

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

FACOLTÀ DI SCIENZE MM.FF.NN.

Corso di Laurea in Scienza dei Materiali

TESI DI LAUREA

PREPARAZIONE E CARATTERIZZAZIONE DI CAVITÀ
RISONANTI SUPERCONDUTTIVE IN NIOBIO SENZA
SALDATURE PER ACCELERATORI DI PARTICELLE

Relatore: Prof. V. Palmieri

Correlatore: Dott. P. Kneisel

Candidato: Roncolato Carlo

N° matr.: 396980/MT

Anno Accademico 2000/01

Preparazione e caratterizzazione di cavità in niobio superconduttrici senza
saldature per acceleratori di particelle

INDICE

Introduzione	5
Progetto TESLA.....	5
Obiettivo della tesi	9
Capitolo I Superconduttività a Radiofrequenza	11
I.1 - Vantaggi dall'uso della Superconduttività	11
I.2 - Impedenza superficiale nei metalli normali.....	13
I.2.1 - Effetto Pelle	14
I.2.2 - Effetto Pelle Anomalo	15
I.3 - Impedenza superficiale nei superconduttori	17
I.3.1 - Impedenza con il modello a due fluidi.....	20
I.3.2 - Impedenza con il modello BCS	23
Capitolo II Cavità superconduttive risonanti a radiofrequenza	28
II.1 - Introduzione alle Cavità Risonanti	28
II.2 - Principali grandezze fisiche utilizzate	31
II.3 - Realizzazione di una cavità.....	37
II.3.1 - Tecnica di fabbricazione per stampaggio diretto	38
II.3.2 - Tecniche innovative di fabbricazione.....	44
Capitolo III Procedure Sperimentali	57
III.1 - Misura di una Cavità.....	57
III.2 - Sistema a Radiofrequenza	64
III.3 - Operazioni preliminari alla misura.....	68
III.3.1 - Operazione di Tuning della Cavità Multicella.....	68
III.3.2 - Sgrassaggio ad Ultrasuoni	71
III.3.3 - Trattamento chimico della superficie.....	75
III.3.4 - Lavaggio ad alta pressione	80
III.3.5 - Assemblaggio della Cavità.....	85
III.3.6 - Raffreddamento della cavità.....	89

III.3.7 - Ricerca della frequenza di risonanza.....	90
Capitolo IV Risultati e discussione	91
IV.1 - Risultati.....	91
IV.1.1 - Cavità P7.....	92
IV.1.2 - Cavità P8.....	96
IV.1.3 - Cavità PC5.....	101
IV.2 - Meccanismi di Perdita.....	103
IV.2.1 - Meccanismi di perdita a basso campo	105
IV.2.2 - Meccanismi di perdita ad alto campo	110
IV.3 - Considerazioni generali.....	121
Capitolo V Rugosità superficiale come possibile meccanismo di perdita	122
V.1 - Introduzione	122
V.2 - Effetto di demagnetizzazione	128
V.2.1 - Diamagnete perfetto.....	130
V.3 - Simulazione di una superficie ruvida.....	134
V.4 - Risultati della simulazione.....	137
V.5 - Informazioni estraibili dal modello	147
Conclusioni.....	149
Bibliografia	150
Appendice A Fattore di demagnetizzazione	152
Ringraziamenti.....	162

Introduzione

PROGETTO TESLA

Gli acceleratori sono diventati uno strumento chiave per lo studio del microcosmo. Il loro sviluppo è sempre stato contraddistinto da una forte vivacità di idee e di utilizzo delle nuove tecnologie. Le energie raggiunte dalle particelle aumentano di circa un fattore dieci ogni decade - e con loro la capacità di risolvere oggetti sempre più piccoli e creare particelle sempre più pesanti.

Il progetto TESLA [1] (TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator) - proposto da Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY) - riguarda la possibile costruzione di un acceleratore lineare elettrone-positrone, con energie iniziali pari a 500GeV ed estendibile fino a 800GeV.

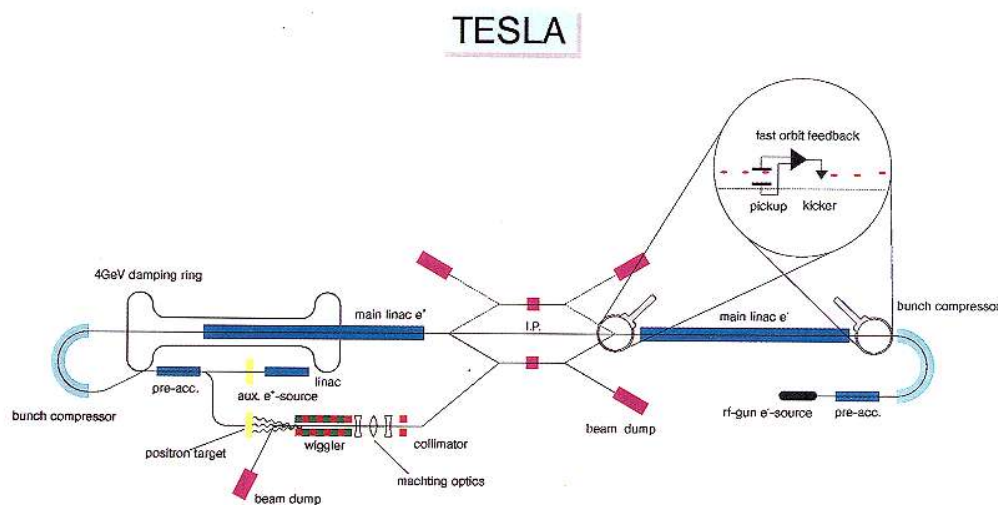


Figura 1 - Schema dell'acceleratore di particelle TESLA

L'acceleratore TESLA è diviso in due segmenti lineari. Questi accelerano uno contro l'altro un fascio di elettroni ed uno di positroni. Al centro dell'acceleratore è presente la sala degli esperimenti e il rivelatore di particelle (figura 1).

Uno dei più importanti parametri ricercati è l'ottenimento di un'elevata frequenza di collisioni al punto di incontro - comunemente indicata come *luminosità del fascio*. Per fare ciò è richiesto un fascio molto energetico e ben collimato prima del momento della collisione.

L'accelerazione del fascio è generata da risonatori elettromagnetici a radiofrequenza - dette cavità. Le cavità sono strutture in radiofrequenza di lunghezza totale un metro, composte da nove celle di risonanza (figura 2). Per raggiungere energie così elevate il progetto propone l'installazione di circa ventimila cavità.

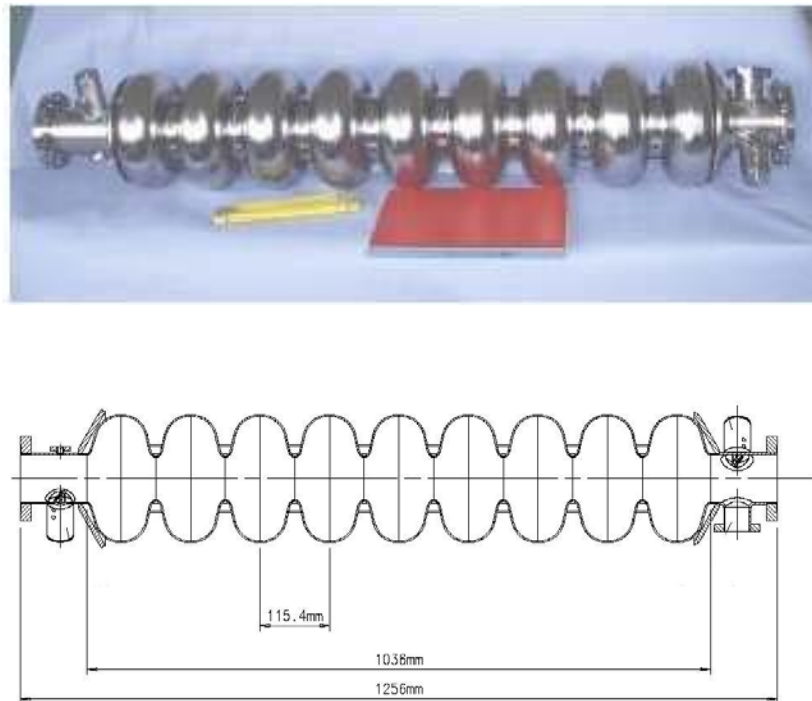


Figura 2 - Foto e schema di una cavità a nove celle per l'acceleratore TESLA.

Il progetto TESLA presuppone anche la costruzione di un tunnel sotterraneo (figura 3) dove alloggiare le strutture acceleranti nella regione vicino ad Amburgo in Germania, per una lunghezza totale di 33km. La sala degli esperimenti di collisione è posta a metà del percorso, lungo il quale si trovano ogni 6km gli impianti di refrigerazione e le apparecchiature di controllo.

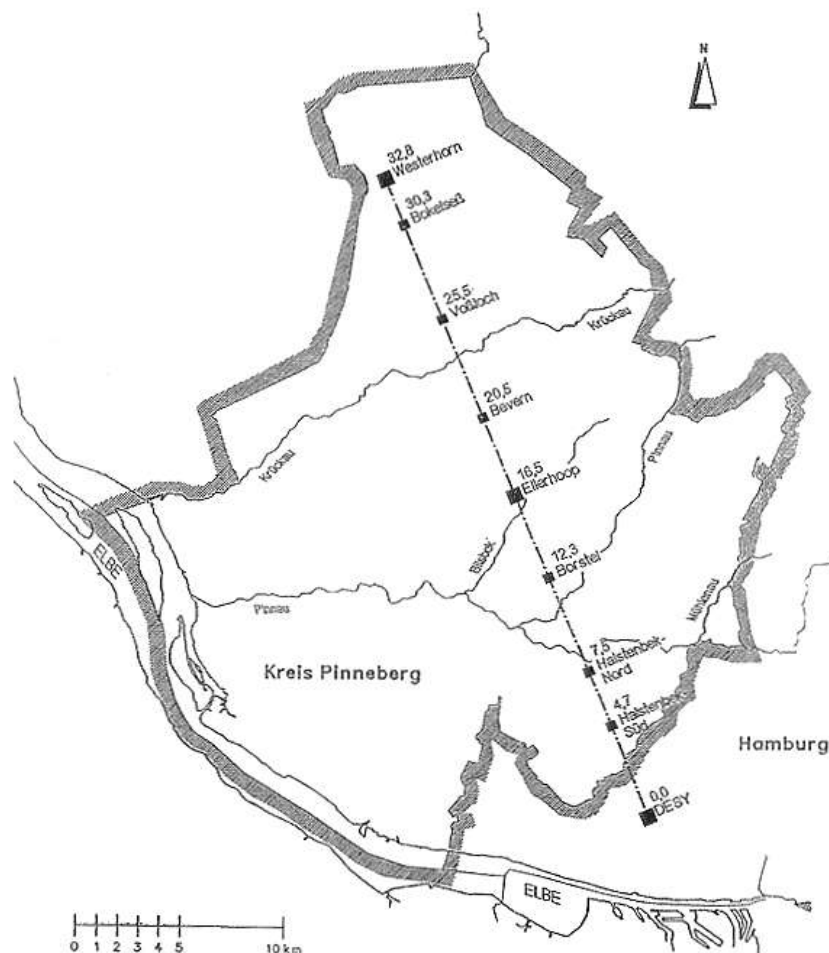


Figura 3 - Potenziale ubicazione dell'acceleratore nei pressi della città di Amburgo.

Una collaborazione internazionale per la realizzazione del progetto TESLA è iniziata nel 1992, a cui fanno parte fisici, ingegneri e tecnici provenienti da 40 istituti di ricerca in 9 diversi paesi, in cooperazione con l'industria:

Armenia	Yerevan Physics Institute
Cina	IHEP Beijing, Tsinghua University
Finlandia	Institute of Physics, Helsinki
Francia	IN2P3/IPN Orsay, IN2P3/LAL Orsay, DSM/DAPNIA Saclay

Germania	RWTH Aachen, BESSY Berlin, HMI Berlin, MBI Berlin, TU Berlin, TU Darmstadt, TU Dresden, Frankfurt University, GKSS Geesthacht, DESY Hamburg and Zeuthen, Hamburg University, FZK Karlsruhe, Rostock University, Wuppertal University
Italia	INFN sezione di Frascati, Legnaro, Milano, Roma 2
Polonia	Inst. of Nuclear Physics Cracow, Univ. of Mining & Metallurgy Cracow, Soltan Inst. for Nuclear Studies Otwock{Swierk, Polish Acad. of Science Warsaw, Polish Atomic Energy Agency Warsaw, Warsaw University
Russia	JINR Dubna, MEPhI Moscow, INP Novosibirsk, BINP Protvino, IHEP Protvino, INR Troitsk
Stati Uniti	Argonne National Laboratory, FNAL Batavia, Cornell University, UCLA Los Angeles

Questo interessante contesto organizzativo ha stimolato molti centri di ricerca ad impegnarsi in una gran quantità di progetti collegati a TESLA, riguardanti in particolare il campo della costruzione delle cavità e lo studio dei materiali superconduttori in radio frequenza, con lo scopo ultimo di rendere sempre più accessibile la realizzazione del progetto TESLA.

OBIETTIVO DELLA TESI

Nell'ambito del *Progetto Speciale Nuove Tecniche di Accelerazione* dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) hanno proposto un'originale tecnica di formatura a freddo di cavità in niobio massiccio con frequenza di risonanza a 1,3GHz del tipo TESLA. La tecnica di lavorazione si basa sulla tornitura in lastra (in inglese *spinning*) ed è in grado di costruire cavità monocelle e multicelle, senza l'utilizzo di saldature¹ - in inglese cavità di tipo *seamless*.

La possibilità di fabbricazione di cavità senza saldatura offre due vantaggi immediati. Il primo vantaggio consiste nell'evitare automaticamente il problema di produzione di difetti superficiali originati dalla saldatura. Il secondo vantaggio, non meno importante del primo risiede nell'abbattimento dei costi e dei tempi di fabbricazione delle cavità a 1.3GHz con nove celle in niobio massiccio, proposte per TESLA.

La tecnica dello *spinning* oltre a questi vantaggi si è dimostrata essere anche alquanto promettente. La maggior parte delle cavità costruite con questo metodo, sebbene solo monocella, ha esibito campi acceleranti massimi fino a 39MV/m con un fattore di merito pari a 10^{10} , ove le specifiche del progetto TESLA sono di 25MV/m e di 5×10^9 .

Il progetto di ricerca e sviluppo, applicato alle cavità seamless, ha in definitiva lo scopo di dimostrare la fattibilità di fabbricazione e di funzionamento di strutture risonanti a basso costo per applicazioni su larga scala, dove decine di migliaia di cavità sono prodotte in tempi ragionevoli.

¹ La tecnica è brevettata dall'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare.

Il lavoro di tesi si inserisce in questo contesto, a fianco dell'attività di ricerca a livello nazionale e internazionale, in cui i Laboratori Nazionali di Legnaro collaborano fornendo cavità seamless presso i seguenti centri di ricerca: INFN sezione di Genova, CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) a Ginevra, CEA/Saclay (Commissariat à l'Energie Atomique) in Francia, DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Germania KEK (High Energy Accelerator Organization) a Tsukuba in Giappone e TJNAF (Thomas Jefferson National Accelerator Facility) negli Stati Uniti.

Lo svolgimento è stato condotto in parte presso i Laboratori Nazionali di Legnaro, dove è stata seguita maggiormente la parte di produzione delle cavità, ed in parte presso i laboratori del TJNAF (Jefferson Lab), dove è stata svolta l'operazione di caratterizzazione delle cavità.

In passato, svariati programmi di ricerca sono stati condotti per comprendere più a fondo i fenomeni che regolano le limitazioni al funzionamento delle cavità, con lo scopo di spingere oltre il confine delle prestazioni. Il presente lavoro di tesi è similmente motivato.

In particolare si focalizzerà il problema su uno dei meccanismi limitanti. Si cercherà di comprendere se la rugosità superficiale delle cavità seamless è un fattore decisivo per le prestazioni.

SUPERCONDUTTIVITÀ A RADIOFREQUENZA

Dopo aver visto i vantaggi dell'applicazione della superconduttività alle cavità acceleranti in radiofrequenza, tipicamente da 0.1 a 10GHz, in questo capitolo vengono discusse le basi teoriche e le sue implicazioni pratiche. In particolare si vuole illustrare che un superconduttore ha resistenza elettrica nulla se percorso da una corrente continua, ma diversa da zero se la corrente è alternata.

I.1 - VANTAGGI DALL'USO DELLA SUPERCONDUTTIVITÀ

L'impiego di materiale superconduttivo comporta un considerevole risparmio nei consumi energetici delle cavità. Queste generalmente sono strutture metalliche conduttrici internamente cave all'interno delle quali è possibile produrre campi elettromagnetici responsabili del guadagno energetico di una particella. Tipicamente quest'energia è impiegata per accelerare elettroni, protoni, o altri nuclei pesanti negli acceleratori di particelle.

L'esigenza di contenere le dimensioni dell'acceleratore e le potenze dissipate, al fine di diminuire i costi di fabbricazione e di funzionamento, impone alle cavità la condizione restrittiva di essere in grado di generare elevati campi acceleranti con un'elevata efficienza di conversione dell'energia elettromagnetica.

Nel passato, cavità in rame sono state realizzate per alcuni acceleratori (SLAC ad esempio), tuttavia la tecnologia superconduttiva ha dato prova di essere una promettente alternativa solo negli ultimi venti anni. Alcuni esempi di acceleratori attualmente funzionanti sono l'HERA presso i laboratori di DESY, il CEBAF presso il Jefferson Lab, il TRISTAN a KEK e il LEP del CERN. Proprio quest'ultimo esempio è il più grande acceleratore realizzato con cavità superconduttrici, dove oltre 250 cavità a quattro celle sono state installate durante lo scorso decennio.

Sebbene i superconduttori non presentino alcuna resistenza al passaggio della corrente continua, nel caso di campi a radiofrequenza il materiale dissipa potenza. Ad ogni modo la resistenza superficiale dei superconduttori è minore, rispetto a quella dei conduttori normali di vari ordini di grandezza. L'uso di cavità superconduttrici in sostituzione dei normali conduttori offre quindi numerosi vantaggi e prospettive di applicazione:

I.1.1 Minore resistenza superficiale.

La minore resistenza superficiale consente di avere a parità di campo elettromagnetico, dissipazioni termiche sulle pareti della cavità molto basse e quindi di incrementare l'efficienza di conversione dell'energia di alimentazione al fascio. Anche tenendo in conto della potenza aggiuntiva per refrigerare le cavità allo stato superconduttivo, il fabbisogno di potenza richiesto dall'acceleratore superconduttivo è più di due ordini di grandezza inferiore di un equivalente acceleratore normale costruito in rame.

I.1.2 Elevati gradienti acceleranti a potenza continua

La ridotta potenza dissipata elimina il problema di realizzare elevati gradienti acceleranti ($>25\text{MV/m}$) in condizioni di onda continua (cw), facendo calare la lunghezza dell'acceleratore. Inoltre, la luminosità di fascio è incrementata dato che è infatti possibile accelerare un elevato numero di pacchetti di particelle per unità di tempo.

I.1.3 Frequenze minori di funzionamento.

L'uso di cavità superconduttrici permette di operare a frequenze minori di quanto non accada con i conduttori normali, riducendo i problemi di gestione del fascio. Infatti, il passaggio delle particelle eccita in cavità dei modi risonanti trasversali e longitudinali di disturbo - *modi pericolosi* - i quali modificano le condizioni di focalizzazione. Per un corretto utilizzo dell'acceleratore occorre ridurre l'ampiezza dei modi pericolosi, la quale aumenta in modo proporzionale con la frequenza di funzionamento delle cavità. Nel caso di conduttori normali, questa

esigenza di ridurre la frequenza si scontra con l'opposta necessità di utilizzare frequenze elevate, al fine di ridurre la potenza che, a parità di campo accelerante e di lunghezza, viene dissipata sulla superficie della cavità.

I.2 - IMPEDENZA SUPERFICIALE NEI METALLI NORMALI

Per capire meglio i fenomeni che accadono durante il funzionamento delle cavità, è utile richiamare alcuni concetti sugli effetti che si producono sulla superficie di un materiale conduttore quando è investito da una radiazione elettromagnetica.

Gli elettroni nel materiale risponderanno al campo elettromagnetico secondo la legge di Ohm:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (I.1)$$

dove: \mathbf{J} è la densità di corrente

\mathbf{E} è il campo elettrico

σ è la conducibilità del metallo.

Nel caso di campi variabili nel tempo, la densità di corrente è in ritardo rispetto al cambio di direzione del campo elettrico, a causa dell'inerzia degli elettroni. Si usa dire che \mathbf{J} e \mathbf{E} sono *sfasati* nel tempo.

Matematicamente è possibile descrivere questo attraverso l'introduzione della conducibilità complessa di un metallo, espressa dalla:

$$\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2 \quad (I.2)$$

Il modulo di σ esprime la risposta in valore assoluto, mentre il rapporto σ_2/σ_1 è collegato allo sfasamento.

Generalizzando questo discorso, i fenomeni di riflessione ed assorbimento di un'onda elettromagnetica alla superficie di un conduttore risultano essere opportunamente descritti in termini di quantità complesse. In particolare si utilizzerà *impedenza superficiale* del materiale, che vale:

$$Z_n = R_n + iX_n = \frac{E_t(0)}{H_t(0)} \quad (I.3)$$

dove: $E_t(0)$ e $H_t(0)$ sono rispettivamente le componenti tangenziali del campo elettrico e induzione magnetica alla superficie del metallo

R_n è la *resistenza superficiale*, legata alle perdite per effetto Joule per unità di superficie

X_n è la *reattanza superficiale*, legata al cambiamento di fase che l'onda subisce, dopo che è stata riflessa dal metallo.

I.2.1 Effetto Pelle

Si consideri il caso di una superficie piana metallica, sulla quale incide perpendicolarmente un'onda elettromagnetica. Si può immaginare che i campi elettromagnetici a mano, a mano che penetrano all'interno del metallo, inducono una densità di corrente. L'energia trasportata dalla radiazione viene ceduta agli elettroni, i quali la cedono a loro volta al reticolo.

I campi penetrano nel conduttore solamente per un certo spessore paragonabile alla lunghezza δ - detta *lunghezza di penetrazione dell'effetto pelle*.

Assumendo una pulsazione dell'onda ω tale che $\omega\tau \ll 1$, dove è τ il tempo medio che trascorre tra due successivi urti di un elettrone di conduzione, si ricava che:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}} \quad (I.4)$$

dove: ω è la pulsazione dell'onda

σ è la conducibilità del metallo

μ è la permeabilità magnetica del metallo

In questo caso dalle equazioni di Maxwell si ha che l'impedenza superficiale vale:

$$Z_n = \frac{1}{\sigma \delta} = \sqrt{\frac{\mu \omega}{2 \sigma_n}} (1 + i) \quad (I.5)$$

dove σ_n è la conducibilità del metallo in corrente continua, quest'ultima è esprimibile come:

$$\sigma_n = \frac{ne^2}{m} \tau \quad (I.6)$$

dove m ed e sono la massa e la carica dell'elettrone e n è la densità di elettroni di conduzione nel metallo. Si ricava dall'effetto pelle che la resistenza superficiale di un materiale conduttore aumenta come $\omega^{1/2}$.

I.2.2 Effetto Pelle Anomalo

L'espressione (I.5) suggerisce che è possibile diminuire il valore dell'impedenza superficiale, utilizzando un metallo che abbia una buona conducibilità σ .

Tuttavia, all'aumentare della conducibilità intervengono altri fenomeni, legati al libero cammino medio di un elettrone, che modificano l'espressione dell'impedenza.

Infatti assumendo la velocità media di un elettrone uguale alla velocità di Fermi v_F si ha che:

$$\sigma_n = \frac{ne^2}{mv_F} \ell \quad (I.7)$$

dove ℓ è il libero cammino medio.

Quindi, con il progressivo miglioramento della conducibilità, aumenta anche il libero cammino medio di un elettrone. Nel caso di metalli molto puri ($\ell \gg \delta$) o nel caso di frequenze particolarmente elevate ($\omega \gg 1$), la lunghezza del libero cammino medio potrà diventare maggiore della lunghezza di penetrazione δ (vedi figura I.1).

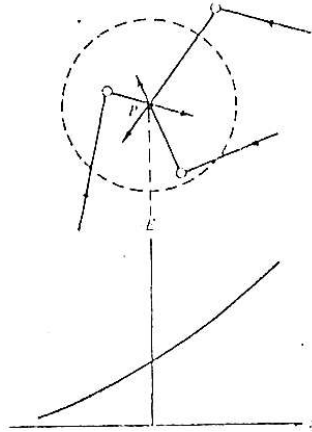


Figura I.1 - Variazione del campo elettrico paragonata con il libero cammino medio ℓ . Sopra è mostrato come al punto P tre elettroni contribuiscano ciascuno in modo diverso alla densità di corrente.

In queste condizioni, definite *anomale*, la legge di Ohm è valida solo localmente. È ad ogni modo possibile ricavare una legge che descriva la densità di corrente in termini più generali.

Secondo il procedimento seguito da Chambers [2], la corrente ha la forma di una convoluzione estesa ad una regione dal raggio circa pari a ℓ , la quale risulta:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \frac{3\sigma}{4\pi\ell} \int_V \mathbf{R} \frac{\mathbf{R} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') e^{-R/\ell}}{R^4} d\mathbf{R} \quad (\text{I.8})$$

dove $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$

La trattazione rigorosa del problema fornisce l'espressione per Z_n sia nel caso classico ($\ell \ll \delta$) che in quello anomalo ($\ell \gg \delta$). Nel caso classico si ritrova l'espressione (I.6), mentre nel limite anomalo l'impedenza superficiale vale:

$$Z_n = \frac{8}{9} \left(\frac{\sqrt{3}\mu^2 \omega^2 \ell}{16\pi\sigma} \right)^{1/3} (1 + i\sqrt{3}) \quad (\text{I.9})$$

In particolare, quest'espressione è vera nel caso in cui gli elettroni vengano riflessi in maniera speculare dalla superficie del metallo. Il caso di riflessione diffusa

è analogo e non cambia sostanzialmente il risultato, che differisce per un fattore moltiplicativo $9/8$.

Osservando più in dettaglio l'espressione I.9, si nota come la dipendenza dal libero cammino medio è eliminata, mentre la resistenza superficiale va adesso come $\omega^{2/3}$.

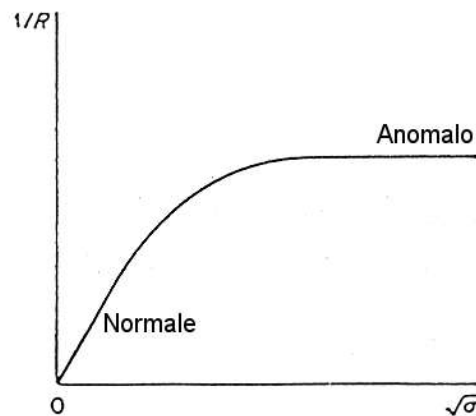


Figura I.2 Andamento dell'inverso della resistenza superficiale in funzione della radice quadrata della conducibilità. Sono inoltre mostrate le zone in cui vale l'effetto pelle normale e anomalo.

In figura I.2 è riportato l'andamento di R_n^{-1} contro $\sigma^{1/2}$. L'effetto pelle normale si osserva nel *range* di bassa conduttività (o alte temperature) in cui R_n circa $\sigma^{-1/2}$; nel regime di effetto pelle anomalo R_n è invece indipendente dal valore di σ , il che pone un limite intrinseco all'utilizzazione di metalli normali a radiofrequenza. Infatti mentre nella regione normale l'impiego dei materiali puri a basse temperature porta sensibili riduzioni di R_n , nella regione anomala l'aumento della purezza del materiale (oppure l'ulteriore abbassamento della temperatura) non corrisponde ad un'altrettanta diminuzione della resistenza superficiale del materiale.

I.3 - IMPEDENZA SUPERFICIALE NEI SUPERCONDUTTORI

Secondo il modello di London[3], la risposta di un superconduttore ai campi elettromagnetici è:

$$\mathbf{J} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{A} \quad (\text{I.10})$$

dove: \mathbf{J} è la densità di corrente

λ_L è la lunghezza di penetrazione di London

\mathbf{A} è il potenziale vettore

Pertanto, il comportamento elettrico di un superconduttore non è descrivibile in termini di gas elettronico dominato dalle collisioni. La conduzione è invece affidata ad un fluido che non interagisce né con le vibrazioni del reticolo, né con le impurezze presenti nel materiale. Tuttavia a causa delle dimensioni finite delle coppie di Cooper, non è possibile assumere che esso sia in grado di rispondere sempre alla stessa maniera anche per rapide variazioni del potenziale vettore.

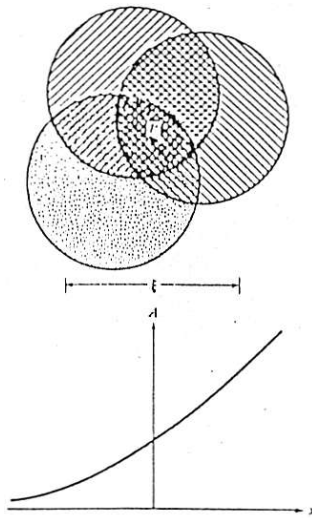


Figura I.3 - Variazione del potenziale vettore intorno al punto P , paragonata con la lunghezza di coerenza ξ . Sopra è mostrato come al punto P tre coppie di Cooper contribuiscano ciascuna in modo diverso alla densità di Corrente.

Similmente a quanto accade nell'effetto anomalo, ad alte frequenze l'espressione (I.10) è valida solo localmente.

La risposta in corrente per un superconduttore in un punto dipende quindi da tutti i contributi del potenziale vettore entro la lunghezza di coerenza ξ , dato che coppie di Cooper più distanti non contribuiscono significativamente (vedi figura I.3)

La prima trattazione rigorosa dei fenomeni di coerenza fu fatta da Pippard. Egli osservò da misure sullo stagno dell'impedenza superficiale che la lunghezza di penetrazione di London aumentava se il materiale veniva drogato con indio. Interpretando questo fenomeno come l'analogo dell'effetto pelle anomalo nei metalli, Pippard ipotizzò l'esistenza di una relazione non locale tra potenziale vettore e supercorrenti da esso indotte.

In analogia all'espressione di Chambers (I.8), egli postulò:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = -\frac{3}{4\pi\mu_0\lambda_L^2\xi_0} \int_V \mathbf{R} \frac{\mathbf{R} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}') e^{-R/\xi}}{R^4} d\mathbf{R} \quad (\text{I.11})$$

dove la lunghezza di coerenza soddisfa la seguente relazione empirica:

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{\ell} \quad (\text{I.12})$$

in cui ξ_0 è la lunghezza di coerenza di Pippard, che dipende da parametri fisici intrinseci del materiale.

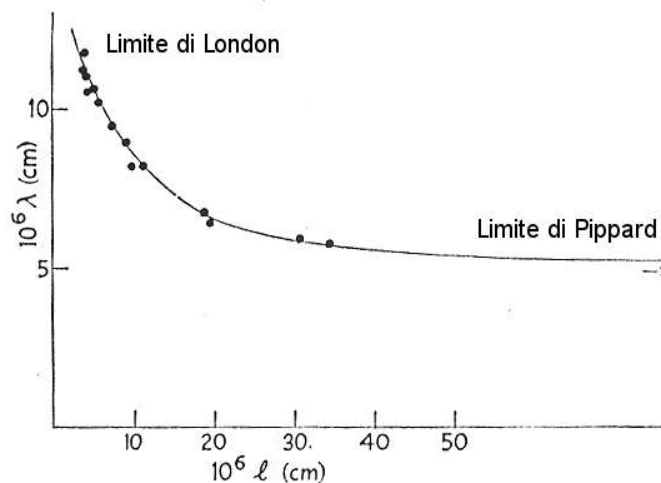


Figura I.4 - Andamento della lunghezza di penetrazione in funzione del libero cammino medio

L'espressione (I.13) permette di calcolare in maniera del tutto generale la lunghezza di penetrazione λ_L al variare del libero cammino medio degli elettroni. L'andamento è riprodotto nella figura I.4, dove sono indicati anche i due casi limite.

Per $\xi \gg \lambda_L$ - detto il *limite di London* si ottiene:

$$\lambda = \lambda_L \sqrt{1 + \frac{\xi_0}{\ell}} \quad (\text{I.13})$$

Questo caso ben descrive la lunghezza di penetrazione di materiali aventi il cammino libero medio tendente a zero - detto *dirty limit*. Infatti, in tal caso, si ha $\xi \sim \ell$ e la condizione $\xi \ll \lambda_L$ risulta soddisfatta in buona approssimazione.

L'altro caso limite in cui è possibile ricavare analiticamente la lunghezza di penetrazione è espresso dalla condizione $\xi \gg \lambda_L$ detto *limite di Pippard*. In tal caso l'espressione di λ_L è data da:

$$\lambda = \lambda_L^{2/3} \left(\frac{\sqrt{3}\xi_0}{2\pi} \right)^{2/3} \quad (\text{I.14})$$

Vi sono comunque anche materiali puri, caratterizzati da piccoli valori di ξ_0 . In questo caso, la variazione dei campi nella zona di penetrazione è piccola rispetto alla lunghezza di coerenza e si può ritornare al risultato della teoria locale.

I.3.1 Impedenza con il modello a due fluidi

Uno dei primi modelli teorici sviluppati per spiegare la transizione nello stato superconduttivo fu il *modello a due fluidi di Gorter e Casimir*. In questo modello si assume che al di sotto della temperatura di transizione T_c gli elettroni di conduzione possano essere divisi in due gruppi ben distinti: uno superconduttivo ed uno normale, con densità n_s e n_n rispettivamente.

La densità degli elettroni responsabili delle proprietà superconduttive del materiale, decresce al crescere della temperatura, fino ad annullarsi al valore della temperatura critica, dove invece rimangono solo gli elettroni normali. La forma esplicita per $n_n(T)$ e $n_s(T)$ dipende dal particolare modello considerato.

La densità di corrente totale sarà data dalla somma di due contributi:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_s \quad (\text{I.15})$$

ed il legame tra la corrente e il campo elettrico si potrà esprimere come:

$$\mathbf{J} = (\sigma_1 - i\sigma_2)\mathbf{E} = \sigma_{eff}\mathbf{E} \quad (\text{I.16})$$

Se si assume per il campo elettrico un andamento oscillante nel tempo si ha:

$$\sigma_1 = \frac{n_n}{m} \frac{e^2 \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (\text{I.17})$$

$$\sigma_2 = \frac{n_s e^2}{m\omega} + \frac{n_n e^2}{m\omega} \frac{(\omega\tau)^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (\text{I.18})$$

La parte reale conduttiva coinvolge solo il fluido normale, mentre quella immaginaria porta il contributo di entrambi i fluidi. Il circuito equivalente delle ammettenze è mostrato in figura I.5.

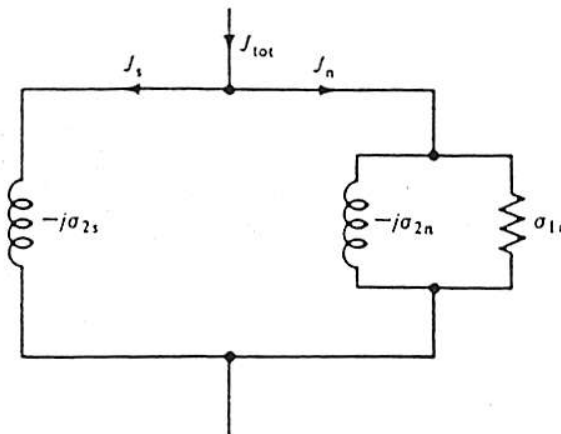


Figura I.5 - Circuito equivalente per le ammettenze di un superconduttore nell'ambito del modello a due fluidi.

Dalle (I.17) e (I.18) si vede che a **frequenza zero la conduttività è infinita**, mentre a **frequenze diverse da zero si ha una dissipazione non nulla in quanto l'effetto di *shunt* della branca induttiva è tanto più debole, quanto più alta è la frequenza.**

Sotto l'usuale condizione $\omega\tau \ll 1$ le espressioni diventano:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_n} = \frac{n_n}{n} \quad (I.19)$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_n} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2 \omega} \quad (I.20)$$

dove la lunghezza di penetrazione è assunta essere pari a quella di London, con espressione:

$$\lambda_L^2 = \varepsilon_0 \frac{mc^2}{n_s e^2} \quad (I.21)$$

L'impedenza superficiale, trascurando l'effetto pelle anomalo nello strato normale, può essere scritta, in analogia alla (I.5), come:

$$Z_s = \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\sigma_{eff}}} (1 + i) \quad (I.22)$$

Con la condizione $\sigma_2 \gg \sigma_1$, si ottiene:

$$R_s = R_n \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sigma_1/\sigma_n}{(\sigma_2/\sigma_n)^{3/2}} = \frac{1}{2} \mu_0^2 \omega^2 \lambda_L^3 \sigma_n \frac{n_n}{n} \quad (I.23)$$

$$X_s = X_n \frac{\sqrt{2}}{(\sigma_2/\sigma_n)^{1/2}} = \mu_0 \omega \lambda_L \quad (I.24)$$

Si osserva quindi che la resistenza per un superconduttore va come ω^2 , in contrasto con l'andamento espresso dall'effetto pelle nei metalli normali. La (I.23) dà, inoltre, una corretta spiegazione del fatto che l'assorbimento in un superconduttore decresce al diminuire della temperatura sia per la presenza di un numero minore di elettroni normali, sia per la diminuzione della lunghezza di penetrazione.

I risultati ottenuti nell'ambito del modello a due fluidi hanno il pregio di offrire una rappresentazione intuitiva dei fenomeni che regolano il comportamento in radiofrequenza dei superconduttori, ma falliscono nella spiegazione quantitativa dei risultati sperimentali. Il modello a due fluidi di Gorter e Casimir assume un andamento di n_n che va come la quarta potenza della temperatura, il quale è diverso da quello sperimentale, di tipo esponenziale secondo una distribuzione di Boltzman. Tuttavia, inserendo un corretto andamento di n_n in funzione della temperatura, la teoria predice valori in buon accordo con l'andamento sperimentale.

Per ottenere una comprensione dettagliata della dipendenza della resistenza superficiale dalla temperatura e dalla frequenza è necessario rifarsi alla teoria microscopica della superconduttività sviluppata da Bardeen, Cooper e Schrieffer - detta *teoria BCS*.

I.3.2 Impedenza con il modello BCS

Secondo la teoria BCS [4] esiste un gap energetico pari a 2Δ nella densità degli stati degli elettroni di conduzione in un superconduttore al di sotto della temperatura di transizione. La dipendenza di Δ dalla temperatura è un'espressione integrale implicita. Ad ogni modo questa è ben approssimata dalla formula empirica:

$$\Delta(T) = \Delta(0) \sqrt{\cos\left(\frac{\pi T^2}{2T_c^2}\right)} \quad (I.25)$$

Questa espressione è legata ad una di validità generale, fornita appunto dalla teoria BCS:

$$\frac{2\Delta(0)}{k_B T_c} = s \quad (I.26)$$

dove: T_c è la temperatura critica

$2\Delta(0)$ è il gap energetico allo zero assoluto

s è il fattore di *strong coupling* pari a 3.52

Gli elettroni che si trovano nello stato fondamentale sono associati in coppie, dette *coppie di Cooper*, di momento e spin opposti e possono trasportare corrente senza perdere energia. Questi elettroni corrispondono ai superelettroni nel modello a due fluidi.

In assenza di fotoni con energia $\hbar\omega > 2\Delta$ non è possibile rompere alcuna coppia a $T = 0$. (per il niobio ad esempio la frequenza minima corrisponde a circa 700GHz). A temperatura finita, viceversa esiste sempre una probabilità che alcuni di questi elettroni vengano eccitati sopra al gap - questi prendono il nome di *quasi*

particelle nella teoria microscopica. Essi corrispondono agli elettroni normali del modello a due fluidi e generano dissipazione con il trasporto di corrente.

Nell'ambito della teoria BCS in radiofrequenza l'approccio è basato sullo studio dell'equazione di Schrödinger dipendente dal tempo. L'hamiltoniana H_0 descrive il sistema in assenza di campi esterni, ma includendo i possibili termini di interazione di coppia. A questa si somma un termine perturbativo H_{ext} il quale descrive l'interazione con i campi elettromagnetici. Per cui si ha:

$$H_0\Psi + H_{ext}\Psi = i\hbar \frac{\partial\Psi}{\partial t} \quad (I.27)$$

La relazione tra il potenziale vettore e la corrente secondo questa teoria è di tipo non locale, data da:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar c} N(\varepsilon_F) v_F \int_V \mathbf{R} \frac{\mathbf{R} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}') e^{-R/\ell}}{R^4} I(\omega, r, t) d\mathbf{R} \quad (I.28)$$

dove $I(\omega, r, t)$ è un'espressione integrale legata, oltre alle quantità esplicitamente indicate, anche alla densità di stati BCS.

Nel limite di Pippard ($\xi \ll \lambda_L$) è possibile approssimare $I(\omega, r, t)$ con il suo valore a $r = 0$. In questo caso è possibile definire una conduttività complessa per cui vale la seguente relazione:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_n} - i \frac{\sigma_2}{\sigma_n} \equiv \frac{I(\omega, 0, t)}{-i\pi\hbar\omega} \quad (I.29)$$

I rapporti di conducibilità σ_1/σ_n e σ_2/σ_n sotto la condizione usualmente soddisfatta $\hbar\omega < 2\Delta$ sono espressi analiticamente dalle:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_n} = \frac{2}{\hbar\omega} \int_0^\infty [f(E) + f(E + \hbar\omega)] g^+(E) dE \quad (I.30)$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_n} = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta-\hbar\omega}^\Delta [1 - 2f(E + \hbar\omega)] g^-(E) dE \quad (I.31)$$

qui $f(E)$ è la funzione di Fermi-Dirac:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{E/K_B T}} \quad (I.32)$$

e $g^\pm(E)$:

$$g^\pm(E) = \frac{E^2 + \hbar^2 \omega^2 + \hbar \omega E}{\sqrt{\pm(E^2 - \Delta^2)} \sqrt{(E + \hbar \omega)^2 - \Delta^2}} \quad (I.33)$$

Il primo integrale tiene conto delle particelle eccitate termicamente sopra il gap, mentre il secondo di quelle che restano.

L'impedenza allo stato superconduttivo assume la semplice forma:

$$\frac{Z_s}{Z_n} = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_n} - i \frac{\sigma_2}{\sigma_n} \right)^n \quad (I.34)$$

dove Z_n è l'impedenza del metallo allo stato normale e n è pari a $1/3$. Questa espressione risulta essere simile anche nel limite di London nel *dirty limit* dove n è $1/2$.

Per il calcolo dell'impedenza superficiale a temperature diverse da zero è necessaria la risoluzione numerica degli integrali (I.33) e (I.34), mentre a $T = 0$ essi possono essere espressi mediante integrali ellittici. Tuttavia la resistenza superficiale per $T < T_c/2$ risulta essere ben approssimata dalla:

$$R_s \approx \frac{A \omega^2}{T} e^{-\frac{s T_c}{2 T}} \quad (I.35)$$

dove il fattore A dipende dai parametri fisici del superconduttore (λ_L , ξ_0 , ℓ , T_c , Δ , σ_n).

Un tipico andamento di R_s in funzione di T , che effettivamente si misura in pratica, è mostrato in figura I.6. La linea continua rappresenta il calcolo teorico secondo il modello BCS. Il modello è in accordo con tutti i dati se al termine teorico $R_{BCS}(T)$ viene aggiunto anche un secondo - detto *resistenza residua superficiale* e indicato con R_{res} - indipendente dalla temperatura.

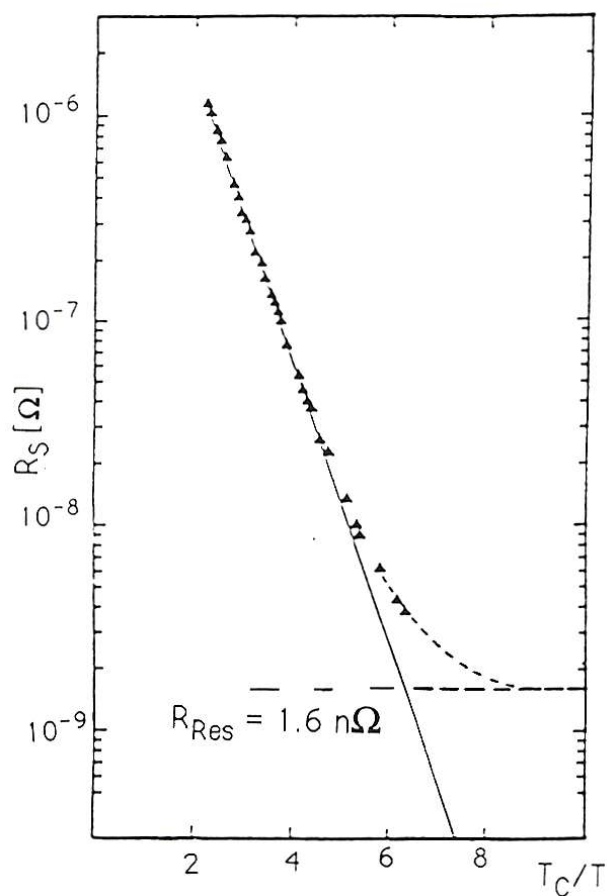


Figura I.6 - Andamento tipico della resistenza superficiale di un superconduttore. La linea continua è la sola resistenza BCS, mentre quella tratteggiata comprende il termine residuo.

L'espressione generale per la resistenza diventa:

$$R_s(T, \omega) = R_{BCS}(T, \omega) + R_{res}(\omega) \quad (I.36)$$

La resistenza residua tiene conto in maniera mediata delle perdite superficiali che non sono descritte dalla teoria microscopica. Le sue origini fisiche non sono ben comprese, data la difficoltà di isolare le cause intrinseche e microscopiche del materiale da quelle tecnologiche, come ad esempio, la cattiva pulizia della superficie o presenza di difetti².

² vedi capitolo IV

Il vantaggio nell'utilizzare i materiali superconduttori nel campo della radiofrequenza sta proprio nella bassa resistenza superficiale. Infatti, dalla tabella I.1 confrontando i valori approssimativi di R_s per il rame e per il niobio a diverse temperature. Si nota come per il secondo materiale la transizione superconduttiva fa crollare la resistenza superficiale di 5 ordini di grandezza.

freq. = 1GHz	R_s
Cu (300K)	5 m Ω
Cu (4.2K)	1m Ω
Nb (300K)	25 m Ω
Nb (4.2K)	10n Ω

Tabella I.1 - Valori indicativi di resistenza superficiale per rame e niobio a diverse temperature, ipotizzando una frequenza di 1GHz. La transizione superconduttiva del niobio è 9.2K. [5]

CAVITÀ SUPERCONDUTTIVE RISONANTI A RADIOFREQUENZA

I principali componenti attivi degli acceleratori sono le cavità risonanti, nelle quali si creano onde elettromagnetiche stazionarie il cui campo elettrico fornisce alle particelle l'accelerazione voluta. In questo capitolo viene illustrato il principio di funzionamento e le principali grandezze fisiche che descrivono una cavità risonante. Inoltre, nella seconda parte è presentato il processo di fabbricazione dei risonatori, in cui si confronta la tecnica normale con due tecniche innovative.

II.1 - INTRODUZIONE ALLE CAVITÀ RISONANTI

Una cavità risonante è una regione di spazio racchiusa da una superficie di materiale conduttivo in grado di immagazzinare al suo interno una certa quantità di energia sotto forma di onde elettromagnetiche oscillanti stazionarie in una forma analoga a quella di un circuito risonante a bassa frequenza.

L'energia associata di una generica onda è riflessa dalle pareti verso l'interno del volume della cavità. Generalmente le numerose riflessioni casuali si comportano come tante sorgenti incoerenti. L'onda tende ad annullarsi per interferenza distruttiva e l'oscillazione non è permessa. Tuttavia esistono alcune frequenze caratteristiche della struttura per cui questo non accade, e la sovrapposizione delle onde riflesse da luogo ad uno stato stazionario. Se le pareti si comportano come un conduttore perfetto, l'energia è conservata infinitamente. Inoltre, i campi oscillanti presenti all'interno della struttura inducono una distribuzione di carica e di corrente sulla superficie.

Per una cavità di forma rettangolare – la cui sezione è mostrata in figura II.1 – l'energia viene immagazzinata in un primo momento da una separazione di cariche sotto forma di potenziale elettrico. In un secondo momento, questo potenziale genera delle correnti elettriche, circolanti sulle pareti. Il loro movimento annulla la separazione di carica e per inerzia (induttanza della cavità) crea una distribuzione opposta a quella di partenza. L'energia oscilla trasformandosi completamente da elettrica a magnetica due volte per ogni ciclo.

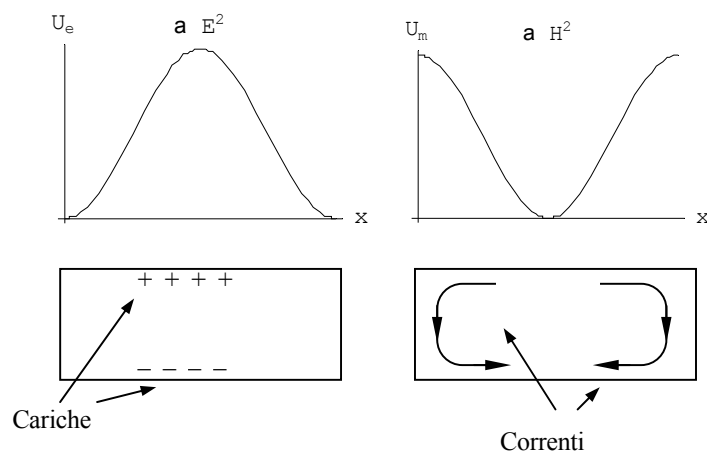


Figura II.1– Andamento dell'energia del campo elettrico e magnetico lungo la linea centrale di una cavità risonante di forma rettangolare, eccitata nel modo fondamentale.

La soluzione delle equazioni di Maxwell per un risonatore presuppone che siano possibili un infinito numero di diversi stati stazionari, ai quali corrispondono diverse frequenze di risonanza e di configurazioni di campo.

Per una particolare geometria della cavità, tutti gli stati stazionari costituiscono l'insieme dei *modi normali*. La posizione di questi modi lungo lo spettro delle frequenze dipende principalmente dalla forma geometrica della cavità stessa. Infine, ogni modo normale ha una caratteristica distribuzione di campi all'interno del volume racchiuso e di correnti circolanti sulle pareti del conduttore.

Il campo elettrico oscillante può essere impiegato per accelerare un fascio di particelle cariche. L'energia immagazzinata nel risonatore è trasferita alle particelle quando queste attraversano la cavità nella stessa direzione del campo elettrico.

La configurazione tipica di un modulo accelerante RF con ($\beta = v/c \sim 1$ dove v è la velocità della particella e c è la velocità della luce) è quella di essere eccitate nel singolo modo TM_{010} [5]. La caratteristica importante di questo modo è di avere il campo elettrico diretto longitudinalmente all'asse della cavità, mentre il campo magnetico si sviluppa lungo linee di flusso circolari, le quali raggiungono il massimo in prossimità delle pareti della cavità.

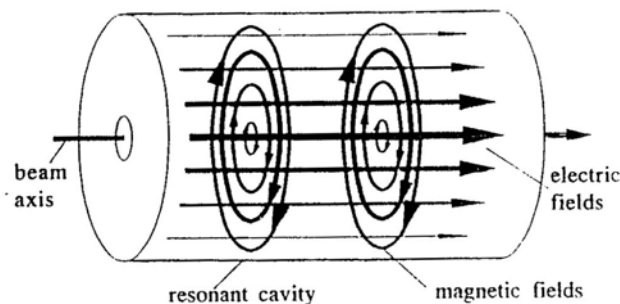


Figura II.2 – Schema della configurazione dei campi per una cavità di tipo Pill-Box. In condizioni di risonanza il campo elettrico e quello magnetico sono sfasati di $\pi/2$.

La funzione accelerante di una cavità è riassunta dal parametro E_{acc} – detto *campo accelerante*. Esso è il campo responsabile del guadagno di energia potenziale per unità di carica V_{acc} che una particella acquista quando attraversa l'asse longitudinale della cavità di lunghezza L .

Le strutture acceleranti reali sono solitamente costituite da una successione di più cavità RF. Se le particelle da accelerare non sono ancora in regime relativistico ($\beta < 1$) si osservano vari accorgimenti per compensare la loro variazione di velocità. Ad esempio, usando cavità la cui frequenza di risonanza può essere opportunamente regolata con un sistema meccanico, oppure distanziando progressivamente le cavità è possibile compensare gli effetti dell'accelerazione.

Questi problemi non si presentano negli acceleratori nei quali le particelle sono iniettate già in regime relativistico ($\beta \sim 1$), e quindi nella maggior parte degli acceleratori di elettroni. In questo caso le cavità sono costruite spesso da moduli

formati da più celle tutte identiche. Il campo elettromagnetico mantiene uno sfasamento ben definito tra due celle adiacenti, e la sua stabilità nel tempo è importante per definire le condizioni del fascio.

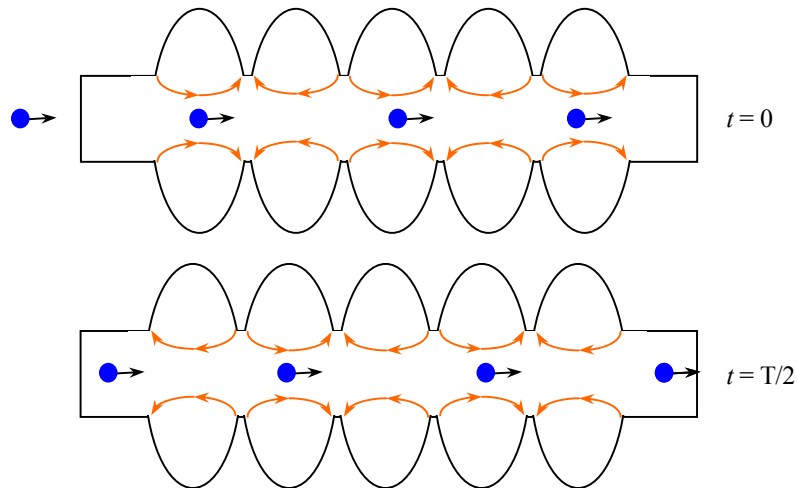


Figura II.3 – Schema del meccanismo di accelerazione per una particella a velocità relativistica in una cavità multicella eccitata nel modo π . Le frecce rosse indicano la direzione del campo elettrico, mentre la linea nera la direzione del moto

Per accelerare le particelle cariche si utilizza un modo particolare della cavità in cui campo elettrico è sfasato di 180° passando da una cella all'altra - detto *modo* π (vedi figura II.3). La lunghezza delle celle e la frequenza di risonanza della struttura e l'intervallo con cui sono inviati i pacchetti di particelle, sono tali che il tempo impiegato una particella ad attraversare una cella è uguale a metà del periodo di oscillazione del campo elettrico. Il fascio di particelle, attraversando la cavità, subisce sempre un'accelerazione in avanti.

II.2 - PRINCIPALI GRANDEZZE FISICHE UTILIZZATE

Allo scopo di descrivere il comportamento di una cavità reale, sono necessarie diverse grandezze fisiche. Per mezzo di queste è possibile esprimere un modo quantitativo la qualità del dispositivo come elemento accelerante e la sua efficienza nell'immagazzinare energia.

In una cavità reale, cioè costituita da pareti di materiale conduttivo con resistenza superficiale finita, il campo elettromagnetico induce delle correnti superficiali nella zona di penetrazione, le quali dissipano energia per effetto Joule. La potenza dissipata media P_d è direttamente proporzionale al quadrato dell'intensità del campo magnetico H presente alla superficie, secondo la:

$$P_d = \frac{1}{2} R_s \int_A H^2 dS \quad (\text{II.1})$$

dove: R_s è la resistenza superficiale delle pareti

A è l'area interna della cavità

H intensità del campo magnetico alla superficie

Teoricamente, i campi all'interno delle cavità sono perturbati da fenomeni dissipativi localizzati sulla superficie, tuttavia siccome R_s per materiali superconduttivi è circa $20\text{n}\Omega$, questa perturbazione può essere trascurata utilizzando le soluzioni per un materiale a conducibilità perfetta.

In un caso ideale l'energia di un'onda stazionaria in cavità si mantiene all'infinito. In pratica la resistenza delle pareti dà luogo ad una progressiva diminuzione dell'energia totale immagazzinata: tanto più lento è il decadimento, tanto migliore è il comportamento della cavità.

Per un generico elemento risonante eccitato in un particolare modo normale si definisce un parametro Q – detto *fattore di merito* – definito dalla:

$$Q = 2\pi f \frac{U}{P_d} \quad (\text{II.2})$$

dove: f è la frequenza di risonanza del modo normale

U è l'energia totale immagazzinata nella cavità

P_d è la potenza complessiva dissipata alle pareti

Il fattore di merito indica l'efficienza nel conservare l'energia immagazzinata. Infatti, il valore di Q è interpretabile come proporzionale al numero di oscillazioni

con frequenza f che il sistema risonante compie prima di dissipare $1/e$ dell'energia totale immagazzinata quando non alimentato da fonti esterne.

Nei casi pratici di cavità superconduttive Q è un numero molto grande ($10^9 \div 10^{10}$), poiché la bassa resistenza superficiale del materiale implica $P_d \sim 0.1W$. Il denominatore dell'espressione II.2 è quindi sempre molto piccolo rispetto al prodotto tra frequenza ($\sim 1GHz$) e energia totale immagazzinata (~ 10 mJ).

Un'altra grandezza fisica fondamentale per descrivere il funzionamento di una cavità è la *resistenza di shunt*. Essa deriva dalla trattazione del sistema risonante come un circuito equivalente ed è definita dalla:

$$r = \frac{V_{acc}^2}{P_d} \quad (II.3)$$

dove: V_{acc} è l'energia potenziale guadagnata da una particella

P_d è la potenza complessiva dissipata alle pareti

Dalla conoscenza di r e da una misura sperimentale di P_d è possibile ricavare V_{acc} e di conseguenza anche il campo accelerante E_{acc} della cavità.

Utilizzando le espressioni (III.2) e (III.3) è possibile legare il campo accelerante anche all'energia totale immagazzinata, secondo la:

$$E_{acc} = \frac{1}{L} \sqrt{2\pi f \frac{r}{Q} U} \quad (II.4)$$

dove L è la lunghezza efficace accelerante della cavità e il rapporto r/Q è definito come il *fattore di forma* di una cavità.

Infatti fissati i valori di L e f il quadrato del campo accelerante è proporzionale all'energia immagazzinata secondo il fattore moltiplicativo r/Q , il cui significato esprime quanto l'energia immagazzinata è disponibile per accelerare il fascio di particelle.

È possibile anche ricavare una relazione di inversa proporzionalità tra Q e la resistenza superficiale R_s . Il fattore di merito può essere infatti riscritto come:

$$Q = \frac{G}{R_s} \quad (\text{II.5})$$

dove G è definito come *fattore geometrico* della cavità. Esso ha le dimensioni di una resistenza e dipende solo dalla geometria della cavità.

Utilizzando la definizione di energia elettromagnetica G risulta essere espresso dalla:

$$G = \frac{\omega\mu_0 \int_V H^2 dV}{\int_A H^2 dA} \quad (\text{II.6})$$

Solo in alcuni casi di cavità con geometrie semplici è possibile ottenere una espressione analitica per il calcolo degli integrali nella (II.6). Per una cavità Pill-Box con resistenza superficiale nota, il valore del fattore di forma e del fattore geometrico sono facilmente calcolabili dalla loro definizione e dalla soluzione analitiche per i campi forniti dalle equazioni di Maxwell.

Generalmente per cavità di forma più complessa questo compito è affidato ad un programma di simulazione della radiofrequenza, che fornisce un risultato numerico del fattore di forma, del fattore geometrico e della frequenza di risonanza della struttura.

Frequenza	1.498 GHz
Fattore geometrico	295.656 Ω
Fattore di forma	84.144 Ω
E_{pk}/E_{acc}	2.71
B_{pk}/E_{acc}	65 mG/MV/m

In tabella II.1 sono riportati i valori calcolati dal programma SUPERFISH per una cavità di tipo TESLA utilizzata in questo lavoro.

Assieme a questi parametri il programma fornisce anche il profilo dell'intensità dei campi elettromagnetici presenti alla superficie – normalizzati secondo il valore di E_{acc} . Questo ultimo risultato è illustrato in figura II.4 e permette di prevedere quale sarà la posizione e il valore di intensità massima raggiunta dai campi elettrici e magnetici – definiti E_{pk} e H_{pk} rispettivamente.

Inoltre, dalla figura II.4 si può affermare che il campo magnetico ha ampiezza costante sulla maggior parte della superficie stessa per poi diminuire in modo sufficientemente brusco al di fuori della cella. Ciò permette di trascurare l'energia dissipata alle estremità della cavità. L'andamento del campo elettrico, invece, è

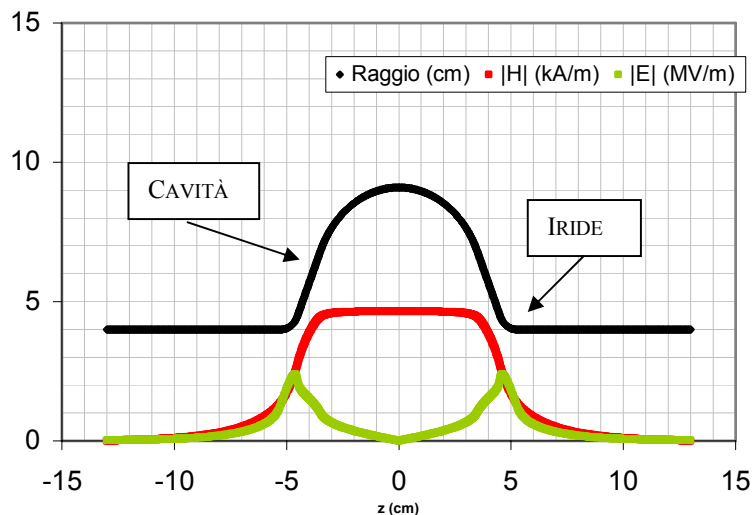


Figura II.4 – Profilo dei campi elettrico e magnetico sulla superficie lungo l'asse longitudinale della cavità per il modo TM_{010} con $U=10mJ$.

caratterizzato da due forti picchi di intensità in prossimità dell'*iride della cavità*, mentre è praticamente nullo sulla zona equatoriale.

Il programma per la simulazione richiede:

1. il profilo geometrico della cavità, descritta da quattro segmenti curvilinei;
2. le caratteristiche del materiale, cioè il valore della resistenza superficiale alla temperatura di utilizzo del dispositivo;

3. il tipo di fascio accelerante, ad esempio protoni o elettroni, definiti attraverso la loro carica e massa.

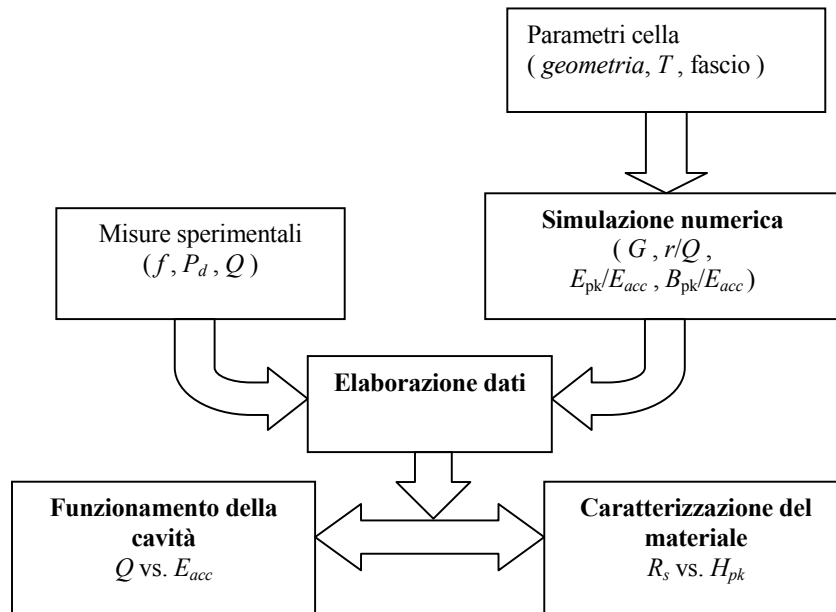


Figura II.5 – Schema della grandezze fisiche e dei parametri coinvolti in una misura di cavità.

In conclusione da una misura sperimentale del fattore di merito e della potenza dissipata è possibile ricavare, attraverso i parametri forniti dalla simulazione, la resistenza superficiale del materiale in funzione del campo di picco alla superficie. Dall'andamento di Q in funzione di E_{acc} è possibile non solo testare l'efficacia della cavità come elemento accelerante, ma anche seguire le proprietà superconduttive del materiale per campi alla superficie sempre più intensi.

L'ipotesi che R_s non dipenda né dalla posizione né dall'intensità di H è in generale infondata. Questo perché le proprietà superconduttive del niobio possono variare da punto a punto, a cause della presenza di difetti o da differenze di temperatura. L'impossibilità di misurare queste variazioni locali porta alla misura del rapporto G/Q che costituisce la miglior stima del valore medio della resistenza superficiale.

II.3 - REALIZZAZIONE DI UNA CAVITÀ

Niobio e piombo puri sono due materiali che sono stati ampiamente studiati per le applicazioni in radiofrequenza. Mentre il primo è attualmente il più utilizzato nella fabbricazione di cavità per elettroni, il secondo trova applicazione nel campo degli acceleratori per ioni pesanti.

Grazie all'elevata temperatura critica posseduta dal niobio (la più alta tra quelle degli elementi puri), questo materiale rende vantaggiosa la sua applicazione a radiofrequenza. Oltre a ciò, il niobio possiede anche discreta lavorabilità e caratteristiche meccaniche, per cui è possibile costruire solide strutture multicella in niobio massiccio. Infine, il materiale si dimostra essere abbastanza stabile al degrado nel tempo, in quanto si passiva in superficie quando esposto all'aria.

Ad ogni modo, il grande vantaggio dell'utilizzo del piombo, nasce quando modesti valori di Q e E_{acc} sono richiesti. La stessa cavità per essere realizzata in piombo anziché in niobio, richiede sforzo tecnologico inferiore, abbattendo così il costo di produzione di un acceleratore.

Il materiale per esprimere tutte le sue caratteristiche superconduttive di bassa resistività deve essere quanto mai puro e operare a bassa temperatura $T < T_c/2$. Le impurità, sottoforma di segregazioni all'interno materiale, agiscono come centri di nucleazione eterogenea per la fase normal conduttiva, mentre le impurezze diffuse abbassano la conducibilità termica del materiale, riducendo l'efficienza dello scambio termico con il bagno criogenico.

La purezza del materiale è espressa attraverso il Rapporto di Resistività Residua (RRR), espressa dalla:

$$RRR = \frac{\rho_{300K}}{\rho_{10K}} \propto \frac{1}{\rho_{imp}}$$

Tramite questo parametro è possibile dare una valutazione della concentrazione delle impurità, eseguendo una semplice misura di tipo elettrico. Questa misura ha il difetto che essa indica solo la quantità totale delle impurezze presenti e non la loro natura.

Le impurità più frequenti all'interno del niobio sono normalmente: ossigeno, carbonio e idrogeno, azoto (da 10 a 50ppm) [5]. Per migliorare la qualità del niobio il materiale viene fatto evaporare e solidificare molte volte, fino a raggiungere la purezza richiesta. Il processo di purificazione è condotto per elettrofusione all'interno di una fornace posta sottovuoto. Pertanto, la qualità finale del materiale dipenderà dal numero di passaggi di raffinamento e dal grado di vuoto della fornace.

Il materiale purificato è così lavorato in lastra spessa alcuni millimetri e ricristallizzato (800°C) per eliminare le tensioni del materiale. È anche importante che alla fine di questo trattamento termico, il materiale abbia una grana cristallina fine, per non pregiudicare le successive operazioni di formatura, dando luogo a fenomeni di rugosità superficiale a "buccia d'arancia".

Ci sono molti modi per realizzare una cavità risonante superconduttiva. Quello più comunemente utilizzato, nel campo degli acceleratori di elettroni, prevede la formatura di una cavità in niobio massiccio ultrapuro (RRR>200) a partire da una lastra spessa 2÷3 millimetri.

Per diminuire i costi, le celle sono costituite da niobio ultrapuro, mentre le flangie e i tubi di collegamento sono in niobio *reactor grade* (RRR=30), dato che non sono presenti campi intensi.

II.3.1 Tecnica di fabbricazione per stampaggio diretto

Dalla lastra in niobio è possibile ricavare dei dischi circolari, i quali vengono pressati in uno stampo per formare le semicelle della cavità. La pressatura è eseguita in due passaggi: con una prima deformazione si ottiene una specie di scodella, il cui

profilo interno è imposto dalle condizioni di progetto della cavità; con la seconda deformazione, si ricava dalla base della scodella una leggera sporgenza, la quale costituisce l'iride della cavità.

La semicella così formata è posta sull'asse di un tornio, fissata e posta in rotazione su se stessa. Utilizzando un utensile comandato a controllo numerico, si asportano dal pezzo le parti indesiderate, realizzando il foro da cui poi entreranno le cariche. Ad esempio, in figura II.6 è mostrata una semicella di una cavità a 805MHz ($\beta \sim 0.81$) alla fine di questa lavorazione.



Figura II.6 - Esempio di semicella realizzata al Jlab per stampaggio, alla fine dell'operazione di rettifica meccanica.

Durante l'operazione di rettifica della forma si lavorano anche i bordi del pezzo per rimuovere eventuali imperfezioni. Inoltre, dalle estremità si asporta circa un millimetro di materiale, per creare un gradino su cui una seconda semicella è poi incastrata alla giusta posizione.

La cavità è costantemente lubrificata e raffreddata durante l'operazione di rettifica, utilizzando dei lubrificanti in grado di non contaminare il niobio per diffusione all'interno del suo reticolo. Un ulteriore pericolo è costituito dalla possibilità che durante la lavorazione si formino graffi e tagli superficiali nella parte più interna della semicella, o depositi di trucioli.

L'utilizzo di un tornio a controllo numerico ad alta precisione è indispensabile: l'alta precisione della lavorazione serve per garantire che le due semicelle siano in

buon contatto tra loro, senza che esista alcun lasco tra le parti, che possa dare luogo a perdite del vuoto, una volta saldate.

Le semicelle sono poi numerate a coppie e saldate assieme nella regione dell'iride. Le due parti connesse formano così quella che tecnicamente è chiamata *DumbBell*, mostrata in figura II.7.



Figura II.7 - Esempio di DumbBell prima della saldatura sulla zona dell'iride della cavità. Sulla parte superiore si nota lo scalino realizzato per incastrare le celle.

La saldatura viene effettuata con un fascio elettronico (Electron Beam Welding EBW). L'operazione è in pratica una fusione del niobio per intenso riscaldamento localizzato generato dal fascio elettronico.

Le due parti da saldare sono montate su un supporto rotante (velocità di rotazione punto di saldatura inferiore a 15cm/min). Il sistema di saldatura è costituito da tre fasci elettronici comandato da un set di magneti, che dirigono e focalizzano il fascio sulla zona desiderata. Le cariche elettroniche altamente energetiche (50KV e 40mA) fondono il materiale molto rapidamente. Durante la rotazione delle semicelle, la parte fusa ha il tempo di raffreddarsi, unendo così le due parti assieme. I parametri sono regolati da un pannello di controllo computerizzato, sul quale si inserisce un programma di lavoro.

La parte da saldare è irraggiata secondo dei *pattern di saldatura*: in pratica il fascio compie sulla zona saldata un percorso programmato (generalmente di tipo romboidale), in modo tale da rendere la zona di saldatura più omogenea. Il fascio elettronico non è completamente focalizzato sul materiale, ma leggermente fuori fuoco. Se la temperatura sulla zona di saldatura è eccessiva, si possono formare crateri o bolle di materiale, i quali raffreddandosi danno luogo ad imperfezioni superficiali.

Per la saldatura delle semicelle nella zona dell'iride, il fascio elettronico penetra all'interno del materiale al 60%. In due passaggi successivi, intervallati da raffreddamento per immissione di azoto, si salda prima l'interno e poi l'esterno del bordo, ottenendo alla fine una zona di giunzione omogenea che quando raffredda è lucida e liscia.

Dopo l'operazione di saldatura la zona interessata dal fascio è ispezionata visivamente con estrema attenzione, ricercando imperfezioni come protusioni, crateri, microcricche o eccessivi segni dell'inizio e della fine dell'operazione di fusione. È ad ogni modo possibile correggere eventuali difetti ripassando la superficie con una mola lucidatrice.



Figura II.8 - una cavità monocella saldata per EBW. La zona equatoriale, il punto di contatto con il condotto del fascio e le flange esibiscono tutte il tipico aspetto liscio e e lucido caratteristico di questo tipo di tecnica di saldatura.

In figura II.8 è presentata una monocella alla fine dell'operazione di saldatura.

L'operazione di saldatura è una delle operazioni più delicate nella fase di realizzazione di una cavità per stampaggio. Infatti, la zona di saldatura può catturare numerose impurezze quando il materiale è allo stato fuso. Pertanto l'intera operazione è condotta in una camera ad alto vuoto (10^{-8} torr). Le dimensioni della camera sono considerevoli (15m di lunghezza) ed essa non viene mai completamente depressurizzata.

Inoltre, per ridurre ogni tipo di contaminazione proveniente dall'esterno, la cavità, prima della saldatura, è soggetta alle seguenti operazioni preliminari:

1. Sgrassaggio in bagno ad ultrasuoni per più di 20 minuti.
2. Risciacquo in acqua ultrapura
3. Pulizia chimica per 2minuti.
4. Risciacquo in acqua ultrapura
5. Asciugatura e ispezione dell'area
6. Assemblaggio delle due semicelle in ambiente pulito.

Tutte queste operazioni, assieme al fatto di dover pressurizzare e depressurizzare la camera diverse volte (spesso di notevoli dimensioni), rendono l'operazione di saldatura lenta e costosa, sebbene molto affidabile.

Successiva all'operazione di saldatura si esegue l'operazione di controllo della forma di una DumbBell. Quando questa è posta tra due piatti di materiale conduttore, si comporta come una cavità risonante. La sua frequenza di risonanza è la stessa dell'intera cavità. Questo fatto viene sfruttato per controllare la forma delle due semicelle dopo questa prima operazione di assemblaggio.

Se la frequenza è fuori della tolleranza di progetto, è possibile correggere il profilo della cavità attraverso una morsa. Pressando o stirando la DumbBell, si è in

grado di riportare la frequenza al valore corretto - questa operazione è detta *tuning*. Nel caso si rendesse necessario una modifica più sostanziale, la cavità viene lavorata al tornio ancora una volta, asportando parte del materiale intono alla zona dell'equatore.

Quando le singole DumbBell sono alla giusta frequenza di risonanza, per irrigidire la struttura attorno alla zona dell'iride, si aggiungono anche degli anelli di niobio - detti *stiffening rings*.

Questi hanno il compito di stabilizzare la forma della cavità quando si eccitano i campi elettromagnetici. Le alte intensità realizzare all'interno della struttura sono accompagnate da una forza di tipo elettrostatico tra una semicella e l'altra - detta *forza di Lorentz* della cavità - che è in grado deformare delle pareti. Alla variazione della forma è collegata una variazione della frequenza, che può compromettere la qualità del fascio di particelle. Questo fenomeno è particolarmente rilevante nelle celle di grandi dimensioni.

Infine, le DumbBell sono collegate tutte assieme effettuando la saldatura sulla zona equatoriale. Questa operazione è condotta in un unico passaggio, data l'impossibilità di inserire all'interno della cavità la sorgente di elettroni. Si utilizza un fascio elettronico con una profondità di penetrazione completa nel materiale.



Figura II.9 - Esempio di cavità ($\beta = 0,81$) realizzata interamente al Jlab per stampaggio da lastra in niobio. L'intera struttura, oltre alle celle e agli anelli di stiffening, comprende anche una serie di flangie e porte laterali.

Sulle celle terminali si collegano anche, in modo analogo, il condotto del fascio. Quest'ultimo è ricavato da un tubo piegato su se stesso e saldato longitudinalmente. Al tubo sono collegate anche due flangie di raccordo per il collegamento in serie della cavità ed eventuali porte laterali, per il posizionamento delle varie antenne.

La cavità così completata non subisce ulteriori fasi di lavorazione, tranne il controllo delle dimensioni finali del pezzo, della tenuta a vuoto e della corretta frequenza di risonanza. Quest'ultima è modificabile attraverso una seconda operazione di *tuning*.

La sequenza di operazioni di formatura e trattamento di una cavità dipende principalmente dalle caratteristiche di progetto. Ad esempio nel progetto di *upgrade* dell'acceleratore CEBAF, l'energia finale del fascio pari a 12GeV assieme alla lunghezza fissata dei tunnel impone un campo massimo accelerante di 12MV/m per ogni cavità, mentre la potenza massima dissipabile dal sistema criogenico per ogni singolo criomodulo (140W), impone un fattore di merito superiore a 8×10^9 .

In queste condizioni il campo magnetico di picco è molto elevato ed è importante limitare le impurezze presenti nella matrice di niobio. Quindi, alla fine del processo di costruzione si introduce un ulteriore passaggio, che consiste in una postpurificazione del niobio ad alta temperatura in presenza di titanio, il quale agisce da *getter* di impurezze allo stato solido.

II.3.2 Tecniche innovative di fabbricazione

La tecnica descritta nel precedente paragrafo, come mostra chiaramente lo schema di processo di lavorazione (figura II.10) è caratterizzato da numerosi passaggi, i quali abbassano considerevolmente la velocità di produzione, aumentando allo stesso tempo anche il costo di fabbricazione.

Questo problema si fa sempre più importante quando si va a considerare acceleratori di grandi dimensioni come l'acceleratore TESLA, in cui sono richieste numerose celle, a cui corrispondono ancor più numerosi passaggi per la lavorazione.

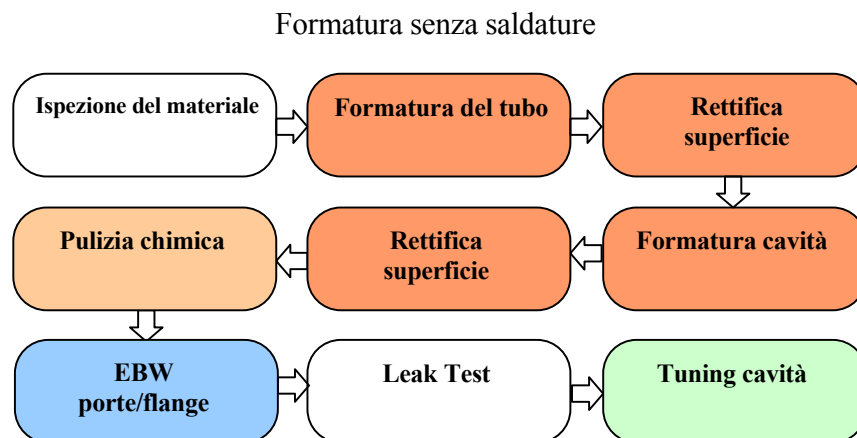
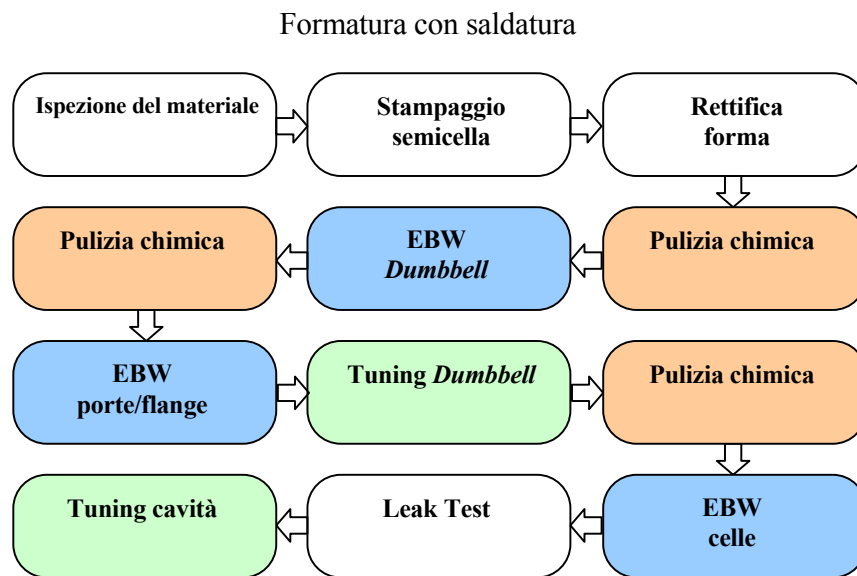


Figura II.10 - Schema delle principali operazioni di lavorazione secondo due tecniche diverse. Per stampaggio le operazioni di EBW e pulizia chimica sono eseguite per un numero di volte pari al numero di celle che costituisce una cavità.

In particolare è il processo di saldatura connesso con la pulizia chimica che è la parte più onerosa del processo.

Basti pensare che sono necessarie 19 saldature ad *electron beam*, per una cavità di tipo TESLA a 9 celle. Il che comporta l'apertura della camera da vuoto almeno 19

volte per il posizionamento dei pezzi e l'allineamento con il cannone elettronico ed il ripompaggio della camera da vuoto, che comunemente é di notevoli dimensioni.

In questo modo, la produzione di un acceleratore come TESLA costituito da circa ventimila celle, sono richiesti tempi molto lunghi (vent'anni se si dispone di almeno dieci apparecchiature di saldatura).

Una soluzione a questo problema consiste nella realizzazione di cavità formate da un unico pezzo di materiale, in altre parole senza saldature fra una semicella e l'altra - detta cavità di tipo *seamless* .

In questo modo i trattamenti la saldatura e il trattamento chimico della superficie (escluso però quello finale prima della messa in opera) è ridotto ad un unico passaggio, cioè quando si devono collegare i componenti secondari della struttura.

Un altro vantaggio con la tecnica di formatura *seamless* è quello di eseguire l'operazione di tuning solamente nella parte finale, diminuendo i tempi di costruzione.

Due tecniche estremamente innovative nel campo della costruzione delle cavità sono state investigate. Si trattano della tecnica dell'*Hydroforming* [6] (sviluppata presso i laboratori di DESY) e della tecnica dello *Spinning* [7] (sviluppata presso i Laboratori Nazionali di Legnaro).

Formatura per Hydroforming

In questa tecnica, la cavità è formata per espansione di un tubo lungo il profilo interno di uno stampo, per mezzo di una forte pressione generata per immissione di un fluido (vedi figura II.11). Lo stampo, sistemato all'esterno, ricalca al negativo il profilo esterno della cavità.

Spesso l'espansione della cella viene raggiunta in maniera graduale, attraverso numerose deformazioni intermedie, intervallate da un trattamento termico per il rinvenimento del materiale. Le caratteristiche meccaniche del materiale, al termine

del riscaldamento, sono recuperate ed è possibile proseguire con una successiva deformazione senza rischio di rottura.

Intuitivamente, il principale parametro operativo che influisce sulla lavorazione è la pressione applicata. Il processo da razionalizzare è particolarmente complesso, dato che sia il fluido che il materiale, si comprimono ed non è facile determinare con precisione il campo degli sforzi che si realizza in ciascun punto della superficie.

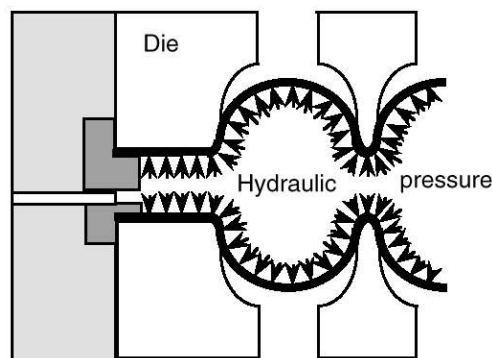


Figura II.11 - Principio di funzionamento della tecnica Hydroforming

Uno svantaggio di questa tecnica è appunto quello di avere spesso una forma finale del pezzo, significativamente diversa da quella di progetto.

Notevoli miglioramenti sono stati compiuti, utilizzando programmi di simulazione numerica ad elementi finiti. Tramite questi è possibile prevedere il campo degli sforzi che agisce sulla superficie ad una determinata pressione. Variando opportunamente questo parametro è possibile definire quali siano le migliori condizioni che diano luogo ad una deformazione omogenea.

Una difficoltà all'applicazione di questa simulazione è quello di inserire nel programma le effettive proprietà meccaniche del materiale. La purezza, la dimensione e l'orientazione dei microcristalli del materiale, incidono molto sull'omogeneità delle proprietà meccaniche.

É altresì vero che, un altro importante fattore è determinato dalle caratteristiche meccaniche del tubo di partenza e dai metodi di formatura che questo subisce.

Un altro importante parametro è la temperatura di lavoro alla quale avviene il processo di formazione, questo riguarda anche il trattamento di rinvenimento del materiale. L'alta temperatura facilita il fenomeno di scorrimento del materiale, ma allo stesso tempo è importante anche assicurare che il materiale non ricristallizzi, aumentando le dimensioni medie della grana cristallina. Un altro svantaggio connesso all'alta temperatura è quello di contaminare la superficie di niobio per ingresso nel materiale di atomi di ossigeno.

Ad ogni modo, un pregevole vantaggio offerto della tecnica di idroformatura è quello di costruire cavità con forme molto complesse. Infatti, a priori si può immaginare che se la pressione esercita sullo stampo è uniforme, sono pochi i vincoli che si devono rispettare per realizzare lo stampo esterno. In più, un elevato numero di cavità tutte identiche può essere rapidamente costruito utilizzando lo stesso stampo di partenza.

Per quanto riguarda le cavità, il fatto di poter progettare solo la forma esteriore del pezzo e non quella interna, unita alle proprietà meccaniche non uniformi della lastra di niobio di partenza, non consente di avere un completo controllo sulla frequenza di risonanza di una cavità.

A dispetto di ciò, molti prototipi di cavità monocella sono recentemente stati prodotti con questa tecnica ed è in fase di ottimizzazione anche la formatura di una cavità a tre celle.

Formatura per Spinning

La tecnica dello Spinning è complementare alla precedente, nel senso che il materiale viene avvolto con un utensile meccanico sulla superficie di uno stampo rotante (figura II.12).

Il materiale inizialmente sottoforma di disco è montato sull'asse di un mandrino rotante. Durante i cicli di rotazione è possibile con un utensile deformare il materiale di partenza plasticamente, sia in direzione assiale, sia radiale, per mezzo di un utensile meccanico dotato all'estremità di una ruota in grado di seguire la rotazione del pezzo sul proprio asse principale. L'utensile deve imprimere al materiale un campo di sforzi molto localizzato, dove avviene una deformazione per scorrimento plastico.

La cavità viene formata giocando sul differente tipo di deformazione indotta a seconda che il rullo si muova dal centro del disco verso l'esterno o che al contrario proceda dall'esterno verso l'interno. Nel primo caso infatti il materiale viene stirato, nel secondo invece compresso

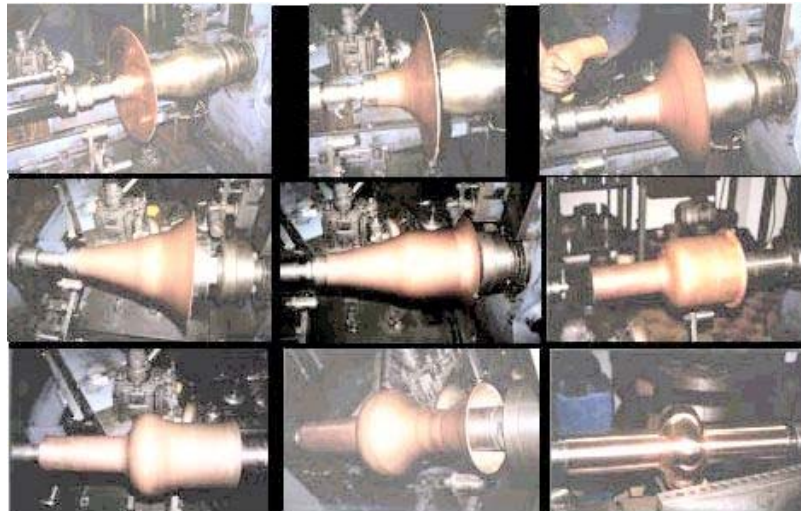


Figura II.12 - Varie fasi della formatura per spinning di una cavità monocella in rame.

Osservando la figura II.12 si nota come il materiale gradualmente venga stirato in avanti verso lo stampo di acciaio, posto anch'esso in rotazione, fino a formare un cono. Una volta che il materiale ha ricoperto tutta la superficie dello stampo, esso è fatto aderire spingendo l'utensile meccanico in direzione radiale in modo graduale, fino ad ottenere la forma completa.

Per diminuire l'attrito tra lo stampo e la lastra, si utilizzano dei particolari lubrificanti. Tuttavia, la scelta del lubrificante non è semplice, dato che per successivi passaggi dell'utensile, lo strato superficiale si ripiega su se stesso e incorpora in profondità parte del lubrificante, che contamina il materiale.

Impiegando lubrificanti di natura organica, con un peso molecolare non troppo elevato, è possibile una volta terminata la fase di formatura cavità, allontanare le sostanze estranee per riscaldamento ad alta temperatura (circa 400°C).

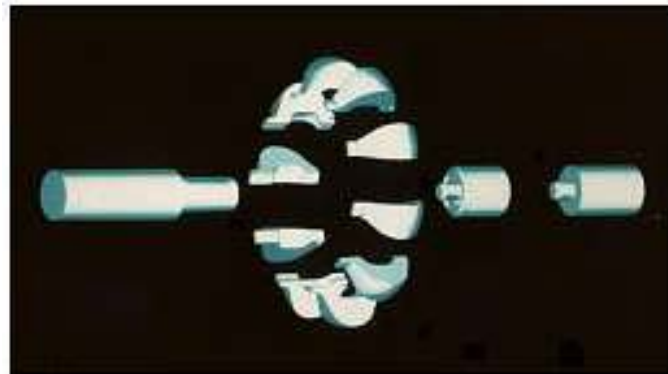


Figura II.13 - Schema di montaggio dello stampo che da la forma alla cavità. Lo stampo è realizzato in acciaio inossidabile temperato, dato che non deve deformarsi sotto gli sforzi applicati.

Una volta completata l'operazione di ricoprimento lo stampo interno è smontato ed estratto dall'interno della cavità.

La figura II.13 mostra appunto come in effetti lo stampo non sia unico, ma sia costituito da un insieme di spicchi i quali possono essere tolti uno ad uno dall'interno della cavità, dopo aver allentato la vite sull'asse che li tiene assieme.

La costruzione di una cavità multicella è analoga. È possibile ripetere, su di una lastra con dimensioni maggiori, la formatura di una singola cavità, un numero di volte pari a quante celle che si vogliono realizzare. La figura II.14 mostra appunto come si possa attraverso fasi successive arrivare a formare un unico pezzo costituito da dieci celle.

Benché sia possibile formare le cavità con la tecnica dello spinning da una lastra piana circolare, è preferibile in questo caso partire da un tubo preformato senza saldatura. Lo svantaggio deriva dal fatto che ogni cella va tornita secondo un procedimento diverso dalle altre, perché la forma e le dimensioni del cono del materiale che rimane da tornire è sempre diversa.

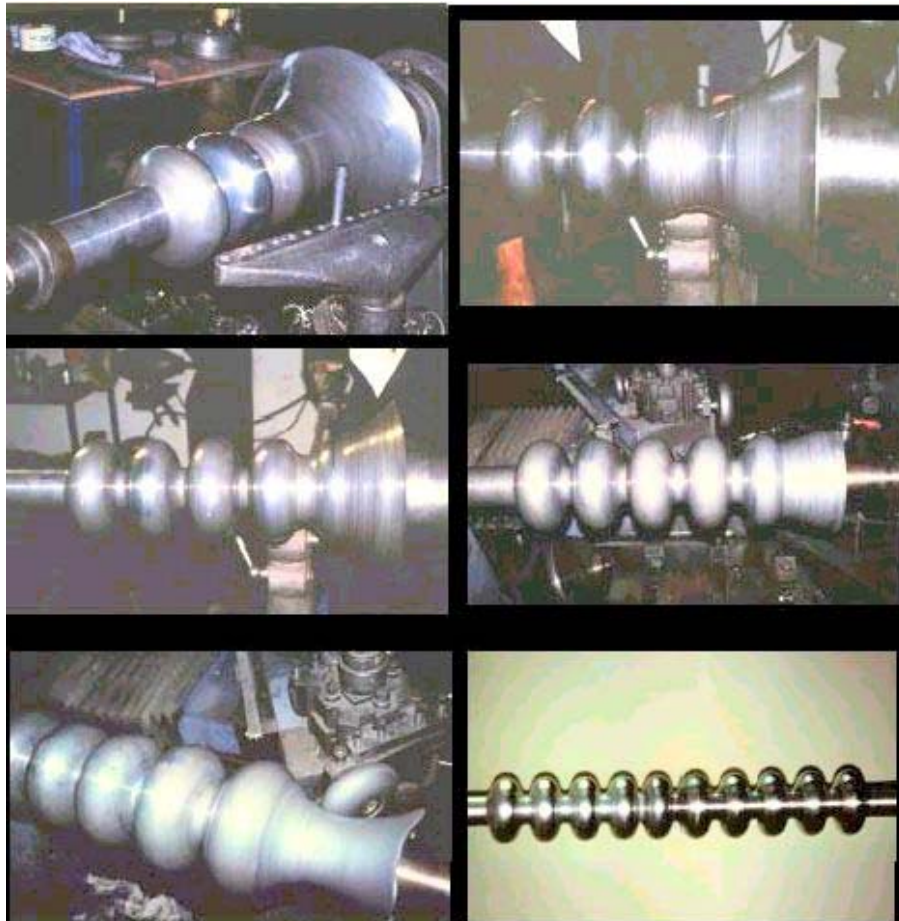


Figura II.14 - Differenti fasi di realizzazione di una cavità multicella per spinning di una lastra in niobio. tutte le operazioni sono condotte senza alcun trattamento di rinvenimento del materiale.

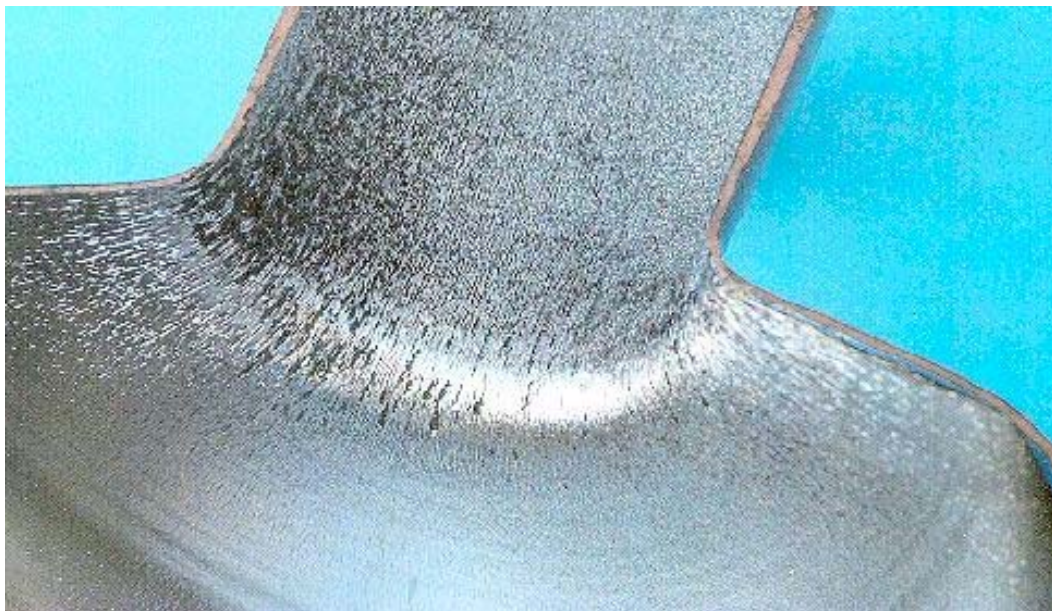
Utilizzando un tubo stirato per *fluotornitura* (spinning a tre rulli) come punto di partenza per la lavorazione, non soltanto si guadagna in uniformità di spessore delle pareti, ma anche il processo diventa quasi automatico. Infatti, dal tubo poi lo spinning viene fatto esclusivamente a livello delle iridi, in quanto l'equatore ha già la misura giusta. Rispetto alla tornitura in lastra diretta da disco, lo spinning da tubo è più

realistico per una produzione industriale e nel contempo lascia meno possibilità all'operatore di commettere errori.

Uno svantaggio della tecnica dello spinning è che, in seguito alla forte deformazione del materiale, la superficie interna della cavità è caratterizzata da un'elevata rugosità. La cavità una volta liberata dallo stampo mostra una superficie molto alterata, talvolta ondulata, sulla quale sono presenti i solchi lasciati dalle giunzioni dei vari spicchi.

Oltre a ciò, ad un livello microscopico la superficie è altresì fortemente deteriorata, in seguito al superamento delle caratteristiche meccaniche del materiale. In particolare la zona dell'iride della cavità è sede di intense deformazioni, le quali producono delle microfratture del materiale.

Ad esempio, è possibile evidenziare questo fenomeno in una cavità costituita da due strati di circa ugual spessore, ma di diverso materiale. La parte interna è costituita da niobio, mentre la parte esterna da rame. Riscaldando la cavità, le fratture sono amplificate (figura II.15) per differente ritiro dei due strati, a causa del differente coefficiente di espansione termica.



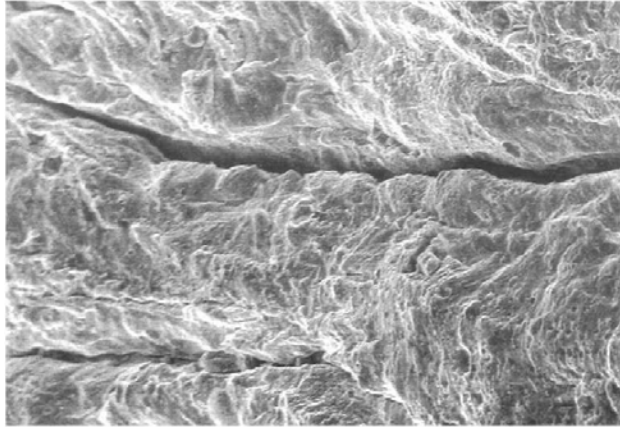


Figura II.15 - Sezione di una cavità niobio su rame dopo il trattamento termico (figura in alto). Cricche microscopiche preesistenti all'iride sono amplificate in seguito alla differente espansione termica (figura in basso)

I tagli sono particolarmente pericolosi dato che ostacolano sia lo scorrimento delle correnti superconduttive superficiali, sia costituiscono un luogo dove lo sporco può annidarsi per poi difficilmente uscire.

Al termine della fase di spinning, l'intera cavità è sgrassata agli ultrasuoni per togliere di mezzo il lubrificante rimasto sulle pareti, ed infine lucidata meccanicamente in modo uniforme per su tutta la superficie interna. La rimozione delle scabrosità dalla superficie si effettua con una mola, come mostra la figura II.16 con testa snodata. L'operazione è attualmente condotta a mano e la qualità finale della superficie è affidata all'esperienza del tecnico specializzato che esegue il lavoro. La cavità è lavorata internamente, ripassando i difetti visibili ad occhio nudo.

Nel caso di una monocella, anche se l'apertura del tubo è circa un terzo del diametro, intervenendo con uno snodo ad angolo retto ed uno specchio, è possibile eseguire la pulizia senza troppe difficoltà anche nelle zone nascoste e difficilmente raggiungibili.

Nel caso di una cavità multicella il problema è molto più delicato soprattutto per quanto riguarda le celle centrali della struttura. In questa zona, l'operatore non è più in grado di lavorare con la stessa agilità che aveva per le celle agli estremi, e

pertanto, è più facile che rimanga qualche difetto e che l'asportazione di spessore non sia uniforme.

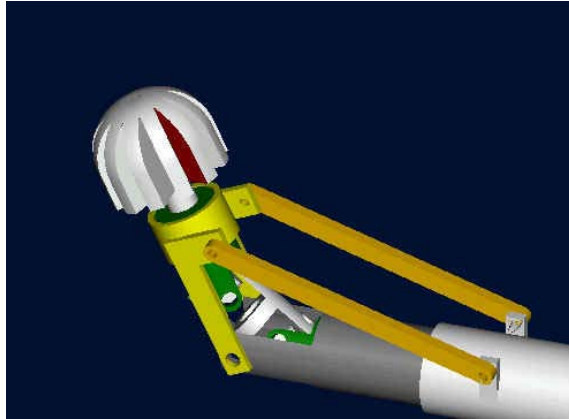


Figura II.16 - Particolare della testa della mola, utilizzata per lucidare le cavità.

A tal proposito, è attualmente in fase di ingegnerizzazione una nuova tecnica di pulizia meccanica per le multicelle. Lo stesso tipo di mola fresante utilizzata nel caso manuale, è montata su di un asse fisso al centro della cavità. Inserendolo gradualmente all'interno della cavità posta in rotazione (vedi figura II.18) e attraverso un sistema di staffe, che regolano l'inclinazione della mola, è possibile in modo tale effettuare l'abrasione meccanica su tutta l'area interna. Il moto rotatorio della cavità e il moto periodico della testa fresante assicurano un'omogeneità di rimozione dello spessore, anche nei punti prima difficilmente raggiungibili.

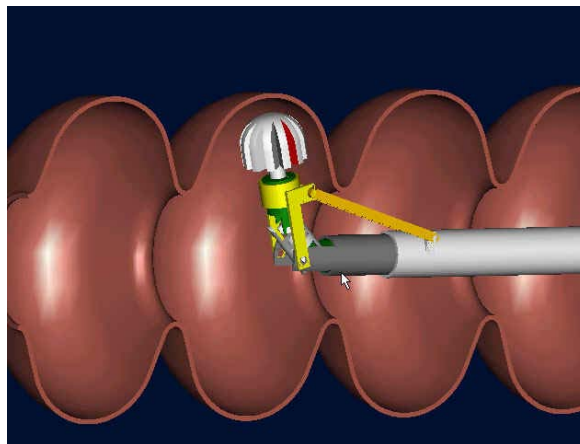


Figura 17 - Particolare del sistema di pulizia meccanica all'interno di una cavità multicelle.

Un altro inconveniente connesso alla formatura per spinning è lo spessore non uniforme delle pareti. Questo è soggetto a considerevoli variazioni da punto a punto, dato che il materiale è a più riprese deformato in avanti lungo la direzione dello stampo, compiendo numerosi passaggi. Questo alla fine determina un gradiente di spessore tra il punto di inizio e di fine dell'operazione di spinning. Tuttavia, è possibile limitare questo problema, mettendo a punto le condizioni di lavoro.

È infatti possibile variare facilmente numerosi parametri (pressione, velocità di rotazione e deformazione, numero di passaggi, ...) che definiscono la procedura di formatura.

A prova di quanto detto, misure condotte dello spessore delle pareti per due identiche cavità monocella, ma con realizzate con due metodi di lavorazione diversi, esibiscono risultati decisamente differenti, come mostra la figura II.18.

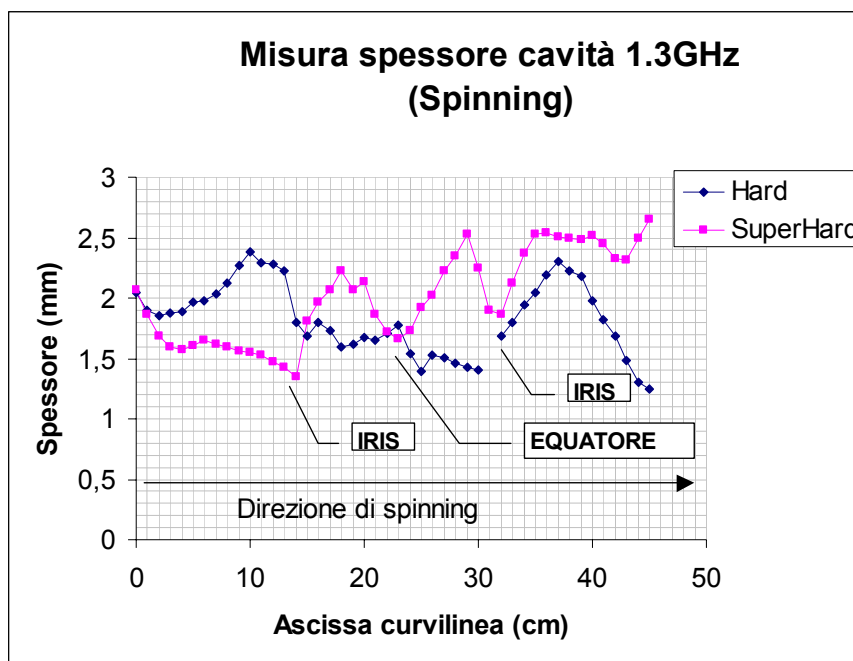


Figura II.18 - La misura è condotta su due differenti cavità monocella in niobio con una sonda ad ultrasuoni. I punti sono spazati di un centimetro lungo la coordinata curvilinea della cavità.

La serie di dati *SuperHard* esibisce un gradiente di spessore in direzione opposta alla direzione dello spinning, anziché essere concorde come nella serie *Hard*. Inoltre, si osserva anche come in entrambi i metodi di lavorazione, lo spessore della cella vari considerevolmente da punto a punto, tranne che all'equatore dove è lo stesso. Ad ogni modo, l'andamento della seconda serie di dati testimonia che la cavità ha delle pareti più spesse mediamente, rispetto alla seconda misura.

Questi risultati offrono lo spunto per ulteriori considerazioni sui vantaggi offerti dallo spinning. Mettendo a punto il processo di lavorazione è possibile anche formare cavità con uno spessore maggiore all'iride, eliminando il problema della saldatura degli stiffening ring. La misura effettuata nella serie di dati mostra appunto questa caratteristica, ma si nota anche come la definizione spessore sulle pareti non sia completamente ancora sotto controllo.

A dispetto di questi inconvenienti tecnologici, e del fatto che il processo di lavorazione è attualmente più simile ad una fabbricazione di tipo artigianale piuttosto che ad una di tipo industriale, le cavità prodotte per spinning hanno esibito delle sorprendenti prestazioni.

Dopo aver trattato la superficie, rimuovendo alcune circa 200 μ m di spessore, le cavità sono in media in grado di realizzare campi acceleranti massimi molto elevati (superiore a 30MV/m, il cui valore fino a pochi anni era il più alto mai realizzato).

L'alta velocità di fabbricazione e il modesto sforzo tecnologico richiesto, per eseguire l'operazione di formatura di una cavità per spinning rendono questa tecnica molto attraente, per la realizzazione di un acceleratore di grandi dimensioni. Infatti, questi parametri sono due tra quelli normalmente richiesti dall'industria per avviare una qualsiasi produzione su larga scala.

PROCEDURE SPERIMENTALI

Questo capitolo presenta la tecnica di caratterizzazione delle cavità risonanti e le procedure preliminari alla misura. Queste rivestono particolare importanza nello studio delle cavità, perché le prestazioni sono molto sensibili al grado di pulizia che si raggiunge alla superficie.

III.1 - MISURA DI UNA CAVITÀ

Per misura di una cavità si intende la determinazione del valore del fattore di merito Q in funzione della potenza dissipata P_d sulle pareti.

Il modo risonante viene eccitato da una segnale RF tramite una antenna – detta *accoppiatore* o *coupler* – posta all'interno della cavità. Essa fornisce la potenza necessaria a caricare e a sostenere l'energia elettromagnetica immagazzinata.

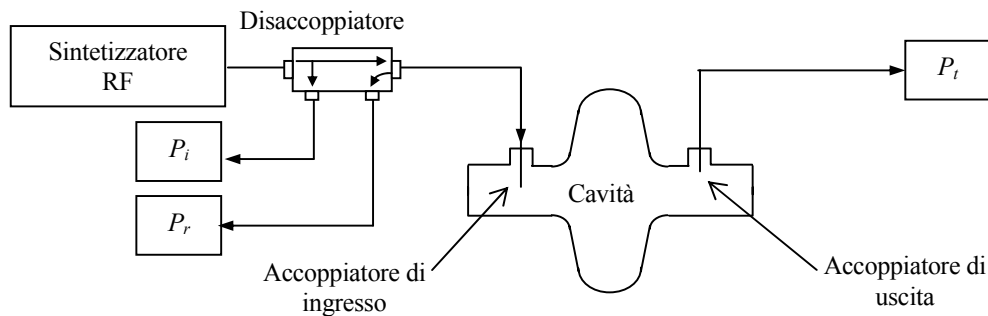


Figura III.1 – Rappresentazione schematica del sistema di accoppiamento del segnale RF alla cavità.

Una seconda antenna è presente all'interno della cavità per misurare il livello di risonanza. Questo secondo accoppiatore è simile al primo, ma progettato in modo da prelevare la minima porzione di energia necessaria per la misurazione, appunto per non perturbare le condizioni di risonanza. Inoltre, la sua posizione rispetto alla prima antenna è sufficientemente lontana da evitare che il segnale venga trasmesso senza risonare in cavità (*cross-talking*). Il sistema è schematicamente indicato nella figura III.1.

Sulla porta di ingresso è presente anche un disaccoppiatore bidirezionale. Questo ultimo elemento serve per separare la potenza riflessa P_r dalla potenza incidente P_i alla cavità. Le grandezze accessibili sperimentalmente P_t , P_i , P_r sono misurate tramite un sensore di potenza (*Power Meter*) calibrato con uno standard. Esso permette una misura tra un intervallo compreso tra il centesimo di mW fino ad un valore massimo di 100 mW.

Il sistema alimentatore-accoppiatore-cavità è interpretabile con il circuito equivalente della figura III.2.

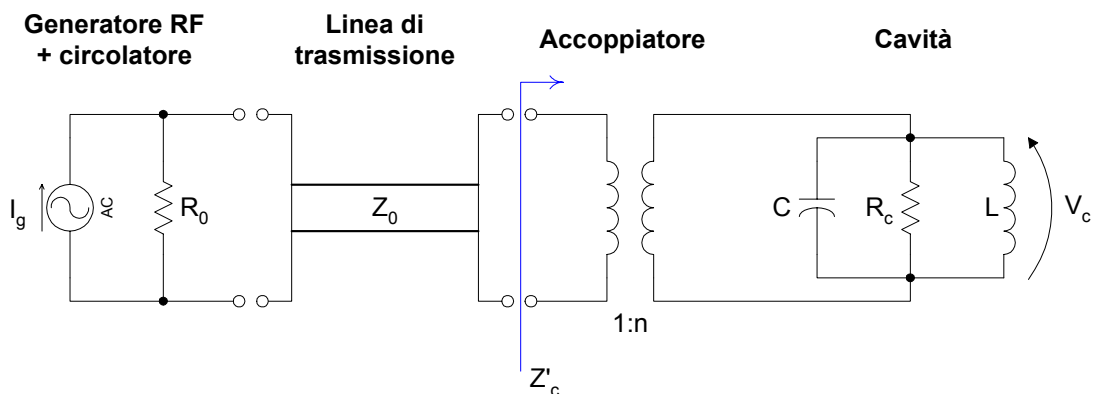


Figura III.2 – Circuito equivalente di una cavità con un accoppiatore alimentata da un generatore RF.

Il generatore è schematizzato tramite un generatore ideale di corrente alternata I_g assieme alla resistenza interna R_0 . Esso è collegato tramite una linea di trasmissione – con medesima impedenza caratteristica – all'accoppiatore. Quest'ultimo permette di adattare la linea di trasmissione ad un carico di impedenza

arbitraria. Nello schema l'accoppiatore è rappresentato da un trasformatore, mentre la cavità come un circuito risonante parallelo.

Durante la procedura di misura, la potenza del segnale RF in ingresso è modulato con un inviluppo di forma rettangolare utilizzando un segnale esterno con onda quadra. La durata dell'impulso deve essere tale da consentire alla cavità di esaurire completamente il transitorio relativo al "riempimento" della cavità (in pratica dell'ordine di un secondo).

Si distinguono due momenti di funzionamento. Nel primo l'alimentatore è attivo e fornisce la potenza necessaria per l'instaurarsi dei campi. Durante questo periodo di tempo la cavità si carica di energia elettromagnetica fino a raggiungere un valore massimo che dipende dal valore della potenza dissipata. Una volta che il generatore è spento l'energia precedentemente immagazzinata è rilasciata alla linea di trasmissione per mezzo degli accoppiatori.

La potenza totale dissipata P_{tot} sarà la somma della potenza dispersa alle pareti più quella agli accoppiatori indicata con:

$$P_{tot} = P_d + P_{ext1} + P_{ext2} \quad (\text{III.1})$$

dove P_{ext1} e P_{ext2} sono la potenza trasmessa alla linea, in ingresso e in uscita rispettivamente. Questi ultimi due valori dipendono esclusivamente da quanto campo elettromagnetico è catturato dall'antenna.

In queste condizioni il fattore di merito della cavità è alterato da ulteriori perdite di energia, pertanto si definisce il fattore di merito *a carico* - in inglese Q_{loaded} - che tiene conto del comportamento del circuito risonante quando è accoppiato con una linea esterna:

$$Q_L = 2\pi f \frac{U}{P_{Tot}} \quad (\text{III.2})$$

da cui deriva la:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q} + \frac{1}{Q_{ext1}} + \frac{1}{Q_{ext2}} \quad (\text{III.3})$$

dove Q_{ext} è il *fattore di merito esterno* definito dalla:

$$Q_{ext} = 2\pi f \frac{U}{P_{ext}} \quad (\text{III.4})$$

L'assenza di indice indica che le considerazioni sono equivalenti per la porta di ingresso e quella di uscita. Il valore di Q_{ext} è proporzionale al numero di cicli che il sistema impiegherebbe se scaricasse tutta la sua energia solamente ad una delle due linee di trasmissione considerate. Oltre a ciò il suo valore è significativo solo se confrontato con Q dato che è importante conoscere se la potenza assorbita o ceduta al circuito esterno tramite un particolare accoppiatore è maggiore o minore di quella dissipata alle pareti.

Per ogni porta si definisce il parametro β – detto *coefficiente di accoppiamento esterno* – secondo il rapporto:

$$\beta = \frac{Q}{Q_{ext}} = \frac{P_{ext}}{P_d} \quad (\text{III.5})$$

Negli esperimenti l'antenna di trasmissione viene posizionata in modo che valga sempre la relazione $\beta_2 \ll 1$ in modo da non perturbare il normale funzionamento della cavità. Per le stesse ragioni, alla porta di ingresso è realizzato un accoppiamento $\beta_1 = 1$ dovuto al fatto che si vuole alimentare la cavità solamente con l'energia necessaria per impedire lo smorzamento.

A seconda del valore di β_1 il comportamento del segnale riflesso nella fase di carica varia sensibilmente, come mostra la figura III.3.

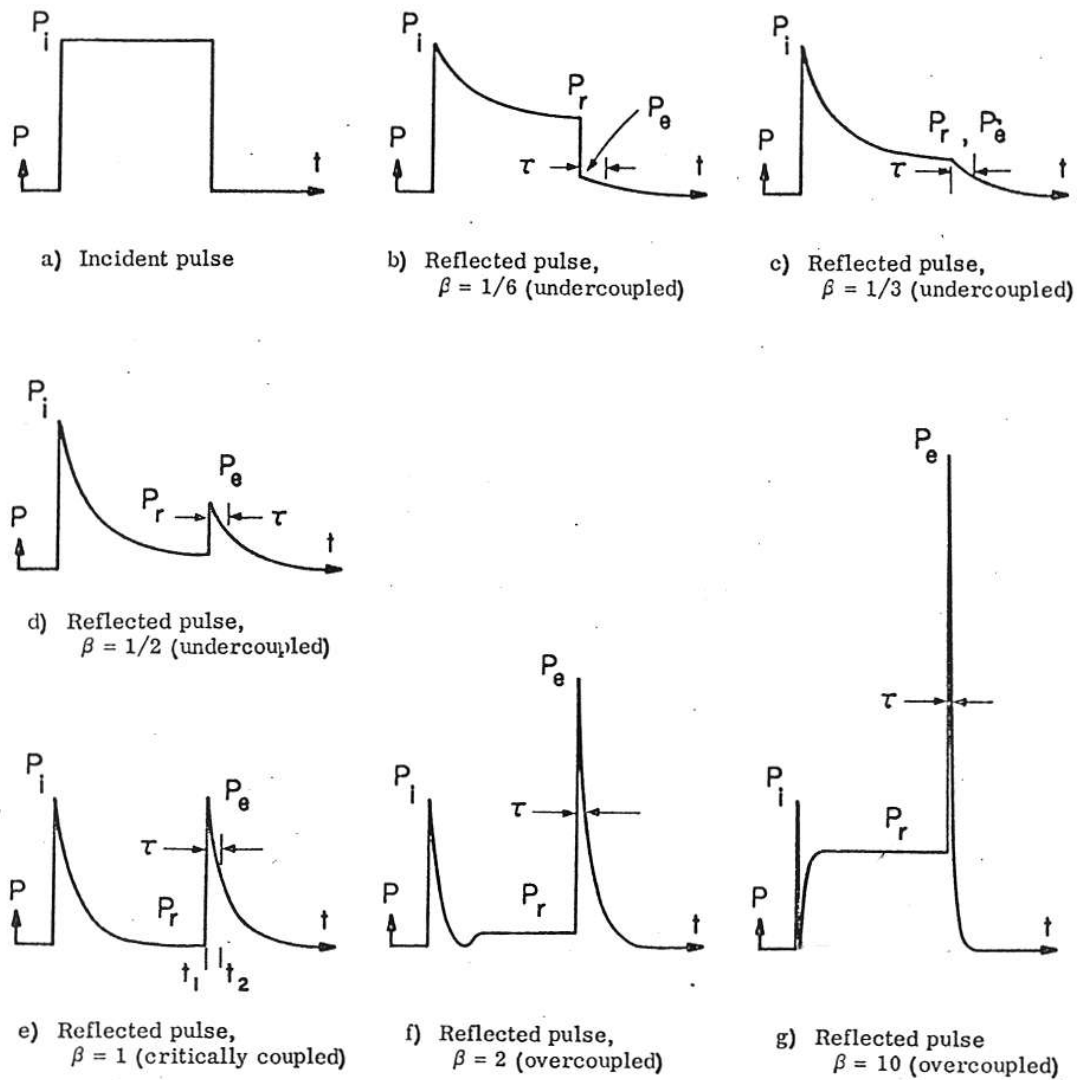


Figura III.3 – Involuppo della potenza riflessa nel caso di una cavità alimentata con un impulso rettangolare per diversi valori di accoppiamento, nel caso sovra e sotto accoppiato. [8]

In condizioni di *accoppiamento perfetto* con $\beta_1 = 1$ la potenza in ingresso equivale alla potenza dissipata sulle pareti. Questo significa che dopo un breve transiente, in cui avviene il completo riempimento della cavità, tutta la potenza incidente viene dissipata sulle pareti. Il segnale riflesso mano a mano che si raggiunge questo equilibrio scompare e la cavità risulta essere un carico adattato alla linea di trasmissione.

Se l'antenna è debolmente accoppiata ai campi elettromagnetici del modo risonante – condizione di sottoaccoppiamento ($\beta_1 < 1$) – la potenza irradiata è inferiore alla potenza dissipata dalle pareti e la condizione di completo caricamento la conseguenza diviene impossibile da raggiungere per qualunque durata dell'impulso di alimentazione. La potenza riflessa in questo caso si assesta ad un valore costante.

Il caso opposto di *sovraccoppiamento* ($\beta_1 > 1$) è invece quando la potenza incidente diviene maggiore della potenza dissipata. La potenza riflessa all'accoppiatore di alimentazione decresce come negli altri casi, ma una volta raggiunta la condizione di completa carica (P_r nulla), la potenza in eccesso fornita viene riflessa indietro.

Quando la cavità si scarica l'andamento dell'energia interna U è di tipo esponenziale con costante di tempo τ_L , secondo la relazione:

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{U}{\tau_L} = -P_{tot} \quad (\text{III.6})$$

È possibile una valutazione sperimentale di τ_L avvalendosi di un oscilloscopio che misuri indifferentemente il segnale ad una delle due antenne; quest'ultimo infatti risulta essere proporzionale ad U . Misurando τ_L immediatamente dopo il taglio del segnale incidente si risale al valore di Q_L presente durante lo stato stazionario in cui la cavità era completamente carica, utilizzando l'espressione:

$$Q_L = 2\pi f \cdot \tau_L \quad (\text{III.7})$$

La determinazione sperimentalmente di Q richiede infine una misurazione dei coefficienti β essendo valida la relazione:

$$Q_0 = (1 + \beta_1 + \beta_2) Q_L \quad (\text{III.8})$$

Questa necessita della misura sperimentale delle potenze P_{ext1} e P_{ext2} assieme alla potenza dissipata P_d . Quest'ultima è facilmente ricavabile in condizioni stazionarie in condizione di carica dall'espressione risultante dal bilancio energetico per la cavità:

$$P_d = P_i - P_r - P_t \quad (\text{III.9})$$

Dall'analisi del circuito è possibile esprimere tutto in funzione delle grandezze sperimentali:

$$\beta_1 = \Gamma(1 + \beta_2) \quad (\text{III.10})$$

$$\beta_2 = \frac{P_t}{P_d} \quad (\text{III.11})$$

$$\Gamma = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_i}}}{1 \mp \sqrt{\frac{P_r}{P_i}}} \quad (\text{III.12})$$

dove nell'ultima espressione è indicato il caso sotto e sovraccoppiato rispettivamente.

La misura si divide in due fasi. La prima fase consiste nella misura delle potenze P_i , P_r , P_t e di τ_L per bassi valori di campo da cui si ricavano Q_{ext1} e Q_{ext2} . Nella fase successiva, utilizzando il fatto che Q_{ext2} è un parametro costante, il valore di Q_0 e E_{acc} si ricavano da una semplice misura di P_t e P_d .

$$Q_0 = \frac{Q_{ext2} P_t}{P_d} \quad (\text{III.13})$$

$$E_{acc} = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{r}{Q} Q_{ext2} P_t} \quad (\text{III.14})$$

Un tipico risultato della misura è quello riportato in figura III.4.

Si nota come all'aumentare del campo accelerante le prestazioni diminuiscano di alcuni ordini di grandezza. Le motivazioni saranno discusse più in dettaglio nel capitolo IV.

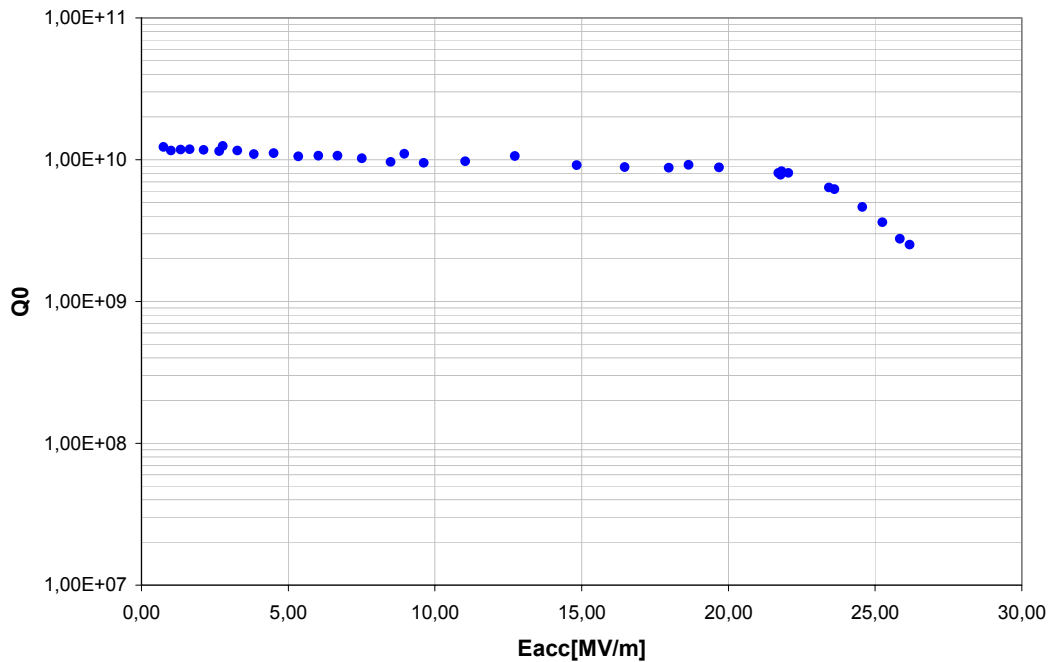


Figura III.4– Curva del fattore di merito Q_0 in funzione del campo accelerante E_{acc} per una cavità risonante monocella a 1.5GHz misurata a 2K.

III.2 - SISTEMA A RADIOFREQUENZA

In riferimento al paragrafo precedente una curva di caratterizzazione di una cavità è ricavata da un insieme di diverse grandezze fisiche. Lo schema rappresentato in figura III.5 mostra come dalla cavità siano prelevate le potenze P_i P_r P_t per la determinazione della potenza dissipata alle pareti cavità.

Il segnale della potenza riflessa e trasmessa è in parte inviato all'oscilloscopio. Dal primo si determina il *tipo di accoppiamento* alla porta di ingresso, mentre dal secondo il valore della costante di tempo di decadimento τ_L . Il segnale in ingresso all'oscilloscopio è preceduto da un attenuatore variabile e da un dispositivo per la misura dei segnali a radiofrequenza.

Si realizza infatti su questo ultimo elemento una tensione proporzionale alla potenza RF, dato che l'oscilloscopio non sarebbe altrimenti in grado di misurarle alcun segnale causa delle alte frequenze utilizzate.

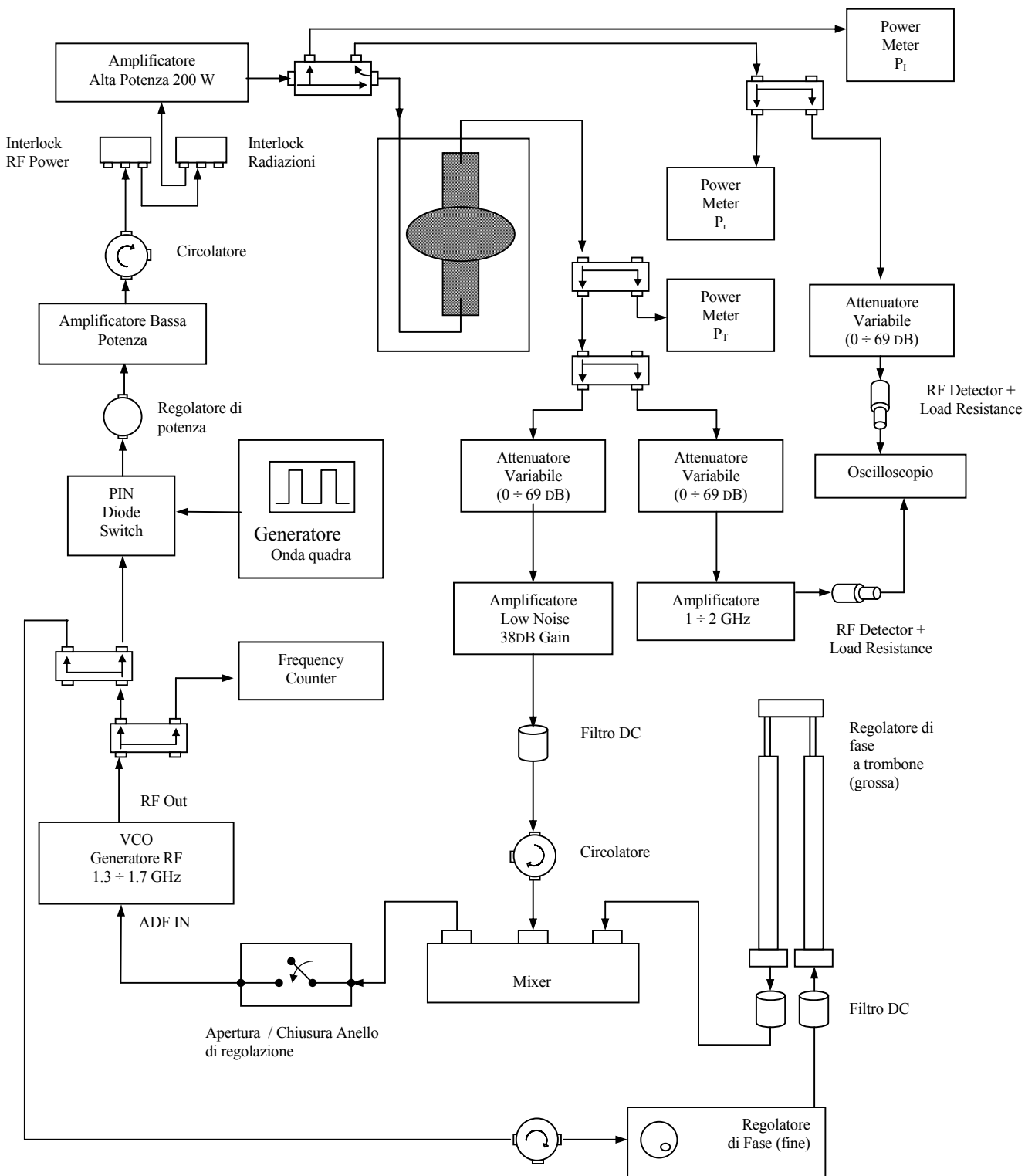


Figura III.5 – Schema del sistema a radiofrequenza per la misura di una cavità.

Per eseguire la misura dei parametri caratteristici di una cavità superconduttiva, è necessario che questa sia alimentata con un segnale oscillante alla frequenza di risonanza. Quest'ultima può essere leggermente diversa da quella determinata dalla geometria di progetto, sia per motivi di tolleranza meccanica, sia a causa dei trattamenti chimici, i quali asportando parte del materiale della cavità contribuiscono ad un aumento di volume. Quindi l'effettiva frequenza viene determinata sperimentalmente tramite un *misuratore di frequenza* o *frequency counter*.

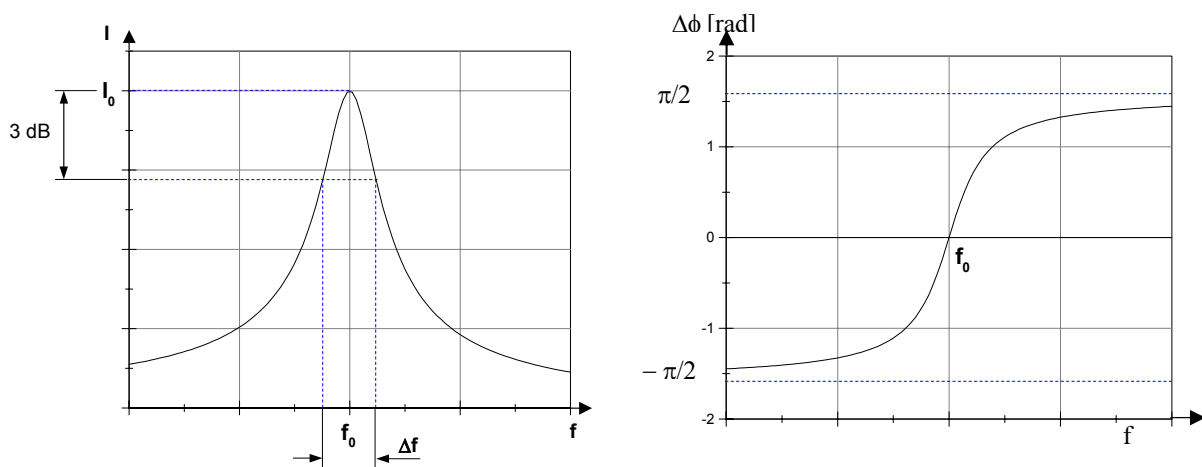


Figura III.6 – Risposta di un circuito RLC nell'intorno della frequenza di risonanza f . (a) Andamento della corrente I . (b) Andamento della fase ϕ . [9]

Inoltre la frequenza di risonanza non è perfettamente stabile nel tempo e varia anche di alcune centinaia di Hz. La sua posizione nello spettro è soggetta a piccole oscillazioni in conseguenza a deformazioni della struttura.

Le cause sono dovute a vibrazioni meccaniche, alterazioni dei gradienti termici del bagno d'elio oppure a forze di natura elettrostatica prodotte dai campi elettromagnetici generati.

Risulta quindi indispensabile realizzare un circuito di retroazione che consenta al sintetizzatore del segnale RF di seguire, con la precisione richiesta, le variazioni della frequenza. Tale circuito è costituito da un *anello ad aggancio di fase* o PLL. – detto *Phase Locked Loop*.

Infatti se la frequenza di risonanza varia rispetto alla frequenza di eccitazione, questa è seguita da uno sfasamento tra il segnale in ingresso e quello in uscita dalla cavità, essendo la risposta in frequenza di una cavità risonante analoga a quella di un filtro passa banda RLC.

La retroazione del circuito è realizzata dal *mixer*, che funziona come un *comparatore di fase*, e dal generatore di frequenza RF che opera come *oscillatore controllato in tensione* (VCO), spostandola nella direzione opposta alla variazione di fase, cioè riportando la frequenza di uscita del sintetizzatore uguale a quella di risonanza.

Il *mixer* genera alla porta IF una tensione continua V_{ADF} funzione della differenza di fase del segnale tra porte LO e RF, a cui sono inviati parte della potenza dei segnali incidente e trasmessa rispettivamente.

$$V_{ADF} = A \cos(\phi_{LO} - \phi_{RF}) \quad (\text{III.15})$$

La tensione V_{ADF} va quindi a determinare il punto di lavoro del generatore RF.

Sulle linee dei segnali che giungono alle entrate del mixer sono presenti diversi elementi che permettono di migliorare le prestazioni del circuito di regolazione automatica:

- Un *attenuatore variabile* seguito da un amplificatore a basso rumore consente di regolare la sensibilità del comparatore di fase.
- Uno *sfasatore* inserito tra generatore e il mixer – formata da due stadi di regolazione grossa e fine – consente di compensare effetti di sfasamento indesiderati (indotti da cavi, connettori, attenuatori...)
- Il *circolatore* ha lo scopo di eliminare ogni potenza riflessa dal mixer convogliandola su una terza porta con uguale impedenza caratteristica della linea (50Ω), quindi proteggendo l'amplificatore e il generatore di fase.

L'ultima parte del circuito consiste in un modulatore che abilita, con frequenza prefissata un diodo PIN che consente di ottenere un segnale il cui inviluppo è un'onda quadra. È possibile su quest'ultimo circuito esterno di regolare la durata e la frequenza del regime impulsato.

Infine la potenza in uscita viene selezionata tramite un regolatore manuale azionato da vite micrometrica e amplificata in due stadi successivi fino ad un massimo di 200W prima di giungere alla cavità.

Durante le operazioni di misura può accadere che si generino delle radiazioni energetiche molto intense, che vanno dai raggi X ai raggi gamma. Un apposito sensore rileva la loro presenza immediatamente al di sopra del *dewar* di elio e se viene superato un valore massimo di soglia, un relè interrompe la potenza erogata. Un secondo relè in serie è presente per proteggere l'operatore nel caso il sistema di schermaggio delle radiazioni venga aperto inaspettatamente.

III.3 - OPERAZIONI PRELIMINARI ALLA MISURA

La cavità prima di essere misurata solitamente subisce dei trattamenti di tipo fisico, chimico e meccanico atti a migliorare le sue prestazioni come elemento risonante. Inoltre, prima di ogni misura è necessario portare la superficie in condizioni tali da poter sostenere le condizioni di alto vuoto ed alta intensità dei campi elettromagnetici.

III.3.1 Operazione di Tuning della Cavità Multicella

Durante il processo di formatura di una cavità, è possibile avere delle imperfezioni sulla struttura con il risultato che le celle possono avere dimensioni e forme leggermente diverse. Conseguentemente con la forma, varia anche la capacità accelerante di ogni singola cella che costituisce la cavità.

Il normale funzionamento dell'acceleratore prevede che tutta la cavità lavori allo stesso modo, dato che è importante evitare che su una delle celle i campi siano

troppo intensi rispetto alle altre. Infatti, aumentando l'intensità dei campi, è possibile che in un particolare punto il materiale transisca prematuramente.

La tecnica di *tuning* consente di correggere le variazioni di forma, riportando il campo accelerante ad essere uniforme in ogni cella - questa condizione si definisce *field flatness*.

Sperimentalmente è possibile ottenere il profilo dell'intensità di campo elettrico a temperatura ambiente attraverso la tecnica di misura di *bead-pulling* (vedi figura III.7). Il sistema è costituito da un analizzatore di reti (*Network Analyzer*), operante in modalità onda continua (*Continuos Wave (cw)*), il quale eccita la cavità alla frequenza di risonanza del modo fondamentale. Allo stesso tempo al centro della cavità è teso un filo di nylon grazie ad un sistema di carrucole e contrappesi. Su di esso è infilata una piccola sonda metallica di forma cilindrica cava ($\phi = 1\text{mm}$, $l = 3\text{mm}$).

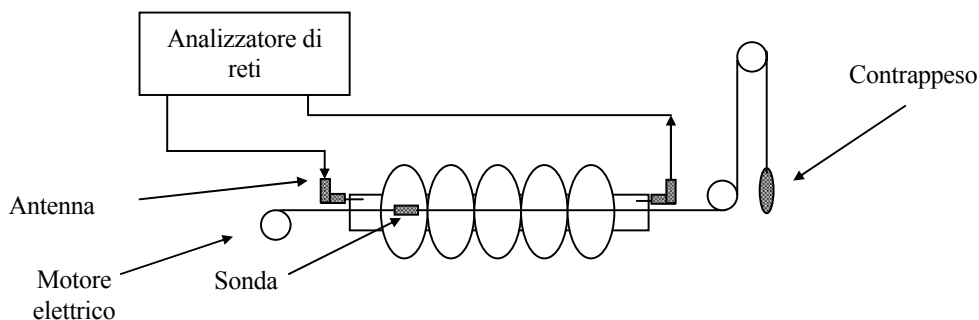


Figura III.7 - Apparato di misura per la tecnica *bead pulling*

La presenza del materiale metallico all'interno della struttura perturba le linee del campo elettrico, modificando la frequenza di risonanza. La perturbazione introduce uno sfasamento tra il segnale trasmesso e quello inviato dall'analizzatore di reti, proporzionale all'intensità di campo vicino alla sonda.

Pertanto, per misurare l'intensità di campo lungo tutto l'asse longitudinale della cavità, si trascina la sonda all'interno della struttura, avvolgendo il filo con velocità costante per mezzo di un motorino elettrico.

Registrando l'andamento dello sfasamento nel tempo, si ottiene un grafico caratterizzato da diversi picchi rivolti verso il basso, la cui ampiezza è rappresentativa dell'intensità di campo accelerante in ogni singola cella (vedi figura III.8).

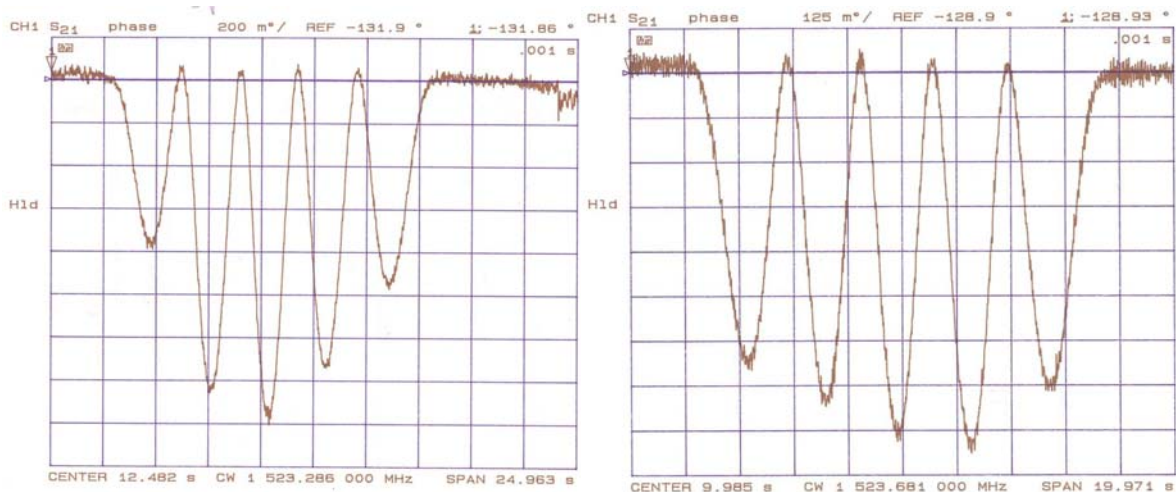


Figura III.8 -Diagramma dello sfasamento del segnale in funzione del tempo per il modo fondamentale π di una cavità a cinque celle prima e dopo l'operazione di *tuning*. L'altezza del picco è proporzionale all'intensità di campo elettrico.

I valori dell'ampiezza dei picchi relativi rispetto a quello massimo, assieme delle frequenze di risonanza dei modi π , sono inseriti in un programma, il quale fornisce come risultato le modificazioni per correggere la forma della cavità. Il risultato è espresso sotto forma di variazioni delle frequenze di risonanza dei modi π .

È possibile correggere la forma della cavità grazie ad una morsa azionata da due manovelle (vedi figura III.9), le cui ganasce sono costruite in modo tale da seguire il profilo esterno delle pareti.

Modificando leggermente il volume a disposizione dei campi elettromagnetici si riporta la frequenza di risonanza al valore corretto fornito dal programma. Ogni singola cella è pressata e stirata leggendo contemporaneamente il valore della frequenza del picco di risonanza dal Network Analyzer.



Figura III.9 –Sistema di tuning per una cavità a cinque celle con frequenza di risonanza a 1.5 GHz.

III.3.2 Sgrassaggio ad Ultrasuoni

Durante le fasi di lavorazione è possibile che sulle pareti interne ed esterne della cavità si depositino delle tracce sporco, come ad esempio macchie di lubrificante, grasso delle mani, ...

Lo sporco impedisce alla miscela di acidi nella fase successiva di agire uniformemente su tutta l'area della cavità. Inoltre una superficie sporca di materiale organico degrada la condizioni di vuoto massime raggiungibili.

Se la superficie è piana o non presenta una forma particolarmente complicata, la sgrassatura con un detergente per azione emulsionante è nella quasi totalità dei casi sufficiente. Tuttavia, data la forma della cavità risonante utilizzata e assieme all'alto grado di pulizia richiesto nelle successive fasi, una semplice pulizia con detergenti normali non può agire efficacemente dappertutto, con il rischio di lasciare tracce di sporco residue.

Pertanto, l'intera superficie della cavità viene quindi sgrassata con un sistema ad ultrasuoni per eliminare questi problemi.

A questo scopo, si monta la cavità su di una flangia in teflon e tenuta in posizione verticale per mezzo di un sostegno meccanico comandato a distanza. La cavità è interamente inserita in una vasca in acciaio inossidabile riempita di acqua ultrapura assieme a del detergente (Alchil-aril solfato di sodio).



Figura III.10 - Trattamento di sgrassaggio ad ultrasuoni di una cavità multicella.

La vasca è dotata sul fondo di un trasduttore, il cui compito è di trasformare oscillazione di una corrente alternata, in vibrazioni meccaniche di pari frequenza. Le vibrazioni, trasmesse dal trasduttore al bagno, provocano un'alternanza di onde di compressione e decompressione nel liquido di lavaggio. Se l'intervallo di dilatazione è sufficientemente lungo e l'intensità è sufficientemente elevata, si forma un fenomeno detto *cavitazione*.

Per cavitazione si intende la formazione nel liquido di una gran quantità di microscopiche bollicine di vuoto (cavità), dovute alla fase di quasi istantanea depressione creata in una semionda, le quali vengono riempite violentemente (implosioni) nella successiva fase di compressione, creando pressioni altissime nelle zone adiacenti (1000atm). Questa alternanza, crea un'azione meccanica, la quale permette di staccare lo sporco persino dalle porosità del pezzo.

Inoltre, la cavitazione ha luogo soprattutto in prossimità di superfici solide. Immergendo, quindi la cavità risonante nel liquido, sottoposto all'azione degli ultrasuoni, la formazione delle bollicine si verifica soprattutto sulla superficie del solido immerso. Se su tale superficie è presente dello sporco, le particelle di cui esso è composto vengono fatte saltare via.

Il vantaggio essenziale, rispetto ad un lavaggio normale, è che le bollicine di cavitazione sono di entità microscopiche e quindi in grado di penetrare in fessure anche molto strette (tagli, fori ciechi, porosità superficiali)

Le frequenze ad ultrasuoni sono importanti perché creano bolle molto piccole, inoltre si supera il valore minimo di 20KHz per rendere impercettibile il rumore prodotto all'orecchio umano. L'apparecchiatura lavora generalmente tra una frequenza di 20 e 1000KHz. La scelta della frequenza è fatta in base al tipo di lavaggio e alle dimensioni del pezzo.

Per la generazione degli ultrasuoni si impiegano dei trasduttori megneto restrittivi (20÷200KHz) oppure piezoelettrici (200÷1000KHz).

I generatori ad ultrasuoni sono formati da lamelle di nichel sovrapposte ed opportunamente avvolte. Le singole unità sono immerse nel bagno e collegate ad un generatore di corrente alternata, oscillante alla frequenza desiderata (nel caso presente 40KHz).

La cavità rimane completamente immersa nella vasca senza toccare le pareti per tutta la durata del ciclo di lavaggio, che generalmente dura circa 30 minuti.

Al termine di questa fase la cavità è tolta dal bagno e messa sopra ad un'altra vasca vicina, dove è presente un sistema di getti multipli da cui fuori esce acqua ad alta pressione. Questo lavaggio è necessario per l'eliminazione dello sgrassante rimasto sulla superficie esterna per azione viscosa. Nello stesso tempo la cavità è risciacquata anche internamente immettendo un getto acqua dalla flangia superiore.



Figura III.11 - Operazione di risciacquo della cavità

La qualità della purezza dell'acqua è fondamentale per la pulizia delle superfici. È di estrema importanza che la superficie della cavità non venga contaminata da particelle estranee o da incrostazioni di sali o materiale organico presente nell'acqua.

Pertanto l'acqua impiegata in questa fase di trattamento e nelle successive è purificata da un sistema a tre stadi in cascata. Un addolcitore, seguito da un filtro ad osmosi inversa e da una resina a scambio ionico assicurano un'alta purezza del liquido rispetto a sostanze chimiche estranee e a ioni disciolti nell'acqua di lavaggio. Lungo la linea di trattamento l'acqua è filtrata diverse volte da un sistema di filtri in cascata con luce di maglia sempre più piccola fino al valore finale di $0.2\mu\text{m}$. Inoltre, per evitare la formazione di alghe il sistema è posto costantemente in ricircolo. All'uscita della fase di purificazione l'acqua presenta una resistenza al passaggio della corrente pari a $18\text{M}\Omega\text{ cm}^2$.

III.3.3 Trattamento chimico della superficie

La superconduttività a radiofrequenza è un processo che avviene sulla superficie del materiale, entro uno spessore paragonabile a circa dieci volte la lunghezza di penetrazione. Per ottenere le massime prestazioni dal materiale è necessario portare le condizioni della superficie quanto più vicino possibile a quelle ideali. Inoltre se la superficie è liscia da un punto di vista microscopico la sua resistenza superficiale sarà inferiore, dato che il percorso delle correnti è più corto e quindi con meno dissipazioni.

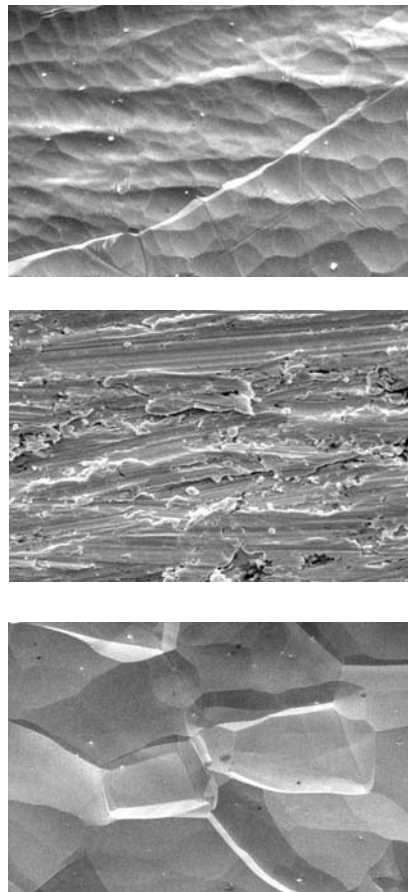


Figura III.12 - Immagini SEM di tre differenti campioni di niobio massiccio, durante tre differenti fasi di lavorazione. (a) Niobio da lastra (2128x); (b) Niobio lucidato con un utensile (2135x); Niobio trattato chimicamente (1063x).

Una superficie liscia è inoltre desiderabile se il materiale deve sopportare alte intensità di campo. La rugosità del materiale porta ad innalzamenti locali del campo elettrico e magnetico, causando emissione di elettroni oppure un prematuro *thermal breakdown*.³ In aggiunta, lo sporco si annida più facilmente nelle valli.

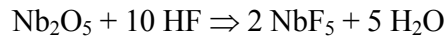
Nella figura III.12 sono riportate tre immagini della superficie di niobio massiccio prese al microscopio elettronico per tre diverse fasi lavorazioni. La figura III.12(a) mostra un campione proveniente da lastra prima della lavorazione. In questa si nota come il materiale sia corrugato dalla lavorazione al rullo in modo da formare dei crateri regolari. Nell'immagine successiva (Figura III.12(b)) il materiale è stato invece lucidato con un utensile meccanico per rimuovere eventuali asperità macroscopiche sulla superficie. La figura mostra chiaramente come al termine di tale operazione rimangano una gran quantità di detriti. La superficie viene pertanto trattata chimicamente (Figura III.12(c)) (*chemical etching* [10]) per rimuovere i detriti presenti, e in tal modo ottenere una superficie pulita, esente da difetti superficiali e quanto più possibile piatta.

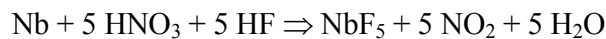
Il niobio si comporta come un metallo resistente alla corrosione dei normali acidi minerali. Non è attaccabile dall'acido cloridrico, dall'acido solforico e dall'acido nitrico o da loro miscele: l'acqua regia, ad esempio non ha nessun effetto. Il niobio non è per se stesso così resistente alla corrosione, ma la difficoltà per eroderlo è dovuta esclusivamente allo strato d'ossido presente sulla superficie.

Gli strati sottostanti di materiale puro vengono esposti all'attacco acido utilizzando acido fluoridrico, il quale è in grado di reagire con l'ossido niobio per formare un complesso fluoruro. Tuttavia l'acido fluoridrico da solo ha un debole effetto sul niobio puro. Aggiungendo dell'acido nitrico si innesca una reazione chimica esotermica che riossida la superficie di niobio e la rende reattiva ad un nuovo attacco da parte dell'acido fluoridrico.

³ vedi capitolo IV

Sebbene la reazione effettiva che avviene in superficie sia più complessa, una semplice descrizione del meccanismo è fornita dalle reazioni:





La reazione come già detto è esotermica e rilascia nell'ambiente del fumo rosso di diossido di azoto. Tra i diversi ossidi di niobio che si formano sono possibili anche NbO, NbO₂ e diversi sub-ossidi di NbO_x. Solo l'ossido Nb₂O₅ è stabile e precipita come sottile strato sulla superficie del materiale.

Essenziale per diminuire la rugosità superficiale del materiale è la presenza dell'acido fosforico che si aggiunge alla miscela di reazione.

L'acido fosforico, creando uno strato viscoso sopra le asperità del materiale, trattiene i prodotti di reazione rallentando la cinetica di processo. La velocità di corrosione è determinata quindi dalla capacità di diffusione dei prodotti attraverso questo strato viscoso, il quale risulta dipendere da gradienti di concentrazione, dalla temperatura e dall'agitazione della soluzione.

Sulle sporgenze superficiali lo strato risulta essere più sottile con una più rapida diffusione delle specie ioniche, mentre nelle valli accade il contrario: lo strato superficiale più spesso causa una velocità inferiore.

Durante l'azione combinata dei tre acidi si effettua la lucidatura della superficie. In figura III.13 è riportato in diagramma ternario che rappresenta delle curve ad uguale velocità di corrosione, da cui si nota come la reattività della miscela è data principalmente dall'acido fluoridrico, dato che basta una piccola quantità di acido nitrico per riossidare il materiale. Comunemente si utilizza una miscela di acido

fluoridrico, nitrico, fosforico in rapporto 1:1:2 oppure 1:1:1, la quale da una velocità media di erosione pari a 1 e 2 $\mu\text{m}/\text{min}$

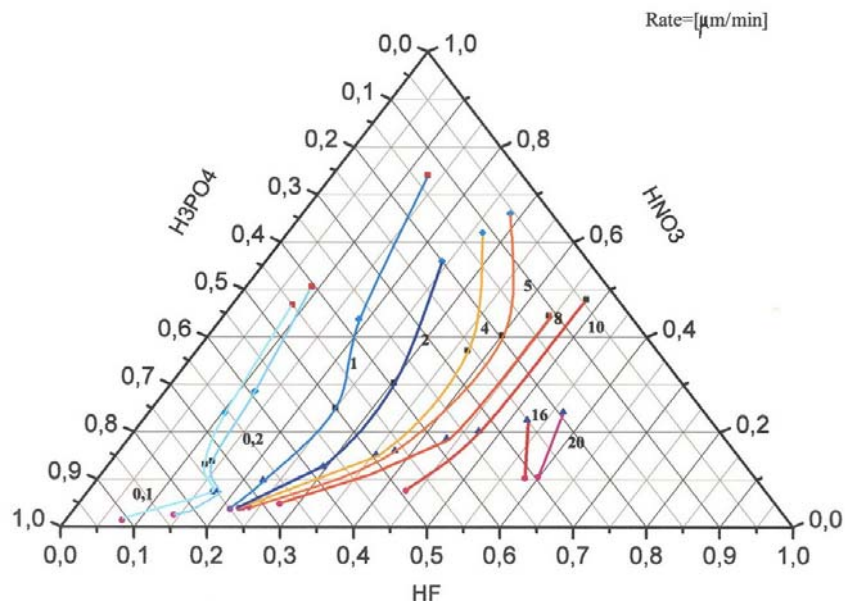


Figura III.13 Curve ad uguale rimozione chimica (μm al minuto) in funzione della rapporto dei tra acidi.

Quando la cavità è estratta dal bagno la reazione continua a proseguire sulle pareti anche in aria. L'acido rimane sulle pareti a causa dell'elevata viscosità della miscela. Il carattere esotermico della reazione innalza la temperatura dell'acido con la possibile formazione di reazione secondarie indesiderate, come ad esempio la introduzione di idrogeno negli strati superficiali⁴. È di estrema importanza quindi interrompere il processo quanto più velocemente possibile risciacquando abbondantemente con acqua la cavità.

⁴ Si veda ad esempio il paragrafo sulla resistenza superficiale residua del niobio nel capitolo IV



Figura III.14 - Sistema per il trattamento chimico della cavità

Il sistema per il trattamento chimico utilizzato in questa esperienza impiega un sistema automatico di regolazione per controllare le fasi di processo. La cavità è connessa alla linea che immette la soluzione di acidi attraverso due flange e posta in posizione verticale, come mostra la figura III.14. La cavità risiede inoltre in un ambiente chiuso ermeticamente per proteggere l'operatore da eventuali fuoriuscite di acido.

La miscela di acidi, proveniente da un serbatoio termostato e costantemente in ricircolo, è immessa all'interno della cavità secondo dei parametri regolabili dal pannello di controllo computerizzato.

É possibile scegliere la portata, la temperatura il tempo e la direzione di ingresso del flusso di acido, come pure programmare la fase di risciacquo della cavità secondo dei cicli di lavaggio che alternativamente invertono la direzione di immissione dell'acqua.

III.3.4 Lavaggio ad alta pressione

Sulle pareti della cavità è possibile che siano presenti numerose particelle di polvere, le quali pregiudicano, come si vedrà più avanti, il funzionamento della cavità ad alti valori di campo accelerante. Le particelle giungono alla superficie in maniera del tutto accidentalmente durante i trattamenti superficiali e le operazioni di assemblaggio. La natura, l'origine e la composizione di queste sostanze possono essere le più diverse.

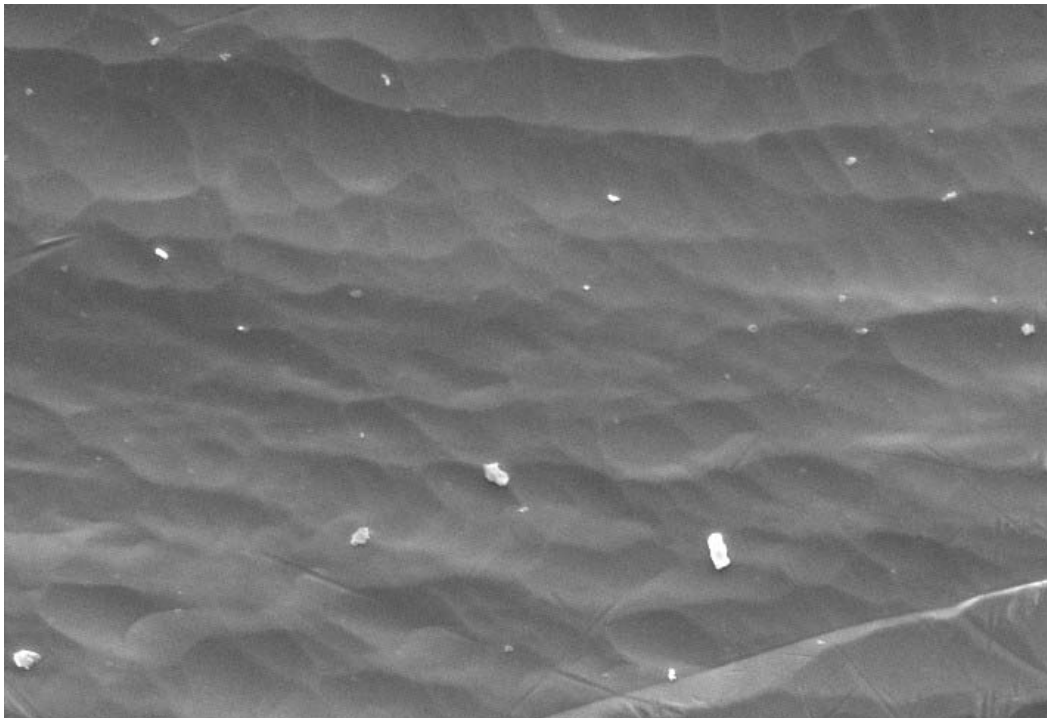


Figura III.15 - Immagine SEM (2128x) di una superficie di niobio non trattato chimicamente su cui sono presenti delle particelle di polvere.

La figura III.15 mostra un'immagine presa al microscopio elettronico di una superficie di niobio massiccio, non trattata chimicamente ed esposta ad un ambiente in normali condizioni di pulizia.

Le particelle sono attaccate alle pareti a causa di forze di adesione che includono interazioni di tipo intermolecolare, elettrostatico, capillare e chimico. L'intensità della forza tra la superficie e il contaminante dipendono da diversi parametri. Alcune di queste variabili sono riassunte nella tabella III.1 e tabella III.2. [12]

Particelle	Superficie	Ambiente
dimensioni e forma carica elettrica superficiale costante dielettrica caratteristiche meccaniche	rugosità composizione chimica carica elettrica caratteristiche meccaniche	umidità relativa temperatura pressione

Tabella III.1 – Variabili da cui può dipendere la forza di interazione

Tipo di Forza	Espressione Generale	Equazione riotta per il particolato	Esempio per un 1µm di Al ₂ O ₃ in acqua
Van der Waal	$\frac{\eta\omega d}{16\pi z^2}$	$1.43 \times 10^2 d$	$1.4 \times 10^{-2} dyn$
Capillare	$2\pi d\gamma$	$4.52 \times 10^2 d$	$4.5 \times 10^{-2} dyn$
Doppio strato di carica	$\frac{\pi\epsilon_0\Delta\phi^2 d}{2z}$	$34.8d$	$0.3 \times 10^{-2} dyn$
Carica immagine	$\chi_e \frac{Q^2}{d}$	$5 \times 10^4 d$	$0.1 \times 10^{-2} dyn$

Tabella III.2 – Forza di adesione fra particella e superficie. Si indica con d il diametro particella; z la distanza dalla superficie $\sim 4\text{\AA}$; γ tensione superficiale $\sim 73 \text{ dyn cm}^{-1}$; $\Delta\phi$ differenza della funzione lavoro $\sim 1 \text{ eV}$; Q è la carica della particella $\sim 10^{-16}\text{C}$ per 1µm di dimensione della particella

Per eliminare queste particelle si utilizza un'azione meccanica fornita da un getto d'acqua ad alta pressione. Le particelle sono rimosse dalla superficie grazie ad una forza di trascinamento impressa sulla particella dal getto d'acqua.

Dato che la forza è proporzionale al quadrato della velocità risulta che per rimuovere le particelle più piccole è necessaria una pressione sempre più grande. Non è possibile tuttavia aumentare troppo la forza del getto perché potrebbe danneggiare la forma della cavità.

La tecnica prende il nome di *High Pressure Rinsing*.

Il sistema HPR è schematicamente mostrato in figura III.16. Esso consiste in una pompa ad alta pressione, un sistema di filtraggio, un ugello a spruzzo e un sistema meccanico di retrotraslazione delle cavità.

Il sistema di pompaggio è costituito da un compressore in grado di erogare una portata di 8 l/min con una pressione di circa 78atm all'ingresso del blocco dei filtri. In queste condizioni, infatti, si è in grado di eliminare particelle con dimensioni superiori al micron.

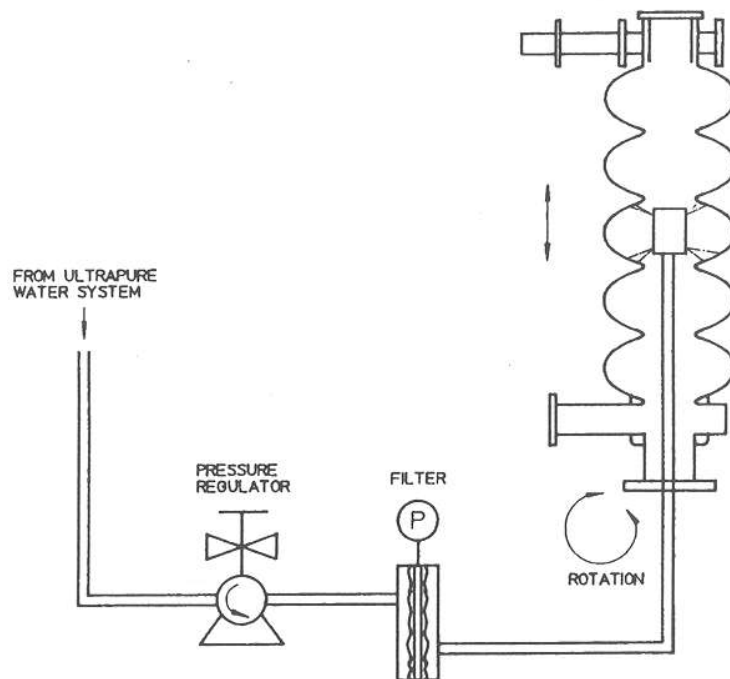


Figura III.16 - Schema del sistema di lavaggio



Figura III.17 - Sistema utilizzato per il lavaggio ad alta pressione

Quest'ultimo stadio è attuato da un filtro di cellulosa in grado di trattenere particelle con diametro superiore al decimo di micron.

Infine l'ugello e tutta la linea rigida di alimentazione del getto d'acqua sono in acciaio inossidabile. Le connessioni sono realizzate in teflon rinforzato esternamente con fibre d'acciaio.

Una coppia di motori trasla la cavità su e giù lungo tutto il suo asse longitudinale e contemporaneamente la fa ruotare, il che consente al getto d'acqua di raggiungere tutta l'estensione dell'area interna della cavità. La velocità di movimento

e la durata del processo sono aggiustabili dal pannello di controllo. Velocità tipiche di rotazione sono 4 rpm, mentre quelle di traslazione circa 70 cm/min, mentre il lavaggio può durare anche un'ora e mezza circa.

L'ugello consiste in una sfera su cui sono praticati 12 fori egualmente spazati in modo da garantire una uniformità di flusso in ogni direzione. La figura III.18 mostra in dettaglio quanto sopra detto.

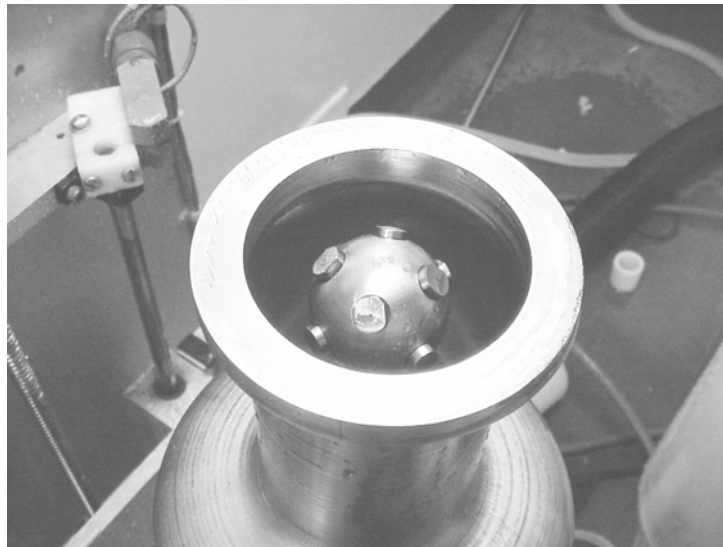


Figura III.18 - Sistema di ugelli utilizzato per lavare internamente la cavità.

Il getto ad alta pressione e il suo movimento sembrano creare una specie di depressione all'interno della cavità, aspirando lo sporco nell'aria della stanza in cui è posizionato l'apparato. Pertanto entrambe l'estremità sono tappate da un piatto di teflon, lasciando su quello inferiore una piccola luce di alcuni millimetri tra il bordo e la flangia. Prima di utilizzare il sistema di lavaggio esso è fatto funzionare senza la cavità per almeno 15 minuti, in modo da eliminare possibili contaminazioni depositate sul sistema di getti e di alimentazione.

Presso i laboratori del Jefferson Lab l'affidabilità di questa tecnica è stata ampiamente confermata da un largo numero di esperimenti, il cui passaggio finale consisteva nell'HPR, condotti in un arco di tempo di diversi anni. Le misure del fattore di merito hanno dimostrato essere riproducibili entro un piccolo intervallo di

dispersione dei valori. Inoltre durante le fasi di costruzione dell'acceleratore, le procedure di lavoro dei trattamenti chimici seguite da HPR hanno evidenziato che oltre l'80% dei campioni esaminati raggiungevano i requisiti di progetto. E' stato infine possibile dimostrare che il risciacquo con metanolo *reagent-grade*, preceduto da HPR e seguito dalle normali operazioni di assemblaggio in camera bianca, non sembra ricontaminare le superfici.

L'applicazione del lavaggio ad alta pressione alle cavità permette non solo una notevole diminuzione dell'effetto di emissione di campo, ma anche un'inferiore resistenza superficiale.

III.3.5 Assemblaggio della Cavità

Una volta completato il lavaggio la cavità è immediatamente trasferita in una camera bianca di classe 100⁵. Queste particolari condizioni di lavoro sono indispensabili per maneggiare la cavità senza ricontaminare la superficie.

L'accesso alla camera bianca è regolato da speciali procedure di preparazione per minimizzare l'ingresso di particolato dall'esterno. Anche l'operatore stesso è una sorgente di contaminazione per la superficie e pertanto deve indossare un equipaggiamento adatto.

Prima di entrare inoltre ogni oggetto è abbondantemente pulito con un getto di gas di azoto filtrato.

⁵ Una camera di classe 100 prevede che esistano meno di una decina di particelle con diametro inferiore al mezzo micron in un volume d'aria di un piede cubo.



Figura III.19 - Il candidato mentre monta in camera bianca una cavità multicella a 1.5GHz.

Durante l'assemblaggio si cerca per quanto sia possibile di minimizzare l'esposizione all'aria della superficie interna della cavità. È importante evitare di porre qualsiasi oggetto, comprese le mani dell'operatore stesso, al di sopra delle aperture, dato che qualche particella può cadere accidentalmente all'interno.

Alla cavità vengono aggiunte delle flangie in acciaio inossidabile per il collegamento alla linea di vuoto e i coupler per la trasmissione della potenza a radiofrequenza (figura III.20. Tra le flangie e la cavità è presente anche un sottile

anello di indio per garantire un buon contatto elettrico tra le due parti. L'indio viene pulito accuratamente con metanolo prima di essere posizionato sulle flangie.



Figura III.20 - Particolare della flangia inferiore per una cavità monocella a 1.5GHz. Il cavo porta il segnale in ingresso della radiofrequenza, mentre il tubo laterale è connesso alla linea di vuoto.

Una volta chiusa, la cavità è relativamente sicura da ulteriori contaminazioni e si può procedere al trasporto della cavità fuori dalla camera bianca.

La cavità è posizionata su un particolare supporto (vedi figura III.21) connesso al coperchio del criostato e collegata alla linea di vuoto, la quale si trova già in precedenza ventilata con gas di azoto filtrato.

Il grado di vuoto iniziale è molto basso dato che le pareti interne della cavità sono ricoperte di umidità derivante dalle fasi precedenti. Pertanto, è necessario riscaldare la cavità in maniera blanda durante il pompaggio, in modo da agevolare l'evaporazione del liquido.



Figura III.21 - Dettaglio sul supporto di sostegno per l'inserimento della cavità nel dewar di elio. I piatti sistemati sopra la cavità servono per schermare il bagno d'elio dalla temperatura esterna.

Il sistema di pompaggio è costituito da due stadi: una pompa rotativa porta la pressione intera da 1 a 0.01 bar; raggiunta tale pressione l'inserimento di una pompa turbo molecolare permette di scendere fino al valore 10^{-8} mbar. Questo valore limite può essere migliorato se tutto il sistema viene riscaldato a circa 150°C per alcuni giorni.

L'analisi dello spettro di massa dei gas residui all'interno della linea da vuoto è misurato a temperatura ambiente e si rivela essere costituito, per la maggior parte, da picchi di vapore acqueo, anidride carbonica, azoto, ossigeno, idrogeno molecolare.

È infine importante avvitare le viti delle flangie prima dell'inserimento nel criostato dato che l'indio è soggetto a un fenomeno di *creep* che rende meno sicura la sua tenuta all'elio superfluido.

III.3.6 Raffreddamento della cavità

Una volta completata quest'ultima operazione si esegue un test che assicura l'assenza di perdite di vuoto, tramite un analizzatore sensibile alla presenza di elio. Dell'elio gassoso viene spruzzato intorno alle flangie di tutto il sistema da vuoto, controllando allo stesso tempo la pressione parziale allo strumento.

La cavità infine viene inserita all'interno di un *dewar* di elio utilizzando un carroponete. Durante il trasporto la pompa è scollegata temporaneamente dalla linea e ricollegata subito dopo ad inserimento ultimato.

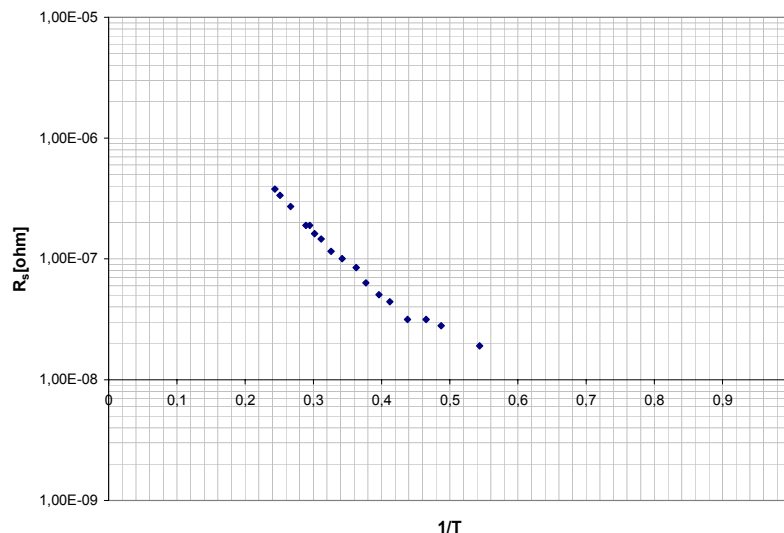


Figura III.22 – Grafico semilogaritmico della resistenza superficiale in funzione dell'inverso della temperatura.

Il raffreddamento della cavità è affidato ad una linea di alimentazione esterna elio liquido. Prima dell'immissione di elio sono previste anche alcune operazioni tali da garantire che solo una piccola frazione di aria sia presente all'interno del criostato.

La temperatura del sistema viene ulteriormente abbassata tramite progressivo pompaggio dei vapori dell'elio, il quale porta lentamente il sistema fino alla temperatura di 2K. Durante questo ultimo tratto vengono raccolte misure di Q che

permettono di risalire alla resistenza superficiale del materiale. La misura della temperatura è ricavata dalla pressione dei vapori d'elio presenti nel criostato, utilizzando una relazione sperimentale.

III.3.7 Ricerca della frequenza di risonanza

Una volta raggiunta la temperatura desiderata si procede a caratterizzare il fattore di merito in funzione del campo accelerante.

Per sintonizzare la cavità si regola la frequenza manualmente al valore fornito dalla simulazione numerica. Successivamente un sistema automatico varia in maniera continua la frequenza in un intervallo di 10KHz. Controllando il segnale proveniente dal mixer è possibile individuare la frequenza di risonanza con una precisione massima di 1KHz. Tuttavia, la larghezza del picco di risonanza dato l'elevato valore di Q (inversamente proporzionale a Δf) risulta essere inferiore di alcuni ordini di grandezza a questo valore minimo. Attivando il circuito di retroazione PLL e regolando la fase è possibile sintonizzare la cavità con la precisione richiesta. Il punto di lavoro che realizza la massima potenza trasmessa è assunto essere la frequenza di risonanza della cavità.

RISULTATI E DISCUSSIONE

Lo scopo delle esperienze in laboratorio era di caratterizzare delle cavità prodotte per spinning. Queste indagini preliminari sono fondamentali per la messa a punto del processo di formatura. I risultati forniscono importanti informazioni sia sulla qualità del materiale, sia su quella della superficie.

Le cavità considerate in questa esperienza sono di tutte di tipo TESLA, prodotte con il metodo dello spinning, con una frequenza di risonanza di circa 1.5GHz. La frequenza era stata scelta prima della completa definizione del progetto TESLA ed il valore corrisponde alla frequenza utilizzata nell'acceleratore CEBAF al JLab. I campioni considerati sono due cavità monocella (campioni P7 e P8) e una cavità a cinque celle(P5C).

IV.1 - RISULTATI

L'indagine sulle caratteristiche della cavità è stata eseguita asportando progressive quantità di materiale dalla superficie e caratterizzando il comportamento del risonatore alla radiofrequenza.

I dati raccolti si dividono in due diverse tipologie. La prima serie di dati è una misura della resistenza superficiale al variare della temperatura da 4.2K a 2K; questa ha lo scopo di caratterizzare le proprietà superconduttive del materiale. La seconda serie è, invece, ricavata dalla misura del fattore di merito in funzione del campo accelerante e determina le condizioni della superficie della cavità.

IV.1.1 Cavità P7

La cavità P7 è stata prodotta per lavorazione di una lastra in niobio con $RRR > 200$. Un tubo, inizialmente formato per stampaggio diretto, è stato poi abraso internamente con mola. Questa seconda operazione asporta dalla superficie uno spessore approssimativo di circa $30\mu\text{m}$ di materiale. Il tubo è stato poi modellato per spinning, formando una struttura monocella con frequenza di risonanza 1.5GHz .

Precedentemente a questa esperienza di lavoro erano già stati effettuati diversi test di misura, presso i laboratori del Jefferson Lab [7] riassunti dalla figura IV.1. La forte degradazione del fattore di merito è stata eliminata gradualmente asportando uno spessore di materiale sempre maggiore, fino a raggiungere un valore massimo finale di 32MV/m , in seguito ad un'erosione di circa $130\mu\text{m}$.

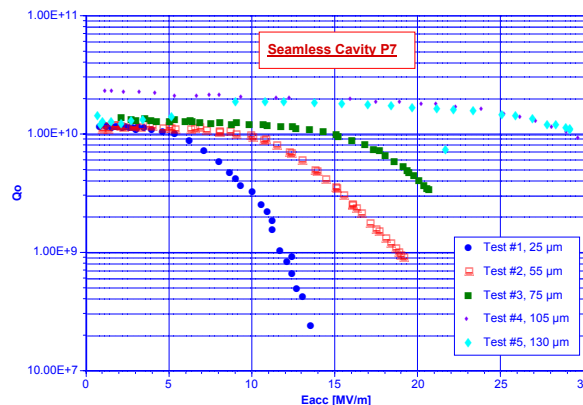


Figura IV.1 - Prestazioni della cavità P7 dopo diverse progressive rimozioni superficiali

Questo valore spicca di poco rispetto ad altri campioni fabbricati per spinning e trattati in maniera analoga, i quali raggiungono usualmente campi acceleranti superiori a 30MV/m in seguito di un'erosione di spessore maggiore.

Più in dettaglio, il fattore di merito è soggetto tuttavia ad un lento peggioramento ad elevati campi acceleranti, che si manifesta come una leggera pendenza della curva di Q contro E_{acc} .

Il limite massimo di campo è determinato da una brusca transizione allo stato normale per *Thermal Breakdown*.

Durante tutti i cinque test di misura non sono state rivelate alcuna emissione di radiazioni, per cui è escluso un eventuale effetto di emissione di campo.

La cavità ha subito anche un blando trattamento termico ($T = 140^{\circ}\text{C}$ per circa 48ore) allo scopo di migliorare le sue caratteristiche, di cui ulteriori considerazioni si rimanda in seguito.

Inizialmente la cavità è stata misurata senza aver effettuato alcun trattamento preliminare, ad eccezione di un lavaggio ad alta pressione. Si è così voluto accertare che le caratteristiche della stessa fossero rimaste invariate dopo un così lungo periodo di tempo.

Le misure di resistenza superficiale e del fattore di merito, in funzione dell'inverso della temperatura e del campo accelerante, sono riportate rispettivamente nelle figure IV.2 e IV.3.

La cavità P7 raggiunge ad una temperatura di 2K una resistenza superficiale di circa $14\text{n}\Omega$ di cui circa $3\text{n}\Omega$ sono resistenza residua.

La bassa resistenza superficiale residua si manifesta come un elevato fattore di merito, superiore a 1.1×10^{10} che si mantiene fino a campi acceleranti di 18MV/m , scendendo poi ad un valore minimo pari a 1×10^{10} a 32MV/m .

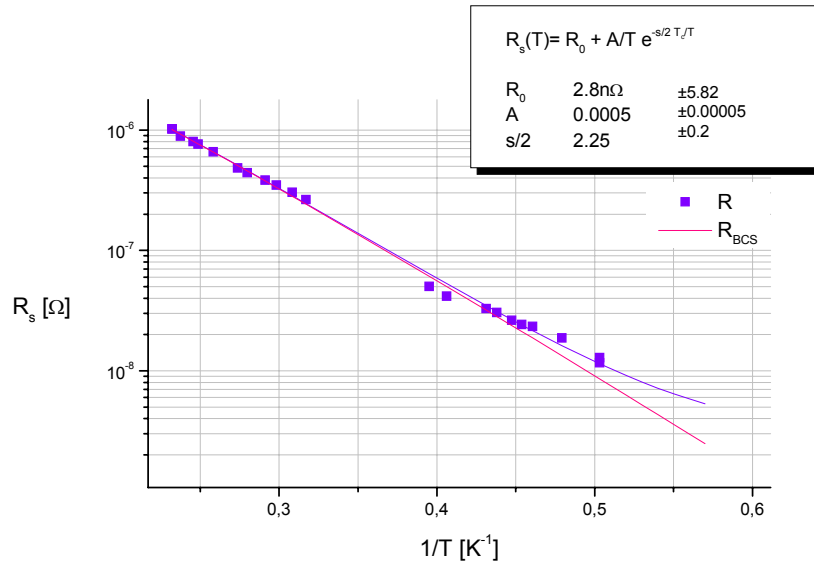


Figura IV.2 – Misura della resistenza superficiale in funzione dell'inverso della temperatura per la cavità P7. I dati sperimentali sono stati interpolati con l'espressione della resistenza per ricavare una stima della parte residua (R_0) e del parametro di *strong coupling*.

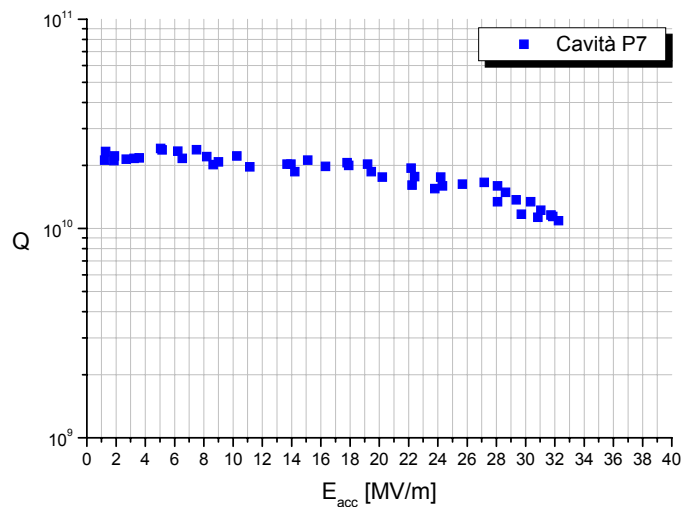


Figura IV.3 – Andamento del fattore di merito in funzione del campo accelerante per la cavità P7 misurato ad una temperatura di 2K.

I dati raccolti presentano un grado di dispersione maggiore di quello delle precedenti misure. Questo è dovuto principalmente all'instabilità di accoppiamento realizzata dal circuito PLL nell'agganciare la cavità e non da un effetto fisico. Più in

dettaglio durante la misura, le potenze in ingresso ai due canali del mixer⁶ devono essere quanto più simili tra loro per avere la massima efficienza di lavoro del circuito di retroazione.

La dispersione dei dati è una conseguenza del fatto che il punto di lavoro del mixer non era nella posizione migliore, dato che il segnale della potenza trasmessa non è stato attenuato correttamente. A causa di ciò, la frequenza di risonanza non era stabile ed era soggetta a veloci variazioni nel tempo. I dati raccolti riflettono questa indeterminazione.

Questo problema nelle successive esperienze sarà poi eliminato con l'introduzione di un nuovo dispositivo nel sistema di misura RF. Il nuovo elemento – detto in inglese *limiting amplifier* – ha l'utile caratteristica di presentare alla sua porta in uscita sempre lo stesso livello di potenza, indipendentemente dal valore posto al suo ingresso. Il *limiting amplifier*, quindi, permette di eliminare la regolazione manuale dell'attenuazione che precede il mixer. Una volta che il mixer si trova nel punto di massima efficienza questo rimane stabile in quella condizione per tutta la durata della misura, diminuendo così la dispersione dei dati.

Per migliorare le prestazioni della cavità si è considerato il caso di eseguire un trattamento di *electropolishing* (EP) della superficie. Questa operazione simile al trattamento chimico è realizzata ossidando il materiale con l'ausilio di un elettrodo centrale, immersa in una soluzione di acido fluoridrico e solforico [5] [12].

Il trattamento EP ha dimostrato essere efficace nell'aumentare i campi massimi acceleranti realizzabili per altre cavità di tipo *seamless*. Ad esempio la cavità P6, precedentemente trattata in maniera analoga, ha migliorato le sue caratteristiche dopo essere stata elettropulita come mostra la figura IV.4.

⁶ Vedi capitolo III

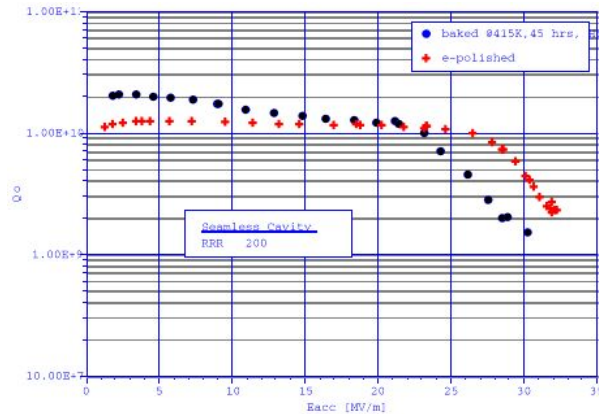


Figura IV.4 – Esempio dell’effetto prodotto sulle prestazioni del trattamento di electropolishing per la cavità P6.

Un ulteriore effetto dell’electropolishing è quello di rendere più piatto l’andamento della curva del fattore di merito. Prima del trattamento di EP anche la cavità P6 presentava, come la cavità P7, un leggero decadimento del valore di Q in funzione di E_{acc} , il quale evolve poi ad un decadimento più marcato di tipo esponenziale qualora si raggiunge il valore di 21MV/m.

Si rimanda al capitolo V per ulteriori considerazioni a riguardanti una possibile interpretazioni del meccanismo alla base del questo fenomeno.

Questa operazione non è ancora completamente disponibile presso i laboratori del JLab e pertanto, la cavità P7 è stata spedita presso i laboratori KEK in Giappone, il cui ritorno è ancora atteso.

IV.1.2 Cavità P8

A differenza della cavità P7, questo campione è stato formato direttamente lavorando la lastra, senza alcuna precedente formatura di tubo. È stato poi abraso uno spessore approssimativo di 100 μ m dalla superficie in modo da togliere le imperfezioni e i tagli, derivanti dall’operazione di *spinning*.

Anche questa cavità ha subito alcuni test di misure, atti a migliorare le sue prestazioni.

Con due successivi trattamenti chimici è stato rimosso uno spessore totale di circa $133\mu\text{m}$. I test iniziali evidenziavano il problema di una elevata resistenza superficiale con un conseguente scarso valore di Q .

L'elevata potenza dissipata sulle pareti, che accompagna il valore finale di R_s , pari a circa $0.3\mu\Omega$ misurato a 2K, comporta che il segnale in uscita sia molto debole, dato che gran parte dell'energia irradiata è persa. Come conseguenza, il circuito di retroazione non è in grado di agganciare in modo saldo la frequenza di risonanza.

Normalmente è possibile correggere questo inconveniente inserendo maggiormente l'antenna all'interno della cavità. La maggior superficie dell'antenna esposta ai campi consente di intercettare più campo, ed è quindi possibile ricevere il segnale della potenza trasmessa più intensamente.

Essendo il *coupler* utilizzato in questa misura di tipo fisso e regolato per cavità a più elevato fattore di merito, è stato possibile misurare solo alcuni punti sulla curva di Q contro E_{acc} . Inoltre, a causa di un problema con il sistema a radiofrequenza, il segnale della potenza trasmessa a elevati campi acceleranti spariva improvvisamente.

La cavità ha raggiunto un campo massimo accelerante di 14MV/m con un fattore di merito pari a circa 8×10^8 .

Per un periodo di circa dieci mesi non sono stati condotti ulteriori test, fino all'inizio del lavoro di questa tesi. La prima misura effettuata aveva il solo scopo di caratterizzare le condizioni di partenza del campione in esame e, pertanto, nessun trattamento chimico è stato effettuato.

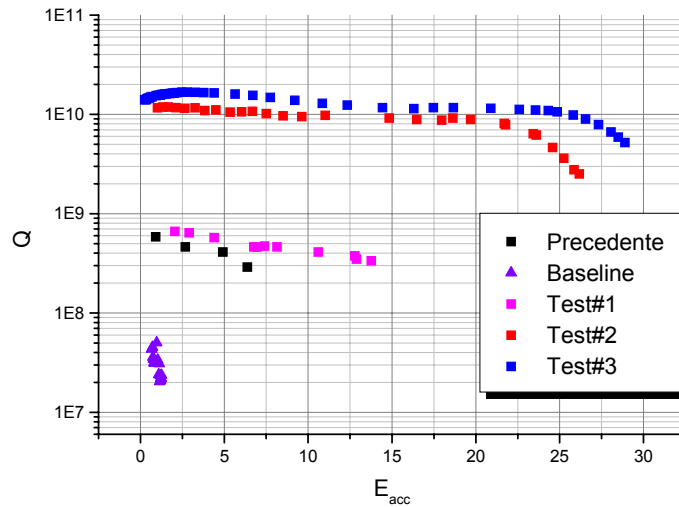


Figura IV.5 – Caratterizzazione del fattore di merito per la cavità P8 durante le varie fasi dell’esperimento.

La serie di dati raccolta, chiamata *baseline* è riportata nella figura IV.5 e mostra come le caratteristiche del materiale, confrontate per con le precedenti misure siano profondamente peggiorate nel tempo. Il campo massimo accelerante è di sole alcune unità di MV/m e con un fattore di merito inferiore a 10^8 .

La misura è stata conclusa per difficoltà di accoppiamento e limitazione della potenza disponibile in ingresso.

Per ottenere un nuovo strato privo di contaminazioni è stato rimosso ulteriore materiale dalla superficie, trattando la cavità chimicamente per un tempo di circa 5minuti. In questa operazione si stima che vengano asportate dalla superficie circa $77\mu\text{m}$ di materiale.

Dopo questo trattamento è stata misurata una seconda serie di dati – etichettati *test#1* – i quali mostrano come il fattore di merito, inizialmente pari a circa 9×10^8 a basso campo accelerante, cali lentamente di qualche unità fino a raggiungere un valore minimo (E_{acc} pari a 14MV/m), in cui la cavità transisce bruscamente, senza emettere radiazioni.

Queste caratteristiche sembrano essere simili ai primi test effettuati, in contrasto con il considerevole asporto di materiale eseguito.

Attraverso dei trattamenti termici è stato possibile determinare che la causa responsabile del modesto miglioramento tra la serie di dati *Precedente* e la serie di dati *Test#1* è la contaminazione di idrogeno nel materiale. Una volta eliminato questo problema si è trattata la cavità per altri tre minuti di BCP, i quali hanno rimosso uno spessore approssimativo di 46 μ m.

La successiva misura – *test #2* – dimostra un migliore comportamento. La cavità ha un elevato valore di Q (circa 10^{10}), il quale si mantiene costante fino a $E_{acc} = 20\text{MV/m}$, per poi diminuire in maniera esponenziale, a causa dell'emissione di campo, fino ad un valore limite di $E_{acc} = 26\text{MV/m}$ con Q pari 2×10^9 .

Per migliorare le prestazioni della cavità, è stato eseguito un terzo trattamento BCP della durata di altri 3 minuti, come mostra la serie di dati *test#3* nella figura IV.5. La cavità possiede un fattore di merito superiore $Q > 1.1 \times 10^{10}$, il quale si mantiene abbastanza stabile fino ad un valore di E_{acc} pari a 23MV/m, da cui poi scendere rapidamente raggiungendo il valore massimo di 28MV/m con $Q \sim 6 \times 10^9$ senza emissione di radiazioni, ad esclusione del punto finale, dove transisce bruscamente.

La resistenza del materiale in funzione dell'inverso della temperatura fornisce una resistenza residua considerevolmente elevata pari a 20n Ω .

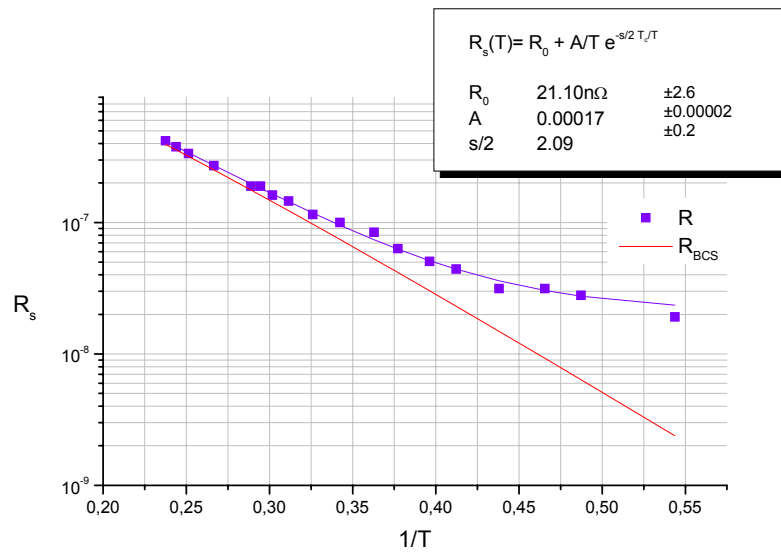


Figura IV.6 - Misura della resistenza superficiale (ohm) in funzione dell'inverso della temperatura (1/K) per la cavità P8.

È interessante notare l'evoluzione della frequenza di risonanza con il proseguire degli esperimenti misura. Dalla tabella IV.1 si osserva come la frequenza di risonanza della cavità diminuisca via, via con lo spessore rimosso.

Esperimento	Freq. (MHz) 4,2K	Freq. (MHz) 2K	ΔF (KHz) 4.2K→2K
Precedente	1494,751	1494,915	-164
Baseline	1493,312	1493,444	-132
Test#1	1493,446	1493,597	-151
Test#2	1491,912	1492,129	-217
Test#3	1490,658	1490,869	-211

Tabella IV.1 - Evoluzione della frequenza di risonanza con i test di misura effettuati per la cavità P8. La differenza sulla prima misura è calcolata con la frequenza nominale della cavità pari a 1498,745MHz.

Infatti, per una cavità cilindrica eccitata nel modo fondamentale, si dimostra come la frequenza di risonanza sia inversamente proporzionale al volume occupato dalla cavità. Tuttavia tra la misura *precedente* e *baseline* si nota anche come pur non essendo stato eseguito alcuna rimozione di materiale, sia presente ad ogni modo una

rilevante variazione della frequenza. Inoltre, in completa controtendenza, in seguito al trattamento chimico per il *test#1* si è notato un aumento della frequenza, pur essendo stati rimossi circa $77\mu\text{m}$ di materiale.

Una possibile interpretazione può derivare dal fatto che nel tempo cambiano le caratteristiche strutturali del materiale. Infatti, osservando la variazione della frequenza di risonanza tra 4.2K e 2K si nota che le misure che mostrano le migliori prestazioni hanno la maggiore variazione di frequenza durante il raffreddamento. La causa della variazione oltre a essere dovuta ad una contrazione della cavità è collegabile con la variazione della lunghezza di penetrazione del materiale, la quale durante il processo di raffreddamento diminuisce, diminuendo così lo spessore a disposizione della radiofrequenza.

IV.1.3 Cavità PC5

La cavità P5C si tratta di una cavità a cinque celle formata con la tecnica dello spinning, a partire da una lastra di niobio ad alta purezza ($\text{RRR}>200$). Come per la cavità P7 è stato prima formato un tubo per deep drawing, da cui poi sono state ricavate le celle con frequenza di risonanza pari a 1.5GHz. La cavità è stata inviata presso i laboratori del Jefferson Lab, dove è stata trattata chimicamente e misurata. Il campo massimo accelerante misurato è stato pari a 12MV/m nel modo $4/5\pi$ e 25MV/m nel modo $\pi/5$.

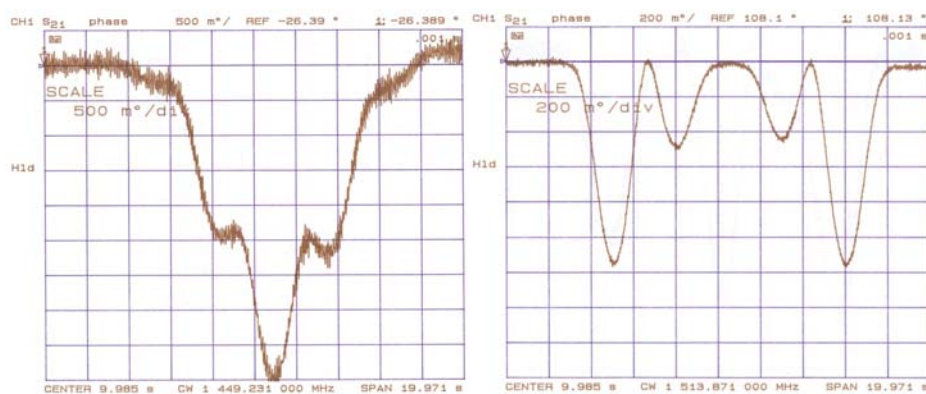


Figura IV.7 - Misura con il metodo bead-pull per la cavità PC5 in due diversi modi π . A sinistra il modo $\pi/5$; a destra il modo $4/5\pi$.

Come mostra la figura IV.7, la caratteristica del primo modo è quella di avere tutto il campo presente solo nelle celle laterali, mentre viceversa è per il secondo modo dove il campo interessa solo la zona centrale. In tal modo è stato possibile determinare che le limitazioni delle prestazioni provengono da una delle due celle finali.

Successivamente, la cavità è stata abrasa una seconda volta, per eliminare il difetto seguito da un ulteriore trattamento chimico ($\sim 60\mu\text{m}$) in modo da tale da ripristinare una superficie liscia.

Il test eseguito di misura non ha avuto successo, a causa delle sottili pareti della cavità alla fine del trattamento. Durante la fase di pompaggio sotto vuoto, si è assistito ad una implosione della struttura.

Dalla figura IV.8 si osserva come sia la sola cella centrale interessata maggiormente all'implosione, al contrario delle celle finali dove la struttura rivela essere abbastanza solida. Una causa di questo comportamento può risiedere nel processo di abrasione meccanica, il quale risulta molto più agevole nelle zone laterali più facili da raggiungere, rispetto a quelle interne e maggiormente nascoste.



Figura IV.8 - Foto dell'implosione della cavità P5C in seguito al collegamento con la linea ad alto vuoto.

Questo insuccesso non ha per nulla arrestato il processo di miglioramento della tecnica dello spinning. È prevista infatti un ulteriore lavoro di indagine delle zone più deboli nella struttura, in modo da mettere appunto anche la fase di rifinitura meccanica della superficie.

Ad esempio, partendo da tubo e non da lastra lo spessore risulta maggiore nella zona intorno all'iride delle celle.

IV.2 - MECCANISMI DI PERDITA

Un qualsiasi materiale superconduttore in presenza di un campo magnetico esterno genera sulla sua superficie delle supercorrenti. A mano a mano che il campo sale, l'intensità di queste sale fino a raggiungere un valore massimo di corrente critica caratteristico del materiale. Oltre questo valore di campo – definito come campo critico – il superconduttore transisce allo stato normale.

Nel caso sia a transire solo parte del materiale, si forma di una fase mista, in cui solo alcune zone sono attraversate dal campo magnetico, mentre tutto il resto del campione rimane superconduttivo. Il campo magnetico penetra nel superconduttore secondo dei quanti di flusso. Sono ammessi solo campi magnetici multipli di un particolare valore minimo $\phi = \frac{\hbar c}{2e}$ detti *flussioni*.

Con l'aumentare dell'intensità del campo applicato, il numero dei flussoni aumenta, e la zona normale cresce fino ad interessare tutto il materiale. L'intervallo tra quando inizia e quando finisce lo stato misto è delimitato dai valori di B_{c1} e B_{c2} , i quali non solo dipendono dalla natura del materiale, ma anche della storia dei trattamenti che esso ha subito.

Nel caso dei campi a radiofrequenza il campo massimo sopportabile non è semplicemente quello critico, bensì un campo maggiore, dato che un flussone non fa in tempo a nucleare prima che il campo B compia mezzo ciclo di oscillazione. Si crea quindi uno stato di equilibrio metastabile: a parità di campo applicato, nel caso

radiofrequenza, l'effettiva temperatura di transizione risulta maggiore rispetto al caso in cui il campo è costante. Si definisce quindi il campo massimo realizzabile come campo di *superheating* – scritto B_{sh} – per il quale si ha nucleazione all'interno del superconduttore di un flussone di campo magnetico.

Il campo di superheating fissa pertanto il limite superiore massimo di funzionamento delle cavità. Considerando il rapporto B_{pk} / E_{acc} per le cavità di tipo TESLA, pari a 40 G-m/MV ed un campo di superheating per il niobio di circa 2000G, si ottiene un limite massimo al campo accelerante intorno a 50MV/m.

Contrariamente a queste previsioni, i valori massimi di E_{acc} – misurati in questa esperienza hanno dimostrato essere ben al di sotto di questo valore massimo.

Durante le misure è stato possibile verificare come il comportamento delle cavità non sia affatto simile a quello ideale, ma soggetto a diversi andamenti decrescenti che caratterizzano i diversi meccanismi limitanti.

Questo aspetto è particolarmente importante dato che una dettagliata descrizione di questi fenomeni permette ai costruttori di cavità di organizzare i rispettivi rimedi, limitandone l'entità, oppure eliminando completamente il problema.

I meccanismi di perdita si dividono principalmente in due gruppi:

- Resistenze aggiuntive che si manifestano a nella regione in cui E_{acc} è basso (circa $E_{acc} < 5\text{MV/m}$);
- Perdite anomale di potenza in seguito all'attivazione di meccanismi altamente dissipativi ad alti campi acceleranti (circa $E_{acc} > 15\text{MV/m}$);

Il primo gruppo limita il valore massimo raggiungibile di Q , mentre il secondo quello di E_{acc} . Per quanto affermato nei precedenti capitoli, è quanto mai importante avere un elevato fattore di merito e campo accelerante in ogni singola cavità, per ridurre i costi di mantenimento e costruzione dell'acceleratore.

IV.2.1 Meccanismi di perdita a basso campo

La parte BCS della resistenza superficiale può essere resa piccola a piacere, compatibilmente con il sistema di raffreddamento, abbassando la temperatura di funzionamento del superconduttore. Tuttavia il termine di resistenza residua, che compare nell'espressione, risulta indipendente dalla temperatura e alla fine esso è preponderante nel determinare la resistenza superficiale.

La difficoltà a quantificare i fenomeni che danno luogo alla resistenza residua in un superconduttore, deriva dal fatto che le condizioni da cui essi dipendono sono dei parametri non facilmente controllabili e riproducibili (Ad esempio presenza sulla superficie di polvere, gas adsorbito, residui chimici, difetti superficiali, ...).

Superficie non ideale

È generalmente accettato che una superficie che abbia subito una minor azione di levigatura sia quella che presenta una maggiore resistenza superficiale. Rispetto ad una superficie piana ideale, le irregolarità presenti in una superficie reale favoriscono la creazione di fononi nel materiale, incrementando il termine di resistenza residua.

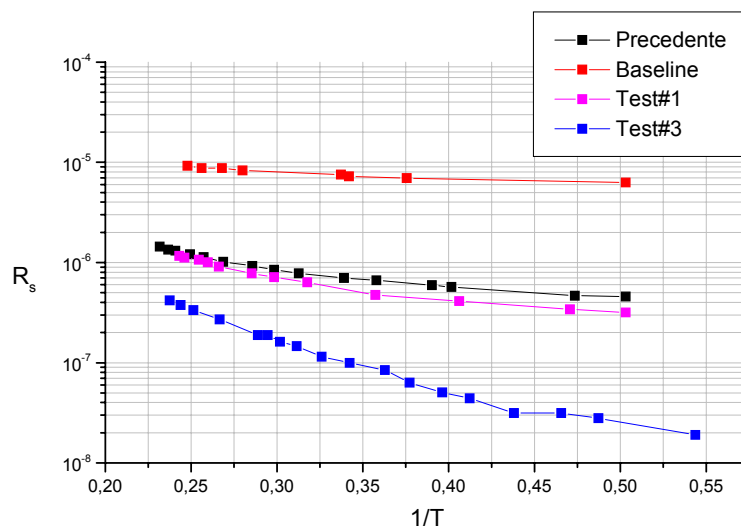


Figura IV.9 – Andamento della resistenza superficiale[ohm] in funzione dell'inverso della temperatura[K^{-1}]. La didascalia elenca le serie di dati al crescere dello spessore di materiale rimosso.

La figura IV.9 mostra appunto come al proseguire dei trattamenti chimici, effettuati per la cavità P8 si è potuto misurare una minor resistenza residua, in conseguenza ad una superficie più liscia.

Tuttavia, questa unica misura non consente di determinare se effettivamente al valore di R_0 contribuiscono anche meccanismi dissipativi di altra natura, per cui sono necessarie indagini più dettagliate per accertare l'effettiva entità della rugosità della superficie. Ad esempio, se fosse attivo solo questo meccanismo, la serie baseline sarebbe in completo disaccordo con l'andamento previsto.

Intrappolamento del flusso magnetico

Durante il passaggio dallo stato normal conduttivo a quello superconduttivo per raffreddamento del niobio sotto la sua T_C l'effetto Meissner predice che il superconduttore espella completamente il flusso magnetico che lo attraversa. In pratica l'effetto è sempre incompleto a causa delle imperfezioni nel materiale o ad un raffreddamento non omogeneo del corpo.

Il campo magnetico in corrispondenza ai difetti rimane intrappolato dalle supercorrenti che si generano nelle regioni circostanti, già transite. A mano a mano che la transizione procede, il campo magnetico intrappolato si concentra sul difetto, dato che l'azione di schermaggio delle correnti risulta via, via più efficace, fino ad assumere una intensità pari al valore critico. Le zone interessate all'intrappolamento di flusso sono zone normal conduttive, ognuna con dimensioni paragonabili alla lunghezza di coerenza.

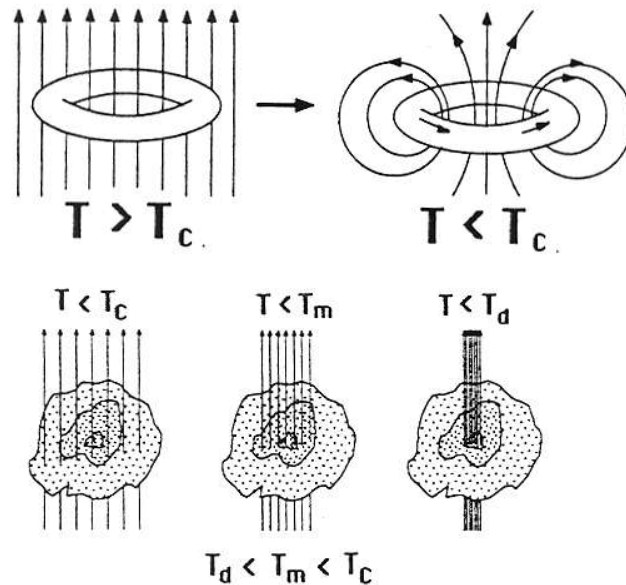


Figura IV.10 - Esempio di intrappolamento di flusso in un superconduttore in seguito a raffreddamento sotto la temperatura critica. Un anello superconduttivo e un materiale con una zona difettosa si comportano in maniera analoga. T_c è la temperatura critica del superconduttore, T_d è la temperatura critica della zona con il difetto e T_m è la temperatura della zona di interconnessione.

Nel caso sia presente la radiofrequenza, la componente elettrica esercita sul flussone una forza di Lorentz che lo fa oscillare intorno ad una posizione di equilibrio. Il moto della zona normale all'interno del materiale è sede di aggiuntive perdite di potenza e quindi di una più elevata resistenza superficiale.

Anche il debole campo magnetico terrestre ($\sim 100\text{mG}$) ha dimostrato essere abbastanza intenso, da contribuire significativamente ad una maggiore resistenza residua ($\sim 30\text{n}\Omega$). Pertanto, si pone molta cura nello schermare la cavità da qualsiasi fonte di campo magnetico, circondando l'esterno del criostato con schermi di materiale ad elevata permeabilità magnetica.

Contaminazione da idrogeno

In seguito a trattamenti chimici sulle cavità o durante il processo di produzione delle lastre di niobio è possibile che all'interno del materiale si diffonda dell'idrogeno in forma atomica.

La grande mobilità dell'idrogeno nel niobio, facilita la migrazione all'interno del reticolo. Inoltre, essendo il materiale policristallino, la diffusione avviene principalmente ai bordi di grano.

Svariate evidenze sperimentali [5] hanno permesso di capire che la presenza di idrogeno all'interno del niobio forma una fase stabile di NbH, la quale causa un aumento di resistenza superficiale. Il degrado in prestazioni è particolarmente favorito, se la cavità rimane a temperature intorno a 100K per un periodo di un'ora o più. La conseguenza è che il fattore di merito si riduce anche di due ordini di grandezza – il fenomeno prende il nome di *Q-disease*.

La cavità P8, in seguito al prolungato trattamento termico effettuato nel *test#1*, ha dimostrato essere affetta dal problema del *Q-disease*. La causa è stata confermata, mantenendo appunto la cavità per un tempo superiore alle 30 ore ad una temperatura compresa tra 130-150K. Al termine di questo trattamento il valore di *Q* misurato è ridotto di un ordine di grandezza.

Per recuperare l'effettivo comportamento del materiale è necessario rimuovere l'idrogeno dalla matrice. Questo è effettuato tramite un riscaldamento della cavità in un forno ad una temperatura di circa 800°C a una pressione di circa 10^{-5} mbar per circa 4 ore. In queste condizioni all'interno del forno, la bassa pressione parziale di idrogeno fornisce la differenza di potenziale chimico necessaria per purificare il materiale. Inoltre, durante il riscaldamento, la cavità era stata riposta all'interno di una scatola in titanio, un materiale che agisce da *getter* di impurezze di ossigeno⁷.

Durante la fase di riscaldamento, il titanio di cui è costituito il recipiente che contiene la cavità evapora e si deposita sulle pareti della cavità. All'interno della fornace, inoltre sono presenti anche numerose particelle, dato che l'ambiente non è pulito, anche queste, depositandosi sulla superficie della cavità ne riducono le prestazioni.

⁷ V. par. instabilità termica

Il risultato finale è che la cavità dimostra di recuperare un più elevato fattore di merito $Q \sim 1.1 \times 10^9$, ma allo stesso tempo esso cala velocemente, aumentando il campo accelerante fino ad un massimo di 8MV/m (vedi figura IV.11). La misura è accompagnata anche da una forte emissione di radiazioni, poiché le particelle contaminanti rendono la superficie più sensibile al fenomeno dell'emissione di campo.

Per rimuovere le impurezze generalmente si effettua un breve trattamento chimico (meno di minuto). Questo ha lo scopo di erodere solo la parte contaminata e far riaffiorare lo strato di materiale puro sottostante.

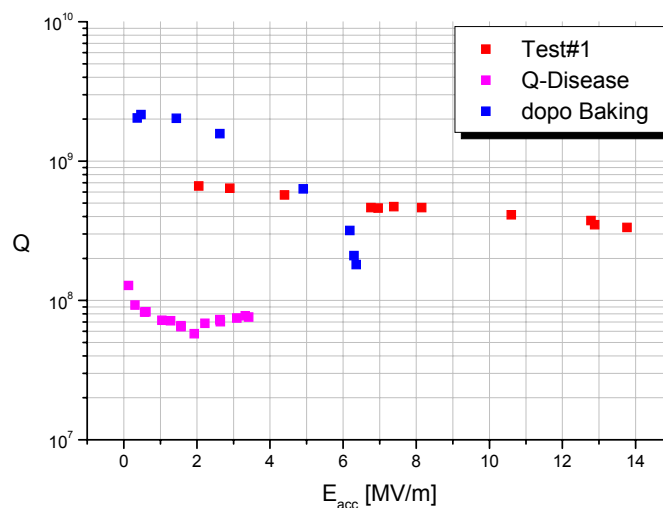


Figura IV.11 – Influenza del fenomeno del *Q-disease* per la cavità P8, prima e dopo il trattamento termico. Durante la misura *test#1* il campione mostra già dei sintomi di contaminazione.

Dopo il trattamento termico le cavità generalmente sono meno sensibili ad un nuovo assorbimento di idrogeno ed è possibile eseguire diverse esperienze senza che il fenomeno si ripresenti. Attraverso prove sperimentali questa caratteristica è spesso stata associata alla diminuzione del numero di dislocazioni del reticolo di niobio, le quali facilitano la migrazione dell'idrogeno attraverso il materiale.

IV.2.2 Meccanismi di perdita ad alto campo

Svariate indagini sono state condotte per identificare i fenomeni che progressivamente si attivano quando il campo accelerante aumenta. Un aspetto a carattere generale che riassume i risultati degli sforzi compiuti è che i meccanismi coinvolgono principalmente lo stato di pulizia della superficie, piuttosto che il materiale stesso.

La conseguenza di questo fatto è che, attraverso attente procedure di produzione e trattamento delle cavità, sono possibili significativi miglioramenti delle prestazioni dato non è ancora stato raggiunto il limite teorico del materiale. Questo ha fatto sì che considerevoli sforzi siano stati compiuti nel campo della ricerca allo scopo di raggiungere una maggiore comprensione dei fenomeni coinvolti, in modo da organizzare gli opportuni rimedi.

Emissione di campo

L'andamento del processo di perdita per *emissione di campo* - in inglese *field emission* (FE) - è caratterizzata da un'esponenziale diminuzione del fattore di merito per crescenti valori di E_{acc} come indica la figura IV.12. Allo stesso tempo è possibile misurare l'emissione di raggi X con energia $0.1 \div 1$ MeV in prossimità del criostato quando questo meccanismo di perdita è attivo.

L'azione dell'emissione di campo limita il valore massimo di campo

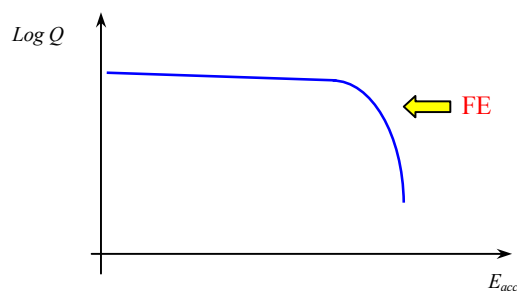


Figura IV.12 - Grafico Q contro E_{acc} per una possibile cavità affetta da emissione di campo.

accelerante, poiché aumenta rapidamente, sia la potenza richiesta al generatore RF per alimentare la cavità, sia la potenza dissipata dal bagno d'elio.

La teoria originale dell'emissione di campo fu sviluppata da Fowler e Nordheim per un sistema metallo-vuoto, schematizzato nella figura IV.13.

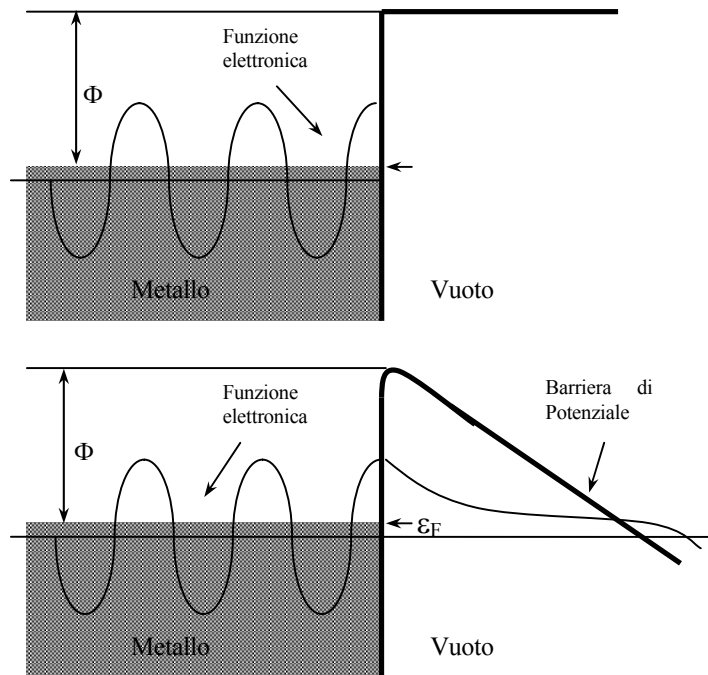


Figura IV.13 - Potenziale elettrostatico per l'interfaccia metallo-vuoto. In alto, senza campo elettrico applicato; In basso, con campo elettrico applicato.

In condizioni normali, gli elettroni sono confinati entro le pareti del materiale da una barriera di potenziale – idealmente pensata di infinito spessore (figura IV.13 in alto). In queste condizioni non si ha alcuna emissione di corrente, poiché l'energia media degli elettroni è inferiore al lavoro di estrazione.

Tuttavia quando è presente un intenso campo elettrico applicato alla superficie (figura IV.13 in basso), la barriera è deformata in una forma triangolare di finito spessore. Gli elettroni possono attraversare per effetto tunnel la barriera e dare luogo a emissione di corrente.

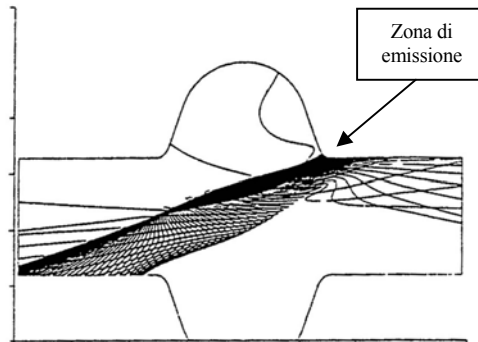


Figura IV.14 - Esempio delle traiettorie percorse dagli elettroni in una cavità eccitata nel modo fondamentale.

Durante la misura di una cavità, gli intensi campi che si realizzano sulla superficie del niobio possono estrarre e accelerare le cariche emesse. Queste correnti elettroniche anomale collidono contro le pareti della cavità producendo un riscaldamento e bremsstrahlung, da cui si generano dei raggi X. La figura IV.14 mostra un esempio delle traiettorie, che gli elettroni percorrono, quando la cavità è eccitata nel modo fondamentale e l'emissione di campo è attiva.

L'energia contenuta all'interno della struttura risonante viene ceduta agli elettroni, manifestando un rapido decadimento del fattore di merito. Inoltre, la temperatura maggiore è responsabile di un aumento della resistenza superficiale BCS. All'ultimo stadio la cavità può transire completamente allo stato normale.

Sperimentalmente l'andamento della corrente è ben riprodotto dalla legge di F&N a patto che si sostituisca il campo elettrico E con un campo efficace $\beta_{FN} E$ volte più intenso. La corrente segue l'espressione:

$$I = A \cdot S \frac{(\beta_{FN} E)^{5/2}}{\phi} \text{Exp} \left(- \frac{B \cdot \phi^{3/2}}{\beta_{FN} E} \right)$$

dove: ϕ è il lavoro di estrazione (4eV per il niobio);

S è l'area emettente;

E è il campo elettrico applicato;

β_{FN} è il parametro di aumento locale del campo;

A, B delle costanti che si ricavano sperimentalmente.

Originariamente, l'aumento del campo elettrico è stato imputato alla forma appuntita del sito emittente, in grado di concentrare le linee del campo elettrico. Tuttavia, fattori β_{FN} calcolati per semplici strutture geometriche non predicono valori superiori alla decina di unità, contrariamente ai valori sperimentali più grandi di alcuni ordini di grandezza. Generalmente sono stati misurati valori di β_{FN} compresi tra $50 \div 1000$ per aree di emissione $1 \text{ nm}^2 \div 1000 \mu\text{m}^2$ [5].

Alti valori di β_{FN} possono essere ammessi utilizzando geometrie più complesse, come ad esempio diverse sporgenze sempre più appuntite l'una sopra l'altra. Il fattore di incremento di campo per l'intera struttura è dato dal prodotto dei singoli fattori. D'altro canto, benché questo possa predire elevati valori del fattore di F&N, il modello rimane ancora discutibile, poiché forme più complesse hanno meno probabilità di presentarsi sulla superficie.

Le ridotte dimensioni coinvolte nel fenomeno suggeriscono come l'emissione di elettroni sia originata in alcuni punti localizzati. Attraverso misure termometriche è possibile individuare questi punti per poi osservarli con il microscopio elettronico [13], è stato possibile determinare come siano le particelle di materiale estraneo l'effettiva causa dell'emissione di elettroni. Le dimensioni delle particelle misurate sono intorno al micron.

È possibile che la superficie sia soggetta a contaminazione da parte di materiale estraneo presente all'interno del reticolo in niobio, o soprattutto da particelle di polvere che accidentalmente si depositano sulla superficie.

La superficie si contamina per semplice esposizione ad ambienti non sufficientemente puliti durante le operazioni di assemblaggio. È difficile determinare con precisione questo effetto, dato che è da tenere in considerazione l'esperienza e la

manualità di chi esegue l'assemblaggio della cavità, nonché le condizioni dell'ambiente di lavoro.

Altre osservazioni risultano essere in contrasto con il semplice modello geometrico [14]. Il fenomeno risulta essere infatti sensibile sia al trattamento termico che alla presenza di gas all'interno della cavità e all'interfaccia particella e substrato.

Ad esempio gli effetti della presenza di gas all'interno della cavità sono stati studiati al JLab in precedenti esperienze. Le cavità in queste condizioni manifestano dissipazioni di potenza aggiuntive, le quali non influenzano in alcun modo l'andamento dell'emissione di campo, a patto che la superficie sia libera da contaminazioni di particelle.

La partecipazione del gas con il meccanismo dell'emissione di campo è stata indagata molto approfonditamente dalla comunità scientifica [15]. È stato dedotto che il gas, ionizzandosi formi un plasma che bombardando le impurezze favorisce l'emissione elettronica [13].

Ritornando in merito alle misure della P8, accidentalmente, a causa di una perdita del vuoto da una delle flange, dell'elio superfluido si è introdotto all'interno della cavità durante la misura. È stato infatti osservato che la pressione presente all'interno della cavità era salita da 10^{-10} mbar a 10^{-6} mbar.

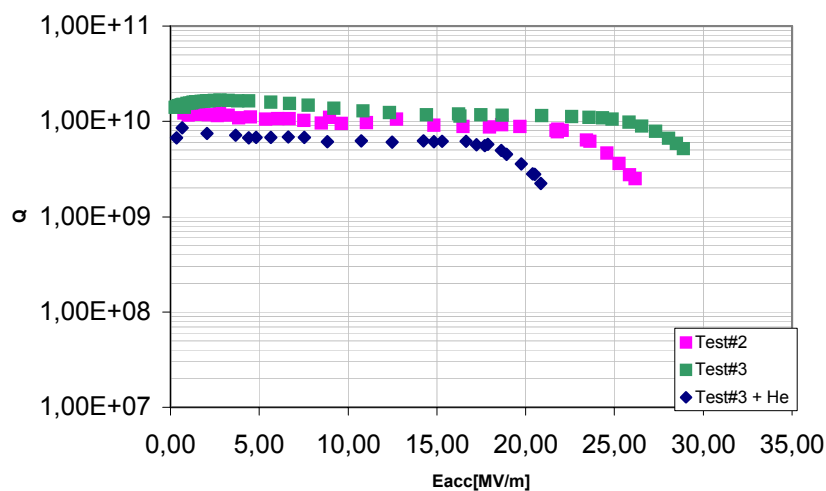


Figura IV.15 – Confronto tra i vari test effettuati per la cavità P8, in cui si evidenzia come la presenza di elio causi, perdite aggiuntive.

L'elio presente nel criostato, appena attraversa la falla della flangia, è aspirato dalla pompa turbomolecolare. La pressione finale di equilibrio risulta dipendere da quanto è grande la perdita e la velocità di pompaggio.

In queste condizioni, la cavità ha esibito un comportamento peggiore rispetto alla precedente misura, come mostra la figura IV.15. L'andamento del fattore di merito, per la serie di dati in cui è presente il gas, è simile alla misura precedente, ma assume un valore inferiore di circa una volta e mezza, nella regione a bassi campi.

Inoltre, la curva presenta ancora il problema di emissione di campo a mano a mano che il valore di E_{acc} sale. Tuttavia, diversamente dalla precedente curva, l'emissione inizia in modo prematuro e il campo massimo raggiungibile è inferiore di 5MV/m.

Occasionalmente i siti emettitori di elettroni si estinguono bruscamente – questo fenomeno è definito come *processamento* o *processing* dei siti. Il valore di Q viene recuperato, così che il campo può essere ulteriormente aumentato. A dispetto però del guadagno di prestazioni, altri emettitori diventano attivi a più alti livelli di campo ed ancora una volta si assiste ad una nuova limitazione. Non solo la potenza dissipata da un singolo emettitore aumenta con E_{pk} , ma anche un più alto numero di emettitori divengono sensibili.

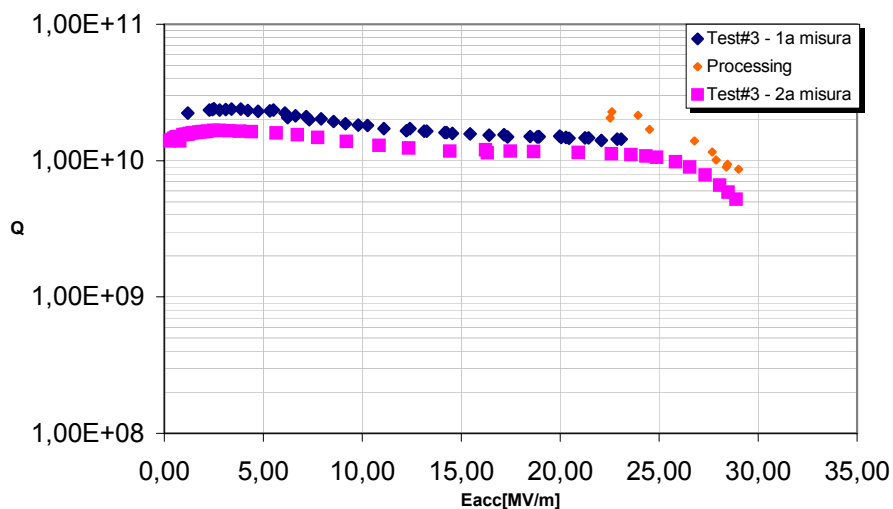


Figura IV.16 – Misure del fattore di merito per la cavità P8 durante la fase di processing

Ad esempio, durante la raccolta dei dati di Q contro E_{acc} per una delle cavità utilizzate in questa esperienza, è stato possibile osservare come ad un certo punto della curva la condizione di risonanza sparisca improvvisamente. L'emissione di elettroni da un difetto riscalda localmente il materiale fino a che questa zona non supera la temperatura critica, perdendo le proprietà superconduttive. In condizioni normali, la potenza dissipata alla pareti è così elevata che il debole segnale inviato dall'antenna in ingresso non è in grado di caricare la cavità e la condizione di risonanza è persa.

Il calore in eccesso attorno al difetto è trasferito al bagno d'elio attraverso la parete di niobio. Quando la temperatura è sufficientemente bassa da ripristinare la superconduttività, il sistema di alimentazione è in grado di ritornare ad alimentare la cavità.

La figura IV.16 mostra come durante l'esperimento, raggiunto il punto a $E_{acc} = 23\text{MV/m}$ e $Q = 1.43 \times 10^{10}$, si presenti questo fenomeno e la misura si arresti improvvisamente. Aggiustando manualmente la potenza incidente è possibile trovare delle particolari condizioni, per cui la cavità non transisca e lentamente aumenti le sue prestazioni nel tempo (fase di *processing*), fino a raggiungere il valore massimo di E_{acc} pari a circa 28MV/m . L'incremento delle prestazioni del campione è stato accompagnato da una rispettiva diminuzione del livello di radiazioni emesse.

In questo ultimo tratto i difetti superficiali sono consumati dalle intense correnti elettroniche che si generano sulla loro superficie fino ad essere completamente distrutti. Svariate indagini su questo meccanismo sono state condotte presso altri laboratori di ricerca, dove la parte processata è stata poi analizzata al microscopio elettronico [26]. Le immagini raccolte hanno proprio evidenziato come le impurezze esplodano estinguendosi improvvisamente. Tuttavia, il meccanismo non è semplicemente collegato con la corrente emessa dal sito, ma da una compartecipazione di gas presenti adsorbiti sulla superficie. Durante la fase di riscaldamento questi vengono liberati e, a causa degli intensi campi elettrici si ionizzano e bombardano la superficie. Diversi meccanismi sono stati proposti per

spiegare la neutralizzazione dei siti emettitori. Essi includono l'erosione graduale per sputtering, la modifica della composizione superficiale per impianto ionico oppure il desorbimento di gas per bombardamento di ioni d'elio.

Una volta constatato che le prestazioni non aumentavano più, si è eseguita una seconda misura del fattore di merito il giorno successivo. Le prestazioni della cavità ricalcano lo stesso andamento di quelle precedenti, ma non mostrano significative emissioni di radiazione, ad esclusione del punto finale, in cui si ha una transizione brusca.

Si nota anche come la curva che caratterizza la fase del processing sia di poco sopra alla prima serie di dati misurati, mentre l'opposto accade nel caso della seconda misura. Questo può essere causato da una possibile fonte di errore sulla calibrazione del sistema. Tuttavia, questa è significativa solo tra la prima e la seconda serie di dati dato che sono state eseguite due diverse rispettive calibrazioni.

Osservazioni condotte in altri esperimenti [16] hanno potuto constatare che durante la fase di processing, le esplosioni degli emettitori diffondono il materiale contaminante in alcune zone della superficie interna della cavità, aumentandone la resistenza superficiale. Pertanto, questo condiziona la misura successiva, la quale mostra un più basso fattore di merito.

Alla luce del presente livello di conoscenza è possibile affermare che l'effetto è riconducibile a parametri geometrici assieme alla natura delle particelle e della loro interfacci o di gas condensati. Qualunque sia la spiegazione rimane chiaro che il parametro β_{FN} risulta utile a caratterizzare l'emissione della corrente.

Diversi rimedi sono stati proposti e applicati con successo per limitare questo fenomeno. Uno di questi presuppone l'introduzione all'interno della cavità di piccole quantità di elio, in modo da facilitare l'erosione dei difetti; alternativamente, si può anche alimentare la cavità con brevi impulsi ad alta potenza. Le tecniche di trattamento prendono il nome di *He Processing* e *High Peak Power Processing*. Altre tecniche, come accennato nel capitolo III, prevedono la rimozione anziché la

distruzione delle particelle contaminanti e fanno impiego delle tecniche avanzate di pulizia e di attente procedure di lavoro in luoghi puliti. Un ulteriore metodo per rendere meno sensibile la cavità a questo problema è quello di realizzare strutture risonanti che abbiano un limitato rapporto E_{pk} / E_{acc} . Ad esempio, l'operazione di *upgrade* che si sta attualmente svolgendo al Jlab prevede appunto anche una modifica della forma delle celle, per raggiungere un più basso valore di E_{pk} a parità di campo accelerante ed aumentare così le prestazioni della cavità.

Instabilità termica

All'aumentare del campo RF, l'intensità delle supercorrenti che circolano in superficie aumenta. In alcune zone della cavità con caratteristiche superconduttive ridotte, il valore della corrente critica è raggiunto in modo prematuro e il materiale transisce allo stato normale. Il calore dissipato per effetto Joule in questi punti normal conduttivi, può essere tale da far allargare la parte transita anche ad altre zone superconduttive vicine, fino ad interessare gran parte della superficie della cavità.

Il limite al massimo campo accelerante è imposto dal valore di campo, al di sopra del quale ha luogo questa *instabilità termica* (o *Thermal Breakdown (TB)*).

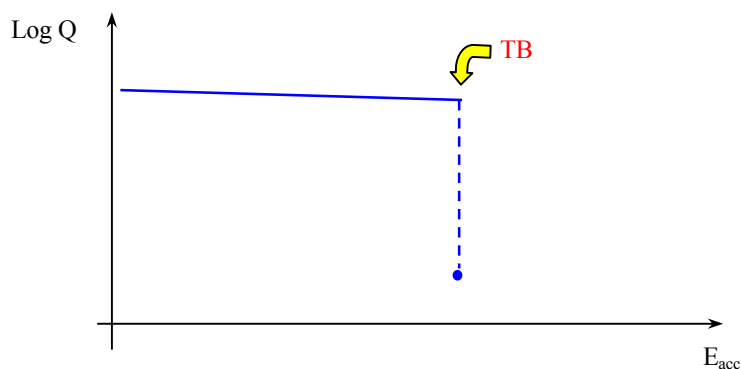


Figura IV.17 - Andamento tipico della curva $\log Q$ vs. E_{acc} per una cavità limitata da Thermal Breakdown.

Si osserva quindi una brusca interruzione della misura del fattore di merito, una volta che si raggiunge un particolare valore del campo accelerante (figura IV.17) in seguito all'improvvisa perdita delle caratteristiche superconduttive.

La perdita della risonanza fa in modo che la cavità cessi di essere alimentata e possa dissipare al bagno di elio il calore in eccesso. Un istante dopo, la cavità ritorna ad essere superconduttiva e si verifica un nuovo evento di instabilità termica.

Alcune zone del materiale si trovano quindi ad oscillare tra uno stato normale e uno superconduttivo tanto più rapidamente quanto meno calore deve essere dissipato verso il bagno di elio. La frequenza di oscillazione dipende dalla potenza inviata alla cavità, dato che a potenze maggiori corrisponde un più rapido e locale innalzamento della temperatura nella zona circostante al difetto.

Il fenomeno dell'instabilità termica è legato alla presenza di impurezze di materiale estraneo conficcati all'interno delle pareti (detriti di vario genere, ruggine, ...), che rappresentano una zona a ridotte caratteristiche superconduttive; oppure, alla presenza di residui chimici diffusi nel materiale (principalmente carbonio, azoto e ossigeno), i quali diminuendo la conducibilità termica delle pareti in niobio, abbassano l'efficienza di scambio termico. Altre cause possono essere delle imperfezioni superficiali (tagli, graffi, buchi ...) o difetti nell'operazione di saldatura per le cavità formate in modo standard.

Nel caso delle cavità seamless, una possibile fonte di contaminazione può essere la stessa procedura di formatura della cavità. Infatti, durante la fase di tornitura, la lastra di materiale è deformata gradualmente, passando diverse volte con l'utensile sulla superficie, fino al raggiungimento della forma finale. È possibile che durante questa operazione il materiale si ripieghi su se stesso, intrappolando accidentalmente tra le pieghe delle particelle di materiale estraneo o lubrificante. A mano a mano che si rimuove un maggiore strato superficiale con i trattamenti chimici le impurezze così intrappolate possono, in modo del tutto casuale, riaffiorare in superficie dando luogo a perdite per emissione di campo. Quindi, si può ipotizzare come sia possibile ottenere una superficie esente da difetti, solo una volta raggiunto un determinato spessore di materiale rimosso che dipende dal tipo di lavorazione effettuata.

Contrariamente a questa tendenza risulta svantaggioso rimuovere una gran quantità di materiale dalle pareti. Nel caso di cavità con pareti troppo sottili, la struttura può collassare per cedimento del materiale. Il momento più pericoloso per l'implosione è prima della fase di misura, cioè quando la cavità è inizialmente pompata sotto vuoto.

Il livello di campo massimo raggiungibile sulla superficie dipende quindi dal numero di difetti, dalle loro dimensioni e dalla conducibilità termica del superconduttore. Un semplice modello di analisi fornisce l'espressione:

$$H_{TB} = \sqrt{\frac{4\kappa_T(T_c - T_b)}{r_d R_d}}$$

dove: H_{TB} è il campo di soglia per cui si ha instabilità termica

κ_T è la conducibilità termica del materiale

T_c è la temperatura critica del materiale

T_b è la temperatura del bagno di elio

r_d è il raggio del difetto

R_d è la resistenza superficiale del difetto.

Quindi, per ridurre il fenomeno del Thermal Breakdown è appunto necessario disporre inizialmente di materiale ad alta purezza e conducibilità termica ($RRR > 200$).

Un sistema è quello di postpurificare le cavità, riscaldandole ad alta temperatura dopo essere state ricoperte di fogli di titanio o ittrio. Questi materiali hanno la caratteristica di catturare le impurità presenti nel reticolo, per formare dei composti più stabili. Comunemente si utilizza il termine di *gettering* a stato solido, per indicare l'agente di purificazione. Tuttavia, questo addizionale passaggio intermedio nella fase di fabbricazione, presenta l'inconveniente di aumentare le

possibilità di contaminazione da parte di particelle estranee, poiché la cavità è esposta all'ambiente di lavoro per un tempo più lungo [17].

Un altro importante aspetto per ridurre l'effetto di TB, è il perfezionamento della tecnica di saldatura. Questa è particolarmente delicata, dato che le impurità possono entrare all'interno della zona di saldatura e costituire un'ulteriore origine del fenomeno. È quindi importante disporre di un ambiente quanto più possibile privo da contaminazioni e utilizzare condizioni di saldatura che non generino grandi imperfezioni superficiali.

Oltre a ciò, le procedure di pulizia degli ambienti di lavoro, che si impiegano per limitare l'emissione di campo, sono efficaci anche per il problema dell'instabilità termica. Fortunatamente, si è osservato anche che il degrado prodotto con l'introduzione di particelle estranee nella cavità è attivo solo per dimensioni relativamente grandi (circa 0.1÷1mm). Questo è vantaggioso, dato che particelle più grosse sono meno comuni.

IV.3 - CONSIDERAZIONI GENERALI

Ulteriori trattamenti chimici e termici sono previsti per aumentare le prestazioni della cavità. Tuttavia, un limite a queste indagini potrebbe essere causato anche dall'operatore stesso. A causa dell'elevato livello di specializzazione e manualità richiesta dall'operazione di misura, alcuni risultati sono probabilmente affetti da contaminazioni della superficie dovute più alle operazioni di assemblaggio, piuttosto che ad una effettiva cattiva condizione del materiale.

Per quanto riguarda il lavoro di ottimizzazione sulla tecnica di formatura per spinning, va migliorata la qualità della superficie interna del risonatore e lo spessore nelle multicelle.

Quindi per essere svolto nel suo complesso, il progetto di ricerca richiede prima di tutto una certa dose di esperienza, delineandosi un lavoro a più lungo termine del presente.

RUGOSITÀ SUPERFICIALE COME POSSIBILE MECCANISMO DI PERDITA

V.1 - INTRODUZIONE

Per quanto esposto nel capitolo precedente, le cavità durante il loro funzionamento sono soggette a diversi meccanismi di perdita anomali, che non dipendono direttamente dalle caratteristiche superconduttive ma da parametri tecnologici (purezza, contaminazioni superficiali, ...).

Le ricerche condotte sui fenomeni del *field emission* e *thermal breakdown*, hanno permesso di mettere a punto metodi di costruzione e preparazione, tali da limitare questi due meccanismi di perdita. Con il crescere delle conoscenze acquisite è stato possibile avanzare con il grado delle prestazioni, fino a quasi raddoppiare quello che era, fino a pochi anni prima, il massimo campo accelerante realizzabile.

Ad ogni modo, molto lavoro resta ancora da compiere, dato che altri meccanismi non ancora ben individuati si attivano, a mano a mano che si aumenta con l'intensità dei campi a radiofrequenza.

È stato osservato in numerose esperienze condotte in altri laboratori, una lenta degradazione del valore del fattore di merito in corrispondenza a campi acceleranti sempre più intensi. Sorprendentemente durante la misura non è stata rilevata alcuna emissione di radiazione proveniente dalla cavità, escludendo quindi il fenomeno dell'emissione di campo. La discesa del fattore di merito inizia generalmente a E_{acc} circa 15÷20 MV/m, dove Q vale circa 10^{10} e continua fino a campi acceleranti pari a 25÷35 MV/m, calando di un ordine di grandezza, prima di transire completamente allo stato conduttivo normale.

Ad esempio, la stessa cavità P8 misurata in questa esperienza ha mostrato questo comportamento. Oltre a ciò, osservando la serie di dati, si nota come la curva non segua affatto un andamento piatto, ma sia soggetta a lente variazioni di concavità e pendenza. La figura V.1 mostra appunto la presenza di tre cambi di concavità lungo la curva, i quali possono essere una conseguenza di altrettanti fenomeni dissipativi diversi a quelli descritti nel precedente capitolo.

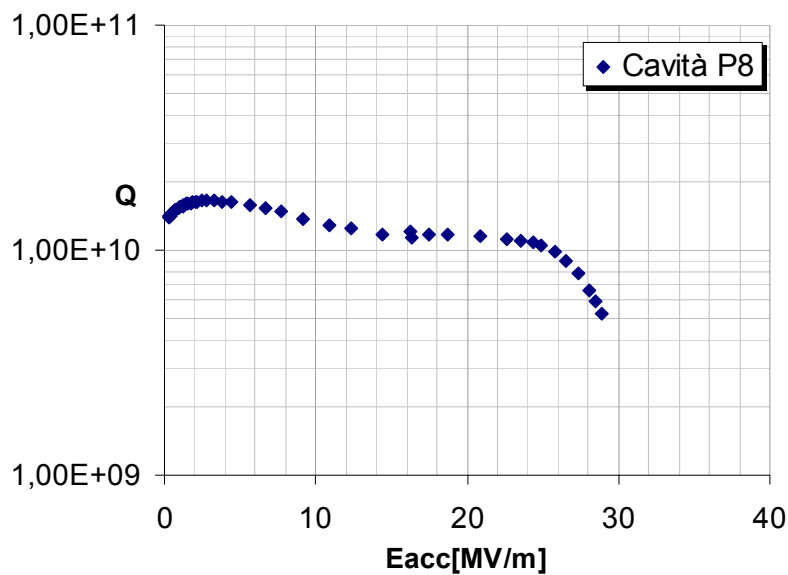


Figura V.1 – Andamento del fattore di merito per la cavità P8 misurata a 2K.

Nella regione in cui E_{acc} è basso ($E_{acc} < 5\text{MV/m}$) si osserva come il fattore di merito aumenti progressivamente con l'intensità dei campi, fino a raggiungere un massimo a circa $2\div 3\text{MV/m}$. Proseguendo con la misura, le prestazioni della cavità esibiscono un lento declino fino ad un punto di flesso intorno a 10MV/m , dove la concavità si inverte. Proseguendo a più alti valori di campo, il fattore di merito scende ancora lentamente fino a raggiungere un andamento piatto ($14 \div 22\text{MV/m}$). La parte finale della misura, invece, mostra un decadimento di tipo molto più marcato rispetto a prima, contraddistinto da un andamento lineare in funzione di E_{acc} .

Queste caratteristiche sembrano essere abbastanza comuni per le cavità superconduttrici. Infatti, anche cavità misurate in altre esperienze esibiscono questa

tendenza. Ad esempio nella figura V.2 e V.3 è riportato la misura del fattore di merito per due differenti cavità *seamless*.

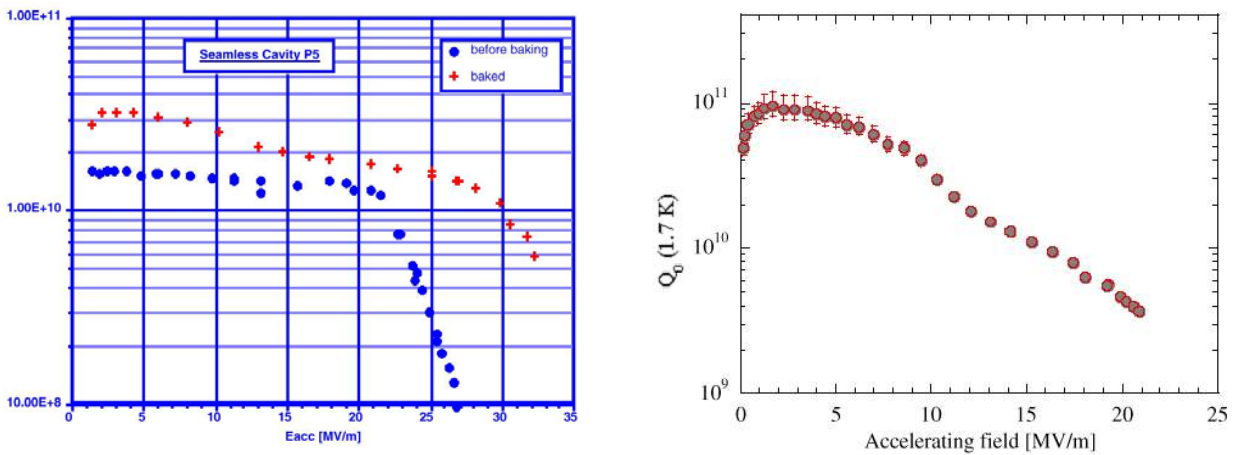


Figura V.2 – Andamento del fattore di merito per due diverse cavità di tipo *seamless*, con frequenza di risonanza 1.5GHz, misurate a 2K. A sinistra cavità in niobio massiccio; a destra cavità in rame e ricoperta in niobio per *sputtering*.

Sia la cavità di in niobio massiccio, sia la cavità ricoperta per *sputtering*, testimoniano un andamento molto simile a quello riscontrato per la cavità P8, sebbene con intensità relativa diversa. Dal confronto delle due figure si nota, inoltre, come la cavità ricoperta per *sputtering* sembri essere quella maggiormente affetta dal lento degrado nelle regioni ad elevato campo accelerante.

Per spiegare questo fenomeno sono state considerate diverse ipotesi legate alla morfologia superficiale microscopica delle pareti della cavità.

A livello microscopico, questa è contraddistinta dalla presenza di numerosi cristalli, i quali affiorano all'esterno in seguito ai trattamenti chimici, poichè la velocità di erosione del niobio è maggiore ai bordi di grano.

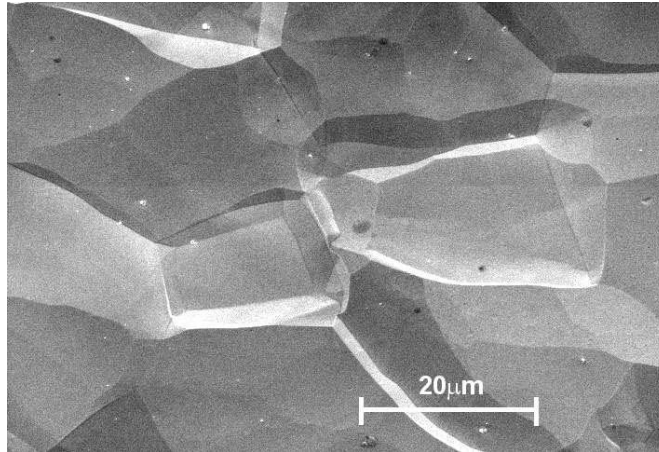


Figura V.3 – Immagine SEM di un campione di niobio ultrapuro dopo una erosione di 20mm in seguito al trattamento chimico. I punti bianchi sono delle particelle di polvere.

La superficie, pertanto, si manifesta essere alquanto rugosa, con la presenza di numerose asperità come picchi, di valli e pendii molto estesi. È proprio in questa porzione di area superficiale, essere ipotizzata responsabile dei meccanismi di perdita anomali osservati in numerose esperienze. Infatti, diversamente da quanto accade nei fenomeni di TB e FE, l'analisi termometrica della cavità, rileva un innalzamento della temperatura del materiale generalizzato su gran parte delle pareti, interessate dal campo magnetico. Inoltre, ripetuti trattamenti chimici non migliorano le prestazioni della cavità, ma contrariamente spostano il massimo campo accelerante verso valori più bassi, poiché oltre un certo livello si accresce solamente la rugosità della superficie.

Sono state considerate due ipotesi per spiegare questo meccanismo di perdita.

La prima ipotesi considera il fatto che il bordo di grano può favorire la nucleazione eterogena di segregazioni di impurezze, le quali in presenza dei campi elettrici e magnetici, contribuiscono ad una maggiore resistenza superficiale rispetto al niobio. Questa ipotesi sembra essere particolarmente soddisfacente per il fatto che diversi trattamenti chimici hanno dimostrato contribuire in maniera significativamente diversa alla resistenza superficiale [18].

Alternativamente, la seconda ipotesi valuta il fatto che un superconduttore si comporta come un diamagnete perfetto. La morfologia fortemente corrugata dalla

superficie respinge all'esterno il campo magnetico ed è così in grado di concentrare, sui bruschi cambi di pendenza, le linee del campo. L'incremento di intensità generato - definito come *effetto di demagnetizzazione* - può essere così elevato che localmente parte del materiale transisce allo stato normale. Sebbene solo piccole regioni siano interessate a questo effetto, il grande aumento di resistenza superficiale che caratterizza lo stato normale può spiegare la riduzione del fattore di merito.

In questo capitolo, si intende approfondire maggiormente questa seconda ipotesi, utilizzando una simulazione che permetta di prevedere il comportamento resistivo di una superficie rugosa superconduttiva esposta ad un campo magnetico.

L'effetto di demagnetizzazione generato da un corpo solido immerso in un campo uniforme ha l'interessante caratteristica di dipendere esclusivamente dalla geometria dell'oggetto considerato⁸. Pertanto per razionalizzare il problema sono necessarie solamente semplici considerazioni basate sull'osservazione morfologica della superficie.

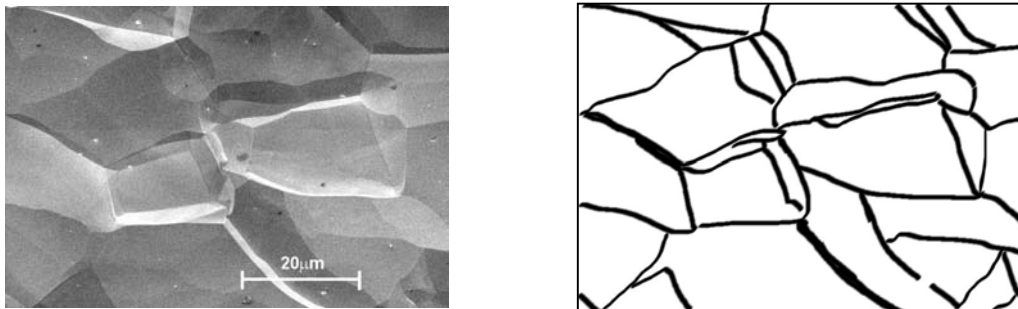


Figura V.4 – Esempio di confronto tra la superficie reale e la superficie approssimata attraverso zone normali (parte bianca) e zone rugose (parte nera)

Osservando la figura V.3, si può già intuire come il calcolo dell'aumento del campo magnetico per una struttura così complessa sia molto difficile da affrontare direttamente. Tuttavia, la figura mostra anche alcune caratteristiche che suggeriscono alcune ipotesi per semplificare il problema.

⁸ vedi appendice A

La natura policristallina della superficie assieme al fatto che mediamente i cristalli di niobio presentino delle facce molto estese piane, consente di approssimare la superficie rugosa con una superficie piatta di estensione equivalente, sulla quale solo alcune zone siano interessate all'effetto di demagnetizzazione.

Questo fatto è riassunto schematicamente dalla figura V.4 dove la parte bianca dell'area corrisponde alla porzione di area sulle quale il campo magnetico è pari a quello applicato, mentre la parte nera è dove il campo è aumentato per effetto della rugosità.

Va precisato che non tutta la zona segnata corrisponde alla zona transita del materiale, dato che non tutte le protuberanze concorrono alla stessa maniera ad aumentare il campo.

Per semplificare ulteriormente le cose si può immaginare la parte rugosa come composta da una serie di solidi semplici. Ad esempio, se sulla superficie capita che ci sia una sporgenza molto appuntita a questa corrisponderà un solido di forma conica; allo scalino generato da un bordo di grano corrisponderà, invece, un semisolido generato dall'intersezione di due piani.

Un'ulteriore complicazione che però sorge, trattando con i solidi geometrici ideali, sono le zone di raccordo delle sporgenze. Ad esempio gli angoli di un poligono di forma rettangolare sono considerati essere idealmente retti e definiti dall'intersezione di due segmenti. In pratica un solido reale con la stessa forma, difficilmente esibirà sporgenze così nette, ma ognuna sarà smussata secondo una certa curvatura di raccordo.

Il raggio di curvatura dello smusso entra in maniera molto pronunciata nell'effetto di demagnetizzazione. Per solidi con sporgenze sempre più appuntite (raggio di curvatura del raccordo che tende a zero), corrisponderà un aumento locale del campo sempre più elevato. Viene quindi spontaneo schematizzare le zone rugose attraverso l'utilizzo di solidi di rotazione (calotte sferiche ed ellittiche) che escono per metà fuori da una superficie piana, essendo proprio il loro raggio di curvatura dei

bordi a determinare l'effettivo aumento del campo piuttosto che la vera forma del cristallo.

La superficie, da una struttura complessa, diviene così una superficie piana dalla quale fuoriescono delle sporgenze di forma semplice. È possibile caratterizzare una superficie attraverso alcuni parametri quali ad esempio il numero di sporgenze per unità di area, oppure la superficie occupata in media da una sporgenza.

L'utilizzo di solidi di rotazione è inoltre particolarmente vantaggioso, dato che è possibile risolvere in maniera analitica l'espressione per il calcolo dell'area e per il calcolo dell'effetto di demagnetizzazione. Attraverso l'utilizzo di queste espressioni assieme all'utilizzo di funzioni di distribuzione per la forma dei solidi di rotazione, diventa quindi possibile affrontare il problema.

Prima di procedere oltre si espongono alcuni dettagli sull'effetto di demagnetizzazione associato ai superconduttori.

V.2 - EFFETTO DI DEMAGNETIZZAZIONE

Quando un corpo di dimensioni macroscopiche è immerso in *un campo magnetico applicato* dall'esterno – inteso come il campo esistente prima dell'introduzione stessa del solido – esso si magnetizza, generando a sua volta un altro campo magnetico – detto di *demagnetizzazione* – il quale si somma al campo applicato che perturbandolo.

Sotto certe approssimazioni⁹ la magnetizzazione macroscopica ed il campo che essa genera al suo interno risultano essere opposti, per cui all'interno del solido il campo magnetico è inferiore di un certo fattore – detto appunto *fattore di demagnetizzazione*.

⁹ Vedi appendice A

In forma matematica il concetto è espresso dalla:

$$\mathbf{H}_d = -d\mathbf{M} \quad (\text{V.1})$$

dove: \mathbf{H}_d è il campo di demagnetizzazione

\mathbf{M} è la magnetizzazione

d è il fattore di demagnetizzazione

Nel caso di un solido diamagnetico, la magnetizzazione è discorde al campo applicato \mathbf{H}_0 e il campo di demagnetizzazione da un contributo positivo, aumentandone il valore. Viceversa all'esterno il campo magnetico \mathbf{H}_d risulta invece opposto e respinge le linee del campo applicato (vedi figura V.5).

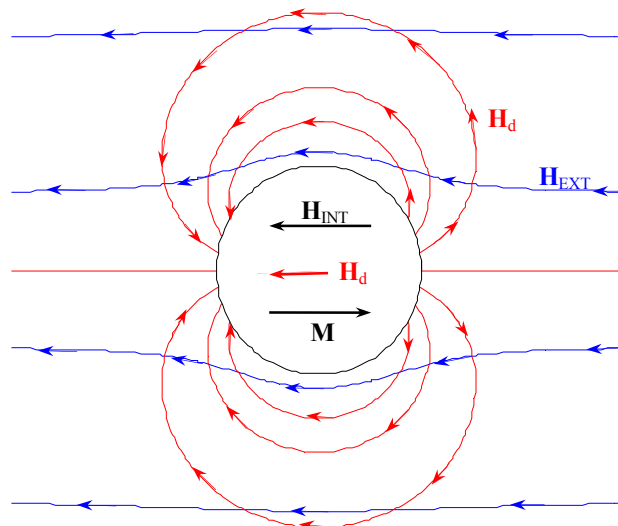


Figura V.5 – Schema dei differenti campi coinvolti durante la magnetizzazione di una sfera.

L'effetto di demagnetizzazione è particolarmente importante in alcuni punti del solido dove il campo \mathbf{H}_d e \mathbf{H}_0 hanno la stessa direzione. L'effetto finale è che in alcuni punti il materiale si trova a sentire un campo magnetico più intenso di quello effettivamente applicato. Ad esempio per la sfera in figura V.5 questo si verifica maggiormente lungo tutta la zona equatoriale.

Generalmente per un solido non superconduttivo normale diamagnetico, la permeabilità è poco inferiore all'unità e quest'effetto è trascurabile, tuttavia per un superconduttore, poiché immaginato come un diamagnete perfetto, tutte le linee del campo che lo attraversano sono espulse. Le linee di campo all'esterno diventano così sempre parallele alla superficie e l'effetto di incremento del campo dato l'elevato valore di \mathbf{M} può essere anche molto intenso.

V.2.1 Diamagnete perfetto

Un superconduttore immerso in un campo magnetico applicato esternamente \mathbf{H}_0 si comporta sotto certi aspetti come se fosse un diamagnete perfetto, la cui permeabilità è nulla. Questa è una conseguenza dell'azione di schermaggio da parte di una distribuzione di correnti superficiali \mathbf{J}_s , indotte dal campo magnetico applicato stesso.

Infatti, per un superconduttore gli elettroni sono liberi di circolare all'interno del materiale senza alcuna dissipazione ed è quindi possibile generare le correnti elettroniche solamente applicando il campo magnetico, dato che non è richiesta alcuna energia per accelerarli.

Ciò nonostante, essi conservano la loro inerzia ad essere accelerati e le supercorrenti riescono a schermare completamente il campo solamente dopo un certo spessore all'interno del materiale. Il campo magnetico è in grado di penetrare in una piccola regione superficiale del superconduttore di dimensioni paragonabili alla lunghezza di London.

Questo particolare effetto, di cui i superconduttori sono l'unico esempio finora osservato in natura, è detto *effetto Meissner*.

Per solidi macroscopici, cioè con dimensione maggiore della lunghezza di penetrazione, il contributo di questa regione superficiale risulta essere trascurabile rispetto all'intero volume, per cui si assume semplicemente che:

$$\begin{aligned} \text{Fuori:} & \quad \mathbf{H}_{\text{EXT}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_d \neq 0 \\ \text{Dentro:} & \quad \mathbf{H}_{\text{INT}} = 0 \\ \text{Superficie:} & \quad \mathbf{J}_s \neq 0 \end{aligned}$$

Sebbene questa descrizione del comportamento del materiale sia corretta formalmente, risulta più conveniente trattare il materiale come se fosse un corpo magnetizzato con permeabilità magnetica nulla, nel caso si abbia a che fare con solidi di forma complessa.

Si assume semplicemente che le correnti superficiali siano una risultate di una magnetizzazione macroscopica \mathbf{M} , anziché essere libere. La riformulazione in questo secondo approccio porta agli stessi risultati del precedente, se propriamente interpretata.

$$\begin{aligned} \text{Fuori:} & \quad \mathbf{H}_{\text{EXT}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_d \neq 0 \\ \text{Dentro:} & \quad \mathbf{H}_{\text{INT}} = -\mathbf{M} \neq 0 \\ \text{Superficie:} & \quad \mathbf{J}_s = 0 \end{aligned}$$

All'interno del solido rimane:

$$\mathbf{B}_{\text{INT}} = \mu_0(\mathbf{H}_{\text{INT}} + \mathbf{M}) = 0 \quad (\text{V.2})$$

da cui si ottiene la relazione:

$$\mathbf{H}_{\text{INT}} = -\mathbf{M} \quad (\text{V.3})$$

la quale definisce appunto il superconduttore come un diamagnete perfetto.

Osservando la figura V.5 è possibile vedere come il campo di demagnetizzazione \mathbf{H}_d perturbi nelle immediate vicinanze del solido il campo

applicato \mathbf{H}_0 , in modo tale da respingere le linee di campo entranti nel materiale verso l'esterno del solido, per cui si ha:

$$\mathbf{H}_{\text{EXT}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_d \quad (\text{V.4})$$

dove il campo \mathbf{H}_d è determinato dalla distribuzione delle correnti superficiali, mentre all'interno è nullo.

Osservando sempre la figura V.5 si può dedurre un'altra caratteristica del comportamento del campo di demagnetizzazione. Esso risulta essere particolarmente intenso solo nelle immediate vicinanze del solido. Infatti il campo generato dalla magnetizzazione, essendo di tipo dipolare, avrà un andamento decrescente molto rapido. Esso quindi soddisfa alla:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \mathbf{H}_d = 0 \quad (\text{V.5})$$

All'esterno rimane valida la relazione (V.2), tranne il fatto che adesso il campo è generato dalla magnetizzazione e non dalle correnti libere. La stessa espressione è valida anche per l'interno del materiale, ma è importante sottolineare come l'andamento di \mathbf{H}_d sia molto diverso passando dall'esterno verso l'interno della sfera, riflettendo la brusca variazione di \mathbf{M} .

Il fattore demagnetizzazione permette il calcolo del campo sperimentato alla superficie. Il campo all'interno del materiale vale:

$$\mathbf{H}_{\text{INT}} = \mathbf{H}_0 - n\mathbf{M} \quad (\text{V.6})$$

Sostituendo l'espressione:

$$\mathbf{M} = -\mathbf{H}_{\text{INT}} \quad (\text{V.7})$$

è possibile esprimere tutto in funzione del campo esterno applicato:

$$\mathbf{H}_{\text{INT}} = \frac{\mathbf{H}_0}{(1-d)} \quad (\text{V.8})$$

Per quanto riguarda i campi all'esterno del materiale l'interesse riguarda solo i valori di \mathbf{H} prossimi alla superficie del corpo. Essendo però la componente tangenziale del campo \mathbf{H} continua passando dall'interno all'esterno si ricava:

$$\mathbf{H}_{\text{EXT}} = \frac{\mathbf{H}_0}{(1-d)} \sin\alpha \quad (\text{V.9})$$

dove l'angolo α è l'angolo tra la direzione del campo e la normale alla superficie, come mostra la figura IV.6.

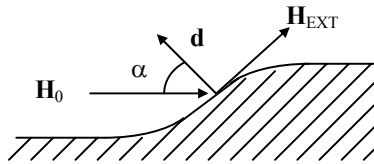


Figura V.6 – Schema del campo magnetico presente alla superficie di un superconduttore. Il campo magnetico applicato \mathbf{H}_0 diventa parallelo alla superficie ed aumenta la sua intensità di un fattore $1/(1-d)$, dove d è il fattore di demagnetizzazione.

Da cui si vede che il valore di massima intensità di campo si trovano sul piano che giace parallelo rispetto alla direzione di \mathbf{H}_0 .

Per un superconduttore, nel caso in cui siano presenti delle zone con intensità di campo superficiale maggiore di quello critico, parte del solido passa allo stato normale fino a quando non si trova una condizione di equilibrio. Tuttavia, si dimostra che la situazione di equilibrio non è di tipo semplice dove ad esempio la porzione della zona equatoriale passa allo stato normale, ma il materiale si ripartisce a livello microscopico in una serie di zone normali e zone superconduttive, tali che l'energia di magnetizzazione sia minima e il campo sperimentato sia sempre inferiore a quello critico. Questo stato è indicato come *stato intermedio* (vedi figura V.7)

Per i materiali di primo tipo, la penetrazione di flusso all'interno del solido è presente sottoforma di lamine parallele alla direzione del campo applicato.

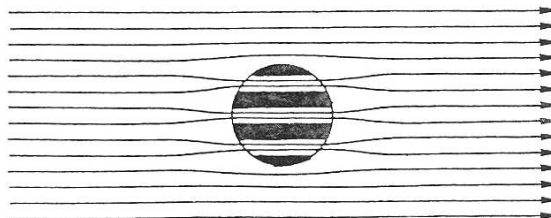


Figura V.7 - Esempio di stato misto per una sfera superconduttiva.

Nel caso di una sfera, essendoci penetrazione in una regione interna del solido, il campo magnetico all'equatore diventa più piccolo di H_c ed una nuova zona superconduttiva è creata. Di conseguenza la sfera si divide parallelamente al campo in un sistema di sottili lamine alternativamente normali e superconduttrici. Affinché le lamine siano in equilibrio il campo H sulla superficie deve essere tangenziale ad essa ed uguale ad H_c .

Nei materiali di secondo tipo la penetrazione avviene attraverso dei vortici disposti parallelamente al campo e la cui densità è localmente tanto più alta quanto più il campo si avvicina a quello critico inferiore, ovvero sarà massima all'equatore e nulla ai poli.

Indipendentemente dalla descrizione microscopica, l'approssimazione di diamagnetismo perfetto assume che il materiale presenti mediamente una magnetizzazione inferiore a quella iniziale, di un rapporto pari al volume allo stato normale rispetto a quello totale.

V.3 - SIMULAZIONE DI UNA SUPERFICIE RUVIDA

Per determinare se l'effetto di perdita nelle cavità sia associato alla rugosità è stato realizzato un programma di simulazione.

Come precedentemente esposto, lo scopo della simulazione è quello di calcolare la resistenza superficiale R al variare dell'intensità del campo magnetico applicato uniforme H_0 su di un'area piana superconduttiva di estensione A dalla quale fuoriescono N solidi di rotazione che rappresentano appunto la rugosità.

Su ognuna delle sporgenze, per effetto di demagnetizzazione, agirà un campo magnetico che è diverso da quello applicato. In riferimento alla (V.4) risulta che la sommità è la parte in cui l'effetto di aumento del campo è più intenso. Per cui, si

suppone che ogni volta che il campo in questo punto supera il valore del campo critico H_c l'intera area del solido passi allo stato normale, assumendo una resistenza R_n . Tutta la restante superficie invece rimane superconduttiva, con valore R_s .

Globalmente la resistenza è espressa da una media pesata secondo le frazioni di A_n e A_s di area normal conduttiva e superconduttiva rispettivamente, a secondo l'espressione approssimata:

$$R = \frac{R_s A_s + R_n A_n}{A} = R_s + (R_n - R_s) \frac{A_n}{A}$$

All'aumentare del campo applicato H_0 varierà la frazione di area allo stato normale incrementando quindi il valore della resistenza superficiale.

Il valore del campo sulla sommità di un solido dipende dal fattore di demagnetizzazione che a sua volta dipende esclusivamente dalla forma dello stesso e non dalle sue dimensioni, per cui vale:

$$H_{EXT}(m_1, \dots, m_M) = \frac{1}{1 - d(m_1, \dots, m_M)} H_0$$

dove m_1, \dots, m_M sono dei parametri che permettono di individuare in modo unico la forma geometrica considerata, e $d(m_1, \dots, m_M)$ è l'espressione per il calcolo del fattore di demagnetizzazione.

Pertanto, alla frazione di area normale contribuiranno l'area delle singole sporgenze A_i sulla cui sommità il campo magnetico è maggiore di quello critico:

$$A_n = \sum_{i=1}^N X(H_{ext}) A_i \quad (V.10)$$

dove:

$$X(H_{EXT}) = 1 \text{ se } H_{EXT} > H_C$$

$$X(H_{EXT}) = 0 \text{ se } H_{EXT} < H_C$$

La forma di un solido è descritta da alcuni parametri, il cui numero varia a seconda della complessità del solido geometrico considerato. Ad esempio, nel caso di una calotta sferica si utilizza un solo parametro che individua il valore del raggio, oppure, nel caso di una calotta ellittica di rotazione, si utilizzano due parametri. Continuando con l'esempio essendo la calotta definita dall'equazione:

$$\frac{x^2}{b^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{a^2} = 1 \quad \text{con } z > 0$$

è possibile individuare unicamente la forma del solido attraverso due parametri:

b raggio di base

$m = a / b$ fattore di forma

Per il calcolo esplicito della (V.10) si utilizza una funzione di distribuzione P che dipenderà dal numero di variabili utilizzate per identificare i solidi.

Alla fine si ottengono delle espressioni integrali con M parametri, per i quali è possibile una risoluzione solo numerica:

$$A_n = N \int \dots \int P(m_1, \dots, m_M) X(m_1, \dots, m_M) A(m_1, \dots, m_M) dm_1 \dots dm_M \quad (\text{V.11})$$

La descrizione generale della rugosità è racchiusa nell'effettivo andamento della funzione di distribuzione. In questo modo la condizione di superficie rugosa è affidata al valor medio e alla varianza di ognuna delle sue variabili.

A causa della rugosità della superficie il valore effettivo dell'area totale è maggiore, tuttavia si ipotizza di trascurare il contributo derivante dalla presenza dei solidi, dato che incrementa l'area solo una piccola frazione.

In conclusione, dal calcolo dell'integrale (V.11) è possibile ottenere l'andamento R in funzione di H_0 definendo una particolare distribuzione di solidi P con una determinata geometria.

È possibile infine ottenere il valore del fattore di merito attraverso il fattore geometrico della cavità, utilizzando:

$$Q = \frac{G}{R}$$

Il valore del campo accelerante E_{acc} è invece collegato al valore del campo H_0 tramite una costante che dipende esclusivamente dalla geometria della cella e dal particolare modo risonante eccitato. Il valore della costante H_{pk}/E_{acc} è stato ricavato dalla simulazione della forma della cavità con il programma SUPERFISH.

V.4 - RISULTATI DELLA SIMULAZIONE

La cavità è assunta essere monocella con le seguenti caratteristiche:

$$\begin{aligned} f &= 1.5\text{GHz} \\ G &= 298 \Omega \\ H_{pk}/E_{acc} &= 3.147\text{kA/MV} \\ A &= 689.432\text{cm}^2 \end{aligned}$$

Inoltre la superficie è ipotizzata essere costituita in niobio con le seguenti caratteristiche:

$$\begin{aligned} T_c &= 9.2\text{K} \\ H_c &= 157.56 \text{ kA/m} \\ R_n &= 1.6\mu\Omega \\ R_s &= 25.6\text{n}\Omega \end{aligned}$$

dove la R_n e R_s sono la resistenza del materiale allo stato normale e superconduttivo, avendo ipotizzato una frequenza di risonanza della cavità di 1.5GHz ed una temperatura uniforme della cavità a 2K.

Le simulazioni effettuate sono state effettuate utilizzando sempre solidi di forma molto semplice descrivibili attraverso uno o due parametri.

La prima simulazione riguarda un'insieme di N calotte sferiche di raggio b distribuite secondo una probabilità *log-normale*, data dalla:

$$P_{b_m, \sigma_b}(b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi b \sigma_b}} e^{-\frac{\ln b/b_m}{\sigma_b^2}} \quad (\text{V.12})$$

definita attraverso due parametri, il b_m di σ_b collegati al valor medio del raggio e alla varianza del raggio della sfera attraverso delle semplici espressioni analitiche.

Il fattore di demagnetizzazione per la sfera è 1/3, indipendentemente dal valore del suo raggio. Questo significa che quando tutte le sfere contemporaneamente passano allo stato normale quando il campo H_0 vale:

$$H_0 \geq \frac{2}{3} H_c$$

Utilizzando le definizioni utilizzate per la cavità e per il materiale si ottiene che la transizione avviene per un campo pari a:

$$E_{acc} \geq 33 \text{MV/m}$$

La resistenza superficiale inoltre essendo $R_n \gg R_s$ diventa:

$$R = R_s + \frac{A_n}{A} R_n$$

ipotizzando un valore di A_n/A pari a 10^{-5} , si ricava una resistenza di circa $40 \text{n}\Omega$ alla quale corrisponde un $Q = 8 \times 10^9$.

Questo andamento seppur brusco mostra come l'effetto della rugosità sia principalmente attivo solo a campi acceleranti molto intensi, a causa del fattore di demagnetizzazione molto basso.

Per avere una stima sugli ordini di grandezza attesi risulta interessante andare ad osservare la frazione di area transita, indicata con $X(E_{acc})$, in funzione del campo accelerante direttamente dai dati sperimentali della misura *test#3* del fattore di merito per la cavità P8.

Utilizzando il valore della resistenza superficiale sperimentale, si ricava che:

$$X(E_{acc}) = \frac{R(E_{acc}) - R_s}{R_n}$$

il cui grafico è riassunto in figura V.8.

In cui, assunto valido questo modello, si vede come l'area transita cresca sempre di più partendo da valori di campo più bassi, mantenendosi sempre sotto un valore di 2×10^{-5} a cui corrisponde un'area transita di 1.3mm^2 . Questo valore molto basso, non può rendere conto del generale riscaldamento della cavità e transizione per instabilità termica.

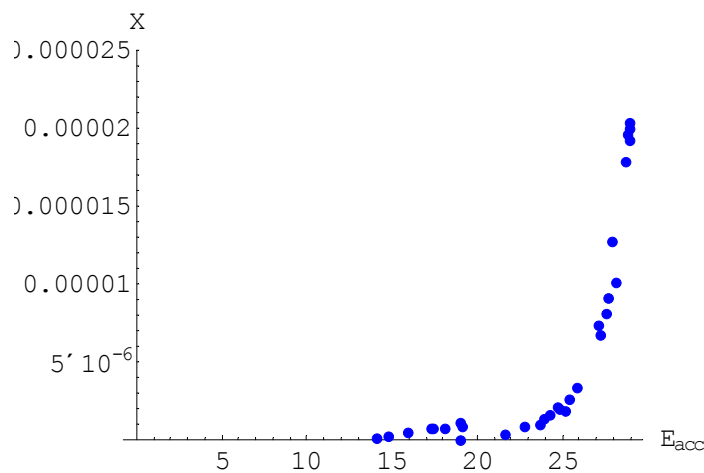


Figura V.8 - Andamento sperimentale della frazione di area che transisce allo stato normale in funzione del campo accelerante.

D'altro canto non è detto che il materiale abbia effettivamente su tutta la parte restante della superficie una resistenza così bassa. Attorno ai punti in cui si ha la transizione allo stato normale, si può avere un surriscaldamento generale del materiale. La zona normale si allargherà fino a raggiungere un equilibrio tra la potenza dissipata dal campo e la potenza ceduta al bagno di elio. Per una valutazione quantitativa è necessario conoscere, innanzi tutto, la conducibilità termica del niobio a 2K e il coefficiente di scambio termico con l'elio superfluido alla parete esterna della cavità. Questo porterebbe ad un'ulteriore complicazione del problema.

Pertanto questo impone un limite all'interpretazione dei dati forniti dal modello matematico, il quale con il livello di approssimazione imposto non è in grado di fornire dei dati quantitativi.

Tuttavia, è possibile tramite esso prevedere se una "superficie equivalente" rugosa sia in grado di fornire lo stesso andamento riprodotto dalla serie di dati sperimentali.

Il primo passo da compiere per incrementare l'accordo è quello di abbassare la soglia minima per cui i solidi iniziano a transire allo stato normale.

Si ipotizza una superficie piana ricoperta da calotte ellittiche a base circolare più o meno allungate, descritte dai seguenti parametri:

b raggio di base

m rapporto tra il raggio e l'altezza della calotta.

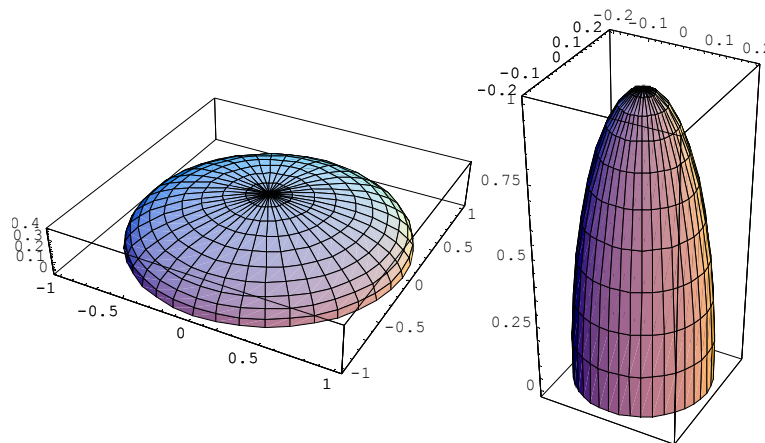


Figura V.9 - Esempio di due ellissoidi con differente valore di b e m . Nel primo caso $b = 1$ e $m = 0.4$, nel secondo $b = 0.2$ e $m = 5$.

In figura V.9 sono riportati due esempi di ellissoidi per chiarire meglio il significato di m .

Questi ellissoidi sono immaginati ricoprire la superficie secondo una distribuzione log-normale dei raggi con simile alla (V.8). Per quanto riguarda la

distribuzione delle forme in prima approssimazione si assume che ogni forma sia consentita, in altre parole con $P(m)$ costante da zero fino ad un certo valore molto grande.

L'andamento del fattore di demagnetizzazione per i seguenti ellissoidi in funzione di m è dato da un'espressione molto complicata, di cui riportiamo solo il grafico in figura V.10.

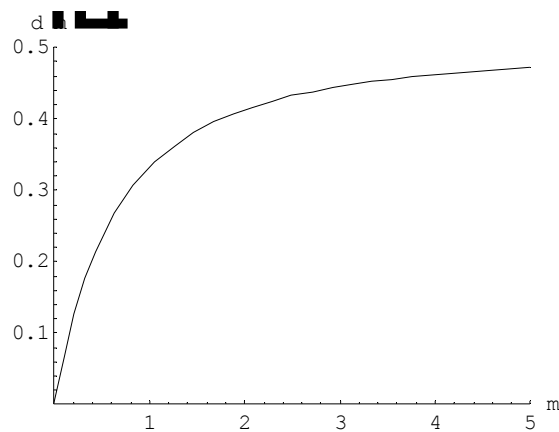


Figura V.10 - Andamento del fattore di demagnetizzazione per un ellissoide a base circolare in funzione del fattore di forma m . La calotta sferica corrisponde a $m = 1$ e $d = 1/3$.

Si vede innanzi tutto che il valore tende a $1/2$ per m che tende ad infinito, e a zero per m sempre più piccolo. Questo significa che per un ellissoide sempre più schiacciato, fino ad una superficie completamente piatta, il fattore di demagnetizzazione diminuisce, in accordo con il fatto che una superficie liscia non dà luogo a nessun aumento del campo. Viceversa per un cilindro verticale di altezza infinita ($m \rightarrow \infty$), che se immerso in un campo magnetico con direzione perpendicolare all'asse del cilindro sperimenta ai suoi lati un campo magnetico che è il doppio di quello applicato.

Il fatto di avere un fattore di demagnetizzazione che sia compreso tra 0 ed $1/2$, porta come diretta conseguenza che non sia possibile avere una transizione al di sotto di 25MV/m .

I risultati della simulazione mostrano un andamento del fattore di merito, molto simile al risultato precedente.

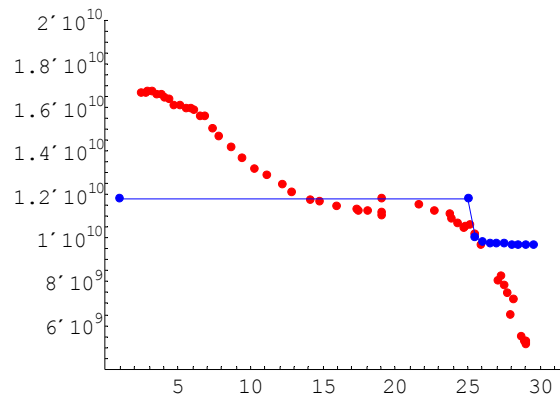


Figura V.11 - Andamento del fattore di merito per la cavità P8. In rosso sono riportati i valori sperimentali, mentre in blu quelli calcolati.

È possibile ancora una volta migliorare l'accordo con una distribuzione di ellissoidi più realistica, cioè con una probabilità maggiore di trovare ellissoidi quasi piatti, rispetto a quelli appuntiti. Utilizzando ancora una distribuzione log-normale, questa volta anche per quanto riguarda m .

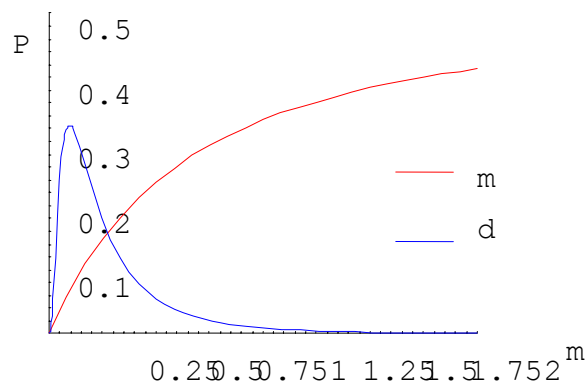


Figura V.12 - Andamento del fattore di demagnetizzazione $d(m)$ e della funzione di distribuzione $P(m)$ in funzione del fattore di forma m .

In figura V.12 è riportato un esempio di andamento per una funzione di distribuzione utilizzata. Si nota chiaramente come la probabilità di avere solidi piatti

sia molto più alta che non quella di trovare ellissoidi appuntiti. Inoltre per m che tende a zero la probabilità è nulla, perché il contributo al R proveniente dalla parte piatta è calcolato tramite R_s .

Il risultato della simulazione mostra un andamento molto più simile a quello reale (Figura V.13).

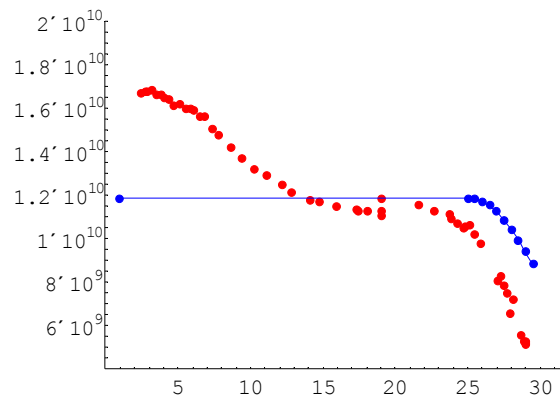


Figura V.13 - Andamento del fattore di demagnetizzazione per una superficie rugosa con le forme degli ellissoidi distribuite secondo una probabilità log-normale.

L'andamento sembra essere molto più vicino a quello reale, ma non è ancora possibile abbassare il punto di partenza della discesa della curva a causa del fattore di demagnetizzazione troppo basso.

È pertanto necessario variare la forma del solido in modo tale che possa avere valori di $d(m)$ maggiori di $1/2$. È possibile fare questo introducendo degli ellissoidi con base ellittica allungata, caratterizzati ancora da due parametri in maniera simile a prima. In questo caso i parametri utilizzati sono a e b , che indicano la lunghezza del semiasse maggiore e del semiasse minore rispettivamente, a cui è legata l'eccentricità dell'ellissoide dalla:

$$e^2 = 1 - (a/b)^2$$

che indica appunto quanto allungato è un ellissoide.

Per rendere più chiaro questo concetto, si riporta un paio di esempi per due diversi ellissoidi (vedi figura V.14).

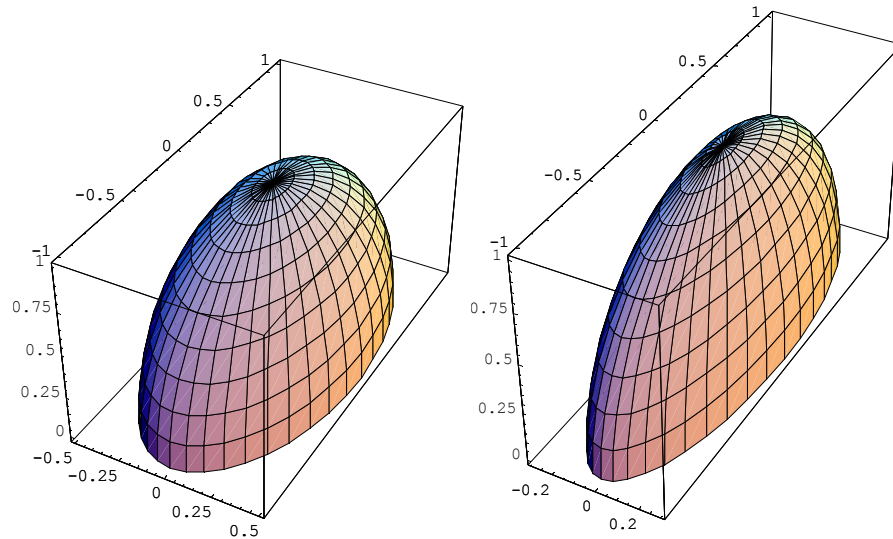


Figura V.14 - Esempio di due differenti tipi di ellissoidi allungati in maniera diversa. A sinistra $a = 0.5$, $b = 1$, $e = 0.86$; a destra $a = 0.25$, $b = 1$, $e = 0.95$.

Si nota chiaramente che all'aumentare di e , l'ellissoide si fa sempre più allungato, mentre all'aumentare di b diventa sempre più alto. Rimane comunque la condizione che $b > a$, cioè di ellissoide oblatto.

Rispetto a prima le linee di campo che incontrano la forma dalla parte stretta, non danno luogo ad un incremento del campo magnetico, perché il solido si comporta come una lamina sottile piatta. Viceversa, se le linee sono perpendicolari alla direzione dell'asse maggiore, queste sono costrette a scavalcare la sporgenza determinando un forte aumento del campo.

Nell'esecuzione della simulazione, essendo questa solamente qualitativa, si considera una superficie popolata solo da ellissoidi messi in questa seconda posizione, poiché sono gli unici responsabili di un effettivo aumento del campo alla superficie.

La distribuzione utilizzata è espressa in funzione di e ed è scelta tale per cui per $e = 0$ e per $e = 1$ essa dia sempre un valore nullo. Questo è imposto per eliminare

qualsiasi inconsistenza fisica con ellissoidi troppo piatti e nello stesso tempo per eliminare la presenza di sfere, che transiscono a campi troppo elevati, rispetto a quelli osservati. Pertanto la funzione di distribuzione è simile alla precedente tranne che è moltiplicata per un fattore $(x - 1) x$. Inoltre, questa variazione, modifica anche la condizione di normalizzazione che va aggiustata con una costante numerica, data dall'inverso dall'integrale della funzione calcolato tra 0 e 1.

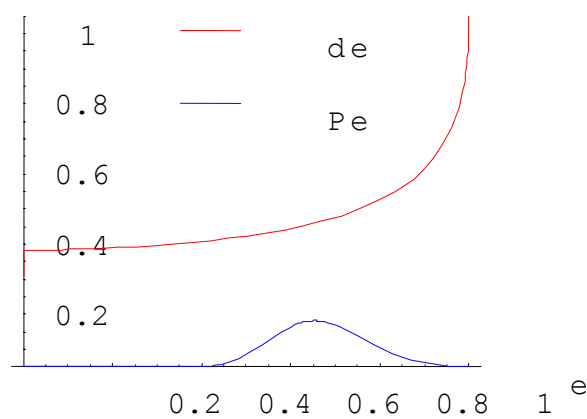


Figura V.15 - Andamento del fattore di demagnetizzazione $d(e)$ e della probabilità $P(e)$ in funzione dell'eccentricità dell'ellissoide e

La distribuzione trovata ottimale è stata quella riportata in figura V.15. Da cui è stato possibile ottenere l'andamento riportato in figura V.16. Il risultato sembra essere in maggiore accordo rispetto ai casi precedenti.

Resta in ogni caso discutibile la scelta della forma utilizzata per raggiungere questo risultato. Infatti, essa difficilmente trova controparte nella morfologia reale della superficie. Tuttavia la distribuzione individuata sembra essere centrata intorno ad un valore alquanto verosimile, dato che è ancora possibile pensare di individuare forme con un'eccentricità pari ad $1/2$.

Per le regioni a basso valore di campo sembra improbabile che la forma geometrica dei solidi incida in qualche modo sull'andamento. Infatti per far transire

ellissoidi ad un valore di campo intorno a 5MV/m è necessario che il fattore di demagnetizzazione sia 0.899. Sebbene possano esserci delle forme geometriche che diano questo valore è altresì improbabile che siano ellissoidi del tipo considerato.

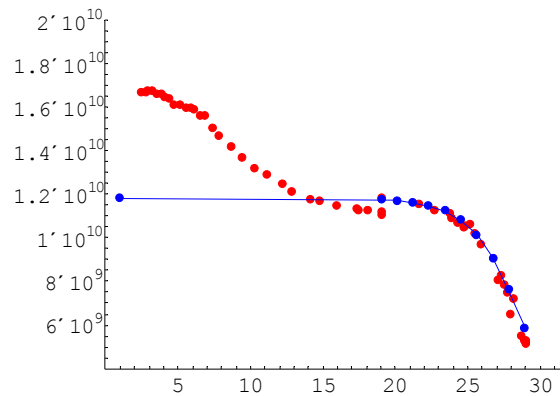


Figura V.16 - Andamento del fattore di demagnetizzazione per una superficie piana con degli ellissoidi a base ellittica.

La curva effettiva per bassi valori di campi mostra un andamento inizialmente crescente: inspiegabile con questo semplice modello geometrico, il quale predice sempre andamenti decrescenti.

Una possibile interpretazione è stata formulata da altre evidenze sperimentali [19]. In seguito di un leggero riscaldamento della cavità a 140°C per circa 48 ore si è notato un incremento delle prestazioni del fattore di merito. Questo è giustificato da un minimo che è presente nell'andamento della resistenza superficiale in funzione della lunghezza di libero cammino medio del materiale.

Benché si possa facilmente intuire come ad un maggior libero cammino medio seguano delle migliori caratteristiche superconduttive, per valori sufficientemente grandi è possibile che si presenti l'effetto pelle anomalo. Questi due meccanismi sono antagonisti e danno luogo ad un minimo di resistenza superficiale a valori di lunghezza di libero cammino medio più corti di quelli del materiale puro.

Il riscaldamento provoca la diffusione all'interno del materiale delle impurezze presenti sulla superficie esterna della cavità, le quali determinano una diminuzione del libero cammino medio e portano il materiale ad essere meno resistivo. Questo è particolarmente evidente nella curva che descrive l'andamento della fattore di merito per una cavità ricoperta per sputtering (vedi figura V.2), in cui il materiale essendo in uno stato di non equilibrio è caratterizzato da una maggiore quantità di difetti reticolari che ne determinano una diminuzione della lunghezza del libero cammino medio.

Non è ancora spiegabile tuttavia come mai questo effetto possa scomparire per campi maggiori di 10 MV/m.

V.5 - INFORMAZIONI ESTRAIBILI DAL MODELLO

È importante ricordare che il modello geometrico rimane un modello approssimato, dato che esso non tiene conto in maniera realistica dell'effettiva porzione di superficie che passa allo stato normal conduttivo per riscaldamento delle sporgenze sotto l'azione di un campo magnetico più intenso, dato che trascura ogni caratteristica termica del materiale, imponendo una transizione completa degli ellissoidi e non parziale. Esso tuttavia è in grado di prevedere l'andamento peggiore che è possibile avere con una rugosità di questo genere. Questo fissa un limite inferiore alle prestazioni che una superficie superconduttiva del genere può avere.

Nel suo limite, comunque sembra ben interpretare l'andamento della curva per alti valori di campo, indipendentemente dalla scelta sulla forma degli ellissoidi, la quale incide solo sul punto di inizio dove ha inizio l'andamento decrescente. Pertanto la simulazione è in grado di determinare l'intervallo dei possibili fattori di demagnetizzazione che è possibile riscontrare in una superficie reale se questo meccanismo fosse veramente presente.

Alla luce di queste considerazioni l'apporto che il modello da all'interpretazione del fenomeno è solamente qualitativo. I risultati esposti permettono di interpretare

l'ipotesi della rugosità come un possibile meccanismo di perdita per le cavità, tuttavia la completa descrizione necessita di ulteriori dettagli e di raffinamenti attraverso indagini sulle fotografie e misure sulla rugosità.

CONCLUSIONI

Il passo richiesto per raggiungere nuove frontiere nel campo degli acceleratori richiede un elevato incremento del numero delle cavità. Da un numero di 266 cavità presenti nel LEP è necessario spingersi fino a 20000 cavità nell'acceleratore lineare TESLA. Le tecniche di costruzione di acceleratori attraverso la saldatura ad elettroni si rivela efficace, ma solo per un numero di cavità ristretto, dati i lunghi tempi necessari per la produzione.

Le nuove tecniche di fabbricazione si sono rivelate molto promettenti per la produzione su ampia scala, ma in esse rimane da definire con maggiore certezza la qualità dello spessore e della superficie. Questo è principalmente imputabile al fatto che la forma chiusa delle cavità e l'elevato costo di produzione del materiale di partenza (1 milione al chilogrammo) non facilita la ricerca tramite indagini distruttive sulle cavità.

Le cavità si dimostrano molto sensibili alle condizioni di preparazione. Il sistema per la produzione di acqua ultrapura, una camera bianca per il montaggio, lo stoccaggio della soluzione di etching chimico, il veloce raffreddamento a basse temperature di grandi volumi di materiale, nonché l'azione di schermaggio sul criostato del campo magnetico terrestre e dalle radiazioni prodotte dalle cavità sono alcuni esempi dei normali problemi che si deve affrontare per compiere con successo questo tipo di ricerca.

Nonostante questo, grazie agli sforzi di numerosi ricercatori e tecnici, di vari laboratori, il livello delle prestazioni delle cavità è in costante aumento. Si è passato da un campo massimo accelerante di 20MV/m del 1993 a un valore attuale di circa 40MV/m nelle monocelle, e ad un valore di 32MV/m per cavità di tipo TESLA a nove celle saldate.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Tesla Technical Design Report, 2001-23, Marzo 2001
- [2] Questo approccio è discusso esaurientemente in J.M. Ziman, Principles of Theory of Solids, pag.242, Cambridge, New York,1964.
- [3] Lynton E. A. Superconductivity, Ed. John Wiley & Sons, 1962,New York.
- [4] D.C. Mattis e J. Bardeen, Phy. Rev. **111**,412 (1958)
- [5] H. Padamsee, J. Knobloch, T. Hays, *RF Superconductivity for Accelerators*, John Wiley & Sons, New York, Stati Uniti, 1998.
- [6] H. Kaiser *Advances at DESY in Hydroforming of TESLA Cavities*, THA002, 9th Workshop on RF Superconductivity Santa Fe, New Mexico USA, Novembre 1999
- [7] V. Palmieri, *Spinning of TESLA-Type Cavities*, THA001, 9th Workshop on RF Superconductivity Santa Fe, New Mexico USA, Novembre 1999
- [8] J. Weaver, *Formulas for Measuring Q_0 , β , E_{max} and B_{max} in a Superconducting Cavity*, High-Energy Physics Laboratory Stanford University, Tech. Notes TN-68-21, Luglio 1968
- [9] G. Ciovati, Sviluppo e caratterizzazione di prototipi di cavità superconduttive per il progetto TRASCO (TRAsmutazione SCOrie), Tesi di Laurea, Università degli studi di Milano, 1999.
- [10] V. Palmieri et al., *Flux-Gate Magnetometry: The Possibility to Apply a Novel Tool to Monitor Niobium Chemistry*, TUP006, 9th Workshop on RF Superconductivity Santa Fe, New Mexico USA, Novembre 1999
- [11] P. Kneisel, B. Lewis, *Advanced Surface Cleaning Methods*, 7th Workshop on RF Superconductivity, Gif sur Yvette, Francia, Ottobre 1995
- [12] P. Kneisel, *Surface Preparation of Niobium*, CEBAF Tech. Notes
- [13] J. Knobloch, *Field Emission and Thermal Breakdown in Superconducting Niobium Cavities for Accelerators*, IEEE Trans. App. Superconductivity, **9** (1999) vol. 2, pp.1016-22.

- [14] P. Kneisel, *Effect of Cavity Vacuum on Performance of Superconducting Niobium Cavities*, 7th Workshop on RF Superconductivity, Gif sur Yvette, Francia, Ottobre 1995
- [15] P. Kneisel, *Effect of Cavity Vacuum on Performance of Superconducting Niobium Cavities*, 7th Workshop on RF Superconductivity, Gif sur Yvette, Francia, Ottobre 1995
- [16] H. Padamsee, *Thermometric Study of Field Emission in a 1.3GHz Superconducting Cavity*, 7th Workshop on RF Superconductivity, Gif sur Yvette, Francia, Ottobre 1995
- [17] P. Kneisel, *Highgradient Superconducting Niobium Cavities A review of the Present Status*, IEEE Trans. App. Superconductivity, **9** (1999) vol. 2, pp.1023-29.
- [18] C.Z. Antonie et al., *Alternative Approches for Surface Treatment of Nb Superconducting Cavities*, TUA008, 9th Workshop on RF Superconductivity Santa Fe, New Mexico USA, Novembre 1999
- [19] P. Kneisel, *Preliminary Experience with "In-Situ" Baking of Niobium Cavities*, TUP044, 9th Workshop on RF Superconductivity Santa Fe, New Mexico USA, Novembre 1999

FATTORE DI DEMAGNETIZZAZIONE

POTENZIALE MAGNETICO

Per calcolare l'entità della perturbazione al campo applicato \mathbf{H}_0 generata dal solido è utile introdurre il *potenziale scalare magnetico*, definito come:

$$\mathbf{H} = -\nabla\phi_m \quad (\text{A-1})$$

dato che è possibile esprimere il campo magnetico \mathbf{H}_{EXT} come:

$$\mathbf{H}_{\text{EXT}} = \mathbf{H}_0 - \nabla\phi \quad (\text{A-2})$$

e quindi riformulando il problema in termini di calcolo di potenziale. Questo è molto utile dato che è possibile applicare i metodi risolutivi dell'elettrostatica, tenendo in considerazione alcune differenze, come verrà qui illustrato più chiaramente.

Il potenziale magnetico soddisfa le condizioni della magnetostatica in assenza di correnti libere:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} = 0 \end{cases} \quad (\text{A-3})$$

Inoltre, per un mezzo a comportamento lineare:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (\text{A-4})$$

applicando l'operazione di divergenza e esprimendo il risultato in funzione del potenziale scalare magnetico, si ottiene l'analogo dell'equazione di Poisson per l'elettrostatica:

$$\nabla^2\phi_m = -\rho_m \quad (\text{A-5})$$

dove ρ_m è la *carica magnetica effettiva*, definita dalla:

$$\rho_m = -\nabla \cdot \mathbf{M} \quad (\text{A-6})$$

Sempre in analogia con un solido polarizzato elettricamente, si può affermare che le cariche magnetiche siano una diretta conseguenza di una magnetizzazione macroscopica. Pertanto sulla superficie risulta una densità di carica magnetica, facilmente calcolabile dal teorema della divergenza.

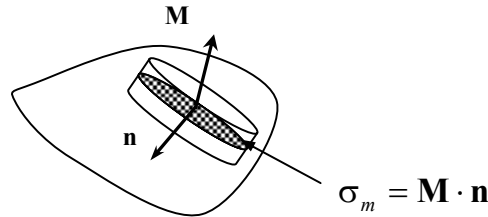


Figura 0.1 – Calcolo della carica magnetica all'interno del volume della scatola cilindrica con area di base A e altezza trascurabile.

Da cui è possibile definire la *densità di carica magnetica superficiale*:

$$\sigma_m = \mathbf{M} \cdot \mathbf{n} \quad (\text{A-9})$$

In maniera del tutto generale si può affermare che il campo applicato \mathbf{H}_0 induce sul solido una distribuzione di cariche magnetiche che dipende dalla forma e dalla suscettibilità del mezzo, in modo analogo a come si polarizza un corpo immerso in un campo elettrico. Il campo scalare magnetico è calcolabile utilizzando l'espressione integrale:

$$\phi_m = \int_V \frac{\rho_m}{R} dV + \oint_A \frac{\sigma_m}{R} dA \quad (\text{A-10})$$

dove R è la distanza tra l'elemento di integrazione e il punto di interesse del campo scalare.

Un'altra caratteristica importante del potenziale ϕ_m è di essere discontinuo alla superficie, a causa della sua dipendenza da \mathbf{M} . Infatti, nel caso in esame \mathbf{M} è una funzione che si annulla bruscamente appena fuori la superficie dell'oggetto. Le espressioni per le relazioni di discontinuità per il campo \mathbf{H} si ricavano considerando la figura A.2.

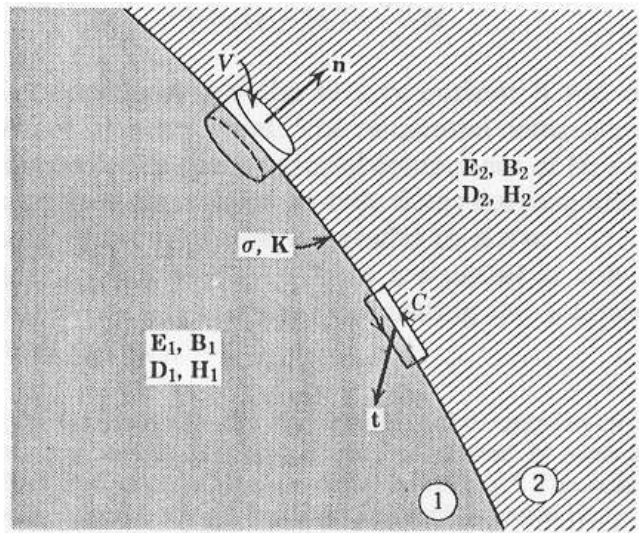


Figura A.2 – Calcolo della relazioni discontinuità dai campi elettrici, passando dal mezzo 1 al mezzo 2. Sulla superficie è presente una distribuzione di cariche σ di correnti \mathbf{K} .

Le quali dopo applicazione del teorema della divergenza di Gauss alla scatola cilindrica di volume V e del teorema della circuitazione di Ampere sul percorso C si ottiene:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{EXT} \cdot \mathbf{n} &= \mu \mathbf{H}_{INT} \cdot \mathbf{n} \\ \mathbf{H}_{EXT} \times \mathbf{n} &= \mathbf{H}_{INT} \times \mathbf{n} \end{aligned} \quad (\text{A-11})$$

valide per un materiale di permeabilità μ . Nel caso superconduttivo queste si semplificano ulteriormente alle:

$$\begin{aligned} (\mathbf{H}_{EXT})_n &= 0 \\ (\mathbf{H}_{EXT})_t &= (\mathbf{H}_{INT})_t \end{aligned} \quad (\text{A-12})$$

Da queste espressioni le relazioni di discontinuità per ϕ_m risultano applicando la (A.1):

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \phi_m^{EXT}}{\partial n} \right|_s &= 0 \\ \left. \frac{\partial \phi_m^{EXT}}{\partial t} \right|_s &= \left. \frac{\partial \phi_m^{INT}}{\partial t} \right|_s \end{aligned} \quad (\text{A-13})$$

Pertanto, le linee del campo di induzione magnetica sono sempre parallele alla superficie del corpo, contrariamente al caso elettrostatico dove esse sono normali alla superficie.

Raggiunto questo risultato è interessante considerare l'analogia presente tra le linee di campo di induzione magnetica e le linee del flusso per un fluido ideale. L'analogia è consentita, dato che il campo \mathbf{H} in condizioni di magnetostatica soddisfa contemporaneamente la definizione di fluido ideale, in cui sia il rotore che la divergenza della velocità sono nulli.

Dalla fluidodinamica si ricava quindi una descrizione intuitiva del motivo per cui sulle sporgenze dei solidi si concentrano le linee del campo. La legge di Bernoulli per il fluido ideale, prevede che ad una diminuzione della pressione in vicinanza di una sporgenza corrisponda un aumento della velocità di scorrimento, allo stesso modo di quanto accade per un profilo alare.

FATTORE DI DEMAGNETIZZAZIONE

Un solido superconduttivo sperimenta alla sua superficie un valore di campo magnetico diverso a quello applicato esternamente solamente a causa della sua forma geometrica.

La perturbazione è interpretabile attraverso la definizione di *un tensore di demagnetizzazione*, definito come:

$$\mathbf{H}_d = -\mathbf{N} : \mathbf{M} \quad (\text{A-14})$$

dove il tensore non è altro che la costante di proporzionalità tra la magnetizzazione del corpo e il campo magnetico da essa generato. Per arrivare all'espressione A.12 si è approssimato che il solido presenti una magnetizzazione costante. Per un superconduttore questo è verificato, dato che si trascura ogni densità di corrente di volume, nel momento stesso in cui si trascura la parte di penetrazione superficiale.

Questa ultima condizione porta a semplificare l'espressione A.8 in una forma più semplice, dato che non esiste nessun contributo di ρ_m . Dopo alcuni passaggi matematici si trova:

$$\phi_m = -\mathbf{M} \cdot \nabla \int_V \frac{dV}{R} \quad (\text{A-15})$$

Questa espressione mostra come il potenziale magnetico sia riconducibile al calcolo di un potenziale simile ad uno di tipo gravitazionale, definito quest'ultimo dalla funzione:

$$\psi = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{dV}{R} \quad (\text{A-16})$$

soluzione dell'equazione:

$$\nabla^2 \psi = 1 \quad (\text{A-17})$$

Il fattore di demagnetizzazione è legato alla forma del solido solamente tramite il potenziale ψ e non dipende dalle caratteristiche superconduttive del materiale.

Applicando infine l'operatore di gradiente all'espressione A.13 si ricava:

$$\mathbf{H}_d = -\nabla(\mathbf{M} \cdot \nabla \psi) = -\mathbf{N} : \mathbf{M} \quad (\text{A-18})$$

dove gli elementi del tensore \mathbf{N} sono le derivate parziali del potenziale ψ :

$$N_{ij} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_i \partial x_j} \quad (\text{A-19})$$

Il fatto che il fattore di demagnetizzazione, definito in tutta la sua generalità, sia una proprietà tensoriale, non deve sorprendere. Infatti, assunto un campo uniforme applicato, la perturbazione che il solido superconduttivo genera risulta intuitivamente dipendere sia dall'intensità di \mathbf{M} , sia dalla sua orientazione rispetto agli assi principali del corpo.

La matrice \mathbf{N} può essere resa in forma diagonale, alla quale corrispondono tre autovettori che individuano unicamente i tre assi principali del solido. Inoltre dalla A.15 segue che gli autovalori soddisfano la seguente condizione:

$$N_1 + N_2 + N_3 = 1 \quad (\text{A-20})$$

Ogni autovalore è definito come *fattore di demagnetizzazione*.

La conoscenza del comportamento lungo le tre direzioni principali è particolarmente vantaggiosa, dato che una loro combinazione lineare permette di esprimere il comportamento del solido per una generica orientazione rispetto al campo applicato. Un'altra caratteristica importante è che gli autovalori della matrice per un solido di rotazione sono delle costanti e i campi \mathbf{B} , \mathbf{H} e \mathbf{M} hanno tutti la stessa direzione.

Per alcuni solidi di forma geometrica semplice è possibile ottenere il fattore di demagnetizzazione da semplici considerazioni sulla simmetria. In coordinate cartesiane, l'espressione del laplaciano diviene:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 1 \quad (\text{A-21})$$

Se il solido è una sfera i tre termini sono tutti uguali e il tensore \mathbf{N} vale:

$$\mathbf{N} = \begin{Bmatrix} 1/3 & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & 1/3 \end{Bmatrix} \quad (\text{A-22})$$

Per le stesse ragioni, un cilindro semi-infinito allineato lungo la direzione dello spazio \mathbf{z} ha il tensore:

$$\mathbf{N} = \begin{Bmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 \end{Bmatrix} \quad (\text{A-23})$$

In questo caso la direzione \mathbf{z} non presenta alcun fattore di demagnetizzazione, poiché non si ha nessuna variazione di ψ lungo la coordinata.

METODO DELLE CARICHE IMMAGINE

Per il calcolo del fattore di demagnetizzazione di una sfera che esce dal piano si può utilizzare un approccio diverso ad quello del potenziale. Il metodo in questione utilizza il concetto delle *cariche immagine*. In pratica si ipotizza che il campo esterno

induca all'interno del materiale superconduttivo una distribuzione di cariche magnetiche tali da realizzare le condizioni al contorno.

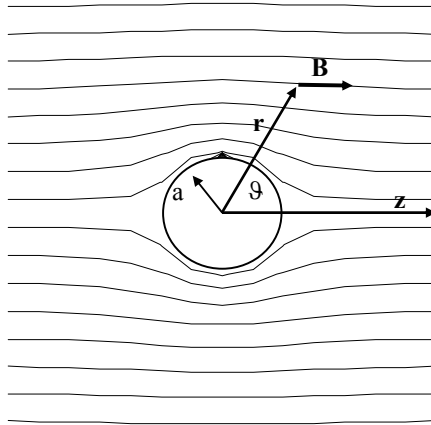


Figura 0.3 – Linee di campo per una sfera superconduttiva di raggio a immersa in un campo magnetico uniforme, applicato lungo la direzione z .

Ad esempio per una sfera di raggio a , posta nell'origine degli assi(vedi figura A.3), il campo uniforme è espresso in coordinate polari dalla:

$$\phi_m^0 = -H_0 z = -H_0 r \cos \theta \quad (\text{A-24})$$

mentre il vettore normale alla superficie è:

$$\mathbf{n} = \hat{\mathbf{u}}_r \quad (\text{A-25})$$

Utilizzando il potenziale magnetico, espresso come:

$$\phi_m = \phi_m^0 + \phi_m^1 \quad (\text{A-26})$$

la condizione al contorno (A.11) diviene:

$$\left. \frac{\partial \phi_m^0}{\partial n} \right|_s = - \left. \frac{\partial \phi_m^1}{\partial n} \right|_s \quad (\text{A-27})$$

per cui:

$$\left. \frac{\partial \phi_m^0}{\partial r} \right|_{r=a} = - \left. \frac{\partial \phi_m^1}{\partial r} \right|_{r=a} \quad (\text{A-28})$$

In generale la distribuzione di cariche deve essere tale da presentare una carica totale netta nulla all'interno del solido, dato che in assenza di campo il materiale non risulta magnetizzato spontaneamente.

Quindi è possibile schematizzare l'arrangiamento di cariche come un insieme di dipoli di vario ordine. Inoltre, data la simmetria del problema, questi sono localizzati al centro della sfera. L'espansione multipolare per un problema simmetrico lungo l'asse z risulta:

$$\phi_m^1 = \frac{p_0}{r} + \frac{p_1}{r^2} \cos \vartheta + \frac{p_2}{r^3} (3 \cos^2 \vartheta - 1) + \dots \quad (\text{A-29})$$

la quale espressa più generalmente attraverso i *polinomi di Legendre*, diventa:

$$\phi_m^1 = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{p_l}{r^{l+1}} P_l(\cos \vartheta) \quad (\text{A-30})$$

I coefficienti p_l rimangono quindi le incognite del problema. Essi si determinano dalle condizioni al contorno (A.26) che divengono:

$$\sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \frac{p_l}{a^{l+2}} P_l(\cos \vartheta) = -H_0 \cos \vartheta \quad (\text{A-31})$$

Risulta evidente che solo il termine con $l = 1$ soddisfa le condizioni al contorno ed esso vale:

$$p_1 = -\frac{H_0 a^3}{2} \quad (\text{A-32})$$

da cui segue:

$$\phi_m = -H_0 r \cos \vartheta \left(1 + \frac{a^3}{2r^3} \right) \quad (\text{A-33})$$

Tramite l'operazione di gradiente è possibile ricavare il campo H_{EXT} che al punto ($r = a$, $\vartheta = \pi/2$) risulta essere pari a:

$$H_{\text{EXT}} = \frac{3}{2} H_0 \quad (\text{A-34})$$

Da cui si ricava $n = 1/3$ tramite la:

$$H_{\text{EXT}} = \frac{H_0}{(1-d)} \sin \alpha \quad (\text{A.1})$$

dove $\sin \alpha$ vale uno.

Per una sfera che esce dal piano, vedi figura A.4, il procedimento è analogo. La normale alla superficie è:

$$\hat{\mathbf{n}} = \begin{cases} \hat{\mathbf{u}}_r & r = a \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi \\ \hat{\mathbf{u}}_x & r > a \quad x = 0 \end{cases} \quad (\text{A-35})$$

Il potenziale calcolato precedentemente soddisfa le condizioni al contorno (A.26) su tutta la superficie descritta dalla (A.33), dato che:

$$-\nabla \phi_m = H_0 \cos \vartheta \left(1 - \frac{a^3}{r^3} \right) \hat{\mathbf{u}}_r - H_0 \sin \vartheta \left(1 + \frac{a^3}{2r^3} \right) \hat{\mathbf{u}}_\vartheta \quad (\text{A-36})$$

Infatti, sulla superficie semisferica ($r = a$) il primo termine è identicamente nullo indipendentemente dal valore di ϑ , mentre per ogni punto sul piano ($\vartheta = 0$) il campo ha solo componenti radiali e quindi paralleli alla superficie.

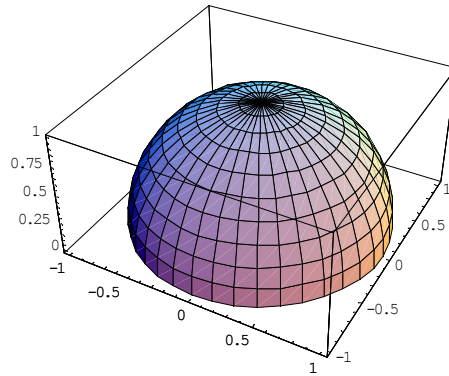


Figura 0.4 – Esempio di un ellissoide di rotazione di forma sferica che esce dal piano

Il fattore di demagnetizzazione definito come sopra risulta essere non più una costante, ma una funzione discontinua:

$$n = \begin{cases} 1/3 & \text{Sulla superficie semisferica} \\ 0 & \text{Sul piano} \end{cases}$$

Per oggetti più complicati, sono attese espressioni di N , il cui valore dipende dalla posizione in maniera più complessa.

RINGRAZIAMENTI

Molte sono le persone a cui voglio esprimere la mia gratitudine per avermi sostenuto, aiutato, incoraggiato, ospitato, nutrito, sopportato, durante l'intero periodo di internato di tesi.

I ringraziamenti più sentiti vanno al Dott. Gianluigi Ciovati, al quale devo molte spiegazioni per quanto riguarda parte del capitolo II e del capitolo III, nonché a una serie interminabile di aiuti tecnici e morali durante la mia permanenza a Newport News.

Ringrazio molto il Dott. Camillo Urbani per i consigli utili e l'incoraggiamento datomi per la compilazione del capitolo V, anche se alla fine è risultato leggermente differente da come era stato pensato.

Continuando, ringrazio la Dott. Catherine Thomas per la collaborazione offertami durante la parte di *tuning* della cavità PC5. A lei, inoltre, sono grato per le numerose *private communications* che mi hanno sostenuto durante il periodo trascorso a Jlab.

Ulteriori ringraziamenti vanno alla Dott. Porcellato per il materiale sulla radiofrequenza e sulle radiazioni.

Un'altra persona importante per la realizzazione di questo lavoro è stata Renato Grigolato. Senza di lui non avrei mai scritto neppure l'indice della tesi.

Poi in ordine sparso: ringrazio la mia famiglia tutta per il conforto e l'aiuto, in particolare mio fratello Giorgio, per l'appoggio datomi per affrontare l'esame di superconduttività; Federica per ogni attimo che mi ha aspettato durante il periodo di tesi; Simone Badoer per il supporto logistico a Legnaro; Priscilla per l'ospitalità offertami durante il magnifico periodo trascorso a Rio de Janeiro; i ragazzi del collegio (Renzo Sacchetto e Filippo Refosco); il Dott. I. Kulyk per la sua simpatia e professionalità mostratami durante tutto il periodo di tesi; ringrazio anche tutto il gruppo di lavoro di Legnaro: Paola Carraretto, Fabrizio Stivanello, Andrea Calore.

La compagnia di amici a Newport News, merita uno spazio a parte. Sono molto grato a tutti (Russ, Kay, Alan, David, AnnaMaria, Bonnie) per i bei momenti che è stato possibile condividere assieme, anche se, forse non ero dell'umore adatto per colpa della tesi. Inoltre voglio esprimere la mia gratitudine a tutti i tecnici del laboratorio al Jlab, che sono stati uno staff eccezionale: sia del punto di vista professionale, sia da quello dei valori umani. A Kurt Macha in particolare sono grato per avermi insegnato come si fa a lavorare in modo *professional* come quelli di Chicago.

Infine sono grato alle seguenti istituzioni per i servizi offerti durante il periodo di tesi e di università: il Collegio Don Nicola Mazza, i Laboratori Nazionali di Legnaro, il Jefferson Lab e l'Università di Padova.

Ultimo ma non meno importante, Peter Kneisel. A lui sono grato per l'ospitalità offertami presso il Jlab e alla formazione che ho potuto così ricevere nel campo della superconduttività a radiofrequenza.