

ALMA MATER STUDIORUM
UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Ingegneria ed Architettura
DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA DELL'ENERGIA
ELETTRICA E DELL'INFORMAZIONE

"Guglielmo Marconi"

DEI

Corso di Laurea in Magistrale in Ingegneria dell'Energia Elettrica

ANALISI DI STABILITÀ DI UN MAGNETE SUPERCONDUTTORE PER ADROTERAPIA

Elaborato in

Ingegneria dei magneti e superconduttività applicata M

Tesi di Laurea di:
LUCA SOLDATI

Relatore:
Prof. Ing.
MARCO BRESCHI

Correlatori:
Prof. Ing.
PIER LUIGI RIBANI

Dott.
ARIEL HAZIOT

SESSIONE III

ANNO ACCADEMICO 2020–2021



PAROLE CHIAVE

CERN

CNAO

Superconduttività

GaToroid

Quench

Sommario

L'adroterapia è una tecnica all'avanguardia per il trattamento di alcuni tipi di neoplasie particolarmente resistenti alle tecniche tradizionali. Nel prossimo decennio è previsto un grande sviluppo di centri medici specializzati e strutture di ricerca che ne farà uso. Uno degli ostacoli più grandi alla diffusione dell'uso di particelle cariche pesanti in questo settore scientifico, è la necessità di complesse e costose strutture acceleranti e linee di trasferimento rotanti, i cosiddetti *Gantries*, con i quali focalizzare i fasci di particelle sul paziente. *GaToroid* [26] è un nuovo prototipo di *Gantry* a geometria toroidale fissa, in grado di fornire la dose ad angoli discreti in tutto il range di energie di trattamento, ma con una configurazione stazionaria. La corrente ed il campo magnetico stazionari sono caratteristiche interessanti che implicano soluzioni semplificate rispetto a stabilità, alimentazione, meccanica e raffreddamento, nonché, riguardo alla prospettiva clinica, una rapida variazione di energia del fascio ed angolo di trattamento. Una prima geometria dell'avvolgimento è stata ottenuta, e si sta ora procedendo ai dettagli della progettazione ingegneristica. È stato presentato il design di un avvolgimento dimostrativo in scala ridotta [27], con la finalità di testare il sistema di avvolgimento e la struttura meccanica della bobina. In questo elaborato si è eseguito uno studio di stabilità sull'avvolgimento dimostrativo, analizzando il comportamento del conduttore superconduttivo in diverse condizioni operative. La modellizzazione e le simulazioni sono state effettuate con il software CryoSoft THEA [28].

Indice

Introduzione	1
1 Organizzazione europea per la ricerca nucleare	3
1.1 CERN's Knowledge Transfer	4
2 Oncologia	5
2.1 Radioterapia	6
2.2 Perché l'Adroterapia?	7
2.3 Un Gantry che non ruota	11
2.4 Interazioni fra radiazioni e materia cellulare	14
2.5 Breve cronistoria delle macchine acceleratrici	15
3 Superconduttività	21
3.1 Breve storia della superconduttività	21
3.2 Proprietà macroscopiche	23
3.3 Parametri critici	29
3.3.1 Frequenza critica	29
3.3.2 Campo magnetico critico	30
3.3.3 Corrente critica	30
3.3.4 Superficie critica	31
3.3.5 Bottura <i>fit</i>	31
3.4 Superconduttori di tipo-II	33
3.4.1 Niobio-Titanio	37
3.5 Stabilità	38
3.5.1 Minima zona di propagazione del <i>Quench</i>	41
3.5.2 Punti caldi (<i>hot spots</i>)	42
3.5.3 Propagazione della zona normale in condizioni adiabatiche	45
4 Il progetto <i>GaToroid</i>	47
4.1 Design geometrico	47

4.1.1	Toroide principale	49
4.2	Avvolgimento dimostrativo	51
4.3	Caratteristiche del conduttore	52
5	Analisi numerica	57
5.1	Calcoli preliminari	57
5.1.1	Approssimazione della superficie critica del materiale	57
5.1.2	Costanti termiche di propagazione del calore	58
5.1.3	Entalpia specifica	64
5.1.4	Calcolo della velocità di propagazione del <i>quench</i>	66
5.1.5	Calcolo della minima zona di propagazione	66
5.2	Modello THEA	66
5.2.1	Soluzioni <i>PDE</i>	67
5.2.2	Condizioni al contorno	67
5.2.3	<i>Meshing</i> ed integrazione spazio-temporale	68
5.3	Minima energia di <i>quench</i>	68
5.3.1	Zona riscaldata di 10 cm (MPZ)	70
5.3.2	Zona riscaldata di 1 m	74
5.4	Risultati	78
5.4.1	<i>MQE</i>	79
5.4.2	Velocità di propagazione della zona normale	79
5.4.3	Tempo di rilevazione del <i>quench</i>	83
5.4.4	Simulazioni a 1.3 T	85
5.4.5	Simulazioni a 0.5 T	85
5.4.6	Considerazioni sui risultati ottenuti	85
	Conclusioni	91
	Appendice	93
	Elenco Figure	101
	Bibliografia	103

Introduzione

Il cancro è il "male" del secolo.

Lo è stato nel '900, quando sull'onda del positivismo scientifico si pensava di poterlo debellare come le grandi malattie infettive del passato, e lo è ancora nel 2020, anche se, i progressi nella prevenzione e nelle cure, ci permettono oggi di guarire da tumori un tempo incurabili.

Si tende a pensare che il cancro sia una malattia "moderna", frutto marciò della società industrializzata, ma è, in realtà, un male antico, che da sempre ci ha accompagnato, profondamente legato al nostro ciclo evolutivo. Ciò che è cambiato, nel tempo, è l'interesse scientifico rivoltogli e la qualità degli studi pubblicati su di esso. I dati raccolti, che sorprendono in negativo, dicono che ad oggi il cancro colpisce circa il 30% della popolazione ed è una delle maggiori cause di decessi con quasi 20 milioni di casi diagnosticati nel 2019, numero destinato purtroppo ad aumentare a causa dell'aumento dell'aspettativa di vita e all'incremento della popolazione mondiale nei prossimi anni. Risulta importante per questo concentrare l'attenzione sullo studio di tecniche innovative per trattare i pazienti ed abbassare il tasso di mortalità.

Soprattutto nell'ultimo secolo, sono stati fatti passi da gigante in ambito clinico sui diversi tipi di trattamenti terapeutici utilizzabili. Fra quelli a potenziale applicativo maggiore che stanno riscontrando ottimo risultati nei trattamenti su tumori particolarmente resistenti ad altre tecniche, c'è l'adroterapia. La terapia adronica è una tecnica avanzata di radioterapia che utilizza fasci di protoni o di ioni per fornire un trattamento di precisione dei tumori, risparmiando tessuti sani circostanti e radiazioni indesiderate. La precisione intrinseca di questa tecnica la rende particolarmente adatta per il trattamento di tumori nei bambini o in prossimità di organi a rischio. Inoltre utilizzando *Gantry* rotanti (così si chiamano le grandi installazioni, utilizzate in adroterapia) spostando i fasci di particelle intorno al paziente, i medici possono irradiare i tumori da diverse angolazioni, risparmiando ancora di più il tessuto sano circostante. L'enorme dimensione degli impianti odierni, il problema delle grandi masse rotanti in movimento, unito alla mancanza di soluzioni standard praticabili, pone però vincoli importanti sulle future

installazioni per terapia adronica.

Consapevole di questi problemi, l'ingegnere e dirigente della divisione magneti del CERN Luca Bottura ha ideato un nuovo ed innovativo design basato su una geometria toroidale del magnete, il GaToroid, che piega i fasci di particelle usati nel trattamento, senza la necessità di far ruotare la struttura. Il sistema magnetico comprende una serie di bobine superconduttive che costituiscono il magnete toroidale ed un dispositivo di curvatura all'ingresso delle struttura per dirigere il fascio con l'angolo desiderato. Grazie all'utilizzo di materiali superconduttori si riesce a proporre una alternativa che riduce notevolmente i pesi e gli ingombri rispetto alle soluzioni tradizionali.

Nel punto di forza fondamentale del progetto, che conferisce al sistema finale le caratteristiche di compattezza e riduzione degli ingombri, risiede però anche il problema ingegneristico principale: i magneti superconduttori, se da un lato presentano eccezionali proprietà elettromagnetiche, dall'altro sono soggetti a instabilità causata dalle perdite energetiche. Tali perdite, imprescindibili e fondamentalmente legate al fenomeno microscopico della superconduttività, sono inevitabili nel momento in cui la macchina viene messa in esercizio.

Questo elaborato ha lo scopo di analizzare, una volta definito il design del sistema magnetico, quali siano i parametri che influenzano maggiormente la stabilità dei magneti, attraverso una serie di simulazioni eseguite con il programma Cryosoft THEA. Effettuando un numero ragionevole di simulazioni è possibile stabilire in quali condizioni il magnete risulta mantenere le proprietà superconduttive oppure transisce irrimediabilmente in stato normale, divenendo, di fatto, inutilizzabile (vedi *quench* [18]).

Lo studio effettuato è eseguito in collaborazione con il CERN (Knowledge Transfer group) di Ginevra, ed è patrocinato dall' Istituto CNAO di Pavia, che rappresenta uno degli sponsor del progetto, unico in Italia a concentrare gli sforzi sulla terapia adronica.

Capitolo 1

Organizzazione europea per la ricerca nucleare

“Physicists and engineers at CERN use the world’s largest and most complex scientific instruments to study the basic constituents of matter – fundamental particles. Subatomic particles are made to collide together at close to the speed of light. The process gives us clues about how the particles interact, and provides insights into the fundamental laws of nature. We want to advance the boundaries of human knowledge by delving into the smallest building blocks of our universe.” [19].

Fondato a Ginevra nel 1954 il laboratorio del CERN, in francese *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, è ad oggi uno dei più grandi e rispettati centri di ricerca scientifica al mondo. Fu una delle prime *joint venture* Europee, oggi conta 23 stati membri e collaborazioni con quasi tutti gli stati del mondo.

L’idea alla base dell’istituzione del centro, già nella mente del fisico francese Louis De Broglie, era che divenisse un luogo che potesse riunire le migliori menti di tutta Europa, per svolgere ricerche fondamentali di fisica sperimentale e teorica, cercando di fermare la cosiddetta "fuga dei cervelli" dall’Europa agli Stati Uniti, che caratterizzò gli anni della guerra. L’organizzazione incentivava la collaborazione tra gli stati europei nella ricerca della fisica delle particelle, approfondendo la conoscenza della fisica fondamentale, per scoprire i segreti della natura e dell’universo. L’ambiente offerto è fortemente internazionale, un crocevia, luogo di incontro fra culture diverse, dove persone, menti brillanti da ogni parte del mondo, si incontrano, discutono, collaborano, falliscono e raggiungono strabilianti risultati insieme, come la scoperta del *bosone di Higgs* o la dimostrazione dell’esistenza dei *penta-quarks*.

Il CERN è un laboratorio di pace ¹, dove l'impegno e la passione rompono le barriere culturali, religiose e linguistiche, un virtuoso esempio di collaborazione internazionale che ha come unico scopo la contribuzione al progresso scientifico.

1.1 CERN's Knowledge Transfer

"Places like CERN contribute to the kind of knowledge that not only enriches humanity, but also provides the wellspring of ideas that become the technologies of the future."

- Fabiola Gianotti, *Director-General of CERN*

Lo scopo principale del *Knowledge Transfer group* del CERN è supportare l'applicazione della tecnologia del CERN, le competenze e le conoscenze dei suoi ricercatori in molti settori scientifici disciplinari diversi. Le persone che lavorano al CERN possiedono un *know how* e una conoscenza unici. Esperienza e competenza sono focalizzati in tre campi tecnici: acceleratori, rilevatori e grandi calcolatori per l'elaborazione di dati. Dietro questi pilastri della tecnologia, ci sono un gran numero di aree di competenza: dalla criogenia al vuoto ultra-alto, dal tracciamento e monitoraggio dei fasci di particelle alla superconduttività applicata e molto altro ancora. Queste tecnologie e le competenze umane ad esse associate hanno il potenziale di tradursi in un impatto positivo su svariati campi industriali e sulla società in generale ². Il CERN non è soltanto un centro di ricerca in cui si fa della "buona scienza", ma un incubatore per idee rivoluzionarie che possono avere un grande impatto per il miglioramento della qualità di vita dell'umanità.

¹è stato fondato meno di dieci anni dopo la costruzione della bomba atomica.

²come è già, peraltro, successo con la nascita del World Wide Web.

Capitolo 2

Oncologia

Una neoplasia (dal greco *nèos*, «nuovo», e *plásis*, «formazione») o tumore, indica in patologia *«una massa di tessuto che cresce in eccesso ed in modo scoordinato rispetto ai tessuti normali, e che persiste in questo stato dopo la cessazione degli stimoli che hanno indotto il processo»*, secondo la definizione coniata dall'oncologo Rupert Allan Willis, accettata ormai a livello internazionale. La crescita accelerata, incontrollata e scoordinata di un gruppo di cellule è determinata da alterazioni del proprio patrimonio genetico ed è alla base di una vasta gamma di malattie che possono essere classificate, fra i diversi modi, in base al decorso clinico previsto: i tumori benigni, non cancerosi, e i tumori maligni, cancerosi e aggressivi, comunemente noti come *cancro*. Le neoplasie maligne hanno la capacità di invadere le strutture adiacenti e la capacità di diffondersi ad altri organi attraverso il sistema linfatico e l'apparato cardiovascolare. Ad oggi, la forma di cancro più frequente è il carcinoma, una classe di tumori maligni che sorgono nelle cellule epiteliali della pelle, nel tratto gastrointestinale e in altri organi interni. La branca di medicina che si prefigge di studiare le neoplasie sotto l'aspetto patogenetico, terapeutico e diagnostico è l'oncologia.

La nascita dell'oncologia ha origini antiche: così come il cancro è da sempre strettamente legato alla storia umana, fin dall'antichità vi sono stati medici e scienziati interessati allo studio del trattamento e dell'eziologia delle neoplasie. La vera svolta però si ha a partire dal *Rinascimento*, con i frutti della *rivoluzione scientifica*, e ancora successivamente durante l'*Ottocento* con l'introduzione di una visione sperimentale della medicina, tramite la quale anche l'oncologia si dirige verso lo *sperimentalismo*. Si arriva così, a piccoli passi, a capire che per indagare la misteriosa eziopatologia della cellula tumorale è necessario uno studio della stessa da un punto di vista istologico e fisiologico. Da questo momento in poi numerosi medici e ricercatori iniziano a studiare il cancro da prospettive diverse cercando di dar vita a teorie

sull'origine e lo sviluppo delle neoplasie.

In modo parallelo si sviluppano varie e differenti terapie mediche per il trattamento dei tumori, così che all'inizio del Novecento, si possono contare:

- la chirurgia oncologica, opzione principale nella maggior parte dei tumori solidi, che consiste nell'asportazione del volume canceroso.
- la chemioterapia, utilizza farmaci citotossici, ovvero tossici per le cellule, in quanto bloccano la divisione delle cellule in rapida replicazione, senza distinguere fra cellule sane e malate. Per questo le chemioterapie hanno effetti collaterali su tutti i tessuti a rapido scambio, come le mucose, i capelli e il sangue.
- la radioterapia, un trattamento che ha lo scopo di ridurre il volume effettivo della zona tumorale, utilizzando alte dosi di radiazioni ionizzanti per danneggiare il DNA delle cellule cancerose. Mentre le cellule sane dei tessuti corporei dispongono di meccanismi efficienti atti a riparare i danni provocati al loro DNA, questo non può dirsi anche per le cellule neoplastiche, per le quali un danno provocato da radiazioni ad alta energia, può essere più facilmente letale.

2.1 Radioterapia

La *radioterapia* in ambito oncologico, nasce nel 1895 con la scoperta dei raggi X ad opera del fisico tedesco Wilhelm Conrad Röntgen. L'utilizzo della radioterapia come trattamento è cominciato a crescere nei primi decenni del '900, sicuramente aiutato dal lavoro pionieristico svolto dalla chimica polacca Marie Curie, che scoprì la radioattività del radio nel 1898 [1], iniziando una nuova era nel trattamento medico e nella ricerca. Una delle prime applicazioni documentate è rappresentata dal trattamento, nel 1896, ad una donna affetta da carcinoma ricorrente al seno ad opera del medico Emil Herman Grubbe presso l'Hahnemann Medical College di Chicago [2]. In principio si pensava che piccole dosi di radiazioni non causassero nessun danno ai tessuti sani dei pazienti quindi l'utilizzo della radioterapia risultò massiccio, anche a scopo battericida contro bacilli particolarmente resistenti, fino a quando fu reso noto che la sopportazione fisica dell'uomo alle dosi di radiazioni emesse dal radio era decisamente minore rispetto a quello che si credeva. Dal quel momento la tecnologia radioterapica è utilizzata esclusivamente per il trattamento di neoplasie ed è sottoposto a rigide norme di radioprotezione.

Ad oggi la radioterapia rappresenta una tecnica ormai consolidata e di comprovata efficacia, in utilizzo da quasi 100 anni. Le controindicazioni sono rappresentate perlopiù dall'utilizzo stesso delle radiazioni ionizzanti, e da

ricercare nella possibilità, neppure troppo remota, dell'insorgenza di tumori secondari successivi al trattamento. La terapia curativa basa il suo principio sul deterioramento delle cellule tumorali ad opera di fasci di particelle ad alta energia: i fotoni dei raggi X colpiscono gli elettroni dei tessuti malati, mettendoli in movimento e causando la ionizzazione degli atomi delle molecole di DNA nelle cellule che incontrano, disinnescando così il funzionamento dei loro geni. Il processo è facilitato dalle cellule malate che, non possedendo meccanismi efficienti atti a riparare le lesioni provocate, subiscono più facilmente danni letali, portando alla morte cellulare della zona colpita. Il sistema immunitario procede poi all'eliminazione delle cellule tumorali morte.

La radioterapia convenzionale utilizza acceleratori lineari, usati per irradiare elettroni e fotoni, bosoni vettori elementari di massa nulla.

E allora sorge una domanda spontanea: se la radioterapia ha un così efficace e comprovato utilizzo nel trattamento delle neoplasie, perchè l'adroterapia?

2.2 Perchè l'Adroterapia?

L'Adroterapia è una forma di radioterapia a fasci esterni che utilizza fasci di neutroni energetici, protoni o ioni positivi pesanti¹ per il trattamento di carcinomi maligni.

La grande differenza fra le tue tecniche, a parte l'evidente utilizzo di particelle elementari di natura differente, è rappresentato dalla diversa deposizione di energia che le particelle rilasciano attraversando la materia. Questo fenomeno fisico è stato descritto per la prima volta dal fisico William Henry Bragg che ne osservò gli effetti nel 1903 descrivendo così la curva omonima [3], che raffigura la perdita di energia delle radiazioni ionizzanti durante il percorso attraverso la materia. Quando una particella si muove nella materia, ionizza gli atomi del materiale e deposita una dose di radiazioni lungo il suo cammino. Ciò che distingue e fa preferire le particelle massive rispetto alle controparti bosoniche è l'osservazione del fenomeno fisico noto come picco di Bragg, visibile in Figura 2.1. Il picco accade perchè la sezione d'urto del fascio di particelle incidenti, aumenta al diminuire dell'energia delle particelle cariche. Protoni e ione hanno inizialmente una elevata velocità e quindi la probabilità che interagiscano con il tessuto è bassa. L'energia persa è inversamente proporzionale al quadrato della velocità, il che spiega perchè il picco si misura subito prima dell'arresto della particella. Si osservi

¹tutte particelle composte da quark o da quark ed antiquark, legati dalla forza nucleare forte, e quindi dotati di massa

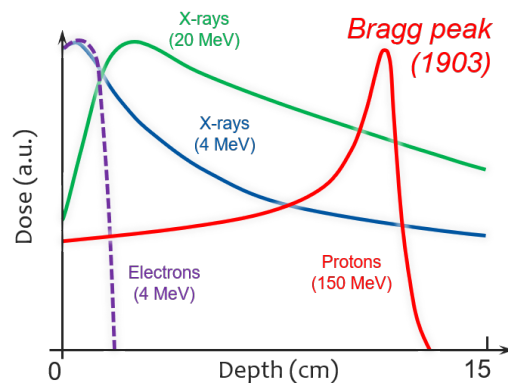


Figura 2.1: La curva di Bragg di alfa a 5,49 MeV nell'aria ha il suo picco a destra ed è asimmetrica sulla sinistra, a differenza di un fascio di raggi X

come invece l'andamento della radiazione depositata dagli elettroni energetici sia completamente differente, con un andamento ascrivibile ad una curva esponenziale. La profondità di penetrazione del picco di Bragg dipende dalla tipologia di particella considerata e dalla loro energia. Il tipico range di energie per raggiungere tumori in profondità nei tessuti umani va da 50 a 250 MeV per i protoni e dai 100 ai 500 MeV per gli ioni carbonio; si osservi come gli effetti di fasci di particelle a differenti energie possano essere sovrapposti per depositare dosi di radiazioni limitate e trattare neoplasie fino ad una precisa profondità (15-20 cm). Il contributo complessivo sovrapposto dei diversi fasci di particelle porterà a depositare una elevata dose di radiazioni in prossimità della zona cancerosa risparmiando però le zone sane che la precedono. Modellando opportunamente i parametri è possibile ottenere un plateau nella curva dose-profondità detto SOBP (*Spread-out Bragg Peak*). Sul piano clinico è possibile ottenere diversi vantaggi derivanti dalla presenza del SOBP, si può incrementare la dose somministrata portando una maggiore probabilità di controllo locale del tumore aumentando statisticamente le guarigioni e la percentuale di sopravvivenza. Vi è in questo senso uno sforzo, di tipo tecnico, nel ricercare il giusto design del sistema magnetico, che possa fornire un trattamento stereotassico della zona tumorale, dove una singola frazione ad alta dose è indirizzata nella regione di interesse.

Lo stato dell'arte, ad oggi, offre due possibili soluzioni. La prima consiste nel trattare il paziente mediante due assi giustapposti ed in quadratura, unendo i due fasci, prodotti da due differenti sincrotroni, direttamente sul punto focale, zona interessata al trattamento, come l'Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba (JA), e il sincrotrone presente al Centro Nazionale di

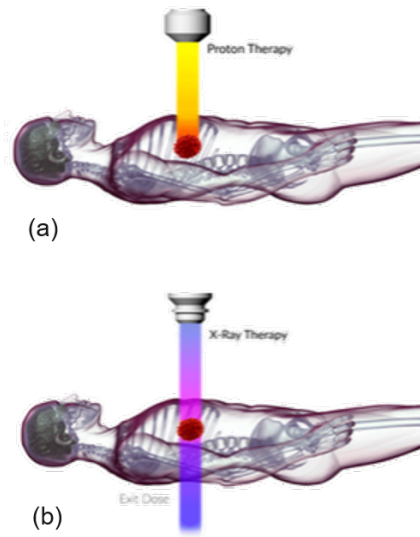


Figura 2.2: Il controllo dell'energia dei fasci di particelle permette, utilizzando protoni o ioni carbonio, di limitare gli effetti del trattamento alle zone interessate (a)

Adroterapia Oncologica di Pavia, visibile in Figura 2.3).

Il secondo permette invece di trattare la zona interessata da più angoli di applicazione possibili, seppure necessiti di una singola stanza per il posizionamento della struttura rotante, che prende il nome di "Gantry", di diverse tonnellate, da cui ne consegue una implicita e notevole complessità costruttiva (*The "Heidelberg" Gantry*, Germania, Figura 2.5, o la *facility "ProteusONE"* della IBA, Figura 2.4). Il potenziale di queste ultime è notevole: è possibile, infatti, concentrare l'effetto dei fasci ionici in modo coenergico attraverso le componenti dei fasci ad energia e direzioni diverse, minimizzando, contemporaneamente, l'effetto dannoso sul tessuto sano circostante.

Ma è evidente che tutto questo ha un prezzo: ci si scontra a livello costruttivo e di gestione del sistema con le leggi della fisica: si stanno considerando sistemi rotanti che rappresentano da soli circa la metà dell'ingombro dell'intera installazione. I Gantry sono strutture massicce per diversi motivi. Necessitano di grandi spazi per il campo di piegatura integrale richiesto, limitato dalle performance dei comuni elettromagneti resistivi², considerando poi i criteri di stabilità e precisione richiesti per i trattamenti (1 mm), data la presenza di decine di tonnellate in rotazione, le leggi della statica ci portano ad aumentare in termini di massa ed ingombri la struttura di contenimento

²che non utilizzano tecnologia superconduttiva



Figura 2.3: Sala di trattamento presente alla fondazione CNAO di Pavia (IT)



Figura 2.4: "ProteusONE proton therapy machine", IBA (JA)



Figura 2.5: Il Gantry rotante nell'installazione di Heidelberg in Germania

in cui è installato il sistema.

I Gantry rotanti hanno evidentemente un potenziale applicativo notevole, ma la tecnologia seppur matura, e realizzabile, porta con se intrinseche problematiche in termini di costi, ingombri, complessità costruttive e di gestione.

Proprio in questo punto si inserisce l'idea serendipica di Luca Bottura.

2.3 Un Gantry che non ruota

La scoperta della superconduttività all'inizio del secolo scorso ha catapultato la società industrializzata del ventesimo secolo in una nuova era: si avanzava l'ipotesi, neppure troppo remota, di poter trasmettere energia elettrica senza perdite: la corrente elettrica scorre in metalli conduttori dove la resistenza è sotto a valori misurabili. Questo fenomeno trova uno spunto applicativo proprio nella terapia adronica. L'utilizzo di materiali superconduttori permette di aumentare il campo di flessione in questi magneti di grande diametro, e, a parità di campo prodotto, di realizzare magneti più compatti, con un peso inferiore e con una efficienza migliore delle controparti resistive. Ma l'idea di Luca Bottura è ancora più ambiziosa: perchè non ideare una configura-

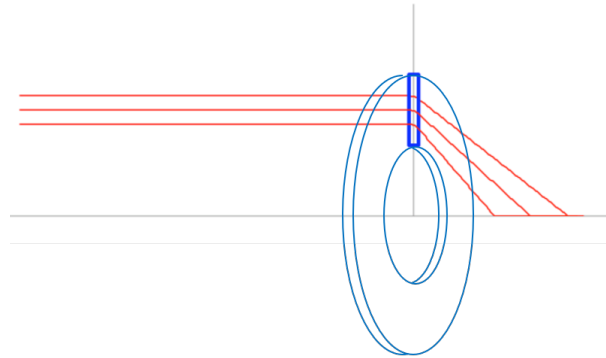


Figura 2.6: Effetto diffusivo prodotto da un campo toroidale di spessore infinitesimo

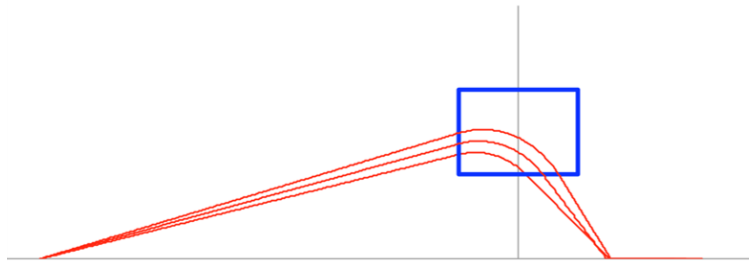


Figura 2.7: Il fascio di particelle incidente con angolo diverso da zero su un campo toroidale si spessore finito, viene concentrato nel punto focale

zione magnetica che non abbia bisogno di essere ruotata nè aumentata per focalizzare i fasci di particelle sul paziente?

Il design ingegnoso del nuovo sistema, che prende il nome di *GaTo-roid* (unione delle parole *Gantry* e toroide), è costituito da due elementi fondamentali (visibili in Figura 2.8):

- un elettromagnete "vettore" o *X-Y kicker*, con capacità di commutazione rapida per adattarsi al cambio di direzione imposto ed inseguire le variazioni energetiche dei fasci.
- Un elettromagnete toroidale operante in regime statico che consente ai fasci, incidenti da diverse angolazioni ed a diverse energie, di essere collimati nel punto focale. Sarebbe infatti dimostrabile che un campo toroidale di lunghezza finita ha un effetto focalizzante su un fascio di particelle monocromatico.

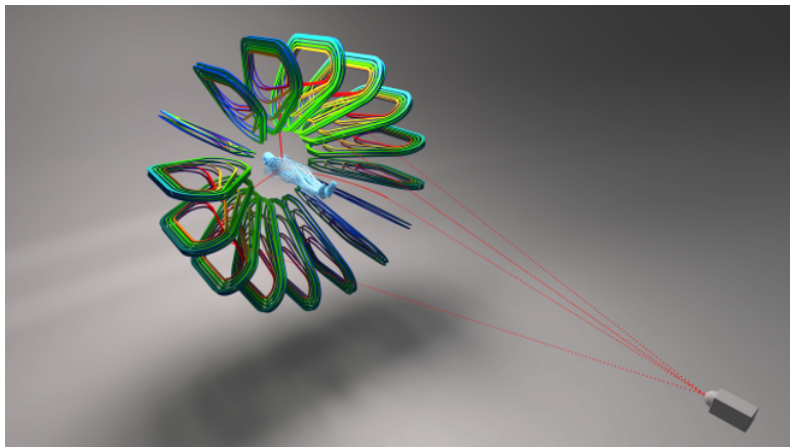


Figura 2.8: Design magnetico del Gantry "GaToroid"

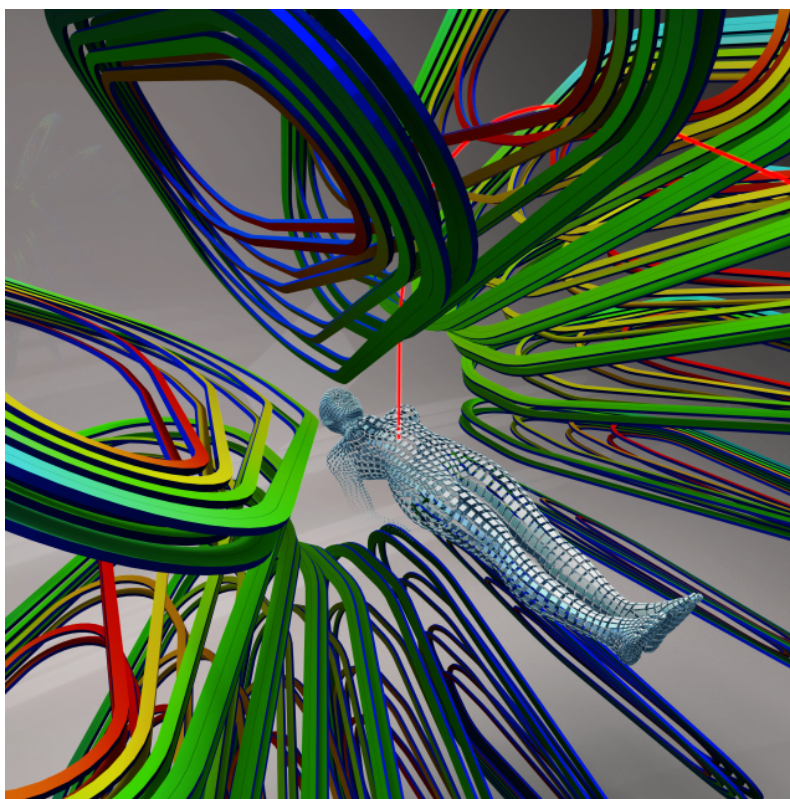


Figura 2.9: Particolare dell'area di trattamento di GaToroid

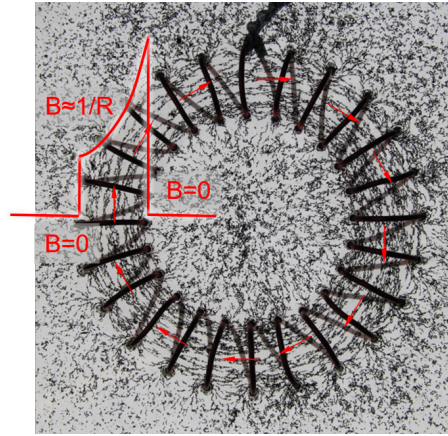


Figura 2.10: Campo magnetico prodotto da un toroide reale, visibile utilizzando della polvere ferromagnetica. Si evidenzia l'andamento inversamente proporzionale allontanandosi dal raggio interno del toro

E' così possibile focalizzare i fasci su un punto scegliendo l'angolo iniziale del fascio beneficiando dell'effetto BdL. La commutazione è rapida fra i diversi angoli di intervento rispetto alla tecnologia tradizionale, evitando inoltre la presenza di grandi masse rotanti. Un solenoide conduttore avvolto a formare un toroide ideale, genera al suo interno un campo che rispetta la legge

$$B_{\theta} = \frac{\mu_0 N I}{2\pi r} \quad (2.1)$$

ed è visualizzato in Figura 2.6. Viene utilizzato un "grading" degli avvolgimenti interni per rendere il campo interno al toroide il più possibile costante ed indipendente dalla coordinata radiale.

2.4 Interazioni fra radiazioni e materia cellulare

Le radiazioni possono essere di due tipologie:

- *Direttamente ionizzanti*: particelle cariche che cedono la loro energia cinetica alla materia tramite processi di interazione elementare ed elettromagnetica. Gli atomi o le molecole colpiti ionizzano³ o vengono eccitati a livelli energetici superiori e si liberano degli elettroni ad alta velocità che bersagliano il DNA. L'interazione danneggia la doppia elica che risulta incapace di ripararsi o duplicarsi.

³le cariche positive costituenti il nucleo si separano dagli elettroni negli orbitali

- *Indirettamente ionizzanti*: avviene un primo scontro fra le particelle neutre o i fotoni che compongono i fasci con delle particelle secondarie, saranno poi le seconde, in un effetto a catena, a ionizzare la materia dopo averla colpita ed eccitata. Le particelle che compongono i fasci, bersagliano le molecole d'acqua presente nella massa magra del materiale cellulare (il corpo umano è costituito dal 55% al 75% del peso corporeo in acqua) e produce radicali liberi $\text{OH}^\cdot$ che sono reattivi e aumentano le probabilità di danneggiare in modo permanente il DNA.

Si osserva poi un effetto differente sulla zona bersaglio in base alla tipologia di particella considerata. Gli ioni più pesanti agiscono in maniera diretta sul DNA, rendendo possibile la riduzione del tempo di trattamento. Di contro provocano l'assenza di riparazione cellulare, che potrebbe evolvere in recidive sui tessuti sani. Le particelle pesanti poi tendono a frammentarsi in ioni più leggeri che muovendosi più facilmente, cedono alle cellule una dose maggiore di quella di picco, portando al danneggiamento del tessuto circostante.

L'efficacia del danneggiamento prodotto alle eliche del DNA dipende infine dalla fase del ciclo cellulare durante il quale viene attuato il trattamento. Mitosi, fase G1, sintesi e fase G2 sono le quattro fasi che compongono il ciclo. La sintesi produce una maggior resistenza alle radiazioni, mentre durante mitosi e fase 2 si ha maggior sensibilità delle cellule neoplastiche e il danneggiamento risulta più efficace.

2.5 Breve cronistoria delle macchine acceleratrici

Un acceleratore di particelle è una macchina che deve essere in grado di produrre fasci di ioni o particelle subatomiche aumentandone la velocità fino ad energie elevate, consone al tipo di applicazione desiderata. Le tecnologie utilizzate per accelerare fasci di particelle sono basate sull'uso congiunto di campi elettrici e magnetici, dove i primi servono a fornire l'energia necessaria ai fasci carichi accelerandoli, mentre i secondi servono a curvarne la traiettoria sfruttando il principio della Forza di Lorentz o a correggere dispersioni spaziali dei fasci accelerati. I primi utilizzi industriali di questo genere di macchine si vede negli anni '30 dello scorso secolo quando Robert Van de Graff ideò un acceleratore elettrostatico che sfruttava campi elettrici statici tramite l'applicazione di una differenza di potenziale utilizzando un grosso elettrodo terminale [6]. Si arrivò però ben presto alla necessità di raggiungere energie, e quindi velocità, più elevate: l'evoluzione della tecnologia portò ad utilizzare campi elettrici alternati, così da superare il limite dato da un

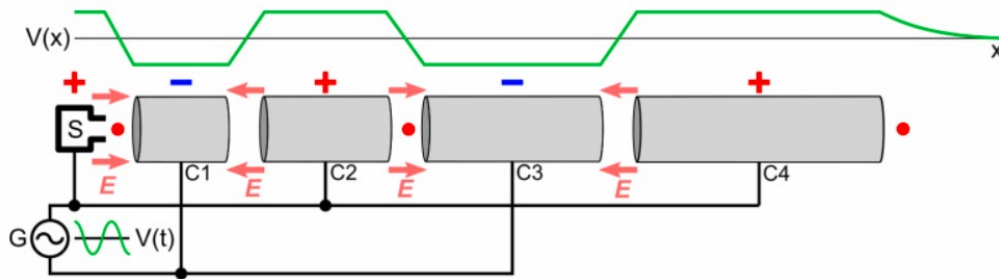


Figura 2.11: La particella è emessa dalla sorgente e accelerata da un primo stadio C1

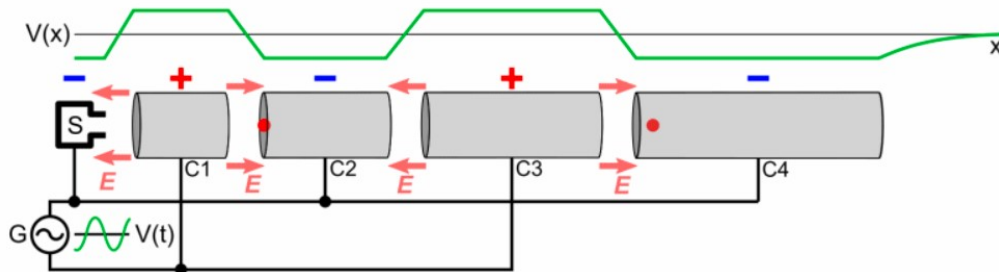


Figura 2.12: La particella, superato il primo stadio, è accelerata nuovamente in quello successivo, C2, dalla semionda di tensione discendente

unico stadio di accelerazione. L'installazione è costituita da più stadi cilindrici coassiali disposti in linea retta, che impongono impulsi molteplici alle particelle portandole ad acquisire energie elevate e prende il nome di *linac* (da *Linear Accelerator*). Anche in questo caso, però, in pochi anni si è raggiunto il limite di sfruttamento per questa tecnologia, si necessitava di una nuova soluzione che consentisse di raggiungere velocità, ed energie, ancora più elevate. Nel 1932 il fisico statunitense Ernest Orlando Lawrence progetta una macchina circolare, che tramite l'utilizzo di corrente alternata ad alta frequenza ed un campo magnetico perpendicolare, consente di raggiungere energie che fino a qualche anno prima risultavano impensabili [7]. Il principio di funzionamento fisico è quello della risonanza ionica ciclotronica: le particelle sono accelerate da un campo elettrico di appropriata frequenza e muovendosi all'interno di un campo magnetico perpendicolare, acquisiscono un moto a spirale. La macchina è composta da una camera a vuoto circolare all'interno della quale sono collocati due elettrodi semicircolari cavi a forma

di D. Gli elettrodi sono posti tra le espansioni polari di un magnete in modo che il campo attraversi il piano su cui essi si trovano parallelamente all'asse degli elettrodi. Quando una particella viene introdotta tangenzialmente alla camera, ortogonalmente al campo magnetico, essa viene deviata e mantenuta su un'orbita circolare per effetto della forza di Lorentz. Nel vuoto la particella è libera di ruotare, ma, perdendo lentamente energia (tutte le cariche elettriche, se accelerate, emettono fotoni, detti di Bremsstrahlung), percorre una traiettoria a spirale fino al centro. Se ora viene applicata una opportuna differenza di potenziale alternata ad alta frequenza tra i due elettrodi, le particelle subiscono un'accelerazione ogni volta che passano nello spazio tra essi. Accelerando, il diametro dell'orbita aumenta, fino a quando il fascio non fuoriesce tangenzialmente dal bordo del dispositivo.

La forza di Lorentz prodotta dal campo magnetico perpendicolare agisce come una forza centripeta che trattiene le particelle in una traiettoria a spirale. L'entità della forza vale

$$\frac{m \cdot v^2}{r} = B \cdot q \cdot v \quad (2.2)$$

dove m è la massa della particella, q è la carica, v è la velocità e r è il raggio della traiettoria. Da cui

$$\frac{v}{r} = \frac{B \cdot q}{m} \quad (2.3)$$

poichè $v/r = w$, con w velocità angolare, si ha:

$$w = \frac{B \cdot q}{m} \quad (2.4)$$

la frequenza di rotazione è correlata alla velocità angolare secondo la relazione

$$f = \frac{w}{2 \cdot \pi} \quad (2.5)$$

da cui, sostituendo w , si ottiene

$$f = \frac{B \cdot q}{2 \cdot m \cdot \pi} \quad (2.6)$$

è evidente dall'equazione 2.6 che la frequenza di rotazione è indipendente dal raggio dell'orbita per una particella di massa costante. Le particelle allargando il raggio della spirale percorsa continuano ad accelerare, percorrendo nello stesso tempo una lunghezza maggiore dell'orbita: la frequenza di rivoluzione non diminuisce. Il fascio di particelle percorre un moto a spirale tra le espansioni polari del magnete finchè non acquisisce l'energia cinetica voluta, quindi la particella viene deflessa tramite un elettrodo ausiliario sulla zona bersaglio da irraggiare. L'utilizzo del ciclotrone permette di accelerare le particelle ad elevate energie, ma la tecnologia presenta diversi limiti:

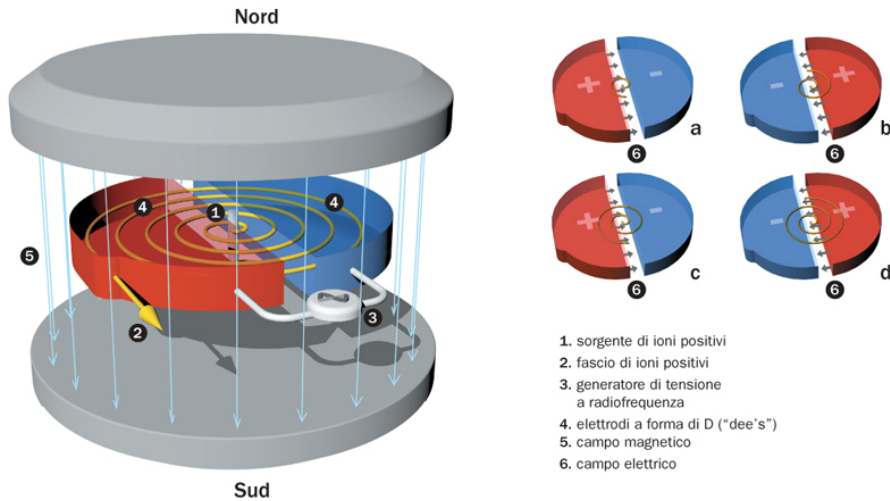


Figura 2.13: Schema di un ciclotrone perfezionato dal fisico Ernest Orlando Lawrence

- L'energia massima raggiungibile presenta un limite superiore data da un fenomeno relativistico: a velocità prossime a quella della luce, la massa della particella aumenta, impiegando sempre più tempo a compiere un giro completo, la frequenza di rivoluzione diminuisce. A causa di questo fenomeno la particella perde il passo con l'oscillatore, portando alla perdita di sincronia fra il campo elettrico e il moto della particella.
- Sono necessari magneti di grandi dimensioni ed elevati campi magnetici per raggiungere gli ordini di grandezza delle energie per adroterapia, aumentano i costi dell'installazione e di funzionamento.
- Il principio di funzionamento del ciclotrone porta all'inevitabile formazione di neutroni, che devono essere contenuti tramite schermature.

Per superare le problematiche di questa soluzione, è stato proposto negli anni '40, dai fisici Vladimir Veksler e Edwin McMillan⁴ un altro tipo di acceleratore che prende il nome di sincrotrone [8] [9]. Campo magnetico e frequenza

⁴è noto infatti che i due siano arrivati alla stessa idea indipendentemente, rispettivamente nel 1944 e nel 1945. McMillan, infatti, non poteva aver letto il *paper* di Veksler, pubblicato un anno prima sulla rivista sovietica "Rapporti dell'Accademia delle scienze dell'URSS", in russo. McMillan venne a conoscenza dell'articolo di Veksler nell'ottobre 1945. I due iniziarono a corrispondere e alla fine divennero amici. Nel 1963 condivisero l'*Atoms for Peace Award* per l'invenzione del sincrotrone.

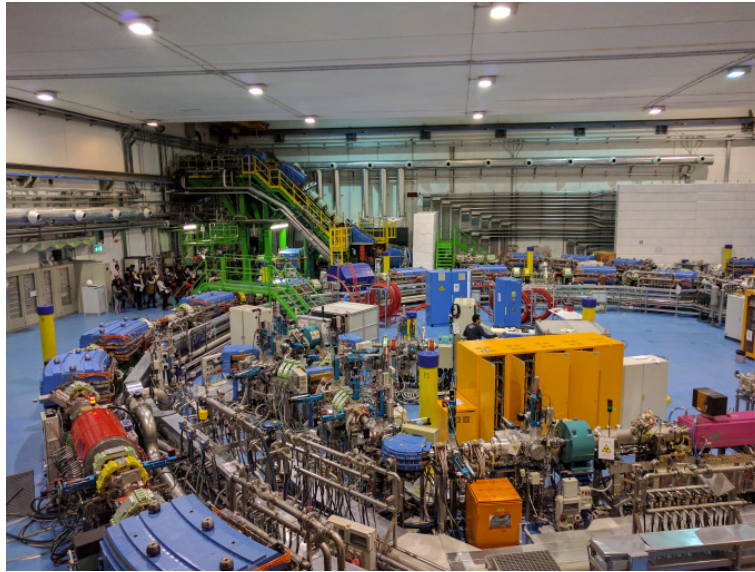


Figura 2.14: Sincrotrone installato alla fondazione CNAO, Pavia. Si possono notare i segmenti che compongono le diverse parti dell'installazione.

dell'oscillatore non presentano più valori costanti, ma variabili nel tempo. Il sincrotrone è infatti caratterizzato dall'imposizione di fasci pulsati ad energia variabile, le particelle acquisiscono una traiettoria circolare, non più a spirale, di raggio costante. L'installazione ha forma toroidale ed è composta da un anello di forma circolare lungo cui sono disposte delle cavità, necessarie per accelerare i fasci di particelle ad ogni rivoluzione, fino alla velocità desiderata. Ci sono poi segmenti definiti bipoli, elettromagneti necessari a imporre la traiettoria circolare, e i quadrupoli, magneti fondamentali alla focalizzazione, senza i quali i fasci verrebbero dispersi in pochi metri. Il limite dell'apparecchiatura è rappresentato dall'impossibilità di accelerare fasci continui, si hanno pacchetti di particelle, detti *bunches* che vengono accelerati uno per volta.

Riguardo ai materiali utilizzati per la costruzione degli elettromagneti, inizialmente si optava obbligatoriamente per design resistivi, che utilizzano materiali convenzionali, producendo campi massimi di circa 2 T. La scoperta della superconduttività nel secolo scorso, e gli studi effettuati su di essa, hanno portato allo sviluppo di magneti con campi che, oggi, vanno oltre i 5 T, permettendo inoltre di ridurre la dimensione ed il peso delle installazioni.

Capitolo 3

Superconduttività

3.1 Breve storia della superconduttività

Il primo incontro ravvicinato con la superconduttività avvenne, come tutte le più grandi scoperte della fisica, in modo fortuito nel 1911, in seguito alle ricerche effettuate dal fisico olandese Heike Kamerlingh Onnes. Il 10 luglio del 1908 Onnes, professore di fisica sperimentale all'Università di Leiden, riuscì, dopo tentativi durati alcuni anni, a produrre elio liquido, raggiungendo la temperatura di 4.2 K. Dopo tre anni, si trova annotato fra i suoi appunti *"Kwik nagenoeg nul"* : Mercurio praticamente zero [10]. Misurando la resistività del metallo a temperature vicino allo zero assoluto, osservò che *"Il mercurio è passato ad un nuovo stato, che considerando le sue straordinarie proprietà elettriche, può essere chiamato stato superconduttivo"* caratterizzato da una resistività che scende al di sotto di valori misurabili (resistività $< 10^{-5} \Omega$ a 4.2 K, corrispondente ad una resistività ρ inferiore a $10^{-23} \Omega cm$, Figura 3.1). Questa transizione avviene al di sotto di una certa temperatura critica T_c , diversa per ogni materiale. Ci si rese conto immediatamente dell'importanza scientifica e commerciale della scoperta. Tuttavia il tentativo di realizzare un avvolgimento superconduttivo, si rileva un fallimento: in presenza di elevate correnti o campi magnetici esterni impressi, i metalli tornavano allo stato normale. L'annullamento della resistenza del provino al di sotto di una certa temperatura viene, comunque, fin da subito considerato come un fenomeno profondamente raro e affascinante. 100 anni di studi e ricerche sull'argomento, ad opera di numerosi fisici, chimici ed ingegneri, hanno invece evidenziato che il fenomeno è più comune di quanto si pensasse inizialmente: 26 elementi metallici e oltre 1000 leghe e compositi presentano il manifestarsi del comportamento superconduttivo a temperature criogeniche.

Successiva alla prima osservazione del fenomeno, un'altra pietra miliare

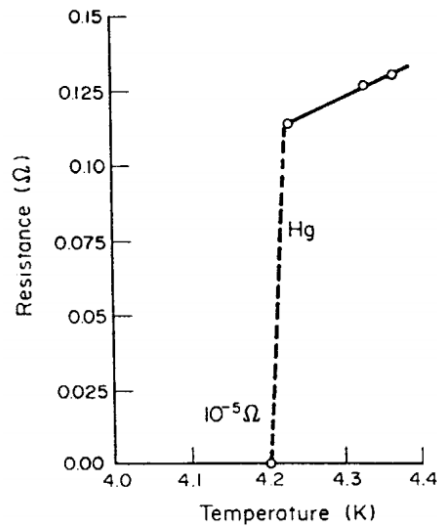


Figura 3.1: Resistività del provino di mercurio, misurata nel famoso esperimento di Honnes, 1911

nello studio della superconduttività venne posizionata nel 1933, quando i fisici Walter Meissner e Robert Ochsenfeld scoprirono una proprietà peculiare della fase superconduttiva, che prenderà il nome di *effetto Meissner*: un materiale in stato superconduttivo espelle le linee del campo magnetico dal suo interno, divenendo, quindi, un materiale diamagnetico perfetto [11]. La prima teoria fenomenologica della superconduttività, capace di dare una spiegazione all'effetto Meissner, sarà sviluppata e pubblicata dai fratelli London nel 1935, e porterà alla formulazione delle omonime equazioni di London [12]. Per una interpretazione microscopica, facente riferimento alla neonata teoria quantistica, dobbiamo invece aspettare il 1957, quando i fisici Bardeen, Cooper e Schrieffer formularono quella che prese il nome di *Teoria BCS* [13], che rappresenta ad oggi, la teoria di riferimento per l'interpretazione microscopica del fenomeno della superconduttività per gli elementi metallici.

Nel 1962 venne commercializzato il primo cavo superconduttore, con un composto niobio-titanio, sviluppato nei laboratori Westinghouse, portando alla costruzione in breve tempo, del primo elettromagnete superconduttore. Nel 1986 a seguito di lunghi studi sulle proprietà elettriche delle perovskiti, i fisici A. Müller e J.G. Bednorz riportano la scoperta della transizione allo stato superconduttivo ad oltre 30 K di un composto cuprato a base di lantanio, il *LaBaCuO* [14]. Solo un anno dopo, sostituendo il lantanio con l'ittrio, si scoprì il composto *YBaCuO*, con un incredibile temperatura di critica di 92 K [15]. Nel 2001 il fenomeno della superconduttività è stato osservato

nel composto diboruro di magnesio MgB_2 [16], che si è dimostrato essere un composto superconduttore funzionale e relativamente economico con una temperatura critica di 35 K.

3.2 Proprietà macroscopiche

E' noto che la resistenza elettrica nei conduttori metallici dipende dalle interazioni degli elettroni di valenza con gli ioni del reticolo cristallino, che vibrano nell'intorno della propria posizione di equilibrio. Il meccanismo di interazione tra elettroni e ioni prevede che in presenza di agitazione termica possano avvenire statisticamente degli urti fra le diverse parti in gioco, nei quali parte dell'energia cinetica posseduta dagli elettroni, viene ceduta al reticolo stesso. Seguendo la teoria classica dell'elettromagnetismo, al diminuire della temperatura, diminuisce la resistività del materiale, a causa della diminuita ampiezza di vibrazione degli ioni costituenti il reticolo, fino all'annullarsi teorico in corrispondenza dello zero assoluto (*morte termica*). Tuttavia a causa dei difetti presenti nel reticolo, la resistenza tende ad un valore superiore al valore ideale, inevitabilmente diverso da zero. Maggiore è il numero dei difetti, maggiore è questo valore limite. La legge di Matthiensen ipotizza la resistività composta da due contributi

$$\rho = \rho_t + \rho_r \quad (3.1)$$

dove ρ_t è la componente termica dovuta alle vibrazioni del reticolo, e ρ_r quella residua dovuta alle impurità nel reticolo. Un metallo cristallino ideale presenterebbe resistività nulla allo zero assoluto, mentre un cristallo reale a 0 K presenta una resistività uguale a ρ_r . In Figura 3.2 è mostrato l'andamento della resistività del rame in funzione della temperatura. Al variare del contenuto di impurezze del reticolo si definiscono diversi andamenti della proprietà del materiale. Il parametro definito RRR (Residual Resistivity Ratio), rapporto tra la resistività del rame a 273 K e a 4 K, fornisce una buona indicazione della purezza del materiale.

I metalli superconduttori presentano tuttavia una caratteristica molto diversa: a temperature criogeniche la loro resistività scende seguendo la legge di Matthiensen fino ad un valore definito *temperatura critica* T_c o di *transizione*, e quindi precipita bruscamente fino a valori non misurabili. La transizione avviene indipendentemente dallo stato di purezza del materiale ed è inoltre una transizione di stato, il calore specifico del materiale infatti, mostra una discontinuità in corrispondenza della temperatura T_c , Figura 3.3. La presenza della resistività nulla non rappresenta, da sola, un metodo per distinguere, in modo biunivoco, il comportamento superconduttivo rispetto a quello di

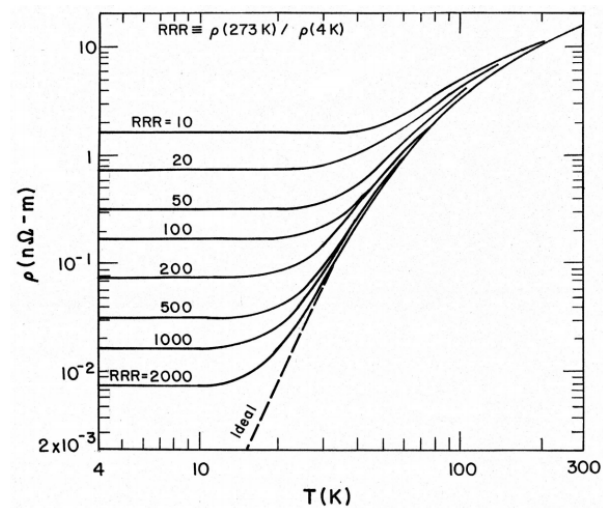


Figura 3.2: Resistività del rame al variare del parametro RRR

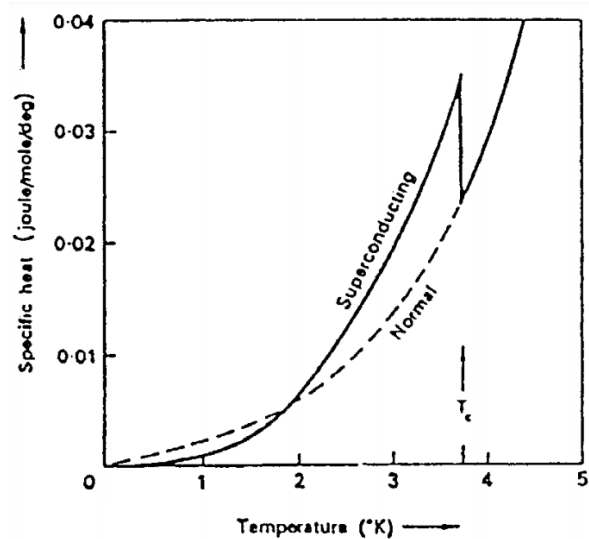


Figura 3.3: Calore specifico dello stagno in funzione della temperatura. Si osserva la presenza di una discontinuità in corrispondenza della temperatura critica.

un conduttore perfetto, visto che anche questi ultimi presentano valori di resistività non misurabili a temperature prossime allo zero assoluto.

La caratteristica macroscopica che ci permette di discernere fra materiali superconduttivi e conduttori perfetti, è il loro comportamento magnetico, diverso dalle predizioni dell'elettrodinamica classica. Infatti, dalla legge di Ohm in forma locale

$$\mathbf{E} = \rho \mathbf{J} \quad (3.2)$$

ne conseguirà che in un corpo di resistività nulla con densità di corrente finita, il campo elettrico dovrà essere nullo. Utilizzando poi la legge di Faraday

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.3)$$

si ottiene che il vettore $\mathbf{B}$ debba essere costante nel tempo all'interno del corpo. Raffreddando un campione di materiale conduttore fino allo zero assoluto ($\rho = 0$) e immergendolo successivamente in un campo magnetico statico, il vettore $\mathbf{B}$ si mantiene nullo all'interno del materiale, Figura 3.4 (a)-(b). Se invece il conduttore è sottoposto prima ad un campo magnetico esterno non nullo, e solo successivamente raffreddato, il vettore $\mathbf{B}$ indotto al suo interno, diverso da zero, dovrà rimanere costante anche dopo la rimozione del campo applicato, Figura 3.4 (e)-(f). Il comportamento magnetico di un conduttore perfetto non dipende quindi solo dalle condizioni esterne, ma anche, e soprattutto, dalla sequenza cronologica con le quali tali condizioni vengono imposte. Analizzando invece il comportamento di un composito superconduttivo, si osserva che il campo induzione $\mathbf{B}$ al suo interno sia nullo indipendentemente dal fatto che il campo esterno venga applicato prima o dopo il raffreddamento del provino sotto alla temperatura critica, Figura 3.5. L'effetto singolare e peculiare dell'espulsione delle linee di campo magnetico esterno distingue un materiale superconduttore da un conduttore normale, e prende il nome di effetto *Meissner*. Esprimendo l'induzione magnetica in funzione di campo magnetico esterno $\mathbf{H}$ e campo magnetizzazione $\mathbf{M}$, otteniamo

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (3.4)$$

l'implicazione è pressochè immediata: se $\mathbf{B} = 0$, il vettore magnetizzazione deve essere uguale ed opposto al vettore campo magnetico. Questo singolare comportamento può essere spiegato ipotizzando la circolazione di correnti in prossimità della superficie del provino, dette *correnti superficiali*, che danno luogo ad una magnetizzazione interna uguale ed opposta a quella esterna, realizzando uno schermo magnetico. Le correnti superficiali sono presenti anche nella risposta dei conduttori perfetti e spiegano la mancata penetrazione nel materiale di un campo magnetico applicato dopo il raffreddamento.

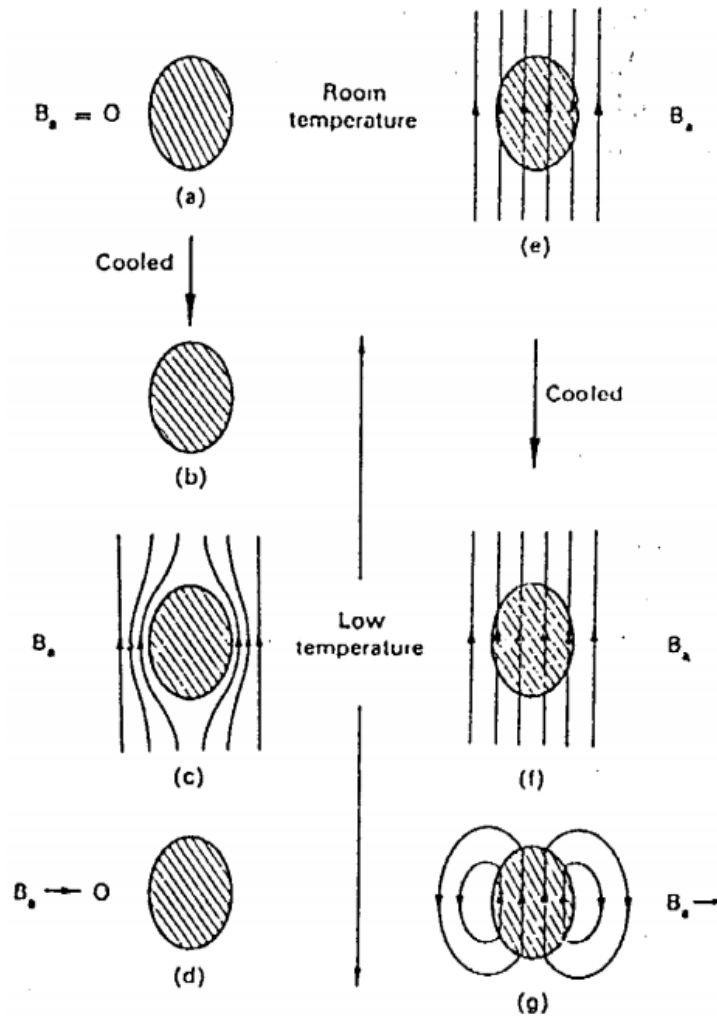


Figura 3.4: *Comportamento magnetico di un conduttore "perfetto".* (a)-(b): il campione è raffreddato in assenza di campo magnetico esterno; (c): viene applicato il campo magnetico esterno; (d): il campo magnetico esterno viene rimosso. (e)-(f): il campione è raffreddato in presenza di un campo magnetico esterno; (g): il campo magnetico esterno viene rimosso.

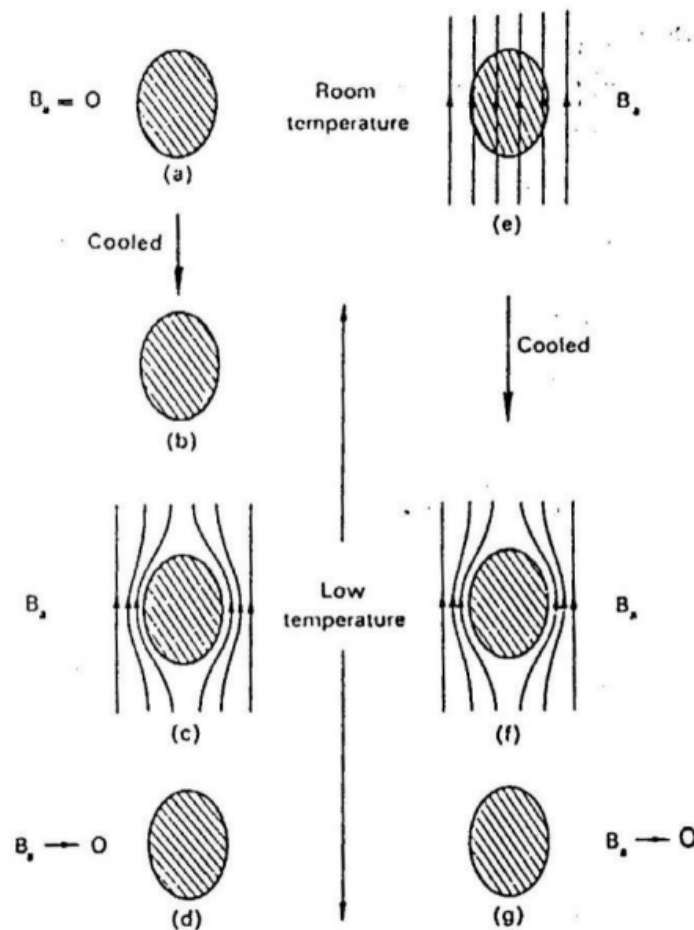


Figura 3.5: *Comportamento magnetico di un superconduttore.* (a)-(b): il campione è raffreddato in assenza di campo magnetico esterno; (c): viene applicato il campo magnetico esterno; (d): il campo magnetico esterno viene rimosso. (e)-(f): il campione viene raffreddato in presenza di un campo magnetico esterno; (g): il campo magnetico esterno viene rimosso.

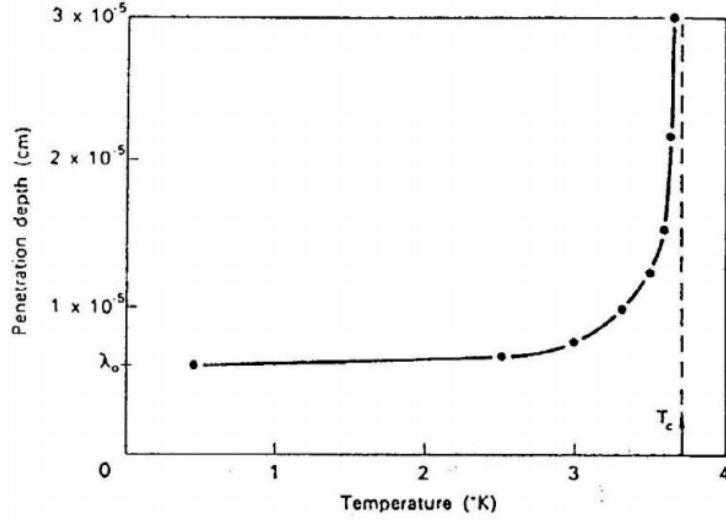


Figura 3.6: Profondità di penetrazione al variare della temperatura del materiale

Possiamo attribuire il comportamento diamagnetico ($\mu_r = 0$) alle correnti di schermo e scrivere l'equazione di Ampère-Maxwell come

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (3.5)$$

dalla quale possiamo dedurre che se $\mathbf{B}$ è nullo all'interno del superconduttore lo deve essere anche $\mathbf{J}$. Di conseguenza una corrente di qualsiasi tipo (di *schermo* o di *trasporto*, così prede il nome una corrente sostenuta da una sorgente esterna) non può attraversare il corpo, ma circolare solamente sulla superficie esterna. Le correnti di schermo fluiscono in uno strato molto sottile il cui spessore è circa 10-100 nm, con intensità decrescente in modo graduale dal valore della superficie verso l'interno del materiale. Quindi, quando un campione di materiale superconduttore è immerso in un campo magnetico, il valore dell'induzione $\mathbf{B}$ non può passare repentinamente da un valore finito a zero, ma il passaggio deve essere graduale, con legge esponenziale. Questo spessore di materiale percorso dalle correnti di schermo, viene chiamato *profondità di penetrazione* λ , poichè rappresenta la profondità fino alla quale penetra l'induzione magnetica esterna. Il parametro λ , che evidentemente possiede una importanza applicativa notevole, aumenta all'aumentare delle impurezze del materiale, ed ha inoltre una rilevante dipendenza dalla temperatura, seguendo la legge sperimentale

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} \quad (3.6)$$

l'andamento della profondità di penetrazione è evidenziato anche in Figura 3.6. Si noti in particolare che per temperature prossime a T_c , il valore di λ tende asintoticamente all'infinito: questo coincide concettualmente con la penetrazione completa ad opera del campo magnetico esterno, e quindi la transizione completa del materiale a fase normale.

Il modello classico della superconduttività [12], formulato nel 1935 dai fratelli London, riesce a giustificare queste proprietà elettromagnetiche macroscopiche, senza introdurre considerazioni su fenomeni quanto-meccanici. Le equazioni di London sono formulate come segue

$$\mathbf{E} = \mu_0 \lambda^2 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (3.7)$$

$$\mu_0 \lambda^2 \nabla \times \mathbf{J} = -\mathbf{B} \quad (3.8)$$

dove dall'equazione (3.7) si implica l'annullamento della resistività, mentre con (3.8) si giustifica l'osservazione dell'effetto Meissner.

3.3 Parametri critici

Si è detto fino a qui, che il passaggio da fase superconduttiva a fase normale è governato dalla temperatura critica, ma questa non è l'unico parametro che controlla tale transizione. Le proprietà caratteristiche dello stato superconduttivo possono, infatti, scomparire anche a temperature inferiori a T_c poichè dipendono da altri fattori, ovvero la frequenza del campo magnetico $\mathbf{B}$ impresso, l'intensità del campo stesso, e la densità di corrente (data dalla somma dei contributi di *schermo* e di *trasporto*).

3.3.1 Frequenza critica

Se un provino di materiale in stato superconduttivo viene immerso in un campo magnetico variabile nel tempo, le sue proprietà vengono mantenute solamente per frequenze inferiori ad un determinato limite, definito *critico* f_c (non più alto, allo stato attuale di $\approx 10^{11}$ Hz). Superato il valore critico, la resistività cresce fino al valore caratteristico dello stato normale. Il fenomeno può essere giustificato considerando i portatori di carica dello stato superconduttivo, i *superelettroni* (o *doppietti di Cooper* facendo riferimento alla teoria BCS), posizionati in uno stato energetico inferiore [13] rispetto agli elettroni "normali", nel quale non possono interagire con il reticolo cristallino: quando la frequenza del campo alternato $\mathbf{B}$ supera il valore f_c , i fotoni del campo

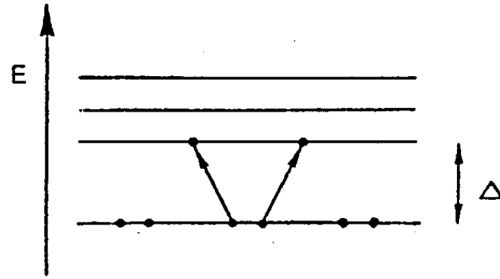


Figura 3.7: Stato energetico inferiore al quale si trovano i portatori di carica in fase superconduttiva

elettromagnetico possiedono una energia sufficiente per poter eccitare i superelettroni fino alla banda di conduzione, dove si comportano come elettroni "normali".

3.3.2 Campo magnetico critico

Il comportamento diamagnetico del materiale, con relativa espulsione delle linee di campo magnetico, avviene fino ad un valore limite del campo $\mathbf{B}$, definito campo critico, oltre il quale si ha la transizione alla fase normale. La caratteristica di magnetizzazione del materiale è mostrata in Figura 3.8, per il caso particolare di campo $\mathbf{B}$ esterno orientato parallelamente ad un provino di materiale superconduttore. Il campo critico ha una dipendenza dalla temperatura, decresce a partire da un valore iniziale H_{c0} fino ad annullarsi in corrispondenza della temperatura critica con andamento

$$H_c(T) = H_c(0) \cdot \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (3.9)$$

3.3.3 Corrente critica

Esiste un valore limite per l'intensità di corrente che può circolare all'interno di un materiale superconduttore, se si vuole che il materiale non transisca allo stato normale. A differenza dei parametri critici descritti precedentemente, la corrente critica non è una caratteristica intrinseca del materiale, ma dipende dalle caratteristiche geometriche del provino considerato, e dai trattamenti termici e meccanici subiti dallo stesso in fase costruttiva.

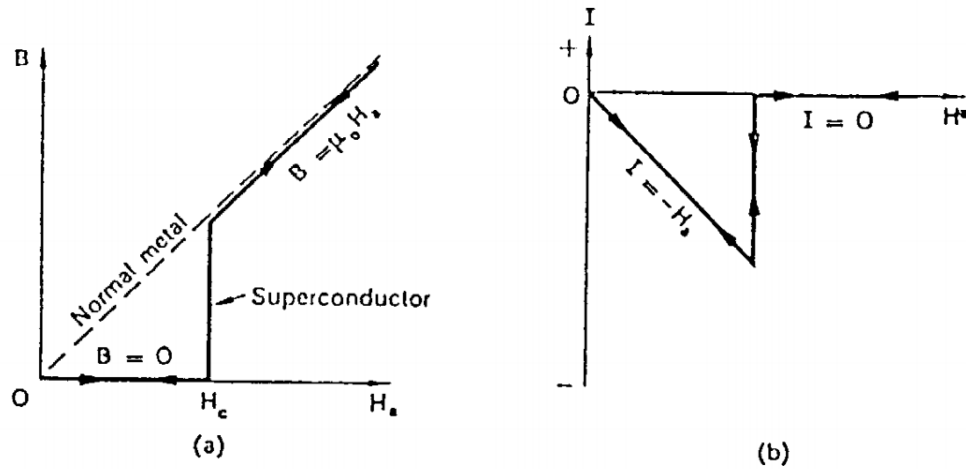


Figura 3.8: Andamento dei campi $\mathbf{B}$ (a), ed $\mathbf{M}$ (b) in funzione del campo magnetico esterno; il comportamento è reversibile e lineare solo nel caso ideale di materiali perfettamente puri (SC di tipo-I).

3.3.4 Superficie critica

Le tre importanti proprietà definite in questo capitolo, sono legate l'una all'altra da relazioni ottenute tramite osservazioni sperimentali, e descrivono una superficie nello spazio tridimensionale H - T - J , Figura 3.9. Le relazioni esistenti fra densità corrente critica (ottenuta dal valore della corrente critica noti i parametri geometrici del campione), campo critico e temperatura critica, definiscono quindi in modo esplicito ed univoco, il diagramma di fase del provino di materiale considerato.

3.3.5 Bottura *fit*

Espressioni conosciute per la temperatura critica, campo induzione critico e forza di pinning nel NbTi sono combinate in una formula autoconsistente che ci consente di ottenere la corrente critica in funzione della temperatura e del campo magnetico [29]. Il vantaggio principale di questo tipo di approccio è che ci permette di estendere oltremodo la validità del campo di applicazione. L'insieme di dati è utilizzato per coprire un range applicativo da 0 T a 9 T e temperature fra 1.9 K e 9 K. La deviazione standard dell'approssimazione presentata è nell'ordine del 5% o superiore. Questa accuratezza è in generale sufficiente a fini progettuali, di estrapolazione e misura dei risultati. Riducendo il dominio di validità precedentemente introdotto, è possibile raggiungere migliori risultati in termini di accuratezza. La Tabella 3.1 riporta i simboli

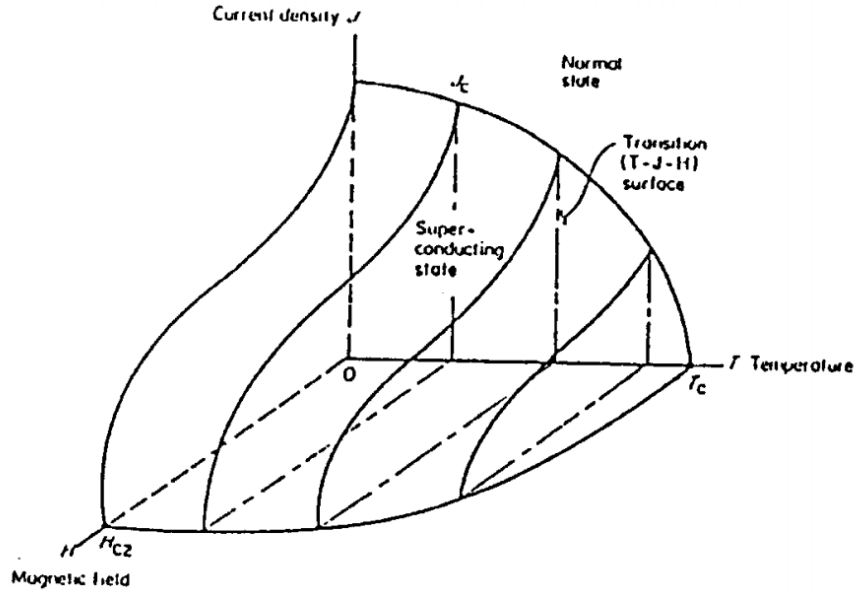


Figura 3.9: Superficie critica

a cui si farà riferimento in seguito per i parametri critici. Si introducono i concetti di temperatura t e campo b normalizzato

$$t = \frac{T}{T_{c0}} \quad (3.10)$$

$$b = \frac{B}{B_{c2}(T)} \quad (3.11)$$

Parametro	Unità	Significato
$J_c(B, T)$	[A/mm ²]	densità di corrente critica
$T_c(B)$	[K]	temperatura critica
$B_{c2}(T)$	[T]	campo critico superiore
T_{c0}	[K]	massima temperatura critica (B=0)
B_{c20}	[T]	campo critico superiore a T=0
$F_p(B, T)$	[N/mm ²]	densità della forza di pinning
$T_{cs}(B, J_{op})$	[K]	temperatura di <i>current sharing</i>

Tabella 3.1

La funzione scelta per approssimare la superficie critica come una funzione dei parametri ridotti t e b è data da:

$$J_c = \frac{C_0}{B} b^\alpha (1-b)^\beta (1-t^{1.7})^\gamma \quad (3.12)$$

L'equazione è caratterizzata da 4 parametri di *fitting*: una costante di normalizzazione C_0 , due costanti che descrivono la dipendenza dal campo ridotto, α e β , ed un parametro che descrive la dipendenza dalla temperatura γ . La dipendenza del campo magnetico critico dalla temperatura può essere approssimato dall'espressione

$$B_{c2} = B_{c20} (1 - t^n) \quad (3.13)$$

Per completezza si esplicita la dipendenza della temperatura critica dal campo magnetico

$$T_c = T_{c0} \left(1 - \frac{B}{B_{c20}} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (3.14)$$

Infine il parametro di maggiore interesse pratico è la temperatura di condivisione di corrente T_{cs} (*current sharing temperature*, rappresenta la temperatura alla quale inizia la condivisione di corrente fra materiale superconduttore e stabilizzatore in rame). Si definisce implicitamente come la temperatura alla quale la densità di corrente operativa J_{op} equivale la densità di corrente critica

$$J_{op} = \frac{C_0}{B} b^\alpha (1-b)^\beta (1-t_{cs}^n)^\gamma \quad (3.15)$$

dove t_{cs} è il valore normalizzato della temperatura T_{cs}

$$t_{cs} = \frac{T_{cs}}{T_{c0}} \quad (3.16)$$

3.4 Superconduttori di tipo-II

Per lungo tempo si è pensato che la superconduttività si manifestasse sperimentalmente in un unico modo, non c'era ragione di pensare a più di una tipologia di materiali superconduttori. Oggi, invece, è noto che il comportamento magnetico dei materiali superconduttori si distingue in due modi. All'aumentare del campo esterno applicato i materiali vengono divisi in due categorie: superconduttori di *tipo-I* e superconduttori di *tipo-II*. Molti elementi metallici manifestano una superconduzione di tipo-I, mentre quasi tutte leghe e i composti appartengono alla seconda categoria.

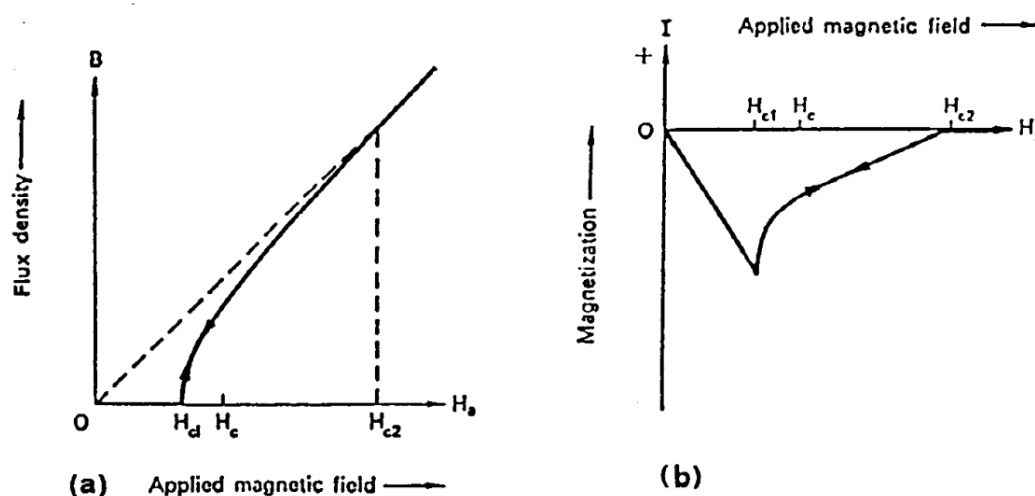


Figura 3.10: Comportamento magnetico dei superconduttori del tipo-II. (a) Densità di flusso nel materiale; (b) andamento della magnetizzazione.

Fu il fisico russo Aleksej Alekseevič Abrikosov il primo ad osservare che la differenza di comportamento in risposta agli stessi stimoli esterni, non era dovuta a imperfezioni nei materiali, ma ad un diverso meccanismo di manifestazione del fenomeno. Nel 1957 Abrikosov predisse poi l'esistenza dei *flussoni* [17], anche detti *vortici di Abrikosov* elementi fondamentali per la comprensione della fenomenologia conduttiva nei composti del tipo-II.

Nei superconduttori del tipo-II non si osserva un passaggio netto fra fase superconduttiva e fase normale, come avviene nei superconduttori di tipo-I, seguendo il meccanismo esposto in questo capitolo. Aumentando il campo H esterno, il materiale rimane inizialmente in uno stato perfettamente diamagnetico. Raggiunto il valore H_{c1} , definito *campo critico inferiore* il flusso magnetico inizia a penetrare il materiale, portandolo così in uno stato definito *misto*, Figura 3.10. Il fenomeno si sviluppa a partire da piccole zone all'interno del materiale che transiscono allo stato normale, e vengono attraversate da un flusso magnetico. I fenomeni quanto-meccanici che governano la conduzione nel composto richiedono che ogni tubo di flusso, anche chiamato *flussoide*, porti la stessa quantità di flusso magnetico, un "quanto di flusso" appunto (i già citati flussoni predetti da Abrikosov). Le zone di fase normale all'interno del provino, sono attraversate da flussi magnetici sostenuti da vortici di supercorrenti, che separano fase normale e superconduttiva (Figura 3.11). Le interazioni elettromagnetiche presenti, fanno sì che i nuclei si dispongano ai vertici di esagoni regolari, in una struttura periodica che vuole

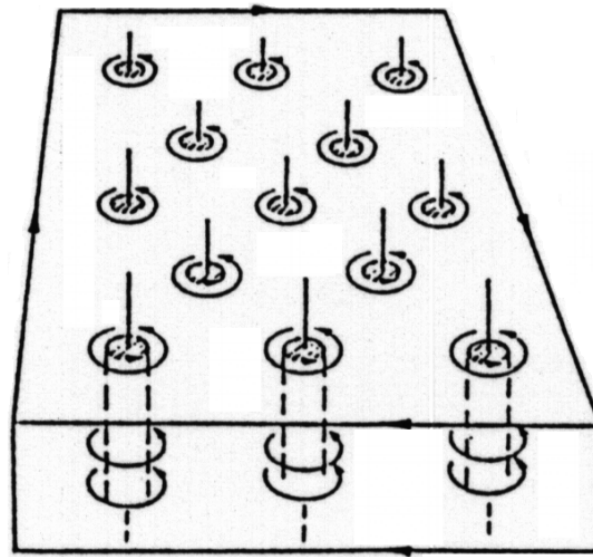


Figura 3.11: "Supercorrenti" che sostengono il flusso interno ai vortici

minimizzare l'energia libera di Gibbs del sistema. Al crescere dell'intensità del campo il numero di nuclei normali aumenta, così da incrementare il flusso totale concatenato al provino. Quando la distanza fra i nuclei assume una dimensione paragonabile alla dimensione dei nuclei stessi, il campo esterno è completamente penetrato all'interno del materiale, e la fase normale occupa tutta la superficie del campione. Il valore del campo per il quale avviene questa transizione è uno dei parametri fondamentali per la scelta applicativa fra i diversi compositi, e prende il nome di campo critico superiore H_{c2} . I superconduttori del tipo-II possiedono quindi uno stato aggiuntivo "misto", quando il campo è compreso fra H_{c1} ed H_{c2} , ed il loro diagramma delle fasi è diviso in tre zone (Figura 3.12). Il campo magnetico critico nei superconduttori di tipo-1 ha un valore estremamente basso, e infatti non ha alcuna applicazione pratica. Al contrario, il campo H_{c2} nei superconduttori di tipo-II raggiunge valori interessanti di decine di Tesla. Di fatto, nelle applicazioni tecniche, i superconduttori vengono sempre utilizzati in stato misto, quindi le linee di campo del campo magnetico esterno attraversano il materiale sotto forma di flussi magnetici quantizzati, si perde la condizione di diamagnetismo perfetto.

La scoperta dei materiali compositi del tipo-II ha dato inizio ad una nuova era nello studio della superconduttività. Le nuove proprietà magnetiche costringono ad una classificazione più accurata che faccia riferimento alle ca-

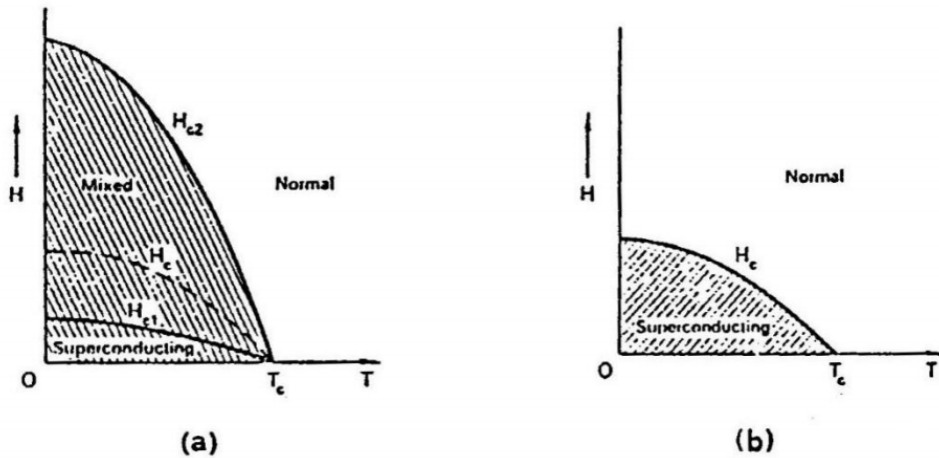


Figura 3.12: Diagramma delle fasi: (a) superconduttore di tipo-II; (b) superconduttore di tipo-I.

ratteristiche intrinseche dei nuovi materiali. Dal 1986, anno in cui vengono scoperte le proprietà superconduttive degli ossidi cuprati [14], nasce la definizione di materiali *HTS* (*High Temperature Superconductor*), che mostrano valori molto elevati di temperatura critica ($90 - 100\text{ K}$). Questi materiali non rispettano la teoria BCS [13], ed aprono le porte a nuove possibili applicazioni, fino a quel momento limitate dalle proibitive temperature critiche. La possibilità di usare azoto liquido al posto dell'elio e dell'idrogeno, riduce considerevolmente i costi operativi e fa esplodere esponenzialmente le possibilità applicative. Si definiscono, di conseguenza, *materiali a bassa temperatura critica* o materiali *LTS* (*Low Temperature Superconductor*), materiali metallici con T_c inferiore a $30-40\text{ K}$, il loro comportamento magnetico è interpretabile con la teoria BCS.

I benefici introdotti dall'aumento delle temperature operative dei materiali HTS, sono controbilanciati dalla complessità dei processi produttivi degli ossidi cuprati di interesse applicativo quali $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (prima generazione) e $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (seconda generazione). Un materiale "ibrido" del quale la superconduttività si è solo scoperta recentemente, è il diboruro di magnesio MgB_2 , materiale BCS con una temperatura critica insolitamente alta di 39 K .

La trattazione sviluppata in questo elaborato è focalizzata sullo studio di un elettromagnete con tecnologia NbTi , materiale di tipo-II, LTS con temperatura critica di 9.8 K , che opera alla temperatura dell'elio liquido di 4.2 K . Per queste condizioni operative, ogni perturbazione o disturbo in termini di calore depositato, od oscillazioni non previste di temperatura, può compro-

mettere irrimediabilmente il funzionamento dell'intero sistema. Transizioni inaspettate ed irreversibili allo stato normale (sono chiamate *quench*) rallentano la programmazione operativa dell'impianto, e soprattutto possono danneggiare in modo permanente i magneti. Diventa molto importante attuare uno studio mirato a capire come le perturbazioni e i disturbi esterni, di natura termica, meccanica o elettrodinamica, possano avere effetto sugli avvolgimenti superconduttivi e di conseguenza su importanti variabili operative quali temperatura e correnti (vedi sezione "Stabilità").

3.4.1 Niobio-Titanio

Il Niobio-Titanio è un materiale utilizzato per la produzione di cavi, utilizzato in filamenti sottili per ridurre la presenza del *flux jump*, e collocato all'interno di un profilo di rame con funzione stabilizzante. Un singolo cavo in $NbTi$ ha un diametro compreso fra 0.81-0.83 mm ed una struttura multifilamentare. Il processo produttivo parte da singole barre massicce di NbTi (diametro di circa 20 cm, lunghezza 80 cm e peso di 140 Kg) circondate da una struttura di niobio, inserite a loro volta all'interno di una matrice di rame. La struttura composta grezza subisce un processo di estrusione e trafilatura a freddo, suddiviso in vari stadi, che porta ad ottenere i filamenti del cavo finale. A questo punto le billette multifilamentari ottenute vengono assemblate all'interno di uno spesso profilo in rame (*Cu-can* in inglese) e, a seguito di un ulteriore lungo processo di estrusione, alternato a trattamenti termici, si ottiene un singolo cavo multifilamentare, con uno spessore di circa 1 mm. Il profilo di rame così ottenuto, contiene centinaia di filamenti superconduttivi, ognuno dei quali proviene da una singola billetta di $NbTi$. Ulteriori trattamenti termici e meccanici sono applicati al cavo nel suo stadio finale, lo scopo è quello di aumentare la presenza, a livello microscopico, di fasi- α , ricche di Ti , alternate ed in reciproca distanza con le fasi- β , che devono agire da centri di *pinning* per massimizzare la densità di corrente critica del cavo. Possono essere aggiunti dei centri di pinning artificiali al materiale (APC), costituiti da impurità di Nb , $NbTa$, W o Fe .

Il $NbTi$ fu la prima lega metallica superconduttiva ad avere una applicazione industriale; oggi è utilizzata nel 90% delle applicazioni tecniche a causa delle sue ottime proprietà meccaniche e metallurgiche. Essendo un materiale duttile è quindi facile da manipolare e questo, unito alla buona resistenza meccanica, consente di avere ottime caratteristiche di manifattura. Un altro punto di forza di questa tecnologia è rappresentato dalle sue proprietà superconduttive, che sono praticamente indipendenti dallo sforzo meccanico applicato al cavo. Il processo di avvolgimento è molto semplice e la temperatura necessaria per i trattamenti termici è relativamente bassa (500-900



Figura 3.13: Cross-section of multifilamentary NbTi/Cu composite wire

K). Il grande svantaggio di questa tecnologia sono le massime temperature e campi di impiego, che costringono ad utilizzare elio liquido come liquido criogenico (T_c di circa 9 K), e lo rendono inutilizzabile per applicazioni con campi magnetici superiori a 10 T, che comunque è abbastanza per la maggior parte delle applicazioni tecniche.

3.5 Stabilità

Il *quench* [18] [20] [23] è il risultato della transizione a fase normale di un cavo superconduttore, e conseguente imposizione di fenomeni termici ed elettromagnetici che portano ad un aumento incontrollato della temperatura e della tensione ai capi del cavo. In questa eventualità l'energia magnetica accumulata nel magnete e la potenza fornita dall'alimentazione, sono convertite in calore, in una percentuale che può andare da una piccola frazione fino al totale. I magneti superconduttori operano ad alti campi magnetici ed accumulano grandi energie, i danni potenziali dovuti ad un aumento eccessivo della temperatura sono notevoli. La densità di corrente operativa dei magneti superconduttivi è poi molto elevata (alcune centinaia di A/mm²), come la potenza Joule dissipata in caso di transizione, e i gradienti di temperatura aumentano molto velocemente, così che accorgimenti veloci sono necessari per prevenire un danneggiamento permanente degli avvolgimenti. Un siste-

ma esterno di protezione misura continuamente la caduta di potenziale ai capi del magnete: quando un valore di tensione di soglia viene superato (tipicamente 10-100 mV), il sistema di alimentazione viene spento e si inizia la scarica del magnete dissipando l'energia magnetica accumulata all'interno della capacità termica dello stesso (*internal dump*), o eventualmente, in una resistenza esterna (*external dump*) in modo da evitare che questa si converta completamente in calore all'interno dell'avvolgimento stesso, determinando un aumento di temperatura che potrebbe danneggiare in modo permanente il magnete. L'insorgere di un quench e la strategia adottata per contrastarne gli effetti devono essere attentamente inclusi negli studi preliminari di design. In condizioni di progetto, il sistema di raffreddamento (un bagno di liquido criogenico, *He* o *H*, eventualmente in convezione forzata) è sufficiente, ma disturbi imprevisti quali una deposizione di calore, un improvviso scivolamento tra i diversi strati del cavo composito (*stick-slip*) o la rottura della resina epossidica (*crack*), depositano ulteriore calore nel conduttore. L'innalzamento della temperatura determinato da questo improvviso rilascio di calore determina una riduzione locale della corrente critica del materiale. Se la parte di conduttore transisce a fase normale, un riscaldamento di origine resistiva si aggiunge al disturbo che lo ha scatenato. In generale, la quantità di calore sviluppata dal riscaldamento resistivo del materiale transito è alcuni ordini di grandezza superiore rispetto al disturbo iniziale. In base al risultato del bilancio tra il calore depositato e quello rimosso attraverso i meccanismi di raffreddamento (conduzione termica lungo il conduttore, convezione verso il liquido refrigerante, se presente) il conduttore potrà ripristinare dopo un certo periodo di tempo le condizioni nominali (*recovery*) oppure aumentare la temperatura in modo incontrollato (*quench*). La costante di tempo tipica per questi fenomeni è piccola, di solito fra 10^{-4} - 10^{-1} s.

La fase superconduttiva è confinata al di sotto della superficie critica del materiale, con limiti al campo di induzione, alla temperatura e alla corrente. Dei tre parametri considerati, solo la temperatura non è completamente controllabile, in quanto l'energia magnetica o meccanica immagazzinate nel magnete possono, a seguito di un disturbo, facilmente convertirsi in calore, determinando un innalzamento della temperatura. La stabilità viene trattata, solitamente, a livello teorico ed analitico, considerando l'equazione dello scambio di calore relativo all'unità di volume di un cavo, tenendo in considerazione i tre componenti principali del sistema magnetico: il materiale composito che costituisce il conduttore, il materiale strutturale isolante ed il refrigerante.

Lo studio sulla propagazione del quench è governato da un bilancio energetico e dalle equazioni circuitali elettriche del sistema, che possono essere espresse più convenientemente nella forma di un sistema accoppiato di equa-

zioni differenziali ordinarie. Si riporta una versione semplificata di questo sistema di equazioni, scritto in una dimensione, che coincide con la lunghezza del conduttore. Questo è il modo più immediato e naturale di visualizzare la propagazione di un *quench*, e anche se ovviamente impreciso, fornisce delle buone basi per impostare delle considerazioni progettuali preliminari. Si noti che la lunghezza dell'avvolgimento (qualche metro) e la dimensione trasversale del conduttore (qualche millimetro) hanno una differenza notevole, di qualche ordine di grandezza, l'analisi non viene quindi stravolta, e rimane sensibile, seppur considerando un modello monodimensionale. La temperatura del conduttore deve soddisfare l'equazione

$$\dot{e}_h = q'_k + q_j + q_d - q_c \quad (3.17)$$

nella (3.17) compaiono i termini illustrati in seguito.

1. $\dot{e}_h$ rappresenta la derivata temporale della densità di energia interna del conduttore con $\bar{c}$ calore specifico del conduttore composito, costituito da superconduttore e matrice di rame.
2. q'_k rappresenta il flusso di calore per conduzione $q'_k = \nabla \cdot (\bar{k} \nabla T)$, $\bar{k}$ è la conducibilità termica del conduttore composito.
3. q_j rappresenta il riscaldamento per effetto Joule, e dipende dalla resistività del metallo normale e da quella per materiale superconduttore una volta transitato allo stato normale; qualora il materiale di trovi a temperature inferiori a T_{cs} questo termine è nullo.
4. q_d rappresenta il disturbo, ovvero il rilascio di energia di origine principalmente meccanica o magnetica, che determina il riscaldamento iniziale.
5. q_c rappresenta il calore estratto dal sistema criogenico.

Riscrivendo la (3.17) esplicitandone i termini, e considerando un modello 1-D, otteniamo

$$\bar{C} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{k} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + q_j + q_d - p_w h (T_{he} - T) \quad (3.18)$$

dove abbiamo inserito il calore specifico medio, e la conduttività termica del composto conduttore, che fa riferimento alla frazione d'area f_i del componente i-esimo della sezione del conduttore

$$\bar{C} = \sum_i f_i \rho_i c_i \quad (3.19)$$

$$\bar{k} = \sum_i f_i k_i \quad (3.20)$$

il calore Joule aumenta da zero quando la temperatura del conduttore coincide con la temperatura di *current sharing* T_{cs} , fino al valore che corrisponde alla corrente che circola solamente nel rame quando la temperatura raggiunge la temperatura critica T_c

$$q_j = \bar{\eta} J^2 \quad (3.21)$$

dove J è la densità di corrente del conduttore e si è introdotto il concetto di resistività elettrica media

$$\frac{1}{\bar{\eta}} = \sum_i \frac{f_i}{\eta_i} \quad (3.22)$$

in pratica l'unico elemento con alta resistività elettrica è lo stabilizzatore

$$\bar{\eta} \approx \frac{\eta_{stab}}{f_{stab}} \quad (3.23)$$

dove f_{stab} è la frazione di rame rispetto al totale ed η_{stab} è la sua resistività. L'ultimo termine dell'equazione (3.18) sintetizza il sistema di raffreddamento, in caso di presenza di un flusso di elio o di un bagno a temperatura T_{he} , attraverso il coefficiente di scambio termico $h \left[\frac{W}{m^2 \cdot K} \right]$ ed un perimetro bagnato p_w . I principali concetti e teorie sulla stabilità si possono comprendere come sottocasi dell'equazione (3.18), dove uno o più termini dell'equazione vengono trascurati.

3.5.1 Minima zona di propagazione del *Quench*

Per l'analisi dei disturbi puntuali, si può utilizzare l'approccio indicato come "Minima zona di propagazione" [20] (*MPZ*, da *Minimum Propagation Zone*). Questa lunghezza può essere interpretata per caratterizzare la tipologia di disturbo. Un disturbo con dimensioni caratteristiche superiori a l_{MPZ} , avrà degli effetti di conduzione di bordo trascurabili, per cui la propagazione della zona normale sarà quasi esclusivamente determinata dall'energia depositata per unità di volume. Se, invece, il disturbo ha lunghezza inferiore a l_{MPZ} , il meccanismo di conduzione del calore diventa dominante, e la propagazione o meno della zona normale nel materiale sarà determinata dalla quantità di energia rilasciata nella zona interessata al disturbo iniziale. Se il disturbo iniziale ha la capacità di estendere la zona normale fino alla lunghezza l_{MPZ} , allora la fase superconduttiva non può essere recuperata. Una zona normale di grandezza superiore a l_{MPZ} è destinata a crescere in modo indefinito perchè il calore asportato per conduzione è inferiore rispetto a quello depositato dalla fase resistiva lungo il cavo. Una zona di lunghezza inferiore, invece, riesce a ridursi fino al recupero delle proprietà superconduttive.

Assumiamo di analizzare il comportamento del magnete in condizioni adiabatiche, in cui non c'è diretto contatto tra conduttore e liquido refrigerante ed in condizioni stazionarie (temperatura costante), la (3.17) si riduce a

$$0 = q_k + q_j \quad (3.24)$$

trascurando i passaggi matematici, che vengono riportati rigorosamente in [20], si ottiene

$$l_{MPZ} = \sqrt{\frac{3(T_c - T_{op})k_{avv}}{\rho_{cu}J_{cu}^2}} \quad (3.25)$$

da cui possiamo notare il vantaggio di avere una elevata temperatura critica del materiale superconduttore rispetto alla temperatura operativa del magnete, differenza che prende il nome di *margin di temperatura*. Un ulteriore vantaggio per la stabilità del magnete è costituito anche dalla bassa resistività del rame ed una elevata conducibilità termica dell'avvolgimento. In un avvolgimento reale ci sono essenzialmente due direzioni in cui il calore si propaga attorno alla zona del disturbo iniziale. Soprattutto considerando materiali compositi HTS, la direzione lungo la quale si ha la migliore conducibilità termica è quella del rame stabilizzatore del conduttore. L'altra direzione è quella che attraversa resine epossidiche o fibre di vetro isolanti, che hanno una conducibilità elettrica molto minore.

3.5.2 Punti caldi (*hot spots*)

Il problema principale nel caso di occorrenza di un *quench* è limitare la massima temperatura raggiungibile dal magnete. Il punto in cui si raggiunge la massima temperatura, prende il nome di *hot spot* ed è posizionato nella zona il cui c'è stata per prima la transizione a fase normale, dove il calore Joule dovuto alla fase resistiva ha agito per il maggior tempo. Una stima conservativa della massima temperatura raggiungibile è ottenuta utilizzando l'equazione (3.18) assumendo condizioni adiabatiche ¹

$$\bar{C} \frac{dT}{dt} = \bar{\eta} J^2 \quad (3.26)$$

che può essere integrata, come in [23] e [24]

$$\int_{T_{op}}^{T_{max}} \frac{\bar{C}}{\bar{\eta}} dT = \int_0^\infty J_{op}^2 dt \quad (3.27)$$

¹tutto il calore originato dall'effetto Joule è tradotto in aumento di temperatura del conduttore, si trascura il calore estratto dalla zona transita per conduzione e ad opera del sistema criogenico.

l'equazione (3.27) ha il vantaggio di avere la componente a sinistra dell'uguale, o *lhs*, in funzione delle proprietà del materiale, mentre la componente a destra, o *rhs*, dipendente solamente dalla risposta del circuito. L'integrale della componente *lhs* dell'equazione (3.27) definisce la funzione

$$\Gamma(T_{max}) = \int_{T_{op}}^{T_{max}} \frac{\bar{C}(\theta)}{\bar{\eta}(\theta)} d\theta \approx f_{stab} \int_{T_{op}}^{T_{max}} \frac{\bar{C}(\theta)}{\bar{\eta}(\theta)} d\theta \quad (3.28)$$

che dovrebbe essere calcolata per i materiali che compongono un cavo, ma viene approssimata con le proprietà del rame, essendo la resistività dello stabilizzatore preponderante sulle altre. La funzione $\Gamma(T_{max})$ può essere approssimata nel range di temperature di interesse, fra 100 K e 300 K, con una espressione *power law* [23]

$$\Gamma(T_{max}) \approx f_{stab} \Gamma_0 \left(\frac{T_{max}}{T_\Gamma} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.29)$$

dove Γ_0 e T_Γ sono parametri di *fitting*.

Nel nostro caso, non considerando resistenze esterne, ma solo l'avvolgimento transito (*internal dump*), l'energia è completamente dissipata nel sistema magnetico. Per semplificare la trattazione non conoscendo l'andamento della resistenza del conduttore $R_{quench}(t)$ ², facciamo l'assunzione che il magnete transisca completamente una volta rilevata una zona normale. Questa condizione ha rilevanza in particolare nei magneti per acceleratori, la dove vengono inseriti, da progetto, dei riscaldatori, per tutta la lunghezza del cavo, in modo da ottenere una transizione uniforme del conduttore ed evitare quindi la presenza di *hot spots*. Seguendo Wilson, facciamo l'ipotesi che l'andamento della corrente possa essere approssimata come una funzione a gradino, con la corrente che rimane costante per un periodo τ_{quench} necessario a dissipare la totalità dell'energia magnetica accumulata, e diminuire istantaneamente a zero dopo questo periodo [23]. In questo caso, il bilancio adiabatico, equazione (3.27), si semplifica e utilizzando la funzione $\Gamma(T_{max})$ otteniamo una stima dell'andamento della temperatura del conduttore

$$T \approx \frac{T_\Gamma}{f_{stab}^2 \Gamma_0^2} J_{op}^4 t^2 \quad (3.30)$$

²si fa presente che la resistenza aumenta grazie a due contributi: il primo è dovuto alla propagazione della fase normale che fa transire una parte sempre maggiore di conduttore, il secondo invece è dovuto alla dipendenza della temperatura della fase già transita (dipendenza della resistività del materiale dalla temperatura).

che vale fino all'istante τ_{quench} . Per calcolare τ_{quench} , uguagliamo il calore dissipato per effetto Joule con l'energia immagazzinata dal magnete

$$V_m J_{op}^2 \int_0^{\tau_{quench}} \bar{\eta}(t) dt = E_m \quad (3.31)$$

dove V_m è il volume del conduttore, ma, data l'assunzione già fatta in (3.28), l'unico contributo da considerare è quello dato dalla resistività del rame. A questo punto si considera una espressione *power law* per approssimare la resistività del rame

$$\eta_{stab}(T) \approx \eta_0 \left(\frac{T}{T_\eta} \right)^n \quad (3.32)$$

ed insieme all'andamento della temperatura dato dall'equazione (3.30), otteniamo una espressione approssimata per il tempo di *quench*

$$\tau_{quench} = (2n+1)^{\frac{1}{2n+1}} \left(\frac{e_m}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2n+1}} \frac{f_{stab}}{J_{op}^2} \quad (3.33)$$

dove si è introdotta l'energia immagazzinata per unità di volume $e_m = \frac{E_m}{V_m}$ e il parametro α è una costante che dipende dai materiali utilizzati e dal design magnetico. Ora, conoscendo τ_{quench} e considerando l'equazione (3.30), può essere stimata la temperatura massima raggiungibile dal magnete

$$T_{bulk} \approx \frac{T_\Gamma}{\Gamma_0^2} (2n+1)^{\frac{2}{2n+1}} \left(\frac{e_m}{\alpha} \right)^{\frac{2}{2n+1}} \quad (3.34)$$

che dipende solamente dall'energia magnetica per unità di volume e dalle proprietà del materiale. Nella pratica la temperatura massima raggiunta dal magnete superconduttore sarà più alta del valore ottenuto con (3.34) a causa del tempo necessario alla rilevazione del *quench*. Considerando il contributo dato dall'equazione (3.30) otteniamo

$$T_{max} = \frac{T_\Gamma}{f_{stab}^2 \Gamma_0^2} J_{op}^4 \left(\tau_{detection} + (2n+1)^{\frac{1}{2n+1}} \left(\frac{e_m}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2n+1}} \frac{f_{stab}}{J_{op}^2} \right)^2 \quad (3.35)$$

Si noti nell'equazione (3.35) la presenza di due componenti che contribuiscono all'aumento della temperatura di *hot spot*, l'aumento di temperatura a corrente costante, che dipende dalla densità di corrente operativa e dal tempo di rilevazione, e l'aumento di temperatura dovuta alla scarica dell'energia magnetica nel magnete, che dipende solamente dalle proprietà del cavo e dall'energia magnetica per unità di volume immagazzinata nell'avvolgimento.

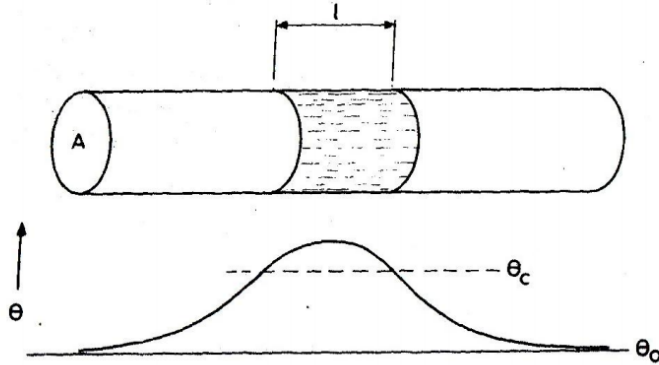


Figura 3.14: Superficie di separazione tra la regione normale e la regione superconduttiva.

3.5.3 Propagazione della zona normale in condizioni adiabatiche

Una stima della velocità di propagazione del *quench* è utile per il dimensionamento del sistema di protezione. È possibile ottenere un risultato semplice per i magneti adiabatici, come gli avvolgimenti di *GaToroid*, poichè la protezione si basa sulla propagazione della zona normale all'interno dell'avvolgimento stesso (*internal dump*). In questi conduttori, la zona normale non si espande solo nella direzione del conduttore, ma anche in direzione trasversale. Per calcolare la velocità di propagazione si prende in considerazione lo spostamento della zona di confine tra fase superconduttiva e normale, Figura 3.14. In condizioni adiabatiche, considerando il transitorio successivo allo sviluppo iniziale, possiamo riscrivere l'equazione (3.17) come

$$\dot{e}_h = q'_k + q_j \quad (3.36)$$

si è trascurato il contributo del disturbo scatenante, immaginando che il *quench* sia già sviluppato lungo la zona normale, o in alternativa una fase in cui il calore dissipato per effetto Joule sia molto superiore a quello della perturbazione iniziale. Trascurando i passaggi matematici, che sono riportati rigorosamente in [20], otteniamo la velocità di propagazione della zona normale

$$v_{adiabatic} = \frac{J_{op}}{\bar{C}} \sqrt{\frac{\bar{\eta} \bar{k}}{(T_{joule} - T_{op})}} \quad (3.37)$$

dove abbiamo utilizzato le proprietà definite precedentemente ed introdotto la temperatura T_{Joule} , che è generalmente presa fra la temperatura di *current*

sharing T_{cs} e la temperatura critica. L'espressione 3.37 è valida solamente per proprietà del materiale costanti.

Capitolo 4

Il progetto *GaToroid*

Come è già stato evidenziato nei capitoli precedenti, l'adroterapia è una terapia all'avanguardia che fa uso di particelle pesanti (protoni e ioni), per fornire dosi di radiazioni altamente localizzate nelle zone cancerose, riducendo al minimo i danni potenziali alle zone biologiche sane. Per migliorare l'effetto della terapia, la radiazione viene fornita da diversi angoli applicativi, utilizzando dei sistemi rotanti, i *gantry*, che rappresentano la soluzione classica, con gli svantaggi di essere infrastrutture ingombranti, e costose. I magneti superconduttori sono stati utilizzati per aumentare i campi magnetici ottenibili e ridurre pesi ed ingombri. Tuttavia, la natura rotante dei *gantry* sottintende notevoli complessità in termini di criogenia e stabilità meccanica. La scelta del design fisso e stazionario di *GaToroid* potrebbe, in questo senso, rappresentare una rivoluzione per lo stato dell'arte dei sistemi per adroterapia. Se avrà successo¹, l'idea di una installazione stazionaria e toroidale, potrebbe rappresentare un grande passo in avanti verso il concetto di installazioni a singola stanza per l'adroterapia.

4.1 Design geometrico

Il principio di funzionamento di *Gatoroid* è descritto in dettaglio in [25], insieme alle approssimazioni usate per il design della geometria dei diversi avvolgimenti. L'analisi di questo elaborato è focalizzata sulla configurazione magnetica utilizzata nel trattamento con protoni (*GaToroid for protons*). La Figura 4.1, illustra una rappresentazione artistica dei 16 avvolgimenti superconduttivi che costituiscono il magnete toroidale, con il paziente nella

¹il sistema è ancora in fase progettuale. Attualmente è in fase di costruzione un avvolgimento dimostrativo, in scala, del magnete toroidale, su cui saranno effettuate delle misure preliminari.



Figura 4.1: Rappresentazione artistica delle 16 bobine GaToroid per protoni, con il paziente posizionato all'interno dell'apertura per il confronto delle dimensioni (per gentile concessione di Daniel Dominguez, CERN Design and Visual Identity Service).

posizione di trattamento (isocentro). In [26] è stata ricavata la forma ideale per il design magnetico, basata sulla semplificazione di un magnete a spigoli vivi, con campo uniforme e costante all'interno delle bobine (grazie al *grading*). La configurazione finale, è stata ottenuta con una ottimizzazione iterativa a diverse energie, basata sulla minimizzazione del divario tra l'orbita delle particelle e la posizione del fuoco sull'isocentro del toroide. L'intero intervallo di energie per il trattamento, $70 - 250 \text{ MeV}$, è stato analizzato ed il criterio di convergenza fissato a 1 mm . L'ottimizzazione è stata effettuata sullo spazio fra i diversi *grade* che compongono un singolo avvolgimento, e sui parametri che definiscono la forma finale del toroide, come per il modulo del campo magnetico finale e per la posizione del *X-Y kicker*. La dimensione ed il numero di avvolgimenti è considerato un parametro cruciale, non solamente per l'ingombro e il peso finale dell'installazione, ma e soprattutto, per la quantità di composito superconduttivo utilizzato, che va a definire in modo preponderante il costo finale della macchina. La geometria ottimizzata ottenuta è mostrata in Figura 4.2 per *GaToroid* in configurazione con 16 avvolgimenti, includendo anche i discendenti di corrente e le connessioni fra i diversi *grade*. Ogni avvolgimento è avvolto come un doppio *pancake* ed ogni sezione è composta da 5 *grade*. Grazie alla soluzione assiale-simmetrica scelta, il campo magnetico sul paziente, è inferiore a qualsiasi valore che possa essere preoccupante per le strumentazioni o gli esseri umani (μT).

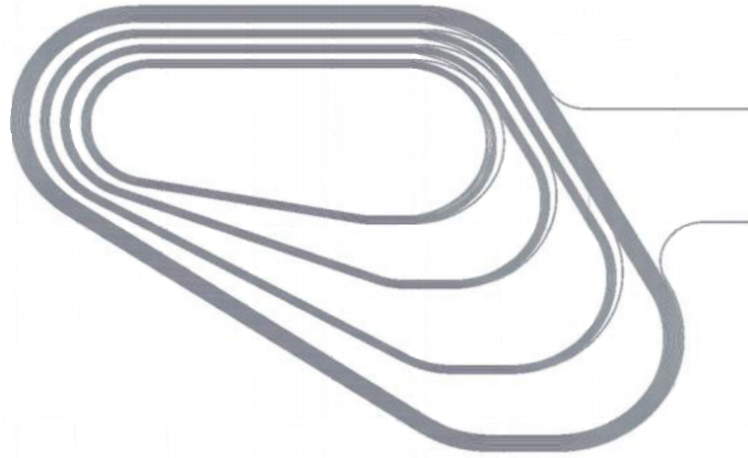


Figura 4.2: Geometria della bobina ottimizzata per GaToroid protonico con nastro non isolato. Sono compresi i discendenti e le connessioni fra i *grade*.

4.1.1 Toroide principale

I parametri fondamentali del toroide ottimizzato sono elencati nella Tabella 4.1. Nella Tabella 4.2, sono invece elencati, i parametri fondamentali ottenuti per la geometria degli avvolgimenti, a seguito dell'ottimizzazione. Il design della macchina è stato ottimizzato in modo da limitare il campo magnetico di picco lungo l'avvolgimento a 8 T, così da permettere l'utilizzo sia della tecnologia LTS che di quella HTS. Considerando il basso prezzo, il limitato campo magnetico (≈ 8 T), l'implicita semplicità manifatturiera e l'alto livello di esperienza ottenuto negli ultimi decenni, il NbTi è stato scelto come LTS. Come HTS è invece stata scelta la famiglia dei ReBCO. Conduttori con tecnologia ReBCO sono stati ampiamente utilizzati nella comunità, non solamente per magneti da fusione, ma anche per la nuova generazione di magneti per la fisica delle alte energie e per applicazioni mediche, come *gantries* e NMR-MRI. La famiglia degli ossidi ReBCO comprende composti costosi, prodotti con pezzature ed uniformità limitata, ed è una sfida generare campi magnetici omogenei a causa della presenza delle correnti di schermo. Non necessitano di alcun trattamento termico una volta manufatti, sono duttili e presentano un discreto angolo di curvatura, per questo possono essere avvolti con relativa semplicità. Infine al momento presentano un largo margine di miglioramento tecnologico e rappresentano una stimolante sfida scientifica. La Tabella 4.3 sintetizza i parametri progettuali per le due differenti soluzioni (HTS ed LTS). Si sono definiti i parametri degli avvolgimenti ottimizzandoli utilizzando un'approssimazione adiabatica ed un modello elettrico a parame-

Parametro	Unità	Valore
Numero di avvolgimenti		16
Picco campo magnetico	[T]	8.2
Diametro dell'apertura	[m]	0.8
Diametro esterno	[m]	3.3
Lunghezza del toroide	[m]	1.8
Posizione del <i>X-Y kicker</i>	[m]	3.5
Massa (avvolgimenti + struttura)	[tons]	12
Energia accumulata	[MJ]	34

Tabella 4.1

Parametro	Unità	Valore
Numero di Grades/Pancake		5
Numero di Pancake		2
Lunghezza	[m]	1.8
Altezza	[m]	1.2
Ampere-Avvolgimento	[MA-avvolgimento]	1.4
Corrente operativa	[kA]	1.8
Lunghezza del conduttore	[Km]	2.5
Induttanza (all'interno del toroide)	[H]	1.3

Tabella 4.2

Parametro	Unità	LTS	HTS
Superconduttore		NbTi	ReBCO
Cavo		Rutherford	Non-Twisted Stack
Nm. fili/nastro		36	3
Larghezza del cavo	[mm]	12.2	12.2
Spessore del cavo	[mm]	1.4	1.7
Cu:Non-Cu		3	7
Stabilizzatore		Cu-profile	Co-Wound Cu
Impregnazione		Epoxy	Epoxy
Corrente operativa- I_{op}	[kA]	1.8	1.8
Temperatura operativa	[K]	4.2	20
Campo magnetico di picco	[T]	8.2	8.2
Densità di corrente ingegneristica	[A/mm ²]	105	90

Tabella 4.3

tri concentrati per il sistema di protezione del *quench*. La corrente operativa è impostata a 1.8 KA, per ridurre le perdite nei discendenti di corrente.

4.2 Avvolgimento dimostrativo

È stato progettato un singolo avvolgimento dimostrativo (*Demonstrator coil*), in scala ridotta per valutare la fattibilità pratica della bobina ed identificarne i problemi principali [27]. L'avvolgimento dimostrativo è ridotto in dimensioni di un fattore 3 rispetto ad un avvolgimento reale del progetto *GaToroid* descritta precedentemente. Alimentato con corrente nominale, il prototipo genera approssimativamente 5 T (rispetto agli 8 T del toroide a dimensioni reali) con una distribuzione delle forze e delle tensioni, non rappresentativa della configurazione finale. Per questa ragione si è progettato di testarlo in sovracorrente, per simulare le forze interne, e si valuta la possibilità di usare un secondo avvolgimento, identico al primo, con uno specchio magnetico per riprodurre le forze di accentrimento. Il prototipo sarà avvolto in materiale HTS, per valutare la configurazione dei cavi ed il sistema di protezione descritto precedentemente. La geometria asimmetrica di un singolo avvolgimento, le sottoparti di cui è composto (i singoli *grades*), le rispettive connessioni, saranno da progettare e realizzare per la costruzione del prototipo. In aggiunta il prototipo servirà come punto di riferimento per il design magnetico attraverso la mappatura del campo e del modello circuitale della

Parametro	Unità	Valore
Numero di Grades		5
Numero di strati		2
Dimensioni in scala		1:3
Cavo		HTS-ReBCO
Lunghezza cavo	[m]	290
Impregnazione		Epoxy
Ampere-avvolgimento	[kA-avv]	470
Corrente operativa	[A]	1800
Temperatura operativa	[K]	20
Campo di picco	[T]	5.1

Tabella 4.4

bobina. Anche se ancora non è stato ultimato, sarà particolarmente utile nel caso si persegua la soluzione con avvolgimenti isolati o parzialmente isolati. Le scelte progettuali per il prototipo sono riassunte nella Tabella 4.4. Attualmente si stanno svolgendo alcuni lavori preliminari costruttivi riguardanti il prototipo. Un primo avvolgimento "fantoccio" (*dummy*) avvolto in nastri di acciaio inossidabile e spaziatori in vetro è stato assemblato, per verificare la procedura di avvolgimento ed identificare possibili inaccuratezze od errori nel design progettuale. La Figura 4.3 mostra il primo strato di avvolgimento "fantoccio" insieme con utensili e supporti realizzati *ad hoc* per l'applicazione.

4.3 Caratteristiche del conduttore

Gli avvolgimenti superconduttori sono composti da 4 cavi Rutherford in Nb-Ti, assemblati come in Figura 4.5. I singoli conduttori che compongono un Rutherford sono invece mostrati in Figura 4.6, sono gli stessi cavi multifilamentari utilizzati per LHC (*Large Hadron Collider*). Utilizzare un cavo Rutherford, caratterizzato da un passo di cablatura particolare, fa sì che ogni filo composito non segua un percorso rettilineo, e conseguentemente sia soggetto ad un campo magnetico e ad una deposizione di energia Joule non uniformi sulla lunghezza. I parametri geometrici fondamentali del cavo e le sue condizioni operative nominali, sono illustrate nella Tabella 4.5. I parametri fondamentali dei conduttori multifilamentari sono riassunti in Tabella 4.6. Ogni cavo è circondato da un isolamento in fibra di vetro (*Glass-Epoxy*).



Figura 4.3: Primo strato di prototipo "fantoccio" di GaToroid, avvolto in nastro di acciaio inossidabile su distanziatori in nylon misto vetro (in bianco).

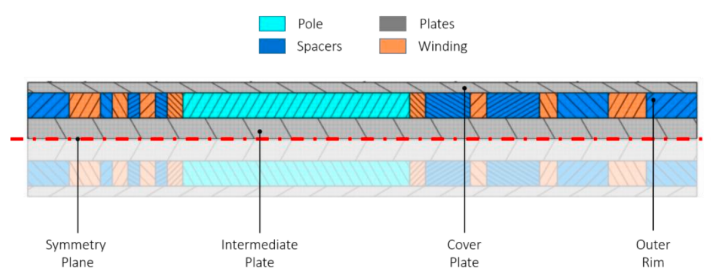


Figura 4.4: Rappresentazione artistica di una sezione polare dell'avvolgimento dimostrativo.

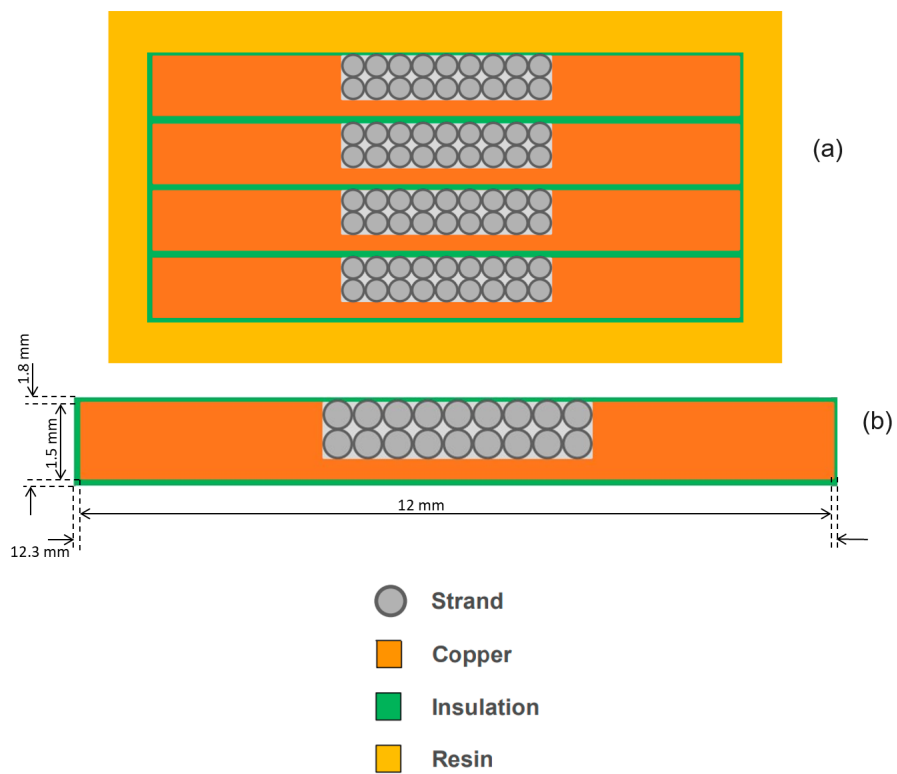


Figura 4.5: (a) Cavi Rutherford assemblati in un avvolgimento del magnete. (b) Singolo cavo Rutherford con profilo di rame rivestito da isolamento in fibra di vetro.

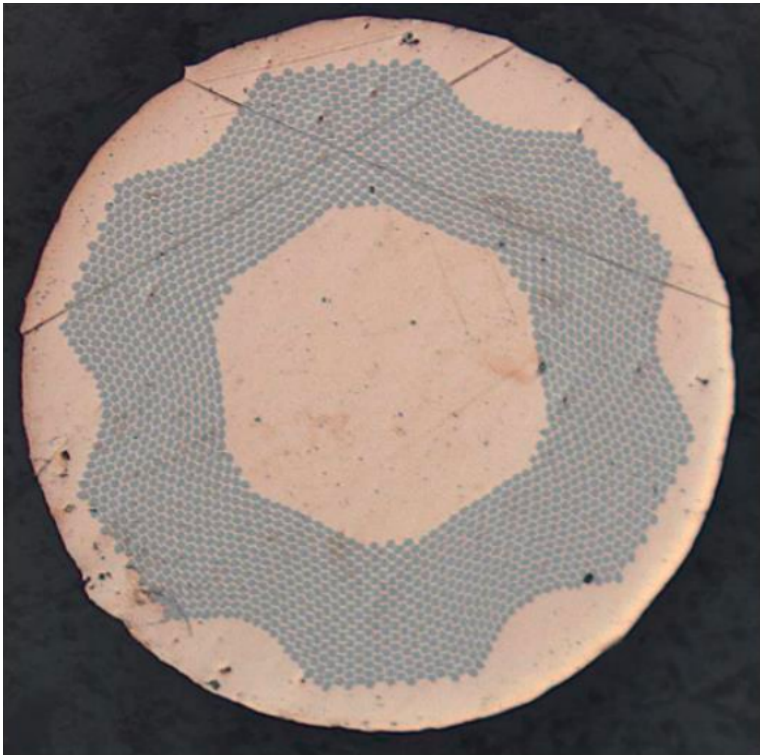


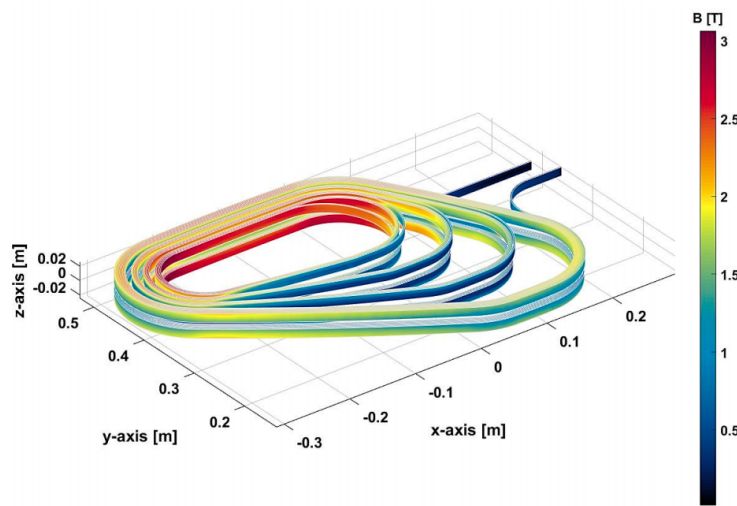
Figura 4.6: Singolo cavo multifilamentare. In grigio si evidenzia la predsenza dei filamenti di NbTi.

Parametro	Unità	Valore
Materiale		NbTi
Tipologia		Rutherford cable + profilo Cu
Numero di conduttori		18
Dimensioni Rutherford	$[mm \times mm]$	4.370×0.845
Dimensioni profilo Cu	$[mm \times mm]$	12×1.2
Cu:Sc (cavo)		1.75
Cu:Sc (con profilo)		10.8
Isolamento		Fibra di vetro, resina epossidica
Temperatura operativa	[K]	4.2
Corrente operativa	[A]	0.9 kA
Densità di corrente ingegneristica	$[A/mm^2]$	105

Tabella 4.5

Parametro	Unità	Valore
Diametro del conduttore (multifil.)	[mm]	0.480 ± 0.0025
Diametro del singolo filamento	[μm]	6.0 ± 0.1
Cu:Non-Cu		1.75 ± 0.05
Passo di cablatura	[mm]	15.0 ± 1.5
Direzione di torsione		vite destrorsa
Corrente critica minima a 4.2 K e 5 T	[A]	194

Tabella 4.6

Figura 4.7: Magnete con campo B applicato a seguito della simulazione preliminare

Ottenuto l'avvolgimento, viene rivestito da uno spessore di resina isolante, (Figura 4.5). La configurazione magnetica così ottenuta è stata simulata sotto le condizioni operative evidenziate precedentemente così da poter ottenere una stima indicativa del campo magnetico applicato al cavo e osservare in quale punto locale si verificano i picchi; i risultati sono mostrati in Figura 4.7.

Capitolo 5

Analisi numerica

La fase di studio numerico del sistema GaToroid è stata preceduta da calcoli analitici basati su espressioni semplificate (vedi sezione "Stabilità" del capitolo 3), così da poter verificare quanto e se i risultati delle simulazioni si fossero discostate dalle previsioni. La modellazione e le simulazioni del cavo sono state effettuate utilizzando il software *CryoSoft* THEA (*Thermal Hydraulic Electric Analysis*)[28]. Per una descrizione dettagliata del modello implementato dal software si rimanda alle sezioni seguenti di questo stesso capitolo.

5.1 Calcoli preliminari

Come introdotto in precedenza, ogni gruppo di simulazioni è stato preceduto da calcoli preliminari e predittivi, eseguiti su un foglio Excel, che ci hanno permesso di attuare semplificazioni del modello; parallelamente si sono potuti effettuare dei confronti con i risultati delle simulazioni, così da verificare la sensibilità e l'accuratezza del modello utilizzato.

5.1.1 Approssimazione della superficie critica del materiale

La superficie critica del NbTi è stata approssimata con l'espressione analitica offerta dal *Bottura fit*, che è la stessa parametrizzazione utilizzata dal software THEA per il calcolo numerico dei parametri critici. Facendo riferimento alla sezione omonima del Capitolo 3, nella Tabella 5.1 si riportano i principali parametri utilizzati nella modellizzazione.

Parametro	Unità	Valore
$J_c(B, T)$	[A/mm ²]	3.0E+09
T_{c0}	[K]	9.2
B_{c20}	[T]	14.5
T_{op}	[K]	4.2
B_{op}	[T]	1.3
C_0		8.211E+10
α		0.57
β		0.9
γ		2.32

Tabella 5.1

5.1.2 Costanti termiche di propagazione del calore

Lo studio è iniziato col calcolo delle costanti temporali di propagazione del calore nella direzione longitudinale, parallela rispetto alla lunghezza del conduttore, e trasversale, direzione perpendicolare alla prima, per verificare se fosse possibile applicare l'approssimazione di sistema adiabatico. In via generale, una costante temporale longitudinale minore rispetto alla trasversale, impone che il conduttore composito rappresenti una via preferenziale per la trasmissione del calore, potendo trascurare, almeno per i primi istanti di analisi del fenomeno, la presenza del bagno di elio. In questo modo è possibile applicare con buona approssimazione le espressioni analitiche riportate nella sezione "Stabilità" del Capitolo 3. La costante di tempo termica si ottiene considerando un modello a parametri concentrati del sistema termico analizzato. Il conduttore composito è rivestito da un sottile strato di fibra di vetro (0.1 mm, Figura 4.5) e di resina epossidica (1 mm, Figura 4.5), più esternamente è predisposto un profilo rettangolare in acciaio inossidabile con funzione contenitiva e strutturale. Considerando la direzione longitudinale del cavo, i diversi materiali che costituiscono l'avvolgimento possono essere rappresentati come singole resistenze e capacità termiche in parallelo. È intuitivo pensare come, in caso di propagazione di calore all'interno del conduttore, almeno nei primissimi istanti successivi al disturbo iniziale, il calore diffuso per conduzione possa trovare una via preferenziale nei due elementi con conducibilità termica maggiore, che agiranno come un "cortocircuito" termico. In questo senso si trascura in prima approssimazione la presenza degli elementi isolanti (Figura 5.1 e Figura 5.2). Il rame e il niobio-titanio vengono modellizzati come un unico materiale omogeneo, rappresentato dai

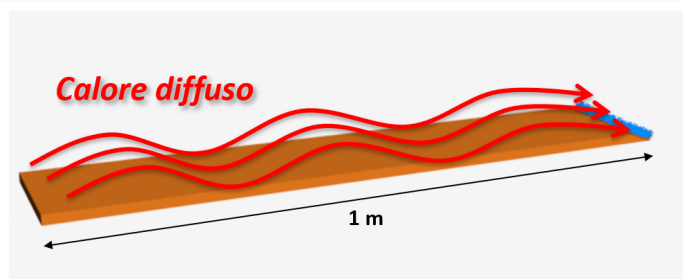


Figura 5.1: Propagazione del calore in direzione longitudinale al cavo

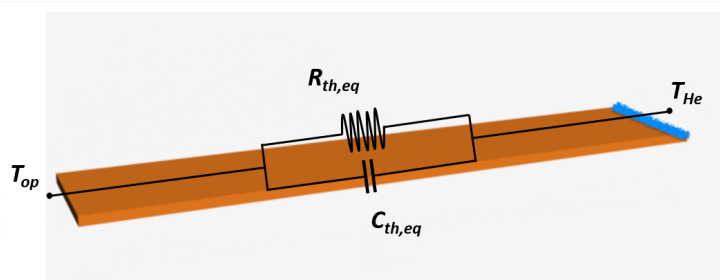


Figura 5.2: Circuito equivalente per il calcolo della costante di tempo longitudinale

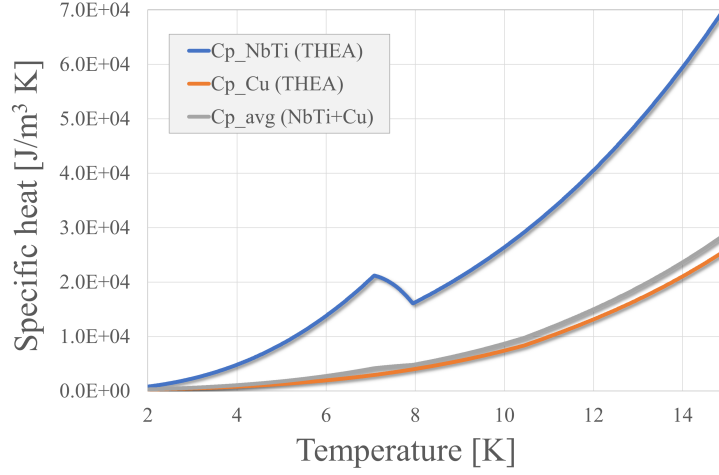


Figura 5.3: Calore specifico in funzione della temperatura

due parametri, resistenza termica e capacità termica equivalente. In tal modo si definisce il circuito RC termico equivalente del conduttore composito considerato. Le proprietà dell'elemento omogeneo sono ottenute come una media ponderata delle proprietà del rame e del niobio-titanio nella sezione che compone un singolo avvolgimento (cavo Rutherford e profilo stabilizzatore in rame)

$$c_{p,eq} = \frac{c_{Cu} A_{Cu} + c_{NbTi} A_{NbTi}}{A_{Cu} + A_{NbTi}} \quad (5.1)$$

$$k_{eq} = \frac{k_{Cu} A_{Cu} + k_{NbTi} A_{NbTi}}{A_{Cu} + A_{NbTi}} \quad (5.2)$$

con c_p capacità specifica del materiale [$\frac{J}{m^3 K}$], k conducibilità termica [$\frac{W}{m K}$] ed l lunghezza arbitraria attraversata dal calore per conduzione. A questo punto, calcolata la capacità e resistenza termica dell'elemento equivalente, è possibile ottenere la costante di tempo per la propagazione longitudinale del calore

$$\tau_{long} = C_{th,eq} \cdot R_{th,eq} = c_{p,eq} l A \frac{l}{k_{eq} A} = \frac{c_{p,eq} l^2}{k_{eq}} \quad (5.3)$$

In Figura 5.3 e 5.4 si riportano in dettaglio le principali proprietà dei materiali utilizzati, in funzione della temperatura, ottenute dalla libreria "CryoSoft Solids" [30] e dalla raccolta dati "Material Data Compilation for Superconductor Simulation" della EFDA (European Fusion Development Agreement) [31]. Si noti la dipendenza dalla temperatura del calore specifico del NbTi, con un picco in corrispondenza della temperatura di transizione. Si ri-

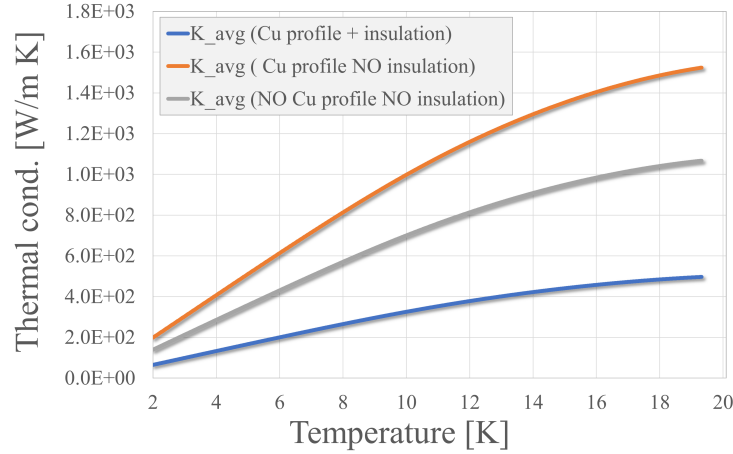


Figura 5.4: Conducibilità termica in funzione della temperatura

portano in Tabella 5.2 i principali parametri geometrici utilizzati nei calcoli.

Riferendosi alla geometria in Figura 4.5, si sono considerate due direzioni principali per la propagazione trasversale del calore, una verticale (Y) ed una orizzontale (X). La costante X ci fornisce una indicazione relativa al tempo impiegato dal calore, originato dalla zona più interna dell'avvolgimento, per attraversare i diversi strati di materiale fino al bagno di elio (Figura 5.5). La costante Y invece identifica l'istante temporale fino al quale possiamo considerare indipendente lo stato di un cavo rispetto a quello adiacente, all'interno dello stesso avvolgimento (Figura 5.6). I due diversi comportamenti sono studiati con due sistemi semplificati, a parametri concentrati, visibili in Figura 5.7 e 5.8. Una volta calcolata la capacità e la resistenza termica per ogni elemento, si ottiene

$$\tau_{X/Y} = C_{th} \cdot R_{th} = c_p l A \frac{l}{kA} = \frac{c_p l^2}{k} \quad (5.4)$$

con c_p calore specifico del materiale [$\frac{J}{m^3 K}$], k conducibilità termica [$\frac{W}{m K}$] ed l spessore del materiale utilizzato, ottenuto dalle specifiche progettuali riportate nel capitolo precedente. In Figura 5.9 e Figura 5.10 sono mostrate la costante temporale per la propagazione del calore in direzione longitudinale e trasversale così ottenute. Il calcolo delle due costanti è stato effettuato, per entrambe, con una distanza equivalente alla dimensione trasversale del cavo. Si noti che, per queste condizioni operative del cavo, la costante longitudinale risulta, nel *range* di temperature analizzato, sempre circa tre ordini

Parametro	Unità	Valore
Diametro cond. multif.	[m]	4.8E-04
Area cond. multif.	[m ²]	1.8096E-07
Cu-NonCu (No Cu profile)		1.75
Area rame cond. multif.	[m ²]	1.1515E-07
Area NbTi cond. multif.	[m ²]	6.5802E-08
Area rame nel cavo	[m ²]	2.0728E-06
Area NbTi nel cavo	[m ²]	1.1844E-06
Corrente cavo	[A]	900
Corrente per cond. multif.	[A]	50
J^{op}	[A/m ²]	7.5985E+08
Fattore di riempimento		0.75
Area profilo rame	[m ²]	1.4307E-05
Area rame totale	[m ²]	1.6380E-05

Tabella 5.2

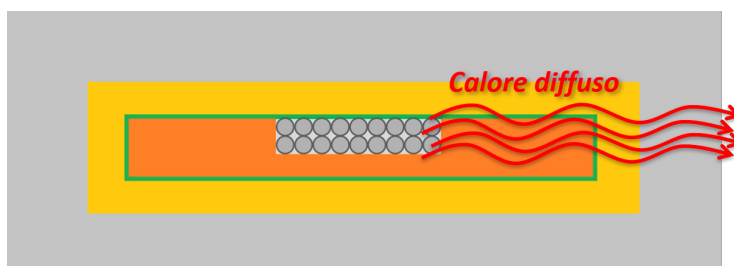


Figura 5.5: Propagazione del calore in direzione X fino al bagno di elio

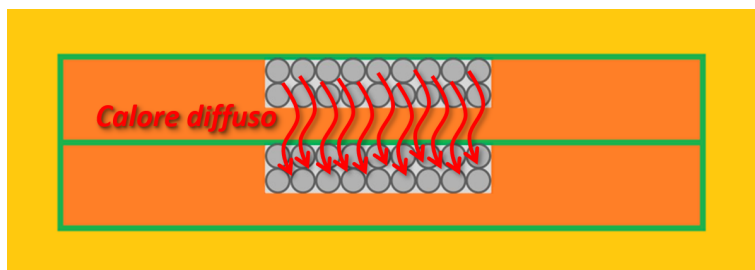


Figura 5.6: Propagazione del calore in direzione Y fino al cavo adiacente

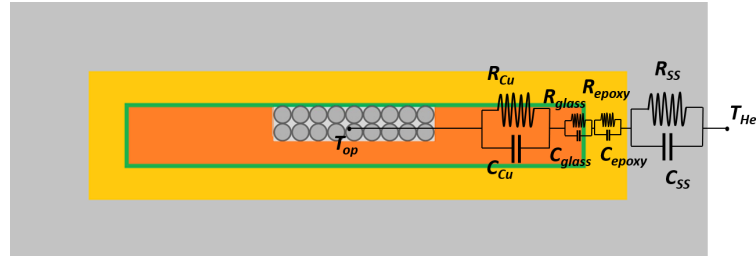


Figura 5.7: Circuito equivalente per il calcolo della costante di tempo X

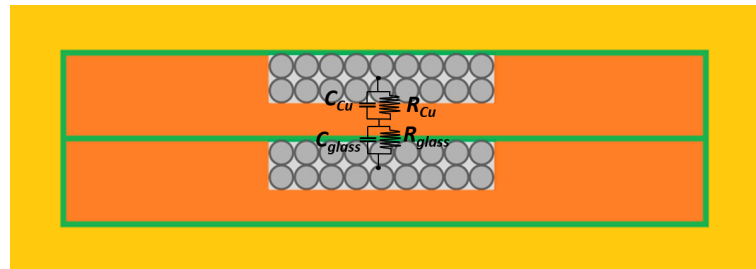


Figura 5.8: Circuito equivalente per il calcolo della costante di tempo Y

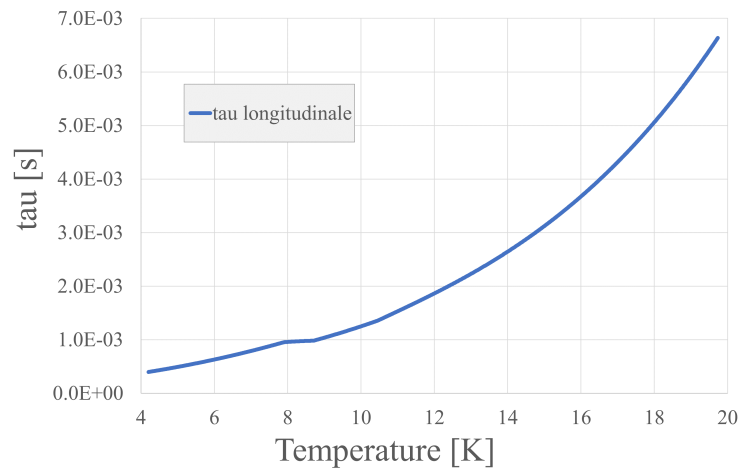


Figura 5.9: Costante temporale per la propagazione del calore in direzione longitudinale al cavo

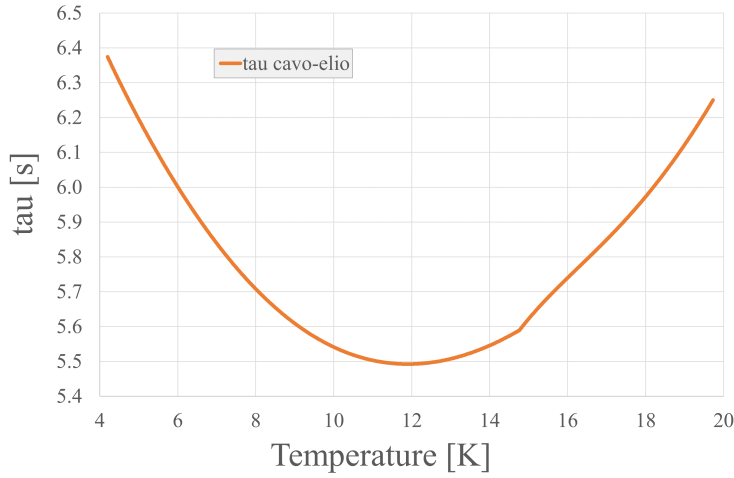


Figura 5.10: Costante temporale per la propagazione del calore in direzione trasversale al cavo

di grandezza inferiore rispetto a quella trasversale. In Figura 5.11 è mostrato il confronto fra le due costanti temporali. Per la dimensione longitudinale è stata considerata, in questo caso, una lunghezza del conduttore pari a 2 m, per quella trasversale, la sezione dell'avvolgimento. Le costanti temporali risultano dello stesso ordine di grandezza, mostrando che il contributo dato dalla presenza del bagno di elio, deve essere considerato una volta che il calore si sia diffuso uniformemente per tutta la lunghezza del conduttore. Questo coincide con la transizione dell'intera lunghezza del cavo a fase normale, successiva alla propagazione del *quench* dalla zona di disturbo iniziale. Per analisi immediatamente successive ai primi istanti di deposizione del disturbo scatenante, il modello del sistema può essere considerato adiabatico, con la temperatura del materiale composito praticamente indipendente dalla presenza del bagno esterno di elio.

5.1.3 Entalpia specifica

Se un grande volume di materiale superconduttore è soggetto ad un improvviso rilascio di energia, la temperatura cresce in modo adiabatico, unicamente limitata dalla sua capacità termica. Le quantità di energie coinvolte sono piccole (si parla tipicamente di mJ/cc) in quanto i calori specifici dei materiali costitutivi sono, a temperature criogeniche, molto bassi, con una riduzione di oltre 3 ordini di grandezza rispetto ai valori a temperatura ambiente (si ricordi l'andamento del calore specifico visibile in Figura 5.3). A causa della rapida variazione del calore specifico con la temperatura, si utilizza spesso

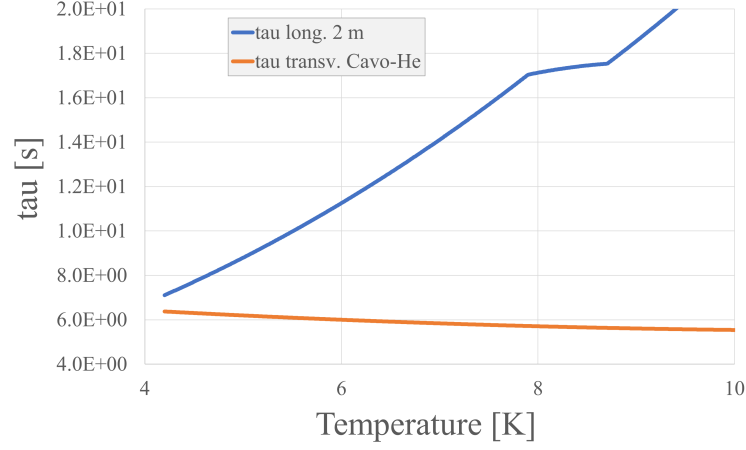


Figura 5.11: Confronto fra le due costanti di propagazione termica del calore. Per la costante longitudinale è stata considerata una lunghezza del conduttore di 2 m, per la costante trasversale, invece, la dimensione della sezione dell'intero avvolgimento.

nei calcoli l'entalpia specifica, espressa come

$$H = \int_{T_{op}}^{T_{cs}} c_p(T) dT \quad (5.5)$$

dove con T_{cs} si è indicata la temperatura di *current sharing*, ossia la temperatura oltre la quale il niobio-titanio inizia a condividere la corrente con il rame stabilizzatore. Il meccanismo è descritto nella sezione "Stabilità", in cui si discute la possibilità di transizione a fase normale della zona superconduttiva locale considerata. L'entalpia specifica rappresenta un importante indicatore nello studio della stabilità dei magneti superconduttori, definendo, in virtù delle proprietà termiche dei materiali compositi del cavo, il serbatoio di energia accumulabile per unità di volume dal materiale, prima di entrare in regione di funzionamento resistiva, dove il materiale stesso dissipa energia per effetto Joule. Nel caso considerato, il calcolo dell'entalpia specifica è stato ottenuto integrando la funzione calore specifico (media ponderata dei materiali costituenti nella sezione di interesse, vedi 5.1) già ottenuta e visibile in Figura 5.3, nel range di temperatura $T_{op} = 4.2$ K $T_{cs} = 7.07$ K, dove la temperatura di *current sharing* è stata calcolata, utilizzando la parametrizzazione offerta dal *Bottura fit* (si veda il paragrafo omonimo), come la temperatura alla quale la densità di corrente operativa equivale alla densità di corrente critica, si veda l'equazione 3.15. Il valore finale, ottenuto conside-

rando la densità di corrente ingegneristica operativa ed un campo magnetico stazionario pari a 3.2 T, è 7.05 mJ/cc.

5.1.4 Calcolo della velocità di propagazione del *quench*

Come argomentato nel paragrafo "Stabilità" del capitolo 3, l'ipotesi di sistema adiabatico consente di semplificare l'analisi del cavo, applicando espressioni analitiche ottenute trascurando alcuni termini dell'equazione del bilancio 3.17. Nota la geometria e le proprietà dei materiali costitutivi del cavo, è possibile, applicando l'espressione 3.37, calcolare la velocità di propagazione della zona normale. Il valore di ≈ 3.5 m/s è stato ottenuto mediando le proprietà del materiale composito all'interno del range di temperature T_{op} - T_{joule} , dove per la temperatura T_{joule} è stato scelto il valore di 7.505 K, calcolato come media fra la temperatura critica $T_c = 7.94$ K e la temperatura di *current sharing* $T_{cs} = 7.07$ K, entrambi, valori ottenuti con l'approssimazione della superficie critica offerta dal *Bottura fit* (Equazione 3.15).

5.1.5 Calcolo della minima zona di propagazione

Un'altra grandezza essenziale quando studiamo la fenomenologia di disturbi distribuiti è la minima zona di propagazione del *quench* (*MPZ*). Applicando l'espressione 3.25, mediando le proprietà dei materiali all'interno del range di temperatura 7.94-4.2 K si è ottenuta una *MPZ* di ≈ 10 cm.

5.2 Modello THEA

Le simulazioni da cui si sviluppa lo studio di stabilità sono ottenute con il software *THEA*. *CryoSoft THEA* permette di simulare il comportamento del cavo tenendo in considerazione i fenomeni che fanno capo ai tre principali domini per gli studi di stabilità: termico, elettrico ed idraulico. Il modello sviluppato, a cui si fa riferimento, consente di considerare non solo i fenomeni di scambio termico, ma anche la redistribuzione di corrente fra cavi diversi ed il comportamento del fluido criogenico a seguito dell'evoluzione di un *quench*, nonchè transitori lenti, come le normali rampe di funzionamento in stato stazionario. Per rispondere alle mutevoli esigenze di un settore in continua evoluzione, *THEA* è stato progettato con la massima flessibilità, e risulta un valido alleato per effettuare studi predittivi di fattibilità per cavi commerciali. Come in altri codici per l'analisi termica ed idraulica dei superconduttori, *THEA* utilizza l'ipotesi che la lunghezza del conduttore sia molto più grande della sua dimensione trasversale, in modo che tutti i fenomeni possano essere

modellizzati con una approssimazione monodimensionale del cavo per tutta la sua lunghezza.

Il cavo analizzato è lungo 4 metri, ma considerando le condizioni di simmetria sul lato sinistro, possiamo studiarne solamente la metà: la lunghezza del conduttore simulato è $L_{cavo} = 2$ m. Il calore di disturbo è applicato dall'istante $t = 0$ per un periodo di tempo Q_τ . La lunghezza di deposizione del calore è definita dalle due coordinate Q_{XBegin} e Q_{XEnd} . I dettagli sulla distribuzione del calore depositato come disturbo localizzato sarà descritta in seguito.

5.2.1 Soluzioni *PDE*

THEA risolve un insieme di equazioni alle derivate parziali (*PDE*) accoppiate fra i diversi elementi, e calcola per ogni istante di tempo richiesto, la distribuzione lungo il conduttore delle diverse variabili. La soluzione soddisfa le condizioni iniziali e al contorno scelte dall'utilizzatore. Il modello termico è descritto utilizzando un unico elemento: il conduttore è considerato composto (come nei calcoli delle costanti temporali) da *NbTi* e *Cu* con temperatura uniforme nella sezione considerata. Trascurando la dimensione trasversale, il modello termico può essere descritto attraverso una equazione di propagazione del calore monodimensionale [22]

$$A_i \rho_i c_i \frac{\partial T_i}{\partial x} - \frac{\partial T_i}{\partial x} \left(A_i k_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) = \dot{q}_{St} + \dot{q}_{Joule} + \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{T_j - T_i}{H_{ij}} + \sum_{h=1}^M p_{ih} h_{ih} (T_h - T_i) \quad (5.6)$$

considerando l'approssimazione adiabatica, e l'unico elemento termico di cui è composto il modello utilizzato, l'equazione si riduce a

$$A_i \rho_i c_i \frac{\partial T_i}{\partial x} - \frac{\partial T_i}{\partial x} \left(A_i k_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) = \dot{q}_{St} + \dot{q}_{Joule} \quad (5.7)$$

Nella Tabella 5.3 sono riportati i principali parametri utilizzati nella modellizzazione, con la relativa definizione.

5.2.2 Condizioni al contorno

Per quanto riguarda le condizioni al contorno, è imposta una condizione di simmetria al contorno sinistro, coincidente con il primo elemento del modello monodimensionale ($x = 0$)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (5.8)$$

Parametro	Unità	Significato
A_i	$[m^2]$	sezione elemento i
ρ_i	$[Kg/m^3]$	densità elemento i
c_i	$[J/KgK]$	calore specifico elemento i
k_i	$[W/mK]$	conducibilità termica elemento i
T_i	$[K]$	temperatura elemento i
$\dot{q}_{St}$	$[W/m]$	disturbo esterno per unità di lunghezza
$\dot{q}_{Joule}$	$[W/m]$	calore Joule per unità di lunghezza
H_{ij}	$[Km/W]$	resistenza termica fra elemento i e j
p_{ih}	$[m]$	perimetro bagnato fra elemento i e j
h_{ih}	$[W/m^2K]$	coefficiente di trasferimento fra elemento i e j
N		numero di elementi termici ¹
M		numero di elementi idraulici ²

Tabella 5.3

mentre al contorno destro ($x = L_{cable}$) la temperatura è mantenuta ad un valore costante

$$T = 4.2K \quad (5.9)$$

Infine, prima dell'imposizione del disturbo esterno, all'istante $t = 0$, la temperatura lungo il cavo è uniforme e fissata al valore operativo di 4.2 K.

5.2.3 Meshing ed integrazione spazio-temporale

Si descrivono in Tabella 5.4 i principali parametri utilizzati per la creazione della *mesh* e l'integrazione spazio-temporale dell'equazione differenziale 5.7. Per la scelta del valore di ogni parametro, si rimanda all'Appendice.

5.3 Minima energia di *quench*

I diversi rilasci di energia ai quali è sottoposto un avvolgimento superconduttivo sono variabili per intensità e durata. La serie di simulazioni proposte è volto ad ottenere la minima energia di *quench* del magnete, in funzione del tempo di deposizione del disturbo esterno e della dimensione della zona riscaldata. Il set di simulazioni può essere diviso in due macro gruppi, uno utilizzato per l'analisi di un'area riscaldata leggermente più grande della MPZ ($Q_{XEnd} = 10\text{ cm}$) e l'altra con una zona di deposizione del calore

<i>NrElements</i>	Numero totale di elementi della <i>mesh</i>
<i>ElementNodes</i>	Numero di nodi per elemento
<i>ElementOrder</i>	Ordine di interpolazione degli elementi, questo parametro definisce l'ordine della funzione di forma
<i>StartTime</i>	Istante iniziale della simulazione
<i>EndTime</i>	Istante finale della simulazione
<i>TimeMethod</i>	Metodo di integrazione temporale utilizzato (<i>default Euler-backward</i>)
<i>MinimumStep</i>	Minimo passo di integrazione
<i>MaximumStep</i>	Massimo passo di integrazione
<i>Tolerance</i>	Errore relativo da calcolare in ogni fase temporale durante integrazione, utilizzato per controllare il passo di integrazione.

Tabella 5.4

Parametro	Unità	Valore
Lunghezza (cavo)	[m]	2
Corrente	[A]	900
Campo magnetico	[T]	3.2
Area Cu (fili + profilo Cu)	[m ²]	1.63801E-05
Area $NbTi$	[m ²]	1.18444E-06
Nr. elementi (<i>mesh</i>)		200
Ordine elementi (curva di forma)		1
Passo di integrazione minimo	[s]	1.00E-07
Passo di integrazione massimo	[s]	1.00E-05
Tempo di simulazione	[s]	1

Tabella 5.5

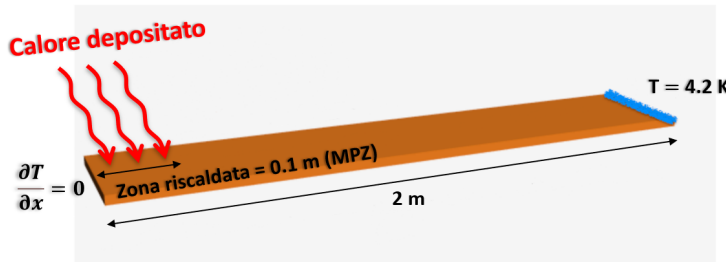


Figura 5.12: Sistema modellizzato con una zona di disturbo poco più lunga della MPZ

molto più grande ($Q_{X_{end}} = 1\text{ m}$). Sono riportati in Tabella 5.5 i principali parametri che compongono il *file* di *input* per le simulazioni.

5.3.1 Zona riscaldata di 10 cm (MPZ)

Il primo set di simulazioni ha voluto simulare un disturbo distribuito lungo il cavo per una lunghezza poco superiore alla zona MPZ, come calcolata nella fase preliminare dello studio numerico. Si riporta in Figura 5.12 una rappresentazione artistica del sistema analizzato. Nella Tabella 5.6 si riportano in ordine le simulazioni svolte in relazione al periodo di disturbo per la zona riscaldata. Il valore della potenza rilasciata è stato scelto per ogni simulazione singolarmente, seguendo un procedimento iterativo, fino a provocare la transizione irreversibile della zona riscaldata a fase normale (propagazione del *quench* lungo il conduttore).

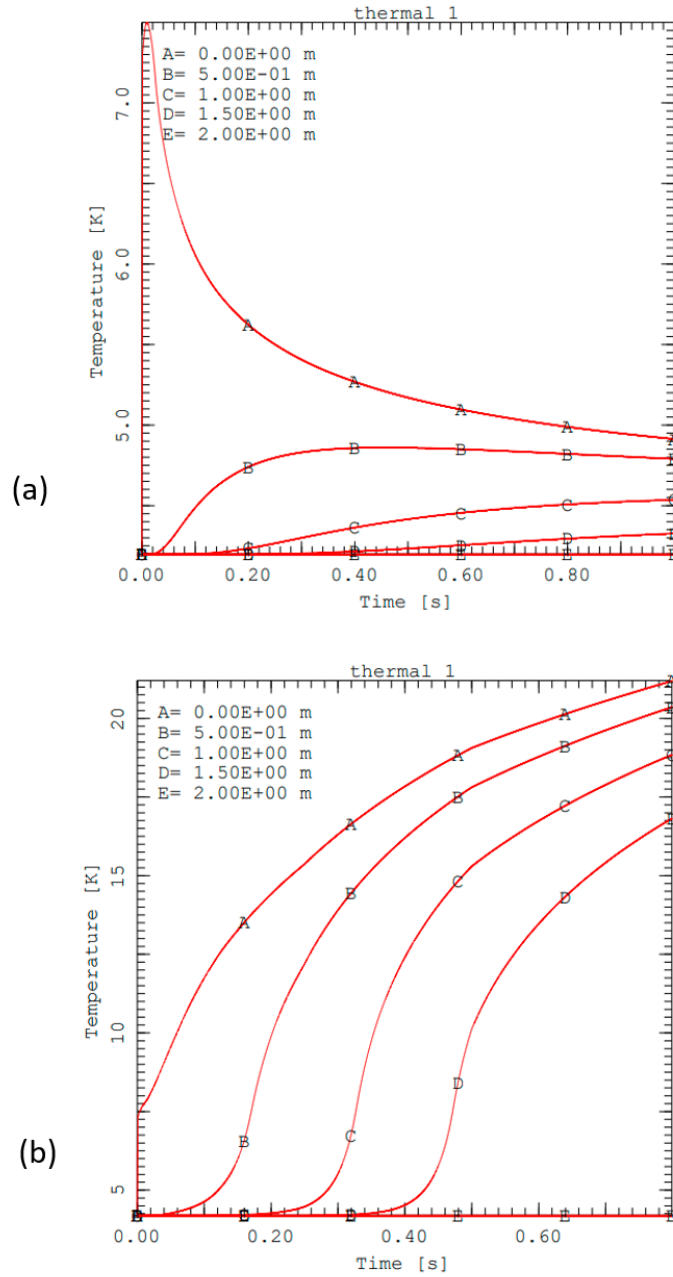


Figura 5.13: I grafici mostrano la temperatura in funzione del tempo a diversi istanti temporali della simulazione. (a) *Recovery*, la temperatura scende tornando alle condizioni pre-disturbo. (b) *Quench*, la temperatura aumenta in modo indefinito ed incontrollato.

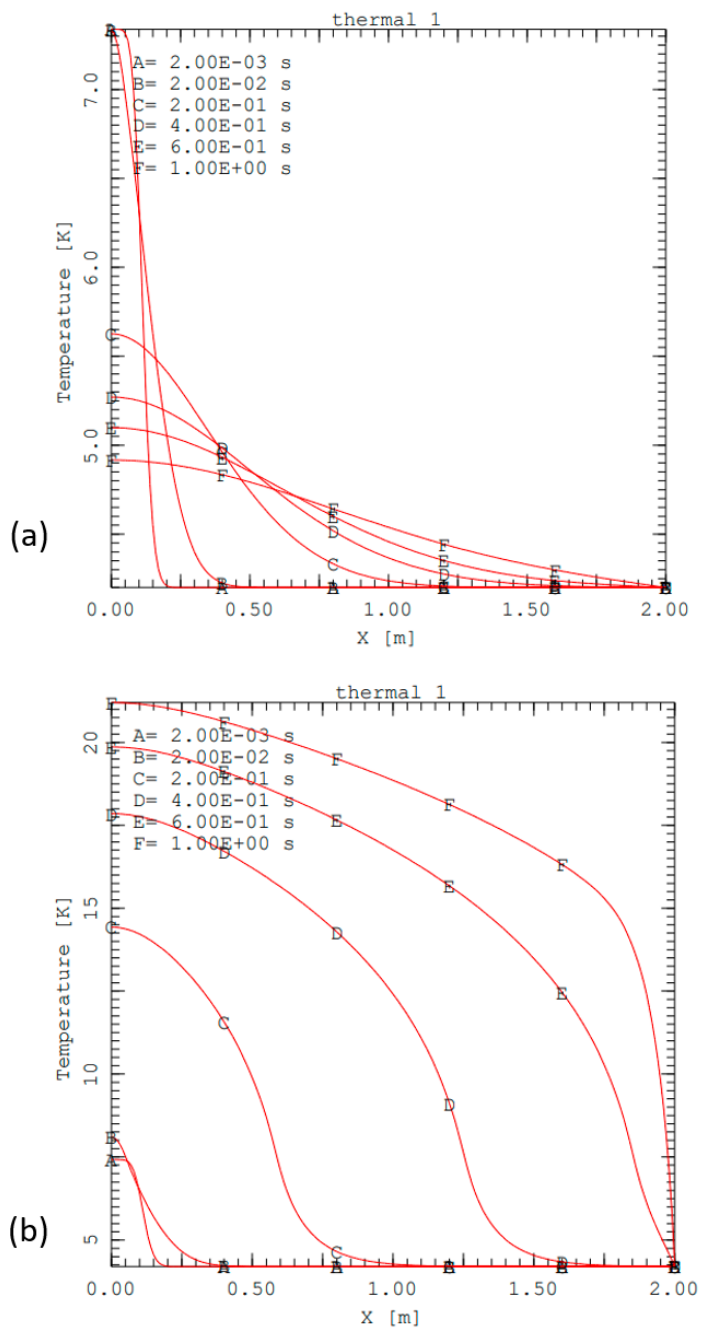


Figura 5.14: I grafici mostrano la temperatura in funzione della lunghezza del cavo. (a) *Recovery*, la conduzione del caore aiuta la redistribuzione dell'energia accumulata. (b) *Quench*, il calore si diffonde come un'onda di temperatura lungo il cavo.

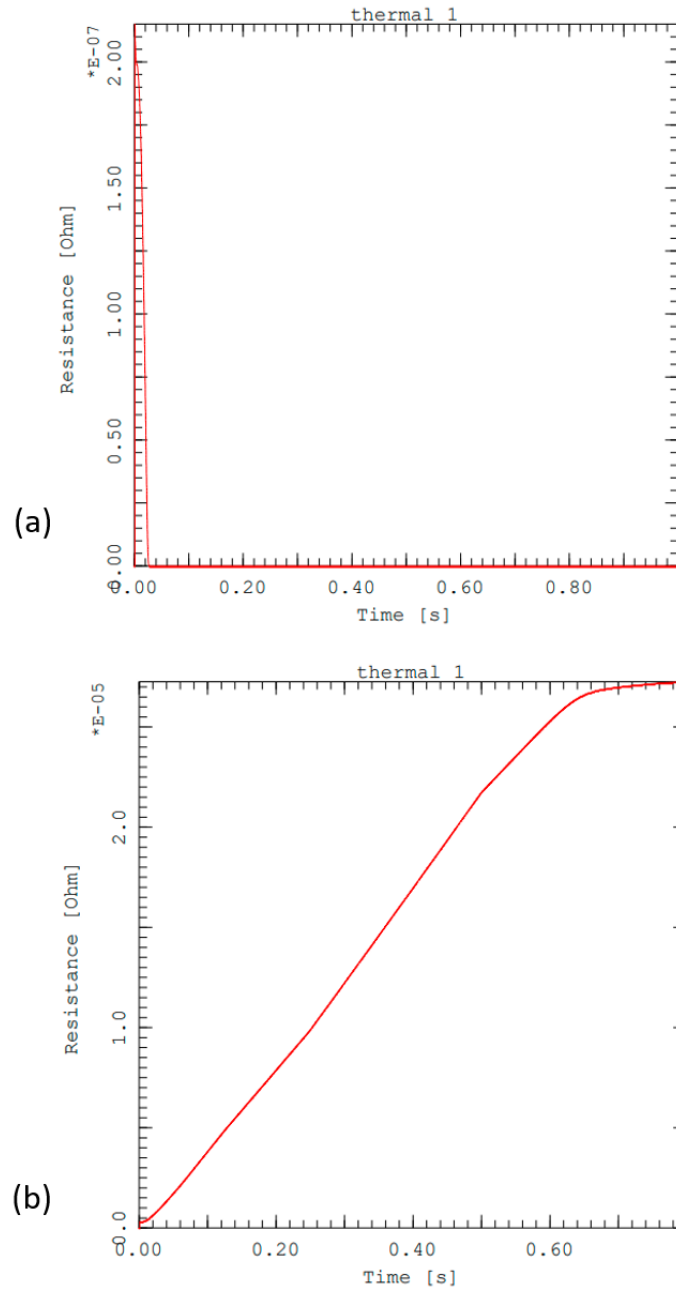


Figura 5.15: I grafici mostrano la resistenza del cavo in funzione del tempo. (a) *Recovery*, la resistenza aumenta inizialmente, per poi tornare a valori non misurabili. (b) *Quench*, la resistenza aumenta fino a raggiungere un valore di saturazione.

Primo gruppo	→	$1^{-3} s$
Secondo gruppo	→	$1^{-2} s$
Terzo gruppo	→	$1^{-1} s$
Quarto gruppo	→	$1 s$

Tabella 5.6

Primo gruppo	→	$1^{-3} s$
Secondo gruppo	→	$1^{-2} s$
Terzo gruppo	→	$1^{-1} s$
Quarto gruppo	→	$1 s$

Tabella 5.7

5.3.2 Zona riscaldata di 1 m

Un’analisi speculare è stata eseguita con una lunghezza di riscaldamento di 1 m, mantenendo valori uguali per gli altri parametri della simulazione. Si riporta in Figura 5.16 una rappresentazione del sistema analizzato. Nella Tabella 5.7 si riportano il tempo di riscaldamento in relazione al gruppo di simulazioni considerato.

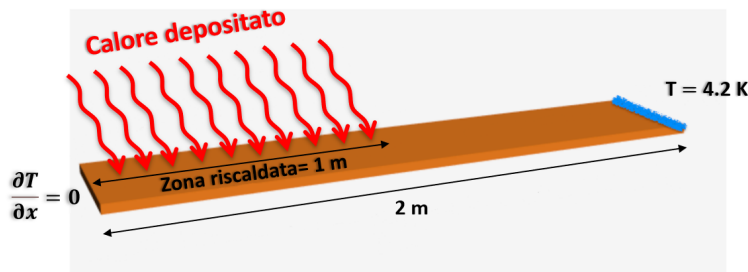


Figura 5.16

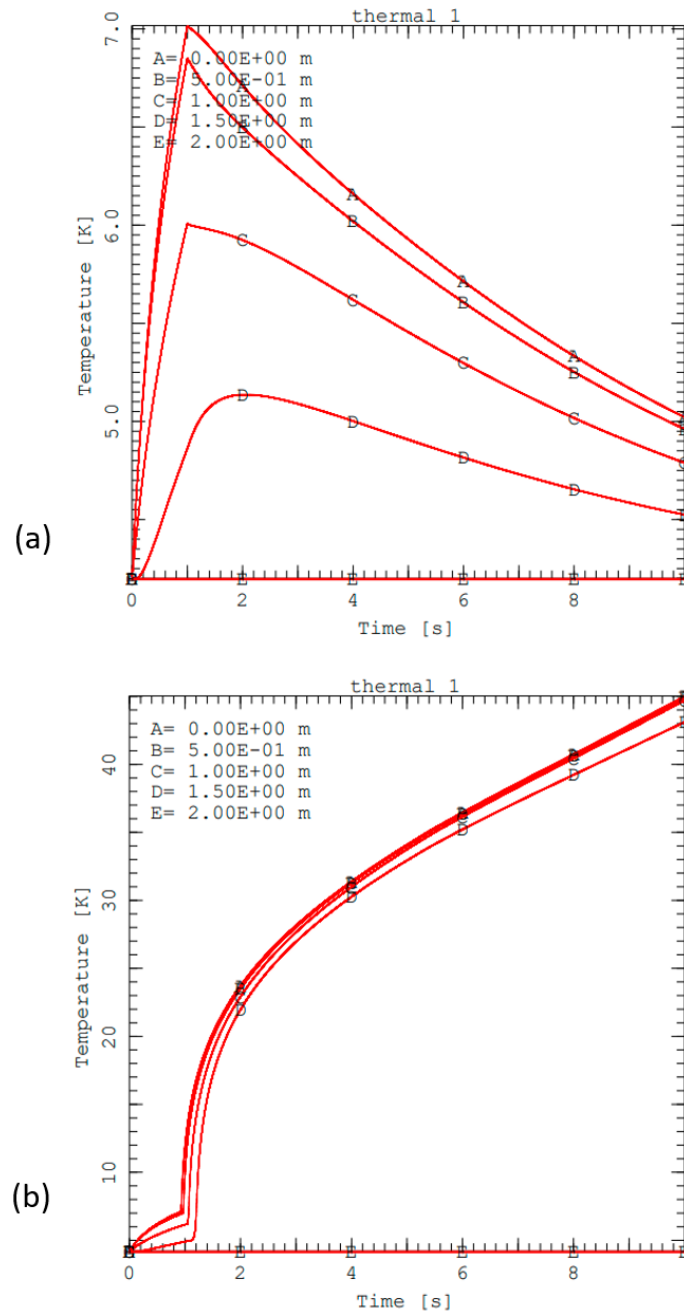


Figura 5.17: I grafici mostrano la temperatura in funzione del tempo a diversi istanti temporali della simulazione. (a) *Recovery*, la temperatura scende tornando alle condizioni pre-disturbo. (b) *Quench*, la temperatura aumenta in modo indefinito ed incontrollato.

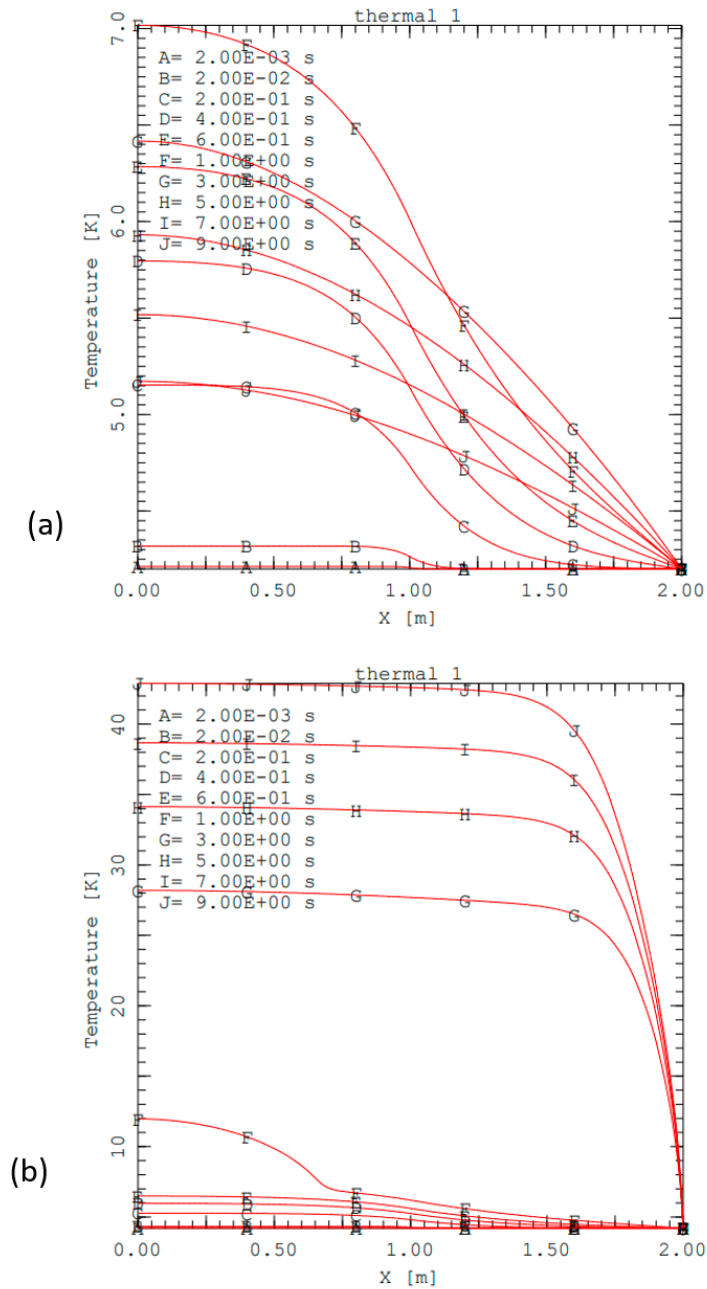


Figura 5.18: I grafici mostrano la temperatura in funzione della lunghezza del cavo. (a) *Recovery*, la conduzione del cuore aiuta la redistribuzione dell'energia accumulata. (b) *Quench*, il calore si diffonde come un'onda di temperatura lungo il cavo.

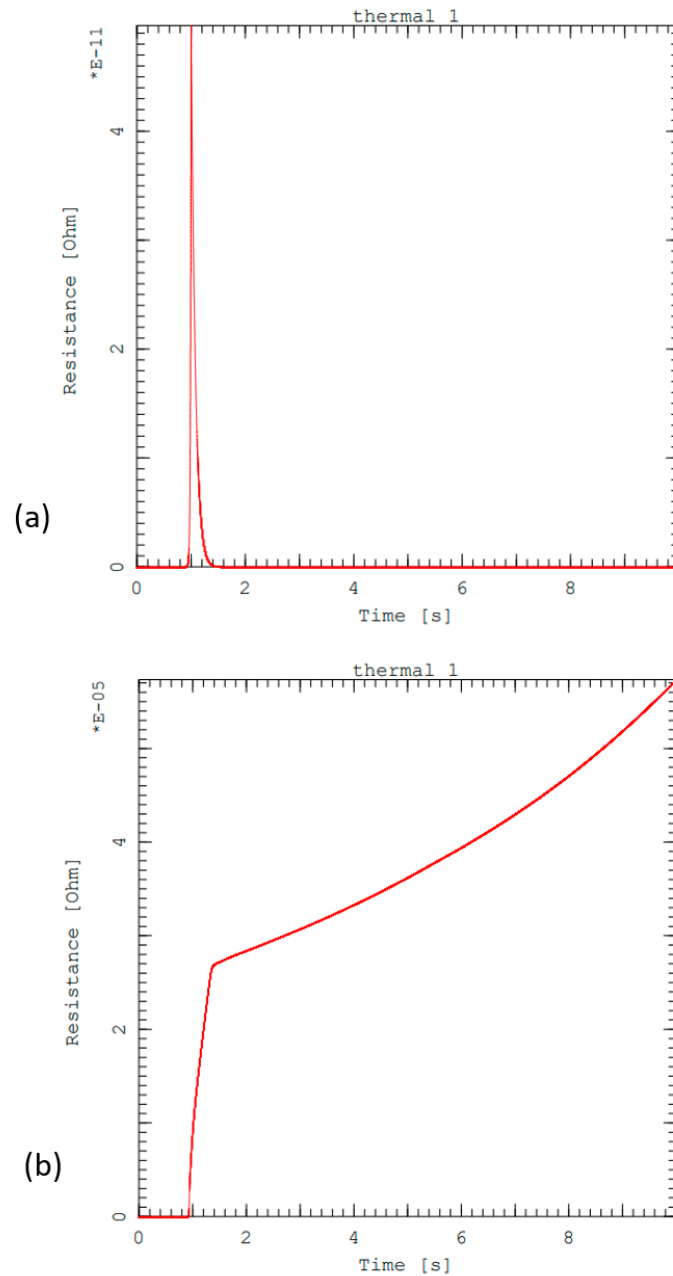


Figura 5.19: I grafici mostrano la resistenza del cavo in funzione del tempo. (a) *Recovery*, la resistenza aumenta inizialmente, per poi tornare a valori non misurabili. (b) *Quench*, la resistenza aumenta fino a raggiungere un valore di saturazione.

5.4 Risultati

Si riportano in questa sezione i risultati per la simulazione monodimensionale dell'avvolgimento dimostrativo di *GaToroid*. Prima di presentare il dato più significativo, ovvero la minima energia di *quench* in funzione del tempo di riscaldamento della zona di disturbo, si mostrano alcuni grafici ottenuti con il post-processore integrato all'interno del software, che forniscono un'ottima descrizione della dinamica del *quench* (o in alternativa del *recovery*) all'interno del conduttore analizzato.

In Figura 5.13 (a) e (b) è riportata la temperatura di cinque specifici punti lungo il cavo, in funzione del tempo. La Figura (a) corrisponde alla risposta dinamica del conduttore con una potenza di disturbo applicata di 145 W/m. Dopo un primo aumento, indicativo nel punto di *hot spot*³(curva A), la temperatura, seguendo un andamento esponenziale inverso, scende fino a tornare a valori stabili. Si è verificato un *recovery*, ovvero è stata sufficiente unicamente la conducibilità del conduttore per permettere la diffusione dell'energia Joule generata dalla zona normale. In Figura (b) si osserva invece un aumento incontrollato della stessa: la conduzione lungo il cavo non è più sufficiente a contrastare l'aumento di temperatura dovuto all'effetto Joule, il calore diffondendosi fa transire una parte sempre maggiore di conduttore, si definisce la fenomenologia del *quench*. In Figura 5.14 è mostrata la temperatura in funzione della lunghezza del conduttore con grafici a diversi istanti temporali. In (a) si evidenzia come il gradiente della temperatura diminuisca con l'aumentare dell'istante di simulazione, il calore diffondendosi lungo il cavo permette la diminuzione locale della temperatura nel punto di *hot spot*, si è verificato un *recovery*. In (b) il calore si diffonde visibilmente lungo il conduttore come un'onda di temperatura, ad istanti successivi la temperatura aumenta localmente ed in modo incontrollato in ogni punto, il cavo ha subito un *quench*. Infine in Figura 5.15 (a) e (b) è riportato l'andamento della resistenza del conduttore rispettivamente in caso di *recovery* e *quench*, della caratteristica di saturazione della Figura (b) si riporta una spiegazione dettagliata nella sezione "Considerazioni" più avanti in questa trattazione. Le Figure 5.17, 5.18 e 5.19 riportano alcuni risultati di simulazioni effettuati per il secondo gruppo di prove, per una zona di riscaldamento più grande della MPZ ed uguale a 1 m, si possono fare considerazioni analoghe alle precedenti.

³punto che riceve per la maggior parte del tempo il riscaldamento del disturbo esterno. Nella nostra trattazione coincide con l'elemento posizionato in $x=0$.

5.4.1 MQE

La Figura 5.20 mostra l'andamento della minima energia di *quench* del cavo al variare del tempo di deposizione del disturbo esterno. La curva arancione per una zona riscaldata di lunghezza uguale ad 1 m, quella verde per una lunghezza poco più grande della *MPZ*. Dai risultati emerge la relativa indipendenza dal periodo di disturbo per un conduttore con zona riscaldata uguale ad 1 m. Per una zona di riscaldamento più piccola, simile alla *MPZ*, a parità di volume l'energia minima di *quench* risulterà maggiore per durate di impulso maggiori. Per disturbi prolungati, il volume di materiale superconduttore ha più tempo per smaltire il calore per conduzione, quindi parte di esso non viene coinvolto nel riscaldamento del magnete. L'aumento di pendenza della curva avviene visibilmente con un *heating time* superiore a 10^{-2} s. In Figura 5.21, ingrandimento della Figura 5.20, si osserva che i valori di *MQE* (*Minimum Quench Energy*) sono sempre superiori all'entalpia specifica calcolata in sede preliminare, come ci si dovrebbe aspettare.

5.4.2 Velocità di propagazione della zona normale

Dai risultati delle simulazioni è possibile estrapolare la velocità effettiva di propagazione della zona normale all'interno del conduttore. Come è già stato osservato, facendo riferimento alla Figura 5.14, il calore si diffonde lungo il magnete come un'onda di temperatura. In relazione a questa osservazione empirica, si immagina che la zona normale si diffonda insieme al fronte d'onda, nel momento in cui la temperatura avrà raggiunto localmente il valore della temperatura critica del niobio-titanio alle condizioni operative considerate. Come calcolato precedentemente, il valore della temperatura critica è $T_c = 7.94$ K. La lunghezza percorsa dalla zona normale, equivale, nel grafico in Figura 5.24, alla differenza spaziale fra i punti ottenuti come intersezione delle curve, ad istanti temporali diversi, con la soglia fissata alla temperatura critica. È quindi possibile calcolare l'effettiva velocità del *quench*, con i risultati ottenuti dalle simulazioni, come la distanza percorsa dalla superficie limite fra le due fasi⁴ nell'intervallo di tempo che intercorre fra i due istanti $t_c = 0.2$ s e $t_d = 0.4$ s

$$v_{quench} \approx \frac{1.225 - 0.6}{0.2} \approx 3.125 \text{ m/s} \quad (5.10)$$

confrontando il risultato con il valore calcolato analiticamente in "Calcolo della velocità di propagazione del *quench*", che era $v_{adiabatic} \approx 3.5 \text{ m/s}$ otteniamo una validazione dei risultati ottenuti.

⁴dove l'elemento di divisione fra la fase normale e quella superconduttiva è proprio definito dalla temperatura critica T_c

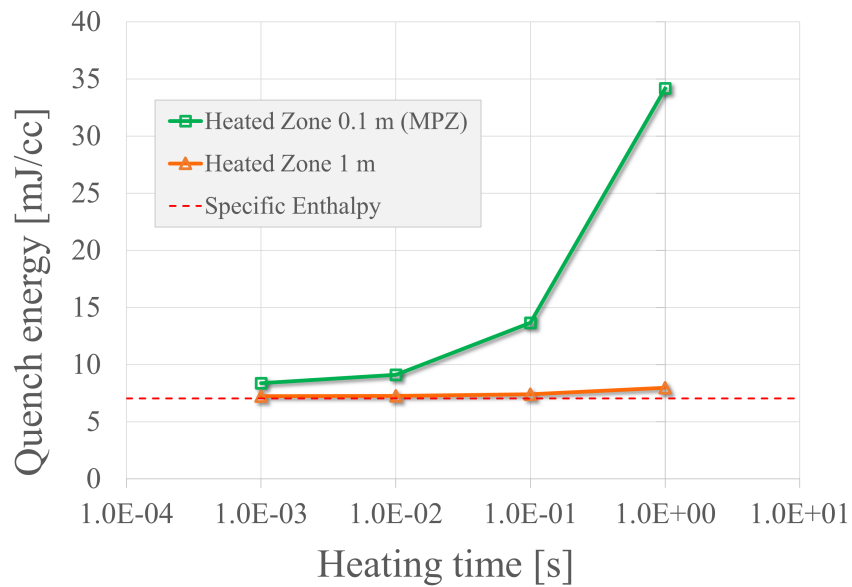


Figura 5.20: Minima energia di *quench* in funzione del periodo di disturbo.

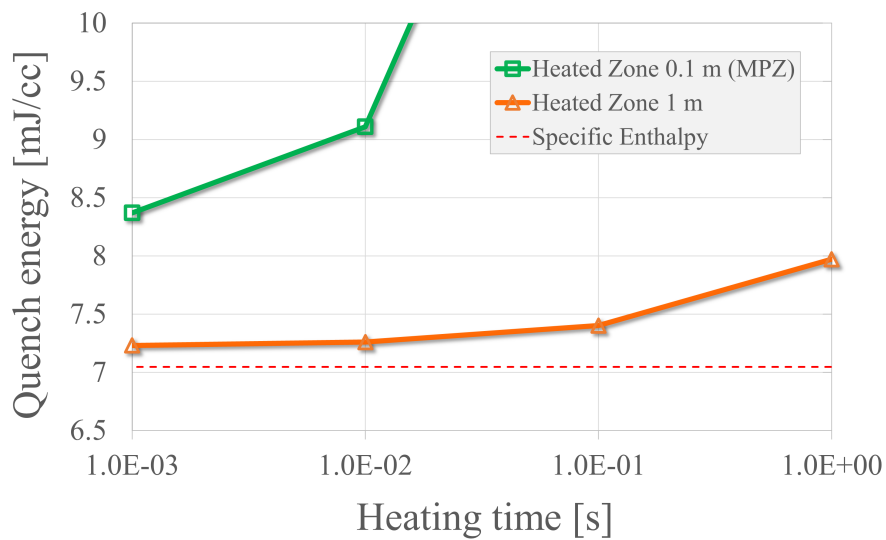


Figura 5.21: Ingrandimento della Figura 5.20

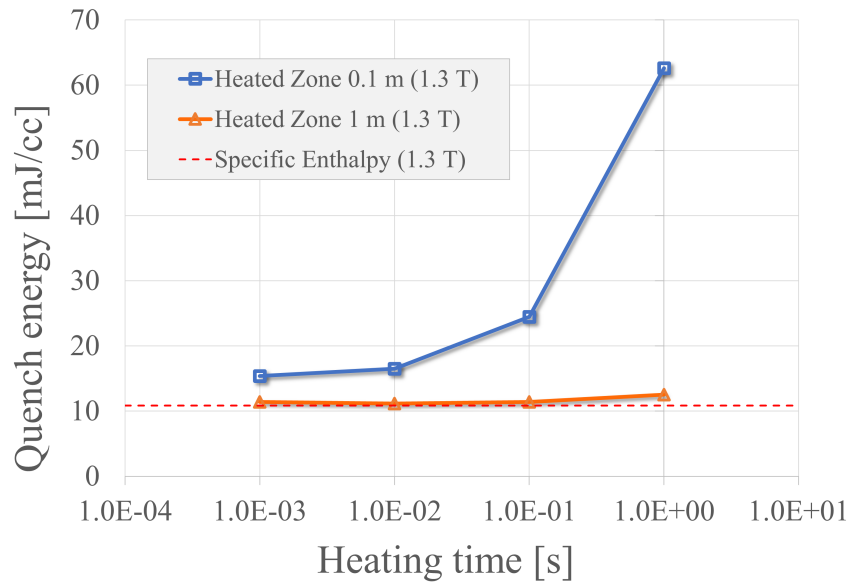


Figura 5.22: Minima energia di *quench* in funzione del periodo di disturbo. In questo prove il campo magnetico è stato fissato a 1.3 T.

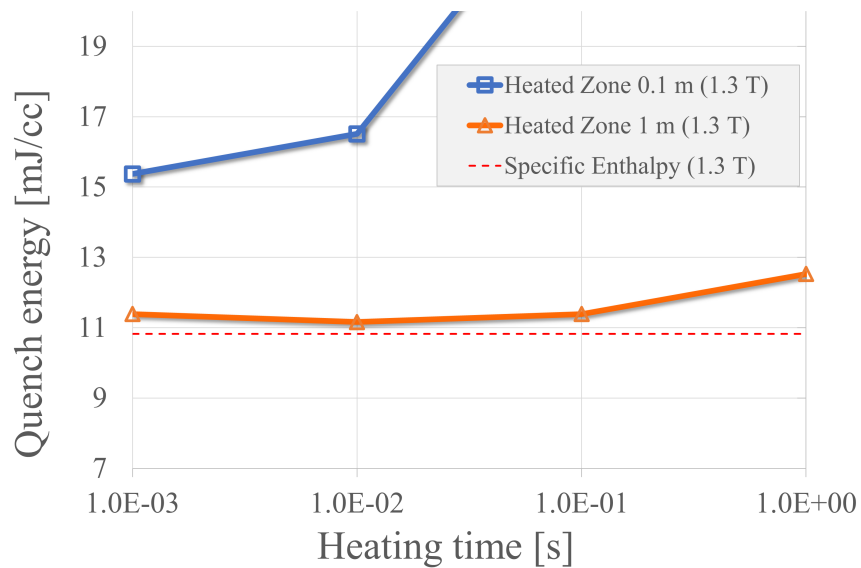


Figura 5.23: Ingrandimento della Figura 5.22

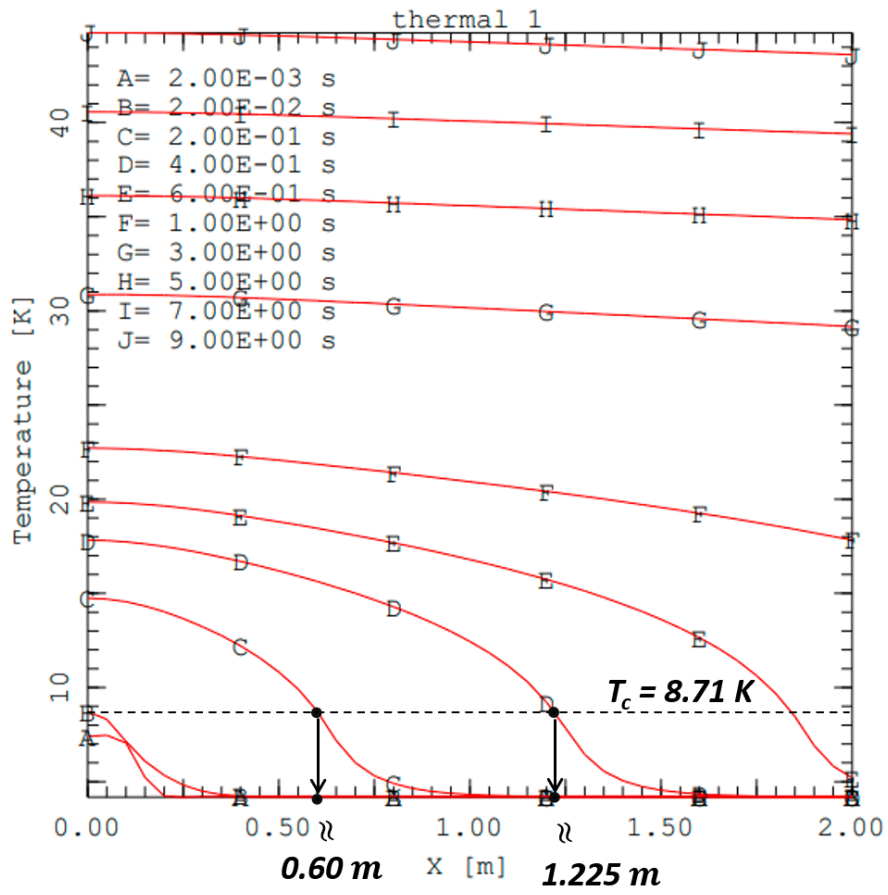


Figura 5.24: Calcolo empirico della velocità di propagazione della zona normale

Parametro	Unità	Valore
Lunghezza (cavo)	[m]	10
Corrente	[A]	900
Campo magnetico	[T]	3.2
Area Cu (fili + profilo Cu)	[m ²]	1.63801E-05
Area $NbTi$	[m ²]	1.18444E-06
Nr. elementi (<i>mesh</i>)		1000
Ordine elementi (curva di forma)		1
Passo di integrazione minimo	[s]	1.00E-07
Passo di integrazione massimo	[s]	1.00E-05
Tempo di simulazione	[s]	10

Tabella 5.8

5.4.3 Tempo di rilevazione del *quench*

Le ultime due simulazioni sono relative al sistema di protezione esterno. In relazione alla tipologia di protezione scelta per il magnete (ci sono diverse possibilità al vaglio [32]), la scelta tipica è quella di impostare una soglia di tensione per il magnete di 100 mV , superata la quale sono presi i provvedimenti necessari ad evitare l'aumento eccessivo di temperatura in punti specifici del conduttore. Le soluzioni classiche prevedono l'utilizzo di una o più resistenze esterne, azionate attraverso teleruttori, o in alternativa utilizzare il materiale stesso di cui sono composti gli avvolgimenti del magnete, per diffondere l'energia accumulata nel funzionamento ed evitare la presenza di *hot spots*. Per la fisica che governa il fenomeno si rimanda al paragrafo "Punti caldi" del Capitolo 3. Nella Tabella 5.8 sono riportati i parametri delle simulazioni.

Per il cavo è stata utilizzata una lunghezza di 10 m, 10 s per il tempo di simulazione, ed il numero di elementi della *mesh* è stato aumentato a 1000. Sono state eseguite due simulazioni in successione, la prima con lunghezza di deposizione equivalente alla *MPZ* ed impulso di disturbo di 1^{-3} s, e la seconda con una lunghezza della zona riscaldata di 1 m e periodo di disturbo di 1 s. In Figura 5.25 e 5.26 si evidenziano i risultati delle due simulazioni. Si è graficata la tensione ai capi del conduttore in funzione del tempo ed evidenziato l'istante al quale la curva supera la soglia di 100 mV. Il $\tau_{\text{detection}}$, istante dall'inizio del disturbo, al quale viene rilevata la presenza del *quench* dal sistema di protezione esterno, è rispettivamente di 2.35 s per il caso *MPZ* e 3.03 s per il caso con zona riscaldata lunga 1 m.

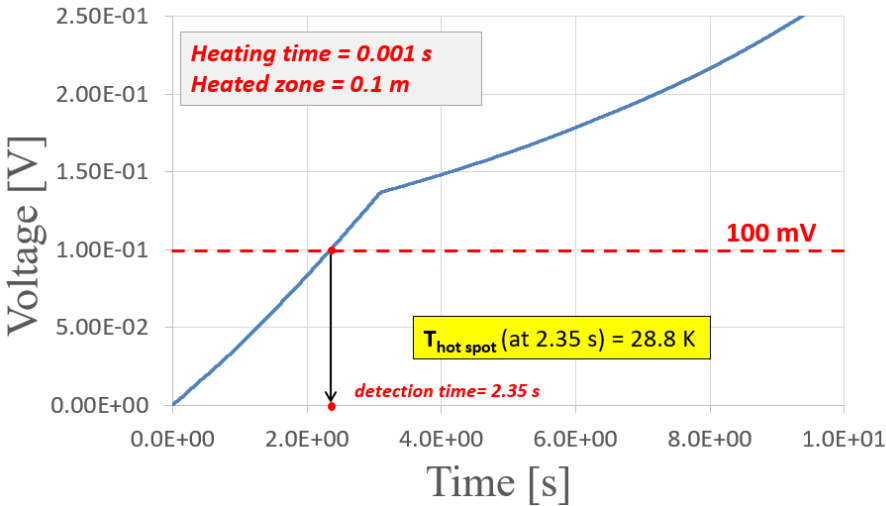


Figura 5.25

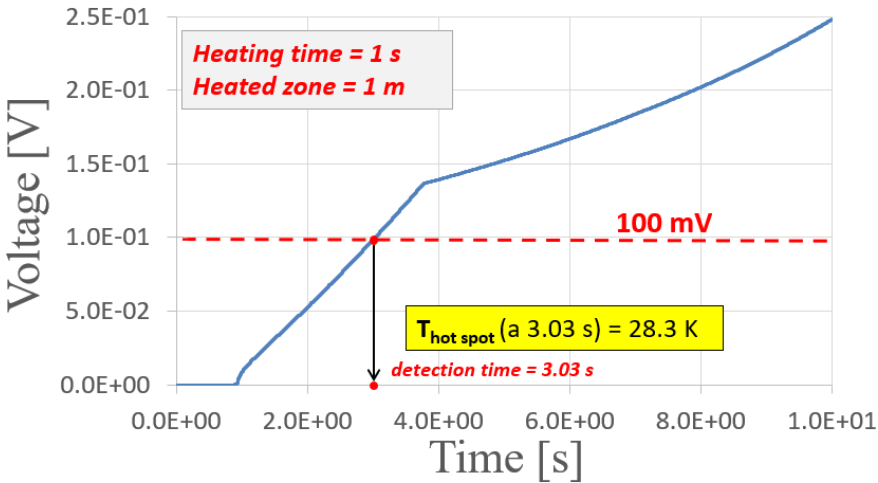


Figura 5.26

5.4.4 Simulazioni a 1.3 T

La fase di design magnetico del conduttore ha appurato che il valore minimo di campo misurato all'interno del magnete è di 1.3 T. Si è quindi proceduto ad una analisi, analoga alla precedente, per simulare la dinamica dello stesso conduttore questa volta con campo magnetico fissato al valore minimo.

Si è eseguita una parametrizzazione identica alla precedente, approssimando una superficie critica con le nuove condizioni operative. Utilizzando l'espressione offerta dal *Bottura fit*, la nuova temperatura di *current sharing* è risultata $T_{cs} = 7.89$ K, mentre la temperatura critica del niobio-titanio $T_c = 8.71$ K. Ricalcolando le principali proprietà del materiale alla luce delle nuove condizioni operative (*CryoSoft Solids* [30]), e riutilizzata l'espressione 5.5, si è ottenuto un valore dell'entalpia specifica del magnete di ≈ 10.83 mJ/cc. L'istante di rilevamento del *quench* dal sistema di protezione esterno $\tau_{detection}$, è rispettivamente di 4.21 s per il caso *MPZ* e 4.61 s per il caso con zona riscaldata lunga 1 m.

I risultati delle simulazioni, con la minima energia di *quench* (*MQE*) in funzione del periodo di disturbo, sono visibili in Figura 5.22. Le previsioni effettuate nei calcoli preliminari sono nuovamente validate.

5.4.5 Simulazioni a 0.5 T

Per finire, un ulteriore gruppo di simulazioni è stato eseguito con un campo magnetico fissato a 0.5 T. La parametrizzazione porta la temperatura di *current sharing* ad un valore di $T_{cs} = 8.31$ K, e la temperatura critica a $T_c = 9.01$ K. In queste condizioni operative l'entalpia specifica del magnete calcolata sale ad un valore di ≈ 13.26 mJ/cc. Si riportano in Figura 5.27, 5.28 e 5.29 i valori di alcuni dei più importanti parametri a confronto per l'analisi con valore di campo esterno pari a 3.2 T, 1.3 T e 0.5 T. Per queste condizioni di lavoro $\tau_{detection}$ risulta rispettivamente di 5.41 s per il caso *MPZ* e 5.43 s per le simulazioni con zona riscaldata lunga 1 m.

5.4.6 Considerazioni sui risultati ottenuti

Facendo riferimento al primo gruppo di simulazioni, con campo magnetico esterno fissato a 3.2 T, in Figura 5.31 è graficata la temperatura in funzione della dimensione spaziale del conduttore, ad istanti temporali diversi. Guardando il plot possiamo affermare che lo studio da noi portato a termine è sensibile, ed è ragionevole considerare l'istante di rilevazione $\tau_{detection}$ e la velocità del *quench* v_{quench} , come stimate fino ad ora. Si può vedere che la curva G, corrispondente approssimativamente all'istante di rilevazione del

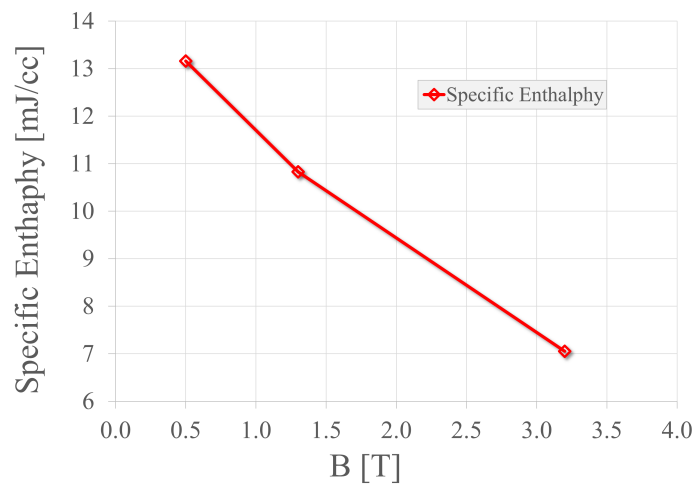


Figura 5.27: Entalpia specifica del conduttore in funzione del campo magnetico.

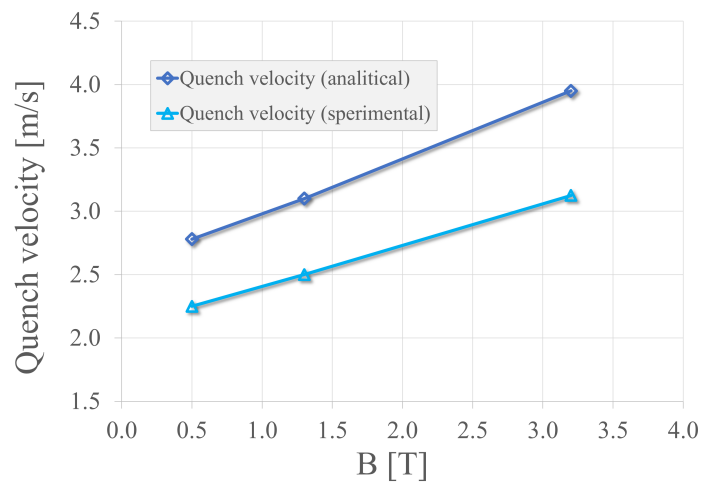


Figura 5.28: Velocità del *quench* in funzione del campo magnetico.

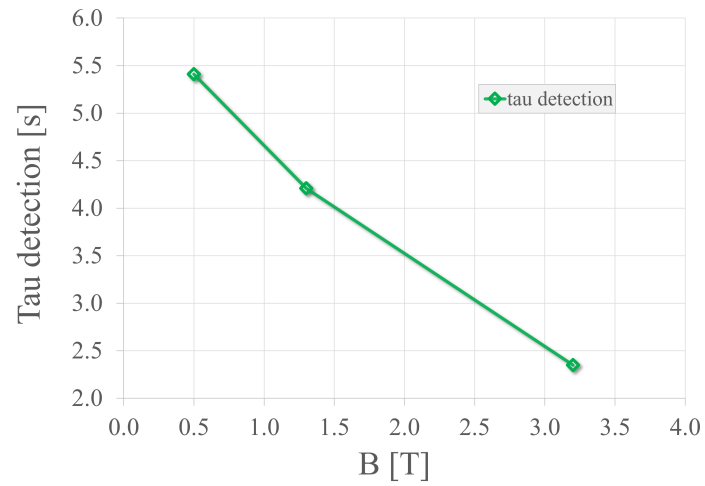


Figura 5.29: Tempo di rilevazione del *quench* in funzione del campo magnetico.

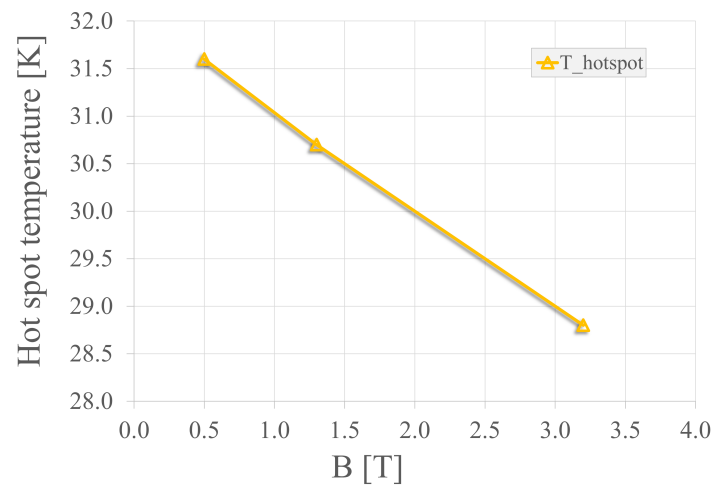


Figura 5.30: Temperatura del punto più caldo del conduttore in funzione del campo magnetico.

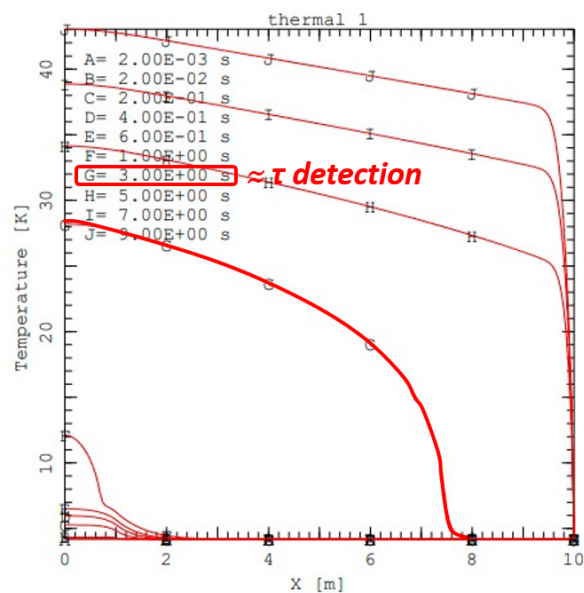


Figura 5.31: Risultato della simulazione di rilevazione con campo magnetico esterno fissato a 3.2 T.

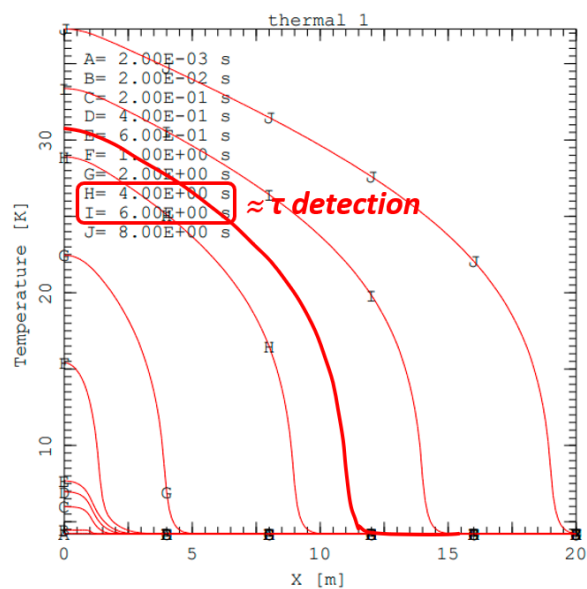


Figura 5.32: Risultato della simulazione di rilevazione con campo magnetico esterno fissato a 1.3 T.

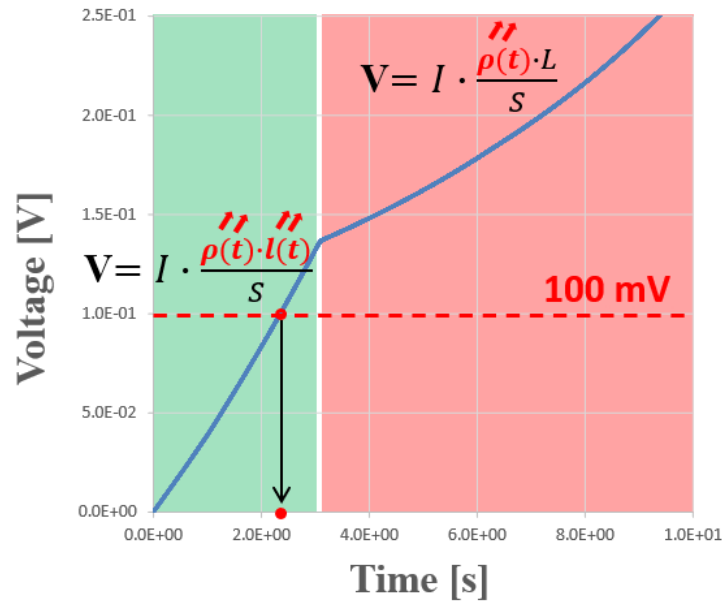


Figura 5.33

quench, mostra che la zona normale si sta ancora propagando, e che quindi l'analisi non è influenzata o corrotta dalla condizione al contorno. La stessa cosa non può essere detta per le curve H, I e J corrispondenti ad istanti dopo 5 secondi, dove si può vedere chiaramente che le curve sono forzate al valore di 4.2 K dalla condizione al contorno destra del modello monodimensionale. Per un campo B esterno di 3.2 T è stato sufficiente un cavo di lunghezza 10 m ed una simulazione di 10 s.

In Figura 5.32 sono riportate le stesse curve $T(x)$ a diversi istanti temporali, per il gruppo di simulazioni con campo esterno fissato a 1.3 T. Si evidenzia come in questo caso invece, la lunghezza del cavo non fosse abbastanza lunga da impedire alle condizioni al contorno di corromperne i risultati. È stato necessario ripetere la simulazione per la rilevazione del *quench* con una lunghezza di 20 m di cavo.

C'era poi interesse che, facendo riferimento all'istante di rilevazione del *quench*, Figura 5.33, il punto di intersezione fra la soglia limite di 100 mV, che rappresenta la condizione di rilevazione, e l'andamento della tensione ai capi del conduttore, avvenisse prima del ginocchio della curva. La prima parte della caratteristica è causata dall'aumento della lunghezza della regione normale: il *quench*, inizialmente presente solamente nella zona riscaldata, si diffonde nelle aree circostanti. Grazie alla grande conducibilità termica del rame, il calore si diffonde, la temperatura aumenta e le aree limitrofe

transiscono a fase normale. Nella seconda parte di curva, visibile in figura 5.33, l'aumento di tensione è invece dovuto unicamente all'aumento della resistività del materiale. La zona normale ha già raggiunto l'estremità del cavo. La tensione ai capi del conduttore continua ad aumentare a causa dell'aumento della resistività in dipendenza dalla temperatura. Nel nostro caso il *quench* è rilevato mentre ancora si sta diffondendo. La zona normale non ha ancora raggiunto l'estremità del cavo.

Conclusioni

In questo elaborato si è analizzato il margine di stabilità dei cavi Rutherford superconduttivi in NbTi per il sistema *GaToroid*. *GaToroid* è un prototipo di *gantry* toroidale stazionario per adroterapia. Il progetto è nato da un'idea dell'ingegnere Luca Bottura, leader del *Magnets, Superconductors and Cryostats group* del CERN e finanziato dal CERN-KT group (CERN-Knowledge Transfer for medical application). Gli avvolgimenti principali del magnete sono stati progettati e ottimizzati attraverso una completa integrazione della mappa del campo magnetico e tracciamento particellare bidimensionale. Le bobine risultanti sono state sottoposte a studi di carattere meccanico, strutturale e di stabilità per valutare la fattibilità effettiva del sistema. È prevista, nel breve periodo, la realizzazione di un avvolgimento dimostrativo prototipale in scala ridotta, a bobina singola. Proprio questo avvolgimento dimostrativo è stato sottoposto ad analisi in questo lavoro, e simulato col fine predittivo, di analizzare i suoi parametri critici al variare delle condizioni operative, e definirne il margine di stabilità.

È stato realizzato un modello numerico per lo studio di propagazione del *quench* all'interno dei magneti superconduttivi del *GaToroid*. Le simulazioni sono state effettuate in condizioni adiabatiche, con il conduttore multifilamentare e lo statore descritti attraverso un singolo elemento termico. Come previsto la minima energia di *quench* calcolata numericamente è più elevata dell'entalpia specifica del conduttore. I risultati sulla velocità di propagazione del *quench*, sono in buon accordo con le previsioni, ottenute con espressioni analitiche. Il tempo di rilevazione del *quench* varia tra un minimo valore di 2.35 s ed un massimo valore di 5.41 s, in relazione al tipo di condizioni operative considerate, con valori di temperatura nel punto caldo del conduttore rispettivamente di 28.8 K e 31.6 K.

Sono necessarie indagini ulteriori per valutare la stabilità termica del sistema magnetico, incluse analisi dettagliate sul sistema criogenico. Sebbene la progettazione del toroide superconduttore di *GaToroid* sia solo all'inizio, gli studi preliminari sembrano molto promettenti, portando a ridurre, concretamente, le dimensioni ed il peso di future installazioni, avvicinandosi così,

al concetto di installazioni a singola stanza per l'adroterapia.

Appendice

Studi di convergenza

Passo di integrazione

Per ottenere risultati sensibili, è necessario capire come la scelta del passo di integrazione temporale possa influenzare i risultati delle simulazioni. Se il passo di integrazione risulta troppo elevato c'è il rischio concreto che si possano perdere delle informazioni importanti per l'analisi della stabilità del cavo. Un classico esempio è la perdita di variazioni di temperatura o corrente che potrebbero essere fondamentali per lo sviluppo di *quench* o il recupero delle condizioni nominali (*recovery*). D'altra parte utilizzare un passo di integrazione eccessivamente piccolo, porta ad un incremento della complessità computazionale e del tempo di calcolo. È quindi necessario trovare un compromesso, ossia un passo di integrazione che ci consenta di ottenere dei risultati sensibili, senza richiedere un eccessivo sforzo computazionale al calcolatore o un tempo di simulazione eccessivamente lungo. In fase preliminare si è quindi analizzata la dipendenza della minima energia di *quench* (*MQE*) del cavo, rispetto alla variazione del minimo e del massimo passo di integrazione. Si evidenzia che l'insieme delle simulazioni che costituiscono questo studio preliminare, sono state effettuate con un criterio di convergenza del 10%, le variazioni della *MQE* inferiori a questo valore non sono state prese in considerazione. Lo studio di convergenza realizzato, ha portato in conclusione alla definizione del valore minimo e massimo per i passi di integrazione temporale nelle simulazioni numeriche, fissati per tutte le corse successive rispettivamente a $\Delta t_{min} = 10^{-7}s$ e $\Delta t_{max} = 10^{-5}s$.

Dimensione della *mesh*

Una volta scelti i parametri temporali giusti, è necessario attuare uno studio di convergenza dei parametri spaziali. Il numero e la dimensione degli elementi che compongono la *mesh*, rappresentano un problema analogo al passo

Parametro	Unità	Valore
Zona riscaldata	[m]	0.1
Durata del disturbo	[s]	1.0E-03
Passo di integrazione massimo	[s]	1.0E-02
Passo di integrazione minimo	[s]	1.0E-05
Durata della simulazione	[s]	1

Tabella 9

di integrazione temporale, troppi elementi porterebbero ad un aumento eccessivo del tempo di computazione mentre con troppo pochi, informazioni importanti per l'analisi potrebbero essere perse. Si procede calcolando la minima energia di *quench* (MQE) al variare del numero di elementi. La dimensione Δx di un elemento della *mesh* si ottiene come

$$\Delta x = \frac{L}{n} \quad (11)$$

con L lunghezza dell'oggetto studiato ed n è il numero di oggetti elementari che compongono il modello. Poichè in questa parte di studio, l'unico parametro di cui interessa la dipendenza è n , i termini di porzione di cavo riscaldata, il tempo di durata del disturbo termico ed il tempo di durata della simulazione sono considerati costanti e mantenuti a valori fissati, riportati in Tabella 9. I valori considerati per il numero di elementi nello studio di convergenza sono visibili in ascissa nella Figura 34, dove si mostra la MQE in funzione del parametro n . In Figura 35 è riportato l'andamento della minima energia di *quench* in funzione del parametro $\frac{1}{\Delta x}$. All'aumentare del numero di elementi della *mesh*, il valore dell'energia si stabilizza. La scelta, per la *mesh*, di un numero minimo di elementi pari a 200, permette di ricavare informazioni sensibili dalle simulazioni, senza avere un tempo di calcolo o una complessità computazionale esagerate. Per le simulazioni eseguite in questo elaborato si sono quindi, sempre, utilizzati 200 elementi di *mesh*.

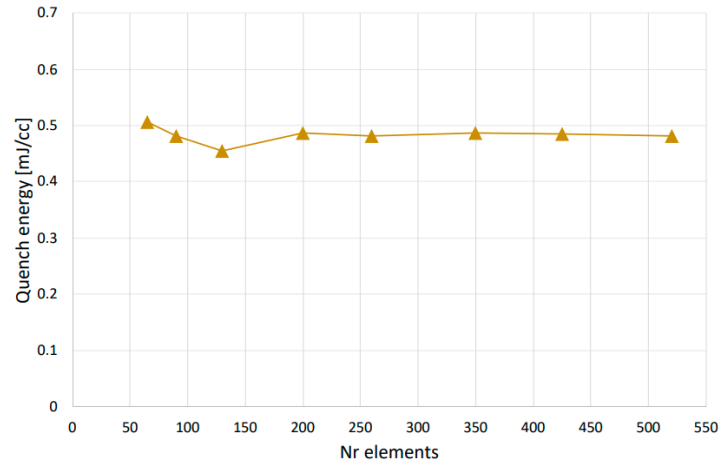


Figura 34: Studio di convergenza. MQE in funzione del parametro n

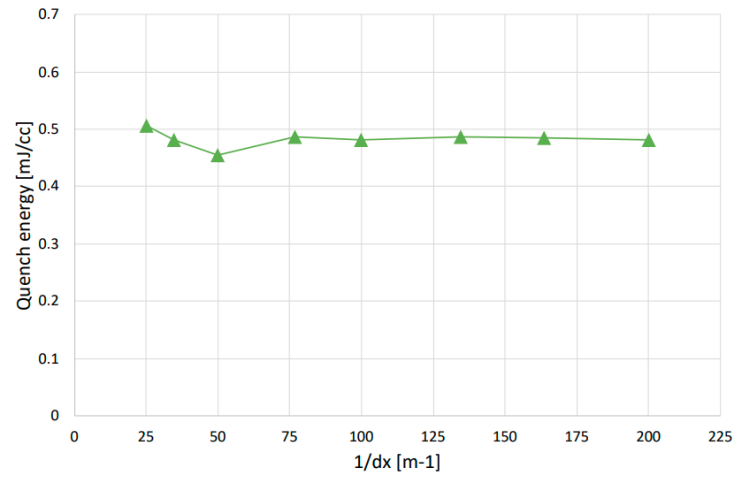


Figura 35: Studio di convergenza. MQE in funzione del parametro $\frac{1}{\Delta x}$

Elenco delle figure

2.1	La curva di Bragg di alfa a 5,49 MeV nell'aria ha il suo picco a destra ed è asimmetrica sulla sinistra, a differenza di un fascio di raggi X	8
2.2	Il controllo dell'energia dei fasci di particelle permette, utilizzando protoni o ioni carbonio, di limitare gli effetti del trattamento alle zone interessate (a)	9
2.3	Sala di trattamento presente alla fondazione CNAO di Pavia (IT)	10
2.4	"ProteusONE proton therapy machine", IBA (JA)	10
2.5	Il Gantry rotante nell'installazione di Heidelberg in Germania	11
2.6	Effetto diffusivo prodotto da un campo toroidale di spessore infinitesimo	12
2.7	Il fascio di particelle incidente con angolo diverso da zero su un campo toroidale si spessore finito, viene concentrato nel punto focale	12
2.8	Design magnetico del Gantry "GaToroid"	13
2.9	Particolare dell'area di trattamento di GaToroid	13
2.10	Campo magnetico prodotto da un toroide reale, visibile utilizzando della polvere ferromagnetica. Si evidenzia l'andamento inversamente proporzionale allontanandosi dal raggio interno del toro	14
2.11	La particella è emessa dalla sorgente e accelerata da un primo stadio C1	16
2.12	La particella, superato il primo stadio, è accelerata nuovamente in quello successivo, C2, dalla semionda di tensione discendente	16
2.13	Schema di un ciclotrone perfezionato dal fisico Ernest Orlando Lawrence	18
2.14	Sincrotrone installato alla fondazione CNAO, Pavia. Si possono notare i segmenti che compongono le diverse parti dell'installazione.	19

3.1	Resistività del provino di mercurio, misurata nel famoso esperimento di Honnes, 1911	22
3.2	Resistività del rame al variare del parametro RRR	24
3.3	Calore specifico dello stagno in funzione della temperatura. Si osserva la presenza di una discontinuità in corrispondenza della temperatura critica.	24
3.4	<i>Comportamento magnetico di un conduttore "perfetto".</i> (a)-(b): il campione è raffreddato in assenza di campo magnetico esterno; (c): viene applicato il campo magnetico esterno; (d): il campo magnetico esterno viene rimosso. (e)-(f): il campione è raffreddato in presenza di un campo magnetico esterno; (g): il campo magnetico esterno viene rimosso.	26
3.5	<i>Comportamento magnetico di un superconduttore.</i> (a)-(b): il campione è raffreddato in assenza di campo magnetico esterno; (c): viene applicato il campo magnetico esterno; (d): il campo magnetico esterno viene rimosso. (e)-(f): il campione viene raffreddato in presenza di un campo magnetico esterno; (g): il campo magnetico esterno viene rimosso.	27
3.6	Profondità di penetrazione al variare della temperatura del materiale	28
3.7	Stato energetico inferiore al quale si trovano i portatori di carica in fase superconduttiva	30
3.8	Andamento dei campi $\mathbf{B}$ (a), ed $\mathbf{M}$ (b) in funzione del campo magnetico esterno; il comportamento è reversibile e lineare solo nel caso ideale di materiali perfettamente puri (SC di tipo-I).	31
3.9	Superficie critica	32
3.10	Comportamento magnetico dei superconduttori del tipo-II.(a) Densità di flusso nel materiale; (b) andamento della magnetizzazione.	34
3.11	"Supercorrenti" che sostengono il flusso interno ai vortici . . .	35
3.12	Diagramma delle fasi: (a) superconduttore di tipo-II; (b) superconduttore di tipo-I.	36
3.13	Cross-section of multifilamentary NbTi/Cu composite wire . .	38
3.14	Superficie di separazione tra la regione normale e la regione superconduttiva.	45
4.1	Rappresentazione artistica delle 16 bobine GaToroid per protoni, con il paziente posizionato all'interno dell'apertura per il confronto delle dimensioni (per gentile concessione di Daniel Dominguez, CERN Design and Visual Identity Service).	48

4.2	Geometria della bobina ottimizzata per GaToroid protonico con nastro non isolato. Sono compresi i discendenti e le connessioni fra i <i>grade</i>	49
4.3	Primo strato di prototipo "fantoccio" di GaToroid, avvolto in nastro di acciaio inossidabile su distanziatori in nylon misto vetro (in bianco).	53
4.4	Rappresentazione artistica di una sezione polare dell'avvolgimento dimostrativo.	53
4.5	(a) Cavi Rutherford assemblati in un avvolgimento del magnete. (b) Singolo cavo Rutherford con profilo di rame rivestito da isolamento in fibra di vetro.	54
4.6	Singolo cavo multifilamentare. In grigio si evidenzia la presenza dei filamenti di NbTi.	55
4.7	Magnete con campo B applicato a seguito della simulazione preliminare	56
5.1	Propagazione del calore in direzione longitudinale al cavo . . .	59
5.2	Circuito equivalente per il calcolo della costante di tempo longitudinale	59
5.3	Calore specifico in funzione della temperatura	60
5.4	Conducibilità termica in funzione della temperatura	61
5.5	Propagazione del calore in direzione X fino al bagno di elio . .	62
5.6	Propagazione del calore in direzione Y fino al cavo adiacente .	62
5.7	Circuito equivalente per il calcolo della costante di tempo X .	63
5.8	Circuito equivalente per il calcolo della costante di tempo Y .	63
5.9	Costante temporale per la propagazione del calore in direzione longitudinale al cavo	63
5.10	Costante temporale per la propagazione del calore in direzione trasversale al cavo	64
5.11	Confronto fra le due costanti di propagazione termica del calore. Per la costante longitudinale è stata considerata una lunghezza del conduttore di 2 m, per la costante trasversale, invece, la dimensione della sezione dell'intero avvolgimento. . .	65
5.12	Sistema modellizzato con una zona di disturbo poco più lunga della MPZ	70
5.13	I grafici mostrano la temperatura in funzione del tempo a diversi istanti temporali della simulazione. (a) <i>Recovery</i> , la temperatura scende tornando alle condizioni pre-disturbo. (b) <i>Quench</i> , la temperatura aumenta in modo indefinito ed incontrollato.	71

5.14	I grafici mostrano la temperatura in funzione della lunghezza del cavo. (a) <i>Recovery</i> , la conduzione del caore aiuta la ridistribuzione dell'energia accumulata. (b) <i>Quench</i> , il calore si diffonde come un'onda di temperatura lungo il cavo.	72
5.15	I grafici mostrano la resistenza del cavo in funzione del tempo. (a) <i>Recovery</i> , la resistenza aumenta inizialmente, per poi tornare a valori non misurabili. (b) <i>Quench</i> , la resistenza aumenta fino a raggiungere un valore di saturazione.	73
5.16		74
5.17	I grafici mostrano la temperatura in funzione del tempo a diversi istanti temporali della simulazione. (a) <i>Recovery</i> , la temperatura scende tornando alle condizioni pre-disturbo. (b) <i>Quench</i> , la temperatura aumenta in modo indefinito ed incontrollato.	75
5.18	I grafici mostrano la temperatura in funzione della lunghezza del cavo. (a) <i>Recovery</i> , la conduzione del caore aiuta la ridistribuzione dell'energia accumulata. (b) <i>Quench</i> , il calore si diffonde come un'onda di temperatura lungo il cavo.	76
5.19	I grafici mostrano la resistenza del cavo in funzione del tempo. (a) <i>Recovery</i> , la resistenza aumenta inizialmente, per poi tornare a valori non misurabili. (b) <i>Quench</i> , la resistenza aumenta fino a raggiungere un valore di saturazione.	77
5.20	Minima energia di <i>quench</i> in funzione del periodo di disturbo.	80
5.21	Ingrandimento della Figura 5.20	80
5.22	Minima energia di <i>quench</i> in funzione del periodo di disturbo. In questo prove il campo magnetico è stato fissato a 1.3 T. . .	81
5.23	Ingrandimento della Figura 5.22	81
5.24	Calcolo empirico della velocità di propagazione della zona normale	82
5.25		84
5.26		84
5.27	Entalpia specifica del conduttore in funzione del campo magnetico.	86
5.28	Velocità del <i>quench</i> in funzione del campo magnetico.	86
5.29	Tempo di rilevazione del <i>quench</i> in funzione del campo magnetico.	87
5.30	Temperatura del punto più caldo del conduttore in funzione del campo magnetico.	87
5.31	Risultato della simulazione di rilevazione con campo magnetico esterno fissato a 3.2 T.	88

5.32	Risultato della simulazione di rilevazione con campo magnetico esterno fissato a 1.3 T.	88
5.33		89
34	Studio di convergenza. MQE in funzione del parametro n . . .	95
35	Studio di convergenza. MQE in funzione del parametro $\frac{1}{\Delta x}$. .	95

Bibliografia

- [1] Curie P. and Curie M. , *Sur une substance nouvelle radio-active contenue dans la pechblende*, Comptes rendus de l'Académie des Sciences, p. 175-178, 1898
- [2] *Pioneer in X-Ray Therapy*, Science (new series) n. 125, 18-19, 4 gennaio 1957
- [3] Bragg W.H. and Kleeman R. , *On the alpha particles of radium, and their loss of range in passing through various atoms and molecules*, Philos Mag. , S.6: 318-340, 1905
- [4] U. Umaldi and M. Silari, T. Trombetti, D. Foti, *The TERA Project and the centre for Oncological Hadrontherapy*, INFN-LNF-Divisione Ricerca, Frascati (Italia), 1994.
- [5] P. Hoskin, *External Beam Therapy*, Oxford University Press (USA), 2019.
- [6] Robert J. Van de Graaff, 30 maggio 1961, *"High Voltage Electromagnetic Charged-Particle Accelerator Apparatus Having An Insulating Magnetic Core"*, (Brevetto Statunitense n. US3323069), United States patent office
- [7] Ernest O. Lawrence, 20 febbraio 1934, *"Method and apparatus for the acceleration of ions"*, (Brevetto statunitense n. US1948384A), United States patent office
- [8] V. I. Veksler, 1944, *"A New Method of Accelerating Relativistic Particles"*, Dokl. Akad. Nauk SSSR (in russo). 43: 346–348.
- [9] Edwin M. McMillan, *"The Synchrotron — A Proposed High Energy Particle Accelerator"*, Physical Review. 68 (5–6): 143, 1 settembre 1945
- [10] H. K. Onnes, *Notes*, Phys. Lab. Università di Leiden (NE), 1911.

-
- [11] W. Meissner and R. Ochsenfeld, *Ein neuer Eekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit*, Naturwissenschaften, 1933.
 - [12] H. L. F. London, “*The electromagnetic equations of the supraconductor*”, Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1935.
 - [13] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, *Theory of Superconductivity*, 1957
 - [14] J. G. Bednorz and K. A. Müller, *Possible high T_c superconductivity in the BaLaCuO system*, Zeitschrift für Physik B Condensed Matter, June 1986
 - [15] M. K. Wu and other, *Superconductivity at 93 K in a New Mixed Phase YBaCuO Compound System at Ambient Pressure*, 1987
 - [16] S. Bud’ko, G. Lapertot, C. Petrovic, C. E. Cunningham, N. Anderson, and P. Canfield, *Boron isotope effect in superconducting MgB_2* , 26 February 2001
 - [17] A. A. Abrikosov, *The magnetic properties of superconducting alloys*, Journal of Physics and Chemistry of Solids, 1957
 - [18] L. Bottura, *MAGNET QUENCH 101*, CERN, Geneva, Switzerland
 - [19] <https://home.cern/about>
 - [20] Prof. Marco Breschi and Prof. Antonio Morandi, *Lessons of the course “Engineering of superconducting systems”*, University of Bologna, Academic year 2019-2020
 - [21] Prof. Davide Fabiani, *TECNOLOGIE ELETTRICHE INNOVATIVE per allievi Ingegneri Elettrici ed Energetici*, Terza edizione: Giugno 2019
 - [22] L. Bottura, C. Rosso and M. Breschi, “*A general model for thermal, hydraulic and electric analysis of superconducting cable*”, Workshop on computation of thermo-hydraulic transient in superconductors, Frascati, Italy, September 6, 2000.
 - [23] M. N. Wilson, *Superconducting Magnets*, Plenum Press, 1983
 - [24] Y. Iwasa, *Case Studies in Superconducting Magnets*, Plenum Press, 1994
 - [25] L. Bottura, “*A Gantry and apparatus for focussing beams of charged particles*”, Patent WO2019/224215, 2019
-

- [26] L. Bottura and E. Felcini, “*Novel concept of a gantry for hadron therapy based on steady toroidal magnets*”, CERN Internal Rep. [Online]. Available: <https://edms.cern.ch/document/1864555/2>
- [27] L. Bottura, E. Felcini and others, *Magnetic Design of a Superconducting Toroidal Gantry for Hadron Therapy*, CERN, Geneva, January 13 2020
- [28] L. Bottura, “*CryoSoft code THEA v. 2.2*”, December 2013.
- [29] L. Bottura, *A Practical Pit for the Critical Surface of NbTi*, LHC Division, CERN, Switzerland, March 2000
- [30] CryoSoft Solids Manual, Version 3.5, 2002.
- [31] P. Bauer, H. Rajainmaki, E. Salpietro *EFDA Material Data Compilation for Superconductor Simulation* , EFDA CSU, Garching, 2007
- [32] Alexandre Louzguiti, *Investigation on the quench protection system of GaToroid*, Magnets, Superconductors and Cryostats 06/01/2020 TE-MSD, CERN, Geneva, January 2020

