

POLITECNICO DI MILANO

Scuola di Ingegneria Industriale e dell'Informazione

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Nucleare



STUDIO DEGLI EFFETTI DEL CAMPO DI RADIAZIONE
SULLE CONNESSIONI SUPERCONDUTTIVE PER IL
PROGETTO HiLumi LHC

Relatore: Prof. Marco BEGHI

Correlatore: Dott. Francesco BROGGI

Tesi di Laurea di:

Carlo SANTINI Matr. 783538

Anno Accademico 2013-2014

The HiLumi LHC Design Study is included in the High Luminosity LHC project and is partly funded by the European Commission within the Framework Programme 7 Capacities Specific Programme, Grant Agreement 284404

Ringraziamenti

La via che mi ha condotto fin qua è stata lunga e piena di insidie, ma anche spassosa e stimolante. Questa è la sezione dedicata ai ringraziamenti e quindi mi pare giusto ringraziare qualcuno.

Comincio ringraziando colui che mi ha aiutato più di tutti in questo lavoro di tesi, il Dottor Francesco Broggi. Senza di lui quest'esperienza non sarebbe mai nata, il ché sarebbe stato molto triste.

Ringrazio il mio relatore, il Professor Marco Beghi, che mi ha aiutato, tra le altre cose, nella tortuosa via che porta alla comprensione del famigerato DPA.

Ringrazio anche i professori dei corsi seguiti durante la Magistrale. Alcuni corsi mi sono piaciuti più di altri ma in tutti i casi i docenti si son mostrati disponibili e pronti ad aiutarmi in caso di difficoltà.

Un sentito ringraziamento va anche alle persone che mi hanno aiutato nelle due settimane di permanenza al CERN: Amalia Ballarino, che mi ha erudito sul link superconduttore protagonista della mia tesi e mi ha offerto un caffè, Francesco Cerutti, che ha dipanato una serie di terribili dubbi su FLUKA, e Luigi Salvatore Esposito, che mi ha aiutato giornalmente a districarmi nella realizzazione delle simulazioni e mi ha dato un paio di passaggi in macchina da Prevezzin a Meyrin.

Ringrazio la gente del LASA (l'Andrea, il Rocco, il Pietro e gli altri) che ha contribuito a rendere meno uggiosa la mia permanenza in questo edificio e mi ha fatto compagnia in mensa e nelle pause caffè.

Passo ora a coloro che mi sono stati vicini nel corso di parte o tutta la carriera universitaria (e alcuni anche di più).

Un grazie alla mamma e al papà (e la Chewbekka) che mi hanno supportato, sopportato, spronato, incoraggiato per tutti questi anni. Un grazie anche a mio fratello Giorgio e alla sua allegra famiglia focenense (sua moglie Grazia e i miei due nipotini Matilde e Filippo). Un grazie pure al resto della mia famiglia con un occhio di riguardo al cugino Mirko che è un bravo ragazzo.

Un grazie ai compagni di viaggio di Ingegneria Fisica (il Giulio Maria, lo Sharma, il Valerio, il Carlo Bologna, il Diego, il Batman, l'Elfo e un po' tutti gli altri con qualche eccezione) e a quelli di Ingegneria Nucleare (lo Stefano, la Lara, la Silvia, l'Enrica e chi più ne ha più ne metta).

Un grazie alla "compagnia del baretto sotto casa della Mihaela": il Luca, la Chiara, la Mihaela e il Romano.

Un grazie anche alle nuove leve nucleari: Mr. Buccio & Mr. Catamarano.

Ringrazio per il supporto psicologico tutti gli amici passati, presenti e futuri di Bergamo (Greta, Tito, Omonimo, Guzzi, Simone, Paola, Alessandra ecc ecc) e pure quelli di altre città (Foki, Sissi, Allievo, Blanca) con un grazie speciale agli intramontabili LiukMan e Skinniferz.

Un ultimo ringraziamento va alla Womba, che negli ultimi mesi mi è stata vicina rendendo tutto più gaio.

Sommaro

Il presente lavoro di tesi è stato condotto presso il LASA (Laboratorio Acceleratori e Superconduttività Applicata) della sezione di Milano dell' INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) nell'ambito del progetto europeo High Luminosity LHC.

HiLumi LHC è un progetto volto all'incremento della luminosità del Large Hadron Collider di un fattore 10 rispetto al valore di progetto, raggiungendo $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, entro il 2020. L'aumento del numero di eventi protone-protone permetterà misure più accurate e l'osservazione di processi rari che avvengono al di sotto del presente livello di sensibilità della macchina. L'implemento di LHC sarà una vera e propria sfida che si baserà su una serie di innovazioni tecnologiche mai sperimentate. Tra queste ci sarà l'introduzione di speciali connessioni superconduttive tra gli alimentatori, spostati in superficie, e i quadrupoli e i dipoli atti alla focalizzazione e alla deflessione del fascio all'interno della linea di fascio.

Questo lavoro è incentrato sullo studio di tali connessioni superconduttive e in particolare si è voluto comprendere se e in che misura il degrado che subiranno nel corso della vita della macchina (l'equivalente di 3000 fb^{-1}) sarà tale da comprometterne l'affidabilità.

I primi tre capitoli di questa tesi hanno la funzione di dare un'impronta teorica iniziale, utile per la comprensione del lavoro svolto.

Il primo è dedicato ad uno scorcio su quello che è ed è stato LHC, su come si evolverà in HL-LHC e sul ruolo che le connessioni superconduttive avranno all'interno dell'acceleratore.

Il secondo capitolo parte con qualche cenno sulla superconduttività, con un occhio di riguardo ai superconduttori di tipo II, per poi passare ad una breve descrizione dei materiali di interesse per il lavoro (BSCCO, YBCO e MgB_2) e dei metodi di fabbricazione dei cavi superconduttori.

Nel terzo capitolo si spiega brevemente la natura delle grandezze utilizzate per l'analisi del degrado del cavo, cioè l'energia depositata e il Displacement Per Atom (DPA).

Gli ultimi tre capitoli riportano risultati e analisi di una serie di simulazioni effettuate con il codice FLUKA [1], [2], un programma MonteCarlo per la simulazione di interazione radiazione materia.

Nel quarto capitolo viene delineato lo studio di YBCO e MgB_2 attraverso simulazioni di irraggiamento protonico e pionico (per YBCO) e neutronico con neutroni veloci, epitermici e termici (per MgB_2). Irraggiando YBCO con pioni+ e pioni- è stato evidenziato come i due mesoni interagiscano in modo molto differente con la materia, permettendo un piccolo approfondimento sulla loro natura. Lo spunto per le simulazioni di irraggiamento neutronico sul campione in MgB_2 è arrivato dal Professore Michael Eisterer, ricercatore presso il TU Wien Atominstitut, nel corso del convegno sugli effetti delle radiazioni sui materiali superconduttori ("Workshop on Radiation Effects in Superconducting Magnets and Materials 2014") svoltosi alla Wroclaw University of Technology. Le simulazioni sono state svolte come conferma dei risultati sperimentali ottenuti a Vienna in seguito a irraggiamenti neutronici di campioni di MgB_2 . Partendo da queste simulazioni si è svolto poi un breve studio sulla natura del dpa nel diboruro di magnesio.

Il quinto capitolo è dedicato alla ricerca della configurazione finale delle connessioni superconduttive. Per fare ciò si è deciso di prendere in considerazione uno dei punti più critici del link all'interno dell' Interaction Region 1, cioè la regione del primo quadrupolo

(il quadrupolo più vicino all' Interaction Point 1), e svolgere delle simulazioni volte a determinare il materiale e la geometria per l'implementazione ottimale del cavo.

Nel sesto e ultimo capitolo, considerando il layout finale del cavo nel Point 1, si sono individuati i due punti più critici cioè la regione attorno al primo quadrupolo (la più vicina al punto di interazione di ATLAS) e quella del Connection Module (dove il link finirà la sua corsa passando molto vicino alla beam pipe). Proprio in queste due regioni calde si son svolte le simulazioni, in collaborazione con il team FLUKA presso il CERN, allo scopo di studiare il degrado delle connessioni superconduttive.

Abstract

The present work was conducted at the LASA (Laboratorio Acceleratori e Superconduttività Applicata), laboratory of Milan section of the INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) in the frame of the European project High Luminosity LHC.

Hi-Lumi LHC is a project aimed to increase the Large Hadron Collider luminosity by a factor 10, compared to the old design value, reaching $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, by 2020. The increase in the number of proton-proton events will allow more accurate measurements of fundamental particles and the observation of rare processes that occur below the present machine sensitivity level. Upgrading LHC will be a real challenge that will be based on a series of technological innovations never experienced. Among them there will be the introduction of special superconducting links necessary to connect the generators, moved to the surface, with the quadrupoles and the dipoles acts focusing and deflecting the beam inside the line.

This work focuses on the study of these superconducting links and in particular we wanted to understand the degradation over the lifetime of the machine (the equivalent of 3000 fb^{-1}).

The first three chapters of this thesis give a theoretical overview of the problems.

The first is a glimpse of what is and has been the LHC, on how it will evolve in HL-LHC and the role that superconducting links will have for this machine.

The second chapter starts with an intro to superconductivity, with a particular attention to type II superconductors. Then a brief description of some superconducting materials (BSCCO, YBCO and MgB_2) and manufacturing methods of superconducting cables.

The third chapter explains the nature of the quantities used in the analysis of the cable's degradation: the energy deposition and the Displacement Per Atom (DPA).

The last three chapters reported results and analysis of a series of simulations carried out with the FLUKA code [1], [2], a fully integrated particle physics MonteCarlo simulation package.

In the fourth chapter there are the simulations of superconducting materials irradiated with proton and pion beams (on YBCO) and neutron beams with fast, epithermal and thermal neutrons (on MgB_2). Irradiation simulations on YBCO with pions+ and pions- show the different interaction mechanism of the two type of particles with matter. The starting point for simulations of neutron irradiation on the MgB_2 sample has come from discussions with Professor Michael Eisterer, researcher at the TU Wien Atominstitut, during the "Workshop on Radiation Effects in Superconducting Magnets and Materials 2014" held at the Wroclaw University of Technology. The simulations were carried out as confirmation of the experimental results obtained in Vienna after neutron irradiation on MgB_2 samples. Starting from these simulations, we took a short study on the dpa nature in magnesium diboride.

The fifth chapter is dedicated to the research of the final superconducting link configuration. It was decided to consider one of the most critical points of the links within Interaction Region 1, the first quadrupole region (the quadrupole closer to Interaction Point 1), and perform simulations to compare and choose the better material and the optimum geometry for the cable's simulation.

In the sixth and final chapter, considering the final link layout in Point 1, we have identified the two most critical points: the region around the first quadrupole (the closest to the interaction point of ATLAS) and the Connection Module region (where the link will be connected to the superconducting cables of the magnets, passing very close to the beam pipe). Simulations of this layout have been carried out in collaboration with the team FLUKA at CERN.

Indice

Sommario	1
Abstract	3
1 Large Hadron Collider	11
1.1 Visione generale	11
1.2 IR1 e IR5	14
1.3 Luminosità	14
1.4 HiLumi LHC	15
2 Superconduttività	19
2.1 Storia della superconduttività	19
2.2 Superconduttori di II tipo	22
2.2.1 Natura dei vortici	23
2.2.2 Moto dei vortici	25
2.2.3 Pinning dei vortici	26
2.3 Cavi superconduttori	26
3 Interazione radiazione materia	30
3.1 Displacement Per Atom	30
3.2 Energia depositata	31
4 Simulazioni studio	34
4.1 Irraggiamento parallelepipedo di YBCO	34
4.1.1 Fascio di protoni	36
4.1.2 Fascio di pioni	38
4.2 Irraggiamento neutronico di un cubo in MgB ₂	49
4.2.1 Risultati	49
4.2.2 Analisi dei risultati	56
4.2.3 Conclusioni	58
4.3 Sorgente interna di neutroni termici in un cubo di MgB ₂	60
4.3.1 Risultati	61
4.3.2 Analisi dei risultati	62
4.3.3 Conclusioni	62
5 Simulazioni del link SC: Alla ricerca della configurazione finale	64
5.1 Geometria 1: Giogo	64
5.1.1 Risultati MgB ₂	66
5.1.2 Risultati YBCO	68
5.1.3 Risultati BSCCO	70
5.1.4 Analisi dei risultati e conclusioni	72
5.2 Geometria 2: Aria	74
5.2.1 Confronto dei risultati: MgB ₂ R=10 cm VS MgB ₂ R=3.25 cm . .	76
5.2.2 Confronto dei risultati: Bulk MgB ₂ VS Miscela	79
5.2.3 Confronto dei risultati: Omogeneo VS Eterogeneo	82

5.2.4	Conclusioni	85
6	Simulazioni del link SC: Configurazione finale P1	86
6.1	Zona primo quadrupolo	88
6.1.1	Risultati	89
6.1.2	Analisi dei risultati e conclusioni	93
6.2	Zona Connection Module	95
6.2.1	Risultati cavo verticale	97
6.2.2	Analisi dei risultati sul cavo verticale	101
6.2.3	Risultati cavo orizzontale	102
6.2.4	Analisi dei risultati sul cavo orizzontale	106
6.2.5	Confronto e conclusioni sui cavi nel Connection Module	106
6.3	Conclusioni	107
	Conclusioni	108
	Bibliografia	109

Elenco delle figure

1.1	Visione aerea di LHC.	11
1.2	Catene di iniezione LHC.	12
1.3	Layout di LHC.	13
1.4	Sezione di ATLAS (IR1).	14
1.5	Tempistiche upgrade LHC.	16
1.6	Disponibilità LHC vs HL-LHC.	17
1.7	Working packages di HiLumi LHC.	18
1.8	Sezione di ATLAS (IR1) post upgrade.	18
2.1	Effetto combinato di T, B e J su un materiale superconduttore.	20
2.2	Coppia di Cooper e conseguente deformazione del reticolo circostante.	21
2.3	Campi critici in funzione della temperatura; sono accuratamente evidenziate le zone corrispondenti ai tre stati.	23
2.4	Andamento di H e ψ all'interno di un vortice	24
2.5	Reticolo di Abrikosov osservato al microscopio sulla superficie di una superconduttore di II tipo (dimensioni: $9 \mu m \times 9 \mu m$).	25
2.6	Metodo PIT per la realizzazione di nastri superconduttori a base di BSCCO-2223.	27
2.7	Processi IBAD e RabiTS per la realizzazione di nastri superconduttori in YBCO.	28
2.8	Primo esempio di composizione del link in MgB_2	29
2.9	Secondo esempio di composizione del link in MgB_2	29
3.1	Reticolo con vacanza e interstiziale.	30
3.2	Andamento dell'energia persa specifica in aria per diverse particelle a varie energie.	33
4.1	Sezione XY, in rosso il fascio e in grigio l' YBCO.	35
4.2	Sezione ZY, in rosso il fascio e in grigio l' YBCO.	35
4.3	Fascio di protoni su un campione di YBCO: dpa per primario.	36
4.4	Fascio di protoni su un campione di YBCO: densità di energia depositata per primario.	36
4.5	[Fascio di protoni su un campione di YBCO: andamenti longitudinali della densità di energia depositata per primario.	37
4.6	Sezione d'urto di scattering dei π^+ e dei π^- con nuclei di idrogeno. [19]	38
4.7	Fascio di pioni su un campione di YBCO: dpa per primario.	40
4.8	Fascio di pioni su un campione di YBCO: andamenti longitudinali del dpa per primario.	40
4.9	Fascio di pioni su un campione di YBCO: densità di energia depositata per primario.	41
4.10	Fascio di pioni su un campione di YBCO: andamenti longitudinali della densità di energia depositata per primario.	41
4.11	Fascio di pioni su un campione di YBCO: fluensa di pioni per primario.	42
4.12	Fascio di pioni su un campione di YBCO: andamenti longitudinali della fluensa di pioni per primario.	42
4.13	Fascio di pioni su un campione di YBCO: fluensa di neutroni per primario.	43

4.14	Fascio di pioni su un campione di YBCO: andamenti longitudinali della fluenza di neutroni per primario.	43
4.15	Fascio di pioni su un campione di YBCO: fluenza di muoni per primario.	44
4.16	Fascio di pioni su un campione di YBCO: andamenti longitudinali della fluenza di muoni per primario.	44
4.17	Fascio di pioni su un campione di YBCO: fluenza di elettroni per primario.	45
4.18	Fascio di pioni su un campione di YBCO: andamenti longitudinali della fluenza di elettroni per primario.	45
4.19	Fascio di pioni su un campione di YBCO: fluenza di positroni per primario.	46
4.20	Fascio di pioni su un campione di YBCO: andamenti longitudinali della fluenza di positroni per primario.	46
4.21	Fascio di pioni su un campione di YBCO: fluenza di pioni ⁰ per primario.	47
4.22	Fascio di pioni su un campione di YBCO: fluenza di pioni per primario. .	47
4.23	Fascio di neutroni termici su MgB ₂ con B naturale.	50
4.24	Fascio di neutroni epitermici su MgB ₂ con B naturale.	51
4.25	Fascio di neutroni veloci su MgB ₂ con B naturale.	52
4.26	Fascio di neutroni termici su MgB ₂ con 100% ¹¹ B.	53
4.27	Fascio di neutroni epitermici su MgB ₂ con 100% ¹¹ B.	54
4.28	Fascio di neutroni veloci su MgB ₂ con 100% ¹¹ B.	55
4.29	Effetti dell'irraggiamento neutronico sulle proprietà superconduttive di un campione di MgB ₂ . [22]	59
4.30	Andamenti in sezione ZX mediati lungo Y dell'energia depositata per pri- mario per cm ³ e del dpa per primario con sorgente di neutroni termici ((a), (b)), con sorgente di particelle alfa ((c), (d)) e con sorgente di nuclei di litio ((e), (f)).	61
5.1	Sezione geometria ATLAS con il cavo superconduttore in rosso.	65
5.2	Sezione del primo quadrupolo con il cavo in rosso disposto nel giogo in ferro del quadrupolo. Al centro del quadrupolo (in bianco) passa la beam pipe. Attorno a questa si possono notare i quattro avvolgimenti superconduttivi (in nero) che generano il campo magnetico.	65
5.3	Energia depositata per evento per cm ³ nel cavo in MgB ₂	66
5.4	Dpa per evento nel cavo in MgB ₂	67
5.5	Energia depositata per evento per cm ³ nel cavo in YBCO.	68
5.6	Dpa per evento nel cavo in YBCO.	69
5.7	Energia depositata per evento per cm ³ nel cavo in BSCCO.	70
5.8	Dpa per evento nel cavo in BSCCO.	71
5.9	Sezione del primo quadrupolo con il cavo in rosso disposto in aria.	74
5.10	Sezione del cavo reale. In rosso il rame, in verde l' MgB ₂ , in grigio l'acciaio, in arancio il kapton e in bianco elio gassoso a 20 K.	74
5.11	Cavo reale in geometria FLUKA. [1], [2]	75
5.12	Confronto fra la densità di energia depositata nel caso dei due cavi in puro MgB ₂ di R=10 cm e R=3.25 cm.	76
5.13	Confronto fra il dpa nel caso dei due cavi in puro MgB ₂ di R=10 cm e R=3.25 cm.	77
5.14	Confronto fra la densità di energia depositata nel caso del cavo in puro MgB ₂ e del cavo composto dalla miscela omogenea.	79

5.15	Confronto fra il dpa nel caso del cavo in puro MgB ₂ e del cavo composto dalla miscela omogenea.	80
5.16	Confronto fra la dose assorbita nel caso del cavo composto dalla miscela omogenea e del cavo eterogeneo.	82
5.17	Confronto fra il dpa nel caso del cavo composto dalla miscela omogenea e del cavo eterogeneo.	83
6.1	Geometria di P1 simulata in ambiente FLUKA. [1], [2]	86
6.2	Probabile configurazione finale della geometria di IP1 per HL-LHC. In giallo si vede il link superconduttore che corre parallelo alla beam line per poi entrare nel Connection Module (in blu). [24]	87
6.3	Collocazione del link superconduttore rispetto al Q1 in sezione XY.	88
6.4	Regione del primo quadrupolo. Il link correrà parallelo ad una distanza di circa un metro sopra il Q1 [1], [2].	88
6.5	Link Q1: dose assorbita integrata sui 3000 fb ⁻¹	89
6.6	Link Q1: dpa integrato sui 3000 fb ⁻¹	90
6.7	Link Q1: fluenza neutronica integrata sui 3000 fb ⁻¹	91
6.8	Link Q1: fluenza fotonica integrata sui 3000 fb ⁻¹	91
6.9	Link Q1: fluenza protonica integrata sui 3000 fb ⁻¹	92
6.10	Link Q1: fluenza pionica integrata sui 3000 fb ⁻¹	92
6.11	Link superconduttore all'interno del Connection Module SM (viola). A sinistra si può notare il primo dipolo (marrone). [1], [2]	95
6.12	Sezione trasversale del Connection Module in cui si possono scorgere i due tratti di link superconduttore studiati. [1], [2]	96
6.13	Scorcio del Connection Module. Si notano la geometria eterogenea del link e la beam pipe con il suo schermo. [1], [2]	96
6.14	Link SM verticale: dose assorbita integrata sui 3000 fb ⁻¹	97
6.15	Link SM verticale: dpa integrato sui 3000 fb ⁻¹	98
6.16	Link SM verticale: fluenza neutronica integrata sui 3000 fb ⁻¹	99
6.17	Link SM verticale: fluenza fotonica integrata sui 3000 fb ⁻¹	99
6.18	Link SM verticale: fluenza protonica integrata sui 3000 fb ⁻¹	100
6.19	Link SM verticale: fluenza pionica integrata sui 3000 fb ⁻¹	100
6.20	Link SM orizzontale: dose assorbita integrata sui 3000 fb ⁻¹	102
6.21	Link SM orizzontale: dpa integrato sui 3000 fb ⁻¹	103
6.22	Link SM orizzontale: fluenza neutronica integrata sui 3000 fb ⁻¹	104
6.23	Link SM orizzontale: fluenza fotonica integrata sui 3000 fb ⁻¹	104
6.24	Link SM orizzontale: fluenza protonica integrata sui 3000 fb ⁻¹	105
6.25	Link SM orizzontale: fluenza pionica integrata sui 3000 fb ⁻¹	105

Elenco delle tabelle

4.1	Risultati fine irraggiamento neutronico su MgB_2	57
4.2	Risultati analisi del dpa in MgB_2	62
5.1	Risultati cavo nel giogo di Q1	73
5.2	Risultati cavo adiacente al Q1	85
6.1	Risultati finali HL-LHC	107

1 Large Hadron Collider

1.1 Visione generale

Il Large Hadron Collider (LHC) è l'acceleratore circolare di adroni più grande e potente finora realizzato. LHC è collocato in un tunnel sotterraneo lungo 27 km ad una profondità di circa 100 m nei pressi di Ginevra in Svizzera. Questo collider è stato progettato per accelerare protoni fino a 7 TeV con lo scopo di ottenere collisioni con energia del centro di massa pari a 14 TeV.



Figura 1.1: Visione aerea di LHC.

Due fasci in controrotazione sono mantenuti nell'orbita circolare grazie a magneti superconduttori (8 T) raffreddati con elio superfluido, alla temperatura di 1.9 K, e fatti collidere in quattro punti dove sono collocati i rivelatori. Prima di entrare in LHC, i protoni passano attraverso molti acceleratori di dimensioni più contenute, gli iniettori (Figura 1.2). Dopo l'estrazione dalla sorgente di idrogeno a 50 keV, i protoni entrano in un acceleratore lineare (LINAC) di 35 m dal quale escono con un'energia di 50 MeV. A questo punto un Proton Synchrotron Booster (PSB) li accelera fino a 1.4 GeV. A questa energia i protoni vengono iniettati nel Proton Synchrotron (PS). Qua le particelle sono raggruppate in pacchetti in sequenza (intervallati da 25/50 ns) e vengono accelerate ulteriormente fino a 26 GeV. I protoni vengono poi trasferiti nel Super Proton Synchrotron (SPS) dove raggiungono l'energia di 450 GeV. Infine i pacchetti di protoni vengono iniettati in LHC e separati nei due fasci.

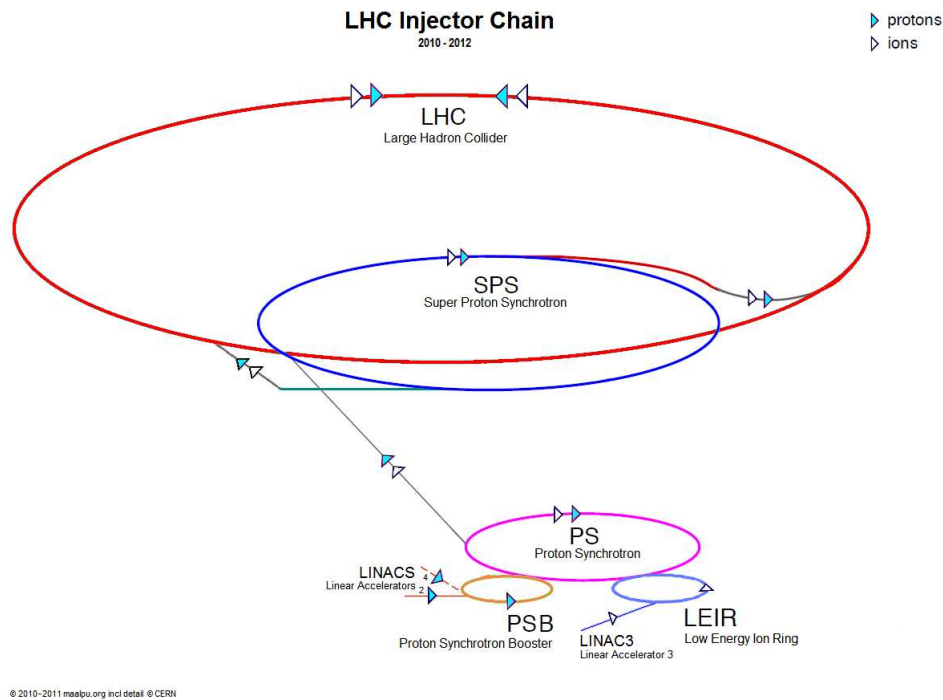
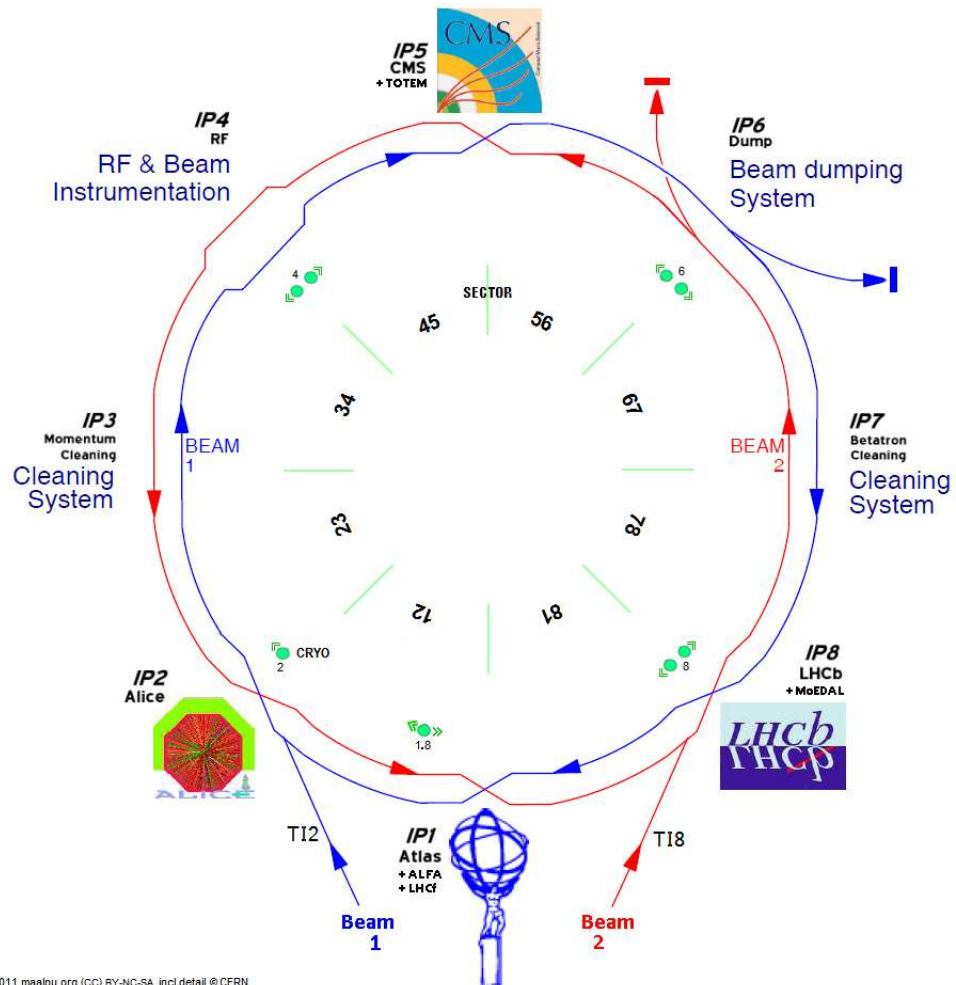


Figura 1.2: Catene di iniezione LHC.

LHC è diviso in otto archi e otto settori rettilinei, chiamati regioni di inserzione (IR), in quattro dei quali sono installati gli esperimenti (Figura 1.3).

I due fasci sono iniettati nella macchina in IR2 (Fascio 1) e in IR8 (Fascio 2) e accelerati fino all'energia nominale dalle cavità a radiofrequenza poste in IR4. Le collisioni avvengono nei 4 punti di interazione (IP) sede dei rivelatori. I due esperimenti ad alta luminosità sono dedicati allo studio della fisica di frontiera delle alte energia e sono ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) in IP1 e CMS (Compact Muon Solenoid) in IP5. LHCb (Large Hadron Collider beauty) è dedicato allo studio dell'asimmetria materia/antimateria ed è collocato nell' IP8, ALICE (A Large Ion Collider Experiment) disposto in IP2 è ottimizzato per la collisione fra ioni pesanti. Quando LHC è in funzione i fasci circolano e continuano a collidere per molte ore fino a ch  vengono estratti dall'anello attraverso il sistema di dump collocato in IR6. IR3 e IR7 son sede dei collimatori dedicati rispettivamente alla "pulizia" del fascio (momentum cleaning e betatron cleaning).



© 2011 maalpu.org (CC) BY-NC-SA incl detail © CERN

Figura 1.3: Layout di LHC.

1.2 IR1 e IR5

Le regioni di inserzione 1 e 5 sono identiche dal punto di vista dell'hardware e dell'ottica. Unica eccezione è lo schema dell'angolo di intersezione nei punti di interazione: in IP1 è verticale mentre in IP5 è orizzontale.

ATLAS

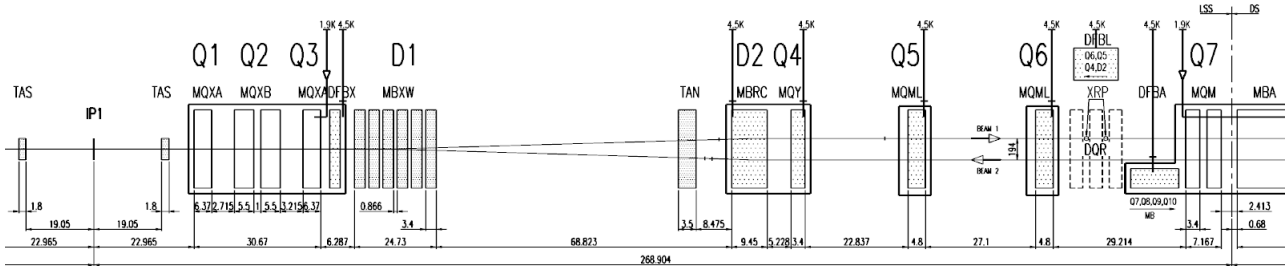


Figura 1.4: Sezione di ATLAS (IR1). Partendo da sinistra sono visibili: il punto di interazione IP1, il TAS, il tripletto di quadrupoli Q1, Q2 e Q3, la distribution feedbox, il primo dipolo D1 e il TAN.

Come si può osservare in Figura 1.4, si hanno partendo da IP1: un tripletto di quadrupoli superconduttori operanti a 1.9 K che forniscono un gradiente nominale di 205 T/m, due dipoli di separazione e ricombinazione distanziati da 88 m e quattro quadrupoli di accoppiamento. Il tripletto comprende due tipologie differenti di quadrupolo: i due quadrupoli esterni, realizzati dal KEK (High Energy Accelerator Research Organization), richiedono una corrente di picco di 6450 A per raggiungere un gradiente nominale di 205 T/m, mentre il quadrupolo centrale, composto in realtà da due sezioni distinte, realizzati dal FermiLab, richiede una corrente di picco di 10630 A. I quadrupoli del tripletto sono alimentati da due convertitori di potenza annidati: un convertitore di potenza da 8 kA alimenta tutti i magneti in serie e un convertitore di potenza da 6 kA garantisce una corrente addizionale per i due magneti centrali. Il quadrupolo Q1 vicino al punto di interazione richiede un ulteriore convertitore di potenza di regolazione da 600 A. Due assorbitori proteggono i magneti dalle particelle che escono dal punto di interazione: l'assorbitore TAS (Target Absorber Secondary) protegge i quadrupoli del tripletto e l'assorbitore TAN (Target Absorber Neutral), situato davanti al dipolo D1, protegge i componenti della macchina dalle particelle neutre.

Tra il Q3 e il D1 è posta la distribution feedbox, cioè l'elemento dal quale partono i cavi di alimentazione dei magneti superconduttori di IR1.

1.3 Luminosità

Lo scopo di LHC, e degli acceleratori di particelle in genere, è quello d'osservare i prodotti delle collisioni fra protoni attraverso rivelatori di particelle. Per poter giungere a conclusioni con una rilevanza statistica non trascurabile è necessario accumulare un sufficiente numero di eventi. Quindi uno dei parametri più critici per un collider è il

numero di collisioni nell'unità di tempo e superficie: la luminosità $L = \frac{\dot{N}}{\sigma}$. Per due fasci in collisione frontale la luminosità può essere espressa come:

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_{rel}}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (1.1)$$

N_b numero di particelle per pacchetto

n_b numero di pacchetti per fascio

f_{rev} frequenza di rivoluzione

γ_{rel} fattore di Lorentz

β^* funzione beta nel punto di collisione

F fattore di riduzione geometrico di luminosità dovuto all'angolo di incrocio al punto di interazione

$\epsilon_n = \epsilon \beta_{rel} \gamma_{rel}$ emittanza trasversale normalizzata.

L può essere calcolata in modo più immediato anche considerando una relazione approssimativa. Avendo a disposizione il numero di particelle per pacchetto (N_b), la distanza temporale tra un pacchetto e il successivo (t) e la sezione effettiva di collisione ($S_{eff} = 4\pi\sigma^2$, dove σ è la lunghezza trasversale del pacchetto nel punto di interazione) si può ottenere la luminosità tramite

$$L \simeq \frac{N_b^2}{t S_{eff}} \quad (1.2)$$

Avendo in LHC $N_b = 1.15 \cdot 10^{11}$ protoni, $t = 25 \cdot 10^{-9}$ s e $\sigma = 16 \cdot 10^{-4}$ cm si può ottenere una luminosità dell'ordine di 10^{34} $cm^{-2}s^{-1}$.

Un'altra grandezza molto utile ed importante per LHC e gli acceleratori di particelle in generale è la luminosità integrata

$$L_{int} = \int L dt \quad (1.3)$$

che ci fornisce una misura della quantità di dati collezionati (eventi avvenuti) in un dato intervallo di tempo nel quale l'acceleratore ha operato.

Fino ad ora in LHC si è ottenuta una luminosità integrata di 30 fb^{-1} e considerando una sezione d'urto dell'interazione protone-protone pari a $85mb$, ciò significa che si sono raccolti $2.55 \cdot 10^{15}$ eventi.

1.4 HiLumi LHC

Un LHC più potente permetterà di ottenere misure più accurate di nuove particelle e renderà rilevabili quei processi estremamente rari che avvengono al di sotto della attuale sensibilità dei rivelatori.

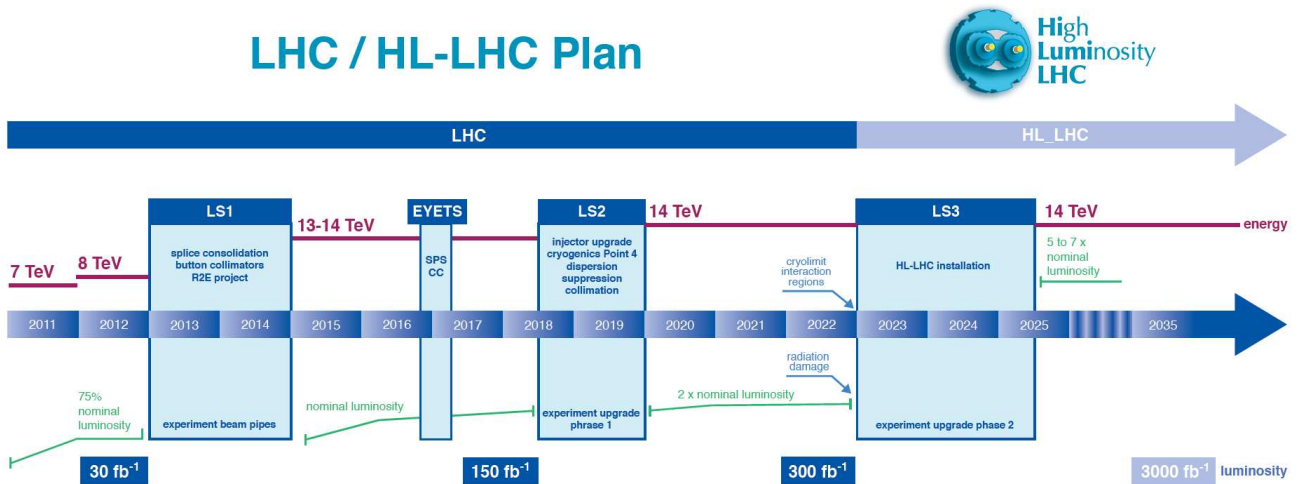


Figura 1.5: Tempistiche upgrade LHC.

I parametri energetici dei fasci di design non sono ancora stati raggiunti. All'avvio, nel 2010, l'energia dei protoni accelerati toccava i 3.5 TeV e nel 2012 raggiunse i 4 TeV. Nel marzo del 2013 iniziò il primo periodo di "long shutdown" (LS1) per permettere un incremento dell'energia del fascio a 6.5 TeV, con la riaccensione prevista per inizio 2015. Entro il 2020, dopo il LS2, si raggiungeranno i 7 TeV nominali.

Ma l'obiettivo primario dell'upgrade ad HL-LHC è quello di ottenere un incremento di un fattore 10 della luminosità della macchina, passando ad una L dell'ordine di $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (in realtà si punta ad una luminosità di $5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mantenuta costante con un'operazione di levelling). Sarà proprio questo potenziamento a permettere di ottenere una migliore statistica degli eventi studiati. Se fino al 2025 (data di avvio di HL-LHC) si ipotizza di riuscire ad arrivare a 300 fb^{-1} , negli ultimi 10 anni di funzione della macchina si arriverà ad una statistica di 3000 fb^{-1} (e quindi $2.55 \cdot 10^{17}$ eventi).

Un altro parametro fondamentale per qualsiasi macchina con un arco di vita ben definito è la disponibilità. Senza una cospicua riduzione dei tempi in cui l'acceleratore dovrà rimanere spento, sarà impossibile riuscire ad arrivare agli agognati 3000 fb^{-1} .

Un incremento così cospicuo di prestazioni sarà ottenibile solo attraverso un importante upgrade dell'hardware. Il processo si basa su una serie di innovazioni tecnologiche. Il primo passo sarà ridurre le dimensioni del fascio nei punti di collisione usando speciali magneti. Si avranno poi innovative cavità compatte (crab cavity) che incrementeranno ulteriormente la luminosità aumentando la durata della sovrapposizione dei fasci. I collimatori dovranno proteggere i magneti dai potenti fasci e delle connessioni superconduttrici permetteranno di poter spostare i generatori in superficie diminuendo il rischio di danno da radiazione all'elettronica e riducendo la necessità di manutenzione all'interno del tunnel, con conseguente guadagno in disponibilità della macchina (Figura 1.6).

Le modifiche più importanti coinvolgeranno i quadrupoli dei tripletti (IR1 e IR5). I vecchi magneti in NbTi verranno sostituiti con un tripletto in Nb₃Sn che presenterà una sezione d'apertura maggiore passando da 70 mm a 150 mm (questa modifica verrà applicata anche al dipolo (D1) che però rimarrà in NbTi). Inoltre verrà aggiunto un "pacchetto di correzione" (CP) fra il tripletto e il D1 formato da una serie di magneti d'alto ordine (da sestupoli a dodecapoli) in NbTi. Per aumentare la durata dei magneti

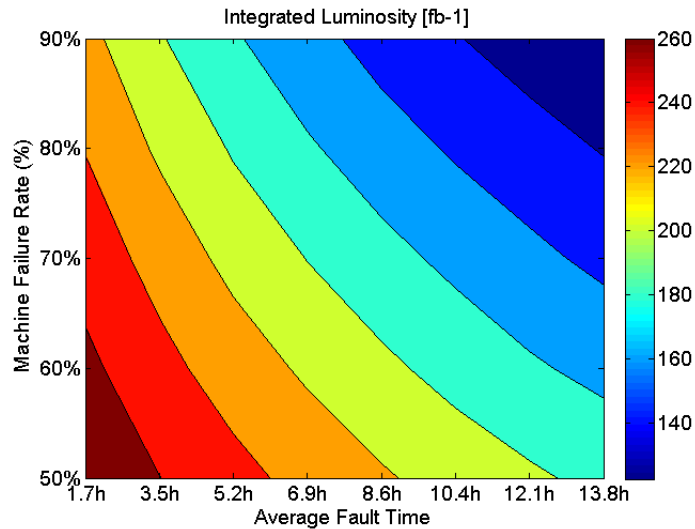


Figura 1.6: Luminosità per anno espressa in fb^{-1} . Si noti come il solo intervento sul danno da radiazione sull’elettronica (R2E) non basti per giungere alla disponibilità, e quindi alla luminosità, desiderata. Una serie di ulteriori accorgimenti saranno necessari al fine di ottenere i risultati voluti.[3]

verrà modificato il beam screen (schermo posto tra la cavità del fascio e l’interno dei quadrupoli) aggiungendo assorbitori in tungsteno con spessore maggiore nel Q1.

I lavori di ricerca, progetto e realizzazione di HL-LHC sono divisi fra 18 gruppi di lavoro (Work Packages), 6 dei quali fanno parte del “EU FP7 HiLumi LHC Design Study”, supportati dal “Seventh Framework programme (FP7)” della Commissione Europea, mentre gli altri 12 sono sotto la responsabilità diretta del CERN (Figura 1.7 Grant Agreement 284404).

Il gruppo di riferimento per il lavoro svolto in questo elaborato è il WP6, gruppo assegnato alla progettazione di un innovativo sistema di alimentazione del collider e alla caratterizzazione dei materiali superconduttori da utilizzare.

La nuova configurazione si otterrà trasferendo in superficie i generatori di potenza che verranno collegati ai magneti nel tunnel attraverso una rete di cavi superconduttori. I benefici derivanti dall’adozione di questa tecnologia risiederanno in una ritrovata flessibilità nel collocamento del sistema di generatori. In particolare, i current leads, i criostati associati e le strumentazioni di controllo potranno essere spostati dalle regioni vicino alla beam line a regioni più facilmente raggiungibili e libere da radiazioni. Ciò implica:

- Spazio libero aggiuntivo nell’area del fascio che diventa così disponibile per nuovi componenti dell’acceleratore.
- Una vita media del sistema di alimentazione più lunga e meno tormentata.
- Accesso semplificato e più sicuro del personale per la manutenzione e il controllo di questi componenti (con un guadagno anche nei tempi di shot-down che si ripercuotono in una maggiore disponibilità per il collider).

Concentrandoci su IR1 (Figura 1.8) il link SC scenderà nel tunnel pochi metri dopo IP1 per poi correre parallelamente alla beam pipe fino a scendere nel Connection Module

High Luminosity LHC Project

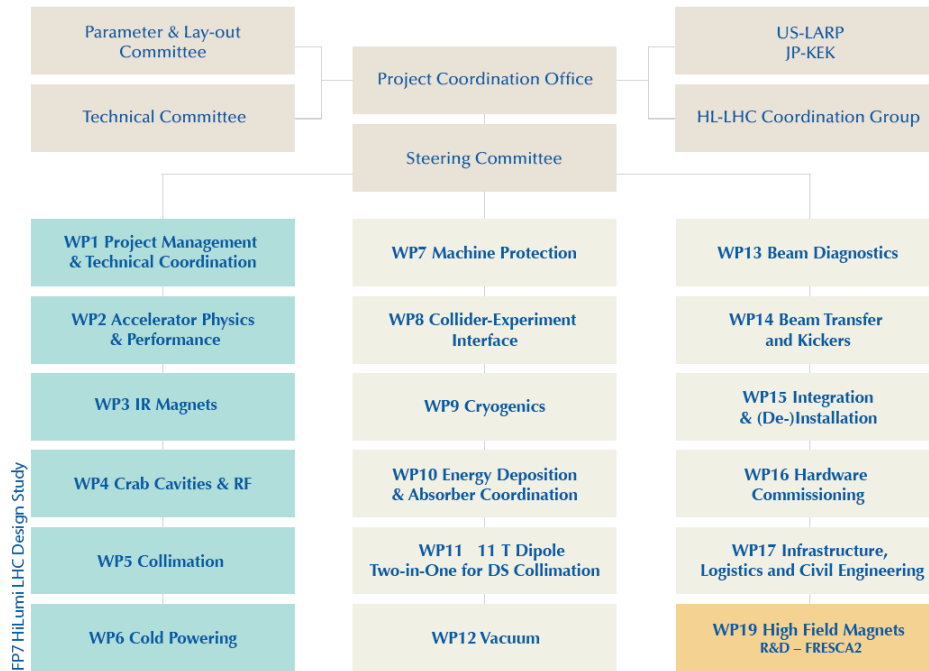


Figura 1.7: Working packages di HiLumi LHC.

posto subito dopo il D1 (circa 80 m da IP1). Nel Connection Module il link sarà suddiviso in una serie di sottocavi che andranno poi ad alimentare singolarmente i componenti della linea (quadrupoli e dipoli).

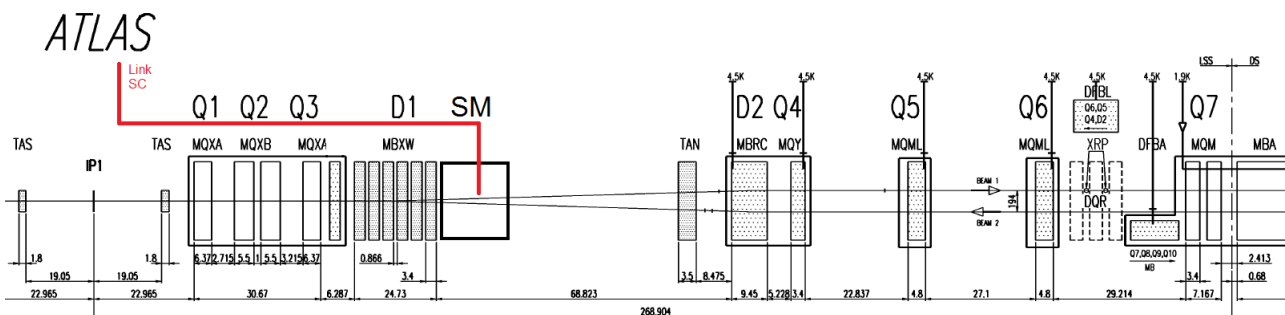


Figura 1.8: Sezione di ATLAS (IR1) post upgrade. A differenza della vecchia configurazione si nota la presenza del link superconduttore in rosso e del Connection Module (SM). Inoltre la distribution feedbox è stata rimossa.

2 Superconduttività

In questa tesi si caratterizzeranno materiali superconduttori allo scopo di scoprirne la resistenza al campo di radiazioni presente in IR1. Una breve parentesi storica e teorica sulla superconduttività è quindi importante per contestualizzare il lavoro svolto.

2.1 Storia della superconduttività

La superconduttività è un fenomeno quantistico su scala macroscopica tipico di particolari materiali detti superconduttori i quali presentano resistività nulla e diamagnetismo perfetto. Questo fenomeno compare in particolari condizioni fisiche:

- $T < T_c$
- $H < H_c$
- $J < J_c$

dove T_c , H_c e J_c sono definite come temperatura critica, campo magnetico applicato critico e densità di corrente critica e rappresentano i confini fra lo stato normale e quello superconduttivo.

La scoperta del fenomeno è attribuita al fisico Olandese Kamerlingh Onnes, i cui esperimenti risalenti al 1911 su campioni di mercurio immersi in elio liquido mostrarono che per temperature inferiori ai 4.2 K la resistività del metallo scendeva verso valori nulli.

La seconda proprietà fondamentale dei superconduttori fu scoperta invece da due fisici Tedeschi nel 1933, W. Meissner e R. Ochsenfeld. Essi studiarono il comportamento dei materiali superconduttori in presenza di un campo magnetico osservando che questo oltre ad essere impossibilitato nel penetrare un superconduttore, conseguenza diretta della perfetta conducibilità del materiale, veniva espulso da un campione portato dallo stato normale a quello superconduttivo. Ciò non poteva essere spiegato dalla perfetta conducibilità la quale tende ad intrappolare il campo magnetico all'interno del materiale. Quest'effetto è noto come "Effetto Meissner".

Dopo la scoperta dei superconduttori e delle loro proprietà fondamentali non restava che trovare una teoria in grado di spiegare questo nuovo fenomeno.

I primi che ci provarono furono nel 1935 i fratelli F. London e H. London, i quali avanzarono una prima teoria fenomenologica. Ipotizzarono la presenza di "elettroni superconduttori" in grado di muoversi liberi nel materiale superconduttore, formando una densità di corrente J_s senza dissipazione energetica. Partendo da quest'ipotesi formularono le due equazioni che portano il loro nome:

$$\mathbf{E} = \frac{m}{e^2 n_s} \frac{\partial \mathbf{J}_s}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\mathbf{B} = -\frac{m}{e^2 n_s} \nabla \times \mathbf{J}_s \quad (2.2)$$

dove n_s , la densità di elettroni superconduttori, varia in maniera continua da 0 K a T_c fino a raggiungere il valore n , la densità elettronica del materiale, per temperature molto inferiori alla T_c critica. La prima equazione descrive la conducibilità perfetta nei

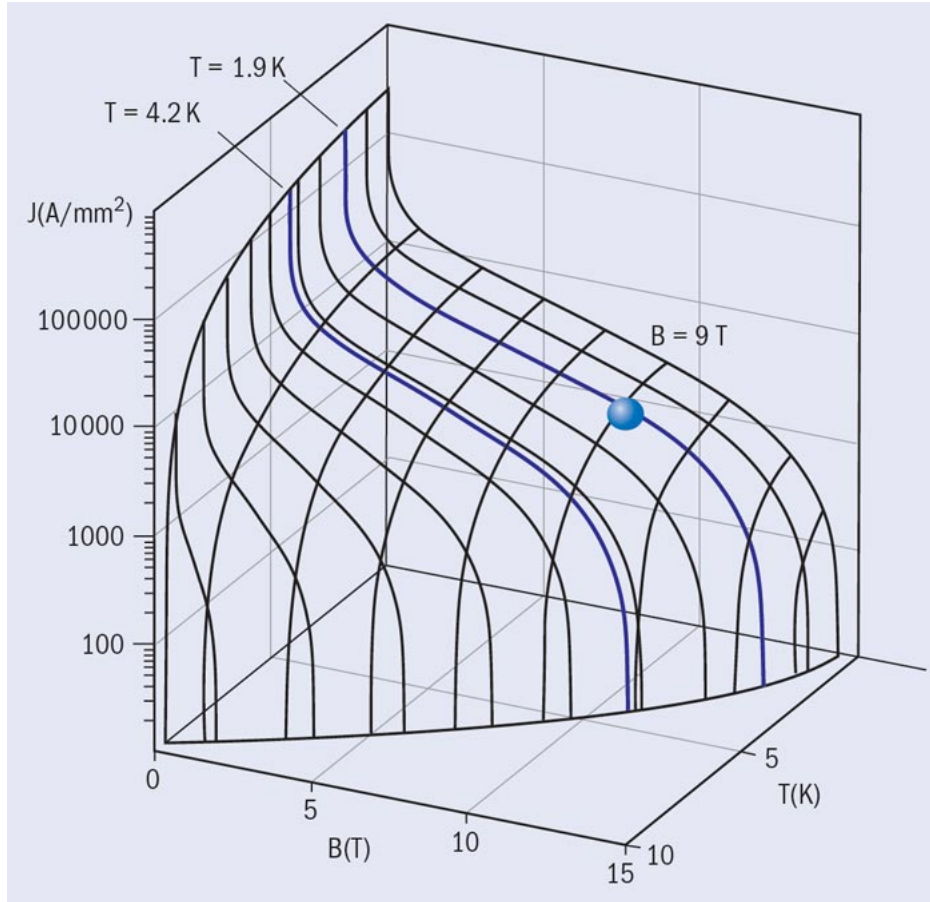


Figura 2.1: Effetto combinato di T , B e J su un materiale superconduttore. Dentro il volume lo stato è SC, fuori è N. La figura si riferisce alla superficie critica della lega di niobio-titanio usata per i magneti superconduttori di LHC, che operano a 1.9 K. [4]

superconduttori in quanto qualunque campo elettrico accelera gli elettroni superconduttori invece che sostenerne semplicemente il moto contrapposto alla resistenza dell'attrito come accade in un conduttore normale. La seconda equazione descrive invece l'effetto Meissner. Combinandola con la legge di Ampere si ottiene

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{\mathbf{B}}{\lambda^2} \quad (2.3)$$

Il campo magnetico è quindi schermato esponenzialmente nel campione con una lunghezza di penetrazione

$$\lambda = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 e^2 n_s}} \quad (2.4)$$

oltre la quale il campo si estingue.

Ma un anno dopo L.V. Shubnikov scoprì una nuova categoria di superconduttori che a dispetto della scoperta di Meissner e Ochsenfeld, lasciavano penetrare parzialmente campi magnetici al loro interno. Fanno così la loro comparsa nel campo della fisica i superconduttori di tipo II.

Nel 1950 i fisici Landau e Ginzburg proposero una nuova teoria fenomenologica basata sulla teoria generale delle transizioni di fase di secondo ordine in grado di spiegare anche il comportamento dei superconduttori di II tipo. Nella teoria si ha l'introduzione di una nuova grandezza: il parametro d'ordine $\psi(\mathbf{r}) = \psi_0 e^{i\phi(\mathbf{r})}$ con $\phi(\mathbf{r})$ variazione macroscopica della fase e $|\psi^* \psi| = \psi_0^2$ densità dei portatori superconduttori n_s . Ottennero così l'equazione per la supercorrente

$$\mathbf{J}_s = \frac{\hbar e^*}{i2m^*} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{e^{*2}}{cm^*} |\psi|^2 \mathbf{A} \quad (2.5)$$

dove e^* e m^* sono la carica e la massa delle particelle superconduttive. Con questo formalismo riuscirono a dimostrare che n_s varia spostandosi all'interno del campione. Variazioni apprezzabili del parametro $\psi(\mathbf{r})$ e quindi di n_s avvengono in un intervallo di lunghezza pari a ξ definita come lunghezza di coerenza del superconduttore. Grazie a questa teoria qualche anno più tardi il fisico Sovietico A. A. Abrikosov riuscì a spiegare teoricamente l'esistenza ed il comportamento dei superconduttori di II tipo. Inoltre studiando il parametro di Ginzburg-Landau $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$ ne scoprì l'utilità per la classificazione dei superconduttori: il superconduttore sarà di I tipo se $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ e di II tipo se $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$.

Fu il 1957 l'anno in cui tre fisici Americani, J. Bardeen, L. Cooper e J. R. Schrieffer, formularono la prima teoria microscopica in grado di svelare i meccanismi alla base della superconduttività. Concetto fondamentale della teoria BCS sono le coppie di Cooper: bosoni dati da due elettroni legati da una debole forza attrattiva. La presenza di tale forza deriva dall'interazione elettrone-fonone. In breve il passaggio di un elettrone all'interno del superconduttore ne deforma il reticolo ionico. Questa deformazione può essere vista come un pacchetto d'onde formato da fononi che a sua volta risulterà attrattivo nei confronti di un altro elettrone il quale troverà energeticamente favorevole proseguire nel percorso fatto dall'elettrone che lo precede (Figura 2.2).

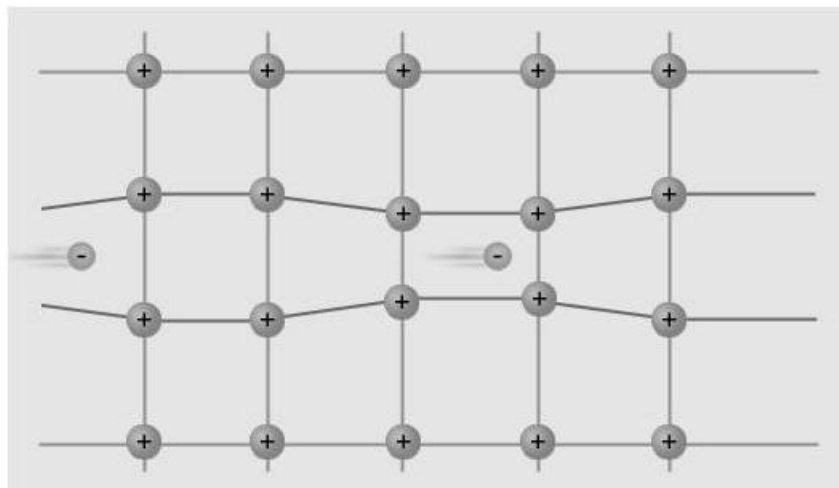


Figura 2.2: Coppia di Cooper e conseguente deformazione del reticolo circostante.

Con un approccio più rigoroso possiamo dire che l'interazione fra due elettroni via fononi può essere vista come un continuo assorbire ed emettere di fononi "virtuali" di energia $\simeq \hbar\omega_D$ dove con ω_D si indica la pulsazione del fonone. Gli unici elettroni che possono

partecipare a questo scambio di fononi e quindi alla formazione di coppie di Cooper sono quelli energeticamente prossimi al livello di Fermi. Gli altri elettroni non possono emettere o assorbire fononi perché intrappolati dalla distribuzione di Fermi-Dirac. La formazione di coppie di Cooper e la loro condensazione in uno stato fondamentale comune porta ad un guadagno energetico ed ad un nuovo stato fondamentale detto BCS. Allo zero assoluto avremo un gap attorno al livello di Fermi pari all'energia acquistata dagli elettroni nelle coppie di Cooper, $2\Delta = 2\hbar\omega_D = 7.06k_bT_c$. Discostandoci dallo zero assoluto non tutti gli elettroni vicini al livello di Fermi formeranno coppie di Cooper; trattandosi di bosoni sappiamo che l'energia acquisita per la condensazione di una particella nello stato fondamentale dipende dal numero di particelle ivi già presenti. Avremo quindi che Δ diminuirà all'aumentare di T . La dimensione del gap può quindi essere sfruttata per ricavare la densità di coppie di Cooper presenti nel superconduttore. L'esistenza delle coppie di Cooper e del gap energetico può essere sfruttata per spiegare la maggior parte dei fenomeni superconduttori, come la presenza di una temperatura critica, di un campo critico e di una corrente critica e della stretta dipendenza di ognuna dagli altri due parametri. Una coppia di Cooper può essere distrutta solo ricevendo un'energia pari al gap; tale energia può provenire da vibrazioni del reticolo (T), fenomeni di scattering (J) e fenomeni di assorbimento di energia magnetica (H): all'aumentare di T, J o H il numero di coppie diminuisce gradualmente fino all'estinzione totale nel momento in cui una delle tre grandezze raggiunge il valore critico. Una coesistenza di questi parametri fa sì che le singole criticità si abbassino essendo l'energia richiesta per la distruzione delle coppie di Cooper in parte fornita dalle altre due grandezze fisiche.

L'ultima grande rivoluzione nell'ambito della superconduttività partì nel 1986 presso i laboratori IBM di Zurigo quando J. G. Bednorz e K. A. Müller trovarono che una particolare classe di ceramiche a base di ossidi di rame bario e lantanio, chiamate perovskiti, presentavano una temperatura critica di 35 K. Tale T_c superava di molti gradi quelle dei superconduttori fin lì scoperti ma il clamore fu suscitato dal tipo di materiale; non un metallo bensì un isolante. Nacquero così i "superconduttori ad alta temperatura". Nel giro di un anno Paul Chu dell'Università di Houston sostituendo il lantanio con l'ittrio, nel composto di Bednorz e Müller, ottenne un materiale, denominato YBCO, che spostava il confine della superconduttività alla temperatura di 93 K. Questa scoperta fu molto importante in quanto da quel momento divenne possibile utilizzare come refrigerante l'azoto liquido (temperatura di fusione a 77 K), una sostanza facile da produrre, abbondante in natura, economica e già utilizzata in diversi processi industriali.

2.2 Superconduttori di II tipo

Presentano T_c molto più alte dei loro cugini del I tipo ed essendo in grado di resistere ad altissimi campi magnetici applicati senza smarrire la perfetta conducibilità, sono largamente utilizzati nelle applicazioni tecnologiche. Il comportamento magnetico di un superconduttore di tipo II al di sotto della temperatura critica dipende dall'intensità del campo applicato e dalla temperatura. Tale relazione può essere rappresentata da un diagramma di fase magnetico, il quale mostra che questi superconduttori presentano tre stati magnetici distinti. I tre stati sono separati da due campi critici H_{c1} (detto inferiore) e H_{c2} (detto superiore) dipendenti dalla temperatura: per $T = 0K$ assumono il loro valore massimo e decrescono fino ad annullarsi alla temperatura critica (Figura 2.3).

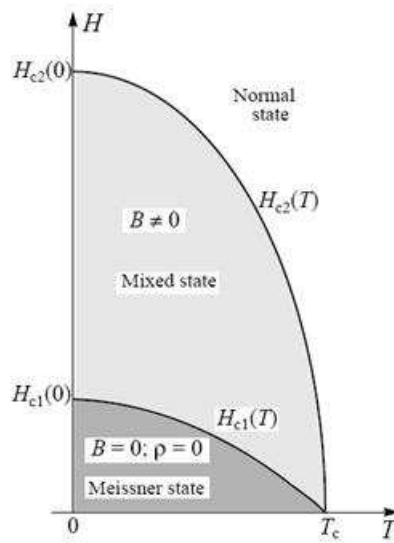


Figura 2.3: Campi critici in funzione della temperatura; sono accuratamente evidenziate le zone corrispondenti ai tre stati.

- $H < H_{c1}$: lo stato Meissner. Il superconduttore di II tipo è assimilabile ad uno di I tipo ed espelle completamente il campo in cui è immerso.
- $H_{c1} < H < H_{c2}$: lo stato misto o stato vorticoso. In questo stato parte del campo riesce a penetrare nel campione; è fondamentale sottolineare che in tale situazione si ha comunque perfetta conducibilità.
- $H > H_{c2}$: lo stato normale. Lo stato di superconduzione viene completamente distrutto e il materiale viene ricondotto al suo stato normale.

La chiave per comprendere come la superconduttività possa coesistere con il magnetismo giace nella relazione fra profondità di penetrazione e lunghezza di coerenza. Per λ maggiori di ξ avremo che il campo magnetico penetrerà all'interno del materiale per distanze maggiori della lunghezza di coerenza e quindi avremo una convivenza di superconduttività e campo magnetico tipica dei superconduttori di tipo II.

2.2.1 Natura dei vortici

Alla nascita dello stato misto, per $H = H_{c1}$, il campo magnetico si insinua nel materiale sotto forma di un filamento di flusso microscopico che prende il nome di vortice. Il vortice consiste in un nucleo nel quale penetra il campo magnetico, circondato da una supercorrente che lo racchiude in orbite circolari. Queste vanno a schermare il campo penetrante costringendolo nel nucleo e permettendo al materiale di conservare zone superconduttive. Il vortice può essere rappresentato da un lungo cilindro con l'asse parallelo al campo magnetico esterno. All'interno di questo cilindro, essendo ψ nullo, il materiale non è più superconduttore. Il raggio del nucleo interno è dell'ordine di lunghezza di ξ mentre la supercorrente circola attorno al vortice in un'area di raggio λ .

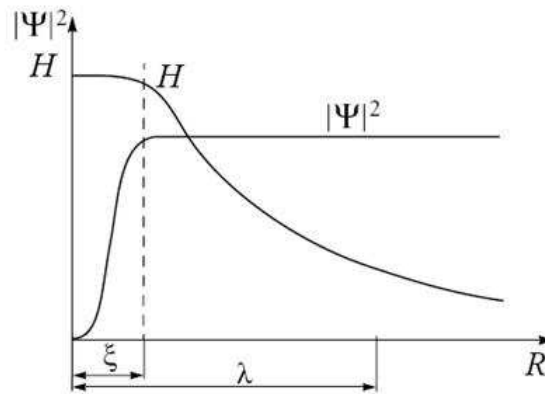


Figura 2.4: Andamento di H e ψ all'interno di un vortice

In Figura 2.4 vengono rappresentate le variazioni spaziali del campo H e del parametro d'ordine ψ , R è la distanza dal centro del vortice. Si nota come nel nucleo interno prevalga il campo magnetico rispetto alla densità di portatori superconduttori, e come al contrario siano questi ultimi a dominare all'esterno del nucleo. Nel centro esatto del vortice, $R=0$, il campo magnetico vale esattamente $2H_{c1}$. Giunti alla distanza $R = \xi$ si ha l'interfaccia “materiale normale-materiale superconduttore”. Allontanandosi dal nucleo il campo va rapidamente a zero.

Partendo dalle due equazioni di London (eq. 2.1 e eq. 2.2) si può dimostrare che il flusso magnetico intrappolato nel singolo vortice ha un unico valore pari al quanto di flusso $\Phi_0 = h/2e = 0.068 \cdot 10^{-15} Tm^2$.

Un aumento dell'intensità del campo magnetico esterno non influirà né sulle dimensioni del vortice né sulla quantità di flusso da esso trasmesso. Si creeranno semplicemente altri vortici, veicoli ognuno di un flusso pari a Φ_0 .

Due vortici paralleli vicini interagiscono respingendosi l'un l'altro. Questo avviene nel momento in cui la loro distanza risulta minore della profondità di penetrazione del campo magnetico λ e le correnti superconduttive circolanti attorno ai nuclei entrano in contatto. La forza totale per unità di lunghezza esercitata su un vortice sarà

$$\mathbf{f} = \mathbf{J}_s \times \Phi_0 \quad (2.6)$$

Dove Φ_0 è preso lungo l'asse del vortice e \mathbf{J}_s è la supercorrente totale passante per il centro del vortice. E' possibile avere equilibrio statico solo se $\mathbf{f} = 0$ per tutti i vortici, ciò avviene nel momento in cui la sommatoria delle supercorrenti è nulla nel centro di ogni nucleo. L'unica via che porta a tale equilibrio è la formazione di un reticolo regolare. Con la sua teoria del “reticolo di vortici”, Abrikosov giunse alla conclusione che, una volta raggiunta una densità sufficiente (quindi nei pressi di H_{c2}), questi si dispongono in un reticolo triangolare periodico, corrispondente allo stato di minima energia del sistema. Conclusione accertata da numerose verifiche sperimentali (Figura 2.5).

All'aumentare del campo magnetico esterno consegue un aumento del numero di vortici. Il crescere della loro densità porterà ad un reticolo sempre più fitto fino al limite

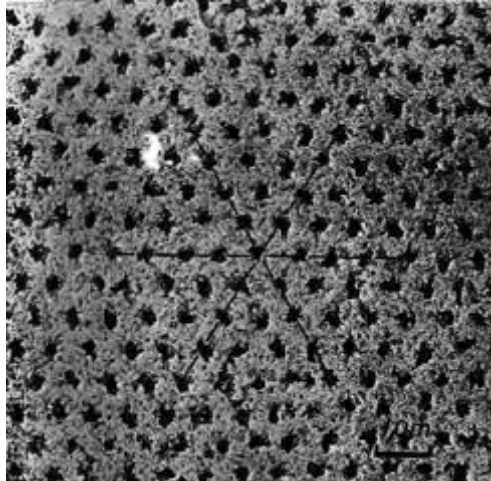


Figura 2.5: Reticolo di Abrikosov osservato al microscopio sulla superficie di una superconduttore di II tipo (dimensioni: $9 \mu m \times 9 \mu m$).

$H = H_{c2}$ in corrispondenza del quale la distanza fra i vortici arriverà all'ordine di grandezza della lunghezza di coerenza ξ . A quel punto i nuclei dei vortici vicini entreranno in contatto e il parametro d'ordine ψ diventerà nullo in tutto il superconduttore. Lo stato superconduttivo verrà così soppresso lasciando spazio allo stato normale.

2.2.2 Moto dei vortici

E' facile intuire che il moto dei vortici causerà una dissipazione energetica. Una corrente elettrica iniettata nel superconduttore dall'esterno eserciterà una forza per unità di lunghezza sul vortice pari a

$$\mathbf{f} = \mathbf{J}_{ext} \times \Phi_0 \quad (2.7)$$

che moltiplicata per il numero di vortici per unità di area B/Φ_0 dà la forza per unità di volume sul reticolo vorticoso

$$\mathbf{F} = \mathbf{J}_{ext} \times \mathbf{B} \quad (2.8)$$

A questo punto il reticolo si deforma e il movimento dà luogo ad un processo dissipativo. Maggiore sarà la velocità raggiunta dal vortice maggiore sarà la dissipazione data dall'attrito col resto del reticolo, avremo cioè una forza viscosa

$$\mathbf{f}_v = -\eta \mathbf{v}_l \quad (2.9)$$

e quindi una velocità in regime stazionario data da

$$\mathbf{v}_l = \frac{\mathbf{J}_{ext} \times \Phi_0}{\eta} \quad (2.10)$$

che sarà perpendicolare a \mathbf{J}_{ext} e a \mathbf{B} .

Lo spostamento dei vortici induce un campo elettrico

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_l \times \mathbf{B} = \frac{\Phi_0 \mathbf{B}}{\eta} \mathbf{J}_{ext} \quad (2.11)$$

con resistività data da

$$\rho = \frac{E}{J_{ext}} = \frac{\Phi_0 B}{\eta} \quad (2.12)$$

La corrente passante per il materiale superconduttore nello stato misto è quindi accompagnata da generazione di calore. Basta una J_{ext} molto piccola per causare il passaggio dallo stato di superconduttività a quello normale.

2.2.3 Pinning dei vortici

I vortici possono essere facilmente intrappolati tramite imperfezioni nel materiale che prendono il nome di centri di “pinning”. La forza di questa interazione vortice-impurità varia in base alla natura e soprattutto alle dimensioni dell’imperfezione; il vortice ignorerà un singolo atomo “difettato” essendo la grandezza caratteristica del vortice molto maggiore della dimensione atomica. Difetti strutturali nel materiale con dimensioni maggiori di ξ come una distorsione del reticolo cristallino saranno invece molto efficaci. Un vortice “inchiodato” non entrerà in moto una volta iniettata una corrente nel materiale e quindi non disperderà energia a causa degli attriti con altri vortici. Se per accrescere la conduttività di un metallo la strategia migliore è renderlo il più puro possibile, paradossalmente nel caso di un superconduttore è invece quella di renderlo il più sporco possibile, nel tentativo di intrappolare un gran numero di vortici. Avendo una forza che costringe il vortice in un punto ($\mathbf{F}_{pinning}$), la forza $\mathbf{F} = \mathbf{J}_{ext} \times \mathbf{B}$ dovrà superare un determinato valore limite per rompere questa condizione.

$$\mathbf{F}_{pinning} = \mathbf{F}_c = \mathbf{J}_c \times \mathbf{B} \quad (2.13)$$

Tale valore è legato alla densità di corrente critica \mathbf{J}_c . Il fenomeno del “pinning” permette il sensibile accrescimento della corrente critica senza il quale i superconduttori di II tipo sarebbero inutilizzabili per le applicazioni. Basti pensare che in moltissimi casi il campo critico inferiore di questi superconduttori è inferiore al campo magnetico terrestre; sarebbe perciò impossibile evitare il passaggio allo stato misto e la conseguente comparsa dei vortici dissipativi. Un fenomeno interessante collegato a \mathbf{J}_c avviene per H prossimo al secondo campo critico. All’aumentare del campo da H_{c1} ad H_{c2} la densità di corrente critica diminuisce fino ad estinguersi per $H = H_{c2}$. Ma nei pressi di H_{c2} , \mathbf{J}_c presenta un balzo e si porta a valori molto più alti. Questo strano fenomeno è definito “effetto picco” ed una possibile spiegazione può essere ricercata nel fatto che in tali condizioni il coefficiente elastico del reticolo di vortici diminuisce rendendo l’intera struttura in qualche modo più libera portando alla formazione di “pinning” più solidi e frequenti.

2.3 Cavi superconduttori

I materiali superconduttori in esame per la produzione dei links di HL-LHC sono YBCO, BSCCO-2223 ed MgB_2 . I primi due appartengono alla categoria dei cuprati: superconduttori ceramici del secondo tipo con un’elevata temperatura critica (93 K per YBCO, 123 K per BSCCO-2223). MgB_2 fa invece parte di una categoria particolare: è un superconduttore metallico con $T_c = 39$ K, una temperatura critica troppo bassa per essere

considerato un SC ad alta T_c , ma troppo alta per poter rientrare nella categoria dei superconduttori del primo tipo.

Lo studio di BSCCO e YBCO come materiali per la realizzazione di cavi superconduttori ha avuto i suoi albori all'inizio degli anni '90, quando si è compreso che i superconduttori ad alta temperatura critica avrebbero avuto reali possibilità applicative se prodotti in forma di conduttori tessiturati, cioè con orientazione preferenziale dei cavi superconduttivi nella direzione del conduttore stesso. Hanno quindi visto la luce alcuni processi produttivi altamente innovativi come il Powder in Tube (PIT) e la deposizione di film sottili con metodi IBAD (Ion Beam Assisted Deposition) e RABiTS (Rolling Assisted Biaxially Textured Substrates).

Il metodo PIT si è rivelato sufficientemente efficace nella produzione di nastri superconduttori a base di BSCCO-2223 in matrice d'argento. La deformazione meccanica è sufficiente, in questo caso, ad allineare le lamine superconduttive nel piano del nastro stesso, favorendone inoltre la conduttività. La polvere di BSCCO è inserita all'interno di tubi d'argento che poi vengono estrusi, i filamenti ottenuti vengono raggruppati e posti in un tubo d'argento più largo a sua volta estruso. Dopo un trattamento termico si ottiene il cavo finale (Figura 2.7). L'alto costo della guaina in argento, e l'eccessiva anisotropia mostrata da BSCCO-2223 in forma tessiturata ne limita l'impiego applicativo.

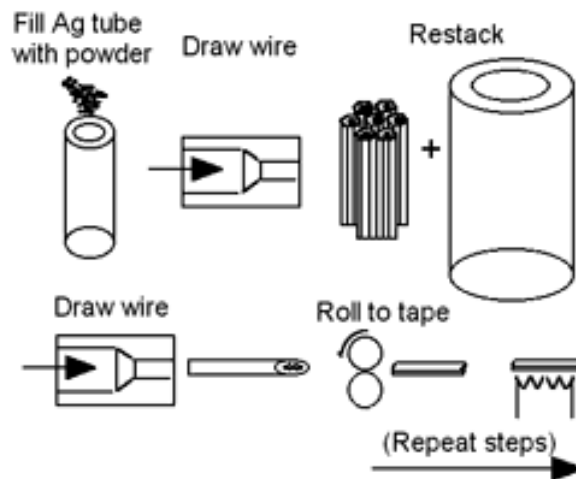


Figura 2.6: Metodo PIT per la realizzazione di nastri superconduttori a base di BSCCO-2223.

Maggiore potenziale applicativo è ritenuto raggiungibile dai superconduttori prodotti con tecnologia RABiTS e IBAD a base di YBCO (Figura 2.7). Questi nastri superconduttori sono prodotti con tecnologia di deposizione a film sottile su opportuno substrato metallico con uno strato intermedio, che nel processo RABiTS ha l'ulteriore funzione tessiturante del materiale superconduttivo stesso. Tale effetto tessiturante dell'YBCO è invece raggiunto con un concomitante bombardamento ionico opportunamente eseguito durante la deposizione dello strato superconduttore nel processo denominato IBAD.

Nonostante la complessità di queste tecnologie, se il mercato di questi materiali dovesse decollare, l'aumento dei volumi produttivi dovrebbe essere in grado di rendere competitivamente economici anche questi processi.

La più recente novità in campo di fili superconduttori è avvenuta con lo sviluppo di fili a base di MgB_2 . MgB_2 può essere prodotto in fili superconduttori attraverso il

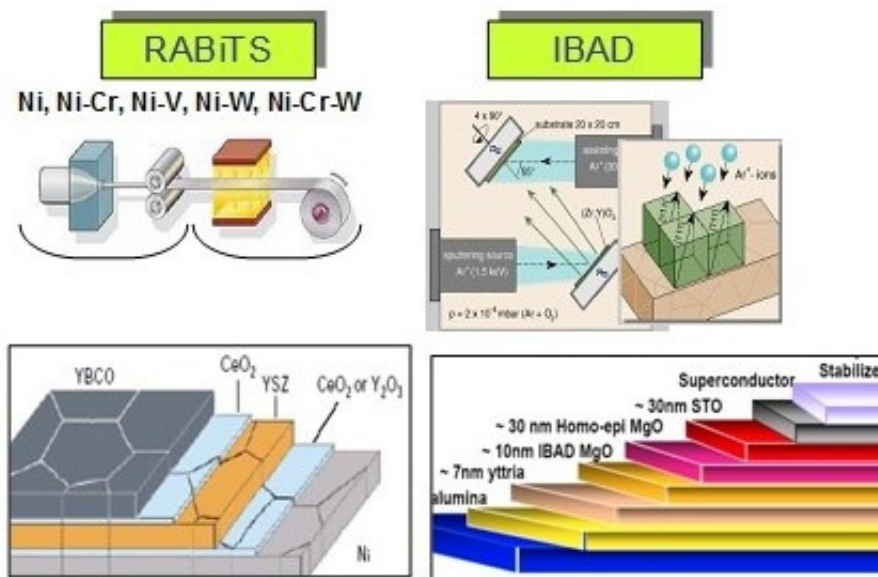


Figura 2.7: Processi IBAD e RabiTS per la realizzazione di nastri superconduttori in YBCO.

metodo PIT, ma senza la complicazione insita nei superconduttori ad alta temperatura di dover tessiturare il materiale per raggiungere una sufficiente connettività tra i bordi di grano, quindi si può parlare di fili e non più di nastri. MgB_2 si pone come materiale di compromesso tra i superconduttori tradizionali in lega di niobio, limitati dalla bassa temperatura critica, e gli HTS che sono limitati dall'alto costo del processo produttivo e della forma del conduttore esclusivamente a piattina. MgB_2 , pur essendo tutt'altro che duttile, è favorito dall'elevata compatibilità chimica con molti metalli e leghe di normale impiego nella produzione di fili metallici, ed anche per questo è particolarmente economico.

Per la realizzazione dei link da installare in HL-LHC si utilizzerà uno di questi tre materiali e l'utilizzo dell'elio, alla temperatura di 20 K, offrirà la possibilità di avere, in tutti i tre casi, un buon margine di sicurezza rispetto alla temperatura critica. Questo, infatti, compenserà eventuali aumenti di temperatura locali o distribuiti dovuti al movimento dei cavi, al riscaldamento da radiazione o a imperfezioni nelle coperture criogeniche del link, e perciò permetterà di operare in condizioni di maggior sicurezza.

Come citato nel capitolo precedente, i links saranno costituiti da una serie di sottocavi che, una volta raggiunto il Connection Module, verranno divisi e inviati separatamente alle componenti della beam line per alimentarle. due esempi della struttura del link sono riportati nelle Figure 2.8 e 2.9.

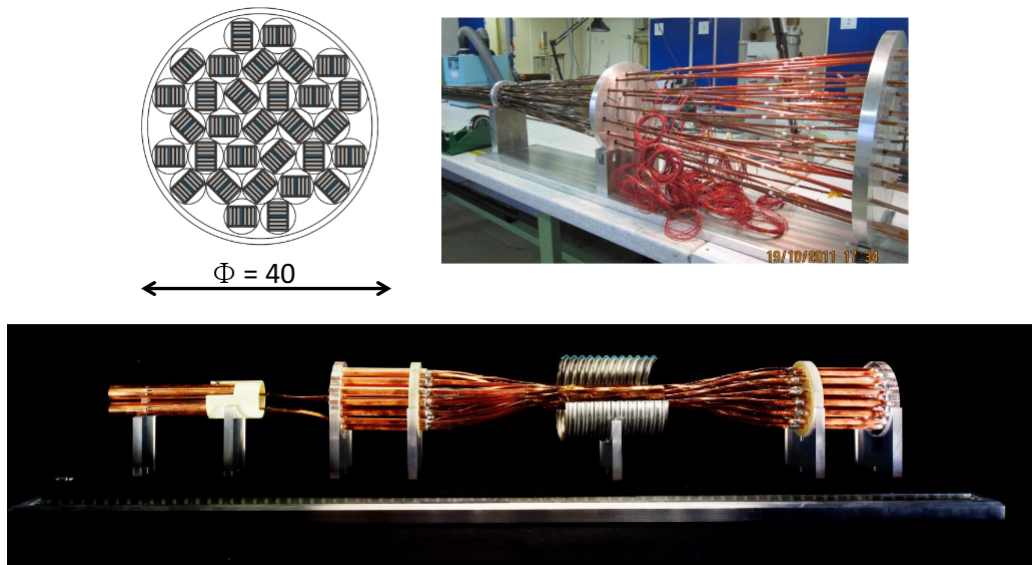


Figura 2.8: Cavi composti da piattine di MgB_2 . In alto a sinistra si ha il cavo completo (30kA, $R=40$ mm) composto da una serie di sottocavi (2×600 A, $R=5.6$ mm); le altre due figure si riferiscono al processo di produzione del cavo. [5]

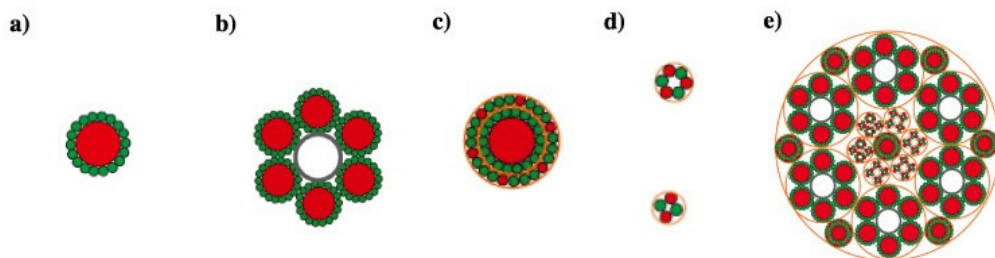


Figura 2.9: Cavi composti da fili di MgB_2 a sezione circolare (in verde): (a) sotto unità $R=3.25$ mm composta da 18 fili di MgB_2 (in verde) avvolti attorno a un'anima di rame (rosso); (b) assemblaggio da 20 kA di 6 sotto unità attorno ad un supporto di acciaio ($R=9.75$ mm); (c) cavi concentrici da 2×3 kA $R=4.25$ mm; (d) cavo da 0.4 kA sopra e cavo da 0.12 kA sotto ($R=1.5$ mm); (e) cavo completo da 165 kA $R=32.5$ mm (6×20 kA, $7 \times 2 \times 3$ kA, 4×0.4 kA, 18×0.12 kA). [6]

3 Interazione radiazione materia

Le due grandezze fondamentali per l'analisi del comportamento dei links superconduttori in presenza di radiazioni sono il displacement per atom (dpa) e l'energia depositata. In questa sezione si vuole fare una panoramica teorica di tali grandezze.

3.1 Displacement Per Atom

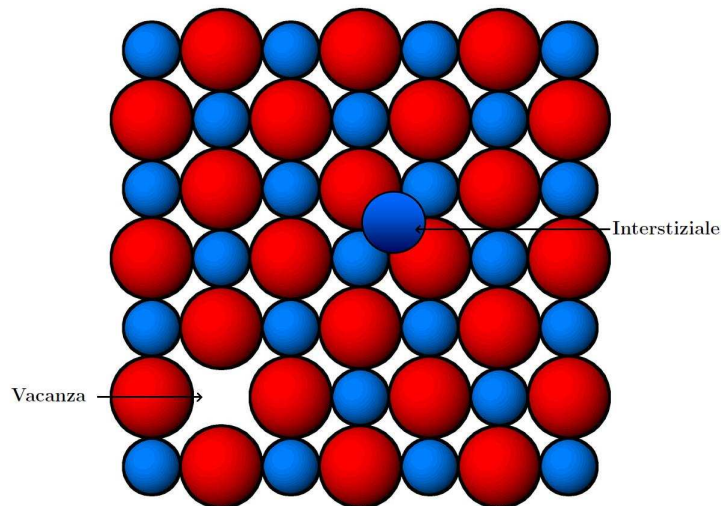


Figura 3.1: Reticolo con vacanza e interstiziale.

E' una misura dell'ammontare del danno indotto da una radiazione su un materiale. Indica il numero medio di volte in cui ogni singolo atomo è stato strappato dalla sua posizione (per esempio 3 dpa significa che ogni atomo nel materiale è stato spostato dal suo sito nel reticolo una media di tre volte). Il danno da spostamento può essere indotto da tutte le particelle coinvolte nella cascata successiva all'interazione delle particelle primarie. Il dpa può essere espresso attraverso la seguente relazione:

$$dpa = \frac{1}{\rho} \sum_i N_i N_F^i \quad (3.1)$$

ρ densità atomica del materiale.

N_i particelle per canale di interazione i .

N_F^i Coppie di Frenkel per canale.

Si nota come il concetto di coppie di Frenkel sia fondamentale per poter comprendere a fondo quello di dpa. Le coppie di Frenkel sono difetti nel reticolo cristallino composti da una vacanza e da un interstiziale. La creazione di una coppia avviene nel momento in cui un atomo abbandona il suo posto nel reticolo (lasciando una vacanza) e va a incastrarsi

all'interno del cristallo in una posizione intermedia fra gli altri atomi (divenendo un interstiziale).

La relazione che permette di calcolare il numero di difetti di Frenkel è la seguente:

$$N_F^i = \kappa \frac{\xi(T)T}{2E_{th}} \quad (3.2)$$

κ efficienza di dislocazione: è un fattore che tiene conto della migrazione dei difetti e della ricombinazione delle coppie di Frenkel dovute alla sovrapposizione di diverse parti della cascata; viene assunta $\kappa = 0.8$ per $T \leq 2$ keV, mentre per energie maggiori decresce all'aumentare di T fino a $\kappa = 0.2$ che si raggiunge per $T \leq 100$ keV.

T energia cinetica della particella che collide con l'atomo.

E_{th} energia di soglia di danneggiamento: è l'energia richiesta per strappare l'atomo al reticolo.

$\xi(T)$ funzione di partizione di Lindhard.

La funzione di partizione di Lindhard $\xi(T)$ assume un ruolo molto importante per la definizione di coppie di Frenkel e quindi di dpa. Essa infatti tiene conto dei due diversi tipi di potere frenante di un materiale nei confronti d'una particella ionizzante. L'energia depositata dal primario si divide fra nuclei ed elettroni:

$$E = E_n + E_e \quad (3.3)$$

Si definisce quindi la funzione di Lindhard in questo modo:

$$\xi(T) = \frac{S_n}{S} \quad (3.4)$$

dove

$$S = -\frac{dE}{dx} = -\frac{dE_n}{dx} - \frac{dE_e}{dx} = S_n + S_e \quad (3.5)$$

S e $\frac{dE}{dx}$ potere frenante lineare.

S_n e $\frac{dE_n}{dx}$ frazione del potere frenante dovuta ai nuclei.

S_e e $\frac{dE_e}{dx}$ frazione del potere frenante dovuta agli elettroni.

3.2 Energia depositata

I meccanismi fondamentali attraverso i quali le radiazioni interagiscono e perdono la propria energia nella materia variano a seconda della natura delle particelle. Considerandone carica e massa, si possono suddividere le radiazioni in:

Particelle cariche pesanti (tra cui i pioni, i protoni e i nuclei pesanti).

Particelle cariche leggere (tra cui gli elettroni).

Neutroni.

Radiazioni elettromagnetiche (raggi X e raggi γ).

Le particelle dotate di carica elettrica interagiscono in maniera praticamente continua, attraverso la forza di Coulomb, con gli elettroni e i nuclei presenti nel mezzo attraversato. Le radiazioni neutre invece danno luogo a interazioni più sporadiche che in genere ne alterano radicalmente le proprietà. In generale si ha che l'interazione coincide con il parziale o totale trasferimento d'energia delle radiazioni incidenti agli elettroni o ai nuclei del materiale attraversato, o alla produzione di particelle attraverso reazioni nucleari. Uno studio accurato dell'energia depositata in un campione irraggiato deve quindi basarsi sui meccanismi tipici di interazione sia delle particelle del fascio (primarie), sia delle particelle generate da tali interazioni (secondarie).

Le particelle cariche pesanti interagiscono con la materia principalmente attraverso la forza di Coulomb tra la loro carica positiva e la carica negativa degli elettroni orbitali degli atomi del materiale con un continuo trasferimento d'energia fra radiazione ed elettroni (le interazioni con i nuclei del mezzo sono molto più rare e influiscono in minima parte sul computo dell'energia depositata). Il potere frenante lineare S per particelle cariche in un dato materiale è così definito:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (3.6)$$

La relazione che descrive la perdita d'energia specifica di una particella carica pesante è la formula di Bethe.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 N Z}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (3.7)$$

v velocità delle particelle primarie

ze carica delle particelle primarie

N densità atomica degli atomi irraggiati

Z numero atomico degli atomi irraggiati

I potenziale di ionizzazione ed eccitazione medio degli atomi irraggiati.

Dalla 3.7 si nota come data una particella carica, per $v \ll c$, S cresca al decrescere della sua energia (o velocità). Questo comportamento può essere spiegato in maniera umile e non rigorosa nel seguente modo: la particella carica passa più tempo nelle vicinanze di un dato elettrone quando la sua velocità è bassa, quindi l'impulso sentito dall'elettrone e l'energia trasferita sarà maggiore. A velocità relativistiche si ha invece un aumento dell'energia persa per unità di percorso crescente all'aumentare dell'energia (Figura 3.2).

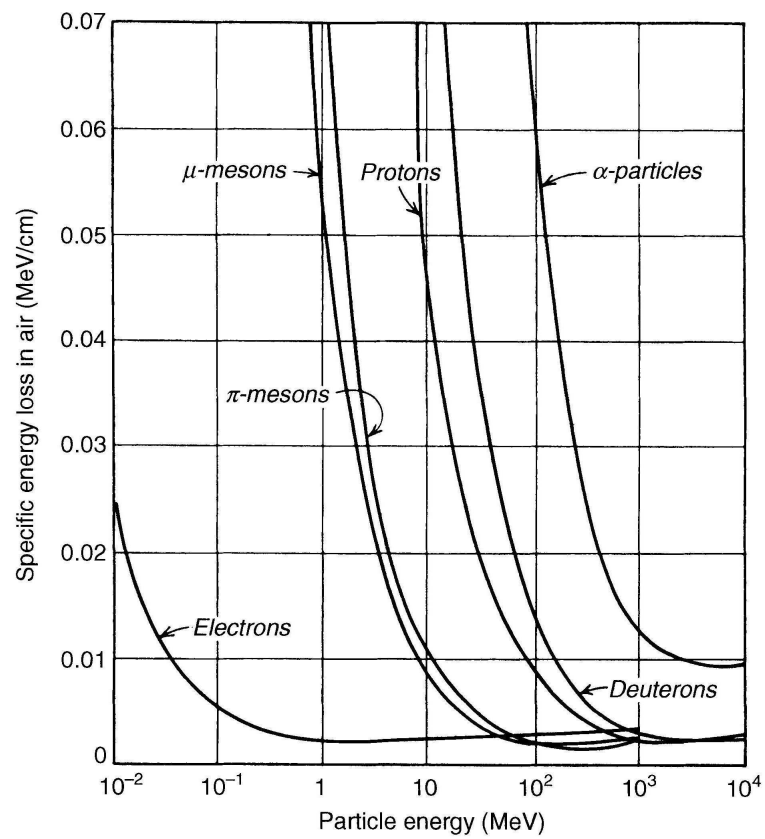


Figura 3.2: Andamento dell'energia persa specifica in aria per diverse particelle a varie energie (nell'immagine compaiono anche i μ mesons che si riferiscono ai muoni; un tempo infatti si credeva che tali particelle fossero mesoni). [7]

4 Simulazioni studio

In questa sezione si riportano i risultati ottenuti da simulazioni di irraggiamento su campioni di YBCO e MgB_2 fatte allo scopo di valutare le differenti risposte di tali materiali alle varie particelle incidenti (protoni, pioni e neutroni).

Tali simulazioni sono state svolte usando il codice FLUKA [1], [2], un programma MonteCarlo per la simulazione di interazione radiazione materia. Questo programma permette di simulare una geometria completa di sorgenti e materiali e di posizionare una serie di detector per la rivelazione di specifiche grandezze. Si tratta di un algoritmo di rivelazione virtuale che permette di sovrapporre al volume di interesse una griglia 3D. Scegliendo le dimensioni delle spaziature di tale griglia (bin_i) si ottengono una serie di volumetti di volume noto ($\text{bin}_X \cdot \text{bin}_Y \cdot \text{bin}_Z$) all'interno dei quali le grandezze rivelate vengono mediate. Il risultato del calcolo del dpa per primario che si vedrà in ogni singola cella nel grafico sarà quindi dato dalla media dei valori ottenuti all'interno del volumetto corrispondente. Per ottenere il dpa totale nel materiale sarà necessario moltiplicare i valori riportati nelle singole celle per il volume della cella stessa, sommare tutti i valori ottenuti, moltiplicarli per il numero di particelle del primario e infine dividere per il volume totale. Per quanto riguarda l'energia depositata invece il risultato del calcolo riporta la densità d'energia espressa in GeV per particella primaria per cm^3 mediato nel volumetto. Per ottenere l'energia depositata nell'intero campione si dovrà quindi moltiplicare il valore ottenuto in una cella per il suo volume, sommare i risultati di ogni cella e infine moltiplicarli per il numero di particelle primarie del fascio.

4.1 Irraggiamento parallelepipedo di YBCO

Si è irraggiato un campione di YBCO con fasci di protoni, pioni+ e pioni- per studiarne l'interazione con queste particelle.

- Parallelepipedo di YBCO:
 - $X = -1 \text{ cm} \div 1 \text{ cm}$
 - $Y = -1 \text{ cm} \div 1 \text{ cm}$
 - $Z = 0 \text{ cm} \div 10 \text{ cm}$
- Fascio di particelle:
 - sezione circolare di raggio 1 cm
 - centrato in $X = 0 \text{ cm}$ $Y = 0 \text{ cm}$
 - origine in $Z = -2 \text{ cm}$

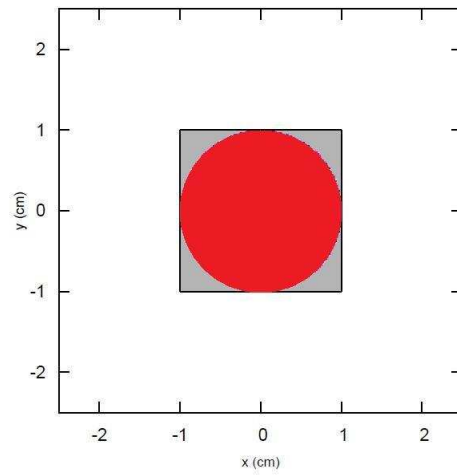


Figura 4.1: Sezione XY, in rosso il fascio e in grigio l' YBCO.

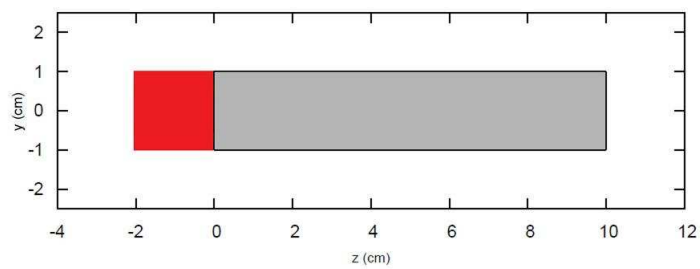


Figura 4.2: Sezione ZY, in rosso il fascio e in grigio l' YBCO.

4.1.1 Fascio di protoni

I risultati conseguiti dalla simulazione di irraggiamento con protoni a 60 MeV sono riportati nelle Figure 4.3, 4.4 e 4.5.

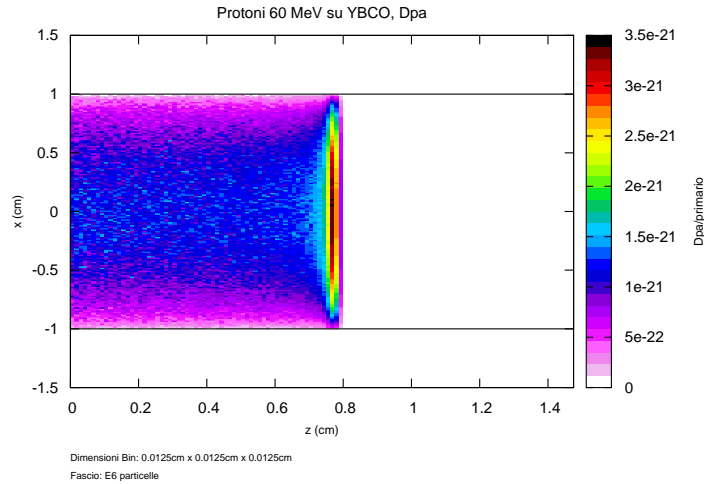


Figura 4.3: Dpa per primario. Il grafico riporta in sezione ZX i valori mediati lungo le Y.

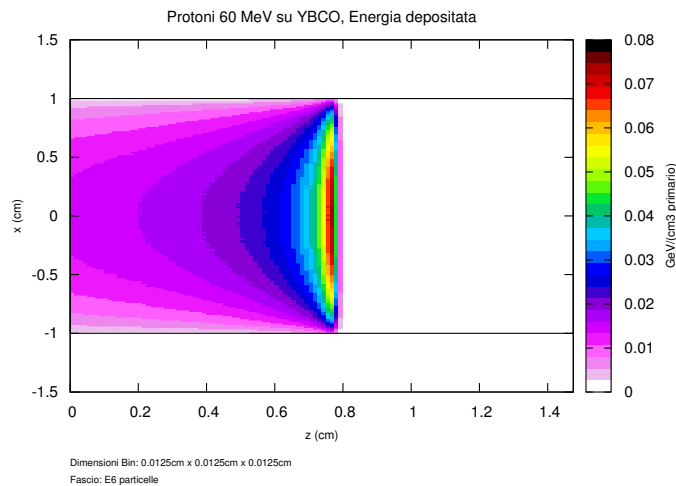
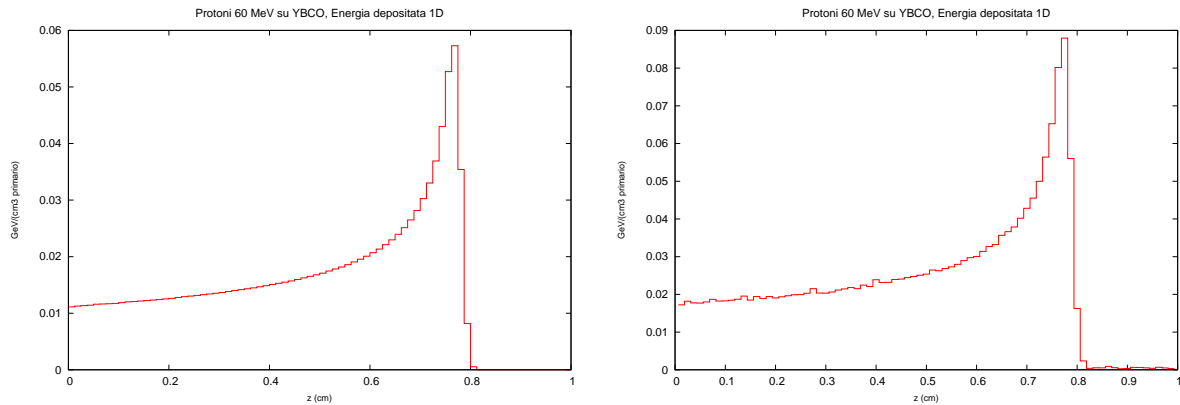


Figura 4.4: Energia depositata per primario per cm^3 . Il grafico riporta in sezione ZX i valori mediati lungo le Y.

In Figura 4.4 si nota l'andamento della deposizione d'energia tipica delle particelle cariche pesanti in regime non relativistico (Equazione 3.7). Anche se all'energia di 60 MeV si hanno protoni a velocità vicina a un terzo di quella della luce si evince che tale energia non sia sufficiente a far trasparire comportamenti relativistici per quanto riguarda l'energia depositata ($\gamma = 1.07$ quindi si è in regime classico). Il risultato è un picco di Bragg ben definito (Figura 4.5(a)).



(a) Andamento longitudinale dei valori medi delle sezioni XY. (b) Andamento longitudinale dei valori massimi delle sezioni XY.

Figura 4.5: Andamenti longitudinali della densità di energia depositata per primario. Si nota molto bene il picco di Bragg.

Nella Figura 4.3 invece è riportato l'andamento del dpa nel materiale. I valori assoluti sono molto bassi dato che per le particelle cariche è difficile fare scattering direttamente con i nuclei del mezzo. Comunque l'andamento rispecchia abbastanza fedelmente quello del picco di Bragg dato che la sezione d'urto di scattering elastico (e quindi S_n) aumenta al diminuire della velocità del protone così come l'energia depositata.

In Figura 4.5 si riportano i grafici con gli andamenti longitudinali dell'energia depositata. Si nota come considerando solo le celle con i valori massimi si ottengano risultati più elevati. Si passa da un massimo di circa $0.06 \text{ GeV}/(\text{cm}^3 \text{ primario})$ in Figura 4.5(a) ad uno di circa $0.09 \text{ GeV}/(\text{cm}^3 \text{ primario})$ in Figura 4.5(b).

4.1.2 Fascio di pioni

Si sono voluti indagare gli effetti risultanti dall'irraggiamento del parallelepipedo di YBCO con fasci pionici a 60 MeV. Alternando pioni+ e pioni- si sono potute osservare sostanziali differenze di comportamento che, per essere interpretate al meglio, hanno bisogno di uno studio accurato della natura dei pioni e in particolare della loro interazione con la materia.

I pioni sono i membri più leggeri della famiglia dei mesoni che, essendo formati da un quark ed un antiquark, sono particelle con spin intero e interagiscono con i nucleoni principalmente attraverso la forza nucleare forte. Analizzandone le proprietà si nota una distinzione fra tre tipi di pioni: i pioni+ (π^+) con carica pari a $+e$ e massa di 139.57 MeV, i pioni- (π^-) con carica pari a $-e$ e massa di 139.57 MeV e i pioni0 (π^0) con carica nulla e massa di 134.98 MeV. Concentrandosi sui primi due si vede come decadano, entrambi con vita media di $\tau = 2,6 \cdot 10^{-8}$ s, nel seguente modo:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

I muoni+ e i muoni- sono leptoni pesanti (105.67 MeV) l'uno l'antiparticella dell'altro. A loro volta i muoni decadono (in $\tau = 2,197 \cdot 10^{-6}$ s) secondo:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$

L'interazione dei pioni con la materia è governata da reazioni di scattering elastico con elettroni e nuclei del mezzo, reazioni di cattura e reazioni di charge exchange e double charge exchange. Inoltre, trattandosi di particelle estremamente instabili, giocano un ruolo importante anche i prodotti dei loro decadimenti (i muoni).

Concentrandosi all'energia di interesse (60 MeV) si può dire che il meccanismo dominante rimarrà comunque la reazione di scattering con gli elettroni del mezzo (i pioni sono particelle cariche pesanti), ma sono le altre reazioni che permettono di comprendere al meglio le differenze tra i comportamenti dei π^+ e dei π^- .

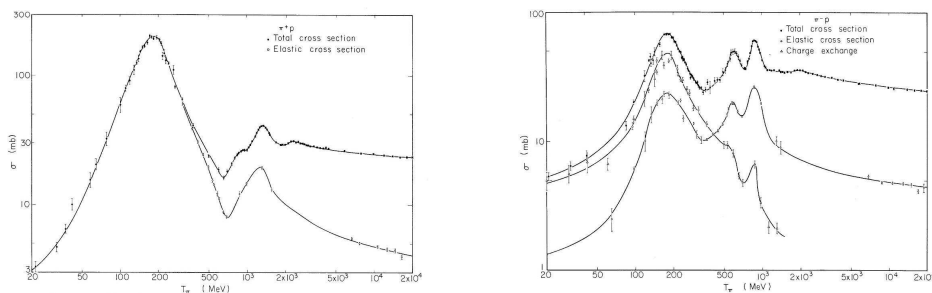


Figura 4.6: Sezione d'urto di scattering dei π^+ e dei π^- con nuclei di idrogeno. [19]

Come si vede in Figura 4.6 a 60 MeV i pioni+ hanno come unico canale di interazione con i protoni quello dello scattering elastico, mentre per i pioni- si ha una competizione fra reazione di charge exchange ($\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$), dominante, e di scattering elastico.

Considerando invece la sezione d'urto con neutroni si avrebbero andamenti invertiti per i due pioni: infatti i π^+ promuovono reazione di charge exchange con questi nucleoni ($\pi^+ + n \rightarrow \pi^0 + p$) al contrario dei π^- . Nel caso di interazione con nuclei complessi si avrà quindi per entrambi i mesoni π una competizione tra le due reazioni. Anche se molto meno frequentemente, i pioni reagiscono con i nucleoni attraverso un altro canale: la double charge exchange. Nel caso dei π^+ si ha ($\pi^+ + 2n \rightarrow \pi^- + 2p$) e nel caso dei π^- ($\pi^- + 2p \rightarrow \pi^+ + 2n$). Infine vanno fatte delle considerazioni sul termine della corsa di queste particelle nella materia. I pioni $-$, raggiunte energie sufficientemente basse, vengono catturati in orbite di Bohr dai nuclei del mezzo che poi li assorbono promuovendo la reazione ($\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$). I pioni $+$ invece continuano a rallentare finchè la loro natura instabile non li porta al decadimento. Giocheranno quindi per i π^+ un ruolo importante nella deposizione energetica anche i muoni $+$ nati dalla loro morte (in Figura 3.2 si vede che anche i μ si comportano come particelle cariche pesanti nella materia).

Per la simulazione si sono utilizzati fasci di pioni $+$ e pioni $-$ a 60 Mev. Si procede ora ad un'analisi incrociata dei risultati ottenuti per evidenziare similitudini e differenze fra i due mesoni π .

Risultati

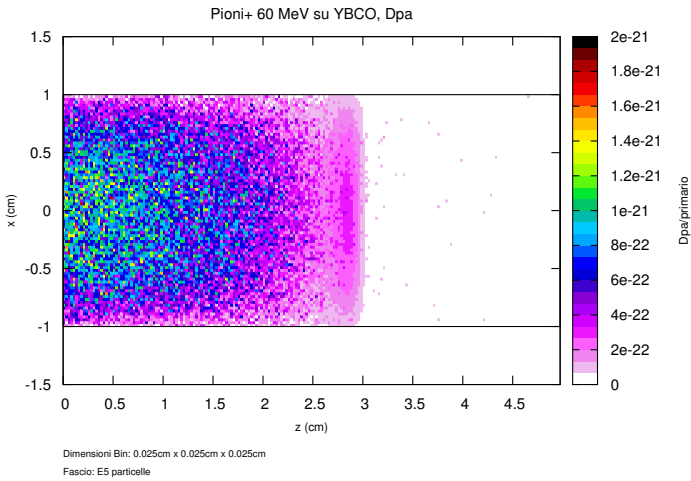
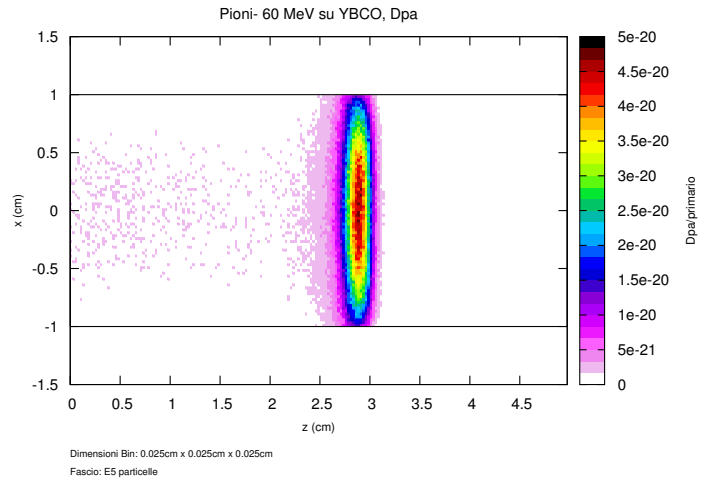
(a) Fascio di π^+ su YBCO.(b) Fascio di π^- su YBCO.

Figura 4.7: Sezioni XZ mediate lungo Y del dpa per primario. Anche se le due scale sono diverse si può notare come nel caso dei pioni- ci sia un picco molto pronunciato di dpa mentre per i pioni+ tale picco è pressoché assente.

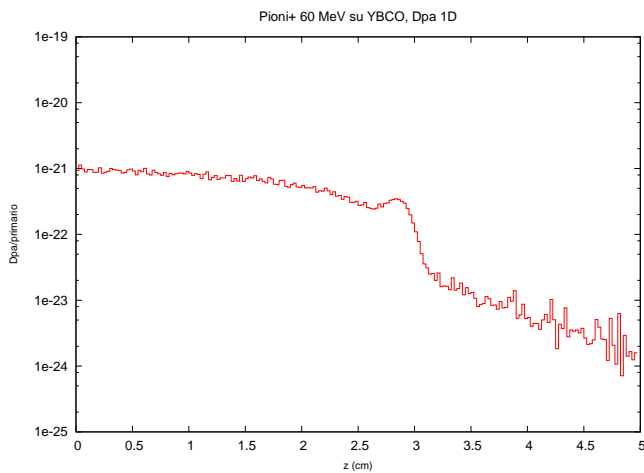
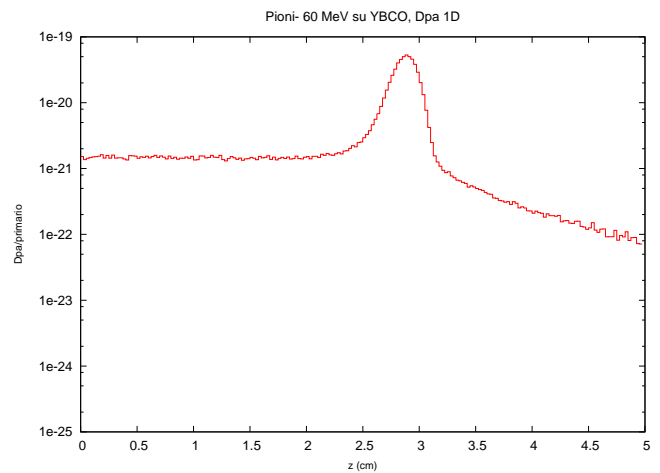
(a) Fascio di π^+ su YBCO.(b) Fascio di π^- su YBCO.

Figura 4.8: Andamenti longitudinali dei valori medi delle sezioni XY del dpa per primario. Il picco del dpa nel caso del fascio di pioni- è dovuto alla conversione a fine corsa di questi mesoni in neutroni che generano dpa. Questo canale di reazione è assente nel caso dei pioni+ che quindi non presentano un picco significativo a fine corsa.

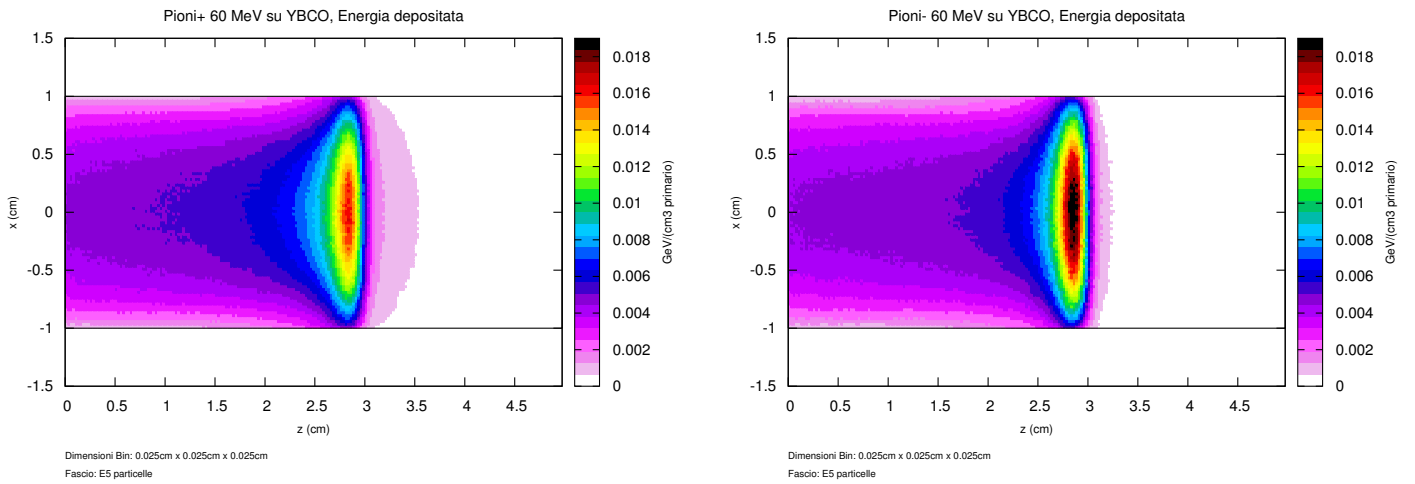
(a) Fascio di π^+ su YBCO.(b) Fascio di π^- su YBCO.

Figura 4.9: Sezioni XZ mediate lungo Y della densità di energia depositata per primario. Il picco di Bragg è leggermente più accentuato nel caso dei pioni-.

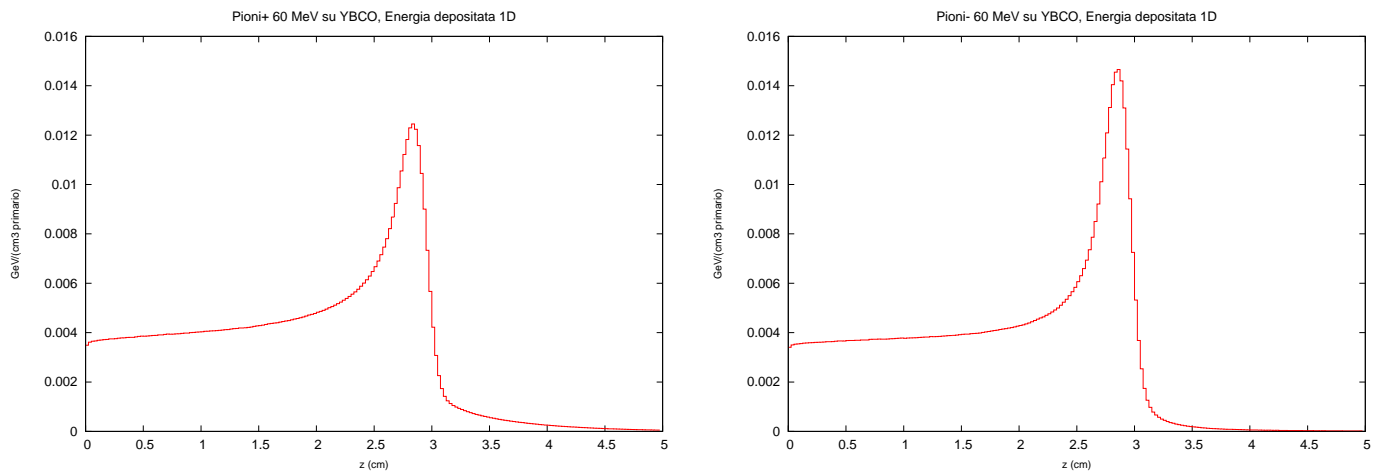
(a) Fascio di π^+ su YBCO.(b) Fascio di π^- su YBCO.

Figura 4.10: Andamenti longitudinali dei valori medi delle sezioni XY della densità di energia depositata per primario. I pioni+ decadono in muoni a 40 MeV che si allontanano dal centro del picco di Bragg depositando l'energia lungo il percorso. I pioni- invece vengono in gran parte assorbiti dai nuclei con l'emissione di neutroni. Questo fa sì che il picco per i π^+ sia più basso e largo rispetto a quello dei π^- .

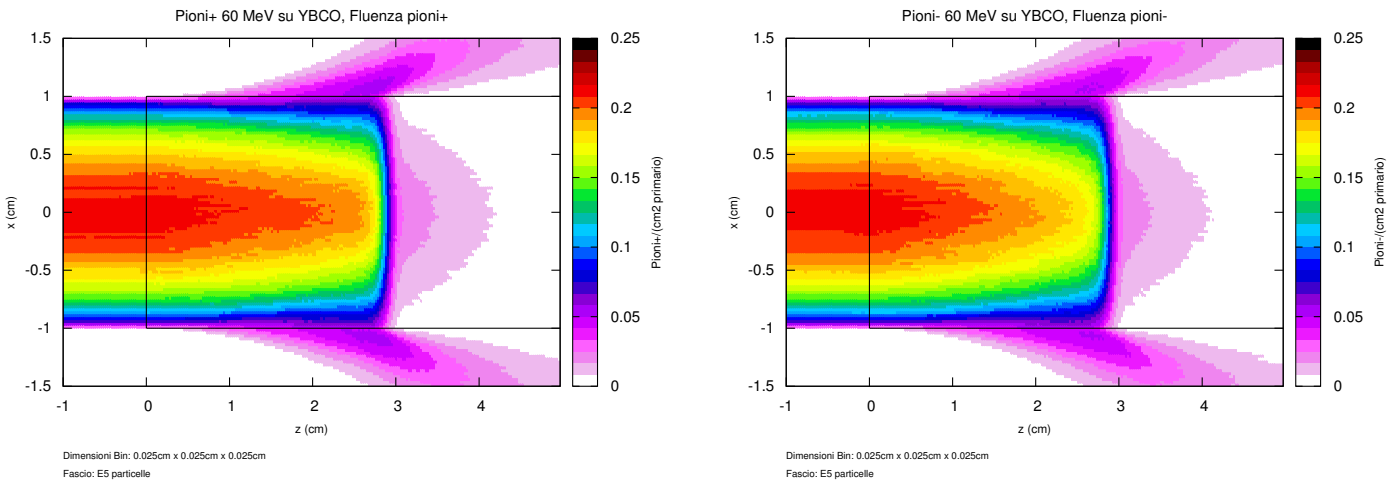
(a) Fascio di π^+ su YBCO: fluenza π^+ per primario.(b) Fascio di π^- su YBCO: fluenza π^- per primario.

Figura 4.11: Sezioni XZ mediate lungo Y. La fluenza dei pioni+ nella regione centrale del campione è leggermente superiore rispetto a quella dei pioni-.

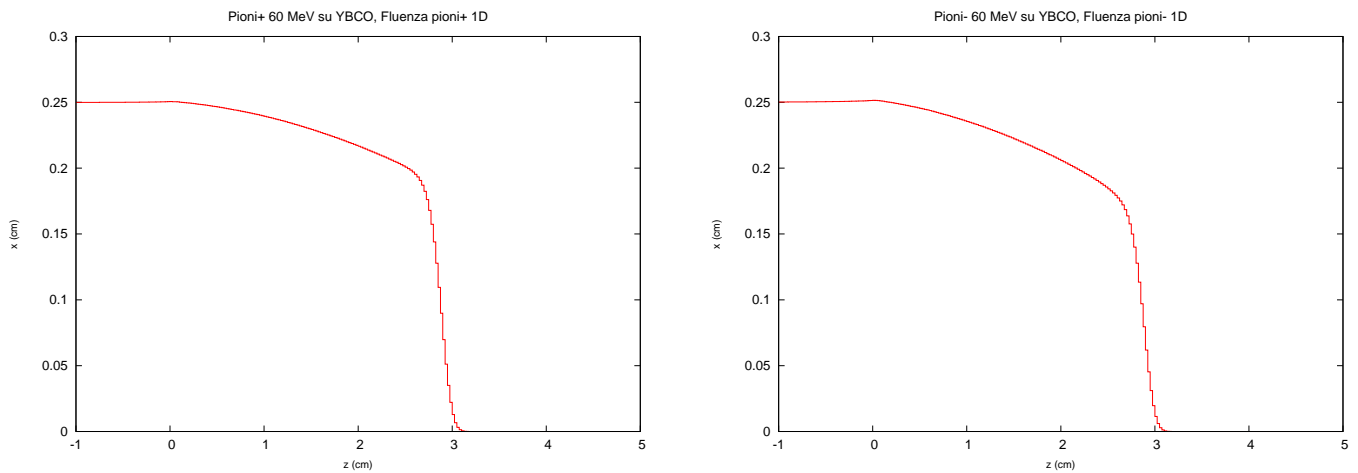
(a) Fascio di π^+ su YBCO: fluenza π^+ per primario.(b) Fascio di π^- su YBCO: fluenza π^- per primario.

Figura 4.12: Andamenti longitudinali dei valori medi delle sezioni XY. La fluenza di pioni- diminuisce più rapidamente inoltrandosi nel campione perché questi mesoni possono venire catturati nelle orbite degli atomi del materiale. Questo non avviene nel caso dei pioni+ che quindi presentano una fluenza che diminuirà più lentamente.

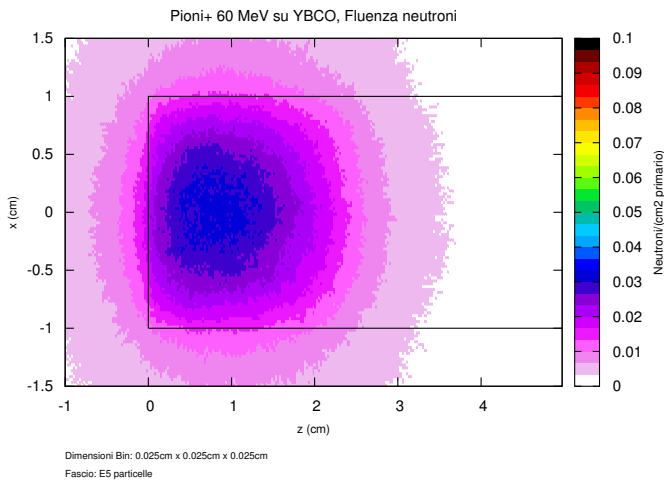
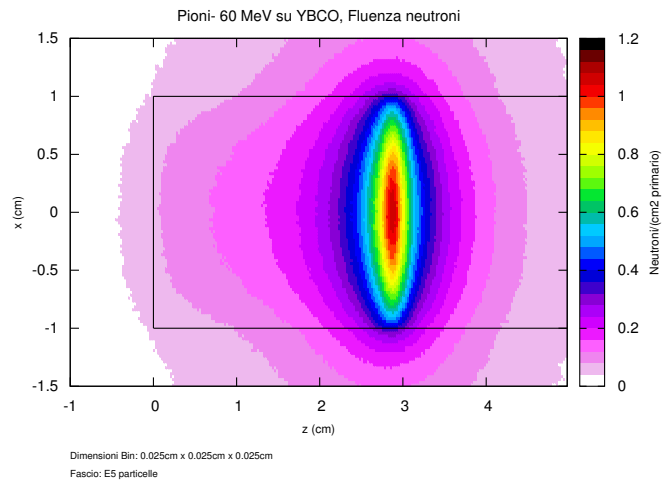
(a) Fascio di π^+ su YBCO.(b) Fascio di π^- su YBCO.

Figura 4.13: Sezioni XZ mediate lungo Y della fluenza di neutroni per primario. Da notare come il fondo scala nel caso dei pioni+ sia molto inferiore rispetto al caso dei pioni-.

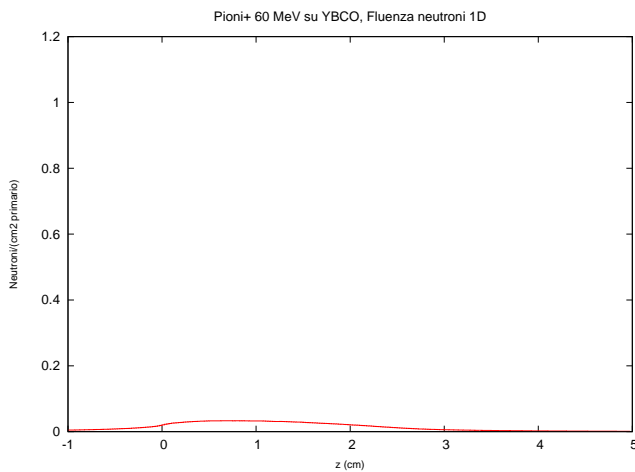
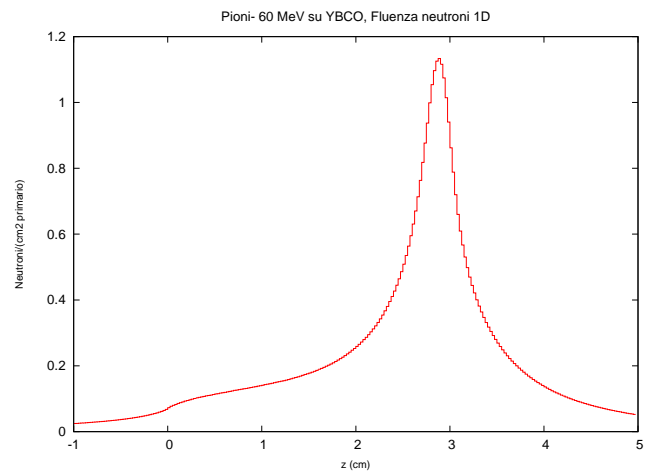
(a) Fascio di π^+ su YBCO.(b) Fascio di π^- su YBCO.

Figura 4.14: Andamenti longitudinali dei valori medi delle sezioni XY della fluenza di neutroni per primario. I neutroni prodotti dalla reazione di cattura dei pioni- da parte dei nuclei del campione generano un picco molto importante nella zona del picco di Bragg. Tale picco è totalmente assente nel caso dei pioni+.

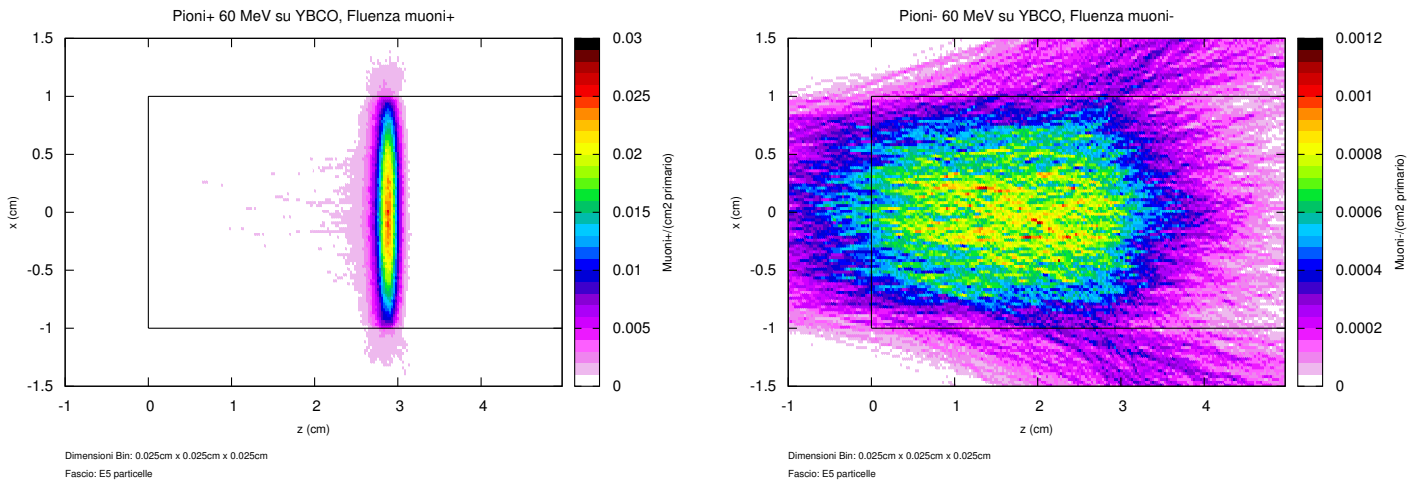
(a) Fascio di π^+ su YBCO: fluenza μ^+ per primario.(b) Fascio di π^- su YBCO: fluenza μ^- per primario.

Figura 4.15: Sezioni XZ mediate lungo Y. Si sono riportate le fluenze delle particelle generate dal decadimento naturale dei pioni: muoni+ per i pioni+ e muoni- per i pioni-. Da notare i fondo scala molto diversi nei due casi.

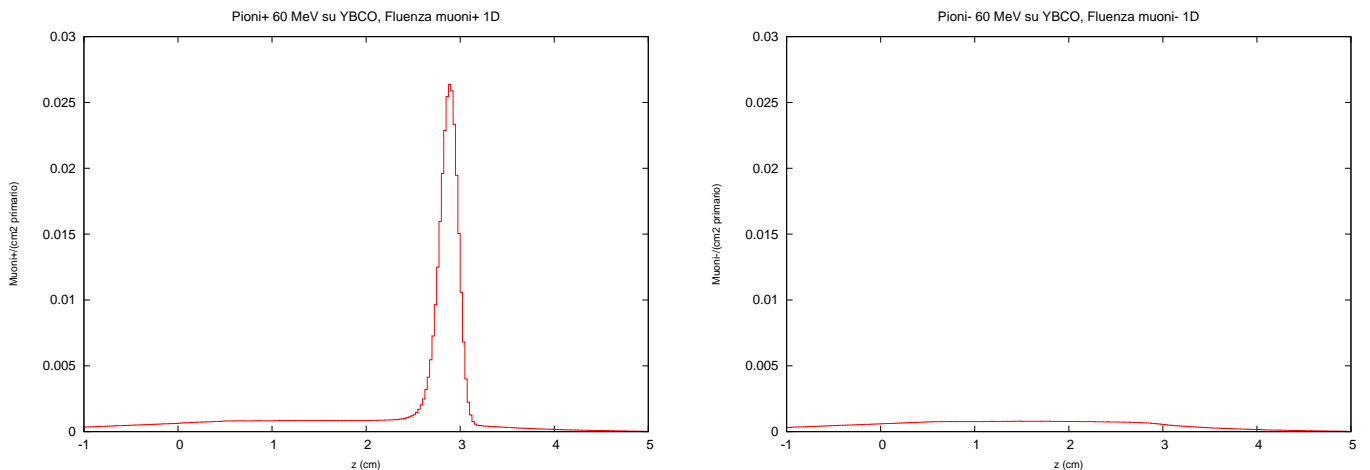
(a) Fascio di π^+ su YBCO: fluenza μ^+ per primario.(b) Fascio di π^- su YBCO: fluenza μ^- per primario.

Figura 4.16: Andamenti longitudinali dei valori medi delle sezioni XY. L'assenza del picco di muoni- conferma come la reazione di cattura subita dai pioni- domini sul loro possibile decadimento. Ciò è accentuato soprattutto a fine corsa, nella zona del picco di Bragg.

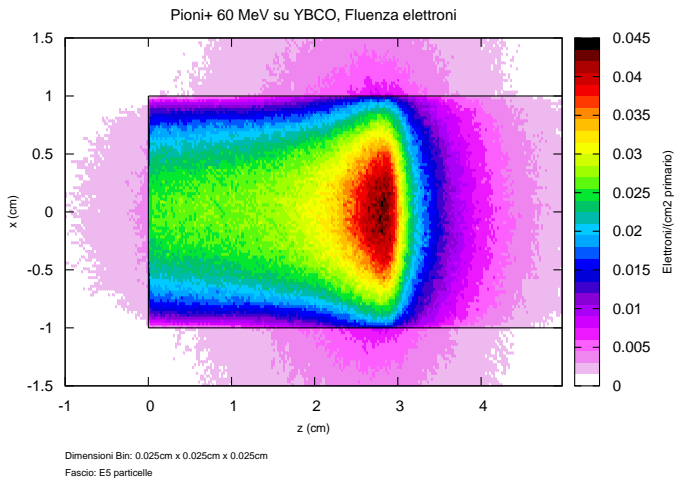
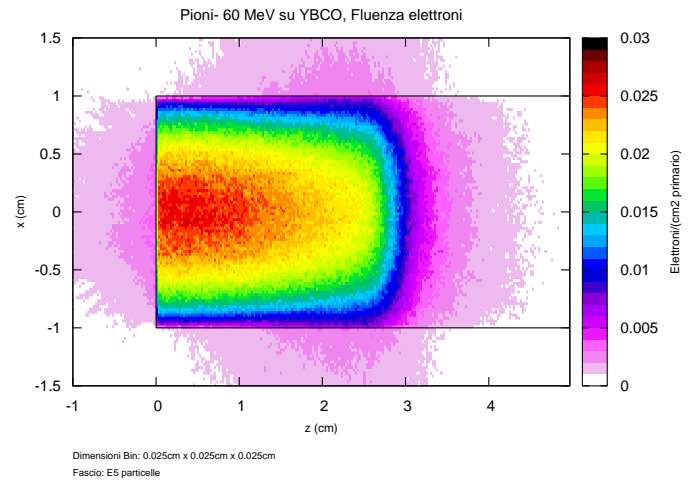
(a) Fascio di π^+ su YBCO.(b) Fascio di π^- su YBCO.

Figura 4.17: Sezioni XZ mediate lungo Y della fluenza di elettroni per primario. Nel caso dei pioni+ è presente un picco di fluenza elettronica nella zona del picco di Bragg. Tale picco è assente nel caso dei pioni-.

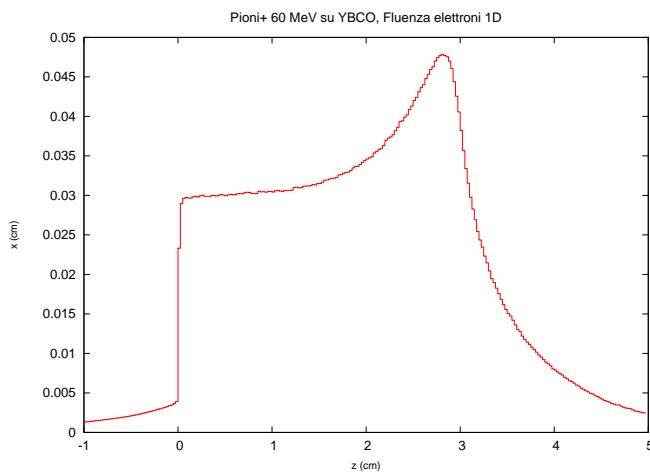
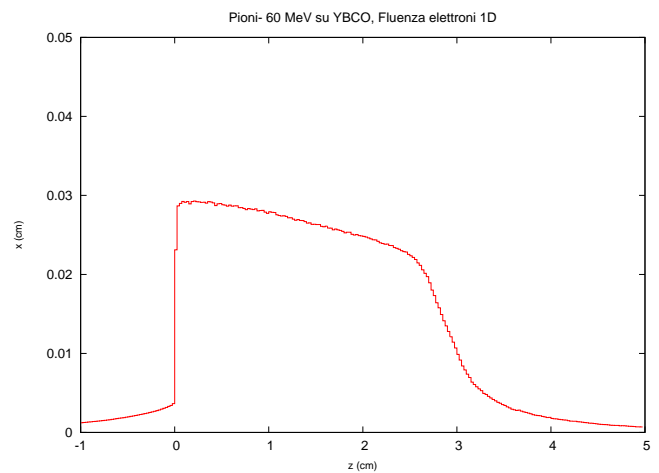
(a) Fascio di π^+ su YBCO.(b) Fascio di π^- su YBCO.

Figura 4.18: Andamenti longitudinali dei valori medi delle sezioni XY della fluenza di elettroni per primario. I due andamenti sono identici eccezion fatta per il picco presente per i pi+, assente per i pi-. Questi ultimi infatti nell'ultimo tratto della loro corsa vengono catturati dai nuclei che espellono neutroni che, essendo particelle neutre, non interagiscono con gli elettroni.

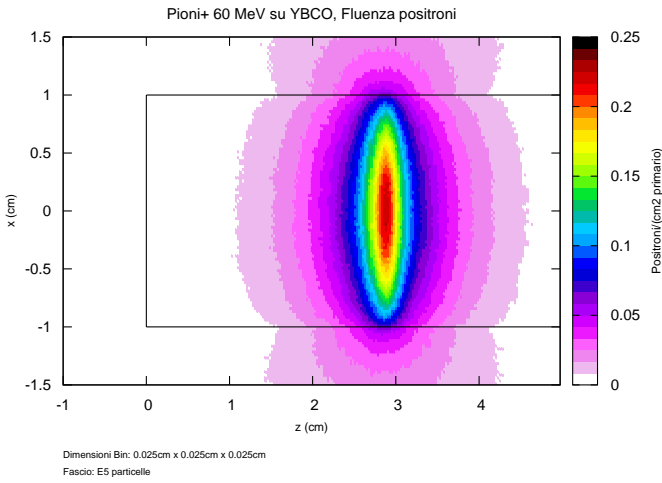
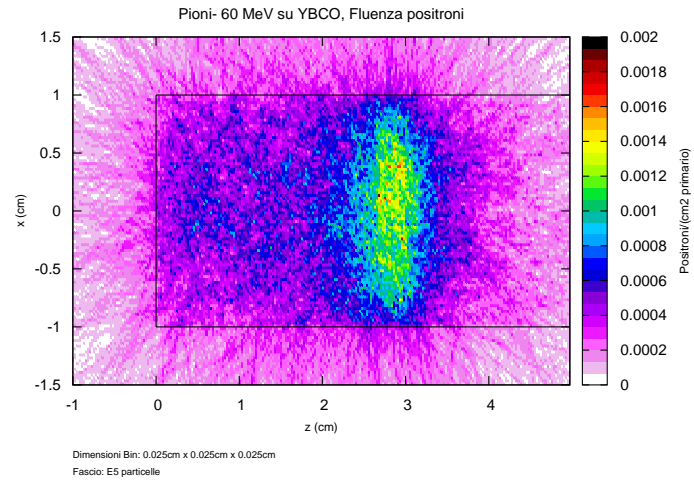
(a) Fascio di π^+ su YBCO.(b) Fascio di π^- su YBCO.

Figura 4.19: Sezioni XZ mediate lungo Y della fluenza di positroni per primario. Da notare le scale molto diverse nei due casi.

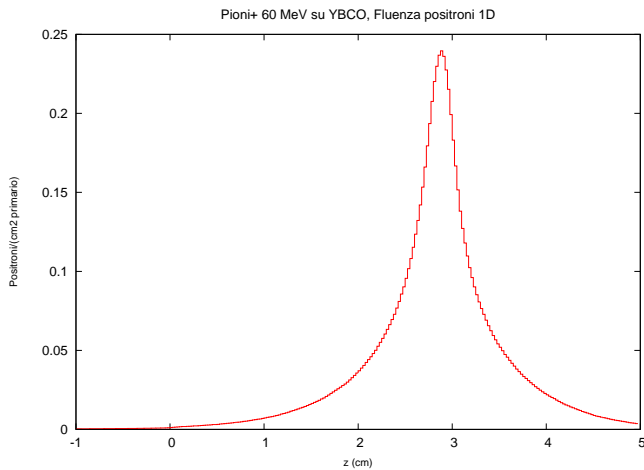
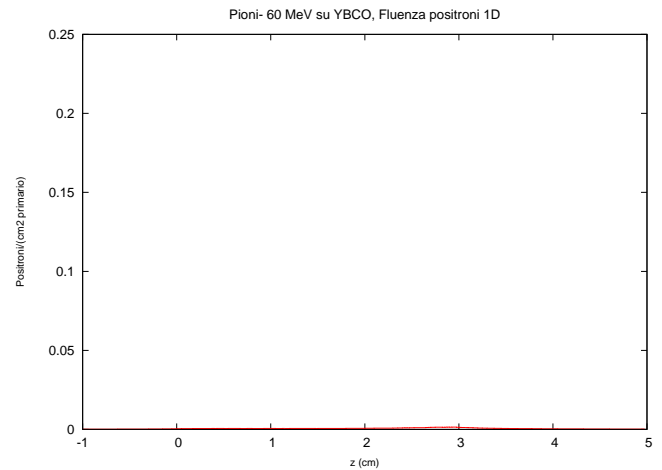
(a) Fascio di π^+ su YBCO.(b) Fascio di π^- su YBCO.

Figura 4.20: Andamenti longitudinali dei valori medi delle sezioni XY della fluenza di positroni per primario. Nel caso dei pioni+ si ha una cospicua fluenza positronica nella zona del picco di Bragg. I pioni+ a fine vita decadono in muoni+ che a loro volta decadono in positroni. I positroni sono praticamente assenti nel caso dei pioni-.

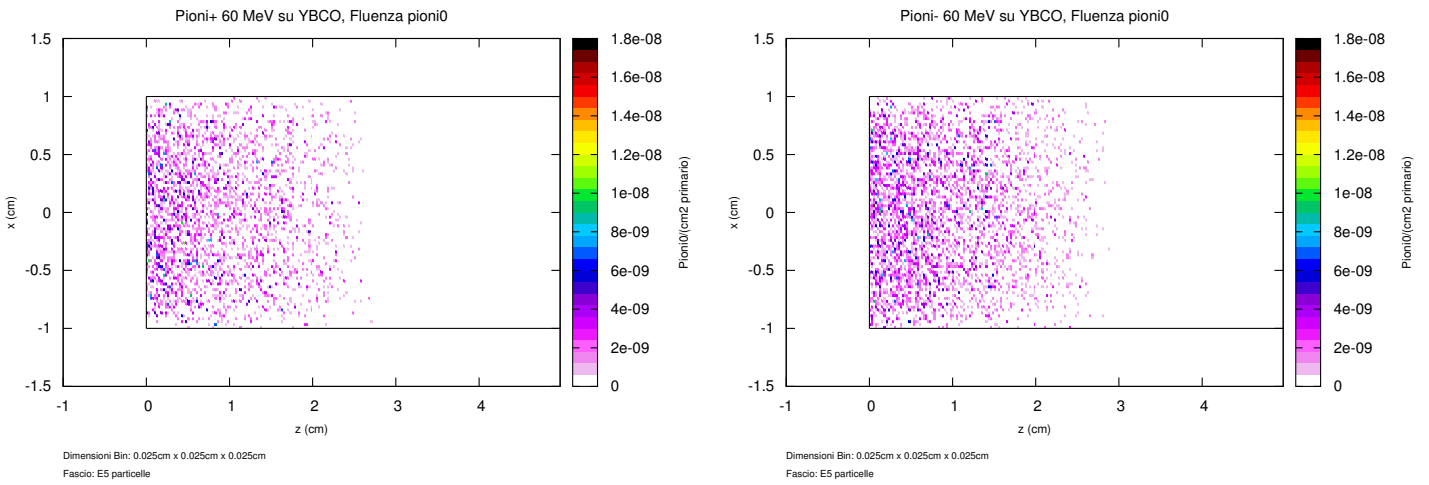
(a) Fascio di π^+ su YBCO.(b) Fascio di π^- su YBCO.

Figura 4.21: Sezioni XZ mediate lungo Y della fluenza di π^0 per primario. La presenza di tracce di fluenza di pioni 0 è testimone delle avvenute reazioni di charge exchange.

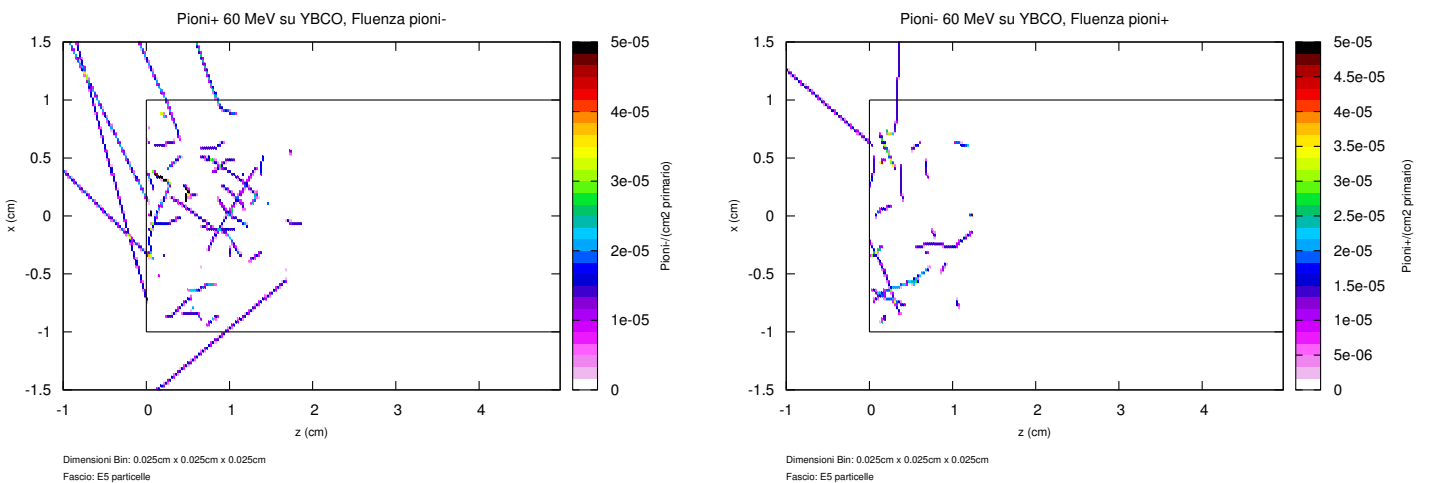
(a) Fascio di π^+ su YBCO: fluenza π^- per primario.(b) Fascio di π^- su YBCO: fluenza π^+ per primario.

Figura 4.22: Sezioni XZ mediate lungo Y. Queste fluenze sono prove delle avvenute reazioni di double charge exchange.

Analisi dei risultati

Partendo dai risultati ottenuti per l'energia depositata (Figura 4.9) si nota, anche qua come per i protoni, l'andamento tipico delle particelle cariche pesanti a velocità non relativistiche. L'unica differenza è un picco di Bragg leggermente più basso e allargato nel caso dei pioni+ (Figura 4.10(a)) rispetto a quello dei pioni- (Figura 4.10(b)). Per motivare questa discrepanza basta ricordare che i π^+ dopo la termalizzazione nel picco decadono in μ^+ con energia massima di circa 40 MeV: i muoni (particelle cariche pesanti) iniziano così il loro rallentamento, cedendo energia, allontanandosi dal picco (Figura 4.16(a)). Una volta decaduti in positroni ci sarà un nuovo allontanamento dal centro (Figura 4.20(a)) e il tutto è testimoniato dalle immagini della fluenza elettronica (Figura 4.18(a)) che confermano la presenza di una nuvola di elettroni attorno al picco di Bragg nel caso dei pioni+. Per i π^- ciò non avviene essendo catturati a fine corsa. Dalle immagini si nota infatti come non sia presente un picco di muoni- in corrispondenza del Bragg (Figura 4.16(b)), e neppure la nube elettronica citata prima (Figura 4.18(b)).

Passando all'analisi dei risultati ottenuti per il dpa nei due casi (Figura 4.7) si vede come gli andamenti siano molto discordanti; per un confronto più chiaro si sono riportati anche gli andamenti longitudinali mantenendo lo stesso range in scala logaritmica (Figura 4.8). Gli andamenti dei dpa nei due casi potrebbero essere abbastanza simili se non fosse per il picco in corrispondenza di quello di Bragg: molto alto per i π^- , praticamente assente per i π^+ . Inoltre si nota che in generale il dpa dei π^- è sempre maggiore rispetto a quello dei π^+ . Le motivazioni di tali discrepanze sono da ricercare, ancora una volta, nel comportamento a fine corsa dei pioni. A differenza dei pioni+ (dei quali s'è parlato sopra) i pioni- rallentando vengono legati ad orbite atomiche per poi essere assorbiti dal nucleo producendo neutroni. I neutroni essendo particelle neutre hanno molta più probabilità di fare scattering elastico con i nuclei del mezzo e causano un notevole innalzamento del DPA. Inoltre anche le reazioni di charge exchange e double charge exchange, nel caso dei π^- , hanno come prodotti dei neutroni; la fluenza neutronica ottenuta è in linea con quanto detto (Figure 4.13(b) e 4.14(b)). Anche i pioni+ sono protagonisti di reazioni di charge exchange e double charge exchange, ma nel loro caso si parla di protoni prodotti che essendo particelle cariche influiscono meno sul dpa. A testimonianza delle avvenute reazioni di charge exchange si riportano le Figure 4.21(a) e 4.21(b): le fluenze di pioni0 risultano puntiformi per via della loro vita media estremamente bassa ($\tau = 8.4 \cdot 10^{-17}$ s) che termina con la produzione di due fotoni. Si è trovata traccia anche delle reazioni di double charge exchange (Figure 4.22(a) e 4.22(b)).

Questa analisi ha fatto trasparire una serie di differenze non banali tra l'interazione delle due tipologie di pioni con la materia. La conclusione più importante riguarda il dpa: infatti nel caso dei pioni- si avranno dpa maggiori di circa un ordine di grandezza dovuti al particolare canale di reazione tipico di questi mesoni che a fine corsa interagiscono con i nuclei del mezzo producendo neutroni.

4.2 Irraggiamento neutronico di un cubo in MgB₂

In questo paragrafo si vogliono confrontare i dati ottenuti da esperimenti di irraggiamento neutronico su un campione di MgB₂ con quelli ottenuti attraverso simulazioni in FLUKA [1], [2]. Gli esperimenti cui si fa riferimento sono stati svolti all' *Atomic Institute of the Austrian Universities* di Vienna [22] e dall' *INFN-LAMIA/CNR* di Genova [23] presso il reattore TRIGA di Pavia. In entrambi i casi lo studio si è svolto su un campione cubico ($L = 3$ mm) di MgB₂ esposto a diversi flussi neutronici (termici, epitermici e veloci). A Vienna si è utilizzato un campione con composizione naturale di boro (19.9% di ¹⁰B e 80.1% di ¹¹B) mentre a Genova uno arricchito al 100% con ¹¹B.

L'analisi svolta sui risultati ottenuti dai ricercatori di Vienna e Genova li ha portati a concludere che la reazione più distruttiva tra neutroni ed MgB₂ è la reazione di cattura neutronica del ¹⁰B:



Tale reazione, producendo una particella Alfa a 1.47 MeV ed un nucleo di Litio a 0.84 MeV, causa un elevato danneggiamento nell'intorno del ¹⁰B reagente. Essendo la sezione d'urto della reazione 4.1 funzione decrescente della velocità dei neutroni si ottiene il massimo danneggiamento con un flusso di neutroni termici che coinvolge però solo gli strati superficiali del materiale.

4.2.1 Risultati

Nelle simulazioni si sono fatti incidere tre fasci a sezione quadrata ($3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$) da 10^7 neutroni termici (0.025 eV), epitermici (10 eV) e veloci (0.1 MeV) perpendicolarmente ad una faccia del campione.

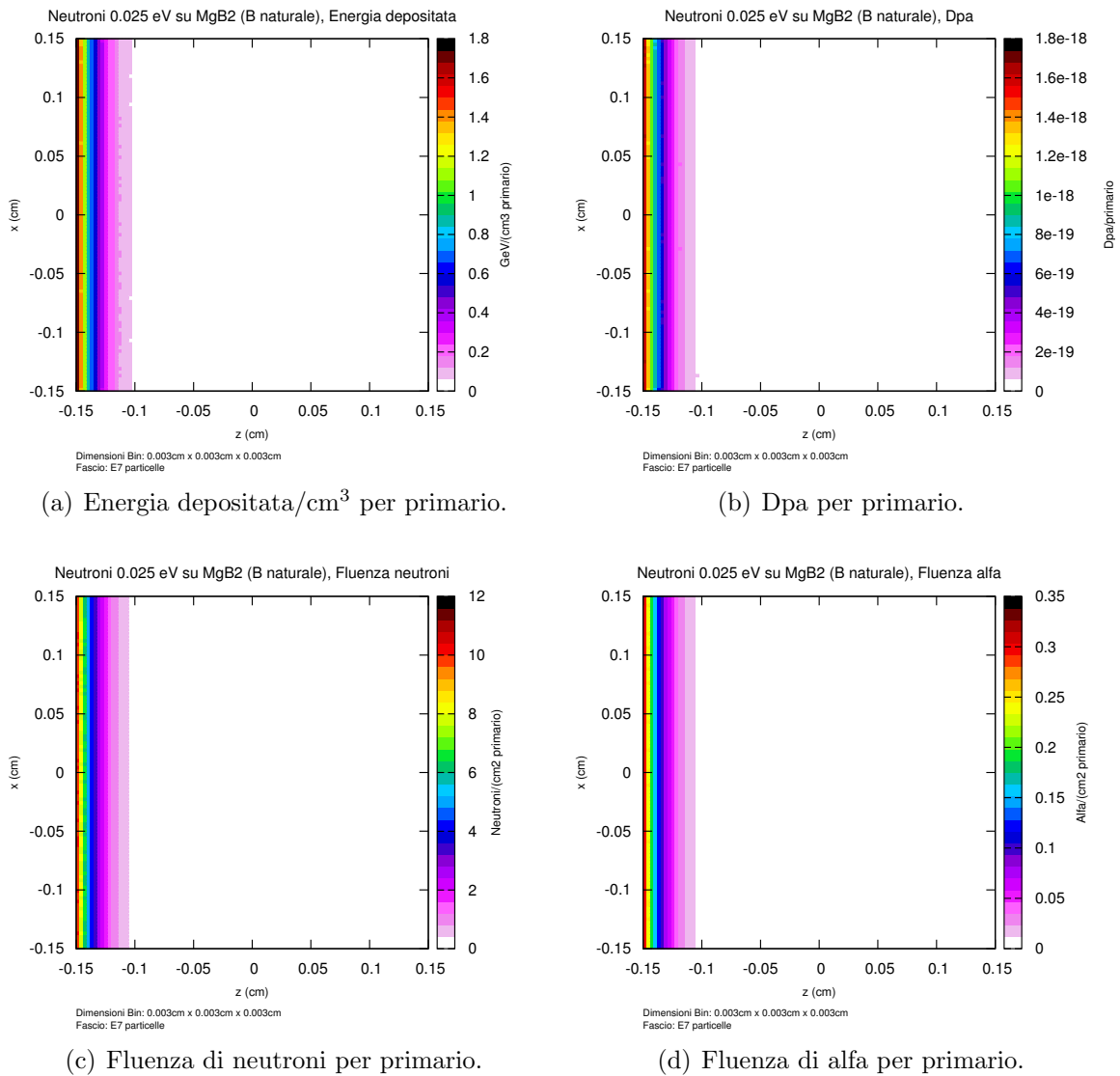
MgB₂ B naturale: neutroni termici (0.025 eV)

Figura 4.23: Fascio di neutroni termici su MgB₂ con B naturale. Sezioni ZX mediate lungo Y. I neutroni termici reagiscono praticamente tutti nei primi strati atomici del campione. Il risultato sono degli andamenti molto simili per tutte le grandezze misurate.

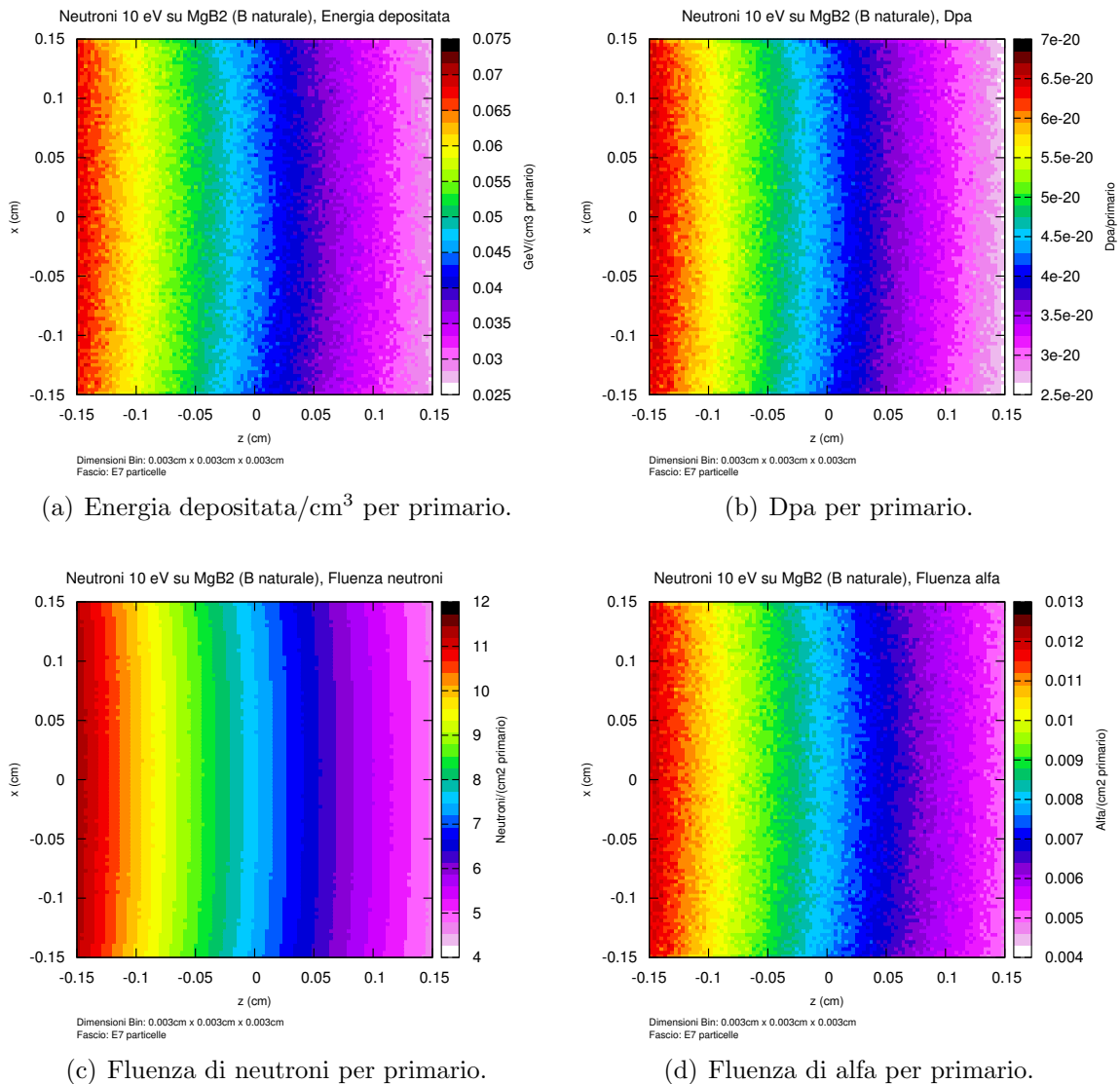
MgB₂ B naturale: neutroni epitermici (10 eV)

Figura 4.24: Fascio di neutroni epitermici su MgB₂ con B naturale. Sezioni ZX mediate lungo Y. I neutroni epitermici riescono a penetrare in tutto il volume del campione. Gli andamenti delle grandezze misurate appaiono molto simili a causa del dominio della reazione di cattura da parte del boro-10 sugli altri canali.

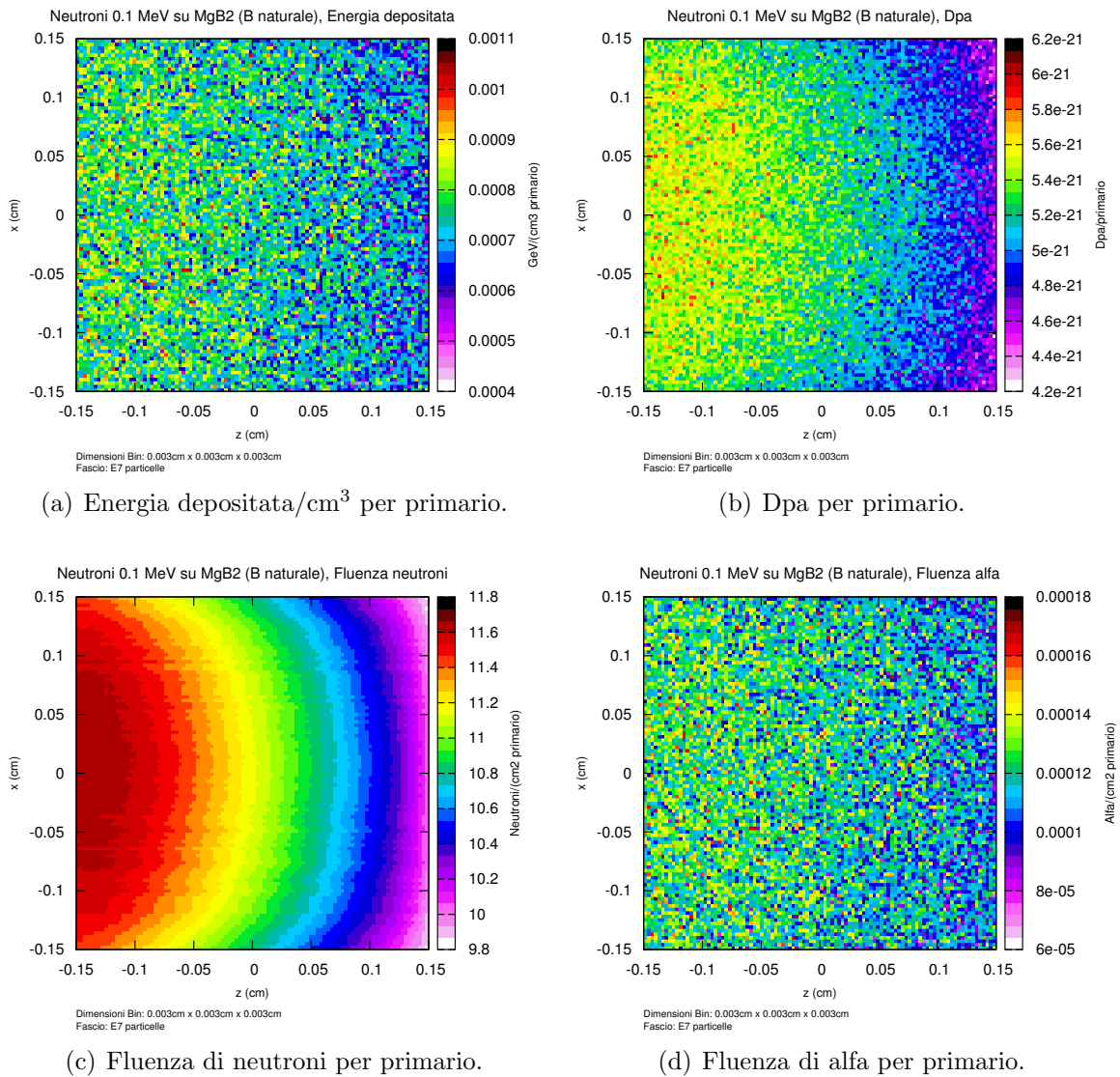
MgB₂ B naturale: neutroni veloci (0.1 MeV)

Figura 4.25: Fascio di neutroni veloci su MgB₂ con B naturale. Sezioni ZX mediate lungo Y. Gli andamenti di energia depositata, dpa e fluenza alfa risultano poco omogenei a causa del basso numero di reazioni di cattura da parte del boro-10. In questo caso il principale canale di reazione è costituito dallo scattering dei neutroni veloci con i nuclei del mezzo.

MgB₂ 100% ¹¹B: neutroni termici (0.025 eV)

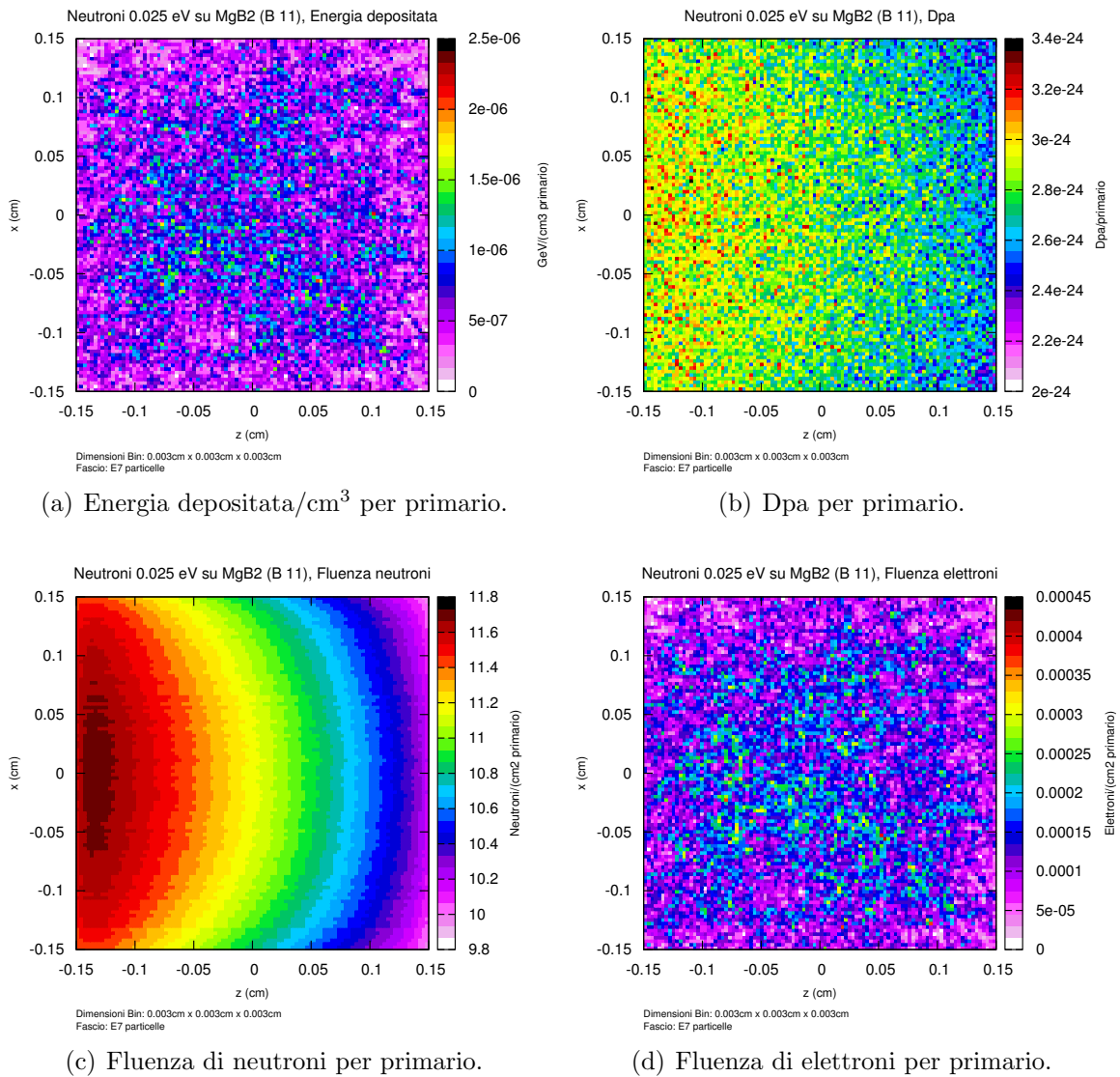


Figura 4.26: Fascio di neutroni termici su MgB₂ con 100% ¹¹B. Sezioni ZX mediate lungo Y. L'assenza del boro-10 fa sì che i neutroni, seppur termici, riescano a penetrare in tutto il volume del campione. Le reazioni che dominano lo scenario in questo caso sono quelle di cattura da parte del magnesio e del boro-11 con successivo decadimento β^- dei nuclidi prodotti.

MgB₂ 100% ¹¹B: neutroni epitermici (10 eV)

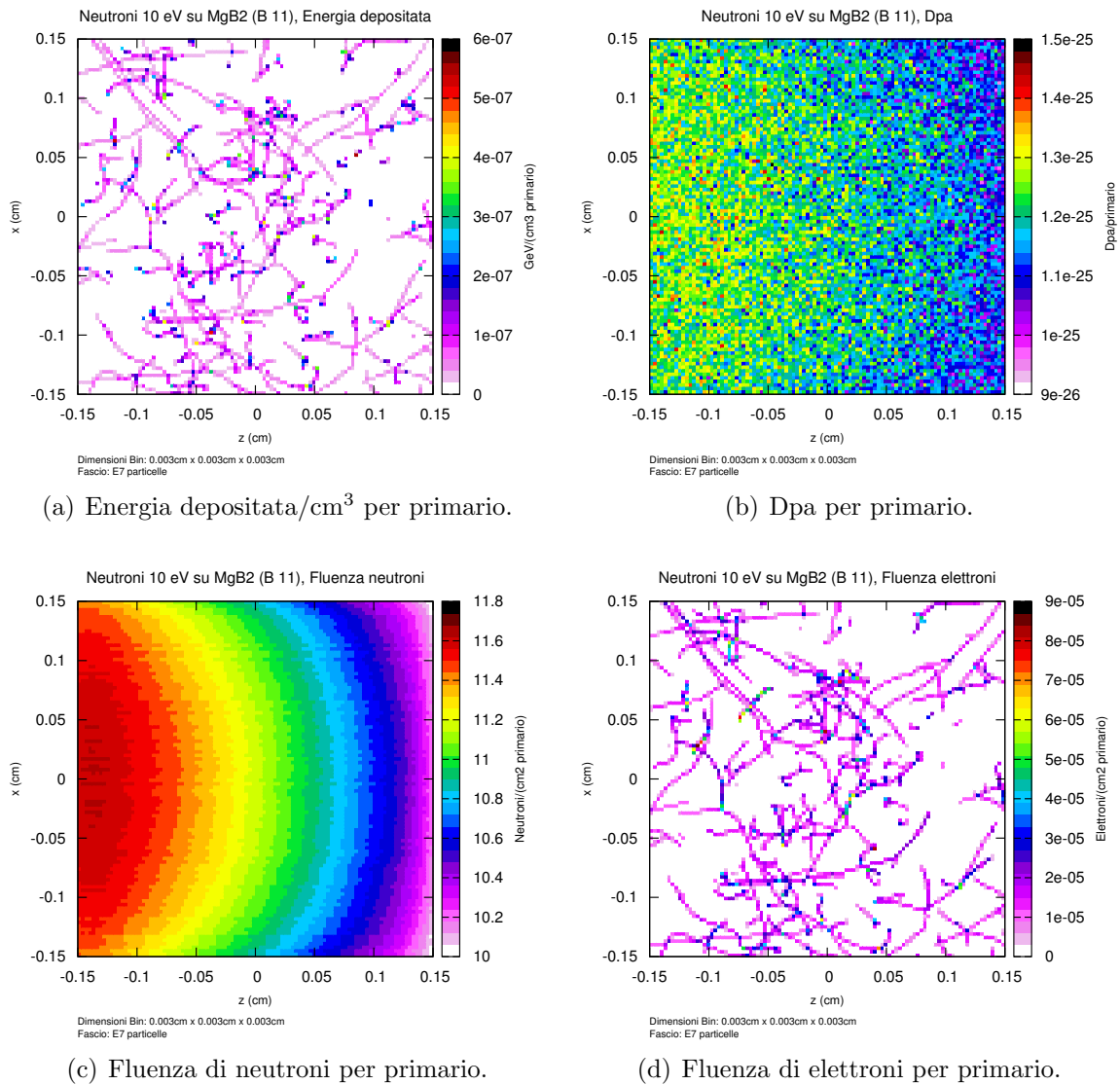
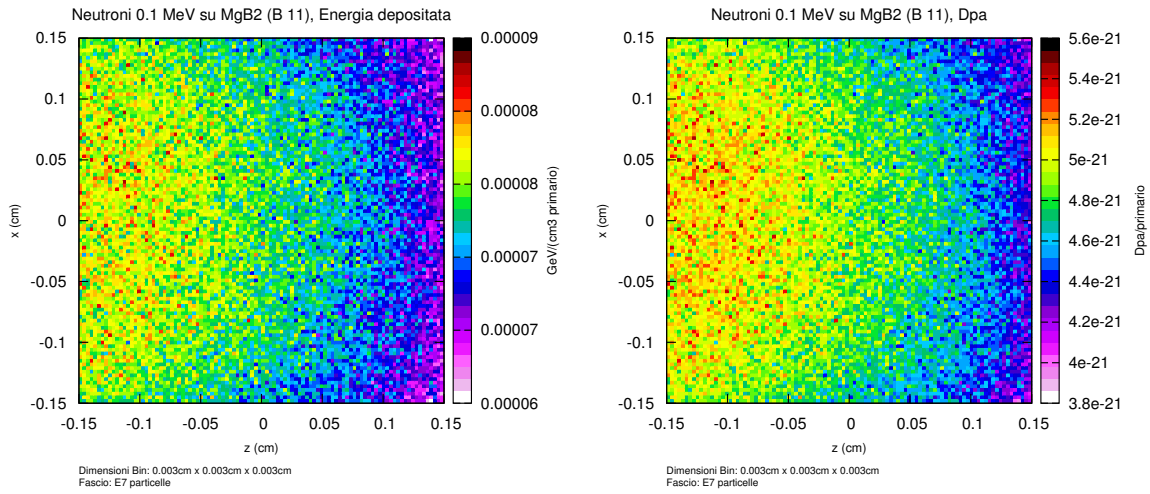
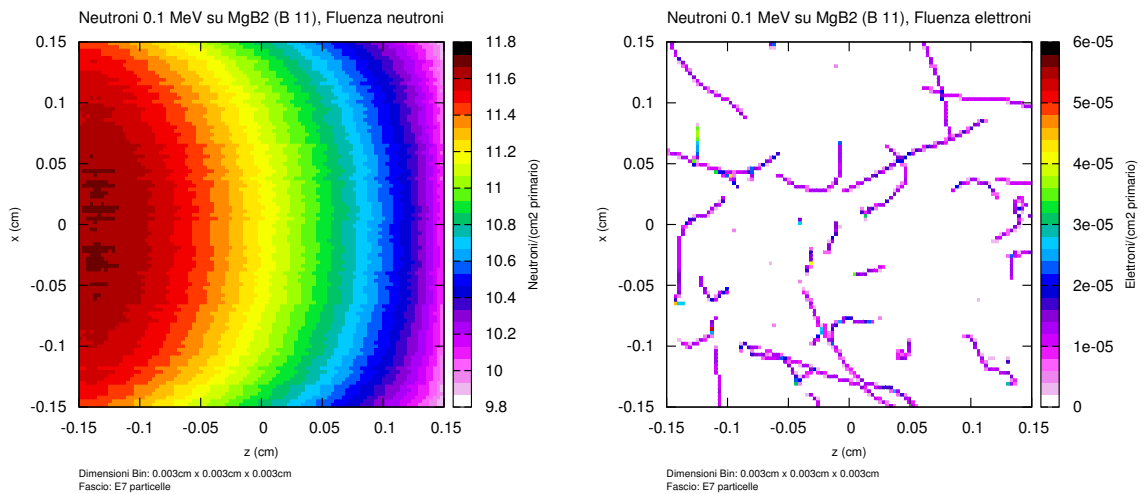


Figura 4.27: Fascio di neutroni epitermici su MgB₂ con 100% ¹¹B. Sezioni ZX mediate lungo Y. Valgono le stesse considerazioni fatte nel caso del fascio di neutroni termici su MgB₂ arricchito.

MgB₂ 100% ¹¹B: neutroni veloci (0.1 MeV)

(a) Energia depositata/cm³ per primario.

(b) Dpa per primario.



(c) Fluenza di neutroni per primario.

(d) Fluenza di elettroni per primario.

Figura 4.28: Fascio di neutroni veloci su MgB₂ con 100% ¹¹B. Sezioni ZX mediate lungo Y. In questo caso l'aver eliminato il boro-10 non comporta grandi variazioni. Infatti il canale principale di reazione dei neutroni veloci con la materia rimane lo scattering con i nuclei a prescindere dalla presenza dell'isotopo ¹⁰B.

4.2.2 Analisi dei risultati

Per un'analisi completa dei risultati ottenuti si partirà prendendo in considerazione gli andamenti delle grandezze ricercate e il loro confronto nelle diverse situazioni. Si analizzeranno poi i valori assoluti paragonandoli con quanto ottenuto negli esperimenti di Vienna e Genova. Infine si trarranno le conclusioni del caso.

Andamenti

L'andamento della deposizione di energia e del dpa nei tre casi con MgB_2 con B naturale (Figure 4.23(a), 4.24(a), 4.25(a), 4.23(b), 4.24(b) e 4.25(b)) mostra come ci siano due canali di reazione principali differenti: il canale dello scattering elastico tra neutroni e nuclei e quello della reazione d'assorbimento neutronico. Il primo è dominante andando verso energie maggiori mentre il secondo domina a basse energie. I neutroni termici vengono catturati nei primi strati atomici dagli atomi di ^{10}B e si ottiene quindi un andamento di deposizione energetica e dpa molto discontinuo con la totalità del danno concentrato nei primi 0.5 mm di materiale (Figure 4.23(a) e 4.23(b)). I neutroni epitermici sono abbastanza energetici per penetrare più a fondo nel materiale subendo urti con i nuclei e rallentandosi; non essendo però molto energetici la maggior parte del danno arrecato proverrà ancora dalle reazioni di cattura (più diradate ma comunque presenti in gran quantità) (Figure 4.24(a) 4.24(b)). I neutroni veloci attraversano il campione ma le sue dimensioni ridotte non permettono un sufficiente rallentamento delle particelle incidenti che quindi fuoriescono in massima parte senza essere catturate; il dpa in questo caso deriva quindi quasi interamente dagli scattering elastici tra neutroni e nuclei (Figure 4.25(a) 4.25(b)).

Come conferma di quest'analisi si possono osservare gli andamenti del dpa nei tre casi con MgB_2 con solo ^{11}B (Figure 4.26(b) 4.27(b) 4.28(b)). Nei casi di neutroni termici e epitermici si nota un netto cambiamento sia negli andamenti (soprattutto per i termici) che negli ordini di grandezza (6 ordini di grandezza in meno per i termici e 5 per gli epitermici) rispetto al campione con B naturale. Per quanto riguarda invece i neutroni veloci si ottengono andamenti e valori praticamente identici. Analizzando invece i grafici dell'energia depositata (Figure 4.26(a) 4.27(a) 4.28(a)) per l' MgB_2 arricchito si nota come andamenti e valori (sempre molto diversi nel caso di termici e epitermici) differiscano in maniera non trascurabile anche nel caso dei neutroni veloci; si ottengono infatti valori inferiori di un ordine di grandezza con il campione con solo ^{11}B rispetto al caso con composizione naturale. Da ciò si conclude che dal punto di vista dell'energia depositata la reazione di cattura neutronica del boro 10 è importante anche nell'irraggiamento con neutroni veloci.

Anche gli andamenti delle fluenze di neutroni e di particelle alfa sono una conferma di quanto detto finora.

Si nota infatti come l'andamento della fluenza dei neutroni (Figure 4.23(c) 4.24(c) 4.25(c) 4.26(c) 4.27(c) 4.28(c)) ricalchi abbastanza fedelmente in tutti i casi l'andamento del dpa (Figure 4.23(b) 4.24(b) 4.25(b) 4.26(b) 4.27(b) 4.28(b)). Inoltre nei casi in cui la cattura neutronica è assente (MgB_2 arricchito in ^{11}B) o quasi (neutroni veloci in MgB_2 con B naturale) i grafici della fluenza risultano praticamente identici tra di loro e ciò è dovuto proprio all'assenza del canale di reazione di cattura principale.

Per quanto riguarda il campione con boro naturale le fluenze delle particelle alfa (Figure 4.23(d) 4.24(d) 4.25(d)) ricalcano gli andamenti di dpa ed energia depositata per i neutroni termici (Figure 4.23(b) 4.23(a)) ed epitermici (Figure 4.24(b) 4.24(a)) e l'andamento dell'energia depositata per i neutroni veloci (Figura 4.25(a)). Nel campione con boro 11 arricchito invece l'andamento dell'energia depositata risulta molto simile a quello della fluenza di elettroni nel caso di neutroni termici (Figura 4.26(c)) ed epitermici (Figura 4.27(c)). In questi casi non essendo più presente l'energia liberata dalla cattura dei neutroni da parte del ^{10}B , che andava a costituire la maggior parte dell'energia depositata nell' MgB_2 con boro naturale, diventano dominanti reazioni che prima non lo erano, come le catture neutroniche da parte di ^{26}Mg e ^{11}B che generano nuclidi instabili β^- (^{27}Mg con $T_{1/2}=900$ min, ^{12}B con $T_{1/2}=0.02$ s) con la conseguente produzione di elettroni molto energetici (rispettivamente fino a 2 MeV e 13 MeV). Nel caso dei neutroni veloci invece sono questi ultimi a deporre la maggior parte dell'energia e quindi questo dualismo fluenza elettronica/energia depositata non compare.

Valori assoluti

Negli esperimenti di Vienna [22] e Genova [23] sono stati utilizzati flussi neutronici da $7.6 \cdot 10^{16} \frac{n}{m^2s}$ e i campioni di MgB_2 sono stati irraggiati per 7 ore e 19 minuti, per un totale quindi di $1.8 \cdot 10^{13}$ neutroni incidenti sulla faccia del cubetto nel corso dell'irraggiamento.

Andando a considerare i valori massimi e i valori medi su tutto il volume nei sei casi e moltiplicandoli per il numero di neutroni incidenti si sono ottenuti i valori di dose e dpa finali (Tabella 4.1).

Tabella 4.1: Risultati fine irraggiamento neutronico su MgB_2

	Dpa Max [<i>dpa</i>]	Dose Max [Gy]	Dpa [<i>dpa</i>]	Dose [Gy]
Bnat n ter	$3.15 \cdot 10^{-5}$	$2.052626 \cdot 10^6$	$1.48 \cdot 10^{-6}$	$9.6985 \cdot 10^4$
Bnat n epi	$1.80 \cdot 10^{-6}$	$1.68248 \cdot 10^5$	$7.91 \cdot 10^{-7}$	$5.1666 \cdot 10^4$
Bnat n vel	$2.61 \cdot 10^{-7}$	$7.852 \cdot 10^3$	$9.37 \cdot 10^{-8}$	$8.33 \cdot 10^2$
B 11 n ter	$2.11 \cdot 10^{-10}$	$5.6 \cdot 10$	$5.01 \cdot 10^{-11}$	$7 \cdot 10^{-1}$
B 11 n epi	$1.03 \cdot 10^{-11}$	$4.8 \cdot 10$	$2.15 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-2}$
B 11 n vel	$2.22 \cdot 10^{-7}$	$2.24 \cdot 10^2$	$8.63 \cdot 10^{-8}$	$8.1 \cdot 10$

L'analisi dei valori ottenuti è concorde con quanto osservato negli esperimenti di irraggiamento.

Il caso più critico risulta essere quello dei neutroni termici su MgB_2 con B naturale dove si nota una grande discrepanza tra valori massimi e valori medi (sia per la dose assorbita che per il dpa si ha un fattore venti): ciò è dovuto alla forte disomogeneità di deposizione causata dalla scarsa penetrazione dei neutroni.

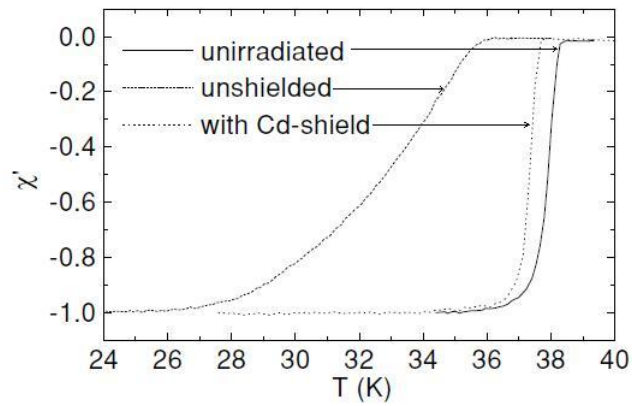
Anche per i neutroni epitermici su MgB_2 naturale si ottengono valori abbastanza alti. Seppur il dpa massimo sia inferiore a quello dei neutroni termici di un fattore 20 si ha che il dpa medio è inferiore solo di un fattore 2. Si ha quindi una distribuzione più omogenea di dose assorbita e dpa con valori non sufficientemente bassi da poter essere trascurati. Per quanto riguarda i neutroni veloci si ottengono valori nettamente inferiori: la sezione d'urto di cattura neutronica in ^{10}B è molto bassa ed essendo il campione troppo sottile i neutroni non riescono ad interagire (reazioni di scattering elastico) un numero sufficiente di volte con i nuclei del materiale per poter rallentare, quindi la maggior parte dei neutroni fuoriesce dal cubo.

Un'analisi dei valori ottenuti nei casi di irraggiamento dell' MgB_2 con solo ^{11}B conferma quanto sostenuto finora. Per neutroni termici ed epitermici l'assenza del canale di cattura neutronica del ^{10}B stravolge nel profondo la loro interazione con l' MgB_2 : le particelle primarie penetrano nel mezzo subendo scattering e qualche sporadica reazione di cattura da parte degli altri nuclei. Di conseguenza dpa e dose assorbita crollano e risultano inferiori rispetto ai corrispettivi in MgB_2 naturale di almeno 5 ordini di grandezza. Ciò non vale per i neutroni veloci, soprattutto per quanto riguarda il dpa, per i quali la reazione di cattura neutronica del ^{10}B risulta essere di secondaria importanza rispetto agli scattering elastici; quindi, in questo caso, l'assenza di ^{10}B non fa variare di molto i risultati ottenuti.

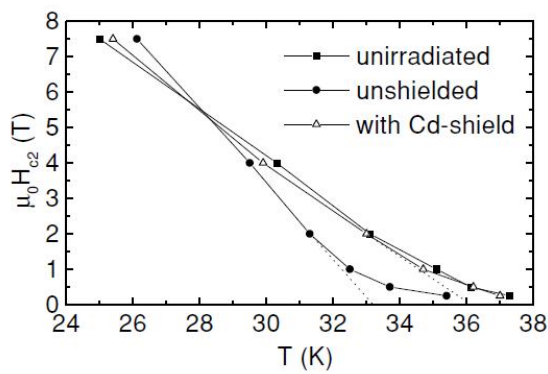
4.2.3 Conclusioni

I risultati ottenuti a Vienna a seguito dell'irraggiamento (Figura 4.29) mostrano come le caratteristiche superconduttive del campione di MgB_2 non peggiorino necessariamente a causa dell'interazione con i neutroni incidenti. Per quanto riguarda la suscettività magnetica (Figura 4.29(a)) e il campo critico superiore (Figura 4.29(b)) si ha una diminuzione non trascurabile (anche se sotto i 28 K il campo critico addirittura aumenta post irraggiamento), ma nel caso della corrente critica (Figura 4.29(c)) si nota un aumento sostanziale dopo l'irraggiamento rispetto al campione a riposo. Ciò può essere motivato considerando che la generazione di coppie vacanza/interstiziale all'interno del materiale superconduttore può rivelarsi una buona sorgente di centri di pinning. Questi difetti permetteranno ai vortici di supercorrente di ancorarsi più saldamente all'interno del campione rendendo così possibile il raggiungimento di densità di corrente più elevate. Il dpa indotto su MgB_2 può quindi divenire una risorsa per incrementare le qualità superconduttive del materiale.

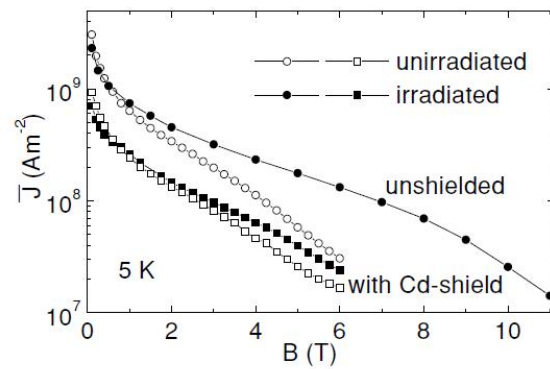
Volendo però mantenersi cauti e adottando un approccio conservativo trascureremo questi possibili effetti positivi nell'analisi che si svolgerà sugli effetti del campo di radiazione sul link superconduttore. In generale il problema del danno arrecato dai neutroni (soprattutto termici) all' MgB_2 non è trascurabile e risiede nella reazione di cattura neutronica da parte del ^{10}B . L'energia depositata e il dpa (in parte) rischiano di compromettere la funzionalità dei cavi in caso di fluenza neutronica troppo elevata nel corso della vita dei link. Dall'analisi dei nostri risultati incrociati con quelli di Vienna [22], si può concludere che un valore d'allerta per quanto riguarda il dpa potrà essere posto a 10^{-5} dpa. Nel corso delle simulazioni che si svolgeranno nei prossimi capitoli, questo valore sarà considerato come soglia di progetto alla quale sottostare per ritenersi soddisfatti.



(a) Effetti dell'irraggiamento sulla suscettività.



(b) Effetti dell'irraggiamento sul campo critico superiore.



(c) Effetti dell'irraggiamento sulla densità di corrente critica.

Figura 4.29: Effetti dell'irraggiamento neutronico sulle proprietà superconduttive di un campione di MgB_2 . [22]

4.3 Sorgente interna di neutroni termici in un cubo di MgB_2

Sempre in riferimento agli esperimenti di Vienna [22] si è svolta un'ultima serie di simulazioni al fine di scoprire il peso degli scattering di particelle alfa e nuclei di litio nella quantità totale di dpa ed energia depositata di neutroni termici in un campione di MgB_2 .

La reazione di cattura $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ presenta due possibili canali:

- $^{10}_5\text{B} + n \rightarrow ^7_3\text{Li} + ^4_2\alpha$ con Q-value pari a 2.792 MeV in cui il nucleo di litio è prodotto allo stato fondamentale ($E_{\text{alfa}} = 1.777$ MeV, $E_{\text{litio}} = 1.015$ MeV).
- $^{10}_5\text{B} + n \rightarrow ^7_3\text{Li}^* + ^4_2\alpha$ con Q-value pari a 2.310 MeV con litio in stato eccitato a 0.482 MeV ($E_{\text{alfa}} = 1.47$ MeV, $E_{\text{litio}} = 0.84$ MeV).

Nel 94% dei casi il nucleo di litio è prodotto nello stato eccitato, quindi si disecciterà emettendo un fotone d'energia 0.482 MeV.

Si è preso un campione cubico di MgB_2 (L=2 cm) e si sono svolte tre simulazioni distinte con tre sorgenti sferiche (R=5 mm) centrate all'interno del campione: una con neutroni termici (0.025 eV), una con particelle alfa a 1.49 MeV e una con nuclei di litio a 0.85 MeV.

Le energie scelte son state ricavate attraverso una media pesata sul branching ratio dell'energia cinetica di litio e alfa nei due casi. Si è scelto di trascurare i fotoni in quanto non significativi per l'analisi svolta (non fanno dpa e depositano solo una piccola parte della loro energia a causa delle dimensioni contenute del campione).

4.3.1 Risultati

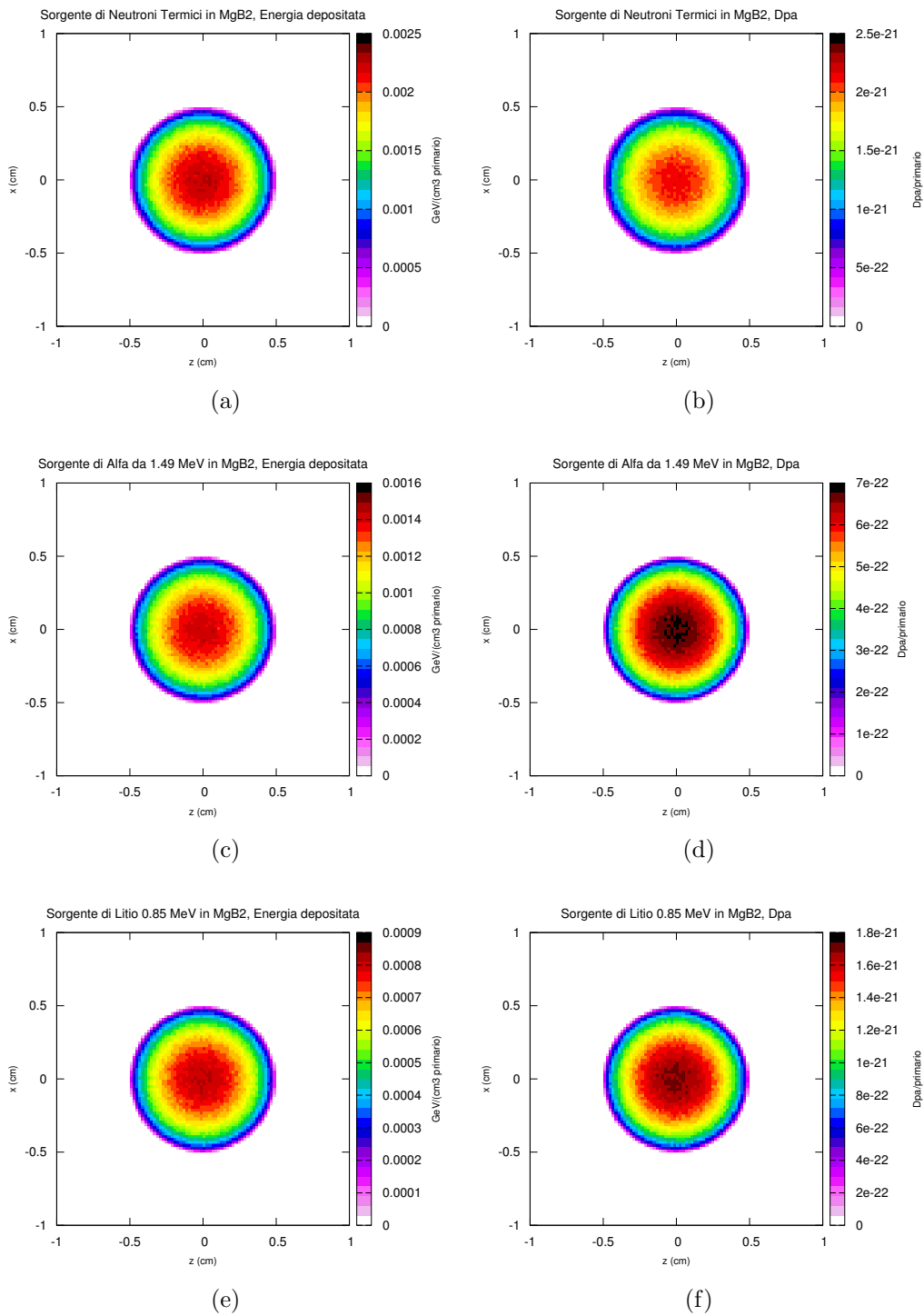


Figura 4.30: Andamenti in sezione ZX mediati lungo Y dell'energia depositata per primario per cm³ e del dpa per primario con sorgente di neutroni termici ((a), (b)), con sorgente di particelle alfa ((c), (d)) e con sorgente di nuclei di litio ((e), (f)).

4.3.2 Analisi dei risultati

I valori di dpa ed energia depositata ottenuti per le sorgenti di alfa e nuclei di litio sono comparabili con quelli ottenuti con la sorgente di neutroni termici (con l'assunzione che praticamente tutti i neutroni vengano assorbiti dai nuclei di boro 10 producendo ciascuno un nucleo di elio ed uno di litio).

Considerando l'energia depositata (Figura 4.30(a), 4.30(c) e 4.30(e)) si nota come nel caso della sorgente alfa si abbiano valori pari a circa due terzi di quelli ottenuti con la sorgente di neutroni. Per quanto riguarda la sorgente di nuclei di litio otteniamo invece circa un terzo dell'energia totale. Perciò si può concludere che l'unica reazione rilevante con la quale i neutroni termici depositano energia nel materiale sarà quella di cattura del boro 10, si ha infatti che $1.49 \text{ MeV}/2.29 \text{ MeV} \simeq 2/3$ e che $0.85 \text{ MeV}/2.29 \text{ MeV} \simeq 1/3$.

Passando al dpa (Figure 4.30(b), 4.30(d) e 4.30(f)) si vede ancora come la quantità ottenuta dalla simulazione con neutroni termici sia pari circa alla somma dei dpa ottenuti negli altri due casi. Per un'analisi più quantitativa è utile considerare i valori di dpa per primario mediati in tutto il campione e quelli massimi (Tabella 4.2).

Tabella 4.2: Risultati analisi del dpa in MgB_2

	Dpa Max [<i>dpa/primario</i>]	Err Max	Dpa medio [<i>dpa/primario</i>]
Alfa	$1.8571 \cdot 10^{-21}$	6.1 %	$8.94 \cdot 10^{-23}$
Litio	$4.5771 \cdot 10^{-21}$	6.8 %	$2.215 \cdot 10^{-22}$
Neutroni	$5.9428 \cdot 10^{-21}$	5.8 %	$2.797 \cdot 10^{-22}$

Si nota come la somma dei contributi delle particelle alfa e dei nuclei di litio sia leggermente maggiore rispetto ai risultati ottenuti con sorgente di neutroni termici in entrambi i casi. Ciò può essere spiegato considerando l'ipotesi iniziale: non è del tutto vero che per ogni neutrone assorbito si avranno una particella alfa e un nucleo di litio prodotti; infatti alcuni neutroni interagiranno con i nuclei del campione in altri modi. Possono reagire con nuclei di Mg o nuclei di B-11. Inoltre anche interagendo con il boro 10 si possono avere reazioni diverse da quella di produzione alfa-litio. La sezione d'urto di queste reazioni alternative è molto bassa paragonata a quella della reazione di cattura del B-10 (almeno tre ordini di grandezza) ma ciò può, almeno parzialmente, motivare il surplus di dpa che si ottiene dalla somma.

4.3.3 Conclusioni

Da questa analisi emerge nuovamente come la reazione di cattura dei neutroni termici da parte del boro 10 sia praticamente l'unica responsabile della deposizione d'energia e del dpa di queste particelle all'interno di MgB_2 .

Un risultato importante ottenuto è il rapporto fra il dpa dovuto al rallentamento dei nuclei di litio e quello dovuto al rallentamento delle particelle alfa. Il valore trovato è di

2.47. Si può concludere quindi che più dell'energia della particella conti la sua massa per il danno arrecato al materiale. Si sa infatti che per quanto riguarda le particelle cariche queste interagiranno con gli elettroni orbitanti del materiale per rallentare fino a velocità dell'ordine dei keV. A quel punto cominceranno a reagire con i nuclei tramite scattering. Quindi fino a chè non raggiungono queste "energie di soglia", sia le alfa che i nuclei di litio non causeranno dpa significativi al materiale. Una volta scesi sotto questa soglia (uguale per ambedue) cominceranno a produrre dpa e il litio (più pesante) risulterà più distruttivo.

5 Simulazioni del link SC: Alla ricerca della configurazione finale

In questa sezione si sono svolte alcune simulazioni dell'irraggiamento del cavo superconduttore nella geometria reale. Non avendo ancora a disposizione a questo punto degli studi la composizione e le disposizioni precise delle connessioni, si è deciso di compiere simulazioni al fine di iniziare ad intravedere le conseguenze di un irraggiamento continuo in una delle zone più problematiche al riguardo.

Una delle regioni più critiche risulta essere quella attorno al primo quadrupolo di ATLAS. Qui infatti si avrà la massima fluenza di particelle generate dall'impatto dei fasci di adroni dell'acceleratore. Per essere il più conservativi possibile si è considerata prima l'ipotesi strutturale del passaggio del cavo all'interno del giogo di ferro del quadrupolo, poi si è passati alla regione esterna immediatamente adiacente al Q1 (meno critica ma più verosimile).

Nel corso delle simulazioni si è delineata la composizione finale del cavo. Si è partiti studiando tre cavi ipotetici in YBCO, BSCCO ed MgB_2 di raggio pari a 10 cm approdando infine al "cavo reale", raggio di 3.25 cm, con una geometria complessa, composto da MgB_2 e da una serie di materiali strutturali e di supporto.

Per effettuare lo studio si è sfruttata una simulazione in ambiente FLUKA dell'intera geometria di LHC, con la quale è stato possibile simulare 1000 interazioni $p - p$ a 7 TeV nel punto di collisione di ATLAS. Si sono poi selezionate, attraverso la scrittura di un file di dump, solo le particelle che entravano nella regione nella quale si sarebbe poi collocato il cavo (il giogo del primo quadrupolo prima e la regione adiacente al primo quadrupolo poi). Utilizzando tale file come sorgente si è effettuata infine la simulazione di irraggiamento del cavo superconduttore.

5.1 Geometria 1: Giogo

Nelle Figure 5.1 e 5.2 è riportata la geometria utilizzata nella simulazione. Lo scopo dello studio è quello di valutare e confrontare la resistenza all'irraggiamento (in termini di dose assorbita e dpa) di YBCO, BSCCO e MgB_2 .

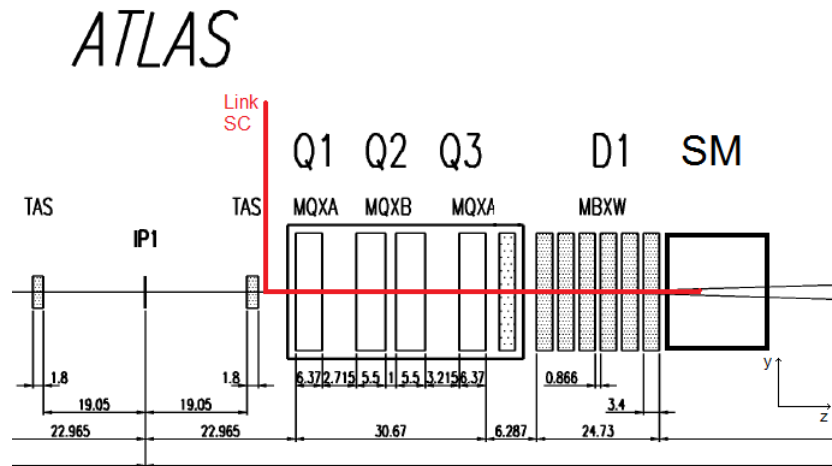


Figura 5.1: Sezione geometria ATLAS con il cavo superconduttore in rosso. Per una descrizione delle componenti della linea si veda la Figura 1.4.

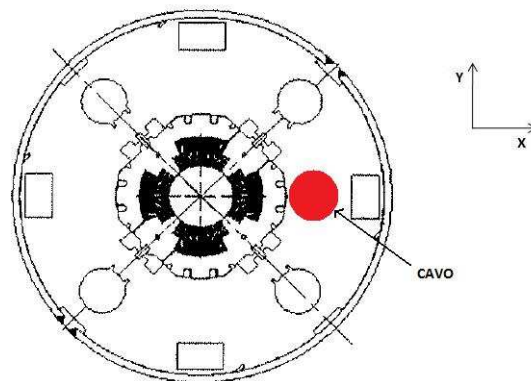
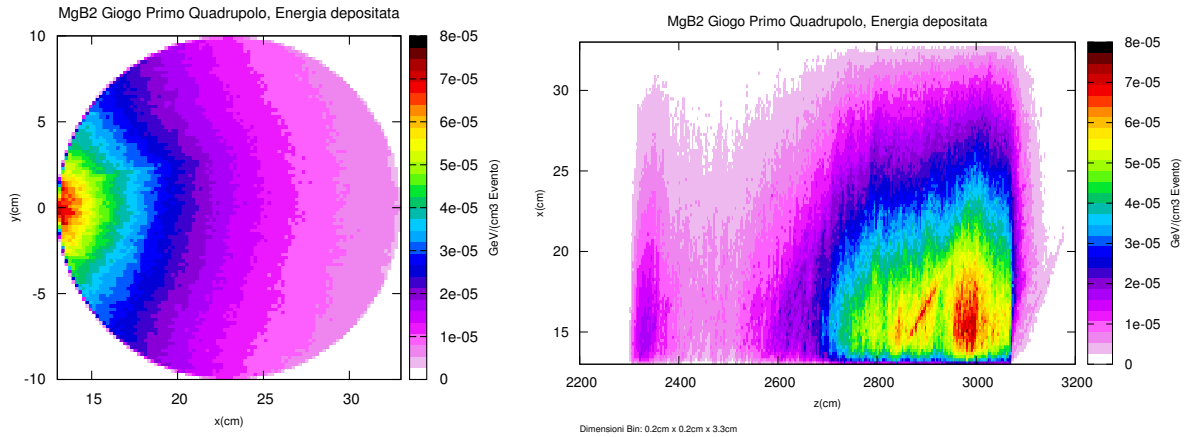
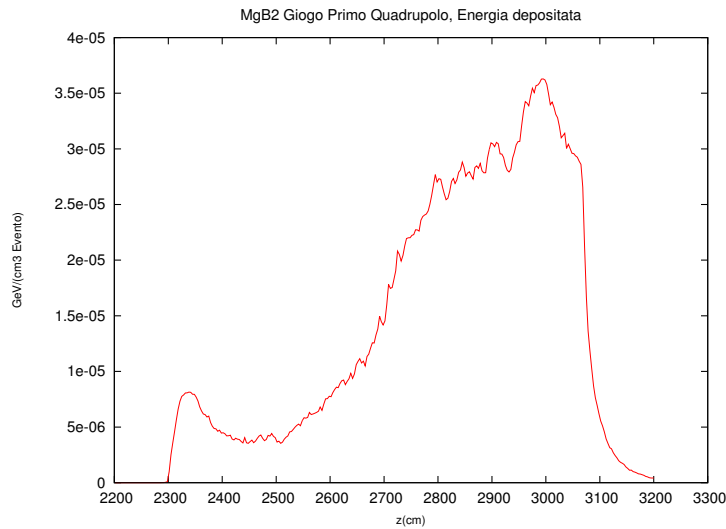


Figura 5.2: Sezione del primo quadrupolo con il cavo in rosso disposto nel giogo in ferro del quadrupolo. Al centro del quadrupolo (in bianco) passa la beam pipe. Attorno a questa si possono notare i quattro avvolgimenti superconduttivi (in nero) che generano il campo magnetico.

5.1.1 Risultati MgB₂

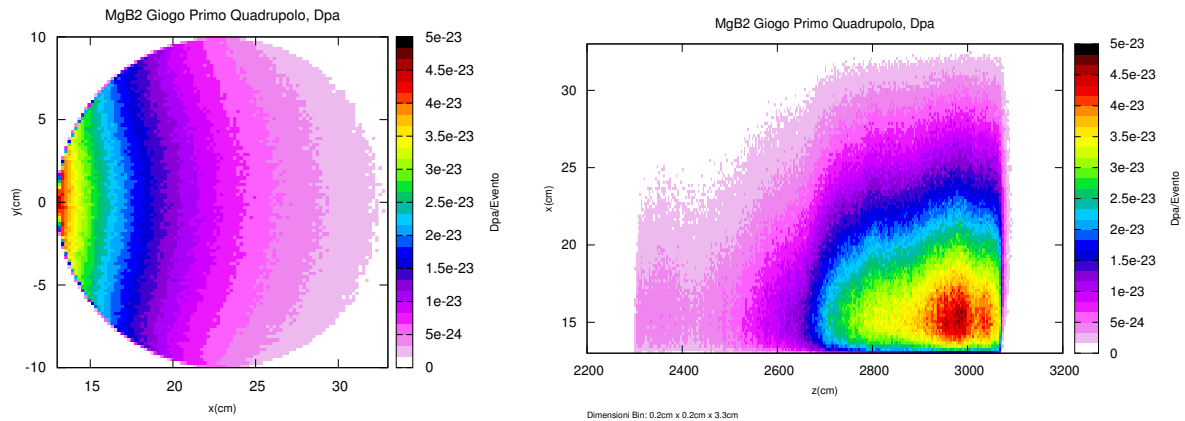
(a) Sezione XY mediata lungo Z.

(b) Sezione ZX mediata lungo Y.



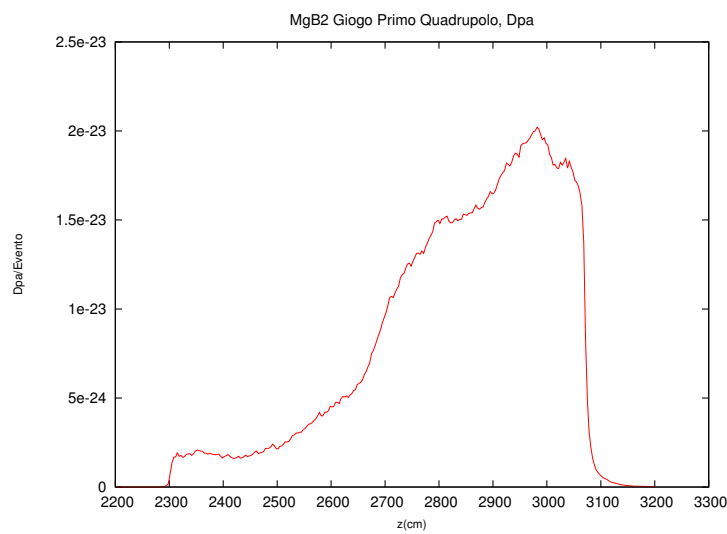
(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.

Figura 5.3: Energia depositata per evento per cm³ nel cavo in MgB₂. I risultati mostrano andamenti regolari ed omogenei della densità di energia depositata nel volume del cavo. I valori massimi sono concentrati negli strati di bulk più superficiali nella zona sinistra del cavo (a), la più vicina alla beam pipe, e nella zona a Z più elevato (b), per effetto della deflessione delle particelle cariche da parte del quadrupolo.



(a) Sezione XY mediata lungo Z.

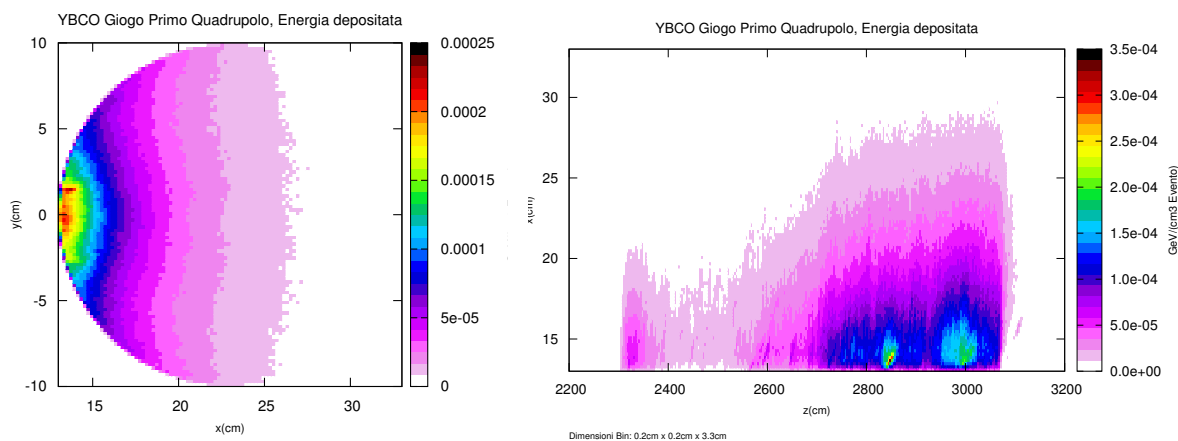
(b) Sezione ZX mediata lungo Y.



(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.

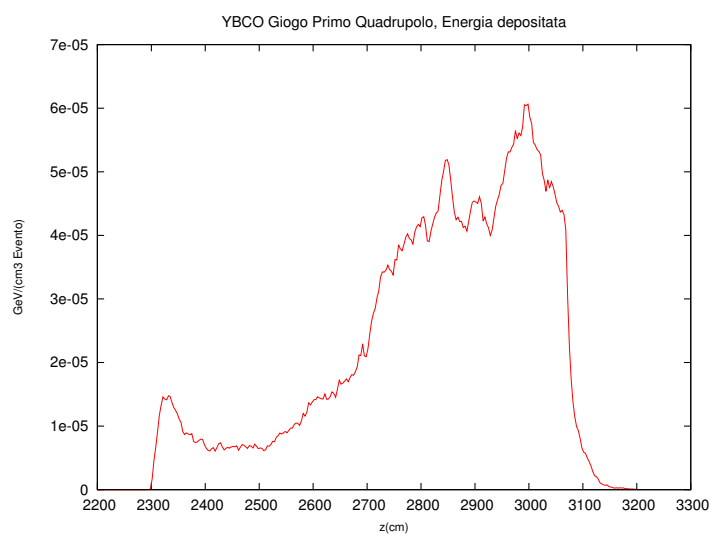
Figura 5.4: Dpa per evento nel cavo in MgB₂. Come per i risultati della densità di energia depositata, gli andamenti ottenuti per il dpa mostrano un buon grado di omogeneità. I valori massimi sono ancora una volta nella zona superficiale del cavo verso la fine del quadrupolo (Z elevati).

5.1.2 Risultati YBCO



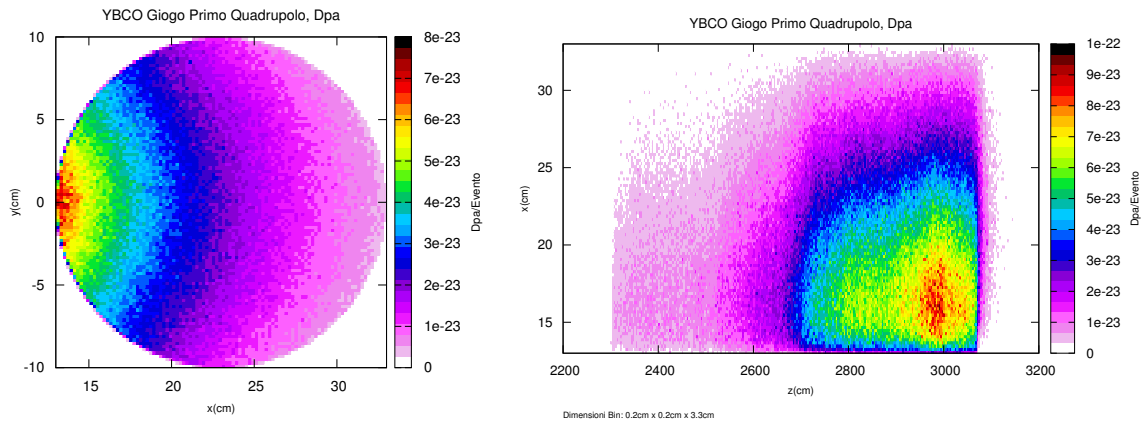
(a) Sezione XY mediata lungo Z.

(b) Sezione ZX mediata lungo Y.



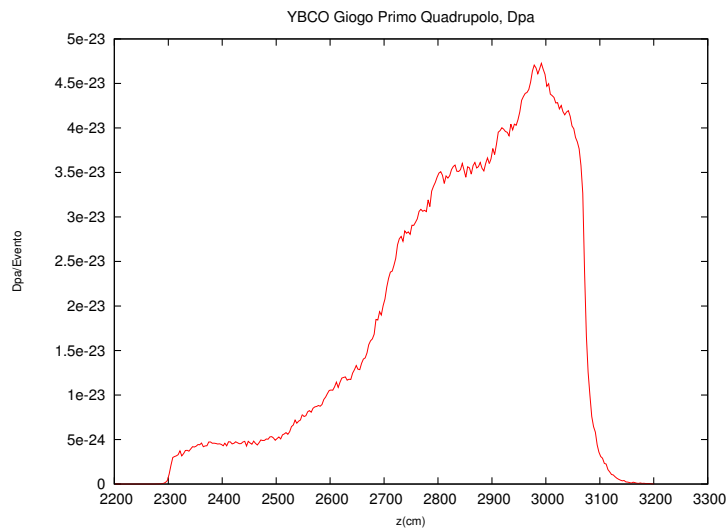
(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.

Figura 5.5: Energia depositata per evento per cm^3 nel cavo in YBCO. Ancora una volta i risultati mostrano una ottima omogeneità e regolarità di andamenti. I massimi sono nella stessa zona individuata nel caso di MgB_2 . L'unica differenza riguarda i valori assoluti, più alti qua rispetto a quelli ottenuti per MgB_2 .



(a) Sezione XY mediata lungo Z.

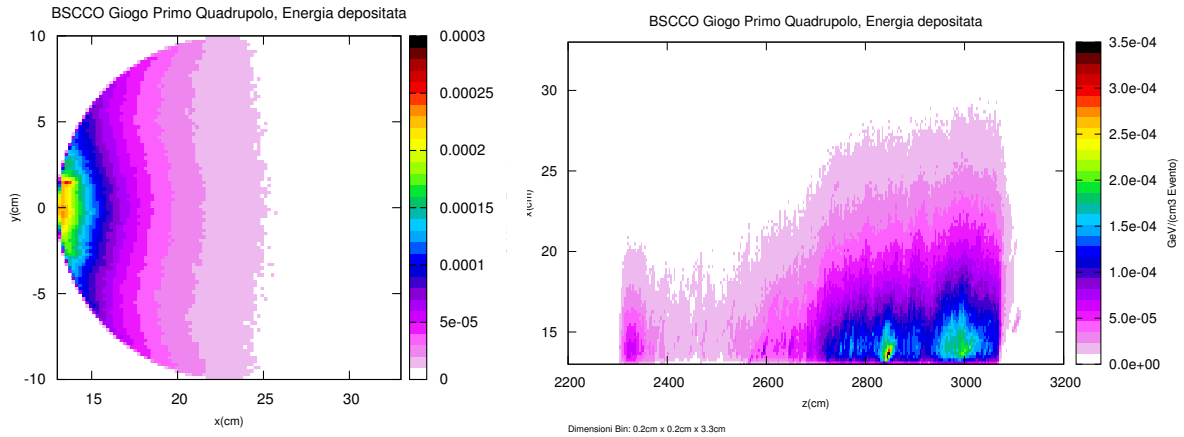
(b) Sezione ZX mediata lungo Y.



(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.

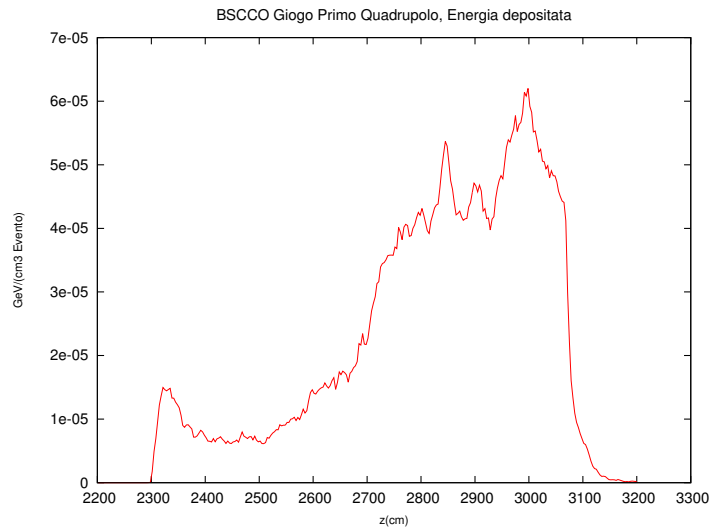
Figura 5.6: Dpa per evento nel cavo in YBCO. Gli andamenti sono omogenei e ancora una volta i valori massimi appaiono concentrati nella zona del bulk immediatamente sottostante la superficie del cavo (a,b) e per valori di Z corrispondenti alla parte finale del primo quadrupolo (c).

5.1.3 Risultati BSCCO



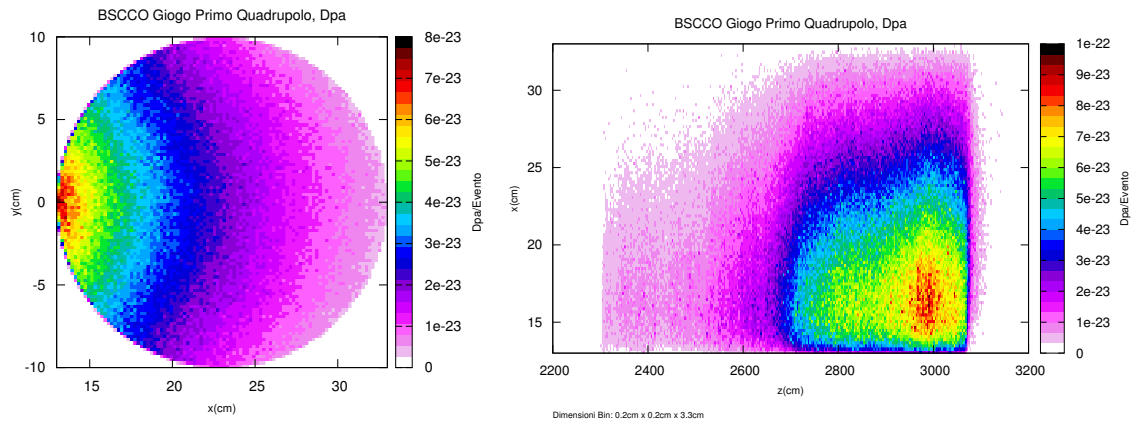
(a) Sezione XY mediata lungo Z.

(b) Sezione ZX mediata lungo Y.



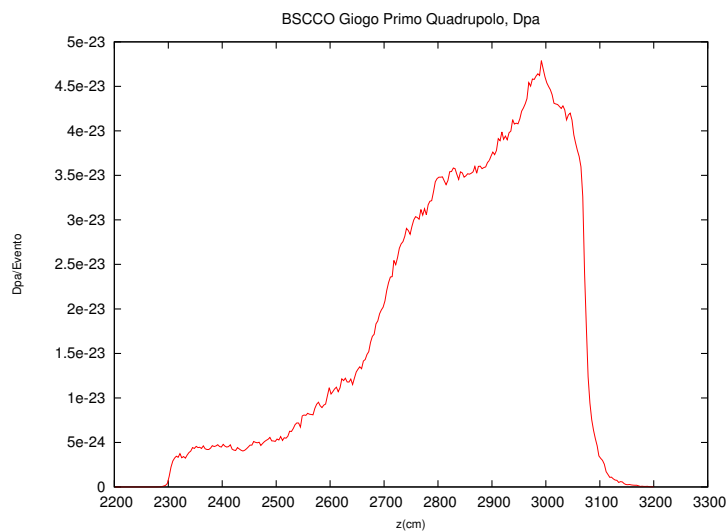
(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.

Figura 5.7: Energia depositata per evento per cm^3 nel cavo in BSCCO. I risultati sono praticamente identici a quelli trovati nel caso precedente: YBCO e BSCCO presentano infatti densità molto simili e mostrano un comportamento invariato nei confronti dell'interazione con il campo di particelle presente attorno al Q1.



(a) Sezione XY mediata lungo Z.

(b) Sezione ZX mediata lungo Y.



(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.

Figura 5.8: Dpa per evento nel cavo in BSCCO. Gli andamenti sono omogenei e confermano la presenza dei valori massimi nella zona subsuperficiale del cavo. Dall'andamento trasversale (a) si nota come il massimo sia nella regione sinistra del cavo, la più vicina alla beam pipe. Da quello longitudinale (b) si vede come il massimo cadrà nella regione ad alto Z, cioè nei pressi della fine del quadrupolo.

5.1.4 Analisi dei risultati e conclusioni

Si nota come l'andamento della deposizione d'energia e del dpa sia simile per tutti i tre materiali superconduttori. Una leggera differenza si può intravedere con un confronto fra il grafico trasversale dell'energia depositata nell' MgB_2 (Figura 5.3(a)) e quelli dell'energia depositata in YBCO e BSCCO (Figure 5.5(a) e 5.7(a)), tenendo conto del fatto che tali grafici presentano scale diverse. Anche se nella zona di picco si hanno valori nettamente superiori in YBCO e BSCCO, l'energia depositata scema più rapidamente penetrando nel bulk per questi due rispetto all' MgB_2 . La densità del diboruro di magnesio (2.57 g/cm^3) è infatti inferiore a quella di YBCO (6.3 g/cm^3) e BSCCO (6.5 g/cm^3) permettendo così una penetrazione maggiore delle particelle. Osservando i grafici in sezione XY (Figure 5.3(a), 5.4(a), 5.5(a), 5.6(a), 5.7(a) e 5.8(a)) si vede come i valori di picco siano concentrati nella regione immediatamente sottostante alla superficie nella zona di provenienza delle particelle irraggianti. Dai risultati in sezione ZX e quelli lungo Z (Figure 5.3(b), 5.3(c), 5.4(b), 5.4(c), 5.5(b), 5.5(c), 5.6(b), 5.6(c), 5.7(b), 5.7(c), 5.8(b) e 5.8(c)) traspare che i massimi si collocano nella regione finale del cavo (quella più lontana dal punto di collisione dei fasci di protoni). Ciò è dovuto alla presenza del primo quadrupolo il cui campo deflette le particelle cariche mentre lo attraversano. Queste vanno così ad interagire con i metalli che formano il magnete dando luogo a cascate con la produzione di secondari (in massima parte neutroni e fotoni) in grado di penetrare fino al cavo.

Passando ad un confronto tra i valori massimi si riscontrano risultati praticamente identici per YBCO e BSCCO, più alti di un fattore 2 (nel dpa) e di un fattore 4 (nell'energia depositata) rispetto a quelli dell' MgB_2 . Ciò è dovuto alla maggior densità dei primi due e anche alla presenza di atomi a più alto Z.

A questo punto si deve capire se questi valori sono talmente alti da poter compromettere il corretto funzionamento dei cavi superconduttori. Per farlo si considera un numero di interazioni p-p pari a $2.55 \cdot 10^{17}$ (corrispondenti a 3000 fb^{-1}). Il dpa risulta in tutti i tre casi superiore alla soglia di progetto stimata nel capitolo precedente (10^{-5} dpa). Per quanto riguarda l'energia depositata risulta più significativo passare dai GeV/cm^3 ai J/kg , cioè alla dose assorbita. Per ottenere il valore della dose a fine irraggiamento nel punto più sensibile si applica quindi la seguente espressione:

$$D = \frac{E \cdot 1.6 \cdot 10^{-7}}{\rho} \cdot N_e \quad (5.1)$$

D Dose assorbita in Gy

E Densità d'energia depositata per evento in GeV/cm^3

ρ Densità di massa del materiale in g/cm^3

N_e Numero di eventi.

I valori ottenuti sono riportati in Tabella 5.1.

Considerando che il valore limite di progetto per quanto riguarda la dose massima assorbita in 3000 fb^{-1} dai cavi superconduttori è di circa 50 MGy (in realtà questo valore varia a seconda del materiale utilizzato e in particolare si riferisce agli isolanti che costituiscono il cavo, si tornerà sull'argomento nei prossimi capitoli quando si definirà la

Tabella 5.1: Risultati cavo nel giogo di Q1

Materiale	Densità [g/cm^3]	Dpa max [dpa]	Dose max [MGy]
MgB ₂	2.57	$4 \cdot 10^{-5}$	19.1
YBCO	6.30	$2.3 \cdot 10^{-4}$	64.7
BSCCO	6.50	$3.1 \cdot 10^{-4}$	62.7

struttura definitiva del link) si può concludere che i risultati ottenuti in termini di dose sono molto elevati. Risulterebbe perciò molto poco saggio scegliere questa disposizione del cavo nella configurazione finale. Avendo considerato la posizione più vicina e meno schermata ipotizzabile per il collocamento del link superconduttore, qualsiasi alternativa a questa disposizione sarà meno critica. Dovendo scegliere fra i tre materiali risulta favorito l' MgB₂.

5.2 Geometria 2: Aria

Considerati i risultati ottenuti dalle simulazioni di irraggiamento dei cavi nel giogo si è deciso di concentrarsi sullo studio del cavo in diboruro di magnesio. In questo paragrafo si studierà una configurazione geometrica più verosimile: quella del cavo che corre parallelamente al magnete in aria. Per essere conservativi si è scelta la collocazione più critica, cioè quella adiacente al quadrupolo (Figura 5.9). In questa serie di simulazioni si sono quindi dapprima selezionate e poi utilizzate le particelle uscenti dal quadrupolo.

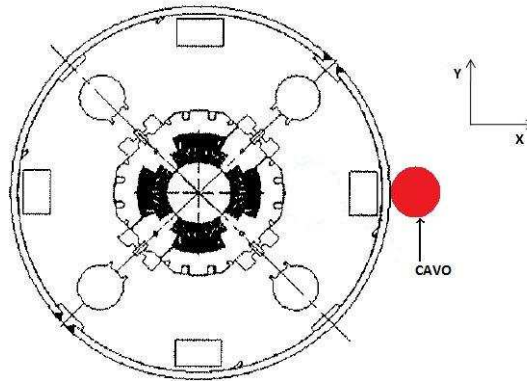


Figura 5.9: Sezione del primo quadrupolo con il cavo in rosso disposto in aria.

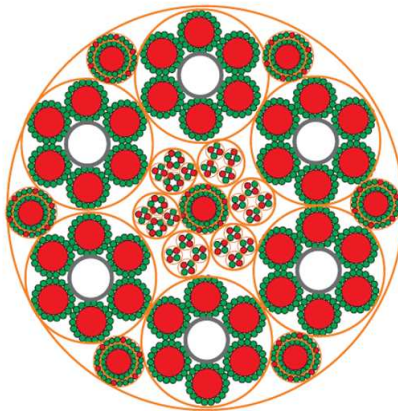


Figura 5.10: Sezione del cavo reale. In rosso il rame, in verde l' MgB_2 , in grigio l'acciaio, in arancio il kapton e in bianco elio gassoso a 20 K. Per la descrizione dettagliata del cavo si veda la Figura 2.9.

Avendo ottenuto a questo punto degli studi la composizione definitiva del cavo superconduttore (Figura 5.10) e le sue dimensioni reali ($R = 3.25$ cm), si è deciso di compiere quattro simulazioni distinte per poi svolgere un'analisi incrociata dei risultati.

La prima simulazione di irraggiamento si è svolta mantenendo la struttura e la composizione del cavo utilizzata nello studio precedente (quello con il cavo di MgB_2 passante all'interno del giogo), mentre nella seconda si è utilizzato un cavo di MgB_2 di dimensioni reali. Per rendere i risultati confrontabili si sono mantenute le stesse dimensioni per i bin nei due casi (ciò comporta una sgranatura dei grafici nel caso del cavo ad $R = 3.25$

cm, ma con un binning più fitto si otterrebbe una statistica troppo bassa e quindi i risultati verrebbero inficiati da errori troppo elevati). Confrontando i risultati ottenuti nei due casi si comprenderà quanto le diverse dimensioni andranno a pesare sui valori e gli andamenti di dose e dpa ottenuti e quindi si capirà fino a che punto l'analisi fatta per il cavo nel giogo può essere ritenuta corretta.

Nella terza simulazione si è utilizzato un cavo di raggio pari a 3.25 cm composto da una miscela omogenea dei materiali che costituiscono il cavo reale. Pesando i contributi dei costituenti del cavo (rame, diboruro di magnesio, acciaio AISI 316, kapton ed elio) si è ottenuto un materiale di densità pari a 2.97 g/cm^3 . Grazie all'analisi accoppiata dei risultati di questa simulazione con quelli della seconda si evincerà l'importanza di considerare tutti i materiali strutturali piuttosto che considerare un bulk di solo MgB_2 .

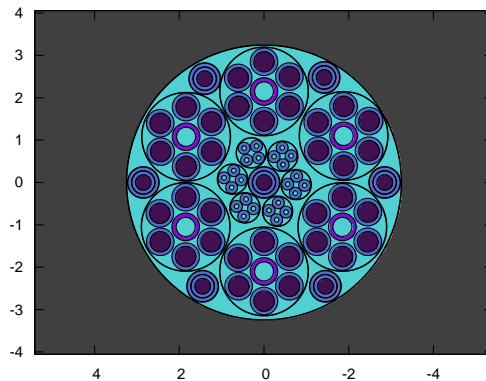
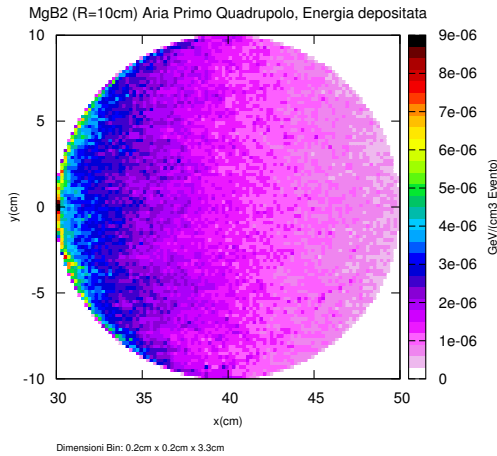


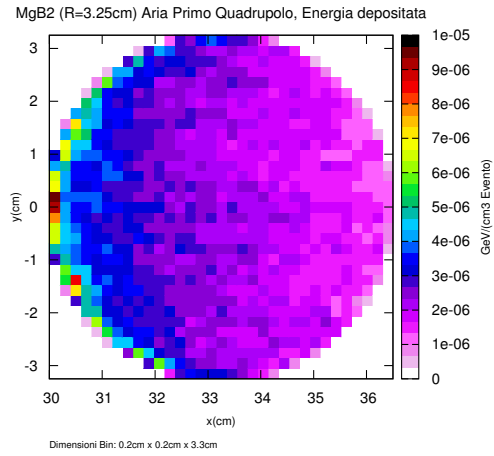
Figura 5.11: Cavo reale in geometria FLUKA. [1], [2]

Infine nella quarta e ultima simulazione si è passati all'utilizzo del cavo nella sua costituzione reale (Figura 5.11). In quest'ultimo punto si vedrà l'importanza della geometria eterogenea fin qui trascurata.

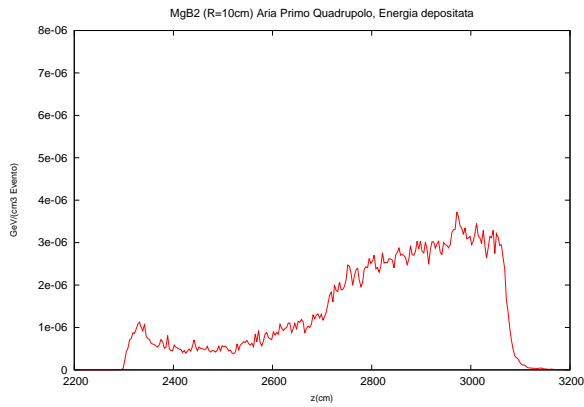
5.2.1 Confronto dei risultati: MgB₂ R=10 cm VS MgB₂ R=3.25 cm



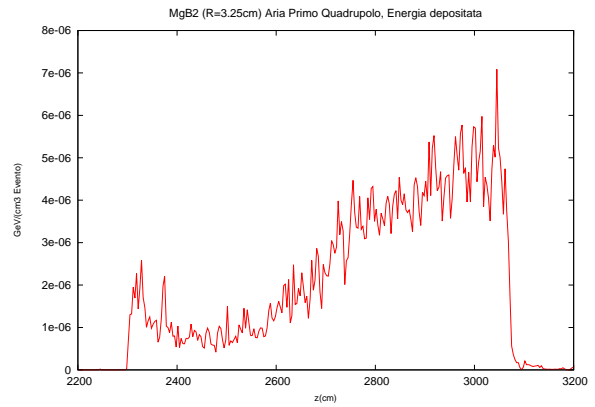
(a) Sezione XY mediata lungo Z del cavo di R=10 cm.



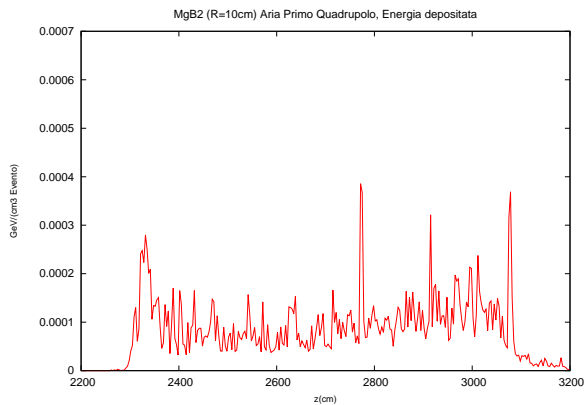
(b) Sezione XY mediata lungo Z del cavo di R=3.25 cm.



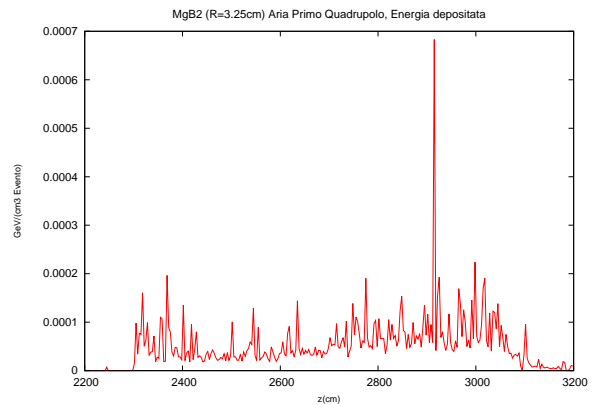
(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo di R=10 cm.



(d) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo di R=3.25 cm.

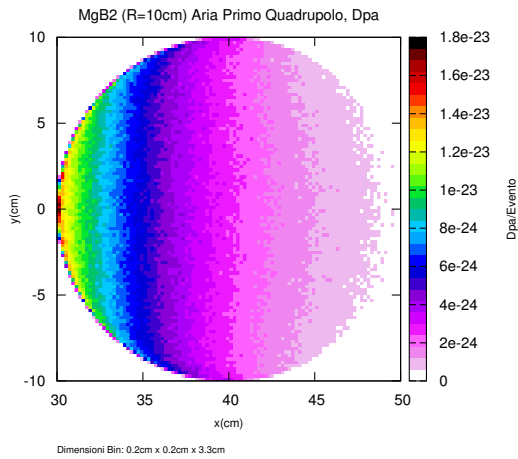


(e) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo di R=10 cm.

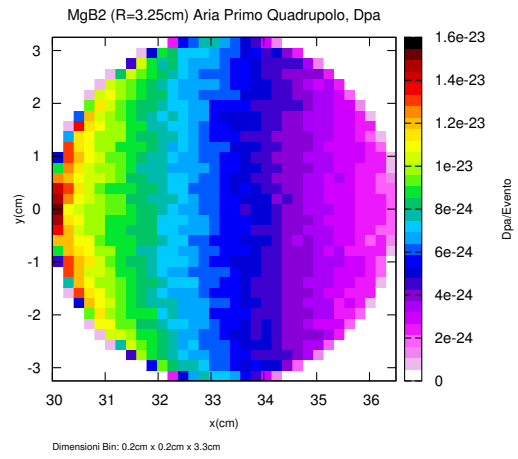


(f) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo di R=3.25 cm.

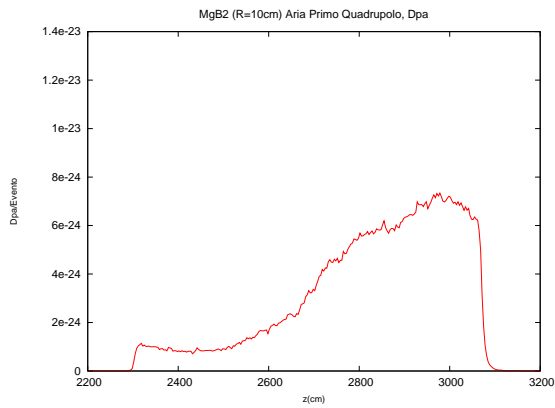
Figura 5.12: Confronto fra la densità di energia depositata nel caso dei due cavi in puro MgB₂ di R=10 cm e R=3.25 cm.



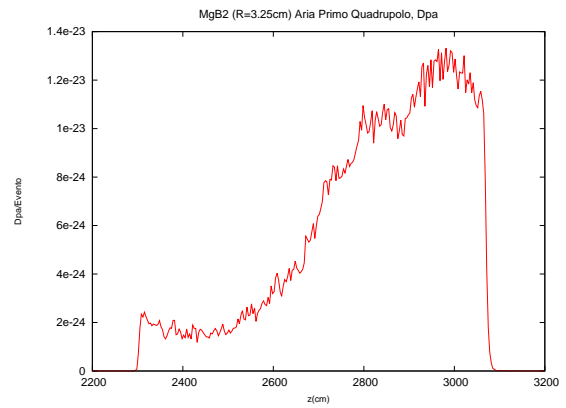
(a) Sezione XY mediata lungo Z del cavo di R=10 cm.



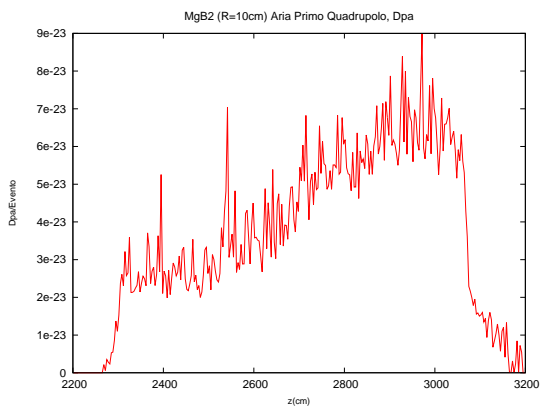
(b) Sezione XY mediata lungo Z del cavo di R=3.25 cm.



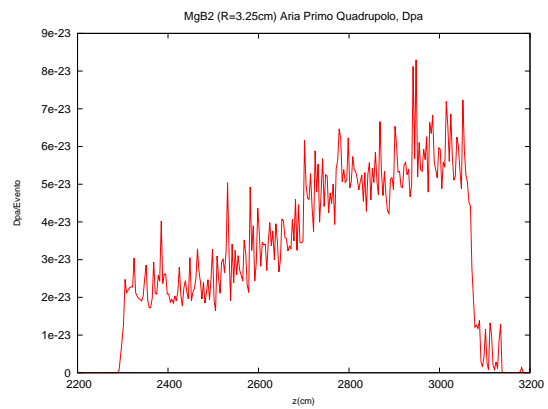
(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo di R=10 cm.



(d) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo di R=3.25 cm.



(e) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo di R=10 cm.



(f) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo di R=3.25 cm.

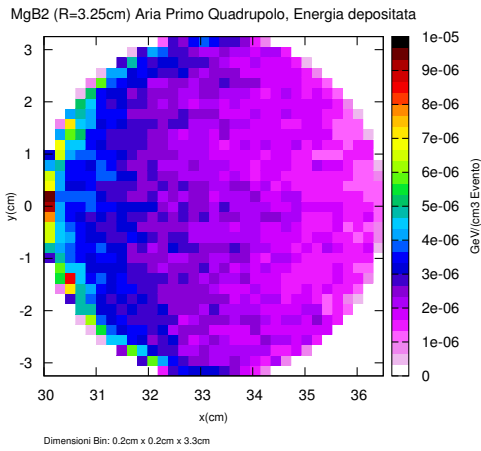
Figura 5.13: Confronto fra il dpa nel caso dei due cavi in puro MgB₂ di R=10 cm e R=3.25 cm.

Confrontando le sezioni XY (Figure 5.12(a) e 5.12(b) per l'energia depositata e Figure 5.13(a) e 5.13(b) per il dpa) nei due casi, si nota come i valori ricavati siano praticamente identici. Per quanto riguarda gli andamenti longitudinali (Figure 5.12(c), 5.12(d) per l'energia e Figure 5.13(c), 5.13(d) per il dpa) i valori ottenuti con il cavo di 3.25 cm risultano essere leggermente superiori rispetto all'altro caso. Ciò è dovuto al diverso numero di bin sui quali si media per ottenere tali grafici. Essendo la maggior parte dell'energia depositata e del dpa concentrata nell'area immediatamente adiacente al quadrupolo, i bin presenti nella simulazione a 10 cm e non in quella a 3.25 cm riporteranno valori minori andando a diminuire i valori medi.

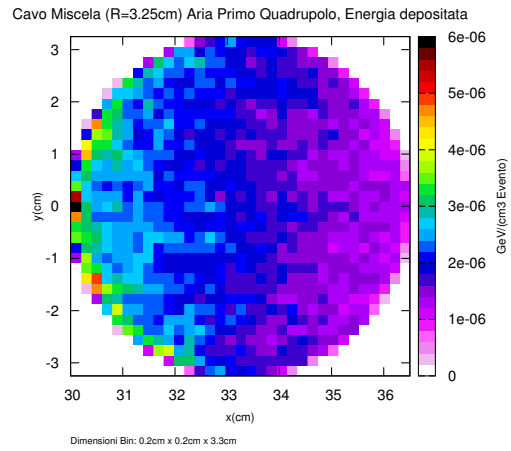
Avendo i massimi concentrati nel volume immediatamente adiacente al primo quadrupolo, ci si aspetterebbe un andamento dei valori massimi nei due casi quasi identico. Ciò avviene nel caso del dpa (Figure 5.13(e) e 5.13(f)) ma non in quello della densità di energia depositata (Figure 5.12(e) e 5.12(f)). In questo caso si nota come i valori siano per lo più simili eccezion fatta per un singolo bin che nel cavo più piccolo presenta un'energia depositata circa doppia rispetto al cavo da 10 cm. Ciò può essere dovuto alle diverse condizioni al contorno ed è saggio mantenere un occhio di riguardo per la regione interessata a questo strano aumento dell'energia depositata ($Z = 2900$ cm), ma essendo un caso isolato e di valore assoluto non allarmante lo si può momentaneamente trascurare.

In conclusione l'aver cambiato le dimensioni del cavo superconduttore non porta ad uno stravolgimento dei risultati.

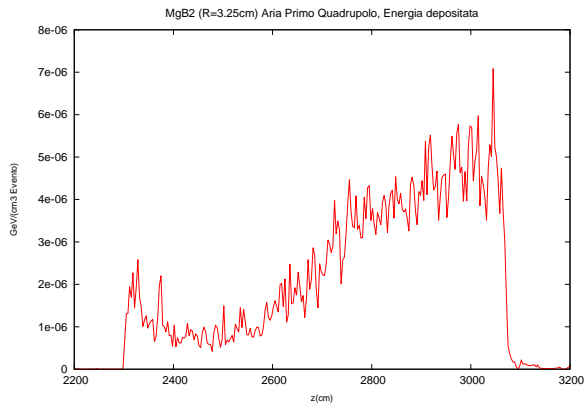
5.2.2 Confronto dei risultati: Bulk MgB₂ VS Miscela



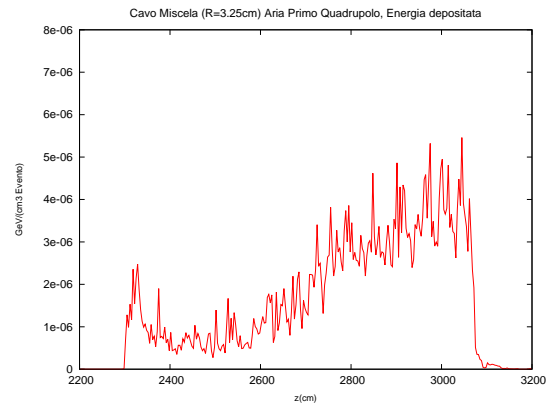
(a) Sezione XY mediata lungo Z del cavo in MgB₂.



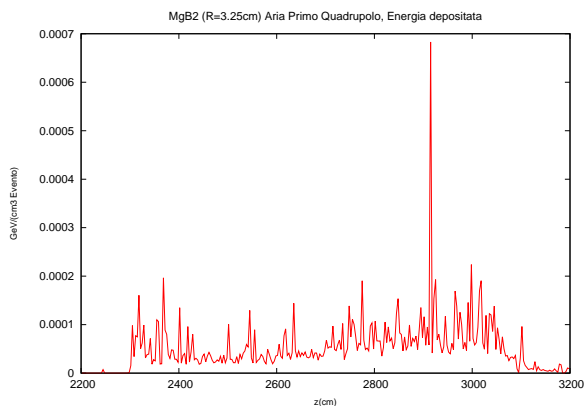
(b) Sezione XY mediata lungo Z del cavo miscela.



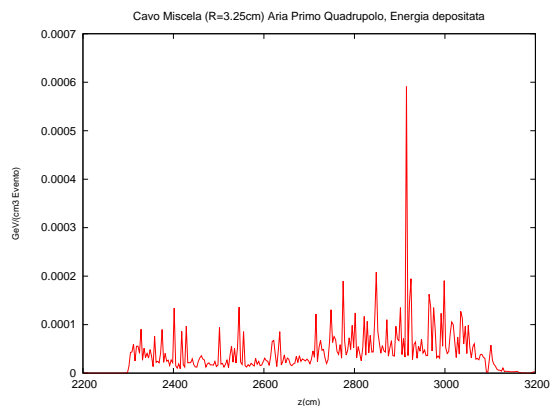
(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo in MgB₂.



(d) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo miscela.

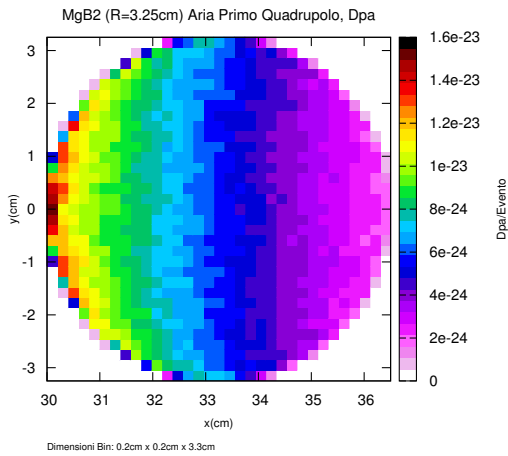


(e) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo in MgB₂.

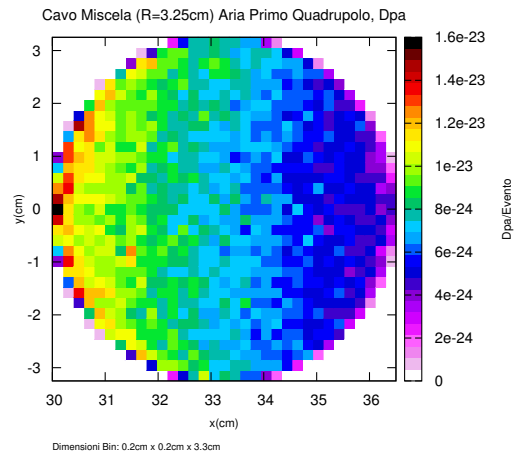


(f) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo miscela.

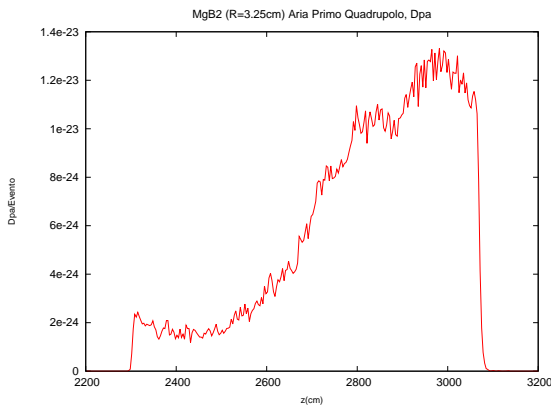
Figura 5.14: Confronto fra la densità di energia depositata nel caso del cavo in puro MgB₂ e del cavo composto dalla miscela omogenea.



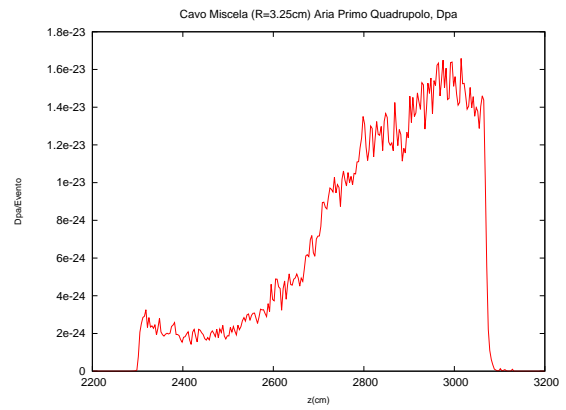
(a) Sezione XY mediata lungo Z del cavo in MgB₂.



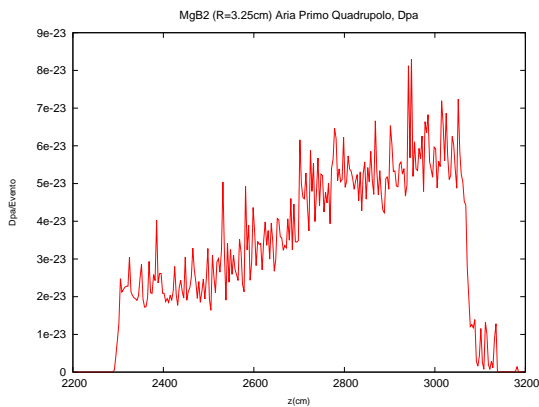
(b) Sezione XY mediata lungo Z del cavo miscela.



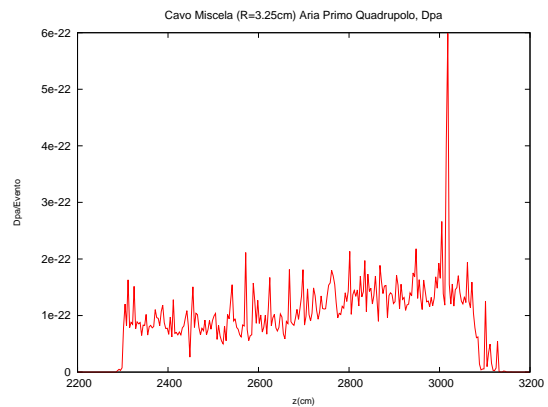
(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo in MgB₂.



(d) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo miscela.



(e) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo in MgB₂.



(f) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo miscela.

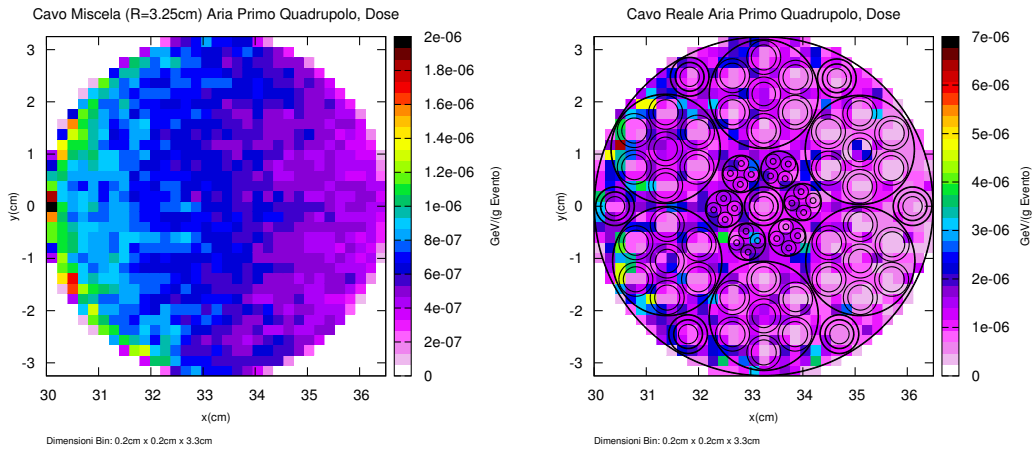
Figura 5.15: Confronto fra il dpa nel caso del cavo in puro MgB₂ e del cavo composto dalla miscela omogenea.

I grafici ottenuti sulla densità di energia depositata mostrano valori e andamenti molto simili. Questo fa capire che l'aver modificato la composizione del cavo non abbia introdotto nuovi canali di reazione rilevanti (nelle Figure 5.14(e) e 5.14(f) si vede come i valori massimi siano quasi identici). L'unica leggera differenza la si evince dal confronto degli andamenti in sezione XY (Figure 5.14(a) e 5.14(b)): si nota come nel caso del cavo "miscela" l'energia depositata appaia più distribuita in profondità rispetto al cavo di MgB_2 . Ma essendo il fondo scala leggermente inferiore nel nuovo cavo, i valori mediati sulle sezioni XY risultano ancora una volta in linea con quelli ottenuti con il cavo puro (Figure 5.14(c) e 5.14(d)).

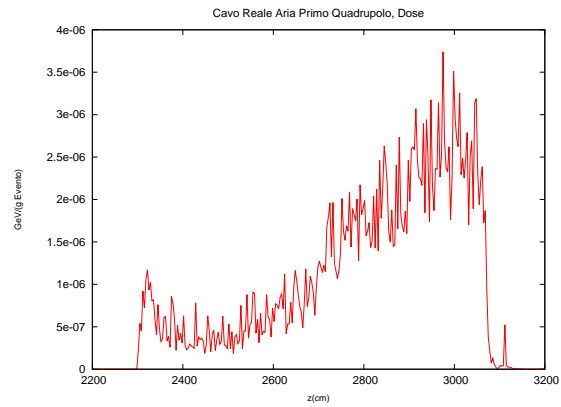
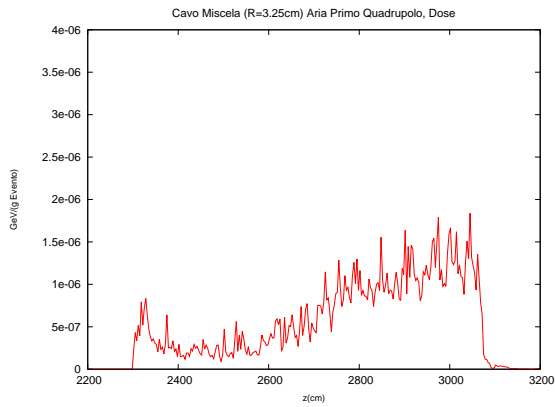
Per quanto riguarda il dpa si nota come gli andamenti non varino sensibilmente ma che i valori assoluti risultino essere maggiori nel caso del cavo "miscela" (Figure 5.15(c), 5.15(d), 5.15(e) e 5.15(f)). Questo risultato può essere spiegato considerando la presenza di elementi molto leggeri (come l'idrogeno presente nell'acciaio) nella composizione del nuovo cavo. I nuclei di questi elementi riceveranno più energia per singolo urto dalle particelle pesanti (protoni, pioni e soprattutto neutroni) e quindi contribuiranno in maniera maggiore al conteggio del dpa. Ciò spiega anche l'andamento più "granulare" che si nota in Figura 5.15(b) rispetto alla Figura 5.15(a).

L'aver considerato nuovi materiali all'interno del cavo non introduce grandi novità per quanto riguarda l'energia depositata. Il dpa massimo ottenuto risulta invece maggiore di circa un ordine di grandezza.

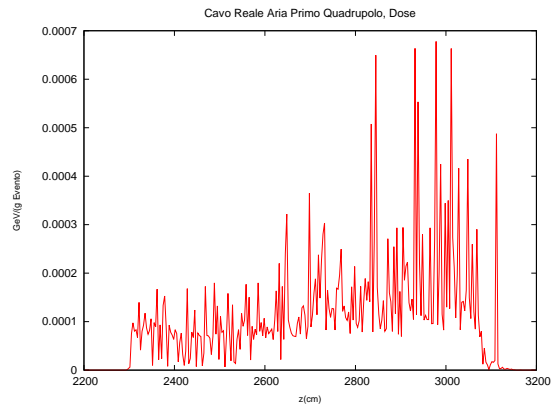
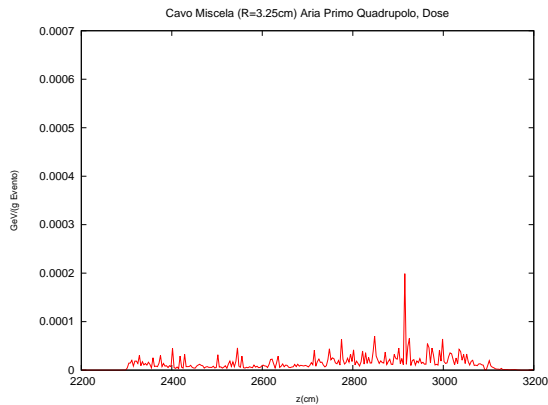
5.2.3 Confronto dei risultati: Omogeneo VS Eterogeneo



(a) Sezione XY mediata lungo Z del cavo omogeneo. (b) Sezione XY mediata lungo Z del cavo eterogeneo.

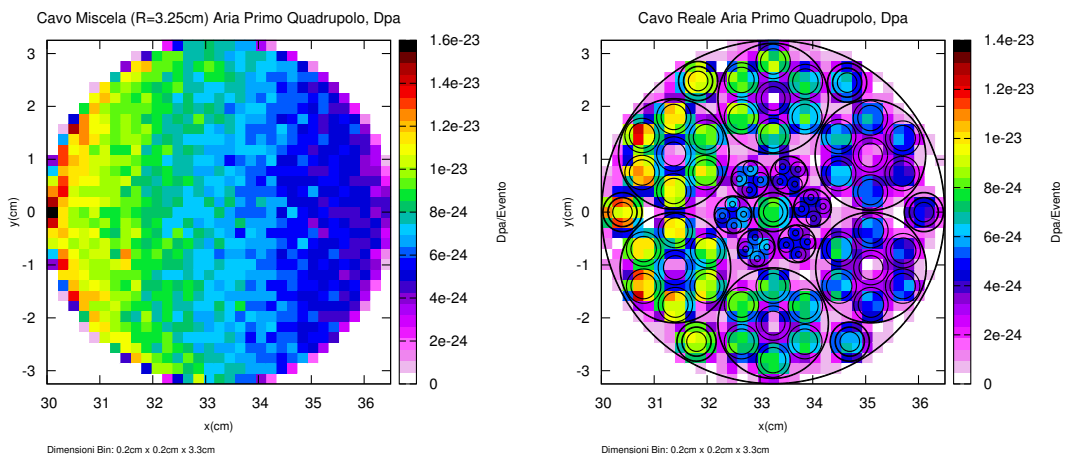


(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo omogeneo. (d) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo eterogeneo.

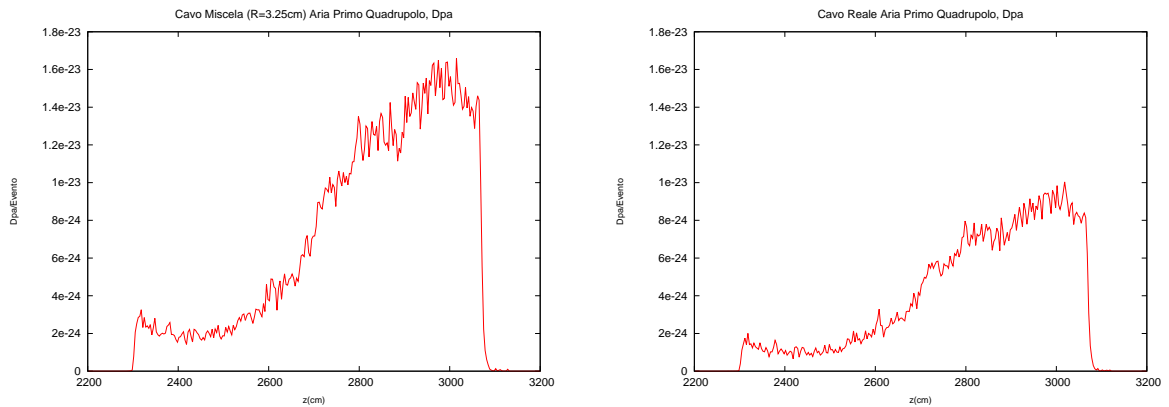


(e) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo omogeneo. (f) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo eterogeneo.

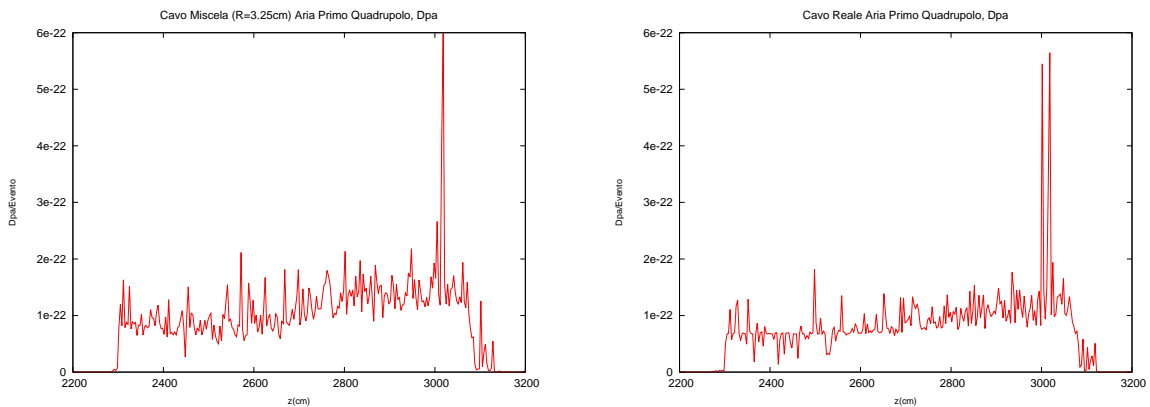
Figura 5.16: Confronto fra la dose assorbita nel caso del cavo composto dalla miscela omogenea e del cavo eterogeneo.



(a) Sezione XY mediata lungo Z del cavo omogeneo. (b) Sezione XY mediata lungo Z del cavo eterogeneo.



(c) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo omogeneo. (d) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY del cavo eterogeneo.



(e) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo omogeneo. (f) Andamento lungo Z dei massimi delle sezioni XY del cavo eterogeneo.

Figura 5.17: Confronto fra il dpa nel caso del cavo composto dalla miscela omogenea e del cavo eterogeneo.

In questo confronto, per comodità, si è scelta la dose assorbita (espressa in GeV/g) invece della densità di energia depositata. Infatti se nel caso di materiali omogenei è immediato passare dall'una all'altra moltiplicando per la densità di massa, avendo a che fare con un cavo eterogeneo il passaggio non sarebbe affatto semplice.

La dose assorbita risulta essere maggiore nel caso eterogeneo, soprattutto per quanto riguarda i valori massimi (Figure 5.16(e) e 5.16(f)). Ciò è dovuto in parte proprio alla natura eterogenea del cavo reale. Infatti, come si può osservare nel grafico in sezione trasversale (Figura 5.16(b)), la deposizione energetica è più irregolare e piccata in determinati bin rispetto al caso omogeneo (Figura 5.16(a)). La dose assorbita risulta concentrata nei primissimi strati di MgB₂ incontrati dalle radiazioni sulla sinistra. Però la differenza così marcata nei valori massimi è anche dovuta all'elevato grado d'accuratezza del cavo in geometria reale. Un'accuratezza troppo elevata associata ad un binning troppo fitto fa sì che la convergenza statistica sia più difficile da ottenere. Quindi questi valori sono da prendere con cautela perché affetti da errori statistici non trascurabili.

Nel caso del dpa invece i valori massimi risultano identici (Figure 5.17(e) e 5.17(f)), mentre quelli medi sono leggermente maggiori nel cavo omogeneo (Figure 5.17(c) e 5.17(d)). La motivazione di questa differenza è da ricercarsi nella definizione in FLUKA del cavo "miscela": essendo definito come un "compound" di vari materiali, ogni singolo elemento andrà a far parte del reticolo atomico che costituisce il cavo. Si ha quindi che l'elio sarà considerato come parte integrante del solido e comparirà nel calcolo del dpa. Invece nel caso del cavo reale l'elio gassoso viene, giustamente, trascurato (non ha senso calcolare il "displacement per atom" di un fluido) e il dpa mediato sulla sezione XY risulterà inferiore.

Da questo confronto trapela come il dpa non risenta, nè per l'andamento nè per i valori ottenuti, della natura omogenea o eterogenea del cavo. La dose assorbita presenta invece un andamento trasversale molto diverso all'interno del cavo eterogeneo (più concentrato in determinati punti) rispetto al cavo omogeneo. Si ottengono così, per il cavo reale, valori massimi della dose più alti di un ordine di grandezza. E' da sottolineare che tali valori sono affetti da errori statistici non trascurabili. Nelle simulazioni in geometria definitiva di IR1 sarà quindi importante sfruttare dei bin di dimensioni maggiori, o un maggiore numero di eventi compatibilmente ai tempi di calcolo, per far fronte a questo problema.

5.2.4 Conclusioni

Per concludere si sono ricavati i valori massimi per dpa e dose integrati sui $3000 fb^{-1}$ nel caso del cavo reale e in quello del cavo in MgB_2 da 10 cm di raggio (sono stati riportati per chiarezza anche i risultati del paragrafo precedente del cavo in MgB_2 nel giogo).

Tabella 5.2: Risultati cavo adiacente al Q1

	Raggio [cm]	Dpa max [<i>dpa</i>]	Dose max [MGy]
Cavo finale	3.25	$1.40 \cdot 10^{-4}$	28.5
Cavo bulk MgB_2 Aria	10	$2.3 \cdot 10^{-5}$	6.4
Cavo bulk MgB_2 Giogo	2.57	$4 \cdot 10^{-5}$	19.1

Confrontando i risultati per il cavo di MgB_2 in aria con quelli ottenuti nel giogo, si nota come al nuovo collocamento consegua una sostanziale diminuzione della dose assorbita che passa da 19.1 MGy a 6.4 MGy nel punto di picco. La nuova disposizione del cavo non comporta però una variazione importante del dpa (si passa da $4 \cdot 10^{-5}$ *dpa* a $2.3 \cdot 10^{-5}$ *dpa*). Il motivo è da ricercarsi nei 17 cm di ferro che separano le due configurazioni. Lo schermo, dato dal ferro, va a frenare le particelle cariche più energetiche e i fotoni riducendo la quantità d'energia che si deposita nel link. I neutroni invece, principali artefici del dpa, risentono in maniera meno marcata dell'effetto schermante del ferro e quindi il dpa non diminuisce in maniera rilevante.

I valori ottenuti con il cavo reale risultano più elevati: la dose assorbita di un fattore 4 e il dpa di un fattore 6. I valori massimi di dose assorbita non destano comunque particolari preoccupazioni, mentre per quanto riguarda il dpa si è ancora al di sopra, anche se di poco, della soglia di design ipotizzata (10^{-5} *dpa*). Ma ciò significa che una simulazione con cavo reale passante nel giogo avrebbe prodotto valori più elevati di quelli ottenuti nel paragrafo precedente. Ipotizzando di poter mantenere le stesse proporzioni ottenute in questo paragrafo i risultati sarebbero: una dose massima dell'ordine degli 80 MGy e un dpa massimo sui 10^{-4} *dpa*. Sia la dose che il dpa sarebbero troppo elevati e conferma ancora una volta come la collocazione del cavo nel giogo risulti poco raccomandabile.

In conclusione la collocazione del link superconduttore adiacente al Q1 porterebbe a dei valori massimi di dose assorbita accettabili e di dpa al confine tra l'accettabile e il non accettabile. Considerando che il cavo, nella sua disposizione finale, correrà ad una certa distanza quadrupoli, i risultati finali risulteranno ancora più bassi e non desteranno probabilmente alcuna preoccupazione.

6 Simulazioni del link SC: Configurazione finale P1

Considerando la geometria del P1 di HiLumi LHC (Figura 6.1), si vuole studiare il degrado del link superconduttore al termine della vita nominale dell'acceleratore (10 anni equivalenti a 3000 fb^{-1}). Il cavo correrà parallelamente alla beam line ad una distanza di circa un metro dalla superficie esterna dei quadrupoli per poi accedere al "Connection Module" posto subito dopo il primo dipolo. All'interno di questo modulo di separazione verrà poi suddiviso in una serie di cavi di dimensioni inferiori che andranno ad alimentare le bobine dei magneti di P1. I punti più critici saranno quindi il tratto nei pressi del Q1 (dove si ha il maggior numero di particelle deflesse) e quello all'interno del modulo (il più vicino alla beam line).

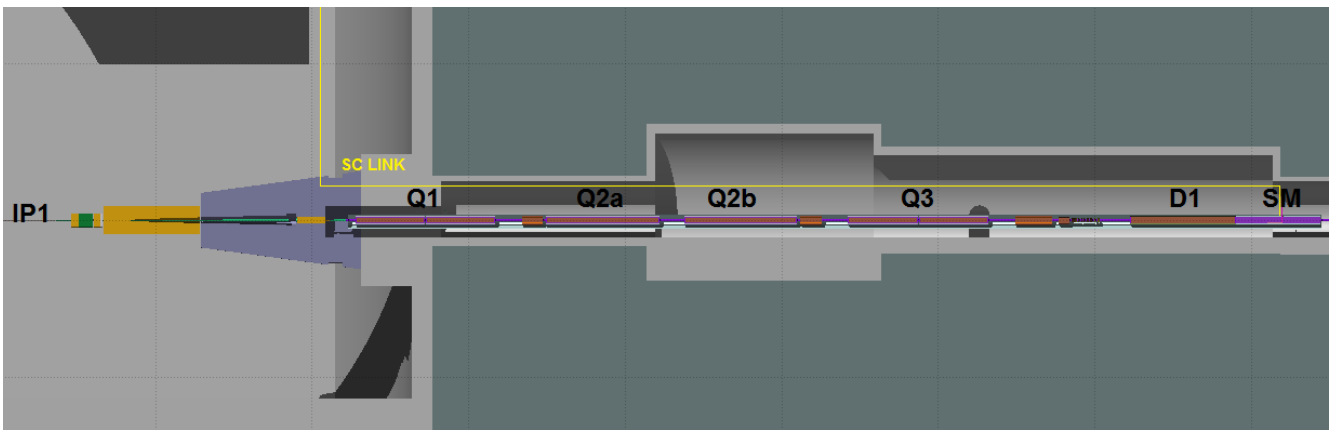


Figura 6.1: Geometria di P1 simulata in ambiente FLUKA. [1], [2]

Si andranno a ricercare la dose assorbita e il dpa all'interno del link. Inoltre si è deciso di utilizzare anche una serie di detector per la fluenza delle principali particelle presenti (neutroni, fotoni, protoni e pioni) per avere una visione fisica più completa dei risultati. Analizzando le simulazioni riportate nel paragrafo precedente, si è deciso di utilizzare il cavo reale (eterogeneo) in MgB_2 con un binning più grossolano al fine di non incorrere in errori statistici troppo elevati.

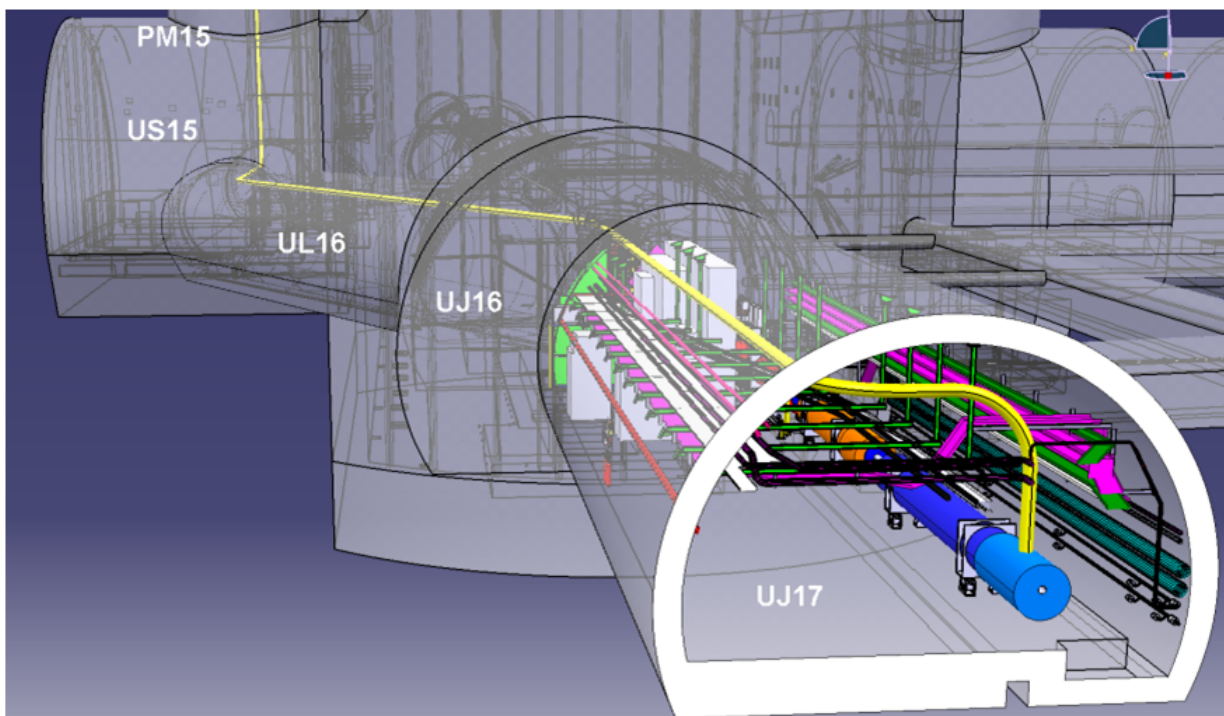


Figura 6.2: Probabile configurazione finale della geometria di IP1 per HL-LHC. In giallo si vede il link superconduttore che corre parallelo alla beam line per poi entrare nel Connection Module (in blu). [24]

6.1 Zona primo quadrupolo

Per questa simulazione si è sfruttato il file di input del caso del cavo reale adiacente al primo quadrupolo, opportunamente modificato spostando il link alla distanza di un metro dalla superficie esterna del Q1 sulla verticale.

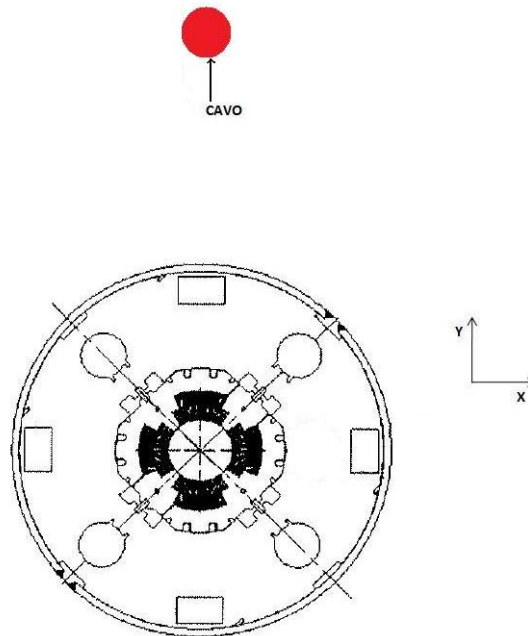


Figura 6.3: Collocazione del link superconduttore rispetto al Q1 in sezione XY.

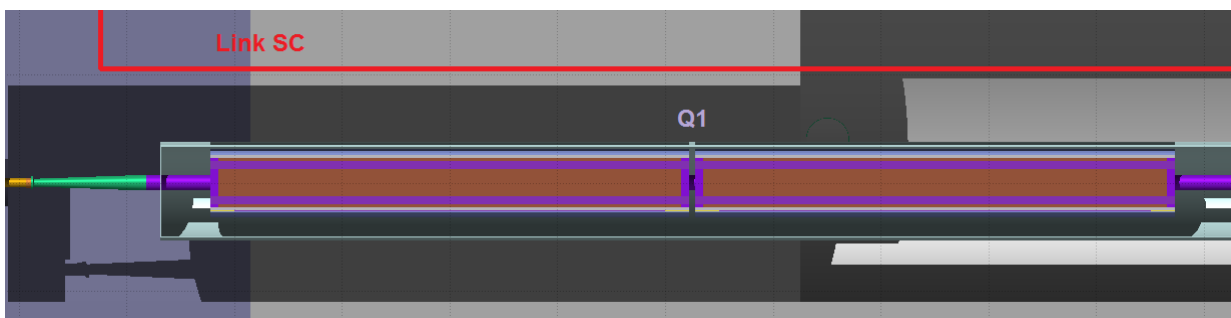
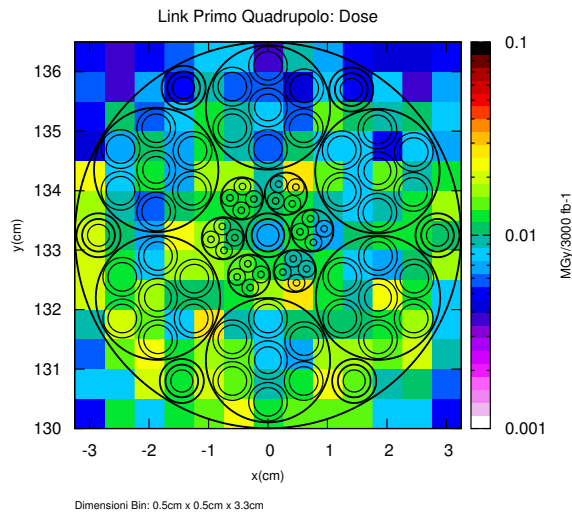
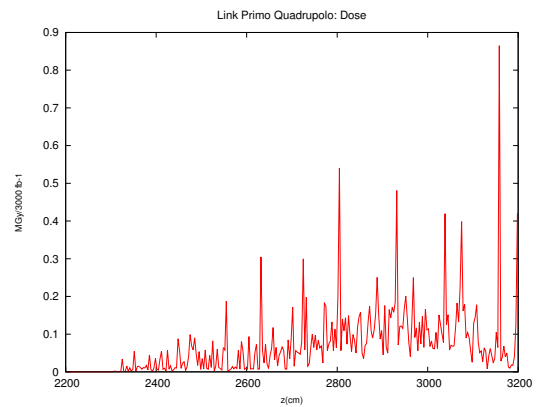
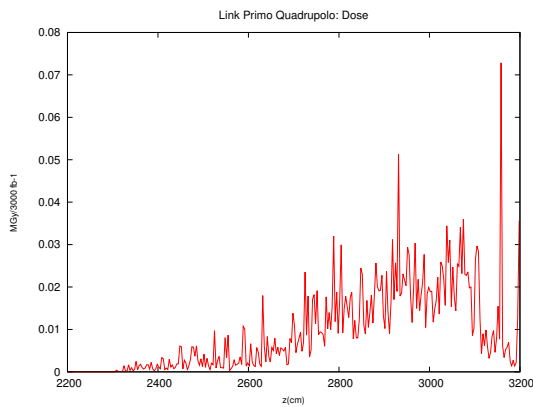


Figura 6.4: Regione del primo quadrupolo. Il link correrà parallelo ad una distanza di circa un metro sopra il Q1 [1], [2].

6.1.1 Risultati

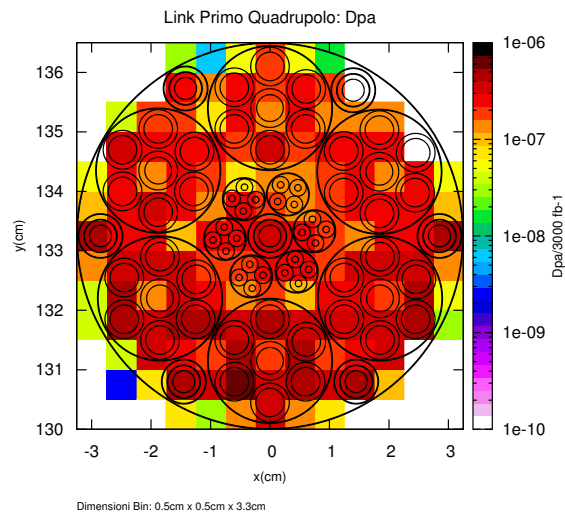


(a) Sezione XY mediata lungo Z.

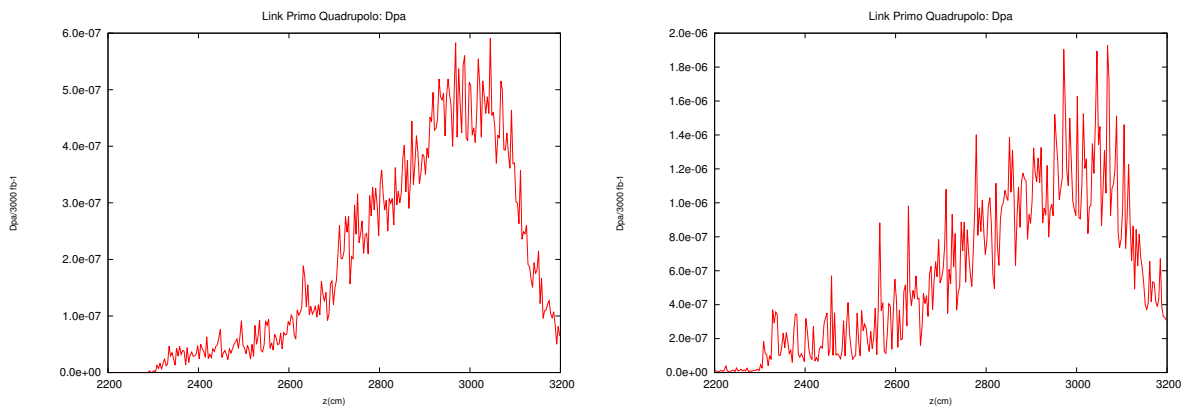


(b) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY. (c) Andamento lungo Z dei valori massimi delle sezioni XY.

Figura 6.5: Dose assorbita integrata sui 3000 fb^{-1} . Gli andamenti risultano poco regolari a causa della natura eterogenea del cavo, della distribuzione non uniforme delle particelle incidenti sulla lunghezza del link e della scarsa statistica dovuta alla lontananza del cavo dalla linea di fascio. Si nota comunque che i valori massimi di dose assorbita ricadono nei bin più vicini alla beam line (a) e per le Z corrispondenti alla regione finale della seconda parte del Q1 (b) (c).



(a) Sezione XY mediata lungo Z.



(b) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY. (c) Andamento lungo Z dei valori massimi delle sezioni XY.

Figura 6.6: Dpa integrato sui 3000 fb^{-1} . L'andamento trasversale (a) risulta in linea con la natura eterogenea del cavo. Gli andamenti longitudinali (b) (c) ricalcano fedelmente quelli della fluenza neutronica.

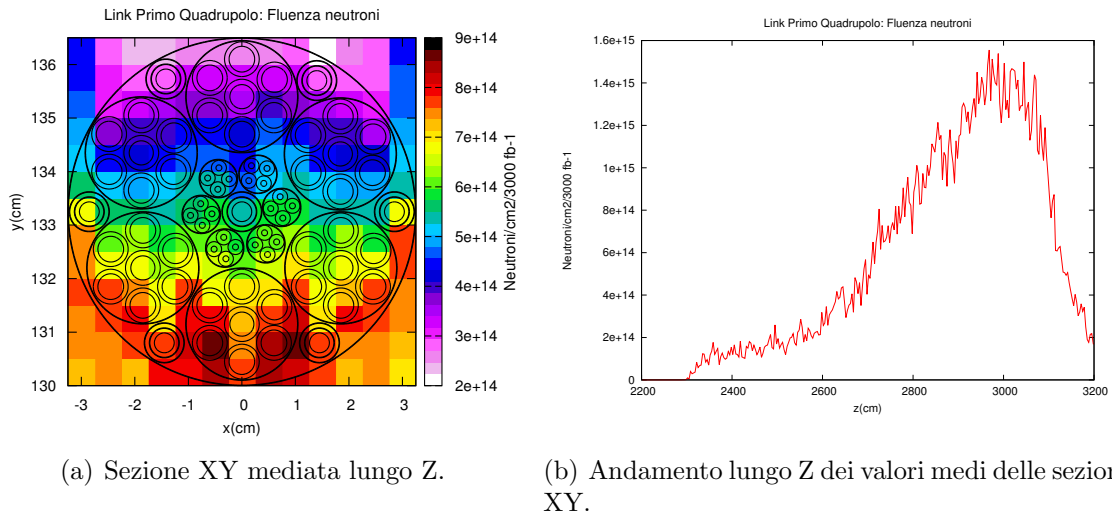


Figura 6.7: Fluenza neutronica integrata sui 3000 fb^{-1} . L'andamento trasversale (a), valori maggiori per basse X, e quello longitudinale, valori maggiori nella seconda parte del Q1, presentano una buona regolarità.

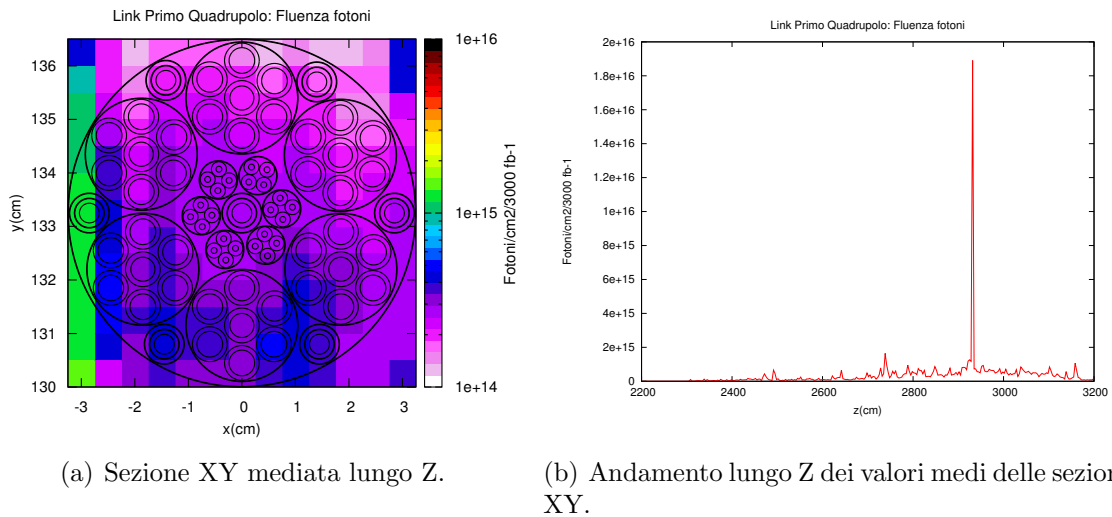
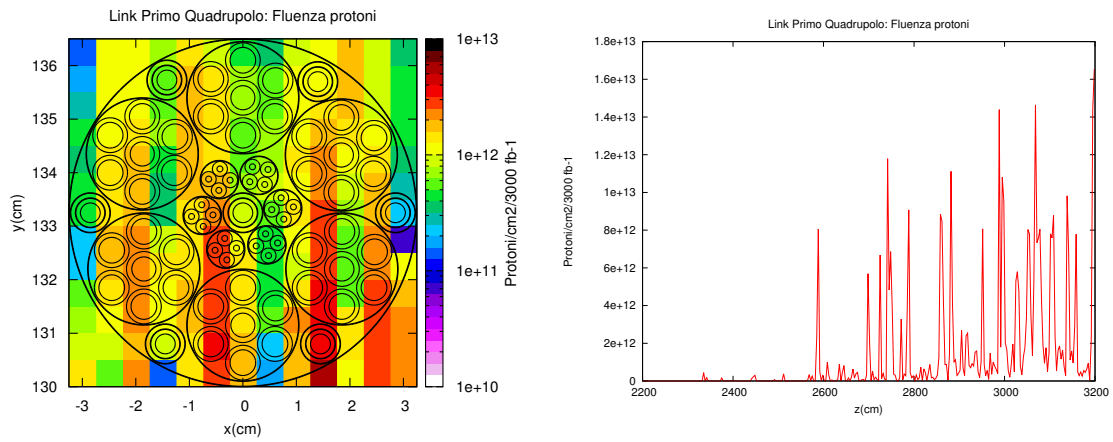


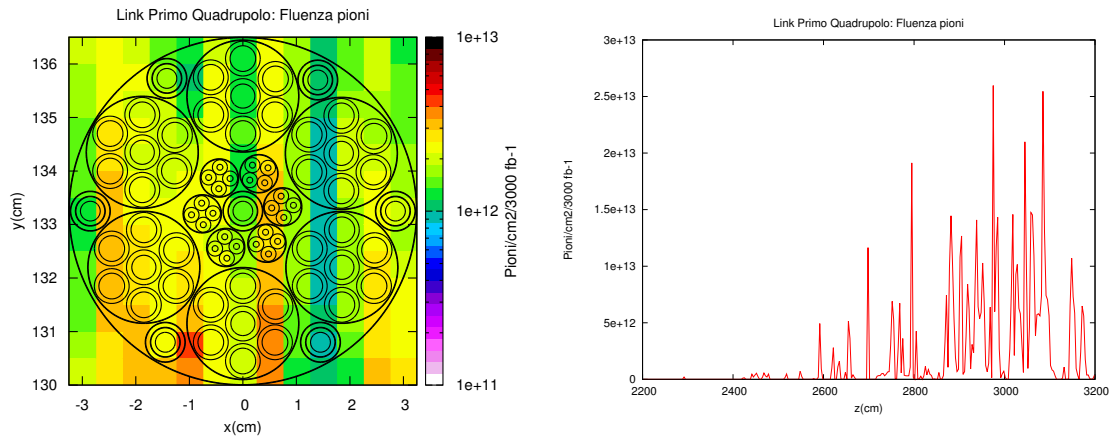
Figura 6.8: Fluenza fotonica integrata sui 3000 fb^{-1} . Sia l'andamento trasversale (a) che quello longitudinale (b) perdono in regolarità a causa di un valore di picco molto elevato. Ciò è dovuto ad un accorpamento di più fotoni in un'unica particella virtuale (biasing).



(a) Sezione XY mediata lungo Z.

(b) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.

Figura 6.9: Fluenza protonica integrata sui 3000 fb^{-1} . Gli andamenti sono molto disomogenei a causa del basso numero di protoni incidenti sul link.



(a) Sezione XY mediata lungo Z.

(b) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.

Figura 6.10: Fluenza pionica integrata sui 3000 fb^{-1} . Gli andamenti sono poco regolari a causa della bassa fluence accompagnata a picchi distribuiti in maniera non omogenea nella lunghezza del cavo.

6.1.2 Analisi dei risultati e conclusioni

La lontananza del cavo dalla beam line fa sì che il numero di particelle incidenti sia molto più basso rispetto alla zona adiacente al primo quadrupolo. Di conseguenza i valori ottenuti per dose assorbita e dpa sono più bassi, ma si hanno andamenti meno omogenei e più puntuali e statisticamente più dispersi.

Considerando la dose assorbita (Figura 6.5) si nota subito quanto detto prima analizzando la sezione XY (Figura 6.5(a)). L'andamento è in linea con quanto ci si aspetta da un cavo in questa posizione, cioè una dose maggiore nel punto più vicino alla beam line (in basso) che decresce allontanandosi verso l'alto, ma è evidente come non ci sia omogeneità nel passaggio dai valori maggiori a quelli minori. Ciò è dovuto sia al basso numero di particelle interagenti distribuite non isotropicamente, sia alla natura eterogenea del cavo stesso. L'andamento longitudinale medio (Figura 6.5(b)) mostra come la dose tenda ad aumentare avvicinandosi alla fine del primo quadrupolo e ciò è dovuto all'aumentare del numero di particelle incidenti in quella zona (come si nota osservando i grafici delle fluenze nelle Figure 6.7, 6.8, 6.9 e 6.10). I protoni che non interagiscono nell'IP1 continuano la loro corsa all'interno della beam line e, in massima parte, vengono deflessi dal campo del primo quadrupolo. Avendo però una velocità longitudinale molto alta, iniziano a impattare sul beam screen nella regione corrispondente alla seconda parte del Q1. Lì causano una serie di reazioni a cascata generando uno sciame di particelle che andranno ad interagire con gli atomi dei materiali circostanti. Inoltre si nota come nell'ultimissimo tratto, la dose assorbita aumenti in maniera non trascurabile. Ciò avviene perché nei tratti tra un quadrupolo e il successivo la beam pipe è sprovvista dello schermo in tungsteno (utilizzato nei quadrupoli per proteggere le bobine superconduttive). Si nota infine come l'andamento di fondo della dose sembri ricalcare quello della fluenza neutronica (Figura 6.7(b)). Si è infatti visto nel paragrafo 4.2 come i neutroni (termici ed epitermici) abbiano un grosso impatto in termini di energia depositata a causa della reazione di cattura con il boro 10.

Osservando il grafico longitudinale dei massimi (Figura 6.5(c)) si notano molti picchi con un valore massimo di 0.86 MGy che non desta particolari timori. In media si è sotto gli 0.1 MGy.

Passando all'analisi dei risultati sul dpa, si nota come il grafico della sezione XY (Figura 6.6(a)) mostri dei valori lievemente maggiori nei primi cavi interni in basso rispetto a quelli più distanti. L'andamento longitudinale (Figura 6.6(b)) ricalca fedelmente quello della fluenza neutronica (Figura 6.7(b)), infatti i neutroni sono la prima fonte di danno da radiazione al reticolo in quanto particelle neutre insensibili alla barriera coulombiana dei nuclei. Si trova un massimo di $1.9 \cdot 10^{-6}$ dpa e una media dell'ordine di 10^{-7} dpa: il dpa non costituirà un problema.

Volendo fare qualche considerazione sulle fluenze si può notare subito come neutroni e fotoni dominino in termini di valori assoluti rispetto a protoni e pioni, si ottengono infatti fluenze di uno o due ordini di grandezza maggiore per i primi rispetto ai secondi. Il basso numero di protoni e pioni si ripercuote sugli andamenti ricavati: si vedono valori molto piccati nei grafici longitudinali e dei colori disomogenei in quelli trasversali (Figure 6.9 e 6.10).

Per i fotoni si nota un picco molto elevato a $Z = 2933$ cm (Figura 6.8(b)) che disturba l'omogeneità dei grafici (senza questo picco si sarebbero ottenuti andamenti "puliti" come nel caso dei neutroni). La genesi di un valore così alto ed isolato è da ricercarsi in un

artificio tipico di FLUKA: il biasing. Quando si è in presenza di reazioni a cascata con la produzione di un certo numero di particelle con caratteristiche simili (come fotoni con medesima energia e direzione), il programma effettua una sorta di impacchettamento trattandole come un'unica particella. In questo caso si ha un numero elevato di fotoni incorporati in un'unica entità che penetra nel cavo a $Z = 2933$ cm. Non si hanno comunque effetti catastrofici sui risultati, basti vedere come nel grafico longitudinale dei massimi di dose assorbita (Figura 6.5(c)) il picco in questione non sia tra i più alti. Si può quindi concludere che il pacchetto di fotoni responsabile del picco di fluensa sia formato da particelle poco energetiche.

Il valore massimo di dose assorbita (collocato al termine del primo quadrupolo) è dovuto invece ai vari picchi di fluense di pioni, protoni e fotoni che si notano in quella zona. Evidentemente, tra queste particelle, ce ne saranno alcune molto energetiche.

Sia per quanto riguarda la dose assorbita (valore di picco 0.86 MGy) che per il dpa (valore massimo $1.97 \cdot 10^{-6}$ dpa) si è al di sotto delle soglie di pericolo. Tirando le somme, il tratto di link che passa parallelo a un metro di distanza dal primo quadrupolo non presenterà deterioramenti importanti nel corso dei 10 anni di funzionamento di HL-LHC.

6.2 Zona Connection Module

Per questa simulazione si è sfruttata la geometria che simula l'intero P1 realizzata dal team FLUKA al CERN. Si è dapprima integrata la geometria aggiungendo il Connection Module subito dopo il dipolo di separazione D1 e due tratti del link superconduttore reale (definiti ambedue lunghi un metro per comodità). Uno di questi è stato collocato in verticale entrante nel modulo ed uno giacente all'interno dello stesso in orizzontale (Figura 6.11).

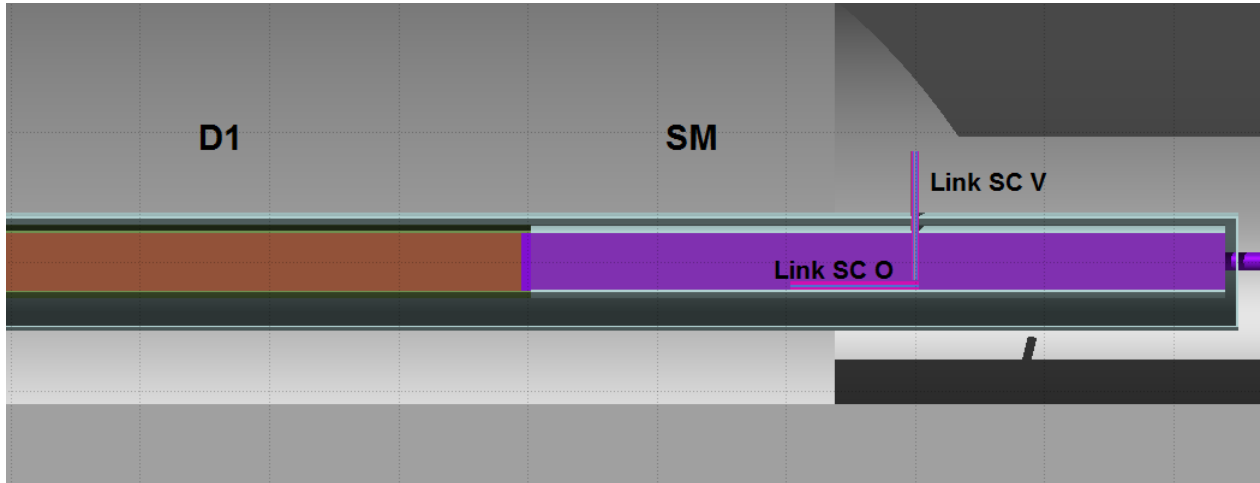


Figura 6.11: Link superconduttore all'interno del Connection Module SM (viola). A sinistra si può notare il primo dipolo (marrone). [1], [2]

Il tratto di link verticale è quello che si avvicinerà di più alla beam line, arrivando ad una distanza minima di circa 7 cm dal suo schermo esterno. Quello orizzontale invece correrà parallelo alla linea ad una distanza di circa 15 cm (Figura 6.13).

Come si può notare in Figura 6.12, il Connection Module è definito come un contenitore d'acciaio riempito di elio liquido a 4 K (in viola) reso adiabatico da uno spesso strato di vuoto (in grigio) che lo avvolge assieme alla serie di quadrupoli e dipoli del P1.

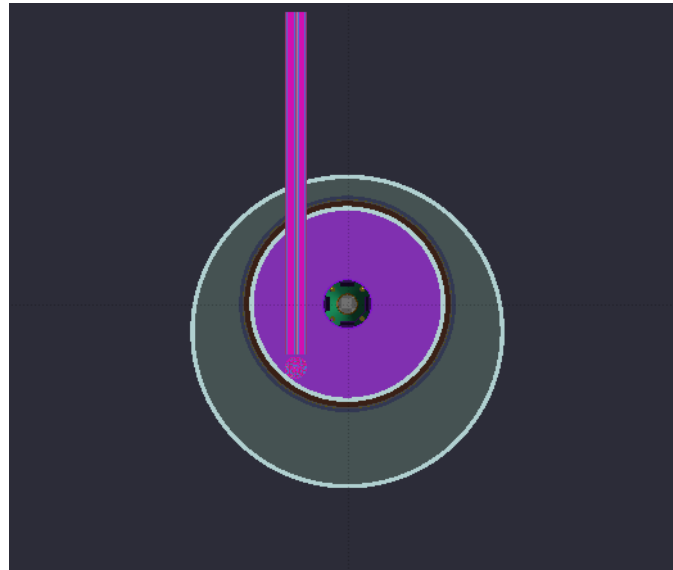


Figura 6.12: Sezione trasversale del Connection Module in cui si possono scorgere i due tratti di link superconduttore studiati. [1], [2]

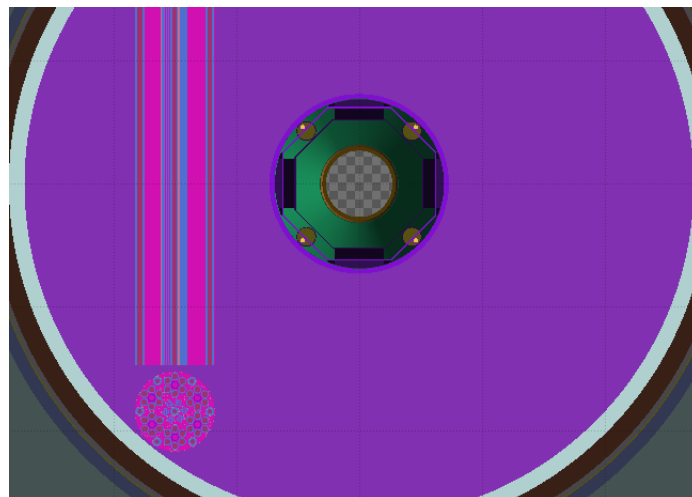
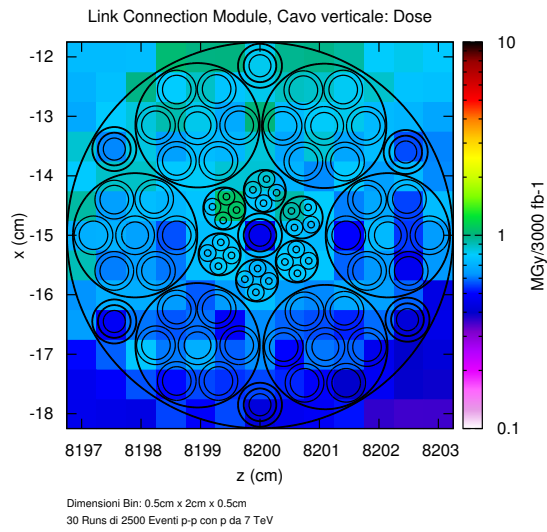
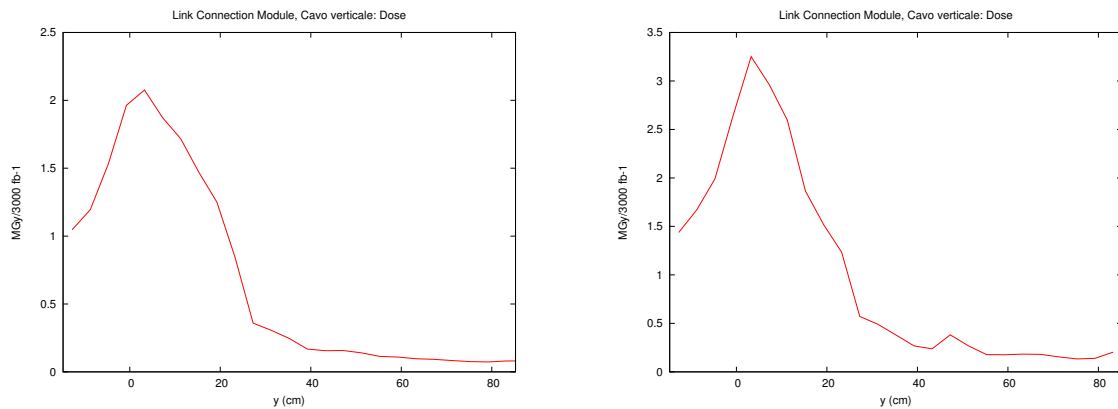


Figura 6.13: Scorcio del Connection Module. Si notano la geometria eterogenea del link e la beam pipe con il suo schermo. [1], [2]

6.2.1 Risultati cavo verticale

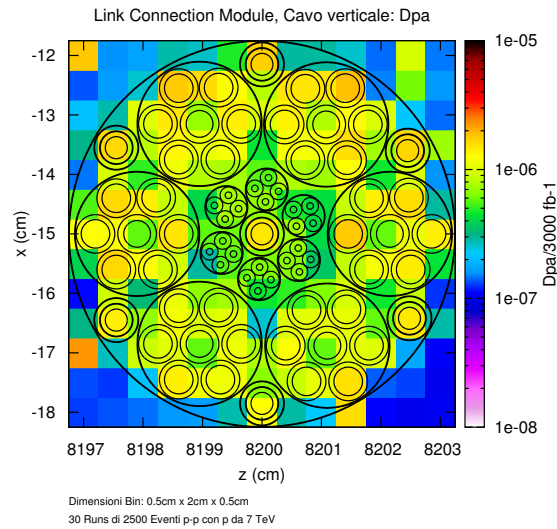


(a) Sezione ZX mediata lungo Y.

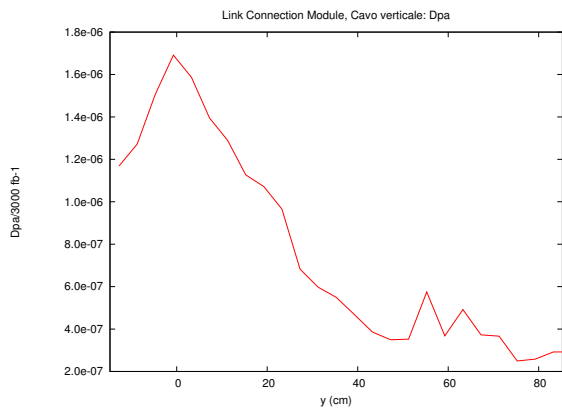


(b) Andamento lungo Y dei valori medi delle sezioni ZX. (c) Andamento lungo Y dei valori massimi delle sezioni ZX.

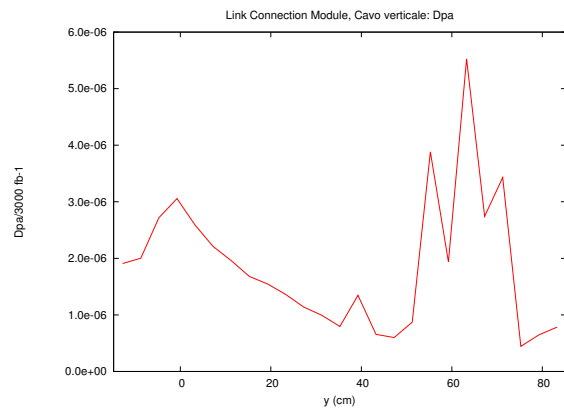
Figura 6.14: Dose assorbita integrata sui 3000 fb^{-1} . Gli andamenti sono abbastanza omogenei in (a) e regolari in (b) e (c). Il picco corrisponde al tratto di cavo più vicino alla beam pipe ($Y=0 \text{ cm}$).



(a) Sezione ZX mediata lungo Y.

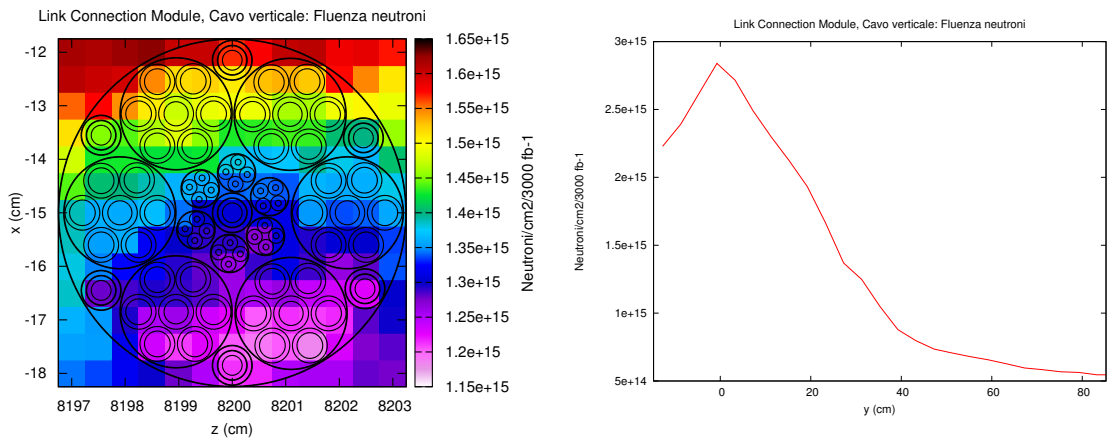


(b) Andamento lungo Y dei valori medi delle sezioni ZX.



(c) Andamento lungo Y dei valori massimi delle sezioni ZX.

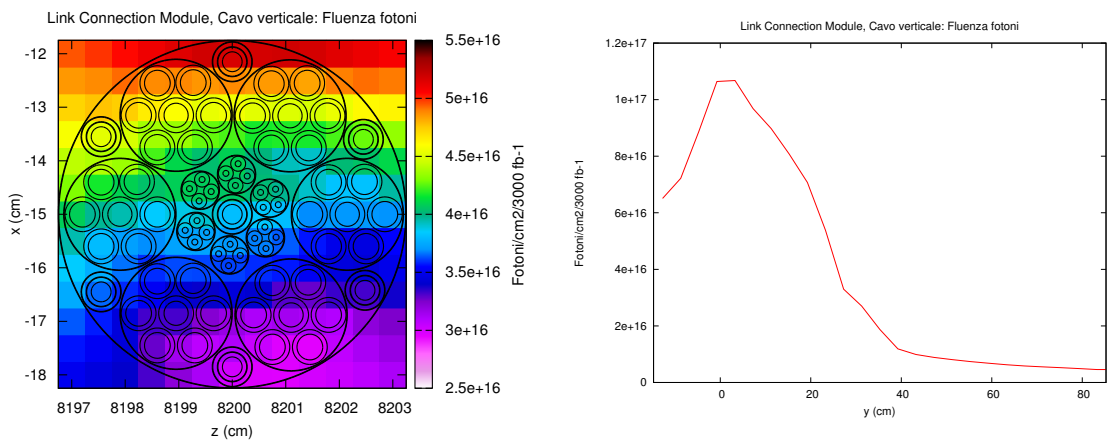
Figura 6.15: Dpa integrato sui 3000 fb^{-1} . Gli andamenti sono regolari eccezion fatta per i picchi anomali ottenuti nella regione di Y maggiore di 40 cm (b) (c). Si spiegherà poi nell'analisi dei risultati, perché questi valori potranno essere trascurati.



(a) Sezione ZX mediata lungo Y.

(b) Andamento lungo Y dei valori medi delle sezioni ZX.

Figura 6.16: Fluenza neutronica integrata sui 3000 fb^{-1} . Gli andamenti appaiono regolari e in linea con quanto aspettato: si hanno i valori massimi in vicinanza alla beam pipe, che scemano allontanandosi.



(a) Sezione ZX mediata lungo Y.

(b) Andamento lungo Y dei valori medi delle sezioni ZX.

Figura 6.17: Fluenza fotonica integrata sui 3000 fb^{-1} . Gli andamenti appaiono regolari e in linea con quanto aspettato.

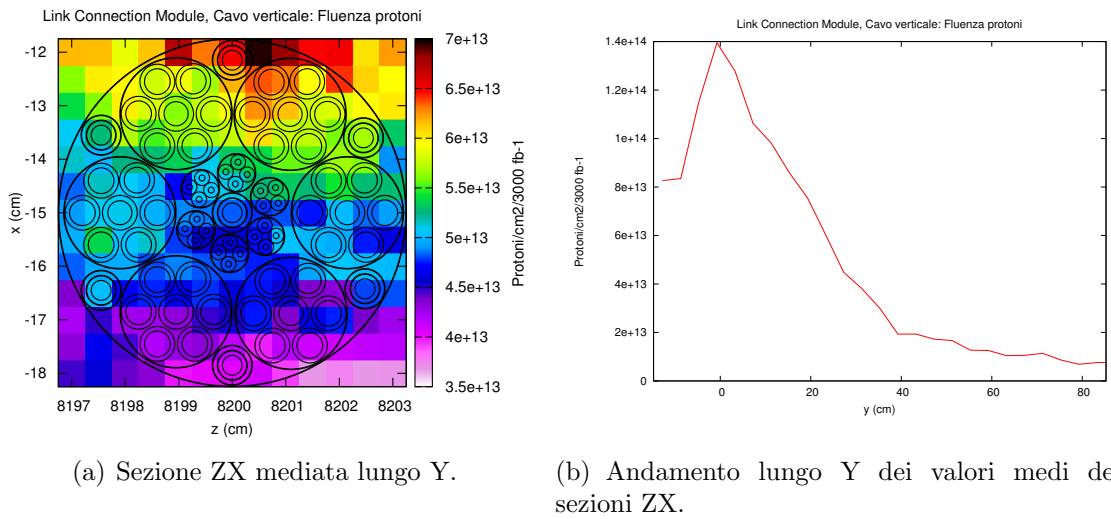


Figura 6.18: Fluenza protonica integrata sui 3000 fb^{-1} . Andamenti abbastanza regolari ma meno omogenei rispetto alle fluenze di neutroni e di fotoni. Il motivo è da ricercarsi nei valori di fluenza inferiori.

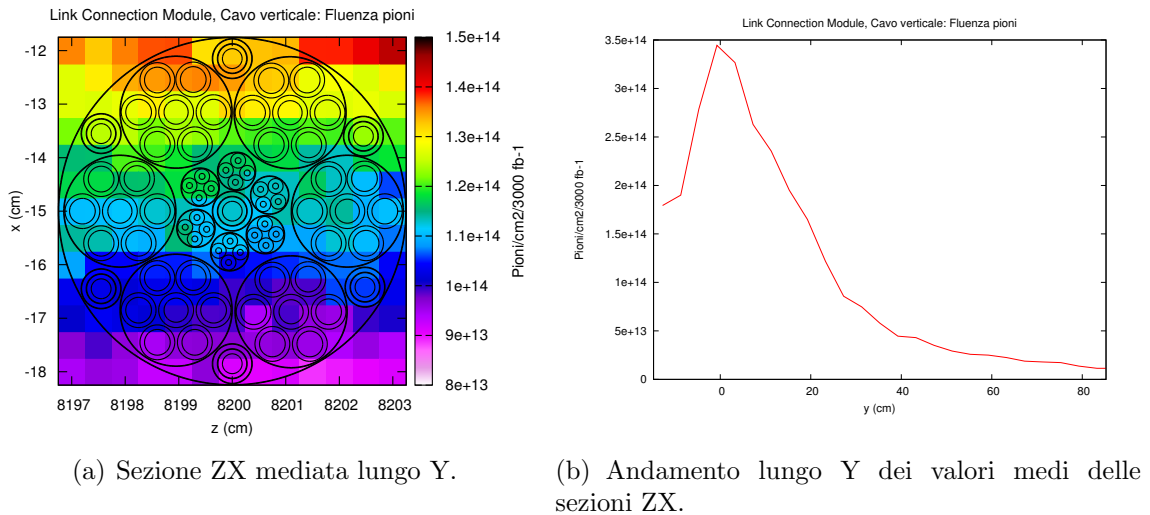


Figura 6.19: Fluenza pionica integrata sui 3000 fb^{-1} . Come nel caso della fluenza dei protoni, si hanno andamenti meno regolari e omogenei rispetto al caso dei neutroni e dei fotoni.

6.2.2 Analisi dei risultati sul cavo verticale

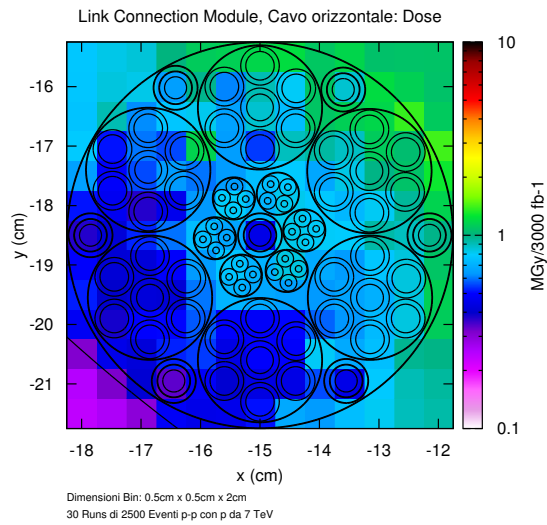
Questo tratto di link è quello che passa più vicino alla beam pipe. Gli andamenti in generale sono abbastanza lineari: si ha un aumento dei valori mano a mano che ci si avvicina alla sezione in $Y=0$ cm, dove si ha il picco, per poi tornare a decrescere allontanandosi dalla beam pipe.

La dose presenta un andamento trasversale (Figura 6.14(a)) abbastanza omogeneo: valori maggiori per le X più vicine alla linea di fascio che diminuiscono man mano ci si inoltra nel cavo. Si hanno comunque piccole eccezioni, come il valore più alto in uno dei sottocavi più interni, dettate sempre dalla natura eterogenea del link simulato. L'andamento longitudinale (Figura 6.14(b)) è in linea con le considerazioni fatte sopra e ricalca fedelmente quelli delle fluenze delle principali particelle incidenti (Figure 6.16(b), 6.17(b), 6.18(b) e 6.19(b)). Si trova un valore massimo di 3.3 MGy ad $Y=0$ cm, con dose assorbita media pari a circa 1 MGy all'interno del Connection Module, che però scema rapidamente all'esterno scendendo sotto gli 0.1 MGy.

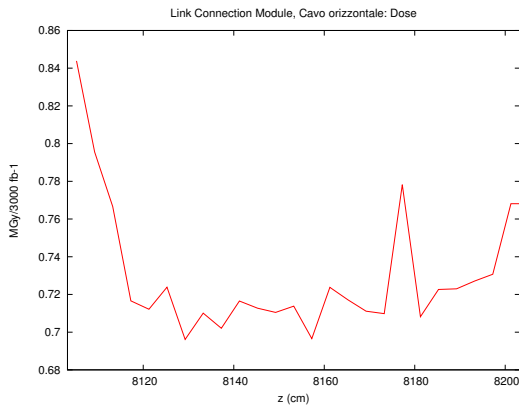
Considerando il grafico del dpa in sezione trasversale (Figura 6.15(a)) si nota un andamento meno omogeneo. Inoltre bisognerà prestare attenzione ai picchi ottenuti fuori dal cavo, cioè nell'elio liquido o nell'aria esterna. Questi, oltre a non avere un senso fisico dato che non si può avere displacement per atom in un fluido, non dovranno essere considerati al fine della ricerca del dpa massimo interno al link. Analizzando l'andamento longitudinale dei valori medi (Figura 6.15(b)) e di quelli massimi (Figura 6.15(c)) si notano subito una serie di picchi anomali nella regione del cavo esterna al Connection Module. Questi valori risultano affetti da un elevatissimo errore (attorno al 50%) ed inoltre non sono giustificabili a partire dagli andamenti delle fluenze. Dopo un'analisi fatta sezionando gli andamenti trasversali in Y da 50 cm a 70 cm, si è scoperto come tali picchi risiedano in bin in aria. Per questo motivo non si terrà conto di questi valori per il dpa massimo e medio a cui è soggetto il cavo, che vedrà un valore massimo (in $Y=0$ cm) di $3.11 \cdot 10^{-6}$ dpa ed uno medio interno al Connection Module di circa 10^{-6} dpa che scende all'ordine di grandezza di 10^{-7} dpa all'esterno.

Gli andamenti delle fluenze (Figure 6.16, 6.17, 6.18 e 6.19) ricalcano le aspettative. Come già notato per il link passante dalla zona del primo quadrupolo, le fluenze di neutroni e fotoni presentano valori assoluti ben maggiori (un ordine di grandezza per i primi e tre per i secondi) rispetto a quelle di protoni e pioni.

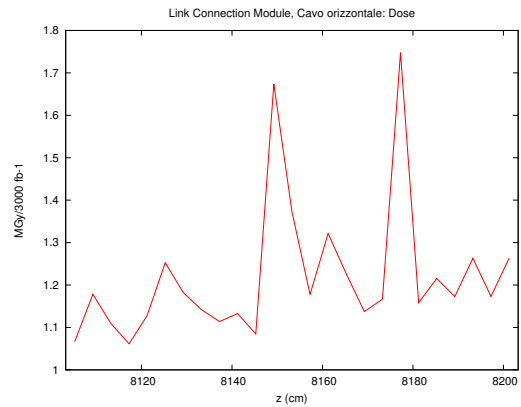
6.2.3 Risultati cavo orizzontale



(a) Sezione XY mediata lungo Z.

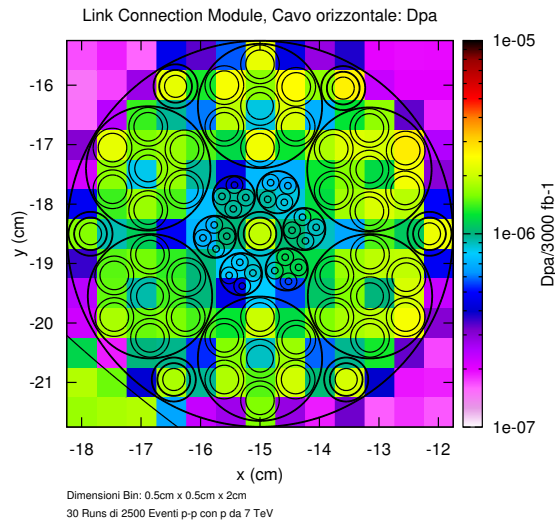


(b) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.

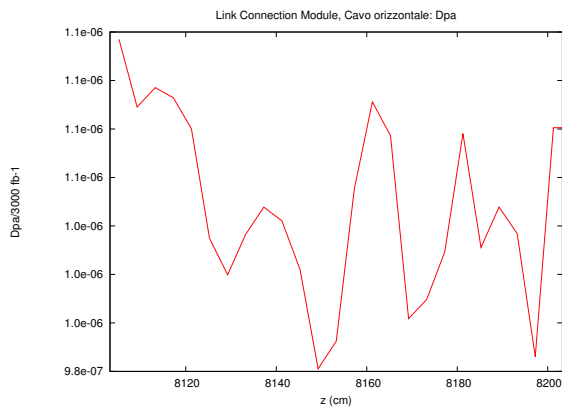


(c) Andamento lungo Z dei valori massimi delle sezioni XY.

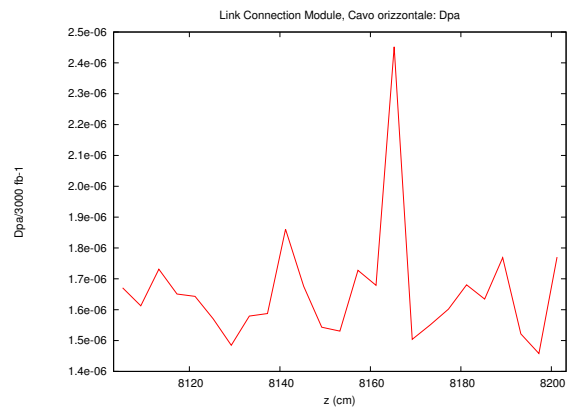
Figura 6.20: Dose assorbita integrata sui 3000 fb^{-1} . La collocazione del cavo parallelamente alla beam line fa sì che gli andamenti risultino poco regolari e molto piccati. L'andamento trasversale (a) appare comunque in linea con le aspettative: valori maggiori nella zona più vicina alla linea di fascio, che diminuiscono gradualmente allontanandosi. L'andamento longitudinale (b) mostra valori più elevati per Z minori che decrescono spostandosi verso destra per poi stabilizzarsi.



(a) Sezione XY mediata lungo Z.

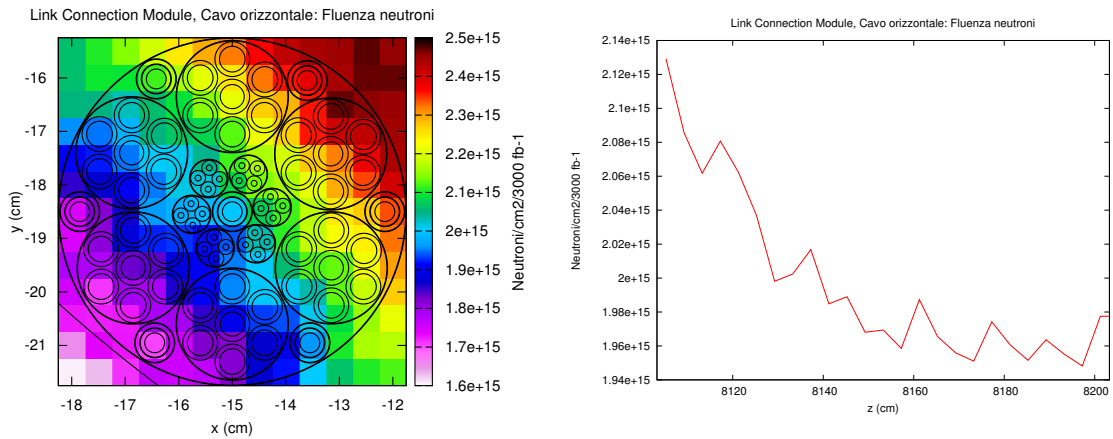


(b) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.



(c) Andamento lungo Z dei valori massimi delle sezioni XY.

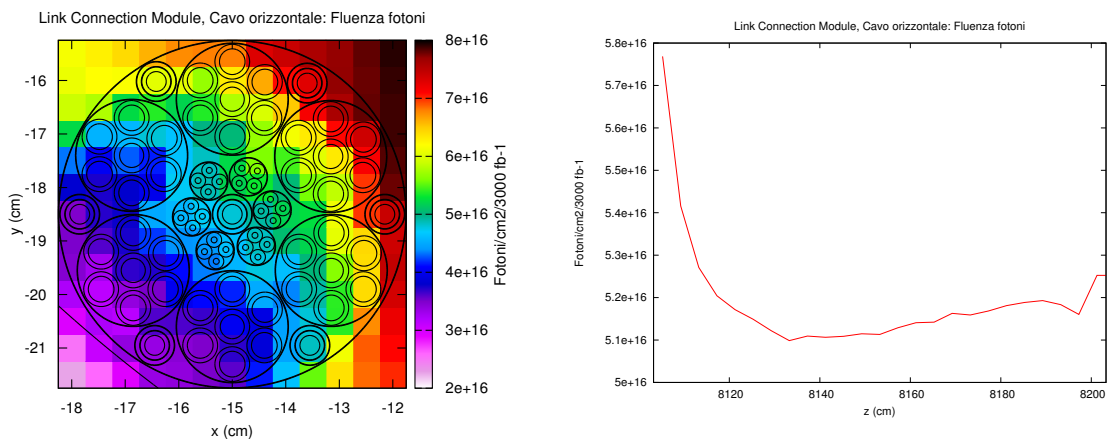
Figura 6.21: Dpa integrato sui 3000 fb^{-1} . Gli andamenti sono molto irregolari sia per la natura eterogenea del cavo che per la scarsa statistica della configurazione del link orizzontale. I valori non trascurabili di dpa nel contenitore d'acciaio del Connection Module (Figura (a) in basso a sinistra) rendono ancora più irregolare l'andamento longitudinale (b).



(a) Sezione XY mediata lungo Z.

(b) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.

Figura 6.22: Fluenza neutronica integrata sui 3000 fb^{-1} . Gli andamenti risultano abbastanza regolari: nel grafico trasversale (a) i valori maggiori in alto a destra scemano gradualmente allontanandosi dalla beam pipe; nel grafico longitudinale (b) si hanno i massimi per Z minori e un andamento decrescente all'aumentare di Z che si stabilizza verso la fine del cavo.



(a) Sezione XY mediata lungo Z.

(b) Andamento lungo Z dei valori medi delle sezioni XY.

Figura 6.23: Fluenza fotonica integrata sui 3000 fb^{-1} . Gli andamenti sono ancor più omogenei e regolari rispetto al caso della fluenza neutronica. Questo perché si hanno fluenze di un ordine di grandezza maggiori rispetto ai neutroni.

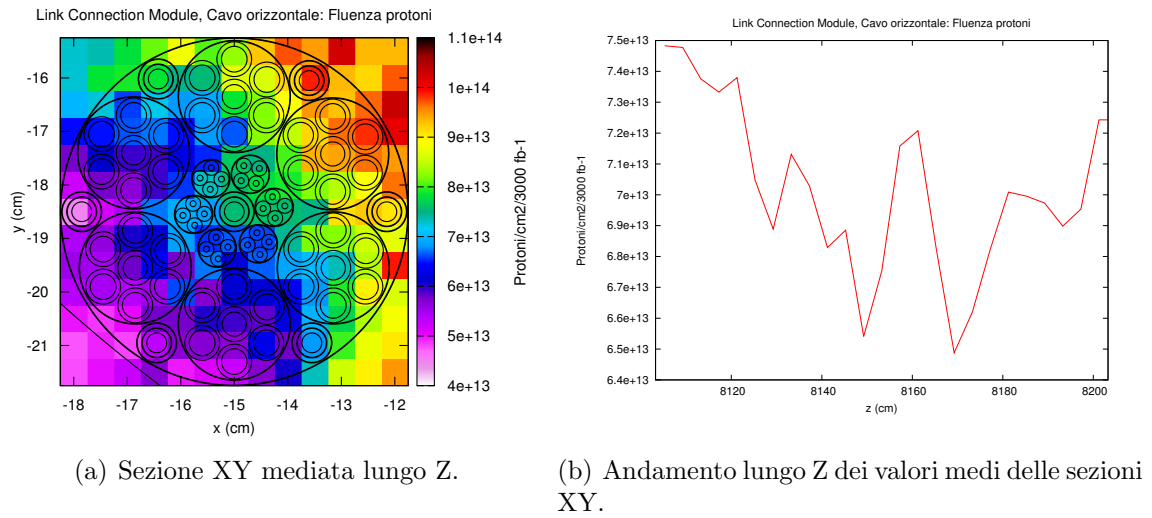


Figura 6.24: Fluenza protonica integrata sui 3000 fb^{-1} . L'andamento trasversale (a) risulta abbastanza omogeneo e in linea con le aspettative, mentre quello longitudinale (b) appare poco regolare e molto piccato. Il numero di protoni incidenti è infatti molto basso e non ben distribuito lungo la lunghezza del cavo.

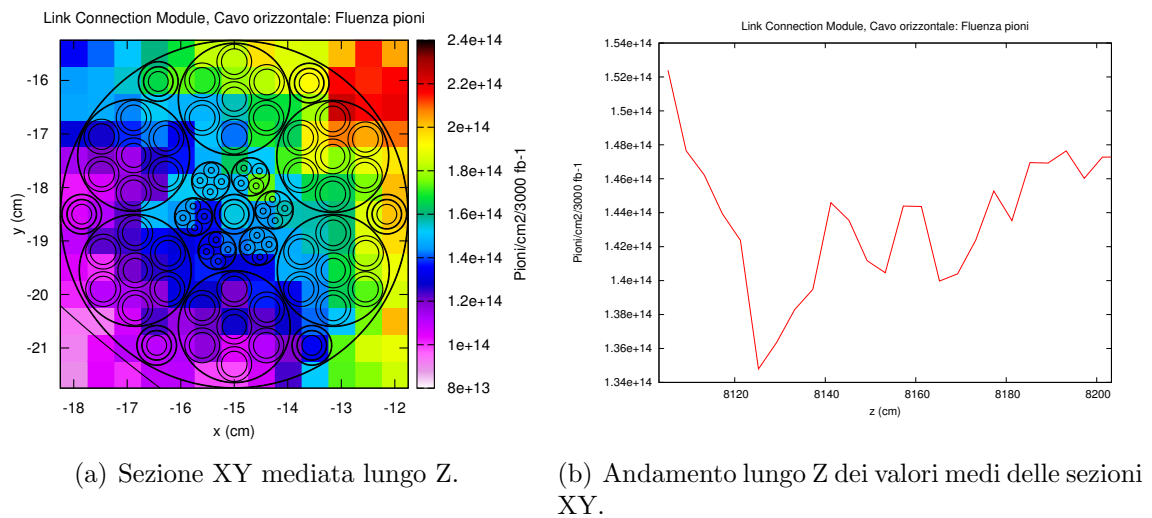


Figura 6.25: Fluenza pionica integrata sui 3000 fb^{-1} . Valgono le stesse considerazioni fatte per la fluence protonica: un andamento trasversale abbastanza omogeneo (a) e quello longitudinale molto irregolare (b).

6.2.4 Analisi dei risultati sul cavo orizzontale

I risultati ottenuti in questo caso mostrano dei valori più piccati e andamenti meno lineari rispetto al caso precedente. La collocazione in parallelo alla beam line fa sì che le particelle incidenti siano meno concentrate e più distribuite in tutta la lunghezza del cavo. Dunque, come già osservato nel caso del cavo parallelo al Q1, si hanno andamenti irregolari di fluenze e quindi di dose assorbita e dpa, caratterizzati da un errore più elevato.

Il grafico trasversale della dose assorbita (Figura 6.20(a)) mostra una buona regolarità: si nota come si abbiano i valori massimi in alto a destra (il punto più vicino alla beam pipe) che diminuiscono in maniera rapida e omogenea andando verso l'angolo opposto. Gli andamenti longitudinali (Figure 6.20(b) e 6.20(c)) risultano invece molto irregolari per i motivi sopra citati. Con un'analisi accurata si può cogliere come l'andamento di fondo della dose richiami quello delle fluenze neutroniche (Figura 6.22(b)) e fotoniche (Figura 6.23(b)): valori maggiori a sinistra che, spostandosi verso Z maggiori, dapprima diminuiscono per poi stabilizzarsi. L'andamento dei massimi (Figura 6.20(c)) mostra due picchi particolarmente anomali a $Z = 8150$ cm e $Z = 8177$ cm con un errore elevato (circa il 40 %). Tenendo conto dell'errore, il massimo ricade in un range che va da 1.2 MGy a 2.8 MGy, quindi risulta essere inferiore, anche nel peggiore dei casi, al valore ottenuto nel tratto di link verticale. Questi picchi sono causati da singoli eventi particolarmente rari ed energetici; essendo lo studio svolto integrato nel tempo e non puntuale, tali valori perdono di rilevanza e potrebbero essere trascurati. In media la dose assorbita nel cavo orizzontale risulta essere inferiore ad un MGy.

Anche il dpa mostra andamenti poco regolari (Figura 6.21). La sezione trasversale (Figura 6.21(a)) appare come al solito piccata in corrispondenza dei cavi interni con valori maggiori nella zona vicina alla linea di fascio e minori nelle zone più lontane. Da notare i valori abbastanza elevati nella regione in basso a sinistra dove è presente il contenitore d'acciaio del Connection Module. L'andamento longitudinale dei valori medi (Figura 6.21(b)) è molto irregolare anche a causa dei valori non trascurabili riportati nei bin d'acciaio citati qua sopra. Anche in questo caso però si nota come il valore di picco di $2.45 \cdot 10^{-6}$ dpa (con un errore del 35 %) sia inferiore a quanto trovato nel cavo verticale (anche qua comunque si potrebbe trascurare questo massimo perché generato da un single event non importante ai fini dello studio integrato sui $3000 fb^{-1}$). Il dpa medio lungo tutto il link risulta essere di circa 10^{-6} dpa.

Riguardo alle fluenze (Figure 6.22, 6.23, 6.24 e 6.25) si nota, come al solito, quanto quelle fotonica e neutronica siano maggiori rispetto a quelle di pioni e protoni. Gli andamenti trasversali risultano chiari e in linea con quanto aspettato per tutti i casi, quelli longitudinali invece mostrano come le basse fluenze di protoni e pioni si ripercuotano sulla regolarità degli andamenti.

6.2.5 Confronto e conclusioni sui cavi nel Connection Module

Per concludere si può notare come la differente disposizione del link rispetto alla beam pipe porti ad andamenti molto differenti. Un cavo posto perpendicolarmente alla linea vedrà delle particelle incidenti ben distribuite per tutta la sua lunghezza, con un picco nel tratto più vicino alla beam pipe. Ad una collocazione parallela conseguirà invece una distribuzione delle particelle incidenti molto più puntuale e meno regolare. La causa

di tutto ciò è da ricercarsi nella natura stessa delle particelle incidenti. Queste sono in massima parte frutto di collisioni tra i protoni accelerati a 7 TeV e i nuclei dei materiali che costituiscono lo schermo della beam pipe. In questa posizione i protoni avranno un alto momento longitudinale, quindi lo sciame generato conserverà questa caratteristica. Un cavo posto trasversalmente alla direzione del moto (link verticale) sarà quindi privilegiato in termini di statistica e qualità dei risultati ottenuti rispetto ad uno posto parallelamente (link orizzontale).

Il confronto dei valori ottenuti porta a concludere che, sia per quanto riguarda la dose assorbita che per il dpa, il tratto più critico sarà quello più vicino alla beam pipe nel link verticale. Anche se il cavo orizzontale presenta dei valori medi nell'intero volume leggermente maggiori rispetto a quelli del cavo verticale, si prenderà in considerazione per l'analisi finale solo il secondo. Questo perché ai fine dello studio fatto sulla resistenza dei link superconduttori contano i valori massimi che devono sottostare a delle soglie.

6.3 Conclusioni

Per concludere si sono riportati in Tabella 6.1 i valori massimi di dose assorbita e dpa nelle due regioni considerate.

Tabella 6.1: Risultati finali HL-LHC

Regione	Dpa max [<i>dpa</i>]	Err	Dose max [MGy]	Err
Primo Quadrupolo	$1.97 \cdot 10^{-6}$	17.6 %	0.86	15.7 %
Connection Module	$3.11 \cdot 10^{-6}$	7.0 %	3.30	5.8 %

Si nota come i valori di dose siano ben al di sotto della soglia di progetto imposta per il link superconduttore in MgB₂ (più precisamente si parla della soglia oltre la quale il degrado del kapton ne compromette le caratteristiche di isolante) di 50 MGy. I dpa ottenuti, dell'ordine dei 10^{-6} *dpa*, sono di un ordine di grandezza inferiori al valore di soglia scelto e quindi non destano preoccupazioni. Si può concludere con un adeguato margine di certezza che il link superconduttore nel P1 non subirà un danno da radiazione tale da comprometterne il funzionamento e l'integrità.

Conclusioni

Le connessioni superconduttive nel P1 non subiranno, nel corso della vita della macchina, un degrado tale da comprometterne le funzionalità. Il punto più critico sarà il tratto entrante nel Connection Module, infatti lì si avrà la minima distanza fra il cavo e la beam pipe (circa 20 cm). La dose assorbita di picco risulta essere di un ordine di grandezza inferiore a quella limite di 50 MGy (imposta dal degrado dell'isolante). Il dpa massimo risulta anch'esso inferiore di circa un ordine di grandezza rispetto al valore critico, estrapolato dal confronto con gli esperimenti di Vienna [22], di 10^{-5} dpa.

Nel corso del meeting di HiLumi-LHC a Tsukuba si sono scoperte una serie di novità per quanto riguarda il layout del link in IR1:

Non entrerà nella caverna di ATLAS fra l'IP1 e il Q1 ma scenderà nella regione ad una distanza da IP1 di circa 100 m per poi correre parallelo alla beam line fino a gettarsi nel Connection Module.

Il Connection Module non sarà attraversato dalla beam pipe ma verrà montato immediatamente accanto alla stessa.

Le connessioni superconduttive saranno inserite in speciali criostati in tutta la loro lunghezza per mantenerne costante la temperatura; tali criostati saranno composti da strati concentrici di materiali plastici isolanti e metallici separati da elio liquido, vuoto ed elio gassoso.

Questo nuovo layout rilassa e non di poco le condizioni utilizzate per le simulazioni in questa tesi, quindi i risultati trovati son da considerarsi ultraconservativi. Ciò può essere un punto di partenza per un nuovo studio. Infatti le simulazioni svolte son state implementate considerando la presenza del beam screen in tungsteno anche nella regione del Connection Module. Questo schermo è molto costoso ma necessario nei tratti di linea che passano attraverso quadrupoli e dipoli i quali, senza tale protezione, non sopravviverebbero per tutta la vita della macchina. La domanda da porsi è quanto sia indispensabile il beam screen a livello del Connection Module. Probabilmente non lo sarà affatto e quindi si potranno risparmiare soldi e lavoro per il prolungamento dello schermo in tungsteno. Ma un consiglio è quello di implementare il link nella nuova geometria e vedere gli effetti che avrebbe l'eventuale sottrazione del beam screen sul danneggiamento da radiazione subito dal cavo.

Oltre a questa conclusione il lavoro svolto è stato utile per aiutare l'opera di dipanazione della foschia che circonda il fumoso concetto di Displacement Per Atom correlato ai materiali superconduttori. Se dal punto di vista dei materiali strutturali (per esempio quelli delle centrali nucleari) il dpa è una grandezza utilizzata da anni per orientarsi in vari campi di radiazione, nell'ambito dei cavi superconduttori si sta tentando di sfruttarlo ma l'impresa è ardua e ancora tutta in salita. Ci vorranno una serie di sforzi congiunti fra esperimenti e simulazioni per poter giungere ad una comprensione profonda della connessione tra il dpa e il degrado della proprietà superconduttive di un materiale o un cavo superconduttori. Uno spunto in questo verso per il futuro è quello di continuare a lavorare per poter arrivare un giorno ad utilizzare la risorsa del dpa fluentemente nel campo dei cavi superconduttori.

Riferimenti bibliografici

- [1] T.T. Bohlen, F. Cerutti, M.P.W. Chin, A. Fassò, A. Ferrari, P.G. Ortega, A. Mairani, P.R. Sala, G. Smirnov and V. Vlachoudis “*THE FLUKA CODE: DEVELOPMENTS AND CHALLENGES FOR HIGH ENERGY AND MEDICAL APPLICATIONS*” Nuclear Data Sheets 120, 211-214 (2014).
- [2] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft e P. R. Sala “*FLUKA: A MULTI-PARTICLE TRANSPORT CODE*” CERN-2005-010 INFN TC 05/11 SLAC-R-773, 12/10/2005.
- [3] D. Wollmann, J Uythoven “*R2E AND AVAILABILITY WORKSHOP REPORT AND UPGRADE PLANS FOR INJECTION PROTECTION ABSORBERS (WP14)*” 4th Joint Hi-Lumi LHC-LARP Annual Meeting, 17/11/2014.
- [4] Andrzej Siemko “*SAFAGUARDING THE SUPERCONDUCTING MAGNETS*” Cern Courier, 19/08/2013.
- [5] Amalia Ballarino “*CERN ACTIVITY ON SC LINKS AND COLD POWERING SYSTEMS*” 2nd Joint Hi-Lumi LHC-LARP Annual Meeting, 14/11/2012.
- [6] Amalia Ballarino “*DEVELOPMENT OF SUPERCONDUCTING LINKS FOR THE LHC MACHINE*” Superconductor Science & Technology, Ottobre 2013.
- [7] Glenn F. Knoll “*RADIATION DETECTION AND MEASUREMENT*” John Wiley & Sons Inc, 2010.
- [8] O. Bruning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, P. Proudlock “*LHC DESIGN REPORT*” CERN Libraries, 2004.
- [9] Amalia Ballarino “*COLD POWERING OF THE HL-LHC MAGNET SYSTEM WP6*” Meeting 3 HL-LHC Design Study, 20/09/2007.
- [10] Philip Hoffman “*SOLID STATE PHYSICS: AN INTRODUCTION*” Vch Verlagsgesellschaft Mbh, 2008.
- [11] J. F. Annet “*SUPERCONDUCTIVITY, SUPERFLUIDS AND CONDENSATES*” Oxford University Press, 2004.
- [12] Shigeji Fujita, Salvador Godoy “*QUANTUM STATISTICAL THEORY OF SUPERCONDUCTIVITY*” Springer, 1996.
- [13] Thomas P. Sheahen “*INTRODUCTION TO HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY*” Springer, 1994.
- [14] Andrei Marouchkine “*ROOM-TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY*” Cambridge International Science Publishi, 2004.
- [15] Laurent-Patrik Lévy “*MAGNETISM AND SUPERCONDUCTIVITY*” Springer, 2000.
- [16] David A. Cardwell, David S. Ginley “*HANDBOOK OF SUPERCONDUCTING MATERIALS*” Bristol: Institute of Physics Publishing, 2003.

-
- [17] Andrey Varlamov, Marina Putti, Pasquale Fabbriatore, Lucio Rossi, Giovanni Grasso, Ruggero Vaglio, Pasquale Carelli “*CENT’ANNI DI SUPERCONDUTTIVITA’*” Percorsi: Il Nuovo Saggiatore, 2012.
- [18] Amalia Ballarino “*ALTERNATIVE DESIGN CONCEPTS FOR MULTI-CIRCUIT HTS LINK SYSTEMS*” IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY, VOL. 21, NO. 3, Giugno 2011.
- [19] Robert J. Cence “*PION-NUCLEON SCATTERING*” Princeton University Press, 1969.
- [20] W. O. Lock, D. F. Measday “*INTERMEDIATE ENERGY NUCLEAR PHYSICS*” Methuen & Co Ltd, 1970.
- [21] Kenneth S. Krane “*INTRODUCTORY NUCLEAR PHYSICS*” John Wiley & Sons Inc, 1988.
- [22] M. Eisterer, M. Zehetmayer, S. Tonies, H. W. Weber, M. Kambara, N. Hari Babu, D. A. Cardwell, L. R. Greenwood “*NEUTRON IRRADIATION OF MgB_2 BULK SUPERCONDUCTORS*” Institute of Physics Publishing: Superconductor Science and Technology, 10/01/2002.
- [23] C. Tarantini, H. U. Aebbersold, V. Braccini, G. Celentano, C. Ferdeghini, V. Ferrando, U. Gambardella, F. Gatti, E. Lehmann, P. Manfrinetti, D. Marré, A. Palenzona, I. Pallecchi, I. Sheikin, A. S. Siri, M. Putti “*EFFECTS OF NEUTRON IRRADIATION ON POLYCRYSTALLINE $Mg^{11}B_2$* ” Physical Review B, 27/04/2006.
- [24] J. P. Corso “*INTEGRATION STUDIES AT POINTS 7, 1 AND 5 AVAILABLE SPACE AND POSSIBILITIES*” CERN, 04/11/2013.