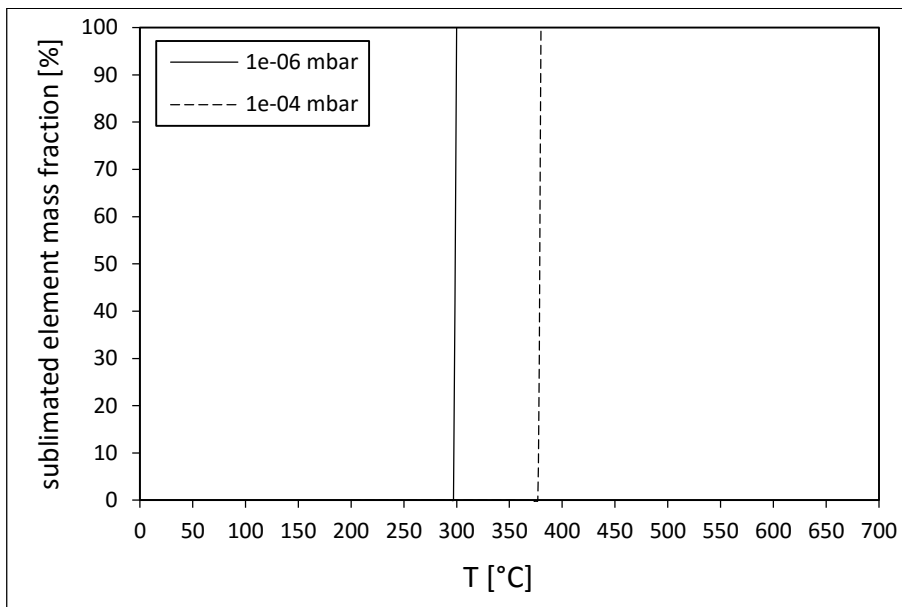


Fig. 5.22 Curve di sublimazione del sale CsBr al variare delle condizioni di pressione.

Nitrato di rubidio:

- composizione del sale: RbNO_3 ;
- range di pressioni: 1e-06/1e-04 mbar.

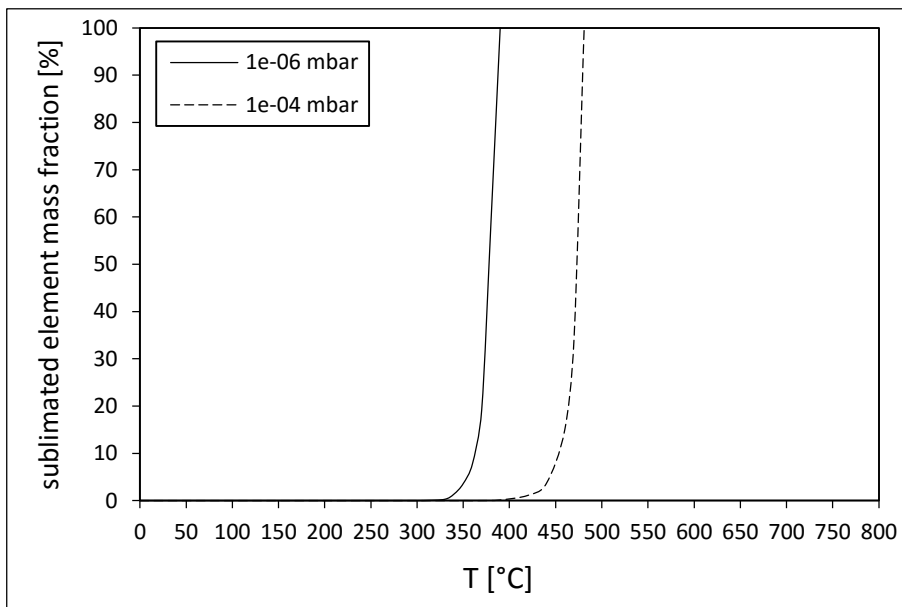


Fig. 5.23 Curve di sublimazione del sale RbNO_3 al variare delle condizioni di pressione.

Mediante il software *Equilib-Web* è stato possibile osservare come in nitrato di rubidio abbia comportamento molto simile al nitrato di cesio. Anche il CsNO_3 infatti decompone sublimando. Osservando inoltre le curve di sublimazione è possibile notare come il sale cominci a sublimare tra i 340 e i 400 °C che corrispondono a correnti di *oven* di circa 10 A (considerando la Fig. 4.5 e la posizione di inserimento del *mass-marker* descritta nel Capitolo 4). Ciò è in buon accordo con i dati sperimentali, considerando che, utilizzando questo sale, la quasi totalità della carica integrata durante un test di efficienza si ottiene per correnti di *oven* comprese tra gli 8 e i 18 A.

Bromuro di rubidio:

- composizione del sale: RbBr ;
- range di pressioni: 1e-06/1e-04 mbar.

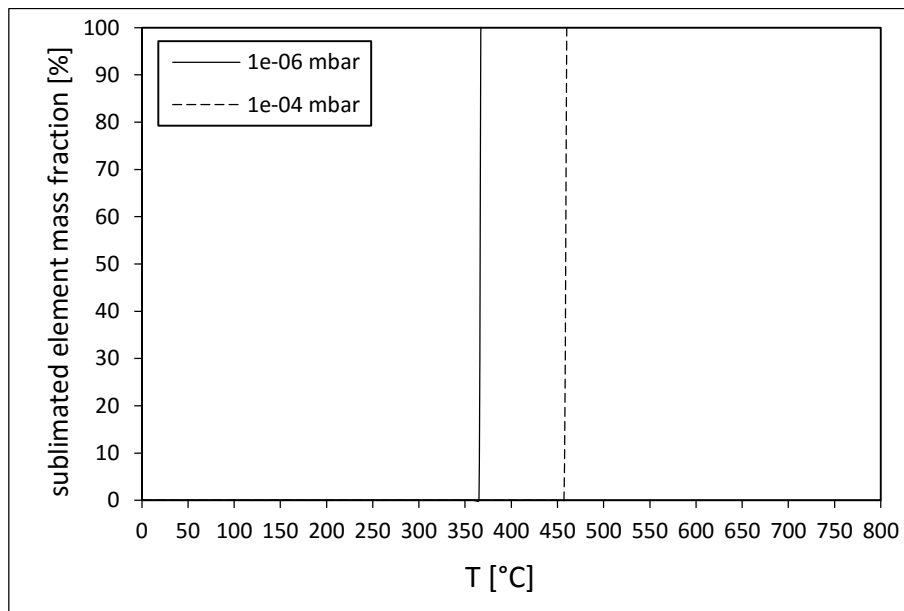


Fig. 5.24 Curve di sublimazione del sale RbBr al variare delle condizioni di pressione.

Anche il bromuro di rubidio, come il bromuro di cesio, sublima senza decomporre. La successiva decomposizione, per cui è necessaria una temperatura compresa tra i 1200 e i 1450 °C, avverrà quindi nelle pareti calde della *transfer line* e *hot-cavity*. Osservando inoltre le curve di sublimazione (Fig. 5.24) è possibile notare come il nitrato di rubidio sublimi tra i 360 e i 450 °C, a temperature leggermente superiori rispetto al RbNO_3 . Questo leggero aumento di temperatura non ha tuttavia trovato riscontro sperimentalmente: i test di efficienza in cui si è utilizzato il bromuro di rubidio hanno richiesto, rispetto ai test effettuati con nitrato di rubidio, correnti di *oven* leggermente inferiori (2 ÷ 3 A) per integrare la stessa quantità di carica.

Nitrato di stronzio:

- composizione del sale: $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$;
- range di pressioni: 1e-06/1e-04 mbar.

Mediante il software *Equilib-Web* è risultato che il CsNO_3 decompone sublimando. Osservando le curve di sublimazione (Fig. 5.25) è possibile notare come il sale cominci a sublimare tra i 1200 e i 1400 °C. Considerando la Fig. 4.5 e la posizione di inserimento del *mass-marker* descritta nel Capitolo 4, tali temperature risultano corrispondere a correnti di *oven* comprese tra i 40 e 50 A. Considerando invece i dati sperimentali la quasi totalità della carica integrata durante un test di efficienza si ottiene per correnti di *oven* comprese tra gli 50 e i 70 A. Questa discrepanza può essere spiegata considerando le alte temperature raggiunte dall'*oven*, che potrebbero favorire l'emissione di impurità da parte del tantalio,

con conseguente aumento locale di pressione (e quindi della temperatura necessaria per la sublimazione).

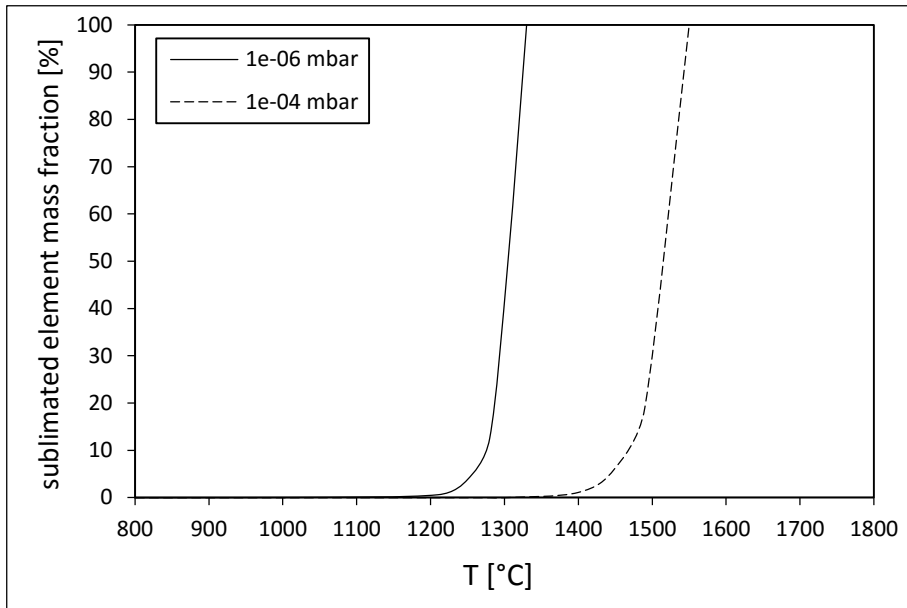


Fig. 5.25 Curve di sublimazione del sale $Sr(NO_3)_2$ al variare delle condizioni di pressione.

Carbonato di bario:

- composizione del sale: $BaCO_3$;
- range di pressioni: $1e-06/1e-04$ mbar.

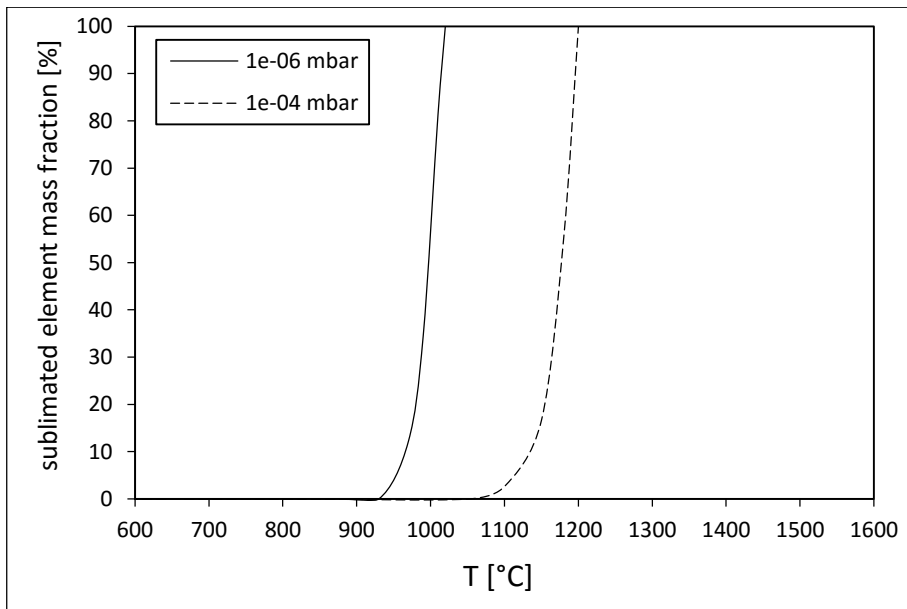


Fig. 5.26 Curve di sublimazione del sale $BaCO_3$ al variare delle condizioni di pressione.

Mediante il software *Equilib-Web* è risultato che il $BaCO_3$ sublima sotto forma di ossido di bario BaO . La sua successiva decomposizione, per cui è necessaria una temperatura compresa tra i 1900 e i 2100 °C, avverrà quindi nelle pareti calde della *transfer line* e *hot-cavity*. Osservando le curve di sublimazione (Fig. 5.26 Fig. 5.25) è possibile notare come il sale cominci a sublimare tra i 930 e i 1050 °C. Considerando la Fig. 4.5 e la posizione di inserimento del *mass-marker* descritta nel Capitolo 4, tali temperature risultano corrispondere a correnti di *oven* comprese tra i 25 e 30 A. Considerando invece i dati spe-

rimentali la totalità della carica integrata durante un test di efficienza si ottiene per correnti di *oven* comprese tra superiori ai 55. Questa discrepanza può essere spiegata considerando le alte temperature raggiunte dall'*oven*, che potrebbero favorire l'emissione di impurità da parte del tantalio, con conseguente aumento locale di pressione (e quindi della temperatura necessaria per la sublimazione).

5.4 - Misure di efficienza di ionizzazione superficiale con inversione della polarità del circuito riscaldante

Nel paragrafo 2.7.1 sono state presentate le principali tecniche per la riduzione dei contaminanti ionizzati superficialmente per la ionizzazione laser. Per questo lavoro di tesi ci si è soffermati sulla tecnica di inversione della polarità del circuito riscaldante della sorgente di ionizzazione superficiale. Come già detto, in caso di polarità invertita (potenziale elettrico crescente verso l'uscita della sorgente di ionizzazione) uno ione verrà estratto solo se si trova nella parte terminale della cavità, in cui penetra il campo elettrico generato dell'elettrodo estrattore. Gli altri ioni formati verranno spinti nel verso contrario, andando a ricombinarsi sulle pareti del condotto o a fuoriuscire dalle inevitabili perdite che si hanno in prossimità delle connessioni.

In questo paragrafo verranno esposti i risultati ottenuti invertendo la polarità del circuito riscaldante. I test sono stati condotti invertendo fisicamente le connessioni elettriche dell'alimentatore elettrico della sorgente di ionizzazione. Si è scelto di utilizzare il nitrato di cesio e una temperatura massima di *hot-cavity* pari a 2200 °C. Si è trascurata l'influenza del background e, data la brevissima durata della prova, (circa un'ora) non è stato possibile calcolare la carica integrata durante la RCI.

I risultati sono di seguito esposti.

Tab. 5.10 Risultati di efficienza di ionizzazione con inversione della polarità della sorgente per l'elemento Cs.

test n°	loaded volume [µl]	ions collected in Faraday cup [/]	measured efficiency [%]	notes
372	20	1,03E+16	11,3	-
373	20	1,61E+16	11,1	-
373	20	2,12E+16	14,6	-
average			12,3	

È quindi possibile notare come l'inversione della polarità del circuito riscaldante abbia un importante effetto sull'efficienza di ionizzazione superficiale. Se si considera infatti che i test ottenuti con polarità "normale" per nitrati di cesio hanno dato un'efficienza media pari al 43,8 %, la riduzione dell'efficienza risulta essere pari a circa il 70 %.

Al fine di studiare come il campo elettrostatico generato dall'elettrodo estrattore penetra all'interno della *hot-cavity*, in Appendice A sono riportati i risultati delle analisi elettrostatiche ottenute mediante analisi FEM per la sorgente di ionizzazione superficiale con polarità "normale" ed invertita. Per questi due casi è presentato inoltre uno studio preliminare sull'estrazione degli ioni generati mediante l'utilizzo di *Ansys® Particle Tracing*.

5.5 - Misure di emittanza

Come già detto nel paragrafo 5.1.3, l'emittanza di un fascio di ioni è una proprietà che misura la sua dimensione e espansione spazio delle fasi, con coordinate posizione e quantità di moto. Se il suo valore è basso, significa che le particelle avranno una coordinata simile nello spazio (quindi il fascio sarà compresso in un'area piccola se consideriamo la sua dispersione in un piano perpendicolare alla direzione con cui procede) e quantità di moto simile fra loro, perciò procederanno tutte in una direzione comune. Risulta evidente come un fascio avente una bassa emittanza sia più facile da gestire.

Si sono effettuati a tal proposito dei test di emittanza di fascio al variare della distanza dell'elettrodo estrattore dalla sorgente di ionizzazione superficiale. I test sono stati effettuati utilizzando nitrato di cesio come carica, imponendo una temperatura massima di *hot-cavity* pari a 2200 °C e impostando la corrente di *oven* tale per cui la corrente di fascio risultasse attorno ai 200 nA, ovvero la massima possi-

bile tale da non portare in saturazione i fili dell'emittance meter. I risultati, ottenuti mediando quelli di tre diversi test, sono di seguito esposti.

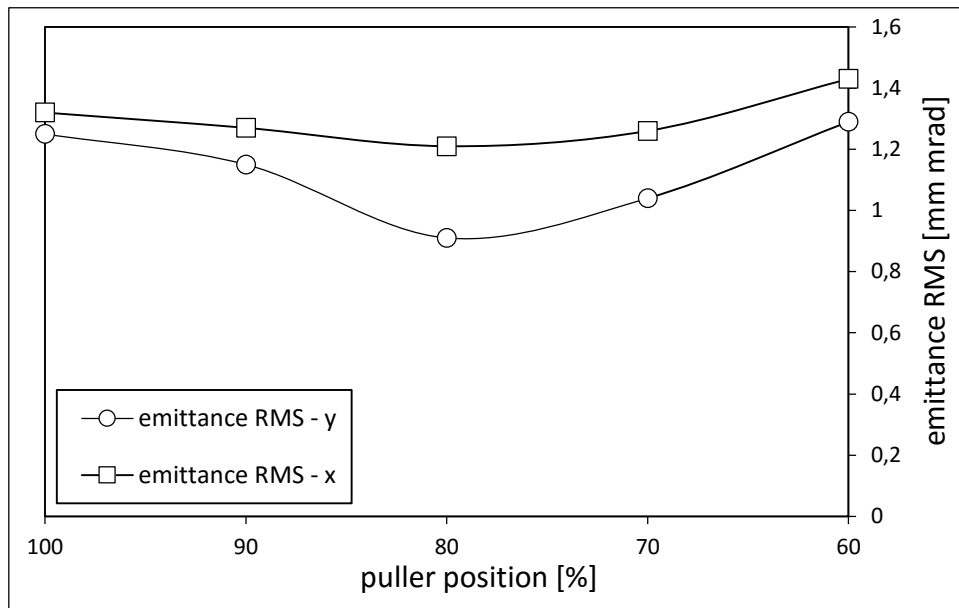


Fig. 5.27 Risultati di emittanza di fascio al variare della posizione dell'elettrodo estrattore.

È possibile notare innanzitutto che, per condizioni di normale funzionamento della sorgente di ionizzazione superficiale, ovvero con l'elettrodo estrattore in posizione 100 %, l'emittanza valga circa 1,3 mm mrad. Globalmente, invece essa varia tra 0,9 e 1,4 mm mrad: tali valori sono considerati bassi e ciò implica che, come si riscontra nella realtà, il fascio generato dalla sorgente di ionizzazione superficiale sia facile da gestire. Il valore minimo di emittanza, misurata sia lungo x che lungo y, si ottiene con il puller posto all'80 %. Non è stato possibile tuttavia durante le prove verificare l'eventuale diminuzione di corrente di fascio associata.

Infine è possibile notare come ci sia un leggero sfasamento tra l'emittanza misurata lungo x e y. Ciò può essere dovuto essenzialmente a due motivi:

- l'ottica di fascio è gestita da deflettori e tripletto in modo diverso tra le direzioni x e y e ciò può portare a fenomeni non lineari di focalizzazione;
- centraggio e assialsimmetria della sorgente non perfetti, a causa di imprecisioni costruttive e dilatazioni termiche (fenomeno comunque marginale);

I risultati appena presentati sono riassunti anche in Tab. 5.11, dove è mostrata anche la distanza reale tra il foro di uscita della hot-cavity e il foro di entrata dell'estrattore.

Tab. 5.11 Emittanza RMS misurata sia in x che in y in funzione della distanza tra puller e SIS.

puller position [%]	puller/hot-cavity distance [mm]	emittance RMS - x [mm mrad]	emittance RMS - y [mm mrad]
100	61,5	1,32	1,25
90	73,0	1,27	1,15
80	84,5	1,21	0,91
70	96,0	1,26	1,04
60	107,5	1,43	1,29

In Fig. 5.28 è mostrata qualitativamente l'ellisse di emittanza RMS in y, misurata per una posizione dell'elettrodo estrattore pari al 100 %.

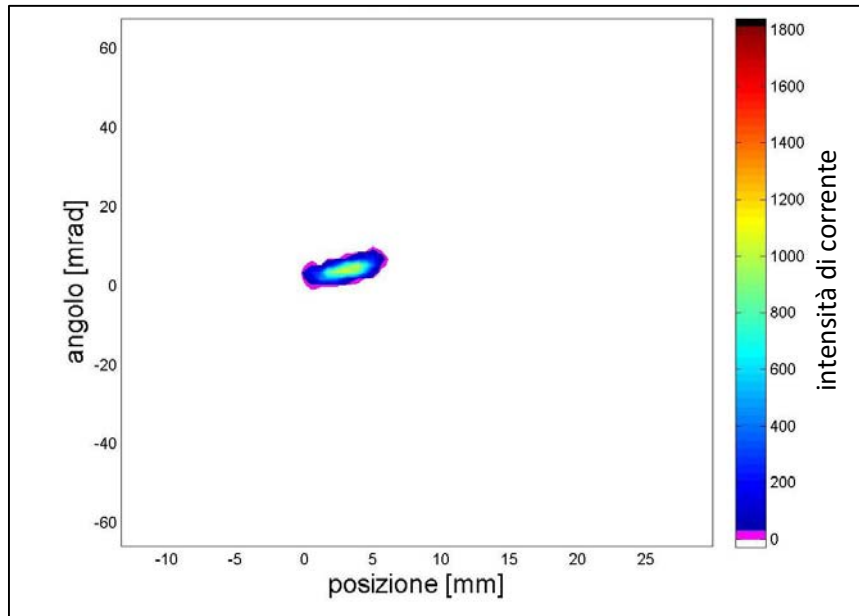


Fig. 5.28 Esempio di ellisse di emittanza misurata lungo y con l'elettrodo estrattore al 100 %.

Come già detto, in Appendice A è presentata la costruzione preliminare di un modello FEM elettrostatico che ha l'obiettivo di studiare l'estrazione degli ioni generati mediante l'utilizzo di *Ansys® Particle Tracing* e saranno presentati anche i risultati di emittanza ottenuti.

5.6 - Conclusioni

In questo capitolo sono stati esposti i risultati della caratterizzazione sperimentale della sorgente di ionizzazione superficiale presso l'apparato di test *front end*. Dopo una breve descrizione dell'impianto di prova, si sono esposti i risultati di efficienza di ionizzazione per diversi elementi al variare di alcuni parametri quali temperatura massima di *hot-cavity* e composizione del sale costituente il *mass-marker*. Per una corrente massima di *hot-cavity* pari a 2200 °C si sono ottenute mediamente le seguenti efficienze: 42 % per il Cs, 53 % per il Rb, 59 % per il Ba e 18 % per lo Sr. I test effettuati utilizzando diversi tipi di sale depositato e soluzione utilizzata hanno evidenziato come questi parametri non influenzino il valore di efficienza di ionizzazione misurata.

I risultati globali di efficienza di ionizzazione misurati sono poi stati confrontati con quelli ottenibili mediante relazioni teoriche: per la loro discussione si è fatto riferimento alle principali teorie (descritte in dettaglio nel Capitolo 2) che tentano di spiegare la discrepanza tra valori teorici e sperimentali.

Si è poi approfondita la procedura, accennata nel Capitolo 4, per lo studio sulla sublimazione e dissociazione del sale costituente il *mass-marker*. Mediante l'utilizzo del *web-tool Equilib-Web* è infatti possibile stimare qualitativamente la corrente di *oven* necessaria per la sublimazione del campione calibrato depositato al suo interno. I risultati così ottenuti sono risultati essere coerenti con le evidenze sperimentali in particolar modo per i composti più volatili, mentre per quelli più refrattari (a base di Ba e Sr), le stime si rivelano molto meno attendibili. Ciò può essere spiegato ipotizzando che le impurità emesse dall'*oven* a causa delle alte temperature causino un aumento locale della pressione, andando a modificare le condizioni iniziali ipotizzate.

Si sono poi esposti i risultati di efficienza di ionizzazione ottenuti invertendo la polarità del circuito riscaldante, al fine di effettuare uno studio preliminare sulla riduzione dei contaminanti ionizzati superficialmente nella RILIS. Si è mostrato come i test condotti in questo modo portino una riduzione dell'efficienza di ionizzazione superficiale pari al 70%.

Infine sono stati presentati i risultati relativi ai test di emittanza di fascio per la sorgente di ionizzazione superficiale al variare della sua distanza dall'elettrodo estrattore. Il valore dell'emittanza di fascio è risultato essere basso ed in particolare vicino all'unità e ciò implica che, come si riscontra nella realtà, il fascio generato dalla sorgente di ionizzazione superficiale sia facile da gestire.

Capitolo 6

Progettazione di una cella di Knudsen per la realizzazione di una camera *Time Of Flight*

Nel capitolo precedente si sono esposti i risultati dei test effettuati per la caratterizzazione sperimentale in termini di efficienza di ionizzazione ed emittanza della sorgente di ionizzazione superficiale con *hot-cavity* in tantalio del progetto SPES. Come già descritto nel Capitolo 2, tale sorgente condividerà la stessa architettura anche per la generazione di ioni mediante il meccanismo di ionizzazione laser. Quindi, al fine di studiare in modo completo le prestazioni della sorgente, è necessario poter caratterizzare in dettaglio il fenomeno di ionizzazione utilizzando laser risonanti (RLI). A tal proposito, presso i LNL, è in via di sviluppo un sistema di spettrometria di massa a tempo di volo (*Time of Flight*, TOF), che servirà per testare il rendimento dei fasci laser che verranno utilizzati in futuro per la ionizzazione selettiva dei radioisotopi fuoriuscenti dal *target*. A tale proposito si rende necessario un sistema per la produzione ed effusione controllata di atomi della specie desiderata. Il dispositivo scelto per questa funzione è una cella di Knudsen, le cui fasi di progettazione saranno presentate in questo capitolo. Partendo dai vincoli di progetto, dettati dalle caratteristiche dell'impianto in cui essa andrà ad essere inserita e da alcune dimensioni fissate a seguito di analisi di tipo Monte-Carlo, si è effettuata un'ottimizzazione FE sulla geometria della cella al fine di raggiungere il principale obiettivo di design: ottenere la massima uniformità termica al suo interno. La soluzione scelta è stata poi verificata dal punto di vista strutturale, ancora grazie alla costruzione di un modello numerico dedicato.

6.1 - Introduzione alla camera TOF

La spettrometria di massa a tempo di volo (TOFMS, *time-of-flight mass spectrometry*) è un tipo di spettrometria di massa, legato alla misura del tempo di volo, in cui gli ioni da analizzare vengono accelerati da un campo elettrico di intensità nota. L'accelerazione degli ioni all'interno del tubo di deriva avviene a energia cinetica costante e le loro velocità variano in modo inversamente proporzionale alla massa: ne consegue che gli ioni più leggeri raggiungono prima il detector. Viene quindi misurato il tempo che occorre alla particella per raggiungere un rivelatore ad una distanza conosciuta. Dato che la velocità dello ione dipende dal rapporto massa/carica (le particelle più pesanti raggiungono velocità più basse), da questo tempo e dai parametri sperimentali noti si può calcolare il rapporto massa/carica dello ione. Al fine di rendere più agevole la successiva trattazione si consideri la Fig. 6.1 dove è rappresentato schematicamente il funzionamento della camera TOF. Dalla figura è possibile notare come una sorgente di atomi (rappresentata in questo caso da una cella di Knudsen) generi un cono di effusione in cui va ad impattare il laser ionizzante, caratterizzato dalla sovrapposizione di più raggi aventi lunghezze d'onda differenti, come esposto nel Capitolo 2.

Gli atomi ionizzati sono estratti ed accelerati dagli elettrodi schematizzati con A, B, C e D in Fig. 6.2, ognuno dei quali caratterizzato da un certo potenziale elettrostatico, che individuano 3 zone con diverse funzioni [20]:

- zona di generazione/estrazione: è compresa tra gli elettrodi A e B e al suo interno vengono estratti gli ioni;
- zona di accelerazione: è compresa tra gli elettrodi B e C ed ha la funzione di fornire agli ioni un'energia cinetica pari all'energia potenziale dovuta alla differenza di tensione $V_B - V_C$ ai suoi capi;

- zona di volo a potenziale costante: in questo tratto gli ioni non subiscono ulteriori accelerazioni e proseguono il loro percorso verso il collettore a velocità costante. Da questo segue la necessità che la struttura ospitante il quarto elettrodo D formi con esso una struttura chiusa al fine di assumere lo stesso potenziale $C: V_c$.

Gli elettrodi B e C sono costituiti da griglie in quanto devono permettere il passaggio agli ioni mentre l'ultimo elettrodo funge da collettore per gli ioni. Gli ioni verranno infine rilevati mediante il rivelatore a tempo di volo posto in fondo al condotto ed infine analizzati.

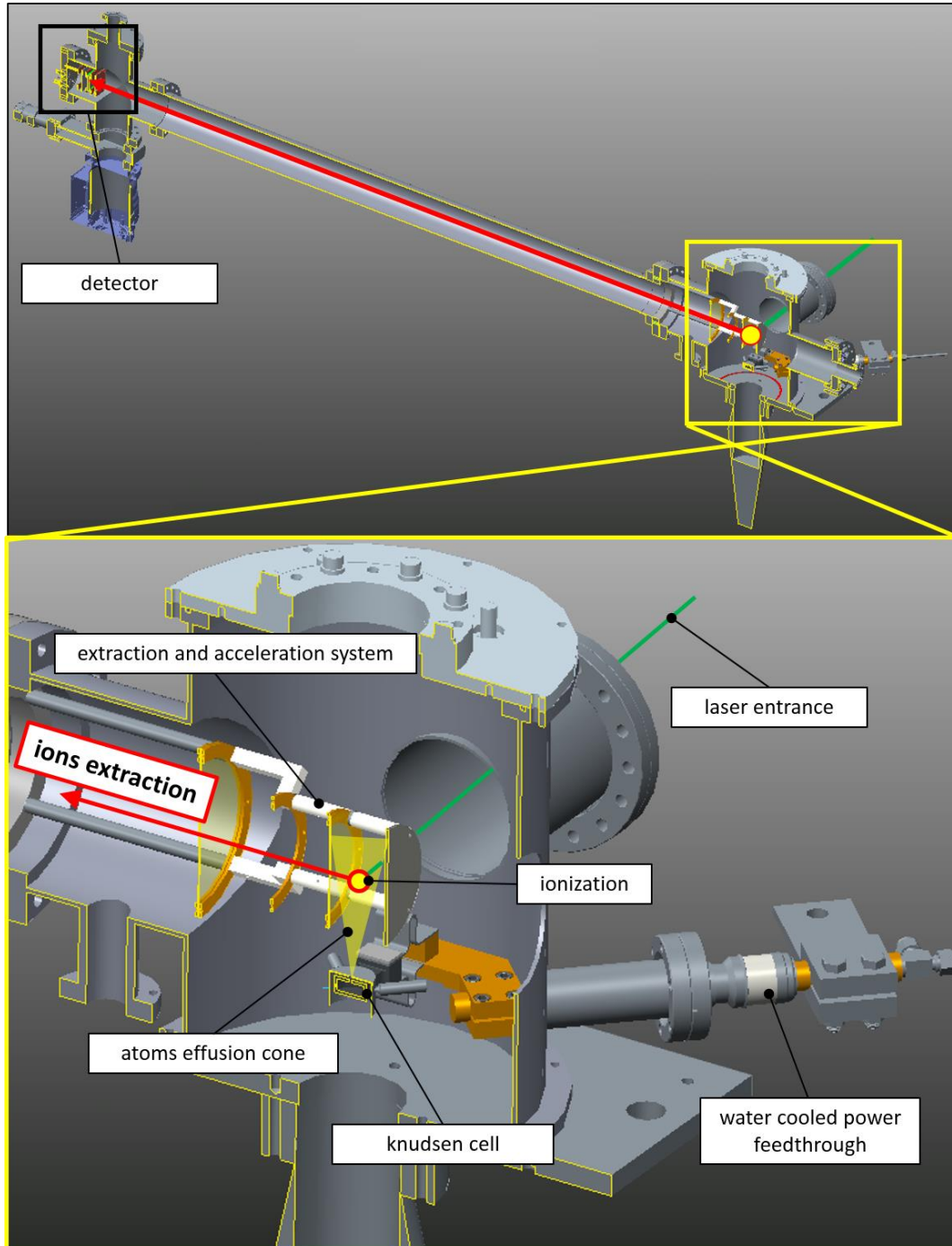


Fig. 6.1 Schema di funzionamento della camera TOF attualmente in via di sviluppo presso i LNL.

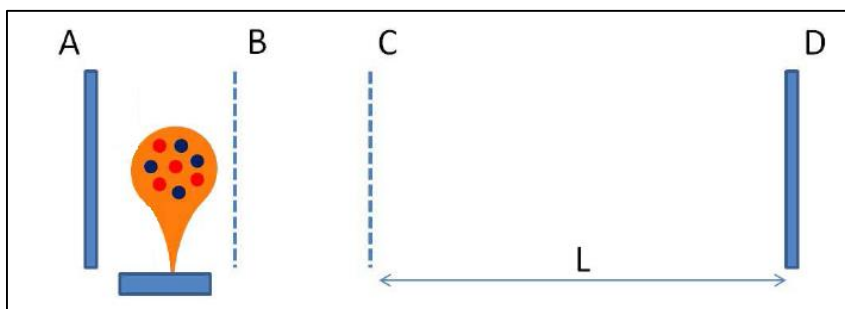


Fig. 6.2 Schema della struttura di estrazione e accelerazione utilizzata per il tempo di volo.

Al fine di aumentare il cammino libero medio degli ioni stabili generati, il sistema è ovviamente mantenuto in condizioni di alto vuoto, con pressioni dell'ordine dei 10^{-6} mbar.

Nell'apparato attualmente costruito (Fig. 6.3) gli atomi da ionizzare sono messi a disposizione da un sistema di ablazione laser, in cui un fascio laser ablativo viene introdotto nella camera attraverso la *viewport* superiore, focalizzato e fatto interagire con un *target* costituito dal materiale di interesse, con la conseguente produzione di una piuma di plasma che si espande ortogonalmente alla superficie del *target* [20].

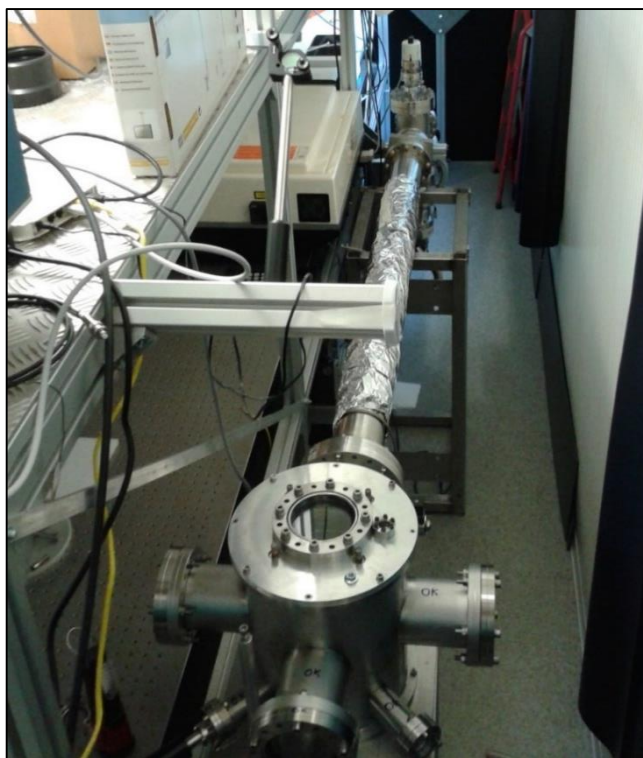


Fig. 6.3 Rappresentazione della camera TOF realizzata presso i LNL.

Uno dei futuri obiettivi dell'apparato in fase di sviluppo sarà quello di testare l'efficienza di ionizzazione dei laser risonanti e, a tal fine, è necessario un sistema che permetta di conoscere con precisione la forma e la distribuzione degli atomi messi a disposizione per la ionizzazione. Sarà quindi possibile in questo modo stimare, considerando il volume di interazione del fascio laser, il numero di atomi teoricamente ionizzabili. Rapportando quest'ultimo valore con il numero di ioni rilevati dal sistema di diagnostica posto alla fine del condotto a tempo di volo si potrà quindi calcolare l'efficienza di ionizzazione del laser. Il sistema ad ablazione laser, attualmente utilizzato, non potrà tuttavia assolvere questa funzione in quanto non permette di determinare il numero e la distribuzione degli atomi vaporizzati. Come già detto, il dispositivo scelto per mettere a disposizione gli atomi da ionizzare sarà invece una cella di Knudsen, descritta nel paragrafo seguente.

6.1.1 - La cella di Knudsen

[35]

La cella di Knudsen è un dispositivo nato dagli studi sulla cinetica dei gas del fisico danese Martin H. C. Knudsen effettuati nei primi anni del 1900. Egli fu il primo a dimostrare teoricamente e sperimentalmente il comportamento dei gas a bassa pressione teorizzando il flusso in regime molecolare e aprendo la strada agli studi sulla "scienza e tecnologia del vuoto". Le sue teorie si applicano a gas aventi pressioni basse e temperature elevate: in questo caso il loro comportamento è spiegabile ricorrendo alla cinetica dei gas ideali. Nello specifico, il flusso molecolare si verifica quando il gas è così rarefatto che gli urti delle particelle con le pareti del contenitore sono predominanti rispetto agli urti reciproci tra di esse [36] e, quindi, il libero cammino medio delle molecole è comparabile con le dimensioni del contenitore. Knudsen ottenne ciò depositando una certa massa di materiale solido o liquido all'interno di una camera sigillata dotata solo di un piccola apertura. La camera viene riscaldata e mantenuta ad una certa temperatura per il tempo necessario al raggiungimento dell'equilibrio termodinamico tra la fase condensata ed il vapore per la temperatura di interesse. Così, una quantità del gas formatosi effonde attraverso il foro presente e può essere campionata fuori dalla cella. Essendo in regime molecolare, è maggiormente probabile che le particelle escano dall'orifizio direttamente dopo essersi distaccate dal campione, o a seguito di urti con le pareti della cella o la superficie del campione stesso, come si osserva da Fig. 6.4. La quantità di molecole effuse deve essere trascurabile rispetto a quelle presenti all'interno della cella per non modificarne sostanzialmente l'equilibrio, ma al contempo è rappresentativa delle condizioni di temperatura e pressione raggiunte dal gas all'interno.

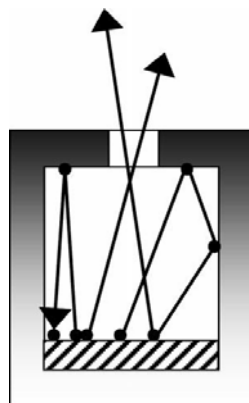


Fig. 6.4 Schema di funzionamento di una cella di Knudsen [37].

La frazione di vapore fuoriuscito presenta una precisa distribuzione angolare dell'intensità del flusso di molecole. Essa è calcolabile con una legge cosinusoidale rispetto alla direzione normale alla superficie di uscita: ciò indica che l'intensità del flusso è maggiore vicino all'asse del foro [37]. Questa distribuzione può essere ricavata applicando le leggi della cinetica dei gas ideali nel caso di un foro praticato idealmente in una superficie sottilissima. Così, a partire da essa è possibile determinare il numero totale di molecole effuse nel tempo $dn(i)/dt$ (mol/s) della specie i -ma con la relazione di Herz - Knudsen:

$$\frac{dn(i)}{dt} = \frac{p \cdot s}{\sqrt{2\pi \cdot PM(i) \cdot RT}} \quad (6.1)$$

Nell'equazione precedente p (Pa) è la pressione all'interno della cella, s (m²) la superficie del foro, $PM(i)$ (g/mol) il peso molecolare della specie effusa e R (J/mol·K) la costante dei gas ideali. Per fori reali la distribuzione è correlata anche alla geometria dell'orifizio tramite l'introduzione di un opportuno coefficiente (C , *Clausing coefficient*) dipendente da essa. Questo fattore viene ottenuto dall'integrazione del flusso molecolare su tutta la distribuzione angolare che si ha tenendo conto della geometria reale. Esso viene moltiplicato all'eq. 6.1 per ottenere l'effettivo dn/dt .

Inizialmente l'analisi del materiale in fase gas veniva effettuata misurando la quantità di materiale effuso tramite appositi bersagli (*target*) di condensazione o, più tardi, misurando la perdita in peso. Nel 1948 Ionov, per primo, accoppiò la cella di Knudsen con uno spettrometro di massa gettando le basi per un nuovo tipo di tecnologia (KEMS, *Knudsen Effusion Mass Spectrometry*) che permise di studiare

qualitativamente e quantitativamente la termodinamica di molte sostanze. Ad oggi la KEMS è una tecnica diffusa per il calcolo delle attività specifiche, della tensione di vapore dei materiali e più in generale per lo studio dei loro equilibri termodinamici. I materiali studiati fino ad oggi sono i più vari: metalli, leghe, ossidi, carburi, fullereni e molti altri.

La tecnologia KEMS si basa sull'accoppiamento tra una cella di Knudsen e uno spettrometro di massa che viene così utilizzato per l'analisi del gas di effusione, come già mostrato schematicamente in Fig. 6.1. Le esigenze di accoppiamento e collimazione tra i componenti rendono necessaria l'integrazione di un opportuno sistema di posizionamento X-Y della cella comandato elettronicamente.

Nella tipica struttura di una KEMS la cella, in cui è introdotto il campione e può essere collegata alla zona di ionizzazione tramite alcuni accorgimenti. Solitamente si interpone un separatore raffreddato che protegge la sorgente dal riscaldamento eccessivo e dalla formazione di depositi condensati sulle pareti fungendo da "trappola" per i flussi parassiti di cui si tratterà in seguito. Attualmente si utilizzano sistemi che operano selezionando una frazione ulteriore del gas effuso dalla cella tramite un diaframma forato e la collimano verso la camera di ionizzazione dello spettrometro. Questa tecnologia, che prende il nome di "collimazione ristretta" (*restricted collimation*), si è sviluppata per eliminare il contributo di "flussi parassiti" che si aggiungono al flusso molecolare vero e proprio prodotto dalla cella. Altrimenti, l'angolo solido del vapore in ingresso alla camera di ionizzazione sarebbe da due a cinque volte più ampio rispetto a quello di uscita del gas [37]. Ciò è dovuto all'aggiunta di molecole che ri-vaporizzano dopo aver condensato sulle pareti calde della cella o che diffondono all'esterno attraverso queste ultime e poi vaporizzano, come si può osservare in Fig. 6.5.

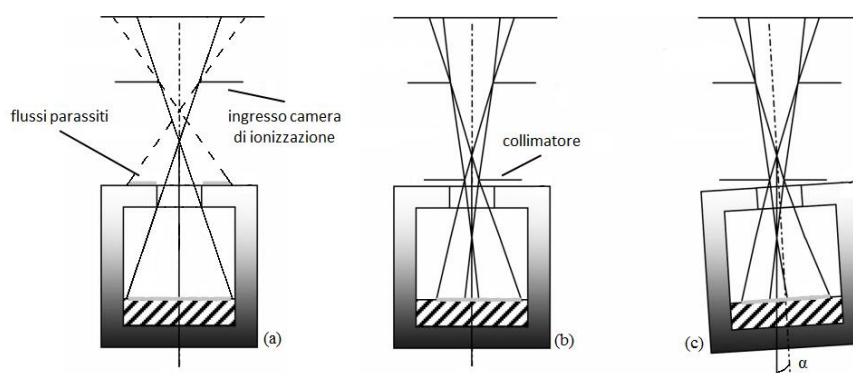


Fig. 6.5 Accoppiamento tra la cella di Knudsen e la camera di ionizzazione di uno spettrometro (a) senza collimazione ristretta, (b) con collimazione ristretta e (c) con angolo di sfasamento α rispetto all'asse del collimatore [37]

Si pensò che una soluzione al problema fosse aumentare il diametro dell'orifizio ma si osservò al contempo un aumento dei flussi parassiti. Così, con la collimazione ristretta si giunse a selezionare solo un piccolo angolo solido del vapore effuso tramite un apposito foro praticato nel separatore raffreddato posto sopra la cella e avente diametro minore rispetto al suo orifizio. In questo modo, tutte le molecole che giungono alla sorgente provengono direttamente dalla superficie del campione o da urti reciproci tra di esse. In particolare, a parità di diametro del collimatore l'angolo solido del vapore ionizzato è costante e non dipende dalle dimensioni della cella né dalla sua posizione relativa rispetto al separatore a patto che quest'ultimo rimanga entro il diametro dell'orifizio della cella (Fig. 6.5c).

Come già detto, al fine di stimare l'efficienza di ionizzazione dei fasci laser, è necessario un sistema che permetta di conoscere con precisione la forma e la distribuzione degli atomi messi a disposizione. A tal proposito, per lo sviluppo di questo apparato, sono state realizzate delle analisi numeriche con l'utilizzo di MolFlow®, un software di simulazione utilizzando il metodo Monte-Carlo. MolFlow® permette di calcolare la distribuzione di pressione in un volume arbitrariamente complesso mantenuto in condizioni di alto vuoto. Il nome deriva da *molecular flow*, ovvero la condizione in cui il cammino libero medio delle particelle è di molto superiore alle dimensioni geometriche dell'apparato in cui esse urtano contro le superfici. In questo modo si possono trascurare i fenomeni di urto tra le particelle stesse, propri invece di un flusso viscoso. Osservando Fig. 6.6 è possibile notare come sia stato imposto un flusso di evaporazione all'interno della cella (rappresentato in verde) e che sia stata definita una superficie di controllo (rappresentata in rosso) alla stessa altezza in cui si presuppone avvenga l'azione del

fascio laser. Il risultato delle analisi fornisce, come si può vedere, la distribuzione di pressioni sulla superficie di controllo: la conoscenza di questo parametro fornisce di conseguenza la distribuzione delle particelle prodotte dall'evaporazione del campione all'interno della cella. Conoscendo inoltre il volume di azione del fascio laser focalizzato (corrispondente a un cilindretto di diametro 2 mm e lunghezza 10 mm), le proprietà del laser (frequenza di impulso), la tensione e la configurazione del sistema di estrazione e la velocità delle particelle (calcolata dal software) è possibile determinare il numero di atomi teoricamente ionizzati. Rapportando questo valore alla corrente del fascio di ioni letta dal sistema di diagnostica posto nella parte terminale del condotto a tempo di volo è possibile quindi stimare l'efficienza di ionizzazione del laser utilizzato.

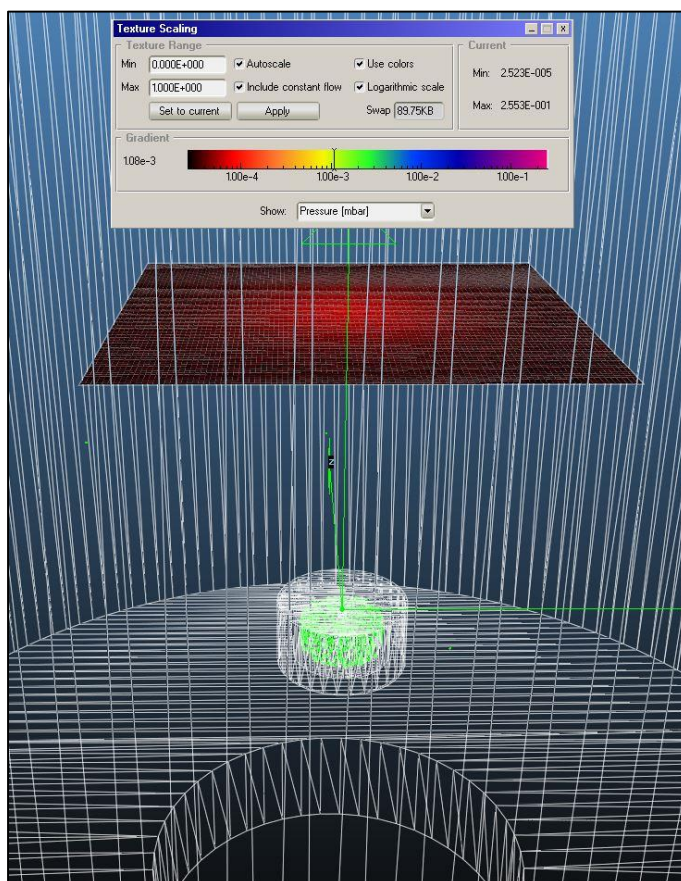


Fig. 6.6 Simulazioni MolFlow® per la stima del numero e della distribuzione degli atomi messi a disposizione per la ionizzazione laser.

6.2 - Obiettivi e vincoli di progettazione della cella di Knudsen

Nella progettazione di una cella di Knudsen occorre tener conto di una serie di fattori che ne influenzano in modo decisivo il funzionamento.

In primo luogo bisogna scegliere accuratamente il materiale con il quale costruire la cella. Questo deve essere chimicamente inerte nei confronti dei materiali depositati e deve assicurare inoltre proprietà meccaniche soddisfacenti alle temperature di utilizzo della cella. Infine, la selezione del materiale può dipendere dal sistema riscaldante scelto e dalle sue proprietà termiche. Infatti, nel caso di riscaldamento per effetto Joule la camera deve coincidere con un crogiolo elettricamente conduttivo, con resistività minore possibile. Un secondo fattore decisivo è costituito dalla geometria della cella poiché influenza in modo diretto l'equilibrio raggiungibile all'interno della camera e quindi le misure termodinamiche da esso ricavabili. Infatti uno studio accurato della geometria è necessario per assicurare condizioni di pressione e temperatura costanti le quali vengono modificate rispettivamente dall'effusione del gas e dal calore trasmesso.

Come già detto, la quantità di gas fuoriuscito deve essere molto piccola sia per garantire che il gas si trovi in regime molecolare, sia per poter considerare nullo il gradiente esistente tra la cella e l'esterno

mantenendo perciò inalterato l'equilibrio termodinamico. Knudsen trovò che questa condizione si verificava quando il rapporto tra il libero cammino medio delle molecole ed il diametro dell'orifizio era maggiore di dieci. Ciò comporta che la cella lavori in condizioni di vuoto, talvolta anche spinto. Ad esempio, la pressione massima per un foro di 1 mm di diametro è di circa 10^{-4} bar oppure per una cella di volume pari a circa 1 cm^3 il diametro dell'orifizio è compreso tra 1 e 2 mm. Più in generale si può dire che l'area del foro deve essere almeno cento volte minore rispetto alla superficie del materiale deposto nella camera in modo che non ne venga inficiato l'equilibrio.

Invece, per quanto riguarda la temperatura è chiaro come la geometria influenzi sia la massima temperatura raggiungibile, sia la distribuzione di temperatura all'interno della cella. Quest'ultima dovrebbe essere il più possibile costante lungo le superfici interne, poiché la presenza di punti "freddi" potrebbe favorire la condensazione degli atomi evaporati dal campione inserito all'interno della cella. Risulta quindi evidente come, per massimizzare il controllo sul processo di effusione delle particelle, sia è necessaria una progettazione oculata e supportata da modellazione agli elementi finiti.

Il materiale scelto per la costruzione della cella è la grafite, questo per le sua inerzia chimica, la sua eccellente resistenza alle alte temperature e all'ottima lavorabilità alle macchine utensili. In particolare si è scelto di usare la grafite EDM-3®, prodotta da POCOGRAPHITE. Essa, se paragonata con altre grafiti di tipo convenzionale, esibisce delle caratteristiche termo-strutturali eccellenti. Tali proprietà sono date dalla ridottissima presenza di impurità e dalla piccolissima dimensione media di grano (pari a $4 \mu\text{m}$, contro i $20 \div 25 \mu\text{m}$ di una grafite convenzionale). Ciò si ripercuote particolarmente sulla resistenza meccanica che, come per ogni materiale a comportamento fragile, è molto sensibile ai difetti e alle imperfezioni del materiale: la struttura particolarmente fine permette quindi di ottenere una tensione di rottura fino a due volte superiore rispetto ad una grafite convenzionale. In Fig. 6.7 è rappresentato l'andamento della tensione di rottura del materiale in funzione della temperatura.

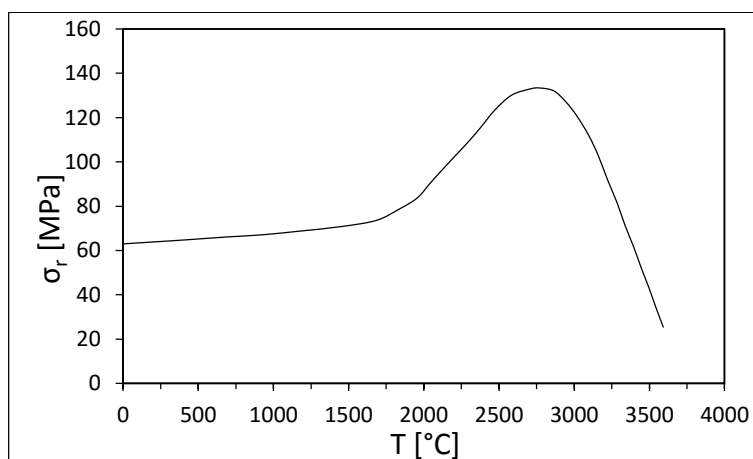


Fig. 6.7 Andamento della tensione di rottura della grafite EDM-3® al variare della temperatura [38].

Per contro, rispetto ad un tipo di grafite convenzionale, l'EDM-3® esibisce un peggior comportamento allo shock termico ed un maggior coefficiente di dilatazione termica [38].

Per l'implementazione delle caratteristiche del materiale nei modelli numerici che verranno descritti nei prossimi paragrafi è stata scritta una macro Ansys® APDL, esposta in Appendice E.

Le proprietà del materiale sono descritte in modo estensivo in ref. [38].

Per il riscaldamento della cella si è scelto di sfruttare le caratteristiche di conducibilità elettrica della grafite, optando quindi per un riscaldamento modo diretto mediante effetto Joule.

Durante la progettazione della cella si è dovuto tenere conto dei seguenti vincoli progettuali:

- capacità dell'alimentatore elettrico: $P_{\max} = 10 \text{ KW}$, $I_{\max} = 1000 \text{ A}$, $\Delta V_{\max} = 10 \text{ V}$;
- temperature di lavoro: si prevede infatti che essa verrà utilizzata per l'evaporazione di elementi che necessitano temperature fino a 2000 °C ;
- spazio disponibile: la cella deve essere alloggiata nella camera rappresentata in Fig. 6.3 e devono essere previsti dei connettori metallici per il collegamento elettrico. Ciò implica che per il design di tutti i componenti si dovrà tenere opportunamente conto degli ingombri;

- alcune dimensioni della cella (diametro interno, altezza, diametro dell'orifizio e distanza del collimatore) sono fissate e derivano dall'ottimizzazione effettuata in precedenza tramite il software MolFlow®.

6.3 - Design della cella Knudsen

Il principale obiettivo di progettazione è quello di realizzare una cella sulle cui pareti interne la temperatura sia il più uniforme possibile, onde evitare la condensazione dei vapori sulle zone "fredde". L'interno della cella deve essere ovviamente accessibile, al fine di poter depositare il campione dell'elemento di interesse. Si consideri ora la Fig. 6.8, dove sono rappresentate le soluzioni considerate per la geometria principale della cella.

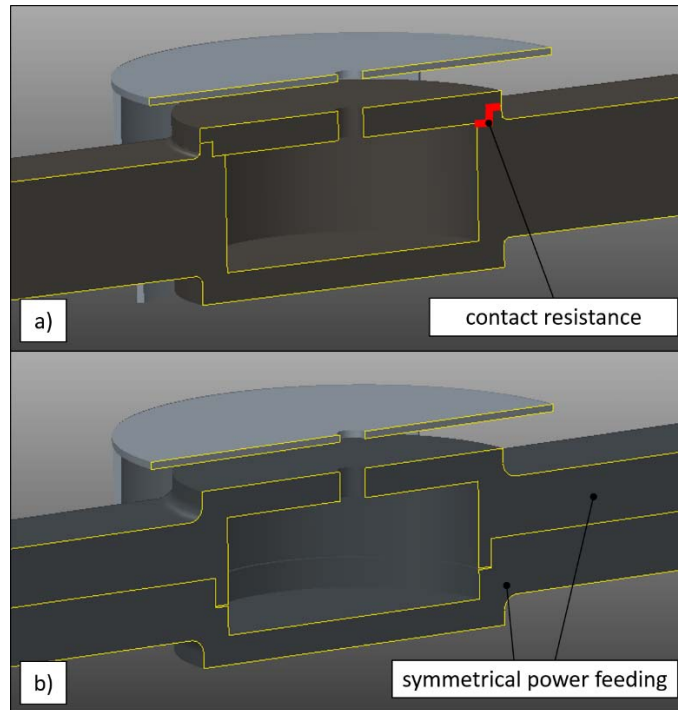


Fig. 6.8 Architetture considerate per la realizzazione della cella. In entrambe le soluzioni è possibile notare il collimatore in tantalio distanziato di 2 mm dalla parte superiore della cella.

La soluzione di tipo convenzionale, esposta in Fig. 6.8a, presenta il principale svantaggio non possedere un'alimentazione simmetrica, a causa delle connessioni elettriche per contatto nel tappo della cella. La resistenza elettrica di contatto tra il corpo della cella e il tappo farà sì che una minor quantità di corrente passi attraverso il tappo stesso (che preferirà quindi attraversare il corpo della cella), con un suo conseguente minor riscaldamento per effetto Joule. Il tappo, rimanendo più freddo, potrebbe quindi far condensare sulla sua superficie la specie evaporata dal fondo della cella. Anche dal punto di vista dell'analisi e ottimizzazione mediante software FE questa soluzione si rivelerebbe svantaggiosa: si avrebbe infatti l'impossibilità di conoscere il reale stato elettro-termico all'interno del tappo della cella, in quanto la resistenza elettrica e termica di contatto, seppur implementabile nel modello numerico, è di difficile determinazione. Inoltre, durante il riscaldamento, l'eventuale differenza di temperatura tra tappo e corpo della cella porterebbe a deformazioni non omogenee con conseguente peggioramento del contatto elettrico. La soluzione scelta (Fig. 6.8b) prevede invece un'alimentazione completamente simmetrica del circuito riscaldante. Ciò significa che, in linea teorica, non dovrebbero esserci differenze di distribuzione termica dovute ad un attraversamento non uniforme della corrente elettrica tra le due metà della cella. Si può notare inoltre la presenza di un gradino, realizzato al fine di non permettere la fuoriuscita degli atomi vaporizzati nel caso in cui le dilatazioni termiche portino ad una separazione delle due metà della cella.

6.3.1 - Ottimizzazione geometrica della cella di Knudsen

Inizialmente la geometria della camera rappresentata in Fig. 6.3 non era ancora stata definita per cui, per la progettazione preliminare ed ottimizzazione termica, si è ipotizzata la realizzazione di un prototipo da testare presso l'apparato per misure ad alta temperatura descritto nel Capitolo 3. Il risultato è mostrato in Fig. 6.9.

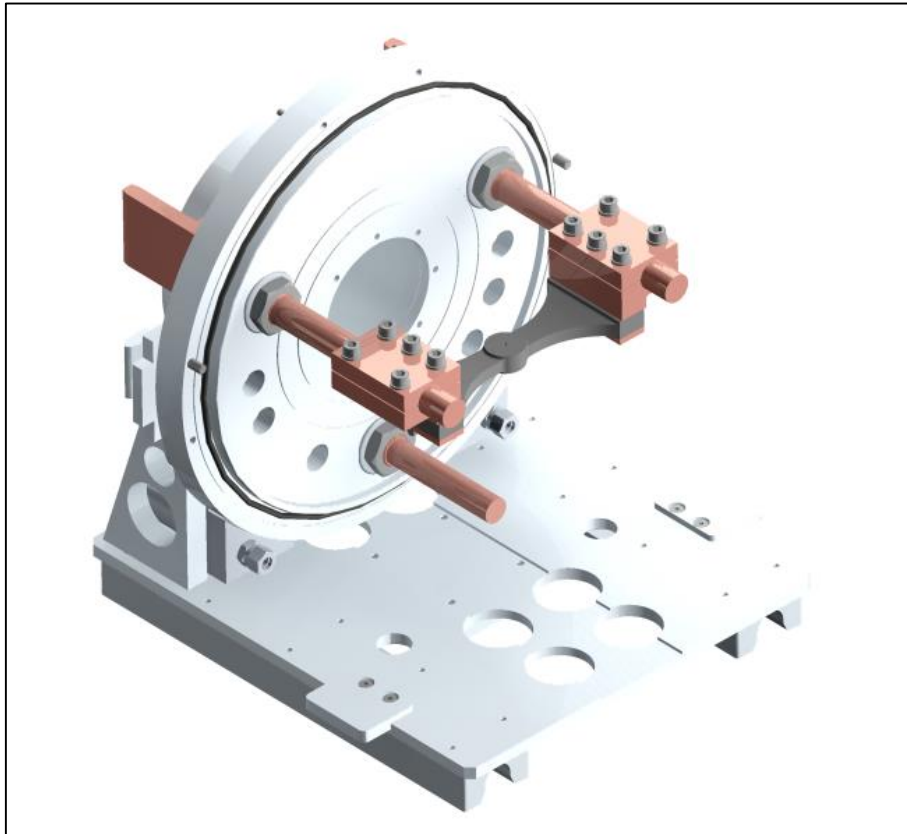


Fig. 6.9 Prototipo della cella di Knudsen pensato per un test di caratterizzazione termica.

L'ottimizzazione degli spessori e della geometria delle due metà della cella è stata conseguita realizzando un apposito modello FE (vedi Fig. 6.10) partendo dalle stesse basi teoriche e effettuando le stesse semplificazioni descritte nel Capitolo 3.

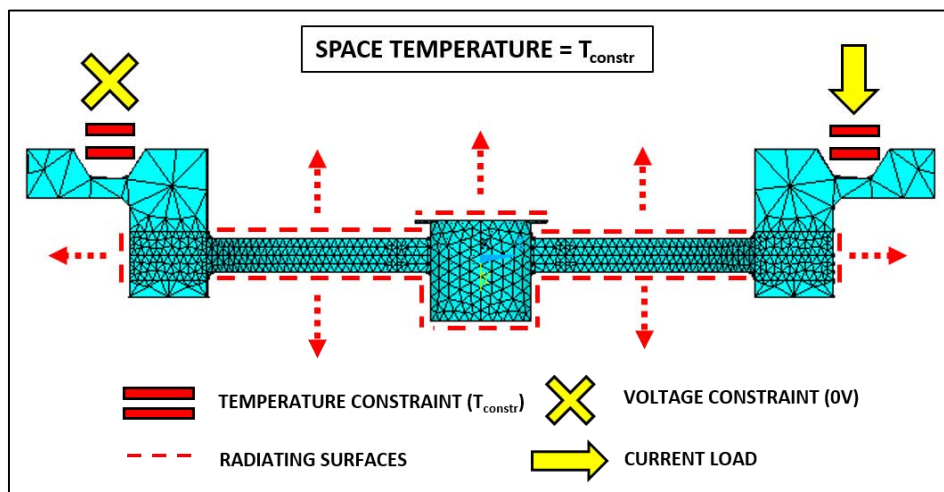


Fig. 6.10 Rappresentazione del modello FE elettro-termico utilizzato.

La prima fase di ottimizzazione è stata quello di scegliere gli spessori di parete, di fondo e del tappo della cella e, dopo alcuni tentativi, si è optato per un valore uniforme pari a 2 mm. Si è notato inoltre come aumentando lo spessore migliori l'uniformità termica nella superficie interna della cella. Tuttavia un ulteriore aumento di spessore non avrebbe permesso di raggiungere la temperatura massima richiesta (2000 °C) in quanto per il riscaldamento sarebbe necessaria una potenza maggiore di quella erogabile dall'alimentatore. Scelto lo spessore della cella, il processo di ottimizzazione si è poi focalizzato sugli spessori delle ali di connessione elettrica (vedi Fig. 6.11).

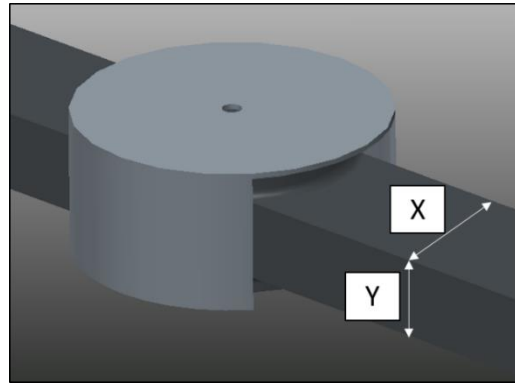


Fig. 6.11 Spessori delle ali di connessione elettrica considerati per l'ottimizzazione.

Dato il principale obiettivo del processo di ottimizzazione, ovvero la massimizzazione della uniformità termica della cella, al fine di definire un criterio di scelta della soluzione più opportuna si sono considerate le temperature nodali dell'intera superficie interna e della sola base per diversi valori di corrente riscaldante. A tal proposito, in Tab. 6.1 sono mostrate le differenze massime in termini di temperatura ottenute tra tutti i nodi appartenenti alla superficie interna della cella e tra tutti i nodi appartenenti alla sola base per le varie configurazioni esaminate.

Tab. 6.1 Risultati elettro-termici ottenuti dai vari tentativi di ottimizzazione. $\Delta T_{max,SI}$ indica la massima differenza di temperatura rilevata tra i nodi appartenenti all'intera superficie interna, mentre $\Delta T_{max,base}$ indica la massima differenza di temperatura rilevata tra i nodi appartenente alla sola base.

X x Y	heating current [A]	T_{max} [°C]	$\Delta T_{max,SI}$ [°C]	$\Delta T_{max,base}$ [°C]	ΔV [V]
16 x 8	200	623	24	18	-
	350	1205	64	15	-
	600	1891	136	11	7,2
14 x 8	200	673	25	22	-
	350	1269	72	5	-
	600	1953	174	43	7,6
13 x 8	200	751	24	10	-
	350	1326	68	11	-
	600	1991	173	73	8,6
12 x 8	200	793	70	4	-
	350	1366	73	9	-
	600	2018	194	78	9,2
16 x 7	200	712	23	16	-
	350	1281	68	10	-
	600	1939	155	32	8,2
18 x 8	200	612	28	28	-
	350	1187	70	27	-
	600	1843	152	10	6,8

Dalle analisi numeriche è risultato che per ogni soluzione la temperatura minima rilevata tra i nodi appartenenti alla superficie interna risulta essere sulla base. Questo fenomeno si rivela positivo per il funzionamento del dispositivo in quanto gli atomi evaporati dal campione (posto sulla base) non andranno a riconsolidare sulle altre superfici interne, aventi temperature superiori. Per questo motivo, nell'effettuare la scelta, si è data quindi la priorità alla massima differenza di temperatura registrata tra i nodi appartenenti alla sola base. La temperatura massima rilevata è sempre risultata essere in corrispondenza dell'orifizio d'uscita. Quest'aumento di temperatura in corrispondenza del tappo è causato dal collimatore in tantalio, che funge da schermo alla radiazione termica, permettendo quindi il raggiungimento di temperature superiori. Si è scelta la prima soluzione in quanto, rispetto alle altre:

- Permette una migliore uniformità termica del fondo della cella, e quindi del campione depositato su di essa, nel campo di temperature considerate (600 ÷ 1900 °C);
- Si rivela più robusta, possedendo dei connettori elettrici più spessi.

In Fig. 6.12 è mostrato risultato qualitativo dell'analisi FE della soluzione scelta per una corrente di riscaldamento pari a 650 A, corrispondente a una temperatura massima di circa 2000 °C.

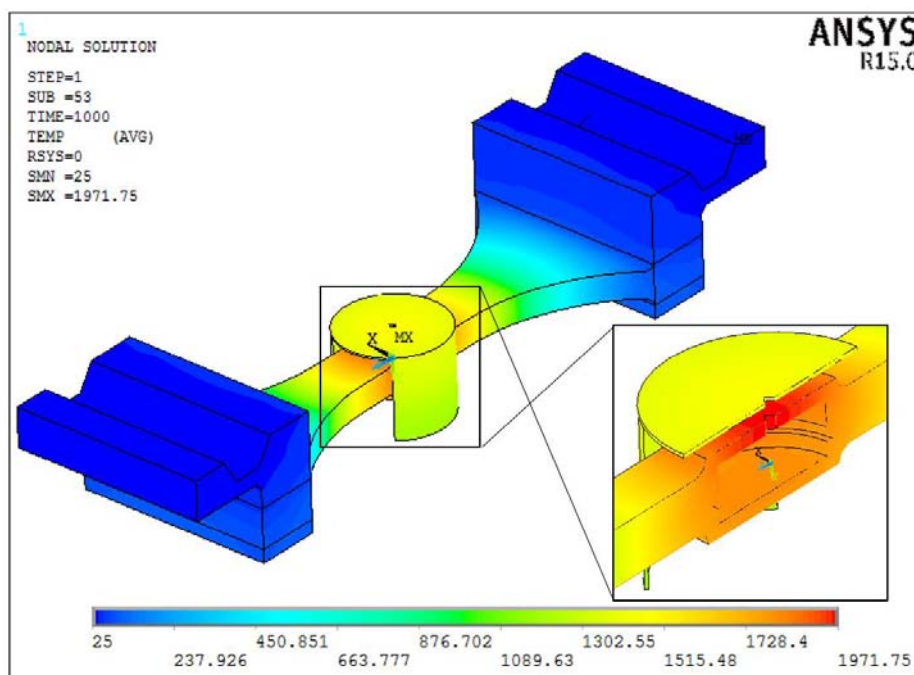


Fig. 6.12 Rappresentazione della distribuzione termica in tutta la cella per una corrente riscaldante pari a 650 A. Le temperature sono espresse in gradi centigradi.

Si è poi passati all'analisi strutturale della cella, per verificare che le dilatazioni termiche non vadano a generare delle tensioni tali da portare a rottura il prototipo di cella appena ottimizzato, progettato ipotizzando un test di caratterizzazione termica nell'apparato per misure ad alta temperatura descritto nel Capitolo 3.

L'analisi elettro-termica produce come risultato una distribuzione di temperatura che verrà utilizzata come carico per l'analisi strutturale, in particolare per analisi condotte in campo linearmente elastico il vettore delle deformazioni viene calcolato come:

$$\{\varepsilon\} = (T - T_0)\{\alpha\} + [D]^{-1}\{\sigma\} \quad (6.2)$$

dove T_0 è la temperatura di riferimento, $\{\alpha\}$ è il vettore dei coefficienti di dilatazione termica, $[D]$ è la matrice di rigidezza, $\{\sigma\}$ il vettore della tensioni.

Il modello strutturale è stato semplificato considerando i materiali con comportamento lineare elastico: la cella, oggetto dell'analisi, è infatti realizzata in grafite, che esibisce un comportamento tipicamente fragile. Il comportamento elastoplastico, implementabile in Ansys®, sarebbe invece necessario nel caso di deformazioni sufficientemente elevate, tali da snervare il materiale. Per l'applicazione dei carichi termici al modello strutturale verrà utilizzato il metodo *Coupled Physics*, che richiede un'unica *mesh*

per diversi campi fisici: la soluzione derivante dall'analisi termoelettrica verrà quindi utilizzata come carico per il campo strutturale. L'elemento strutturale deve essere selezionato in modo da essere dello stesso ordine di quello elettro-termico, in particolare, considerando l'utilizzo di una *mesh* di tipo *free*, la scelta ricade sull'elemento SOLID187. Anch'esso, come l'elemento SOLID226, permette la configurazione tetraedrica a 10 nodi (vedi Fig. 3.4). Questo assicurata che i nodi nelle due tipologie di modelli possiedano la stessa disposizione, permettendo quindi l'applicazione dei carichi termici al modello strutturale.

Naturalmente si sono considerati i carichi termici derivanti dall'analisi elettro-termica ottenuta per una corrente riscaldante pari a 650 A, tale da portare la cella ad una temperatura massima vicina ai 2000 °C. Il modello FE strutturale è rappresentato in Fig. 6.13.

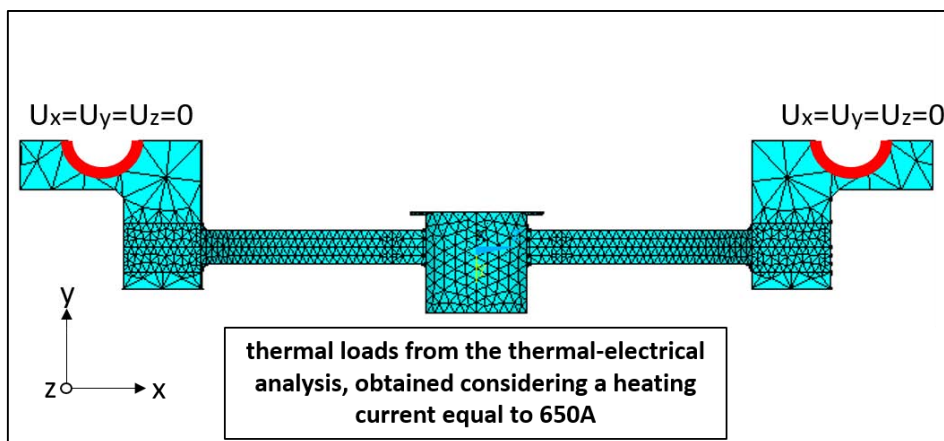


Fig. 6.13 Rappresentazione del modello numerico utilizzato per le analisi strutturali.

Per la verifica strutturale si è considerato il criterio di Guest, in quanto il più conservativo e quindi particolarmente adatto per materiali fragili come la grafite. I risultati sono esposti, per la metà superiore della cella, in Fig. 6.14.

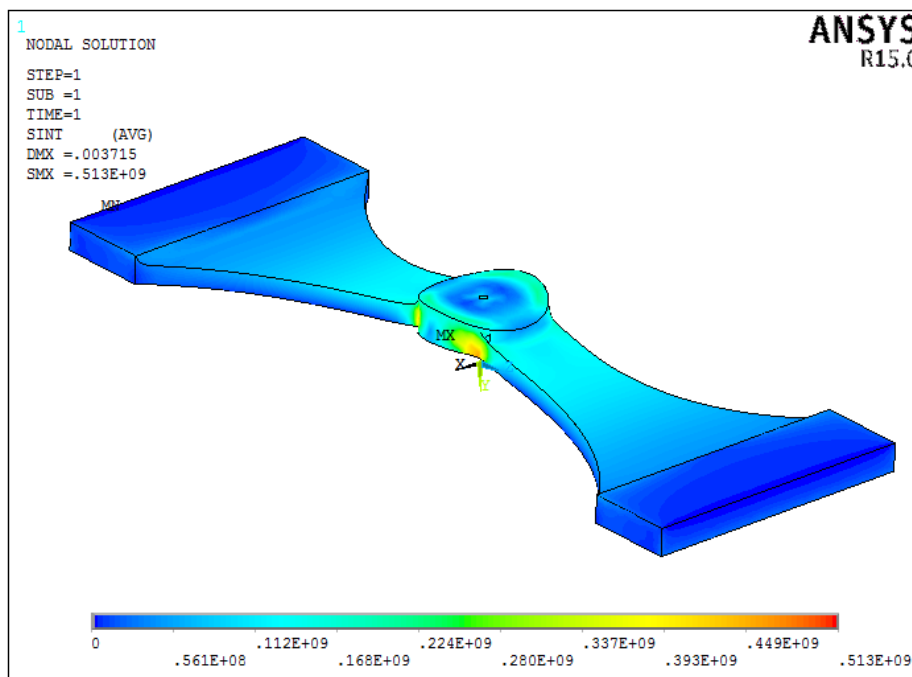


Fig. 6.14 Risultati numerici strutturali in termini di tensione ideale di Guest per la metà superiore della cella. Le tensioni sono espresse in pascal.

Com'è possibile notare, la cella risulta ampiamente non verificata, in quanto la tensione ideale di Guest supera di quasi 10 volte la tensione di rottura (vedi Fig. 6.7) del materiale.

Il motivo di queste tensioni elevate è da imputarsi principalmente alla dilatazione termica longitudinale della cella che, non trovando libero sfogo, tende a fare sbandare quest'ultima con conseguente aumento della tensione locale. È stato quindi necessario riprogettare la geometria delle ali della cella in modo che essa risulti verificata dal punto di vista strutturale. Si presuppone comunque che l'ottimizzazione termica sugli spessori delle pareti della cella e sugli attacchi delle ali rimanga comunque valida anche dopo la modifica della geometria delle ali in quanto verranno modificati solo i tratti a più bassa temperatura, distanti quindi dalla zona di interesse.

6.4 - Progettazione della configurazione definitiva della cella di Knudsen

A questo punto della progettazione era inoltre disponibile la geometria della camera TOF nella quale deve essere alloggiata la cella. Al fine di ridurre lo stato di compressione generato dalle dilatazioni termiche si è scelto di utilizzare un tipo di connessione elettrica flessibile, mediante l'utilizzo di fogli di tantalio di spessore 0,1 mm opportunamente impaccati. Con questa configurazione, per il centraggio della cella deve quindi essere previsto un sistema di supporto, realizzato mediante dei puntali in tantalio. Il risultato è rappresentato in Fig. 6.1 e, in dettaglio, in Fig. 6.15.

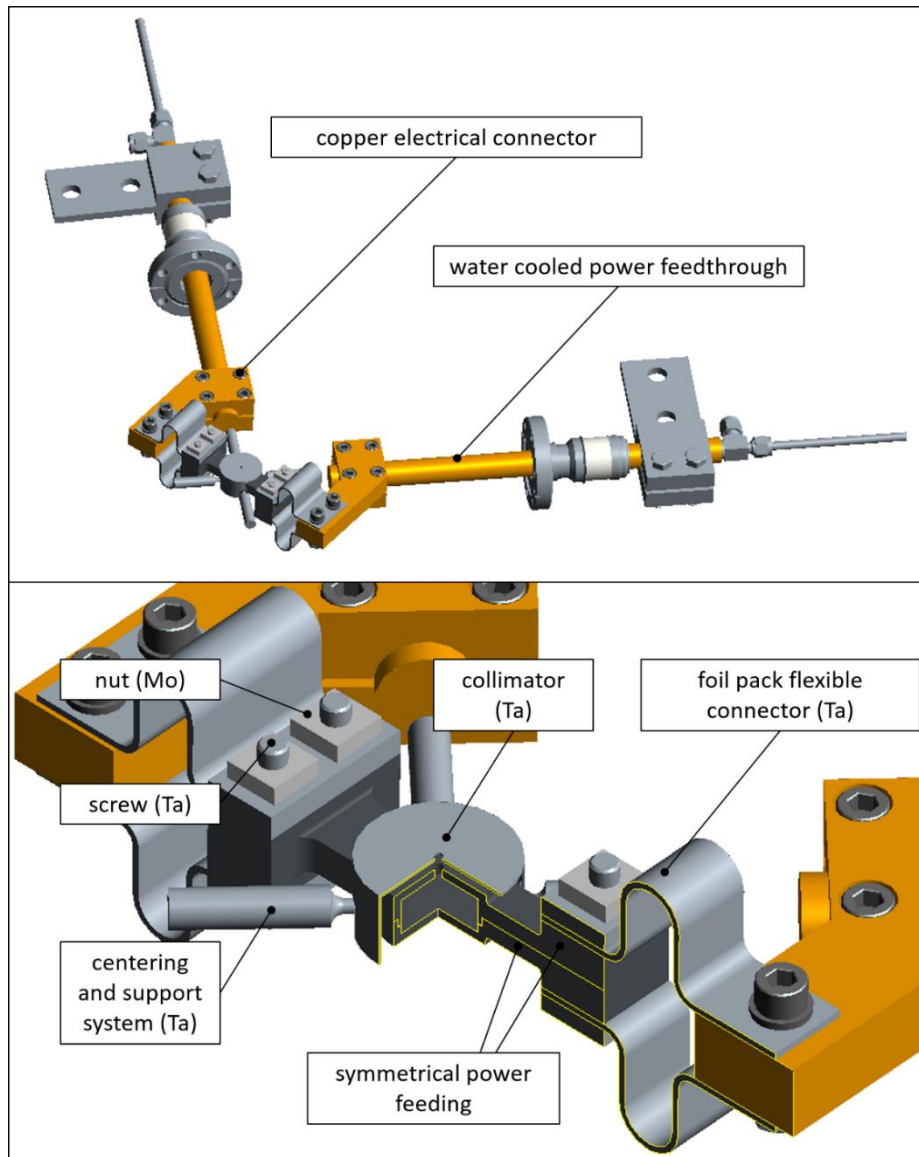


Fig. 6.15 Rappresentazione della nuova configurazione di alimentazione e supporto.

È possibile notare che anche in questo caso si sia mantenuta simmetrica l'alimentazione elettrica della cella. I quattro connettori elettrici sono realizzati da un pacco di 15 fogli in tantalio di spessore 0,1 mm. È stato inoltre abbozzato un sistema di supporto e centraggio della cella, realizzato con dei perni di tantalio di diametro 8 mm la cui parte finale, di diametro 2,8 mm, va ad inserirsi in delle sedi circolari di diametro 3 mm realizzate nella cella. Le due metà della cella sono serrate mediante un collegamento bullonato M6, con viti in tantalio e dadi in molibdeno. La scelta di utilizzare materiali diversi tra vite e dado è stata effettuata per evitare il loro incollaggio: materiali uguali, infatti, tenderebbero maggiormente a saldarsi tra di loro grazie ai processi diffusivi favoriti dalle alte temperature. I fori passanti nella grafite sono realizzati di diametro pari a 8 mm, al fine di evitare il contatto elettrico tra la grafite e le viti, che potrebbe portare ad un eccessivo riscaldamento di queste ultime.

Vale la pena di sottolineare inoltre che in nuovo design del sistema può consentire, senza alcuna modifica della geometria della cella, anche un test di caratterizzazione termica nell'apparato di prova per le alte temperature descritto nel Capitolo 3.

6.4.1 - Analisi elettro-termica

Il nuovo modello numerico è stato costruito partendo dalle stesse basi teoriche e effettuando le stesse semplificazioni descritte nel Capitolo 3. Le condizioni termiche al contorno (pari a 25 °C) sono state imposte ai puntali elettrici raffreddati. Sono state implementate anche le viti di chiusura delle due metà della cella, al fine stimare la temperatura massima raggiunta in esercizio. Si sono considerati anche i puntali in tantalio, al fine di effettuare un'analisi preliminare sul loro riscaldamento in esercizio. Data la loro ridotta superficie di contatto (dovuta al gioco) con la sede realizzata nella grafite non si è considerato il contatto termico conduttivo.

In Fig. 6.16 è mostrato risultato qualitativo dell'analisi FE della soluzione scelta per una corrente di riscaldamento pari a 750 A, corrispondente ad una temperatura massima di circa 2000 °C.

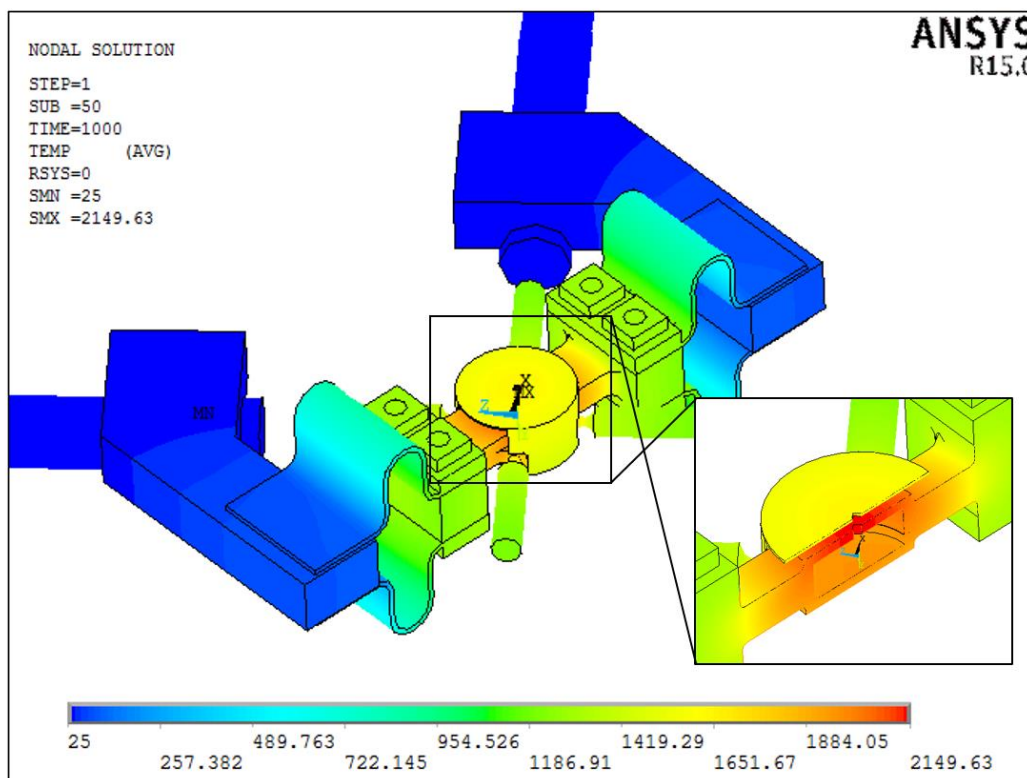


Fig. 6.16 Rappresentazione della distribuzione termica in tutta la cella per una corrente riscaldante pari a 750 A. Le temperature sono espresse in gradi centigradi.

I risultati delle analisi elettro-termiche sono riassunti in Tab. 6.2 e nella Fig. 6.17.

Tab. 6.2 Risultati elettro-termici ottenuti dalla configurazione finale scelta in termini di temperature nodali. T_{max} e T_{min} indicano rispettivamente il valore massimo e minimo rilevati sulla superficie interna mentre $\Delta T_{max,SI}$ ne indica la differenza. $T_{media,base}$ e $\Delta T_{max,base}$ indicano rispettivamente la media e la massima differenza dei valori rilevati sulla sola base.

heating current [A]	T_{max} [°C]	T_{min} [°C]	$\Delta T_{max,SI}$ [°C]	$T_{media,base}$ [°C]	$\Delta T_{max,base}$ [°C]
150	553	542	11	547	5
300	1049	1001	47	1007	12
450	1446	1350	96	1354	14
600	1799	1654	144	1657	13
750	2149	1935	214	1939	10

Dalle analisi numeriche è risultato anche in questo caso che per ogni valore di corrente la temperatura minima rilevata tra i nodi appartenenti alla superficie interna risulta essere sulla base. Osservando la colonna $\Delta T_{max,base}$, nella tabella appena esposta e in Tab. 6.1 è possibile notare come l'uniformità termica sulla base interna della cella di Knudsen sia ulteriormente migliorata rispetto alle analisi iniziali effettuate per l'ottimizzazione degli spessori descritte nei paragrafi precedenti.

Il valore di massima differenza di potenziale registrata ai capi del modello, ottenuta per la massima corrente riscaldante (750 A), è di circa 4,3 V ampiamente inferiore dal limite imponibile dall'alimentatore (10 V).

Viene di seguito rappresentato il diagramma della temperatura media rilevata sui nodi appartenenti alla sola base al variare della corrente riscaldante, utile indicazione della temperatura che assumerà il campione di materiale depositato in esercizio.

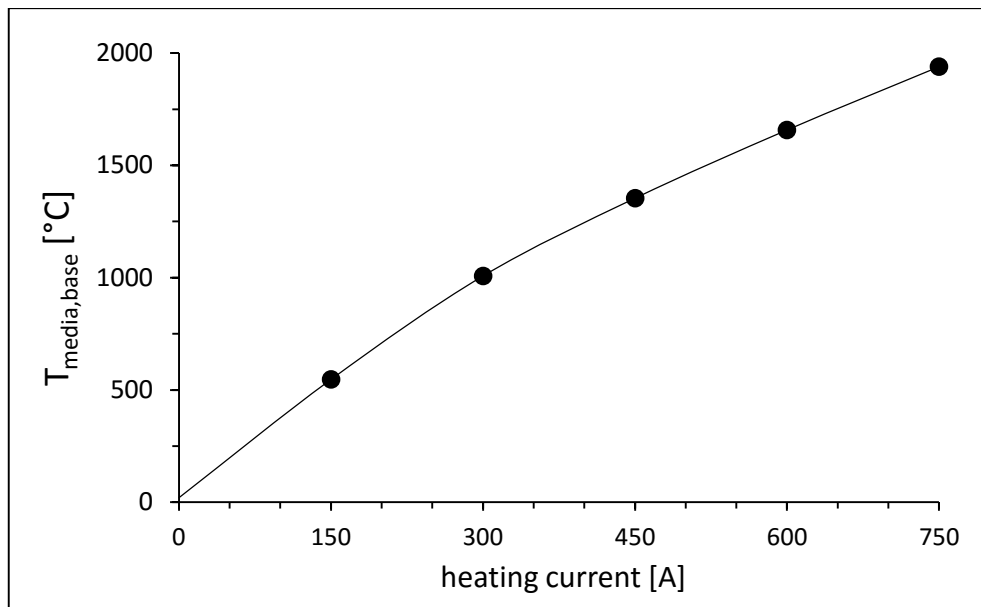


Fig. 6.17 Andamento della temperatura media rilevata tra i nodi della base della cella di Knudsen al variare della corrente riscaldante.

Per una rappresentazione più intuitiva dello stato termico sulle superfici interne della cella, si è diagrammato inoltre l'andamento della temperatura lungo le due *path* rappresentate in Fig. 6.18.

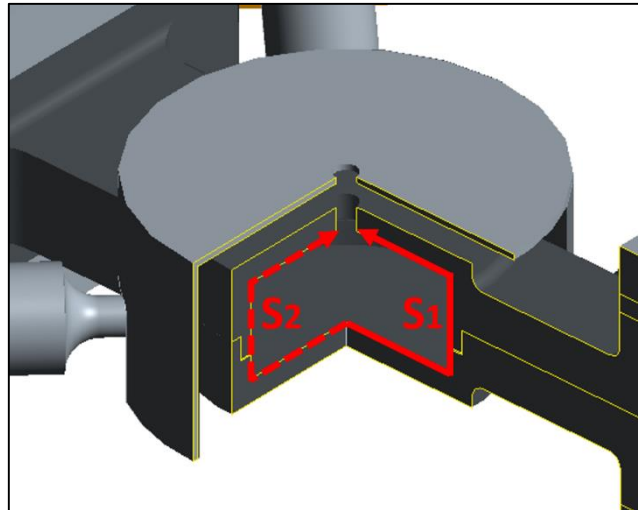


Fig. 6.18 Rappresentazione delle path utilizzate per diagrammare la distribuzione di temperatura all'interno della cella.

Il risultato è mostrato in Fig. 6.19.

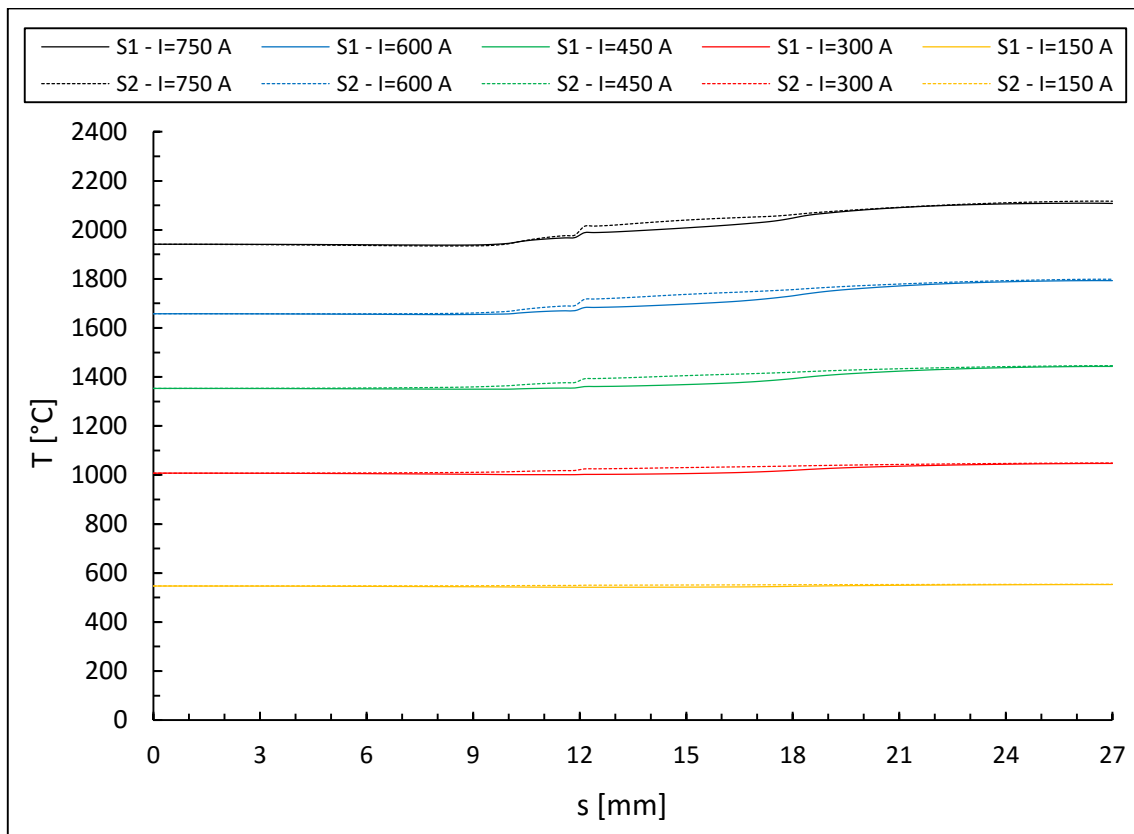


Fig. 6.19 Andamento della temperatura lungo le due path considerate.

6.4.2 - Analisi strutturale

Si è poi passati alla verifica strutturale, al fine di verificare che le dilatazioni termiche non vadano a generare delle tensioni tali da portare a rottura la cella. Il modello è stato costruito secondo le basi teoriche e le modalità già esposte nel paragrafo precedente.

Si considerino ora i connettori elettrici, realizzati da pacchi di 15 fogli di tantalio di spessore 0,1 mm. Come mostrato in Fig. 6.15, essi sono stati modellati in modo approssimato come un unico elemento di spessore 1,5 mm, in quanto un'analisi FE che considera i singoli fogli sarebbe risultata troppo onerosa dal punto di vista computazionale. Risulta tuttavia evidente come nell'analisi strutturale tale approssimazione potrebbe portare ad una condizione di carico non veritiera: un pacco di 15 fogli di spessore 0,1 mm non possiede infatti una rigidità uguale a quella di un unico elemento di spessore 1,5 mm (vedi Fig. 6.20). Per una stima della rigidità equivalente nella direzione di carico dei connettori in tantalio formati da un pacco di fogli si è dovuto quindi operare in questo modo. Si parte innanzitutto schematizzando i connettori come delle molle aventi comportamento lineare elastico e assumendo che la rigidità di un foglio di tantalio sia 15 volte inferiore rispetto a quella di un pacco di 15 fogli: ovvero che i fogli si comportino come delle molle perfettamente in parallelo. Prendendo come riferimento Fig. 6.20, ciò equivale a dire che $K' = K/15$. Quindi se al pacco di fogli viene applicata una forza F si avrà uno spostamento $f = F/K$, mentre se tale forza è applicata ad un singolo foglio si avrà $f' = F/K' = 15 F/K = 15 f$. Equivalentemente, se si applica al singolo foglio la forza $F' = F/15$ si avrà uno spostamento $f' = F/K = f$.

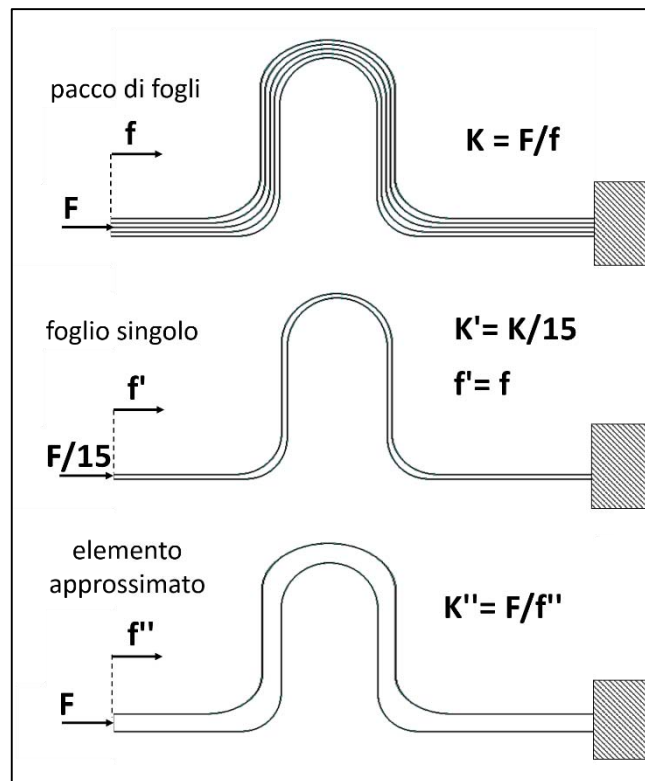


Fig. 6.20 Differenza tra le rigidità di un pacco di fogli, di un foglio singolo e dell'elemento approssimato utilizzato per le analisi FE.

Dalle ipotesi fatte, per conoscere il rapporto tra la rigidità del connettore nel caso reale (pacco di fogli) e dell'elemento approssimato (formato da un unico elemento) si possono considerare le seguenti relazioni:

$$\frac{K''}{K} = \frac{F''}{f''} \cdot \frac{f}{F} = \frac{f}{f''} = \frac{f'}{f''}$$

La rigidità dell'elemento approssimato sarà quindi maggiore di quella dell'elemento reale di un fattore f'/f'' . Per il calcolo di tale fattore si sono creati due modelli strutturali piani e lineare elastici (utilizzando elementi PLANE182) di spessori rispettivamente 1,5 e 0,1 mm e si sono poi imposti i vincoli agli spostamenti e le forze come rappresentato in Fig. 6.21. Come precedentemente illustrato, per il modello di spessore 0,1 mm (rappresentante un singolo foglio) si è imposta una forza 15 volte minore rispetto al modello di spessore 1,5 mm (rappresentante l'elemento approssimato).

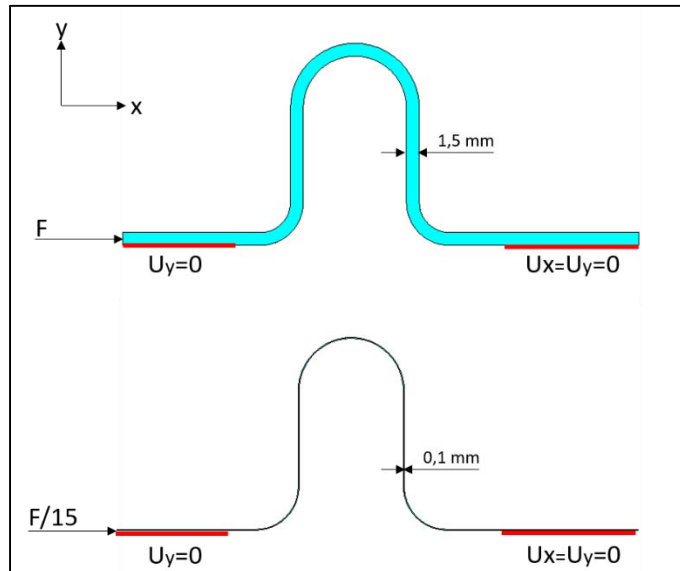


Fig. 6.21 Rappresentazione schematica dei modelli utilizzati per stimare la rigidità del connettore elettrico formato da un pacco di fogli di tantalio.

È stato successivamente calcolato il rapporto tra lo spostamento risultante in corrispondenza del punto di applicazione della forza ottenuto nei due diversi casi ($f'/f'' = K''/K$), risultato essere circa pari a 200. L'implementazione nel modello FE di tale risultato è stata effettuata imponendo al materiale costituente i connettori elettrici un modulo di Young fittizio, pari al valore vero del tantalio diviso per $f'/f'' = 200$. Ovviamente il procedimento descritto è affetto da delle approssimazioni: in particolare non si sono considerati i fenomeni di taglio dovuti ad attrito e le inevitabili saldature che si formeranno tra i vari fogli durante il funzionamento.

Nell'analisi strutturale non si sono considerati i puntali di centraggio in quanto si è supposto che, dato il gioco di accoppiamento con la cella, essi diano una reazione trascurabile alla dilatazione termica. Si sono considerati i carichi termici derivanti dall'analisi elettro-termica ottenuta per una corrente riscaldante pari a 750 A, tale da portare la cella ad una temperatura massima vicina ai 2000 °C. In Fig. 6.22 è mostrato il modello FE utilizzato.

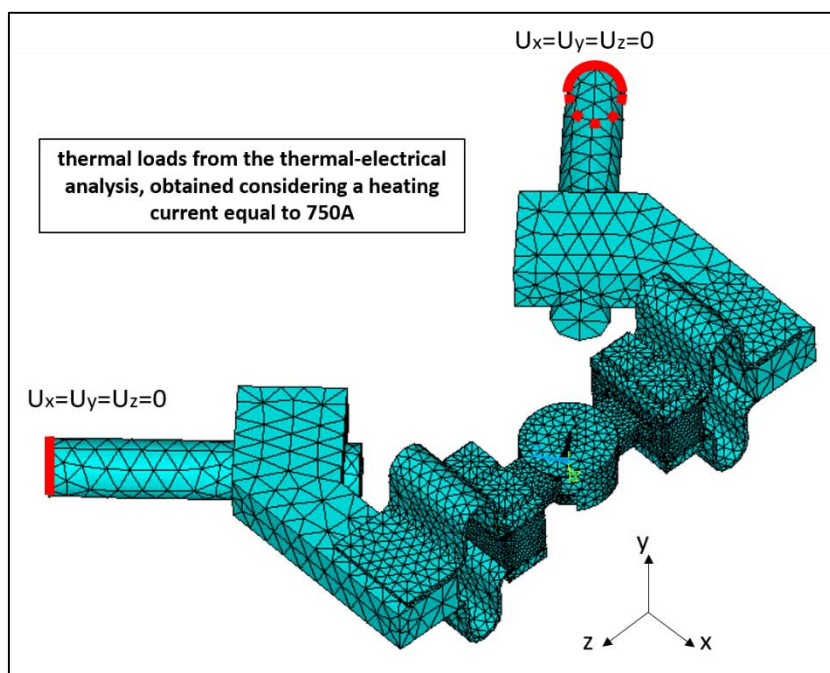


Fig. 6.22 Rappresentazione del modello numerico utilizzato per le analisi strutturali.

Anche in questo caso per la verifica strutturale si è considerato il criterio di Guest, in quanto il più conservativo e quindi particolarmente adatto per materiali fragili come la grafite. I risultati sono esposti in Fig. 6.23.

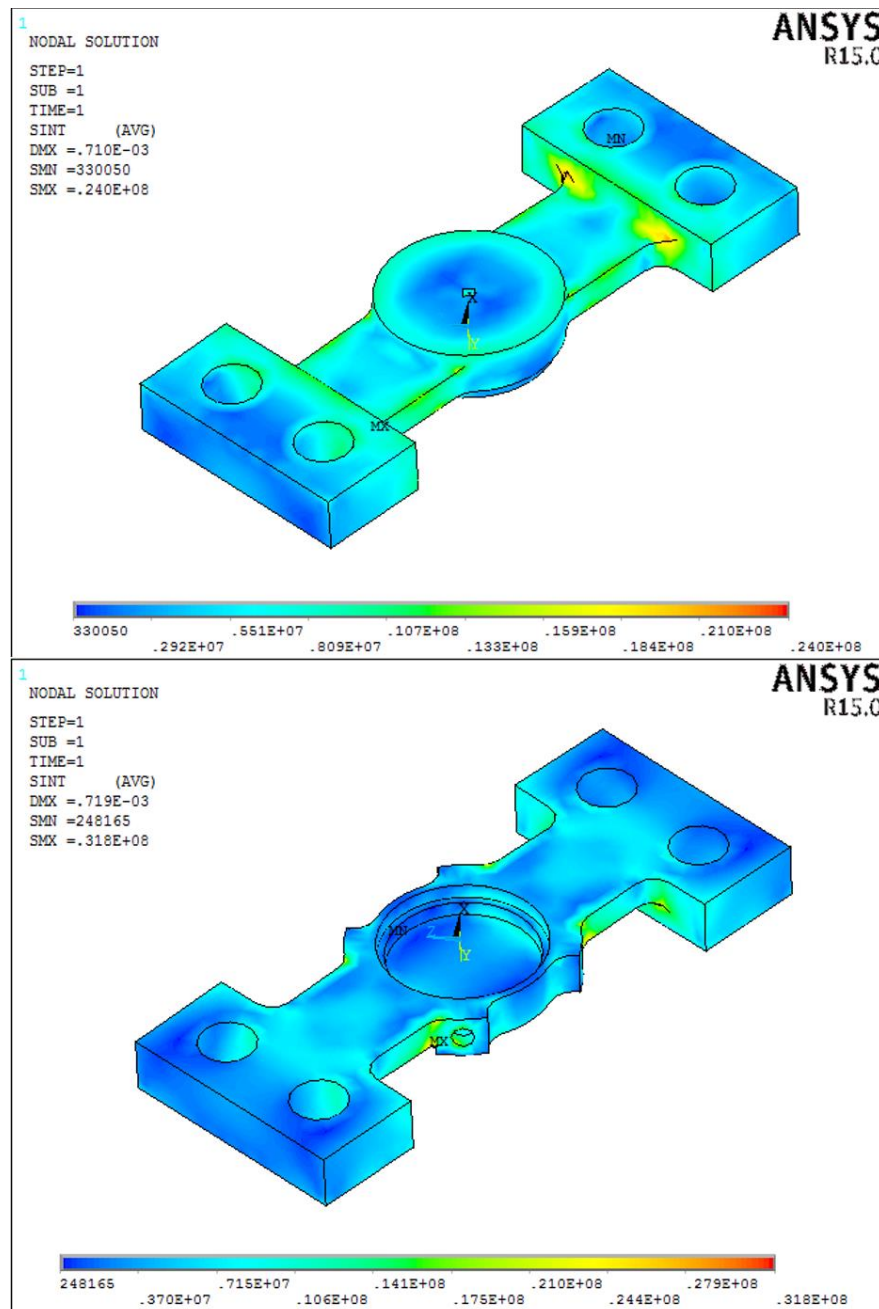


Fig. 6.23 Risultati numerici strutturali in termini di tensione ideale di Guest per entrambe le metà della di Knudsen. Le tensioni sono espresse in pascal.

Come è possibile notare che la tensione massima ideale di Guest si registra nella parte inferiore della cella, dove si ha $\sigma_{id,Guest} = 31,8 \text{ MPa}$. Il punto di massima tensione si trova a circa $1800 \text{ }^\circ\text{C}$ e, per tali temperature (vedi Fig. 6.7), $\sigma_r \approx 75 \text{ MPa}$. Si ha quindi:

$$\sigma_{id,Guest} = 31,8 \text{ MPa} < \sigma_r \approx 75 \text{ MPa}$$

La cella risulta quindi verificata. Il coefficiente di sicurezza a rottura vale $v_G = \sigma_r / \sigma_{id,Guest} \approx 2,5$.

Conclusa la progettazione, la cella di Knudsen è stata realizzata: il risultato è rappresentato in Fig. 6.24.

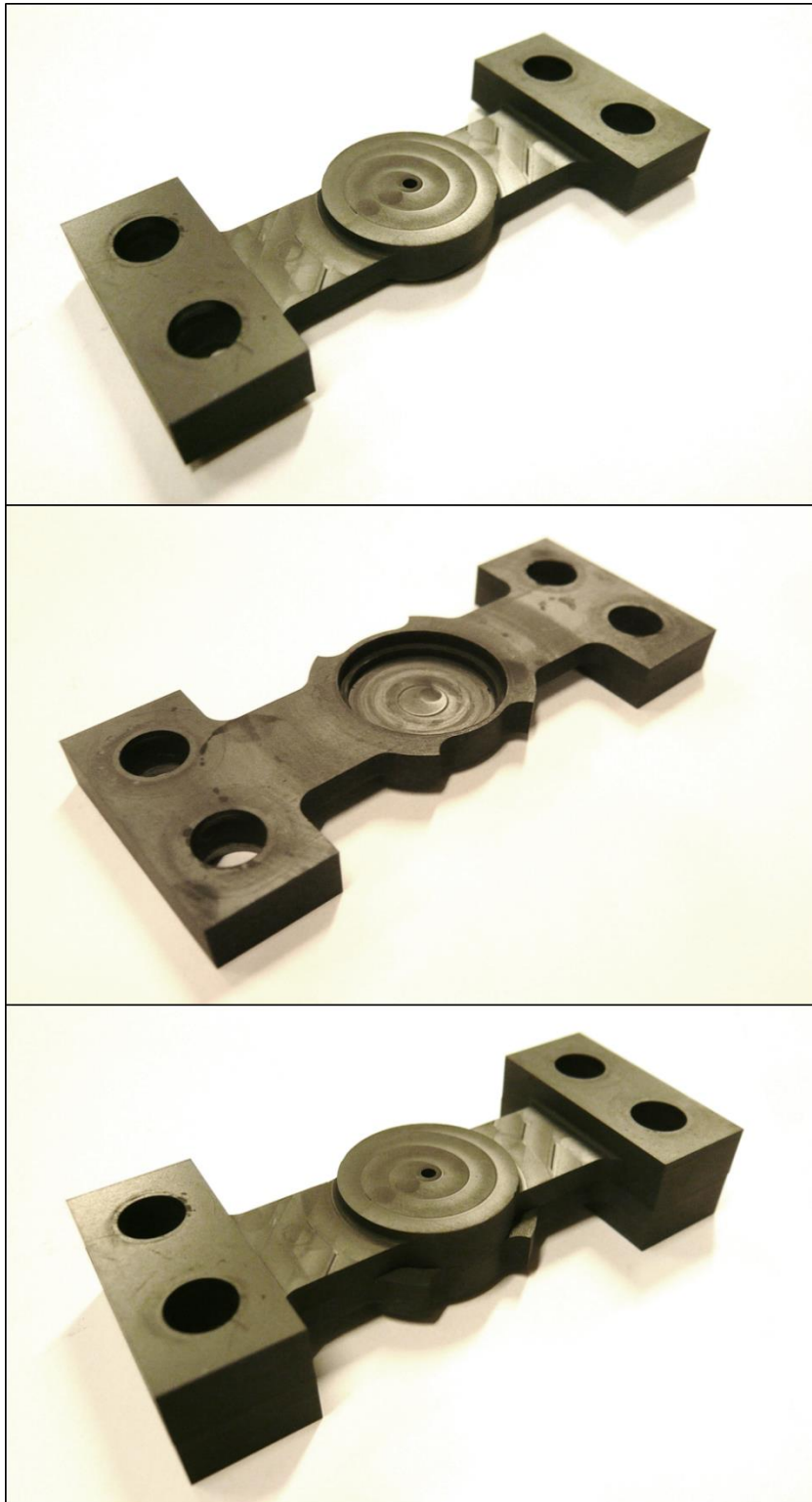


Fig. 6.24 Cella di Knudsen realizzata.

Per motivi di tempo non è stato tuttavia possibile effettuare il test di caratterizzazione termica, necessario sia per la validazione del modello numerico che per la verifica delle caratteristiche del materiale.

6.5 - Conclusioni e sviluppi futuri

In questo capitolo sono state espone le fasi di progettazione di una cella di Knudsen che verrà utilizzata per l'effusione controllata di atomi di una determinata specie chimica per dei test di caratterizzazione di laser risonanti. Sono state inizialmente espone le caratteristiche dell'impianto in cui la cella di Knudsen sarà inserita ed il principio di funzionamento di quest'ultima. Successivamente, ipotizzando un test di caratterizzazione termica, si è studiata una prima architettura della cella al fine di poter costruire un modello numerico adatto per la sua ottimizzazione, effettuata al fine di ottenere la massima uniformità termica delle pareti interne. In quanto questa prima soluzione non è risultata verificata dal punto di vista strutturale, si sono modificati i connettori elettrici rendendoli flessibili, in modo da permettere le dilatazioni longitudinali della cella. La nuova soluzione adottata è stata analizzata in dettaglio dal punto di vista termo-elettrico ed è stata inoltre verificata dal punto di vista strutturale.

Al termine di questo lavoro rimangono comunque molti punti in sospeso, che saranno portati avanti in successivi lavori di tesi. In particolare saranno necessari:

- test di caratterizzazione termica, sia per la validazione del modello numerico che per la verifica delle caratteristiche del materiale;
- progetto di dettaglio il sistema di supporto e centraggio della cella, prevedendo delle regolazioni sia in altezza che nel piano, al fine di ottenere il suo corretto posizionamento;
- progetto del sistema di supporto e movimentazione del collimatore in tantalio;
- analisi numeriche termiche dell'intera camera, al fine di analizzare la temperatura raggiunta da ogni componente, permettendo quindi un'oculata scelta dei materiali;
- implementazione e test nella camera TOF.

Conclusioni

Il presente lavoro di tesi si è incentrato sullo studio, sviluppo e ottimizzazione della sorgente di ionizzazione superficiale e laser. Dopo un'introduzione dettagliata sull'architettura della sorgente, condivisa per entrambi i meccanismi di ionizzazione, sono stati presentati i principi fisici che stanno alla base del suo funzionamento. Si è posta particolare attenzione alle basi teoriche necessarie per effettuare le misure sperimentali e per la trattazione dei relativi risultati. In particolare ci si è soffermati sulle principali teorie che tentano di giustificare le inevitabili discrepanze tra i risultati di efficienza di ionizzazione teorici e sperimentali e si sono esposti i possibili metodi per la riduzione dei contaminanti ionizzati superficialmente nel caso di ionizzazione laser.

Mediante il software Ansys® si è poi costruito un modello numerico che permette di conoscere le condizioni di temperatura dell'intera sorgente in esercizio: la temperatura è infatti il parametro che più influenza le prestazioni del dispositivo, in particolare per quanto riguarda l'efficienza di ionizzazione e di trasporto. Mediante l'utilizzo di un apposito apparato di test, il modello numerico è stato poi validato sperimentalmente in un intervallo di temperature compreso tra i 1100 e i 2200 °C, ottenendo degli errori sui risultati inferiori al 3 %.

Si è poi ottimizzata la tecnica *mass-marker*, utilizzata per iniettare isotopi stabili a livello del *target* e della sorgente di ionizzazione al fine di effettuare una taratura dei sistemi di diagnostica ed ottica di fascio e per la caratterizzare in termini di efficienza ed emittanza le sorgenti di ionizzazione. Un *mass-marker* consiste in una quantità calibrata di atomi inserita in un apposito riscaldatore tubolare, chiamato *oven*, e fatta diffondere verso la sorgente di ionizzazione. Mediante la costruzione di un modello numerico dedicato e l'utilizzo di un apposito software per lo studio della sublimazione e decomposizione di un generico composto è stato possibile determinare la posizione ottimale di inserimento del *mass-marker*, tale da massimizzare il controllo sul processo di diffusione. Sono state inoltre descritte le fasi di progettazione, realizzazione e test di un apparato di purificazione ad alta temperatura degli *oven*.

Successivamente, dopo una descrizione dell'apparato *front end*, utilizzato per i test di caratterizzazione della sorgente di ionizzazione superficiale in termini di efficienza di ionizzazione ed emittanza, sono stati presentati i risultati dei test sperimentali effettuati. Le misure di efficienza di ionizzazione superficiale per Cs, Rb, Ba e Sr, hanno portato a dei risultati rispettivamente del 42 %, 53 %, 59 % e 18 %. Tali valori sono stati poi confrontati con le relazioni teoriche esposte in precedenza. Si è potuto inoltre verificare come la composizione del sale costituente il *mass-marker* e la soluzione utilizzata non influiscano in modo sensibile sul risultato finale. Si sono poi esposti i risultati di efficienza di ionizzazione ottenuti invertendo la polarità del circuito riscaldante, al fine di effettuare uno studio preliminare sulla riduzione dei contaminanti ionizzati superficialmente nella RILIS. Si è mostrato come i test condotti in questo modo portino una riduzione dell'efficienza di ionizzazione superficiale pari al 70%. Sono stati inoltre presentati i risultati relativi alle misure di emittanza per la sorgente di ionizzazione superficiale al variare della sua distanza dall'elettrodo estrattore. Il valore dell'emittanza di fascio è risultato essere basso ed in particolare vicino all'unità e ciò implica che, come si riscontra nella realtà, il fascio generato dalla sorgente di ionizzazione superficiale sia facile da gestire.

In quanto le sorgenti di ionizzazione superficiale e laser del progetto SPES condivideranno la stessa architettura, al fine di studiare in modo completo il dispositivo è necessario poter caratterizzare in dettaglio il fenomeno della ionizzazione mediante laser risonanti (RLI). A tal proposito è in via di sviluppo una camera *Time Of Flight*, che servirà per testare il rendimento dei fasci laser che verranno utilizzati in futuro per la ionizzazione selettiva dei radioisotopi fuoriuscenti dal *target*. Per il funzionamento di tale apparato si rende necessario uno strumento che metta a disposizione mediante effusione controllata un numero noto di atomi da ionizzare: tale funzione verrà assolta da una cella di Knudsen. Per

questo motivo si è proceduto alla progettazione di tale dispositivo, considerando che, per massimizzare il controllo sull'effusione degli atomi della specie desiderata è necessario che la temperatura della cella sia il più uniforme possibile. Per questo motivo, partendo da determinati vincoli di progettazione, si è impostato un processo di ottimizzazione numerica mediante la costruzione di un modello dedicato. Una volta determinata la configurazione definitiva, tale da massimizzare l'uniformità termica all'interno della cella di Knudsen, si è effettuata l'analisi strutturale al fine di verificare che le dilatazioni termiche dovute alle alte temperature non portassero a rottura il componente.

Appendice A

Analisi elettrostatiche della sorgente di ionizzazione superficiale e laser del progetto SPES e simulazione del processo di estrazione mediante l'utilizzo di *Ansys® Particle Tracing*

In questa appendice verranno inizialmente presentati i risultati delle analisi elettrostatiche della sorgente superficiale e laser del progetto SPES e del relativo sistema di estrazione. Verranno esposti inoltre i risultati di uno studio preliminare effettuato mediante l'utilizzo di *Ansys® Particle Tracing*, volto alla determinazione del comportamento degli ioni e degli elettroni (emessi per effetto termoionico) durante il processo di estrazione. Per ogni tipologia analisi è stata inoltre considerata la configurazione della sorgente con inversione della polarità del circuito riscaldante, per lo studio sulla soppressione dei contaminanti nel caso di utilizzo della sorgente per la produzione di fasci ionizzati impiegando laser risonanti.

Per una descrizione dettagliata sulle basi teoriche dei fenomeni analizzati e sulla metodologia di costruzione dei modelli numerici si faccia riferimento a ref. [39].

A.1 - Analisi elettrostatiche della sorgente di ionizzazione superficiale e laser del progetto SPES

Per la creazione del modello elettrostatico si è fatto innanzitutto riferimento alla geometria reale del sistema sorgente/estrazione, rappresentato in Fig. 5.3.

Si sono dovute ovviamente effettuare delle semplificazioni sul modello, al fine di ridurre il più possibile i tempi di calcolo. La principale semplificazione è stata quella di non considerare la *transfer line* presupponendo quindi che gli ioni vadano a formarsi principalmente all'interno della *hot-cavity*.

Gli elementi che vengono costruiti sono quindi: il volume costituente la *hot cavity*, il volume interno all'elettrodo estrattore ed il volume vuoto della camera. La geometria è stata costruita per punti collegati da linee, che vanno poi a formare delle aree di rivoluzione. I volumi sono stati ottenuti per rivoluzione delle aree attorno all'asse Y. Le aree sono state a loro volta divise per creare l'area che dovrà essere ricoperta con elementi di piccola taglia, necessari per il *particle tracing*.

La geometria è stata modellata tridimensionalmente, condizione necessaria per lo studio del moto delle particelle mediante il *Particle tracing* di *Ansys®*.

Per l'esecuzione delle analisi elettrostatiche si utilizzerà l'elemento SOLID123 (*3-D 10-Node Tetrahedral Electrostatic Solid*), un elemento di forma tetraedrica a dieci nodi, ciascuno avente come unico grado di libertà il potenziale elettrico.

Le condizioni di potenziale elettrico al contorno sono state imposte nel seguente modo (vedi Fig. A.1):

- a tutte le superfici dell'elettrodo estrattore è stata imposta un potenziale pari a -25000 V;
- a tutte le superfici rappresentanti la camera di estrazione e al piatto posteriore della sorgente di ionizzazione è stato imposto un potenziale pari a 0 V;

- alle superfici della *hot-cavity* è stato imposto un potenziale linearmente crescente secondo quanto ricavato dalle analisi elettro-termiche descritte nel Capitolo 3 (vedi Fig. 3.10). Nel caso invece di analisi per polarità invertita del circuito riscaldante tale distribuzione è stata imposta negativa e linearmente decrescente.

Il risultato è mostrato in Fig. A.1.

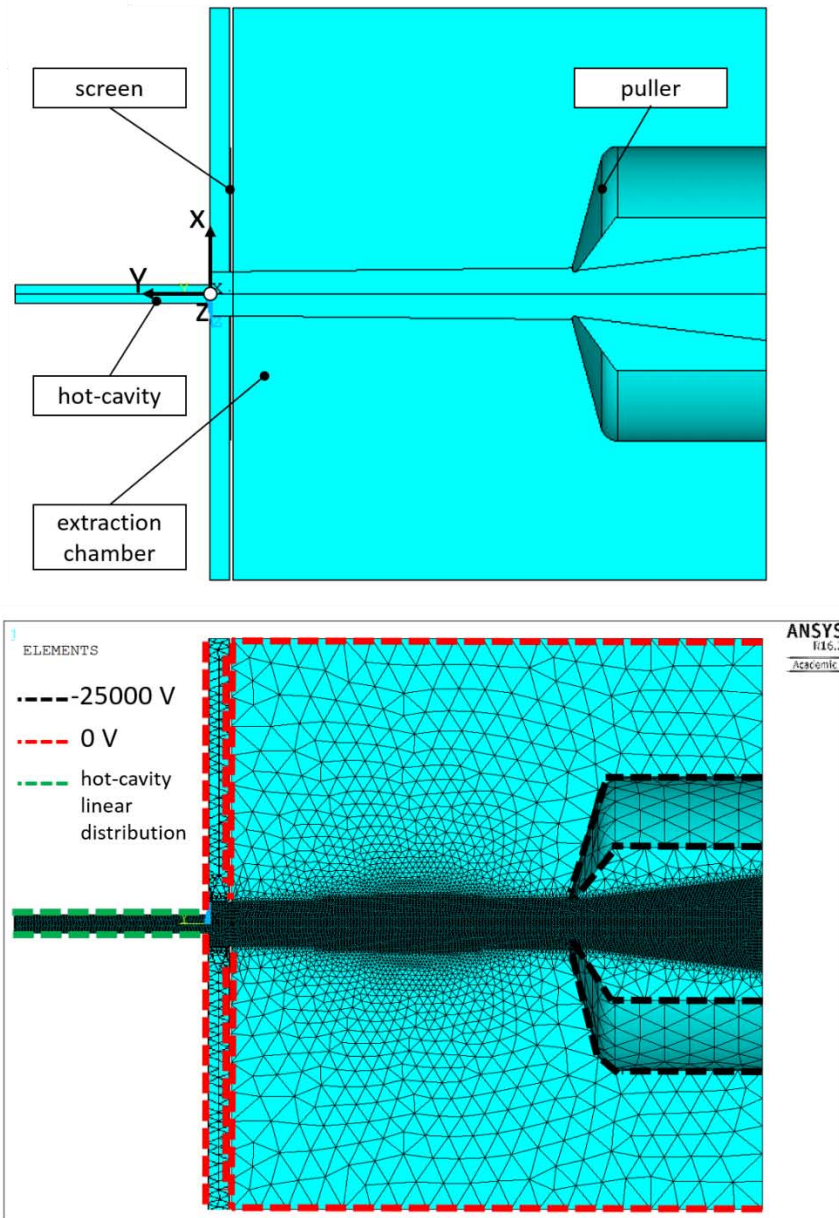


Fig. A.1 Rappresentazione degli elementi semplificati e del modello numerico utilizzato per l'analisi elettrostatica.

In ref. [39] si è dimostrato come la dimensione degli elementi della zona centrale della *mesh*, rappresentante la zona di passaggio del fascio di ioni, influenzi pesantemente i risultati del *particle tracing* di Ansys®. Per questo motivo non è stata effettuata un'analisi di convergenza della *mesh*: si è utilizzata più semplicemente la minima dimensione di elemento (in questo caso 0,3 mm) tale da permettere la soluzione del modello FE. Ulteriori infittimenti della *mesh* si sono rivelati troppo onerosi dal punto di vista computazionale.

A.1.1 - Analisi elettrostatiche con polarità diretta del circuito riscaldante

In Fig. A.2 sono rappresentati i risultati qualitativi dell'andamento del potenziale elettrostatico nella camera di estrazione.

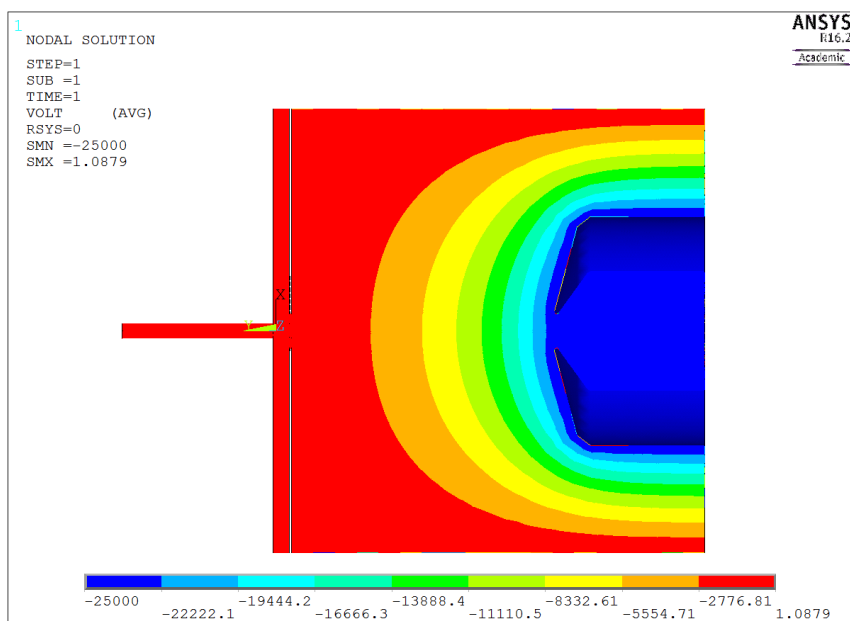


Fig. A.2 Rappresentazione della distribuzione del potenziale elettrostatico nel caso di polarità diretta del circuito riscaldante. I valori sono espressi in volt.

Al fine di ottenere una migliore rappresentazione del potenziale elettrostatico in corrispondenza del foro di estrazione della *hot-cavity*, in Fig. A.3 i risultati sono presentati di nuovo effettuando un ingrandimento e cambiando opportunamente la scala dei risultati.

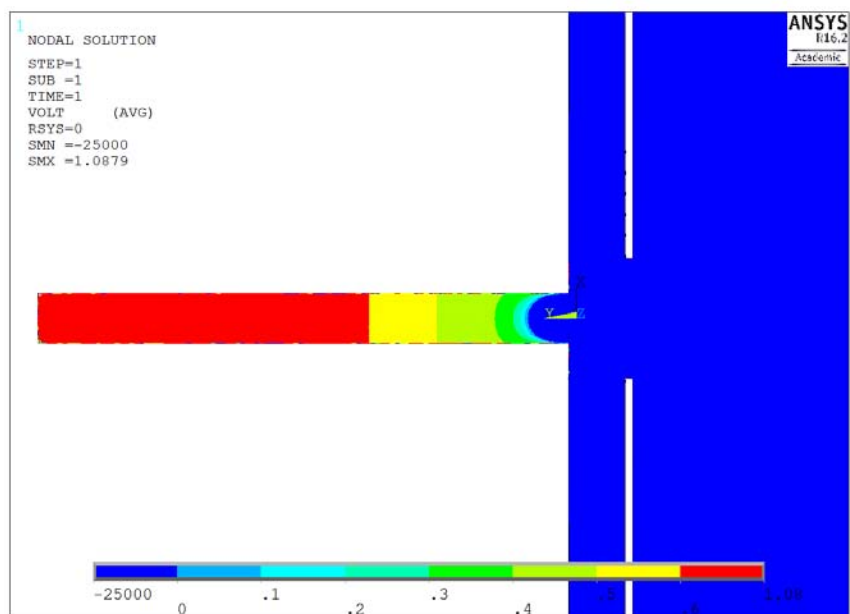


Fig. A.3 Rappresentazione in prossimità della *hot-cavity* del potenziale elettrostatico nel caso di polarità diretta del circuito riscaldante. I valori sono espressi in volt.

È possibile notare come il campo elettrico generato dall'estrattore penetri all'interno della *hot-cavity*. Come spiegato nel paragrafo 2.6.5 ciò può influire sulle prestazioni della sorgente: gli elettroni emessi

per effetto termoionico possono infatti risentire della penetrazione del campo elettrostatico all'interno del volume della cavità, accelerando e acquisendo sufficiente energia per ionizzare tramite impatto elettronico anche atomi con potenziali di ionizzazione relativamente elevati. Il fenomeno verrà analizzato più nel dettaglio mediante l'utilizzo del *particle tracing*.

Al fine di rappresentare più nel dettaglio la penetrazione del campo elettrostatico generata dall'elettrodo estrattore, in Fig. A.4 sono rappresentati l'andamento del potenziale elettrostatico lungo l'asse della *hot-cavity* e l'andamento del potenziale elettrico imposto lungo le sue pareti.

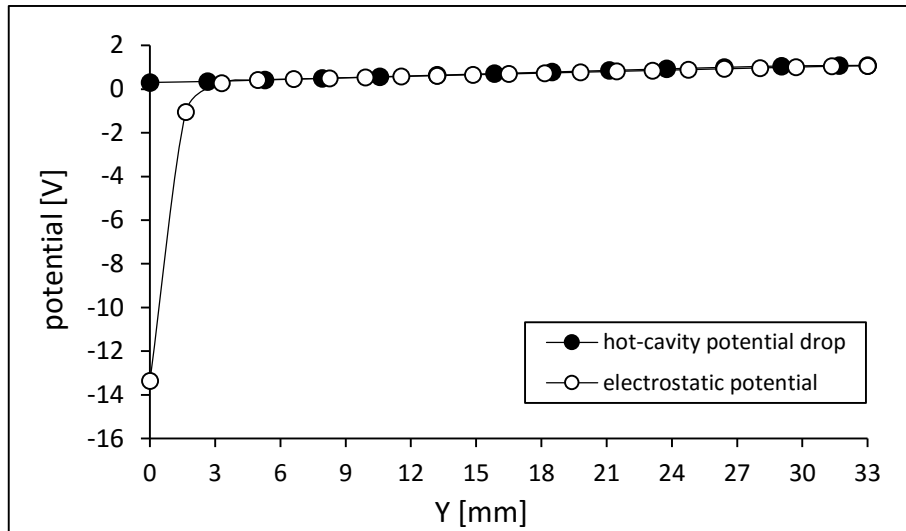


Fig. A.4 Distribuzione del potenziale elettrostatico lungo l'asse della *hot-cavity* e del potenziale elettrico imposto lungo le sue pareti nel caso di polarità diretta del circuito riscaldante.

A.1.2 - Analisi elettrostatiche con inversione della polarità del circuito riscaldante

Data la scala dei risultati, i risultati qualitativi dell'intero sistema di estrazione sono del tutto simili a quanto esposto in Fig. A.2. Al fine di ottenere invece una migliore rappresentazione del potenziale elettrostatico in corrispondenza del foro di estrazione della *hot-cavity*, in Fig. A.5 i risultati sono presentati effettuando un ingrandimento e cambiando opportunamente la scala dei risultati.

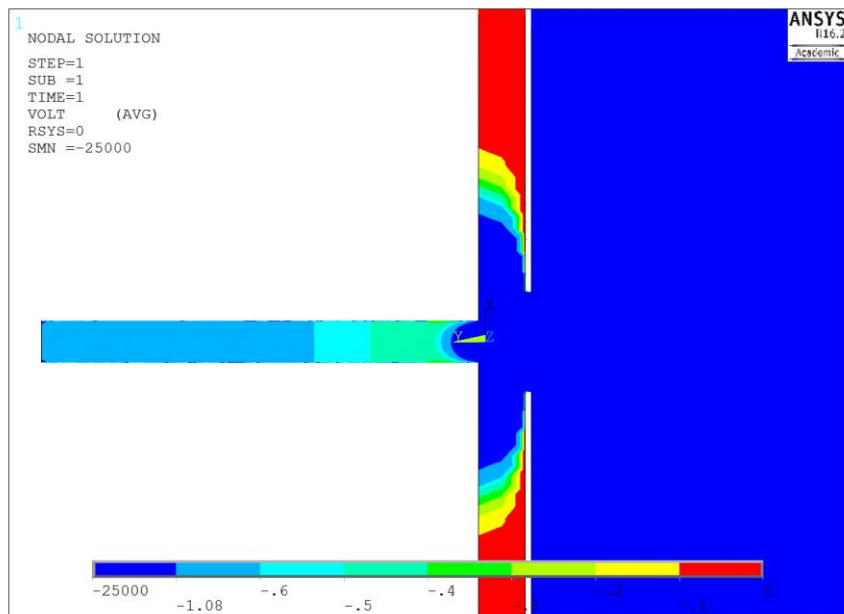


Fig. A.5 Rappresentazione in prossimità della *hot-cavity* del potenziale elettrostatico nel caso di polarità invertita del circuito riscaldante. I valori sono espressi in volt.

Anche in questo caso è possibile notare come il campo elettrostatico generato dall'elettrodo estrattore penetri all'interno della *hot-cavity*. Come già esposto nel Capitolo 2 la penetrazione del campo è di fondamentale importanza per l'estrazione degli ioni. In caso di polarità invertita (potenziale elettrico crescente verso l'uscita della sorgente di ionizzazione) uno ione verrà estratto solo se si trova nella parte terminale della cavità, in cui penetra il campo elettrico generato dell'elettrodo estrattore. Il fenomeno verrà analizzato in modo più accurato mediante l'utilizzo del *particle tracing*.

Al fine di rappresentare più nel dettaglio la penetrazione del campo elettrostatico generata dall'elettrodo estrattore, in Fig. A.6 sono rappresentati l'andamento del potenziale elettrostatico lungo l'asse della *hot-cavity* e l'andamento del potenziale elettrico imposto lungo le sue pareti.

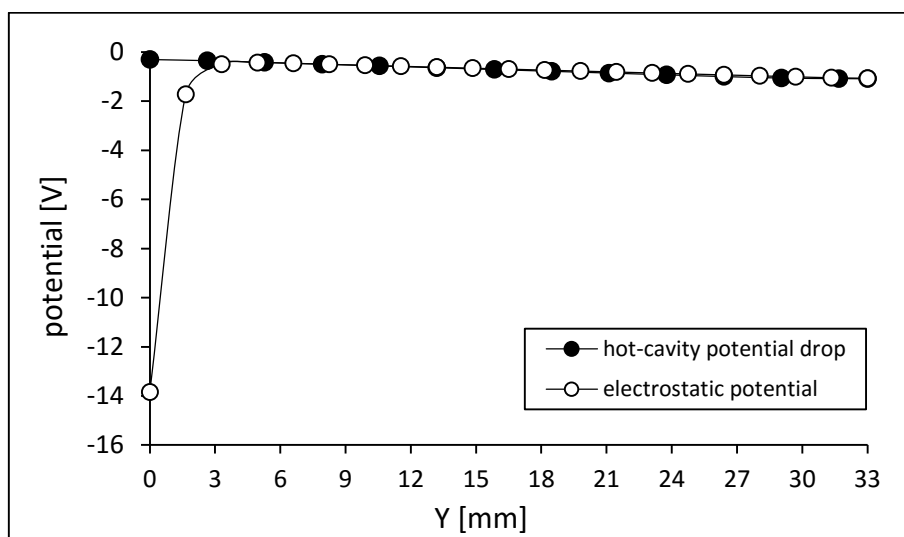


Fig. A.6 Distribuzione del potenziale elettrostatico lungo l'asse della *hot-cavity* e del potenziale elettrico imposto lungo le sue pareti nel caso di polarità invertita del circuito riscaldante.

A.2 - Simulazione del processo di estrazione mediante l'utilizzo di Ansys® Particle Tracing

A.2.1 - Risultati ottenuti per polarità diretta del circuito riscaldante

Per il *post processing* gli ioni sono stati generati lungo la *hot-cavity* secondo la distribuzione rappresentata in Fig. A.7. In particolare si sono generate lungo la *hot-cavity* 253 sezioni trasversali, ciascuna delle quali costruita secondo una griglia equispaziata di passo pari a 0,13 mm. Si è ipotizzata la generazione di ioni di cesio aventi quindi carica $q=1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$ e massa $m=2,219 \times 10^{-25} \text{ Kg}$.

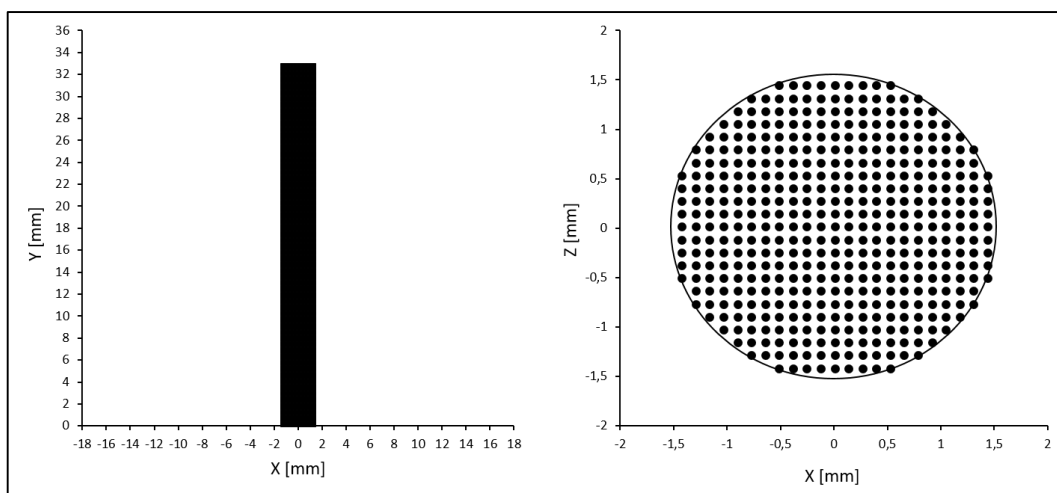


Fig. A.7 Distribuzione delle particelle generata per il *particle tracing* di Ansys®.

I risultati rilevati nella sezione di diagnostica posta sul fondo dell'elettrodo estrattore sono di seguito esposti.

- L'efficienza di estrazione, definita come rapporto tra gli ioni generati e quelli rilevati sulla sezione di diagnostica è risultata essere pari al 86,4 %.
- L'emittanza RMS è risultata essere pari a 0,49 mm mrad.

Si nota che l'emittanza risulta piuttosto bassa, meno della metà di quella ricavata sperimentalmente, uguale invece a circa 1,25 mm mrad. Ciò può essere dovuto a:

- semplificazioni troppo pesanti del modello considerato;
- *mesh* non sufficientemente fitta in prossimità della zona di passaggio del fascio di ioni;
- errata scelta della distribuzione degli ioni lungo la *hot-cavity*.

Risulta evidente come tali parametri siano meritevoli di attenzione e dovrebbero essere analizzati più nel dettaglio.

In Fig. A.8 le particelle generate con il modello numerico sono rappresentate nello spazio delle fasi. In rosso è rappresentata l'ellisse di emittanza RMS.

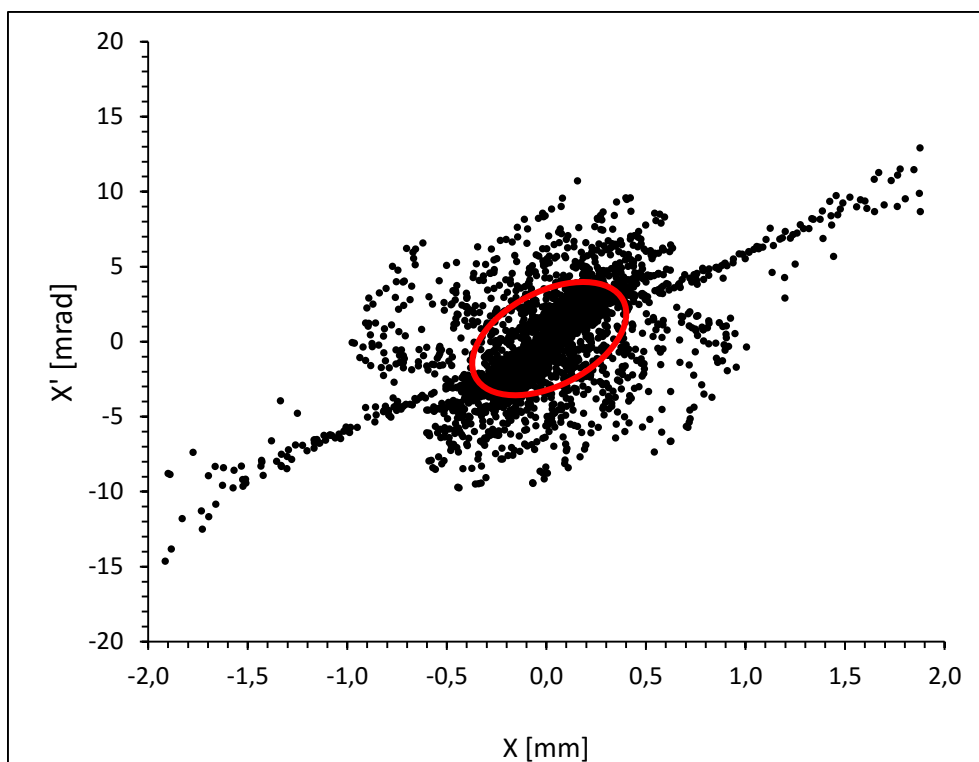


Fig. A.8 Rappresentazione nello spazio delle fasi degli ioni rilevati nella sezione di diagnostica e dell'ellisse di emittanza RMS.

A.2.2 - Risultati ottenuti per polarità invertita del circuito riscaldante

Per il *post processing* gli ioni sono stati generati secondo la stessa distribuzione descritta nel paragrafo precedente.

Per lo studio sulla riduzione dei contaminanti ionizzati superficialmente nella RILIS si è considerata solo l'efficienza di estrazione degli ioni, risultata essere pari al 12,3 %.

Rispetto alle simulazioni ottenute con una polarità diretta del circuito riscaldante, per le quali si è ottenuta un valore pari all'86 %, l'efficienza di estrazione risulta diminuita di circa l'85 %.

Come esposto nel Capitolo 5 invece, sperimentalmente si è riscontrato che l'efficienza (prodotto delle efficienze di ionizzazione, trasporto ed estrazione) è risultata essere per test effettuati a polarità diretta e invertita rispettivamente pari al 43,8 % e 12,3 %, con una riduzione percentuale dovuta all'inversione pari a circa il 70 %.

In Fig. A.9 è rappresentata la posizione iniziale degli ioni estratti ed arrivati in diagnostica. Come si può notare nel modello numerico sono estratti solo gli ioni che si trovano nell'ultima porzione di *hot-cavity*, di lunghezza circa pari a 5 mm. Ciò può dare delle utili indicazioni sul volume di interazione "utile"

(che permette cioè l'estrazione degli ioni formati) di un fascio laser ionizzante che penetra nella sorgente di ionizzazione nel caso di polarità invertita del circuito riscaldante.

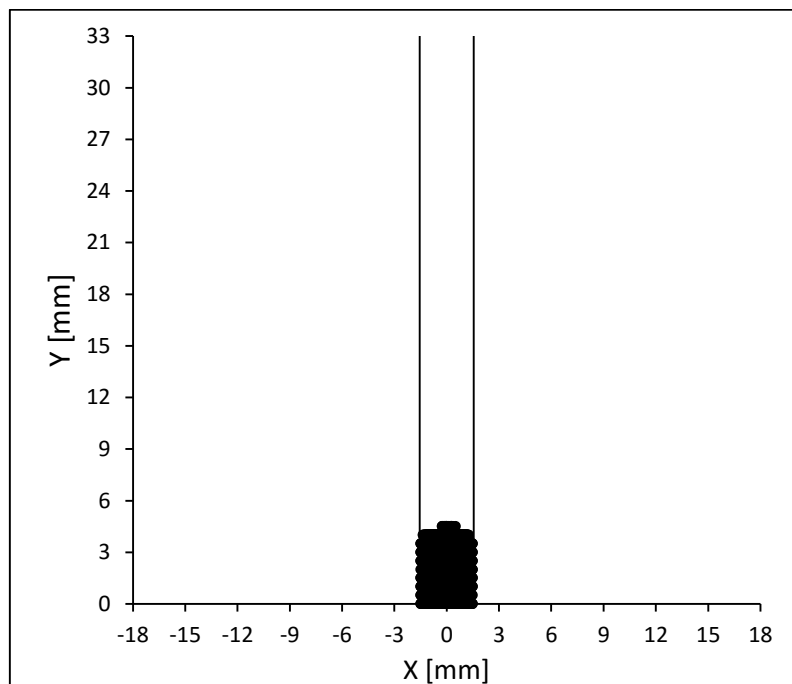


Fig. A.9 Rappresentazione della posizione iniziale degli ioni estratti ed arrivati in diagnostica. Le linee verticali rappresentano le pareti della hot-cavity.

A.2.3 - Risultati ottenuti per gli elettroni emessi per effetto termoionico

Al fine di studiare l'energia che gli elettroni emessi per effetto termoionico possono acquisire per effetto dell'accelerazione dovuta alla penetrazione del campo elettrostatico generato dal *puller* si sono generati un certo numero di elettroni secondo una griglia spaziata uniformemente di 0,1 mm, come indicato in Fig. A.10. Si noti che sono stati generati elettroni solo fino a 10 mm internamente alla *hot-cavity* in quanto si suppone che nelle zone più interne l'effetto della penetrazione del campo elettrostatico sia trascurabile.

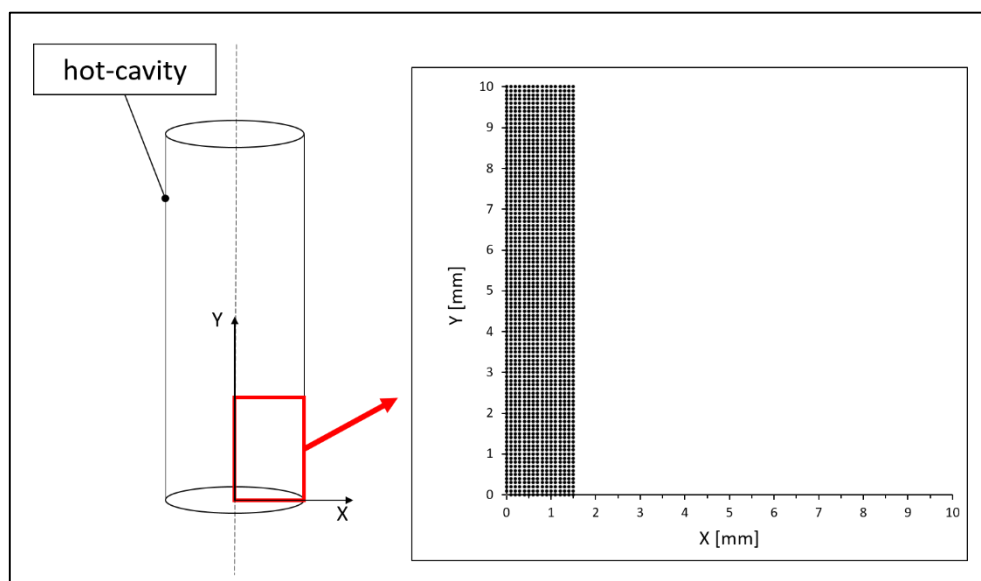


Fig. A.10 Distribuzione degli elettroni generati.

È risultato che tutti gli elettroni generati ed accelerati verso l'interno della *hot-cavity* sono andati ad impattare contro le pareti di quest'ultima. Dato che dal *postprocessing* è possibile ricavare la velocità con la quale ogni elettrone collide contro le pareti della cavità, è quindi possibile calcolare la sua energia acquisita. Il risultato è presentato in Fig. A.11.

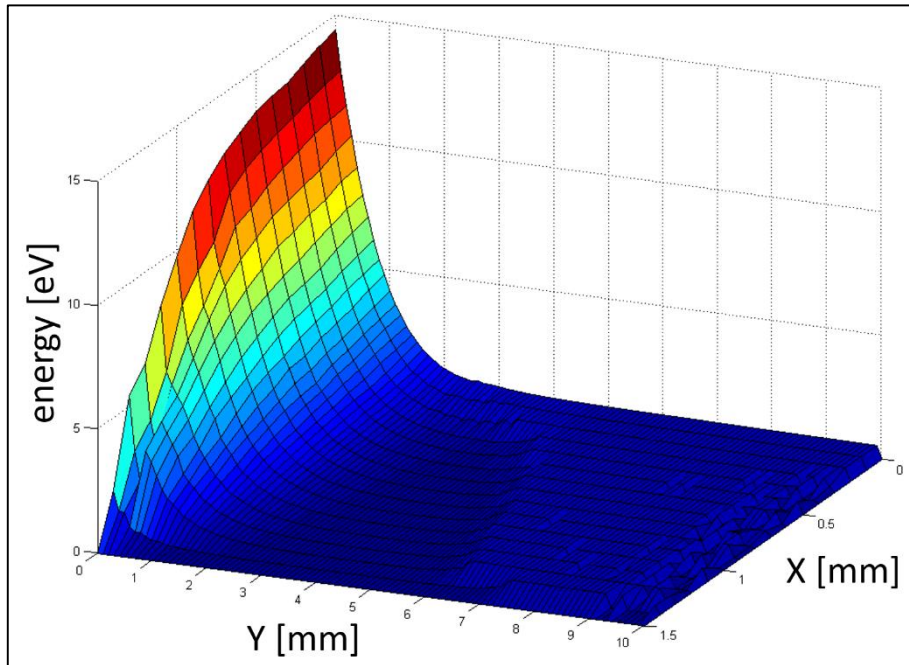


Fig. A.11 Energia acquisita dagli elettroni emessi per effetto termoionico a seguito dell'accelerazione dovuta alla penetrazione del campo elettrostatico generato dal puller nella *hot-cavity*.

Dalla figura è possibile notare come gli elettroni vicini all'uscita della *hot-cavity* riescano a raggiungere energie cinetiche fino a 14,8 eV, sufficienti, in linea teorica, a ionizzare tramite impatto elettronico anche elementi con potenziali di ionizzazione relativamente elevati.

A.3 - Comandi Ansys® APDL utilizzati

A.3.1 - Comando APDL utilizzato per l'analisi elettrostatica

Viene di seguito riportato lo script APDL utilizzato per l'analisi elettrostatica della sorgente superficiale e laser del progetto SPES. Viene in particolare esposto il caso di polarità diretta del circuito riscaldante.

```
FINISH
/CLEAR, START

/FILNAME,SIS electrostatic simulation - beam mesh 0.0003
/TITLE,SIS electrostatic simulation - beam mesh 0.0003

FINISH
/PREP7

! MAIN PARAMETERS

Dis_el=61           !dimensions in "mm" only for the distance "ion source - extracion electrode"
Vextr=25000        !extraction voltage in "V"
ESIZE_BEAM=0.0003
ESIZE_CONTOUR=0.0050
screen_distance=3  !distance between the electric screen and the hot cavity

! ELEMENT TYPE
```

```
ET,1,SOLID123

! MATERIAL PROPERTIES
EMUNIT,MKS !Free-space permittivity is set to 8.85 e-12 F/m
MP,PERX,1,1

! GEOMETRY - Keypoints creation

KX1=((0)/1000)! dimensions in "m"
KY1=-((screen_distance+0.5)/1000)

KX2=((0)/1000)
KY2=-((Dis_el+32.866)/1000)

KX3=((13)/1000)
KY3=-((Dis_el+32.866)/1000)

KX4=((13)/1000)
KY4=-((Dis_el+7.866)/1000)

KX5=((12.67)/1000)
KY5=-((Dis_el+7.219)/1000)

KX6=((3.956)/1000)
KY6=-((Dis_el+0.887)/1000)

KX7=((4.379)/1000)
KY7=-((Dis_el)/1000)

KX8=((22.776)/1000)
KY8=-((Dis_el+4.929)/1000)

KX9=((25)/1000)
KY9=-((Dis_el+7.827)/1000)

KX10=((25)/1000)
KY10=-((Dis_el+32.866)/1000)

KX11=((48.5)/1000)
KY11=-((Dis_el+32.866)/1000)

KX12=((48.5)/1000)
KY12=-((0.5+screen_distance)/1000)

KX13=((3.75)/1000)
KY13=-((0.5+screen_distance)/1000)

KX14=((3.75)/1000)
KY14=-((screen_distance)/1000)

KX15=((48.5)/1000)
KY15=-((screen_distance)/1000)

KX16=((48.5)/1000)
KY16=((0.5)/1000)

KX17=((1.55)/1000)
KY17=((0.5)/1000)

KX18=((1.55)/1000)
KY18=((33.5)/1000)

KX19=((0)/1000)
KY19=((33.5)/1000)

KX20=((3.75)/1000)
KY20=((0.5)/1000)

K,1,KX1,KY1
K,2,KX2,KY2
K,3,KX3,KY3
```

Appendice A

K,4,KX4,KY4
K,5,KX5,KY5
K,6,KX6,KY6
K,7,KX7,KY7
K,8,KX8,KY8
K,9,KX9,KY9
K,10,KX10,KY10
K,11,KX11,KY11
K,12,KX12,KY12
K,13,KX13,KY13
K,14,KX14,KY14
K,15,KX15,KY15
K,16,KX16,KY16
K,17,KX17,KY17
K,18,KX18,KY18
K,19,KX19,KY19
K,20,KX20,KY20

!Lines creation

L,1,2
L,2,3
L,3,4
L,5,6
L,7,8
L,9,10
L,10,11
L,11,12
L,12,13
L,13,14
L,14,15
L,15,16
L,16,20
L,20,17
L,17,18
L,18,19
L,19,1
L,13,1
L,14,20
LARC,4,5,2,(0.8/1000)
LARC,6,7,11,(0.5/1000)
LARC,8,9,2,(3/1000)

!

!Areas definition

!

LSEL,S,LINE,,1,9,1
LSEL,A,LINE,,18
LSEL,A,LINE,,20,22,1
AL,ALL
ALLSEL

LSEL,S,LINE,,14,19,1
LSEL,A,LINE,,10
AL,ALL
ALLSEL

LSEL,S,LINE,,11,13,1
LSEL,A,LINE,,19
AL,ALL
ALLSEL

!Define domain for particle tracing

KX21=KX6
KY21=KY2
K,21,(KX21*2),KY21

L,6,21
L,7,13

```
LSBL,2,23,,DELETE,KEEP
```

```
LSEL,S,,,1  
LSEL,A,,,18  
LSEL,A,,,23,25,1  
ASBL,1,ALL  
ALLSEL
```

```
!Volumes creation
```

```
VROTAT,ALL,,,,,2,1,360,4
```

```
! MESHING
```

```
VSEL,S,VOLU,,1  
VSEL,A,VOLU,,4  
VSEL,A,VOLU,,6  
VSEL,A,VOLU,,9  
VSEL,A,VOLU,,11  
VSEL,A,VOLU,,14  
VSEL,A,VOLU,,16  
VSEL,A,VOLU,,19  
ESIZE,ESIZE_BEAM  
VMESH,ALL  
ALLSEL
```

```
VSEL,S,VOLU,,5  
VSEL,A,VOLU,,10  
VSEL,A,VOLU,,15  
VSEL,A,VOLU,,20  
VSEL,A,VOLU,,3  
VSEL,A,VOLU,,8  
VSEL,A,VOLU,,13  
VSEL,A,VOLU,,18  
ESIZE,ESIZE_CONTOUR  
VMESH,ALL  
ALLSEL
```

```
VSEL,S,VOLU,,2  
VSEL,A,VOLU,,7  
VSEL,A,VOLU,,12  
VSEL,A,VOLU,,17  
ESIZE,(screen_distance/2000)  
VMESH,ALL  
ALLSEL
```

```
! ELECTRIC POTENTIAL DEFINITION
```

```
ASEL,S,AREA,,18,20,1  
ASEL,A,AREA,,24  
ASEL,A,AREA,,27,29,1  
ASEL,A,AREA,,46,48,1  
ASEL,A,AREA,,52  
ASEL,A,AREA,,55,57,1  
ASEL,A,AREA,,74,76,1  
ASEL,A,AREA,,80  
ASEL,A,AREA,,83,85,1  
ASEL,A,AREA,,100,102,1  
ASEL,A,AREA,,105  
ASEL,A,AREA,,107,109,1
```

```
DA,ALL,VOLT,-Vextr  
ALLSEL
```

```
ASEL,S,AREA,,1  
ASEL,A,AREA,,13  
ASEL,A,AREA,,31,32,1  
ASEL,A,AREA,,34  
ASEL,A,AREA,,41  
ASEL,A,AREA,,59,60,1
```

```

ASEL,A,AREA,,62
ASEL,A,AREA,,69
ASEL,A,AREA,,87,88
ASEL,A,AREA,,90
ASEL,A,AREA,,96
ASEL,A,AREA,,111,112,1
DA,ALL,VOLT,0
ALLSEL

!c: transfer line potential drop due to Joule Effect
ASEL,S,,,9          !selects a subset of areas
ASEL,A,,,37
ASEL,A,,,65
ASEL,A,,,93
NSLA,R,1            !selects those nodes associated with the selected areas
*GET,N_HC,NODE,0,COUNT !retrieves a value and stores it as a scalar parameter or part of an ar-
ray parameter !N_TL=number of nodes in the selected set
h=ndnext(0)         !next selected node having a node number greater than 0
i=1!loop parameter
*DO,i,1,N_HC,1      !start loop
  *GET,Y_M,NODE,h,LOC,Y          !defines the y-coordinate of the selected node
  Y_MM=Y_M*1000                !conversion from "m" to "mm" (following V_Y formula
from excel expressed in "mm")
  V_Y=0.0236787878*(Y_MM-0.5)+0.3065!voltage value due to heating current potential drop in "V"

  D,h,VOLT,V_Y                !defines degree-of-freedom constraints at nodes
  h=ndnext(h)
*ENDDO                        !end loop
ALLSEL                          !selects all entities with a single command

!
! SOLUTION
!
SAVE,,,ALL
/SOL
SOLVE
SAVE,,,ALL
FINISH

```

A.3.2 - Comando APDL utilizzato per il *postprocessing* mediante Ansys® Particle Tracing

Vengono di seguito riportati i listati per il *postprocessing* effettuato mediante il *Particle tracing* di Ansys®. Viene presentato il caso di generazione di ioni secondo la distribuzione esposta in Fig. A.7.

```

/POST1                !enters the database results postprocessor

! LOCATION OF THE DIAGNOSTIC SECTION
DIAG_Y=-0.93866E-01!Y coordinate of the domain final section in the direction of the beam (consid-
ered as a diagnostic !section)

! PARTICLE TRACING (single particle study and DO loop for multi-particle)

charge=1.6022e-19     !particle charge [C]
m=2.219E-25          !particle mass [kg]
PI=3.1415926535      !pi greco value [/]

PR_NUM=1              !particle counter initialization
PR_LOST=0             !particles lost in the domain boundaries during the extraction procedure
PR_DIAG=0             !particles reaching the DIAGNOSTIC SECTION during the extraction procedure
*CFOPEN,TRACDATA_TOT,txt,,APPEND!file containing information of the total amount of particles
*VWRITE,'PR_NUM','X[m]','Y[m]','Z[m]','S[m]','T[s]','VX[m/s]','VY[m/s]','VZ[m/s]','VS[m/s]'
(A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A)
*CFCLOSE

*CFOPEN,IN_POINTS_TOT,txt,,APPEND!file containing information on the initial positions of the par-
ticles
*VWRITE,'PR_NUM','X_IN[m]','Y_IN[m]','Z_IN[m]'
(A,8x,A,8x,A,8x,A)
*CFCLOSE

```

```

*CFOPEN,TRACDATA_DIAG,txt,,APPEND!file containing information only of the particles reaching the
DIAGNOSTIC SECTION
*VWRITE,'PR_NUM','X[m]','Y[m]','Z[m]','S[m]','T[s]','VX[m/s]','VY[m/s]','VZ[m/s]','VS[m/s]'
(A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A,8x,A)
*CFCLOSE

*CFOPEN,IN_POINTS_DIAG,txt,,APPEND!file containing information on the initial positions of the par-
ticles
*VWRITE,'PR_NUM','X_IN[m]','Y_IN[m]','Z_IN[m]'
(A,8x,A,8x,A,8x,A)
*CFCLOSE

Y_IN=0.0005           !initial Y coordinate
Deff=0.0335          !efficient volume
r=0.00155            !radius of anode
h=0.00013            !particle generation step

D_Y=((Deff-Y_IN)/h)+1 !max iteration along Y
!-----FIRST DO CYCLE (Y)-----
*DO,I,1,D_Y,1

X=-r!reference x position for particle generation
D_X=(2*r/h)+1        !Max iteration along X
!-----SECOND DO CYCLE (X)-----
*DO,J,1,D_X,1

D_Z=(2*r/h)+1!Max iteration along Z

Z=-r-h!reference axis position
!-----THIRD DO CYCLE (Z)-----
*DO,K,1,D_Z,1

Z=Z+h!increase step along Z

X_IN=X!initial X coordinate
Z_IN=Z           !initial Z coordinate
VX_IN=0!initial X velocity
VY_IN=0!initial Y velocity
VZ_IN=0!initial Z velocity

*IF,Z_IN**2+X_IN**2,GE,r**2,CYCLE

TRPOIN,X_IN,Y_IN,Z_IN,VX_IN,VY_IN,VZ_IN,charge,m

PLTRAC,ELEC,,1,TRAC,1000,1e-008,,1,1

! NB: dopo la quarta virgola si indica il numero di punti per cui si vuole salvare i dati del parti-
cle !tracing in posizione e velocità
! Il nome TRAC è un nome scelto dall'utente (ma potrebbe essere anche TRAC_1, TR_PART, ...) e viene
usato !per la nomina automatica da parte di ANSYS degli array
! generati con il particle tracing, con suffissi "DATA", "LABL", "POIN", che vengono nominati di
!conseguenza come "TRACDATA", "TRACLABL", "TRACPOIN".
! L'array di maggiore interesse è TRACDATA, che con l'indice di riga scorre i punti della traietto-
ria del !singolo punto, mentre con l'indice di colonna scorre i seguenti parametri:
! | (1) X      | (2) Y      | (3) Z      | (4) S      | (5) T_TRACE   | (6) VX_TRACE   | (7) VY_TRACE
| (8) !VZ_TRACE | (9) VS_TRACE

*get,NPTS,PARM,TRACPOIN,DIM,X! fix NPTS as the row index of the last point of the trace

PR_X=TRACDATA(NPTS,1)!particle trace X coordinate (at final position)
PR_Y=TRACDATA(NPTS,2)!particle trace Y coordinate (at final position)
PR_Z=TRACDATA(NPTS,3)!particle trace Z coordinate (at final position)
PR_S=TRACDATA(NPTS,4)!particle trace S coordinate (at final position)
PR_T=TRACDATA(NPTS,5)!particle trace TIME (at final position)
PR_VX=TRACDATA(NPTS,6)!particle trace VELOCITY along X (at final position)
PR_VY=TRACDATA(NPTS,7)!particle trace VELOCITY along Y (at final position)
PR_VZ=TRACDATA(NPTS,8)!particle trace VELOCITY along Z (at final position)
PR_VS=TRACDATA(NPTS,9)!particle trace VELOCITY along S (at final position)

*CFOPEN,TRACDATA_TOT,txt,,APPEND!file containing information of the total amount of particles

```

Appendice A

```
*VWRITE,PR_NUM,PR_X,PR_Y,PR_Z,PR_S,PR_T,PR_VX,PR_VY,PR_VZ,PR_VS
(f7.0,9x,e11.4,4x,e11.4,5x,e11.4,5x,e11.4,5x,e11.4,5x,f11.4,6x,f13.4,2x,f11.4,7x,f11.4)
*CFCLOS

*CFOPEN,IN_POINTS_TOT,txt,,APPEND!file containing information on the initial positions of the particles
*VWRITE,PR_NUM,X_IN,Y_IN,Z_IN
(f7.0,9x,e11.4,4x,e11.4,5x,e11.4)
*CFCLOS

!-----SAVE POINT DATA THAT REACH DIAGNOSTIC-----
*IF,PR_Y,EQ,DIAG_Y,THEN

*CFOPEN,TRACDATA_DIAG,txt,,APPEND!file containing information only of the particles reaching the
DIAGNOSTIC SECTION
*VWRITE,PR_NUM,PR_X,PR_Y,PR_Z,PR_S,PR_T,PR_VX,PR_VY,PR_VZ,PR_VS
(f7.0,9x,e11.4,4x,e11.4,5x,e11.4,5x,e11.4,5x,e11.4,5x,f11.4,6x,f13.4,2x,f11.4,7x,f11.4)
*CFCLOS

*CFOPEN,IN_POINTS_DIAG,txt,,APPEND!file containing information on the initial positions of the particles
*VWRITE,PR_NUM,X_IN,Y_IN,Z_IN
(f7.0,9x,e11.4,4x,e11.4,5x,e11.4)
*CFCLOS

PR_DIAG=PR_DIAG+1

*ELSE

PR_LOST=PR_LOST+1

*ENDIF
!-----
PR_NUM=PR_NUM+1
TRPDEL,ALL
*ENDDO
!-----END THIRD DO CYCLE (Z)-----
X=X+h!increase step along X

*ENDDO
!-----END SECOND DO CYCLE (X)-----
EXTR_EFF=PR_DIAG/(PR_DIAG+PR_LOST)

*CFOPEN,GENERAL_RESULTS,txt,,!file containing information only of the particles reaching the DIAG-
NOSTIC SECTION
*VWRITE,'PR_NUM'! total number of generated particles
(A)
*VWRITE,PR_NUM
(f7.0)
*VWRITE,'PR_DIAG'! total number of particles reaching the DIAGNOSTIC SECTION during the extraction
procedure
(A)
*VWRITE,PR_DIAG
(f7.0)
*VWRITE,'PR_LOST'! total number of particles lost in the domain boundaries during the extraction
procedure
(A)
*VWRITE,PR_LOST
(f7.0)
*VWRITE,'EXTR_EFF'! extraction efficiency
(A)
*VWRITE,EXTR_EFF
(f7.4)
*CFCLOS

Y_IN=Y_IN+h!increase step along Y

*ENDDO
!-----END THIRD DO CYCLE (Y)-----
```

Appendice B

Cleaning procedure for the metallic components composing the SPES target-ion source system

In the context of the SPES project, cleanliness is a fundamental prerequisite for the correct functioning of the target-ion source system and, more generally, of all those components that have to operate at high vacuum conditions. In fact, the presence of contaminants can seriously affect the functioning of the target-ion source system. One of the best candidates for this job is ultrasonic cleaning, that is particularly effective for the cleaning of complex parts. This document aims to provide a standard procedure for ultrasonic cleaning.

B.1 - Ultrasonic cleaning

Together with some safety advice, the next paragraphs will list the equipment and material necessary to carry out the cleaning operation and to describe the relative procedure. In order to provide a better explanation, the cleaning process of two components of the surface ion source (the tantalum hot cavity and its support, shown in Fig. B.1), will be taken into consideration.



Fig. B.1 *Ta hot cavity and its support.*

The procedure can be easily adapted to bigger components.

B.2 - Safety precaution

The procedure requires the use of irritating liquids. For this reason, the operator has to wear nitrile gloves and protection glasses. If possible, all the operations that require the use of solvents should be carried out in a fume hood, to avoid inhalation of noxious fumes.

B.3 - Necessary equipment and materials

The following list contains all the materials and equipment used to clean the Ta hot cavity and its support. Quantities and equipment size could vary depending on the size of the components to be cleaned.

- Nitrile gloves and protection glasses;
- Tweezers;
- Clean paper;
- Beckers or other rigid containers;
- Acetone;
- Alcohol (98% purity);
- Bi-distilled or deionized water;
- Liquid for ultrasonic cleaning (FALC sonic cleaner);
- Ultrasonic cleaning machine (SOLTEC mod. SONICA, Fig. B.2). It allows to heat the liquid at 60°C and to set the work time;



Fig. B.2 The ultrasonic cleaning machine used.

- Incubator (ISCO mod. micra 18t, Fig. B.3). It allows to set the temperature up to 200°C;



Fig. B.3 The incubator used.

- Aluminum foils;
- Clean boxes or plastic bags.

B.4 - Procedure

The procedure differs slightly depending on the size of the parts that have to be cleaned. In order to use less cleaning liquid and alcohol, small components (such as those considered here) will be put in a separate container. Bigger components will instead have to be put directly in the tub. In this last case, the following procedure can be easily adapted.

Procedure description:

- Initial cleaning of all the equipment with acetone and clean paper;
- Preliminary cleaning of the components with acetone and clean paper (Fig. B.4), to eliminate most of the dirt and other contaminants (for example, cutting fluid from previous machining operations);



Fig. B.4 Preliminary cleaning of the parts.

- Fill up to 2/3 the tub of the ultrasonic cleaning machine with tap water;
- Turn on the heating system. It takes 20÷30 minutes to reach 60°C. The heating process can be sped up by using the apposite tub cover;
- Put the components inside a becker filled with ultrasonic cleaner diluted in bi-distilled water in a concentration of 20 ml per liter (Fig. B.5);



Fig. B.5 Components in the becker filled with cleaning solution.

- Put the becker in the tub and start the cleaning cycle, setting the time to 15 minutes. The level of the cleaning solution in the becker has to be about the same as that in the tub;
- When the cycle has been completed, turn off the heating system. Empty the tub with the apposite valve;
- Remove the becker from the tub (Fig. B.6). Wash the components with bi-distilled water to remove all residual cleaning liquid. To prevent contamination of the components, and if their size and shape allow this, it is better to perform the handling operations with tweezers or, in any case, wearing nitrile gloves;



Fig. B.6 Handling of the components.

- Put the components in a becker filled with alcohol (98% purity) (Fig. B.7);

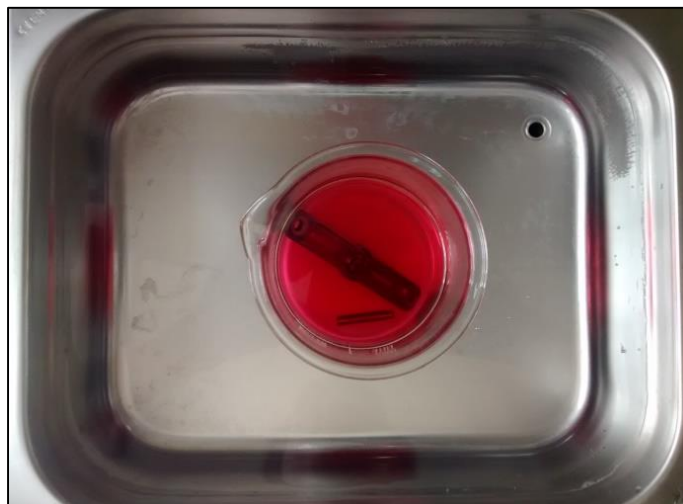


Fig. B.7 Components in the becker filled with alcohol.

- Refill the tub with tap water and then put the becker inside. In this phase the water must not be heated, to avoid alcohol evaporation;
- Start another cleaning cycle, setting the time to 15 minutes;
- When finished, move the parts to another container filled with acetone for more 15 minutes (Fig. B.8). Shake periodically.



Fig. B.8 *Components in the beaker filled with acetone.*

- To dry the components, place them on a clean aluminum foil and put them in the incubator set at 60°C for about 10 minutes (Fig. B.9);



Fig. B.9 *Components in the incubator.*

- Pull them out and, after cooling, seal them in a clean container to prevent contamination until their next utilization (Fig. B.10).



Fig. B.10 *Components sealed in a plastic bag.*

Appendice C

Procedure for the assembly of the SPES surface and laser ion source

In the context of the SPES project, the standardization of the assembly procedures ensures the required quality level for the target-ion source unit construction.

This document provides a standard procedure for the SPES surface and laser ion source assembly.

C.1 - Introduction

The surface ion source is the device in which the ionization of the radioactive isotopes takes place, allowing their extraction from the target chamber. Its correct functioning is fundamental for the efficiency of the entire system. For this purpose, it is necessary that its assembly is correctly performed from the mechanical, from the electrical and from the cleanliness points of view.

The assembly procedure described in this document concerns the SPES surface ion source (SIS) with tantalum hot-cavity (named ST_SIT). However, it remains valid for the assembly of the SPES laser ion source (LIS), with which it shares the same architecture, and for the assembly of the SIS with rhenium hot-cavity (named ST_SIR). The procedure can also be easily adapted for the assembly of the entire target-ion source system, in which case the only difference is that the transfer line is attached to the target heater and the transfer line auxiliary support is not used.

C.2 - Required equipment

Fig. C.1 presents the equipment required to assemble the SPES surface ion source.

C.3 - Required components

The following table presents a list of the components required for the SPES ion source assembly.

The components, divided into four main assembly blocks, are also represented in Fig. C.3, Fig. C.4, Fig. C.5 and Fig. C.6.



Fig. C.1 Equipment required for the SPES SIS assembly.

Table C.1 Components required for the assembly of the ion source-transfer line system.

	Item	Label	Material	SPES Designation	Quantity
Ion source	IS Support	a	Ta	ST_SIT_01_001	1
	Ta hot cavity	a	Ta	ST_SIT_01_002	1
	Screen	b	Ta	ST_SIT_01_003	1
	Bush	c	Ta	ST_SIT_01_004	1
	IS Screen	d	Ta	ST_SIT_01_005	1
	Screw DIN 912 - M5x15	e	SS	-	2
	Screw DIN 84 - M5x15	f	SS	-	2
Washer DIN 125 - 5	g	SS	-	2	
Ion source support	Primary insulator	h	Macor	ST_SIT_02_001	4
	Main support	i	Graphite	ST_SIT_02_002	1
	Secondary insulator	j	Macor	ST_SIT_02_003	4
	Insulator cover	k	Ta	ST_SIT_02_004	4
	Centering bar	l	Ta	ST_SIT_02_005	4
	Centering pin	m	W	ST_SIT_02_006	4
	Screw DIN 912 - M5x20	n	SS	-	4
Washer DIN 125A - 5 (modified)	o	SS	-	4	
Transfer line assembly	Transfer line	p	Ta	AC_0004_01	4
	Ion source clamp dx	q	Cu	AC_0004_002	1
	Ion source clamp sx	r	Cu	AC_0004_003	1
	Screw DIN 912 - M6x25	s	SS	-	2
	Screw DIN 912 - M6x20	t	SS	-	2
	Nut DIN 439 - M6	u	SS	-	4
	Washer DIN 125A - 6	v	SS	-	4
Transfer line auxiliary support	Graphite main support	w	Graphite	AC_0008_001	2
	Cylindrical insulator	x	Macor	AC_0008_002	6
	Blind set screw DIN 913 - M4x5	y	SS	-	2
	Tantalum wire d=0,5mm	z	Ta	-	1

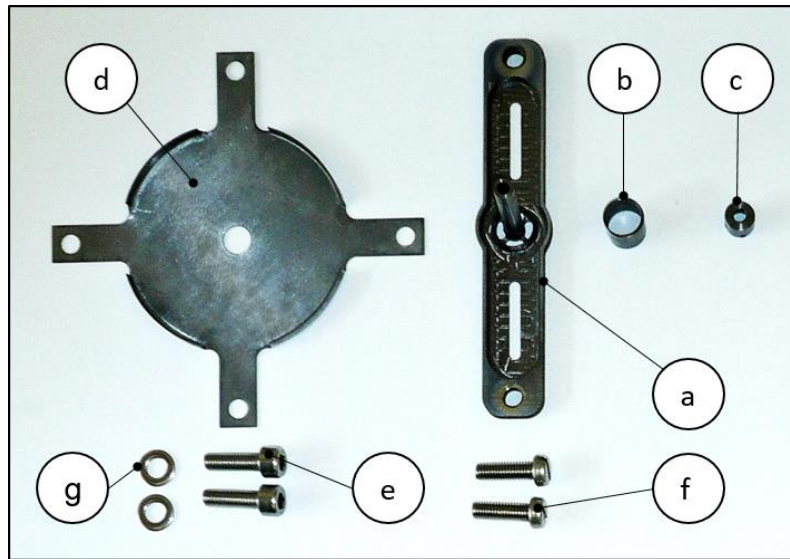


Fig. C.2 Components of the ion source.

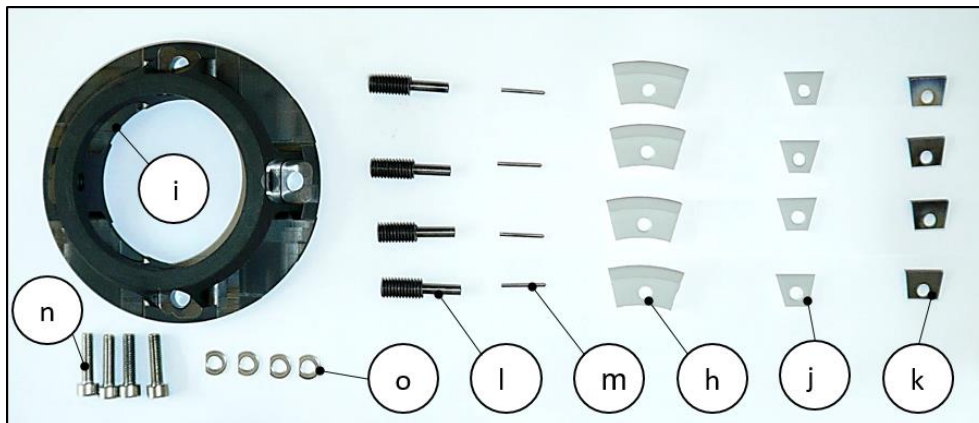


Fig. C.3 Components of the ion source support.

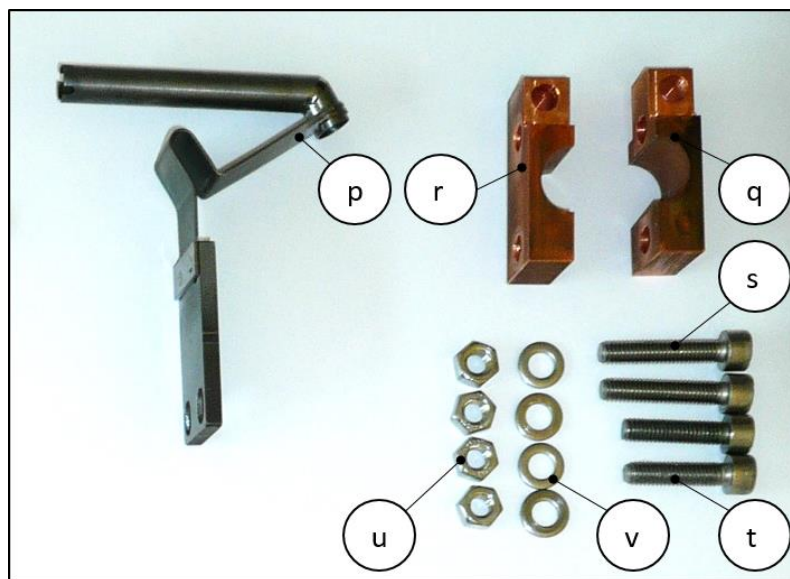


Fig. C.4 Components of the transfer line assembly.

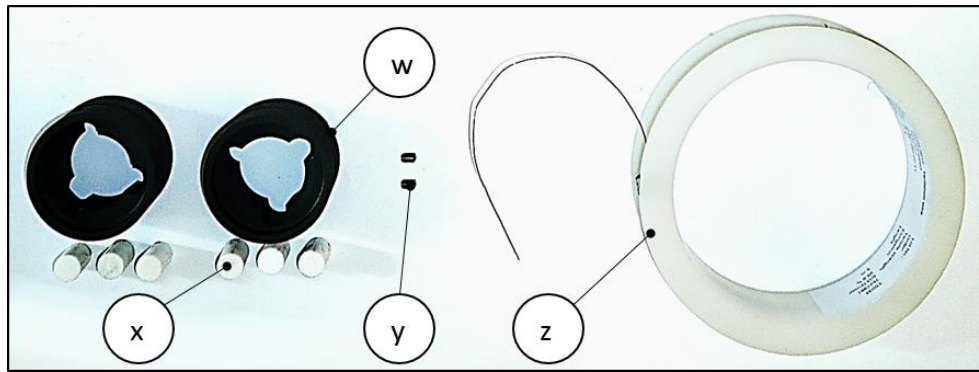


Fig. C.5 Components of the transfer line auxiliary support.

Before starting any operation it is important to check the main dimensions of all the components, making use of a caliper and technical drawings. Errors in the realization process may indeed compromise the correct functioning of the ion source.

In Fig. C.2 the hot-cavity and its support are presented as a single components. They are coupled by interference and plastic deformation, making use of an apposite tool, as represented in Fig. C.6.



Fig. C.6 Plastic deformation coupling phases.

It is advisable to clean the hot-cavity and its support, following the ultrasonic cleaning procedure, before and after the plastic deformation coupling, in order to avoid the trapping of dirt in the coupling zone. In Fig. C.3 the modified $\phi=5\text{mm}$ washers are represented. They can be easily modified, without any special equipment, making use of a rasp and a bench vise, as represented in Fig. C.7

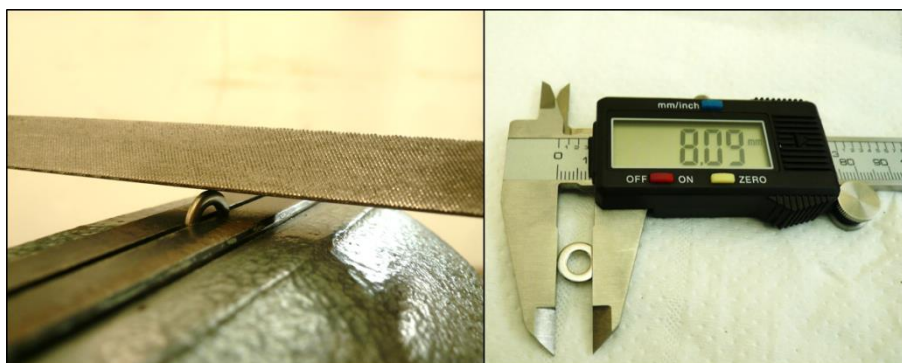


Fig. C.7 $\phi=5\text{mm}$ washers modifying.

Before starting the assembly procedure, all the components (with the exception of those made of graphite) must be cleaned following the procedure described in Appendice B.

C.4 - Assembly procedure

Collect all the technical drawings to better understand the following procedure.

It is important to follow some advice about the components handling:

- use nitrile gloves, to avoid contamination with dirt;
- attention to the handling of the macor and graphite pieces must be paid too, considering their brittleness;
- while tightening the screws, assume a safe/stabile position, to avoid tool slips that may damage the components.

Before starting the assembly, clean accurately the target chamber and all the equipment using clean paper and acetone.

C.4.1 - Ion source assembly

- I. Insert the IS screen (b) into the support (a). Using the caliper, measure the distance between them (see Fig. C.8) to verify that the screen has been fully inserted. The measure value has to be 7 mm.

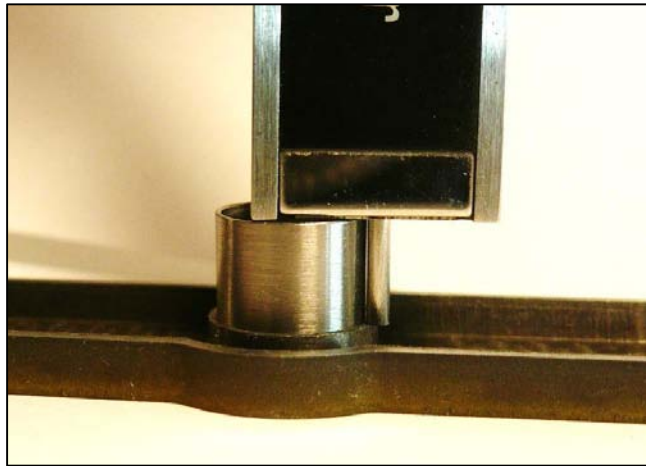


Fig. C.8 Distance between the thermal screen (b) and the support (a).

- II. Lean the screen (d) on the chamber plate using the screws (e) and the washers (g), as represented in Fig. C.9.

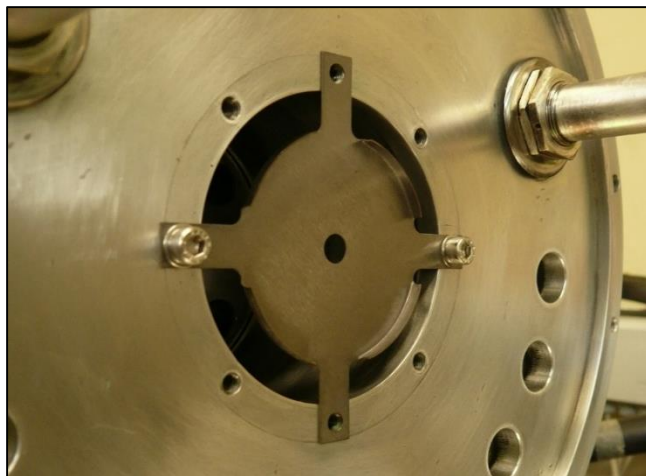


Fig. C.9 Screen leaned on the chamber plate.

- III. Set the hot-cavity and its support (a) over the screen, using the screws (c). Once all the components have been centered, tight all the screws in order to make a good electric contact. Assemble the bush (c) on the hot-cavity (a) (see Fig. C.10). A small hot-cavity misalignment after this phase is not a problem, as it can be corrected in the next steps using the centering support system.

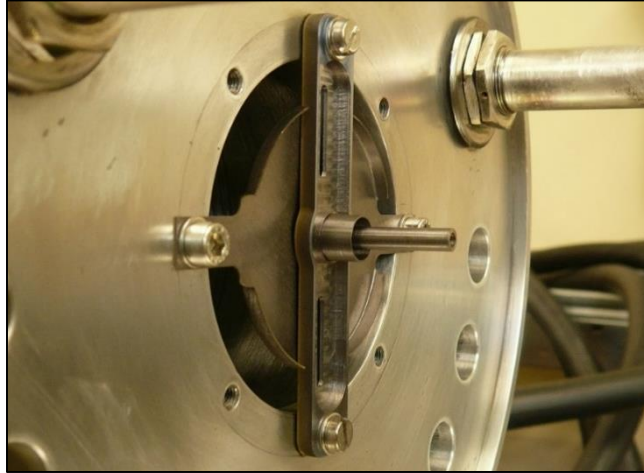


Fig. C.10 Hot-cavity and its support: assembly result.

- IV. The screen (d) has to be bended to distance it from the support (a). For this purpose, apply a pressure on the screen using your thumbs. The distance between the centers of screen and support has to be about 3 mm.

C.4.2 - Ion source support assembly

If possible, carry out all the operations described in this paragraph keeping the camber horizontally.

- V. It is advisable to start from the screws (n) already assembled with the modified washers (o), the secondary insulator covers (k) and the secondary insulators (j) (see Fig. C.11a). Assemble them with the graphite main support (i) and the primary insulators (h). Lean first the screws and center the system (see Fig. C.11b). It is fundamental that the graphite main support (i) doesn't touch any metallic components, to ensure its electrical insulation. To verify that, use the digital voltmeter, pointing its tips on the main support and on the chamber plate.

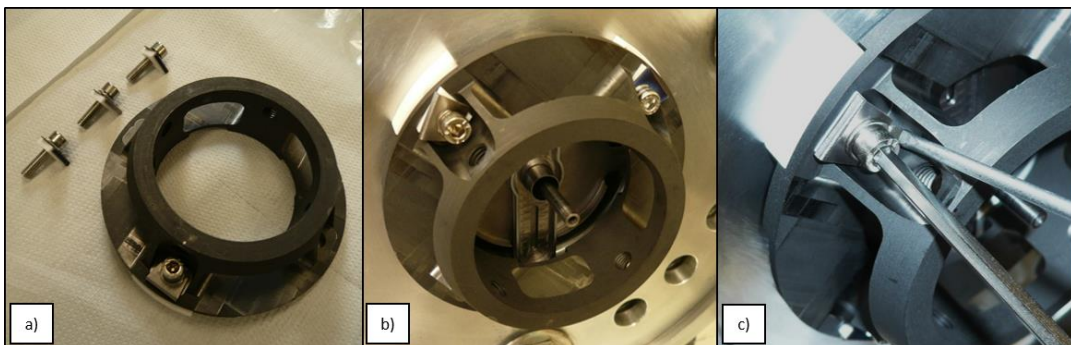


Fig. C.11 Centering support assembly.

- VI. Tight all the screws (n). To avoid the rotation of secondary insulators (j) and their covers (k), a screwdriver can be used, as represented in Fig. C.11c. The secondary insulators (j) are very brittle and they will almost certainly break but, once tight, this will not affect the system functioning.

- VII. Insert the centering bars (l) and pins (m). Lean them on the bush first. Tight them carefully using a hex key. This operation allows to correct little hot-cavity misalignments. The result of the last steps is presented in Fig. C.12.

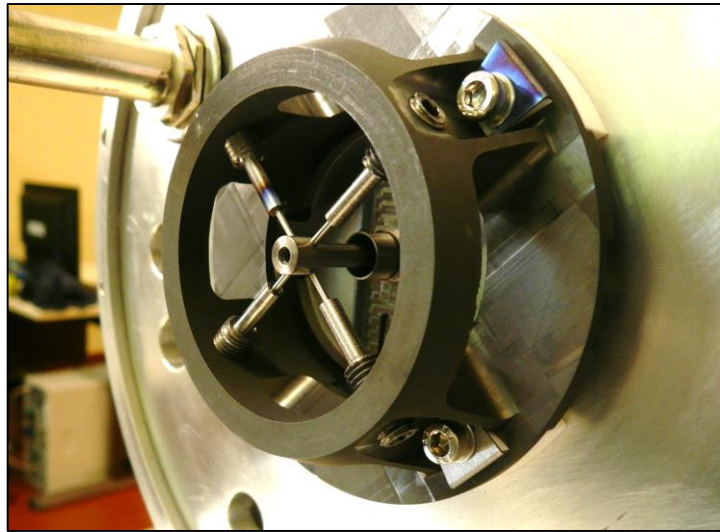


Fig. C.12 Centering support system assembly result.

C.4.3 - Transfer line assembly

- VIII. Set the transfer line assembly (p, q, r, s, t, u, v) on the chamber ion source clamp. The longitudinal position has to be set considering the distance shown in Fig. C.13. Tight the bolts in order to make a good electrical contact between the chamber clamp and the transfer line assembly. If, after that, the transfer line is not horizontal, bend gently its tantalum support using the pliers to adjust its alignment.

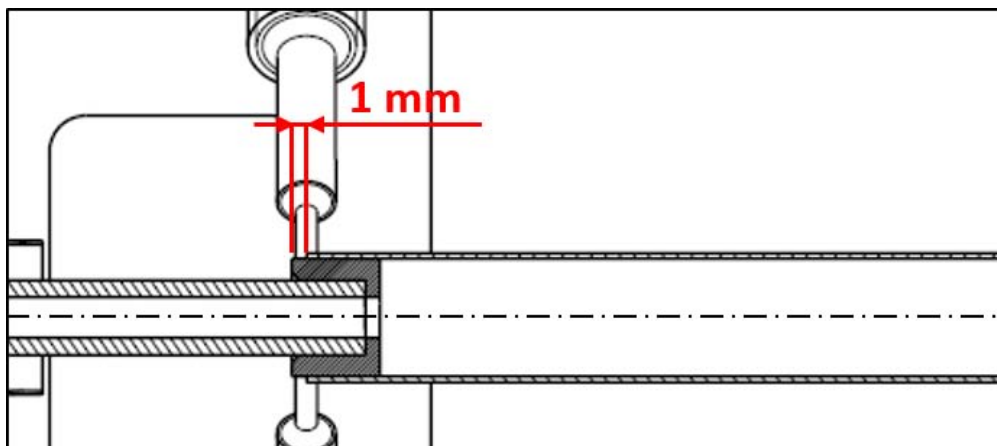


Fig. C.13 Distance between the bush and the transfer line.

The result is shown in Fig. C.14.

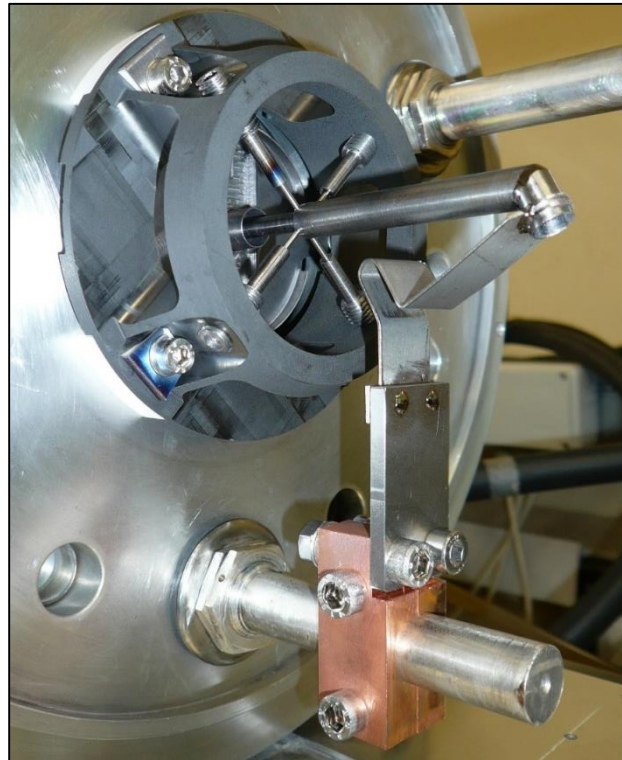


Fig. C.14 Transfer line assembly result.

C.4.4 - Transfer line auxiliary support assembly

- IX. Set the graphite main supports (w) and the macor cylindrical insulators (x) leaning the blind set screws (y) on the chamber target clamps about 60 mm before their extremities. Considering the brittleness of the graphite mains supports (w), the blind set screws (y) tightening has to be done really gently.
- X. Cut a 50 cm long piece of tantalum wire (z). Clean it with paper and acetone.
- XI. Wrap it around the graphite main supports and tight it using a plier. The wire must result slightly under tension. The final result is represented in Fig. C.15.

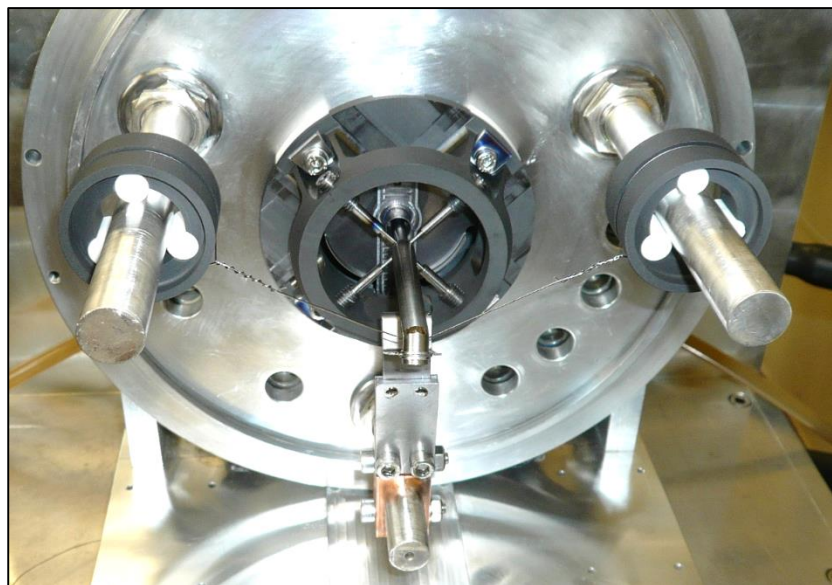


Fig. C.15 Complete assembly of the ion source.

Appendice D

Esempi di comandi *Ansys*® *APDL* utilizzati per le analisi numeriche

In questa appendice verranno presentati degli esempi di comandi APDL utilizzati per la creazione e la risoluzione dei modelli numerici descritti in questo lavoro di tesi. Verrà considerato il caso particolare delle analisi numeriche presentate nel Capitolo 6, relative alla configurazione definitiva della cella di Knudsen. Verrà inizialmente presentata la macro APDL della grafite EDM-3®, realizzata appositamente per questo lavoro di tesi. Successivamente verranno descritti i comandi utilizzati per le analisi elettro-termica e strutturale accoppiate.

D.1 - Macro APDL per la grafite EDM-3®

```
!-----
!EDM-3 graphite
!Composition: isotropic ultrafine grain graphite

!-----
!Version 1.0 (May 2015) by
!Fabio D'Agostini
!University of Padova
!Master's Thesis Work at INFN - LNL
!-----
!
!Ver. 1.0 - May 2015
!-----

/prep7
!
C_EDM3=10          !Material number in the ANSYS library
MPDELE,all,C_EDM3
!

!-----
!ELECTRICAL RESISTIVITY
!
!NOTE 1 - Data are taken from:
!Properties and Characteristics of Graphite for the EDM Industry, Poco Graphite, Decatur, 2002.
!NOTE 2 - The S.I. system of units is used.
!-----

!Temperature table [°C]
MPTEMP ! erase previous table
MPTEMP,          1,          12.4,          157.5,          206.2,
MPTEMP,          4,          265.9,          314.9,          391.2,
MPTEMP,          7,          440.3,          555.1,          615.4,
MPTEMP,         10,          719.4,          889.4,          977.1,
MPTEMP,         13,         1015.5,         1114.3,         1174.7,
MPTEMP,         16,         1262.6,         1339.5,         1405.5,
MPTEMP,         19,         1465.9,         1553.9,         1608.8,
MPTEMP,         22,         1707.8,         1762.8,         1856.2,
```

```
MPTEMP,      25,      1911.2,      2004.6,      2109.0,
MPTEMP,      28,      2202.4,      2251.9,      2312.4,
```

```
!Electrical resistivity table [ohm m]
MPDATA,RSVX , C_EDM3 , 1, 1.318E-05, 1.081E-05, 1.032E-05,
MPDATA,RSVX , C_EDM3 , 4, 9.861E-06, 9.550E-06, 9.181E-06,
MPDATA,RSVX , C_EDM3 , 7, 9.006E-06, 8.754E-06, 8.676E-06,
MPDATA,RSVX , C_EDM3 , 10, 8.579E-06, 8.579E-06, 8.618E-06,
MPDATA,RSVX , C_EDM3 , 13, 8.638E-06, 8.735E-06, 8.812E-06,
MPDATA,RSVX , C_EDM3 , 16, 8.948E-06, 9.084E-06, 9.206E-06,
MPDATA,RSVX , C_EDM3 , 19, 9.317E-06, 9.511E-06, 9.627E-06,
MPDATA,RSVX , C_EDM3 , 22, 9.860E-06, 9.977E-06, 1.017E-05,
MPDATA,RSVX , C_EDM3 , 25, 1.029E-05, 1.044E-05, 1.062E-05,
MPDATA,RSVX , C_EDM3 , 28, 1.081E-05, 1.091E-05, 1.106E-05,
```

```
!-----
!THERMAL CONDUCTIVITY
!
!NOTE 1 - Data are taken from:
!Properties and Characteristics of Graphite for the EDM Industry, Poco Graphite, Decatur, 2002.
!NOTE 2 - Data are valid for all POCO "Ultrafine" graphite (average grain size <=5µm).
!NOTE 3 - Above 1653.1°C data refer to POCO AXM-5Q (average grain size =5µm) and are taken from:
!Taylor, R. E., & Groot, H. Thermophysical Properties of POCO Graphite.(West Lafayette, Indiana:
!Purdue University, July 1978. [NTIS No.ADA060419]), p.16.
!NOTE 4 - The S.I. system of units is used.
!-----
```

```
!Temperature table [°C]
MPTEMP ! erase previous table
MPTEMP,      1,      25.9,      39.3,      66.2,
MPTEMP,      4,      126.7,      207.6,      298.8,
MPTEMP,      7,      393.3,      508.2,      623.2,
MPTEMP,     10,      734.8,      843.0,      954.7,
MPTEMP,     13,     1056.3,     1161.2,     1266.1,
MPTEMP,     16,     1377.8,     1486.2,     1581.0,
MPTEMP,     19,     1635.1,     1728.0,     1878.6,
MPTEMP,     22,     1979.8,     2076.9,     2128.5,
```

```
!Thermal conductivity table [W/m°C]
MPDATA,KXX , C_EDM3 , 1, 119.027, 116.132, 111.304,
MPDATA,KXX , C_EDM3 , 4, 102.611, 94.876, 89.066,
MPDATA,KXX , C_EDM3 , 7, 81.808, 75.268, 69.932,
MPDATA,KXX , C_EDM3 , 10, 66.043, 61.432, 58.266,
MPDATA,KXX , C_EDM3 , 13, 55.584, 52.4203, 49.256,
MPDATA,KXX , C_EDM3 , 16, 47.536, 45.094, 43.137,
MPDATA,KXX , C_EDM3 , 19, 41.434, 41.32, 40.66,
MPDATA,KXX , C_EDM3 , 22, 39.88, 39.31, 39.12,
```

```
!-----
!EMISSION (hemispherical total emittance)
!
!NOTE 1 - Data are taken from:
!Properties and Characteristics of Graphite for the EDM Industry, Poco Graphite, Decatur, 2002.
!NOTE 2 - the S.I. system of units is used.
!-----
```

```
!Temperature table [°C]
MPTEMP ! erase previous table
MPTEMP,      1,     1426.85,     1526.85,     1626.85,
MPTEMP,      4,     1726.85,     1826.85,     1926.85,
MPTEMP,      7,     2026.85,     2126.85,     2226.85,
MPTEMP,     10,     2326.85,     2426.85,     2526.85,
MPTEMP,     13,     2626.85,
```

```
!Emissivity table [-]
MPDATA,EMIS , C_EDM3 , 1, 0.833, 0.835, 0.837,
MPDATA,EMIS , C_EDM3 , 4, 0.840, 0.842, 0.844,
MPDATA,EMIS , C_EDM3 , 7, 0.846, 0.849, 0.851,
MPDATA,EMIS , C_EDM3 , 10, 0.853, 0.856, 0.858,
MPDATA,EMIS , C_EDM3 , 13, 0.86,
```

```

!-----
!DENSITY
!
!NOTE 1 - Data are taken from:
!Properties and Characteristics of Graphite for the EDM Industry, Poco Graphite, Decatur, 2002.
!NOTE 2 - The S.I. system of units is used.
!-----

!Temperature table [°C]
MPTEMP ! erase previous table
MPTEMP, 1, 20,

!Density table [kg/m^3]
MPDATA,DENS , C_EDM3 , 1, 1810,

!-----
!SPECIFIC HEAT
!
!NOTE 1 - Data are taken from:
!Properties and Characteristics of Graphite for the EDM Industry, Poco Graphite, Decatur, 2002.
!NOTE 2 - the S.I. system of units is used.
!-----

MPTEMP ! erase previous table
MPTEMP, 1, 25.1, 128.0, 224.8,
MPTEMP, 4, 327.2, 423.5, 525.6,
MPTEMP, 7, 627.5, 729.3, 825.1,
MPTEMP, 10, 926.8, 1028.4, 1130.0,
MPTEMP, 13, 1225.6, 1327.2, 1428.7,
MPTEMP, 16, 1530.2, 1631.7, 1727.2,
MPTEMP, 19, 1828.7, 1930.2, 2031.6,
MPTEMP, 22, 2133.1, 2228.6, 2330.0,
MPTEMP, 25, 2431.5, 2527.0, 2628.4,
MPTEMP, 28, 2729.9,

!Specific heat table [J/kg°C]
MPDATA,C , C_EDM3 , 1, 711.332, 956.655, 1184.858,
MPDATA,C , C_EDM3 , 4, 1367.325, 1509.815, 1623.712,
MPDATA,C , C_EDM3 , 7, 1714.752, 1782.936, 1845.428,
MPDATA,C , C_EDM3 , 10, 1896.469, 1936.082, 1969.980,
MPDATA,C , C_EDM3 , 13, 1998.188, 2026.373, 2048.842,
MPDATA,C , C_EDM3 , 16, 2065.599, 2082.355, 2099.134,
MPDATA,C , C_EDM3 , 19, 2115.890, 2126.933, 2137.975,
MPDATA,C , C_EDM3 , 22, 2149.017, 2160.082, 2171.124,
MPDATA,C , C_EDM3 , 25, 2182.166, 2193.230, 2198.558,
MPDATA,C , C_EDM3 , 28, 2209.600,

!-----
!COEFFICIENT OF THERMAL EXPANSION
!
!NOTE 1 - Data are taken from:
!Properties and Characteristics of Graphite for the EDM Industry, Poco Graphite, Decatur, 2002.
!NOTE 2 - The S.I. system of units is used.
!-----

!Temperature table [°C]
MPTEMP ! erase previous table
MPTEMP, 1, 100, 200, 300,
MPTEMP, 4, 400, 500, 600,
MPTEMP, 7, 700, 800, 901,
MPTEMP, 10, 1000, 1100, 1200,
MPTEMP, 13, 1300, 1400, 1500,
MPTEMP, 16, 1600, 1700, 1800,
MPTEMP, 19, 1900, 2000, 2100,
MPTEMP, 22, 2200, 2300, 2400,
MPTEMP, 25, 2500,

!Secant coefficient of thermal expansion [1/°C]
MPDATA,ALPX , C_EDM3 , 1, 7.27E-06, 7.34E-06, 7.44E-06,
MPDATA,ALPX , C_EDM3 , 4, 7.51E-06, 7.60E-06, 7.68E-06,

```



```
MPDATA,ALPX , C_EDM3      , 7,      7.77E-06,      7.86E-06,      7.95E-06,
MPDATA,ALPX , C_EDM3      , 10,     8.03E-06,      8.10E-06,      8.20E-06,
MPDATA,ALPX , C_EDM3      , 13,     8.29E-06,      8.38E-06,      8.46E-06,
MPDATA,ALPX , C_EDM3      , 16,     8.53E-06,      8.62E-06,      8.71E-06,
MPDATA,ALPX , C_EDM3      , 19,     8.79E-06,      8.88E-06,      8.96E-06,
MPDATA,ALPX , C_EDM3      , 22,     9.03E-06,      9.10E-06,      9.20E-06,
MPDATA,ALPX , C_EDM3      , 25,     9.27E-06,
```

```
!-----
!ELASTIC MODULUS
!
!NOTE 1 - Data are taken from:
!Properties and Characteristics of Graphite for the EDM Industry, Poco Graphite, Decatur, 2002.
!NOTE 2 - The S.I. system of units is used.
!-----
```

```
!Temperature table [°C]
MPTEMP ! erase previous table
MPTEMP,      1,      20.,
```

```
!Elastic modulus [Pa]
MPDATA,EX , C_EDM3      , 1,      1.03E+10,
```

```
!-----
!POISSON'S RATIO
!
!NOTE 1 - Data are taken from:
!Seisson, Gabriel, et al. "Dynamic cratering of graphite: Experimental results and simulations."
!International Journal of Impact Engineering 63 (2014): 18-28.
!-----
```

```
!Temperature table [°C]
MPTEMP ! erase previous table
MPTEMP,      1,      20.,
```

```
!Poisson's ratio [-]
MPDATA,PRXY , C_EDM3      , 1,      3.0E-01,
```

D.2 - Comandi APDL utilizzati per le analisi elettro-termiche della cella di Knudsen

```
!-----initializing-----
FINISH
/CLEAR, START
/TITLE, Knudsen cell - thermal/electrical analysis - heating current = 750A
/CONFIG,NRES,100000 !maximum number of substeps allowed on the result file
!-----parameters-----
T0=25 !temperature constraint [°C]
I_LINE=750 !line electric current [A]
!-----geometry import-----
/AUX15!enters the IGES file transfer processor

IOPTN,IGES,NODEFEAT !no defeaturing
IOPTN,MERG,YES !automatic merging of entities
IOPTN,SOLID,YES !solid is created automatically
IOPTN,SMALL,YES !small areas are deleted
IOPTN,GTOLER,0.0001 !merging tolerance

IGESIN,'kc_main_clamp_1','igs' !copper main clamp import
IGESIN,'kc_main_clamp_2','igs' !copper main clamp import
IGESIN,'kc_to_f_clamp_1a','igs' !copper clamp import
IGESIN,'kc_to_f_clamp_1b','igs' !copper clamp import
IGESIN,'kc_top','igs' !cell cover import
IGESIN,'kc_bottom','igs' !cell bottom import
IGESIN,'kc_ta_plate_1','igs' !tantalum plate import
IGESIN,'kc_ta_plate_2','igs' !tantalum plate import
IGESIN,'kc_ta_screwed_plate_1','igs' !tantalum screwed plate import
IGESIN,'kc_ta_screwed_plate_2','igs' !tantalum screwed plate import
IGESIN,'kc_ta_screw_1','igs' !tantalum screw import
IGESIN,'kc_ta_screw_2','igs' !tantalum screw import
```

```

IGESIN,'kc_ta_screw_3','igs'           !tantalum screw import
IGESIN,'kc_ta_screw_4','igs'           !tantalum screw import
IGESIN,'kc_ta_screen','igs'            !tantalum screen import
IGESIN,'kc_ta_foil_conn_1','igs'       !tantalum foil connector import
IGESIN,'kc_ta_foil_conn_2','igs'       !tantalum foil connector import
IGESIN,'kc_ta_foil_conn_3','igs'       !tantalum foil connector import
IGESIN,'kc_ta_foil_conn_4','igs'       !tantalum foil connector import
IGESIN,'kc_centering_support_1','igs'   !tantalum support bar import
IGESIN,'kc_centering_support_2','igs'   !tantalum support bar import
IGESIN,'kc_centering_support_3','igs'   !tantalum support bar import
IGESIN,'kc_centering_support_4','igs'   !tantalum support bar import
IGESIN,'kc_mo_nut_1','igs'              !molibdenum nut import
IGESIN,'kc_mo_nut_2','igs'              !molibdenum nut import
IGESIN,'kc_mo_nut_3','igs'              !molibdenum nut import
IGESIN,'kc_mo_nut_4','igs'              !molibdenum nut import

FINISH !
!-----model definition-----
/PREP7                                !enters the model creation preprocessor

*USE,M26Ta.mac                         !tantalum macro
*USE,M10C_EDM3.mac                      !graphite edm-3 macro
*USE,M28Cu.mac                           !copper macro
*USE,M30Mo.mac                           !molibdenum macro

ET,1,SOLID226                            !3D element with element with multi-field formulation
KEYOPT,1,1,110                           !specification of thermal-electric capability for ET 1

ET,2,SOLID87

vsel,s,,all
vsel,u,,15
vsel,u,,20,23,1
VGLUE,all                                !generates new volumes by gluing volumes

NUMCMP,VOLU                             !compresses volume numbers
NUMCMP,AREA                             !compresses area numbers
NUMCMP,LINE                             !compresses line numbers
NUMCMP,KP                               !compresses keypoint numbers

ALLSEL, ALL                             !selects all entities
VLSCALE,ALL,,0.001,0.001,0.001,,0,1     !scaling from "mm" to "m"
!
!Meshing
!
!Tantalum screen meshing
VSEL,S,,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Ta
TYPE,2
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.003
VMESH,ALL
ALLSEL

!cell top&bottom meshing
VSEL,S,,26,27,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,C_EDM3
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.002
VMESH,ALL
ALLSEL

!Tantalum connectors meshing
VSEL,S,,22,25,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Ta

```

```
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.004
VMESH,ALL
ALLSEL
```

```
!copper clamps meshing
VSEL,S,,14,15,1
VSEL,A,,10,11,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Cu
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.008
VMESH,ALL
ALLSEL
```

```
!Tantalum support bars meshing
VSEL,S,,2,5,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Ta
TYPE,2
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.002
VMESH,ALL
ALLSEL
```

```
!Tantalum plates meshing
VSEL,S,,12,13,1
VSEL,A,,16,17,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Ta
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.003
VMESH,ALL
ALLSEL
```

```
!Tantalum screws meshing
VSEL,S,,18,21,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Ta
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.002
VMESH,ALL
ALLSEL
```

```
!Molibdenum nuts meshing
VSEL,S,,6,9,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Mo
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.003
VMESH,ALL
ALLSEL
```

```
/REPLOT
!
!
!Loads & Boundary conditions
!
!
```

```

!Ta components radiating surfaces
ALLSEL, ALL
VSEL,R,MAT,,Ta           !reselects the volumes of a specific material
ALLSEL,BELOW,VOLU
SFA,ALL,,RDSF,-Ta,1     !specifies surface radiation as surface loads

!EDM-3 components radiating surfaces
ALLSEL, ALL
VSEL,R,MAT,,C_EDM3      !reselects the volumes of a specific material
ALLSEL,BELOW,VOLU
SFA,ALL,,RDSF,-C_EDM3,1 !specifies surface radiation as surface loads

!Mo components radiating surfaces
ALLSEL, ALL
VSEL,R,MAT,,Mo          !reselects the volumes of a specific material
ALLSEL,BELOW,VOLU
SFA,ALL,,RDSF,-Mo,1     !specifies surface radiation as surface loads

!removal of the contact surfaces from the radiation problem
ALLSEL, ALL
*GET,nvolu,VOLU,0,COUNT
nn=0
*DO,i,1,nvolu
nn=vlnext(nn)
VSEL,ALL
VSEL,U,VOLU,,nn
ALLSEL,BELOW,VOLU
VSEL,S,VOLU,,nn
ASLV,R
SFADELE,ALL,,RDSF
ALLSEL,ALL
*ENDDO

!thermal initial conditions
TUNIF,T0                 !assigns a uniform temperature to all nodes [°C]

!temperature DOF constraint
ASEL,S,AREA,,8,8,1
ASEL,A,AREA,,13,14,1
DA,ALL,TEMP,T0          !defines DOF constraints on areas [°C]

!electrical connector voltage DOF constraint
DA,7,VOLT,0 !defines DOF constraints on areas [V]

!power generation - Joule effect
ASEL,S,AREA,,12         !selects a subset of areas
ALLSEL,BELOW,AREA       !selects all entities
NSLA,S,1                !selects those nodes associated with the selected areas
CP,3,VOLT,ALL           !defines a set of coupled degrees of freedom
ni=kpNext(0)            !ndnext(x) get the next selected kp having a number greater than "x"
FK,ni,AMPS,I_LINE      !specifies force loads (el. current) at the master kp "ni"
ALLSEL                  !selects all entities with a single command

!space temperature definition (open enclosure)
SPCTEMP,1,T0 !defines a free-space ambient temperature using the Radiosity method

!defining Solution Options
STEF,5.67e-8            !specifies Stefan-Boltzmann radiation constant [W/(m^2*K^4)]
RADOPT,0.5,0.006,,5000 !specifies Gauss-Seidel Radiosity Solver options
TOFFST,273.15          !specifies the temperature offset from absolute zero to zero [°C]

!defining View Factor Options
HEMIOPT,100             !specifies options for Hemicube view factor calculation
VFOPT,OFF               !specifies options for view factor file

FINISH
/REPLOT

!-----solver-----
/SOLU !enters the solution processor

```

```

SOLCONTROL,ON           !specifies to use optimized nonlinear solution defaults
ANTYPE,TRANS           !specifies to perform a transient analysis, valid for all DOF
AUTOTS,ON              !specifies to use automatic time stepping
KBC,1                  !specifies stepped loading within a load step
DELTIM,0.0001,0.00005,100 !specifies the time step sizes to be used for this load step
OUTRES,NSOL,ALL       !specifies to save the nodal DOF solution for every substep
TIME,1000              !sets the time for a load step

SAVE,,,,ALL           !saves all current database information
SOLVE                  !starts a solution
SAVE,,,,ALL

FINISH

```

D.3 - Comandi APDL utilizzati per le analisi strutturali della cella di Knudsen

```

!-----initializing-----
FINISH
/CLEAR, START
/TITLE, Knudsen cell - structural analysis - loads from thermal analysis (heating current = 750A)
/CONFIG,NRES,100000    !maximum number of substeps allowed on the result file

!-----parameters-----
T0=25!temperature constraint [°C]

!-----geometry import-----
/AUX15!enters the IGES file transfer processor

IOPTN,IGES,NODEFEAT   !no defeaturing
IOPTN,MERG,YES        !automatic merging of entities
IOPTN,SOLID,YES       !solid is created automatically
IOPTN,SMALL,YES       !small areas are deleted
IOPTN,GTOLER,0.00001 !merging tolerance

IGESIN,'kc_main_clamp_1','igs' !copper main clamp import
IGESIN,'kc_main_clamp_2','igs' !copper main clamp import
IGESIN,'kc_tof_clamp_1a','igs' !copper clamp import
IGESIN,'kc_tof_clamp_1b','igs' !copper clamp import
IGESIN,'kc_top','igs'         !cell cover import
IGESIN,'kc_bottom','igs'      !cell bottom import
IGESIN,'kc_ta_plate_1','igs'  !tantalum plate import
IGESIN,'kc_ta_plate_2','igs'  !tantalum plate import
IGESIN,'kc_ta_screwed_plate_1','igs' !tantalum screwed plate import
IGESIN,'kc_ta_screwed_plate_2','igs' !tantalum screwed plate import
IGESIN,'kc_ta_screw_1','igs'  !tantalum screw import
IGESIN,'kc_ta_screw_2','igs'  !tantalum screw import
IGESIN,'kc_ta_screw_3','igs'  !tantalum screw import
IGESIN,'kc_ta_screw_4','igs'  !tantalum screw import
IGESIN,'kc_ta_foil_conn_1','igs' !tantalum foil connector import
IGESIN,'kc_ta_foil_conn_2','igs' !tantalum foil connector import
IGESIN,'kc_ta_foil_conn_3','igs' !tantalum foil connector import
IGESIN,'kc_ta_foil_conn_4','igs' !tantalum foil connector import
IGESIN,'kc_mo_nut_1','igs'    !molibdenum nut import
IGESIN,'kc_mo_nut_2','igs'    !molibdenum nut import
IGESIN,'kc_mo_nut_3','igs'    !molibdenum nut import
IGESIN,'kc_mo_nut_4','igs'    !molibdenum nut import

FINISH
!-----model definition-----
/PREP7                  !enters the model creation preprocessor

*USE,M26Ta.mac          !tantalum macro
*USE,M20Ta_modified.mac !modified tantalum macro
*USE,M10C_EDM3.mac     !graphite edm-3 macro
*USE,M28Cu.mac         !copper macro
*USE,M30Mo.mac         !molibdenum macro

ET,1,SOLID187          !3D element

VSEL,S,,,ALL

```

```
vsel,u,,,15
vsel,u,,,20,23,1
VGLUE,all           !generates new volumes by gluing volumes

NUMCMP,VOLU        !compresses volume numbers
NUMCMP,AREA        !compresses area numbers
NUMCMP,LINE        !compresses line numbers
NUMCMP,KP          !compresses keypoint numbers

ALLSEL, ALL        !selects all entities
VLSCALE,ALL,,,0.001,0.001,0.001,,0,1    !scaling from "mm" to "m"
!
!Meshing
!
!cell top&bottom meshing
VSEL,S,,,21,22,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,C_EDM3
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.002
VMESH,ALL
ALLSEL

!Tantalum connectors meshing
VSEL,S,,,1
VSEL,a,,,18,20,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Ta
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.004
VMESH,ALL
ALLSEL

!copper clamps meshing
VSEL,S,,,6,7,1
VSEL,A,,,10,11,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Cu
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.008
VMESH,ALL
ALLSEL

!Tantalum plates meshing
VSEL,S,,,8,9,1
VSEL,A,,,12,13,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Ta
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.003
VMESH,ALL
ALLSEL

!Tantalum screws meshing
VSEL,S,,,14,17,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Ta
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.003
VMESH,ALL
ALLSEL
```

```
!Molibdenum nuts meshing
VSEL,S,,,2,5,1
ALLSEL,BELOW,VOLU
MAT,Mo
TYPE,1
MSHAPE,1,3D
MSHKEY,0
AESIZE,ALL,0.003
VMESH,ALL
ALLSEL

/REPLOT
!
!Loads & Boundary conditions
!
!DOF constraint
DA,7,ALL !defines DOF constraints on areas
DA,12,ALL

!temp. from the results file as body force loads
LDREAD,TEMP,LAST,,,0,temperatures,rst !last data set

FINISH
/REPLOT

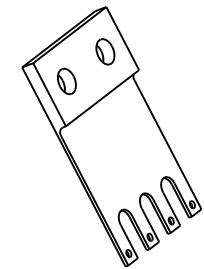
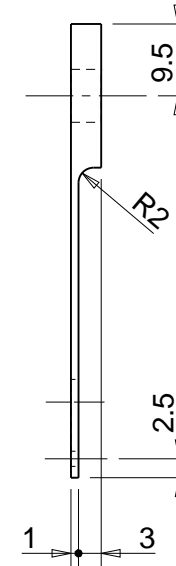
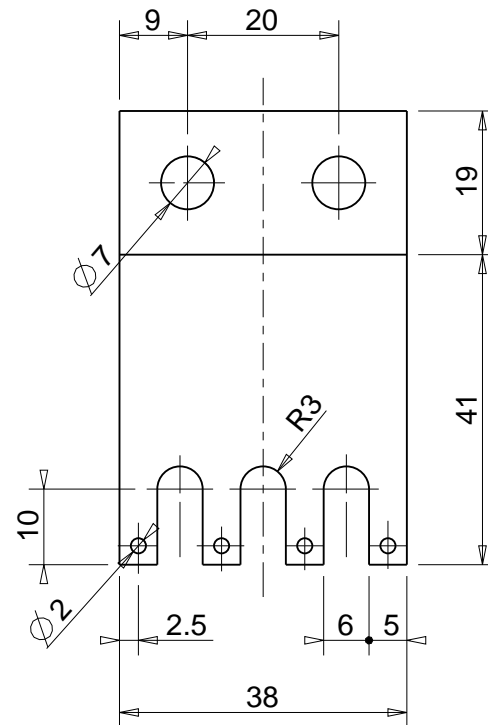
!-----solver-----
/SOLU !enters the solution processor
TIME,1
SAVE,,,ALL
SOLVE !starts a solution
SAVE,,,ALL
FINISH
```

Appendice E

Tavole costruttive


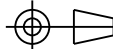
In questa appendice verranno presentati i disegni costruttivi realizzati per questo lavoro di tesi. Per brevità verranno esposte solo le tavole più meritevoli di attenzione, ovvero quella relativa al connettore elettrico in tantalio per l'apparato di pulizia ad alta temperatura degli *oven* descritto nel Capitolo 4 e quelle relative alle due metà della cella di Knudsen, la cui progettazione è stata descritta nel Capitolo 6.

UNI-EN 22768(1-m Tolerances for linear and angular individual tolerance indications "mechanical organs technical designs")				
<= 6	>6 <=30	>30 <=120	>120	
± 0.1	± 0.2	± 0.3	± 0.5	± 2°



SCALE 1:2

Nota: Per la realizzazione dei fori aventi diametro nominale pari a 2mm si deve considerare una leggera interferenza utilizzando come riferimento gli oven (che hanno caratteristiche leggermente variabili a seconda del lotto)

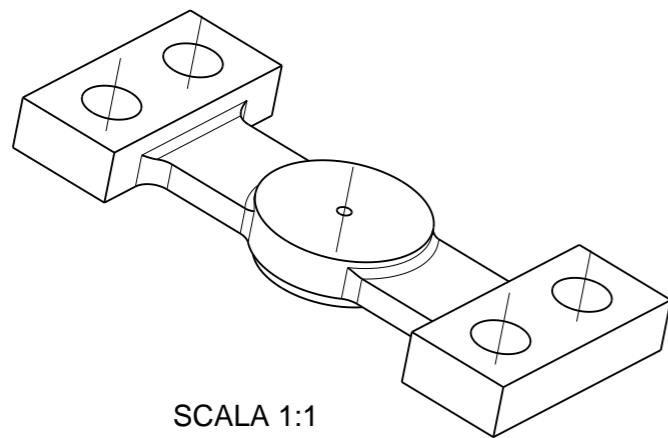
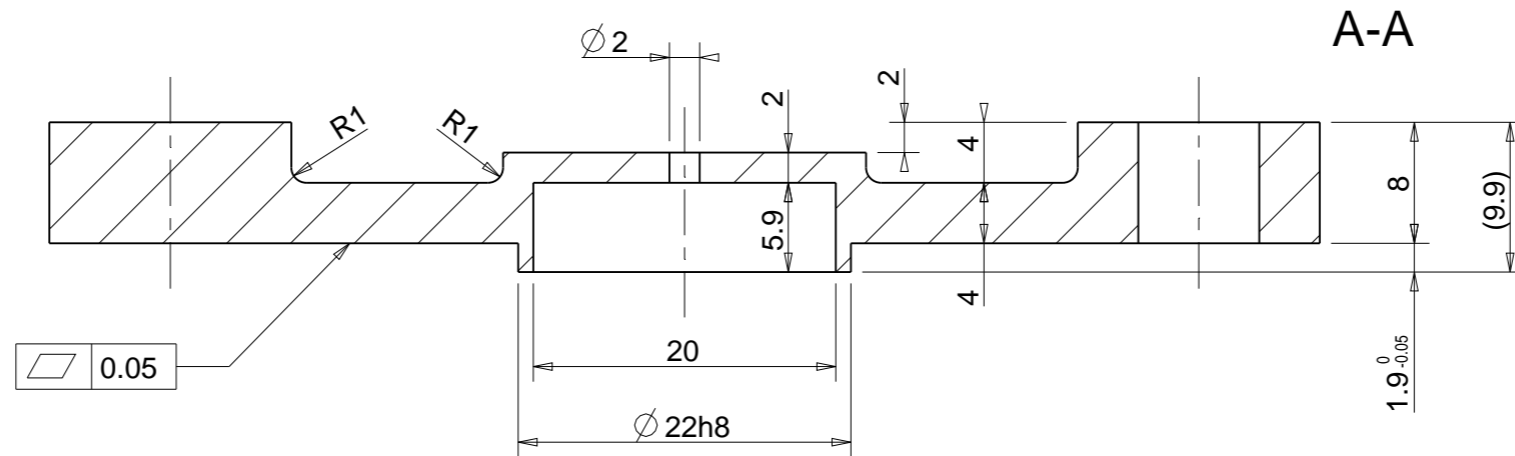
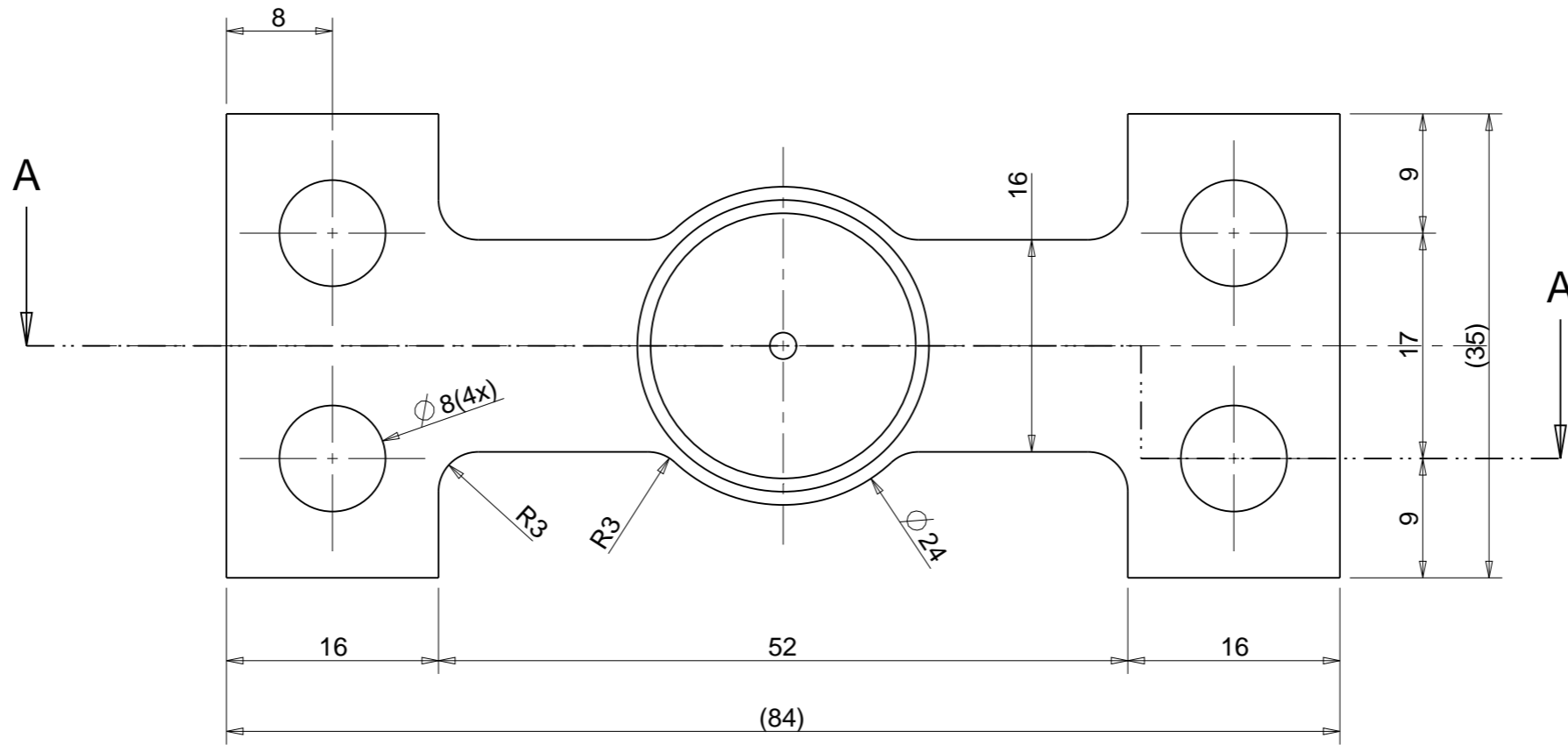
Designed by Fabio D'Agostini	Signature	Project SPES		
Draft by Fabio D'Agostini	Date 19/04/2015	Description Ta connector for high temperature oven cleaner		
 Istituto Nazionale di Fisica Nucleare Laboratori Nazionali di Legnaro		Material TA	Gen. surf. finish 	 Mass [kg] 0.03 Frm. A4
		Treatment	Scale 1:1	
Technical Drawings ISO 8015 Gen. Tol. UNI-EN 22768/2-mK		Draft code: CONNETTORE		


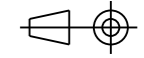
A

B

C

UNI-EN 22768/2-m: Tolerances for linear and angular individual tolerance indicators "mechanical design"			
<= 6	> 6 <= 30	> 30 <= 120	> 120
± 0.1	± 0.2	± 0.3	± 0.5
± 2°			



Designed by: F. D'Agostini, M. Rossignoli	Signature	Project SPES		
Drawn by: F. D'Agostini	Date 05/10/2015	Description Knudsen Cell top		
 Istituto Nazionale di Fisica Nucleare Laboratori Nazionali di Legnaro		Material POCO EDM-3 GRAPHITE	Gen. surf. finish <input checked="" type="checkbox"/>	
		Treatment	Scale 2:1	Mass [kg] 0.02
Technical Drawings ISO 8015 Gen. Tol. UNI-EN 22768/2-mK		Drawing N° KC_TOP		Rev. 0

1

2

3

4

5

6

D

C

C

B

B

A

A

1

2

3

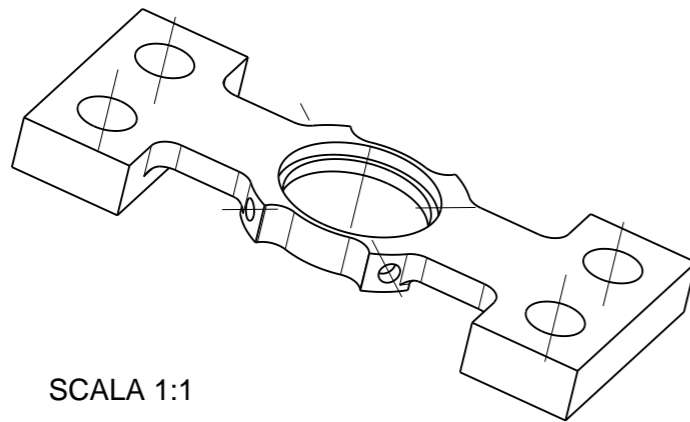
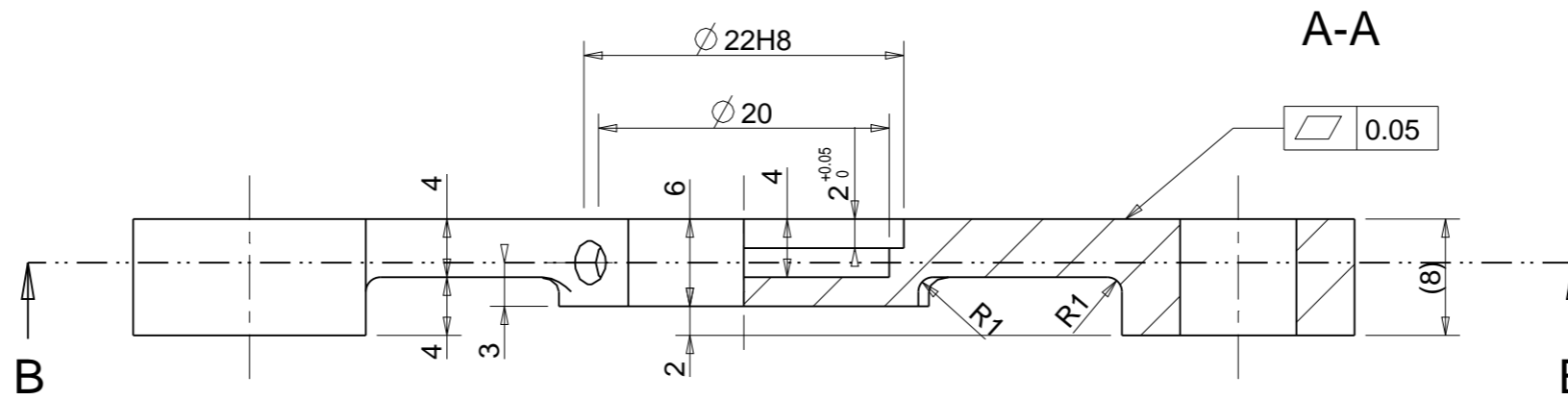
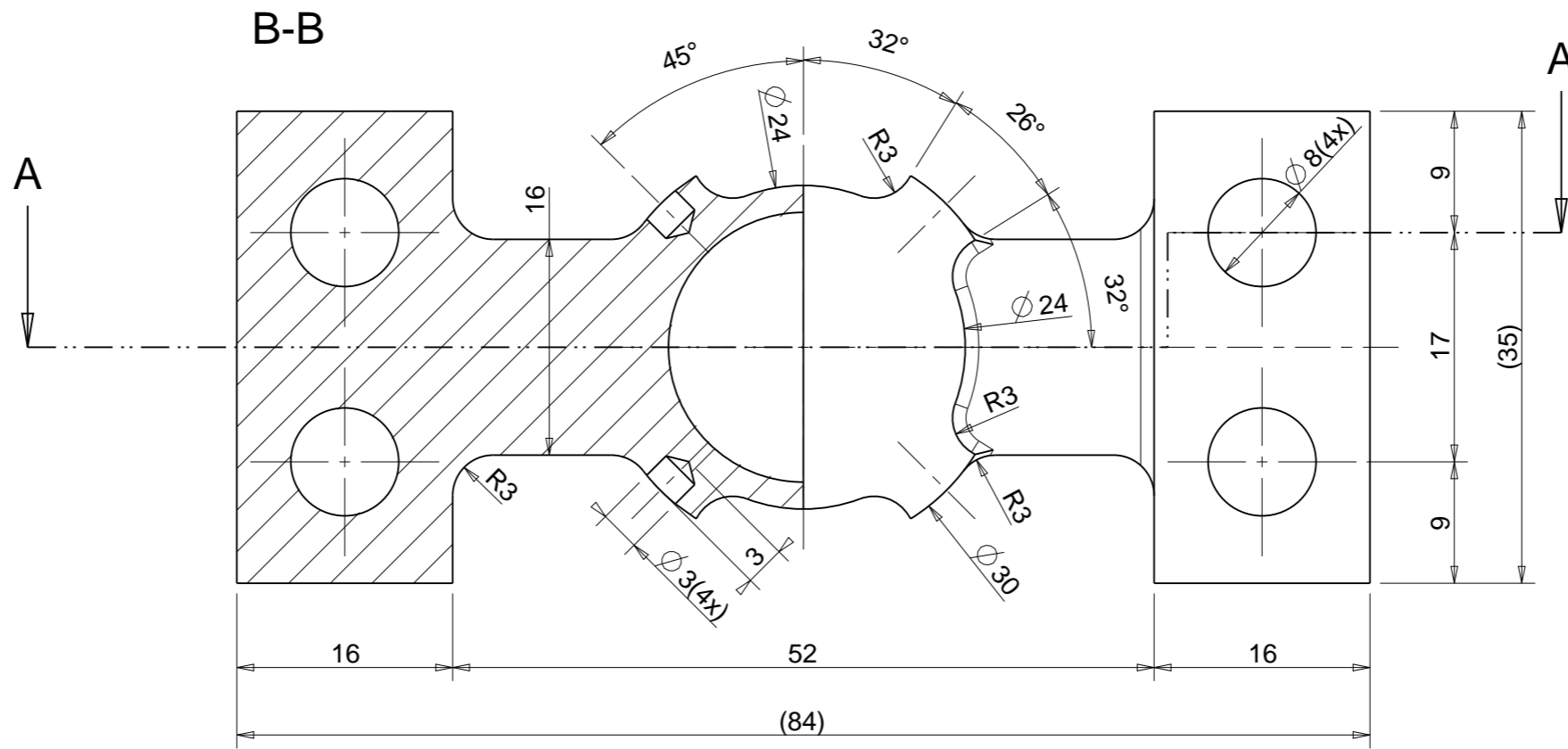
4


5

6

A3

UNI-EN 22768/2-mk Tolerances for linear and angular individual tolerance indicators "mechanical design"	
<= 6	± 0.1
> 6 <= 30	± 0.2
> 30 <= 120	± 0.3
> 120	± 0.5
± 2	



Designed by: F. D'Agostini, M. Rossignoli	Signature	Project SPES
Drawn by: F. D'Agostini	Date 5/10/2015	Description Knudsen Cell Bottom
 Istituto Nazionale di Fisica Nucleare Laboratori Nazionali di Legnaro	Material POCO EDM-3 GRAPHITE	Gen. surf. finish <input checked="" type="checkbox"/>
	Treatment	Scale 2:1
Technical Drawings ISO 8015 Gen. Tol. UNI-EN 22768/2-mk	Drawing N° KC_BOTTOM	Mass [kg] 0.02
		Frm. A3
		Rev. 0

1

2

3

4

5

6

C

B

A

1

2

3

4

5

6

D

C

B

A

A3

Bibliografia

- [1] M. Manzolaro, *Study, design and test of the target-ion source system for the INFN SPES*, PhD Thesis, XXIII PhD Cycle, Department of Mechanical Engineering, University of Padua, 2011.
- [2] «www.eurisol.org,» [Online].
- [3] M. Lindroos, *Review of ISOL-type radioactive beam facilities*, EPAC, 2004.
- [4] A. Andrighetto et al., *The SPES Project At LNL*, AIP (American Institute of Physics), 2009.
- [5] G. Meneghetti et al., *Design of the SPES Target Heating System: theoretical analyses and comparison with experimental data*, TCN CAE, 2008.
- [6] B. Marsh, *Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Ion Sources*, Senec, Slovakia, 29 May – 8 June 2012, edited by R. Bailey, CERN-2013-007, pp. 203-254.
- [7] M. Manzolaro et al., *Thermal-electric coupled-field finite element modeling and experimental testing of high-temperature ion sources for the production of radioactive ion beams*, Review of Scientific Instruments 87.2 (2016): 02B502.
- [8] Borgna F., *Potenzialità della tecnologia Isotope Separation On-Line (ISOL) per la realizzazione di un radiofarmaco a base di ^{89}Sr e preliminare sviluppo tecnologico della forma farmaceutica*, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Padova, 2012/2013.
- [9] M. Manzolaro, S. Corradetti e L. P. De Ruvo, *The SPES target-ion source system life-cycle*, LNL internal report, 2015.
- [10] G.D. Alton, G.D. Mills, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 382 (1996) 232-236.
- [11] A. Theodore Forrester, *Large Ion Beams: Fundamentals of Generation and Propagation*, Wiley-Interscience (1988), NY, U.S.A..
- [12] Langmuir, Irving, and K. H. Kingdon, *Thermionic effects caused by vapours of alkali metals*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character (1925): 61-79..
- [13] De Groot, Pier A., *Handbook of stable isotope analytical techniques*, Vol. 1. Elsevier, 2004.
- [14] Huyse, M., *Huyse, Marc. "Ionization in a hot cavity*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 215.1 (1983): 1-5..
- [15] Eggert, J., *Ueber den dissoziationszustand der fixsterngase*, Physik. Z 20 (1919): 570..
- [16] Kirchner, R., and A. Piotrowski, *Thermal ionization in a hot cavity*, Nuclear Instruments and Methods 153.1 (1978): 291-292..
- [17] Kirchner, R., *On the thermoionization in hot cavities*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 292.2 (1990): 203-208..
- [18] Liu, Yuan, Yoko Kawai, and Hassina Z. Bilheux, *Characterization of a tubular hot-cavity surface ionization source*, Proc. of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee, USA, S. 2005..
- [19] Turek, M., et al., *Simulations of ionization in a hot cavity surface ion source*, Review of Scientific

- Instruments 83.2 (2012): 023303..
- [20] Franci, A., *Sviluppo di una sorgente di ioni ad ablazione laser per esperimenti di fisica nucleare*, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Padova, 2013/2014.
- [21] Schweltnus, F., et al., *Study of low work function materials for hot cavity resonance ionization laser ion sources*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 267.10 (2009): 1856-1861..
- [22] C. e. a. Rauth, *First laser ions at an off-line mass separator of the ISAC facility at TRIUMF.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 215.1 (2004): 268-277.
- [23] Henares, J. L., et al. , *Hot-cavity studies for the resonance ionization laser ion source.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (2015).
- [24] A. Prevedello, *Studio elettro-termico e progettazione meccanica e test del sistema target-sorgente per il progetto SPES*, Tesi di Laurea Magistrale, Università degli Studi di Padova, 2012/2013.
- [25] M. Marin, *Analisi elettro-termo-strutturale, sviluppo e test di una sorgente di ionizzazione superficiale per il progetto SPES*, Tesi di Laurea Magistrale, Università degli Studi di Padova, 2012/2013.
- [26] M. Manzolaro et al., *Ionization efficiency estimations for the SPES surface ion source*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 317 (2013): 446-449.
- [27] B. Crepieux e L. Kirkby, *Préparation et domaine des mass-marker des cibles ISOLDE*, Internal report, CERN, 2006.
- [28] D. G. *Sviluppo preliminare di una preparazione radiofarmaceutica contenente $^{90}\text{YCl}_3$ mediante tecnologia Isotope Separation On-Line (ISOL)*, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Padova, 2015/2016.
- [29] M. Rossignoli, *Studio, progettazione e test della sorgente di ionizzazione superficiale per il progetto SPES*, Tesi di laurea magistrale, Università degli Studi di Padova, 2011/2013.
- [30] Thermochemical Software & Database Package Centre for Research in Computational Thermochemistry, Ecole Polytechnique de Montreal, Canada, [Online]. Available: <http://www.crct.polymtl.ca/equiweb.php>.
- [31] R. Zanaga, *Studio e test della sorgente superficiale SPES*, Tesi di laurea triennale, Università degli Studi di Padova, 2012/2013.
- [32] T. Kalvas, *T. Kalvas, Beam Extraction and Transport*, Department of Physics, University of Jyväskylä, 40500 Jyväskylä, Finland, 2014. .
- [33] Montano, J. et al., *Off-line emittance measurements of the SPES ion source at LNL*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 648.1 (2011): 238-245..
- [34] Y. Liu et al., *Enhancement of ionization efficiency of hot-cavity ion sources*, International Conference of Ion Sources (ICIS), 2015.
- [35] Anelli C., *Impiego di fibre polimeriche lunghe per la sintesi di target refrattari ad elevata porosità e permeabilità per il progetto SPES*, Tesi di Laurea Magistrale, Università degli Studi di Padova, 2014/2015.
- [36] Knudsen, M. H. C. , *The kinetic theory of gases: some modern aspects*, Methuen and Co., Ltd., London., 1950.
- [37] Heyrman, M. et al., *Improvements and new capabilities for the multiple Knudsen cell device in high-temperature mass spectrometry*, Rapid Communications in Mass Spectrometry, 18, 163 - 174, 2003.
- [38] Sheppard, R. G., D. M. Mathes and D. J. Bray, *Properties and characteristics of graphite*, Poco Graphite Inc, 2001.
- [39] Visentin F., *Sviluppo e caratterizzazione della sorgente di ionizzazione ad alta efficienza al plasma del progetto SPES*, Tesi di laurea magistrale, Università degli Studi di Padova, 2015/2016.