

SCUOLA DI INGEGNERIA ED ARCHITETTURA

Laurea Magistrale in Ingegneria Energetica

**VERIFICA RADIOPROTEZIONISTICA
CON TECNICHE MONTE CARLO
DEL BUNKER PER RADIOTERAPIA
DELL'ASMN - IRCCS DI REGGIO EMILIA**

Tesi di Laurea in Radioprotezione LM

Relatore:

Prof. Ing. Marco Sumini

Candidato:

Lorenzo Isolan

Correlatori:

Dr. Mauro Iori - ASMN - IRCCS

Dr. Roberto Sghedoni - ASMN - IRCCS

Prof. Francesco Teodori

Ing. Giorgio Cucchi

Ing. Alberto Previti

Anno Accademico 2013/2014

Sessione III

A Edoardo e al mio Papá

Indice

Abstract	11
Sommario	13
Introduzione	15
1 La radioprotezione	19
1.1 Generalità e principi della radioprotezione	19
1.2 Le radiazioni ionizzanti	20
1.2.1 Radiazioni direttamente ionizzanti	21
1.2.2 Radiazioni indirettamente ionizzanti	22
1.3 Grandezze radiometriche	22
1.4 Costanti del mezzo per radiazioni indirettamente ionizzanti	24
1.5 Costanti del mezzo per radiazioni direttamente ionizzanti	26
1.6 Il LET	27
1.7 Grandezze dosimetriche	28
1.7.1 Il Kerma	28
1.7.2 Dose assorbita	30
1.7.3 Esposizione	30
1.8 Grandezze radioprotezionistiche	30
1.8.1 Dose equivalente	30
1.8.2 Dose efficace	31
1.9 La produzione di fotoneutroni	32
1.9.1 Attivazione dell'aria	33
1.10 Effetti biologici delle radiazioni ionizzanti	34

1.10.1	Acidi nucleici	35
1.10.2	Le proteine	36
1.10.3	Danni da azione diretta e indiretta	36
1.10.4	Danni deterministici e danni stocastici	38
1.10.5	Effetti deterministici somatici	39
1.10.6	Sindrome acuta da radiazione	41
1.10.7	Effetti stocastici somatici	44
1.10.8	Effetti stocastici genetici	44
1.11	La produzione di raggi X	45
1.11.1	Emissione X caratteristica	45
1.11.2	Bremmstrahlung	46
1.11.3	Tubo radiogeno	46
1.12	Criteri di classificazione delle zone e dei lavoratori	50
1.12.1	Limiti di dose previsti dalla legge italiana	50
1.12.2	Classificazione dei lavoratori	51
1.12.3	Classificazione aree di lavoro	51
1.13	Shielding design per bunker adibito a radioterapia	51
1.13.1	Shield per fotoni e neutroni	51
1.13.2	La porta del labirinto	53
2	Gli acceleratori lineari di elettroni	55
2.1	Cannone elettronico	57
2.2	Struttura acceleratrice	57
2.3	Magnetron	59
2.4	Target	60
2.5	Collimatori	61
2.6	Flattening filter	61
2.7	Strumenti per dosimetria	63
3	Tecniche Monte Carlo	65
3.1	Generalità e semplici applicazioni	65
3.2	La teoria delle probabilità	69
3.3	Calcolo combinatorio	71
3.4	Variabili aleatorie discrete	72

3.4.1	Distribuzione binomiale	74
3.4.2	Distribuzione di Poisson	74
3.5	Variabili aleatorie continue	75
3.5.1	Distribuzione uniforme	75
3.5.2	Distribuzione esponenziale	76
3.5.3	Distribuzione normale	77
3.6	Teorema del limite centrale	77
3.7	Generazione di numeri casuali	78
3.7.1	Aritmetica modulare: riduzione modulo p	78
3.7.2	Metodo Lehmer	78
3.8	Test statistici	79
3.8.1	Il test del Chi-quadro	79
3.8.2	Test del poker	79
3.8.3	Test spettrale	81
3.9	Campionamento casuale	81
3.9.1	Campionamento su funzione di densità di probabilità normale	82
3.9.2	Campionamento su distribuzione uniforme	83
3.9.3	Campionamento su distribuzione esponenziale	83
3.10	Precisione del Monte Carlo	83
3.11	Test	84
3.12	Tecniche di riduzione della varianza	85
3.13	MCNP	86
4	Il modello numerico	97
4.0.1	Generalità	97
4.1	Celle, superfici, materiali, modo ed importanza	97
4.2	Importanza	104
4.3	Sorgente di particelle	104
4.4	Physics cards	105
4.5	Tecniche di riduzione della varianza applicate	107
4.6	Tally	108
4.7	Mesh Tally	111
4.8	Tally radiografico	113

4.9	Print card	114
4.10	Dump cycle card	114
4.11	Mplot card	115
4.12	Ptrac card	115
4.13	Comandi di base per poter avviare le simulazioni e visualizzare i risultati ed mpi	115
4.14	Sezioni d'urto	116
5	Campagna di misure al bunker per radioterapia	119
5.1	Presentazione dell'area oggetto di studio	119
5.2	L'unit� radiante contenuta nella struttura dell'Azienda Ospedaliera	119
5.3	Il bunker per radioterapia dell'Azienda Ospedaliera	121
5.4	Il principio della cavit� di Bragg-Grey	127
5.4.1	Camera a ionizzazione	128
5.5	Rem counter	129
5.6	I risultati delle misure	131
5.6.1	Acceleratore puntato a terra	131
5.6.2	Acceleratore puntato verso la barriera primaria C_1 affacciata all'esterno .	133
6	Risultati	135
6.1	Mappe di flusso	135
6.1.1	Acceleratore puntato a terra	136
6.1.2	Acceleratore puntato in direzione della barriera primaria C_1	138
6.2	Posizione strategica dei fantocci per valutare la deposizione energetica	140
6.3	Comparazione dei dati misurati con il modello numerico	143
6.4	Deposizione energetica	147
6.5	Distribuzioni angolari	150
6.6	Emissione neutronica	153
	Conclusioni	155
	A Esempio di file di input	159
	Elenco delle figure	184
	Bibliografia	185

Ringraziamenti

187

Abstract

The detailed knowledge of the radiation field that is generated by a linear electron accelerator in a radiotherapy session is an essential information for both patients and operators. The Monte Carlo code MCNPX 2.7.0 allows to estimate detailed dosimetric data in areas where it could be really difficult to make reliable measurements. The purpose of this work is to investigate the behaviour of the photon beam produced inside the radiotherapeutic bunker of the ASMN-IRCCS of Reggio Emilia, with special emphasis on the evaluation of the unwanted production of photoneutrons. The goal is the verification of the barrier efficiency offered by the structure, taking into account also the penetration channel of the service installation that may be a leak point for the radiations.

Sommario

Conoscere con dettaglio il campo di radiazione che si genera nell'utilizzo di un acceleratore lineare di elettroni durante una seduta di radioterapia é essenziale sia per i pazienti sia per gli operatori. L'utilizzo del codice Monte Carlo MCNPX 2.7.0 permette di stimare dati dosimetrici dettagliati in zone dove puó essere complicato effettuare misurazioni. Lo scopo di questo lavoro é indagare il comportamento del fascio fotonico prodotto nel bunker di radioterapia dell'ASMN-IRCCS di Reggio Emilia, valutando con precisione in particolare la produzione di fotoneutroni secondari. L'obiettivo é la verifica dell'efficacia delle barriere offerte dalla struttura tenendo in considerazione anche il canale di penetrazione degli impianti di servizio che costituisce un punto di fuga per le radiazioni.

Introduzione

Negli ultimi anni le applicazioni delle tecnologie nucleari e le tecniche attinenti all'impiego delle radiazioni ionizzanti (e non) stanno diventando pervasive nel mondo della medicina. Ci si adopera per trovare con continuità nuove tecnologie e nuove tecniche sempre più efficienti atte a consentire lo sviluppo di terapie basate sull'impiego di macchine generatrici di fasci di radiazioni a pazienti afflitti da differenti patologie, cercando di incrementarne l'affidabilità, ridurre l'invasività quindi a migliorarne la qualità dell'esistenza. Per questi motivi la radioterapia eseguita mediante acceleratori lineari di particelle cariche è molto diffusa ed in continua espansione e consente di intervenire con sempre maggiore successo su patologie quali varie forme tumorali in cui si può incorrere . Per ottenere tali risultati bisogna però essere estremamente preparati a prevedere quali possono essere gli effetti collaterali conseguenti all'utilizzo delle radiazioni sugli organismi viventi. Il medico o il fisico medico valutano i rischi ed i benefici lato paziente, ma ci sono altri aspetti che vanno tenuti in considerazione. Spetta ai Fisici Medici ed agli Esperti Qualificati in radioprotezione applicare la sorveglianza fisica delle zone in cui è presente un campo di radiazioni che difatti è dalle norme così definita [1]:

La sorveglianza fisica è l'insieme dei dispositivi adottati, delle valutazioni, delle misure e degli esami effettuati, delle indicazioni fornite e dei provvedimenti formulati dall'esperto qualificato al fine di garantire la protezione sanitaria dei lavoratori e della popolazione nei confronti delle radiazioni ionizzanti.

Ciò significa che vanno tenuti in considerazione non solo gli effetti che la radioterapia ha sul paziente. Vanno valutati ed evitati gli effetti che potrebbero avere le radiazioni erogate nel bunker di trattamento sul personale del reparto ospedaliero, sugli altri pazienti o alle persone della popolazione che per determinati motivi si trovano ad essere interessati dal campo di radiazio-

ne proveniente dal bunker stesso. La progettazione delle barriere del bunker per radioterapia è quindi ad opera dell'Esperto Qualificato incaricato di applicare i criteri normativi e di buon senso per assicurare la dovuta protezione. Tuttavia vi sono aspetti in cui non è facile se non impossibile indagare anche mediante una adeguata strumentazione in dotazione. Basti pensare all'esecuzione di misure in siti non accessibili agli strumenti oppure all'esecuzione di misure in ogni punto del bunker di trattamento. Gli strumenti non permettono quindi sempre una totale sicurezza in tutta la regione geometrica considerata ed inoltre sono affetti da errori e devono essere adeguatamente calibrati. Quindi come assicurare la correttezza e la veridicità di ciò che è stato dimensionato e verificato mediante misurazioni? Come eseguire misure in luoghi dove non si riesce ad accedere o a valutare con dettaglio elevato un grande numero di zone in condizioni e configurazioni differenti ad esempio dell'acceleratore? L'obiettivo di questo lavoro si propone di essere una applicazione delle tecniche di tipo Monte Carlo, mediante l'uso del codice MCNPX 2.7.0 (see ref. [5]), per modellizzare e verificare il bunker per radioterapia dell' ASMN-IRCCS di Reggio Emilia contenente l'acceleratore di elettroni Varian TrueBeam STx. Si ricorrerà pertanto alle potenzialità del calcolo numerico per studiare luoghi di particolare interesse radioprotezionistico come i canali di penetrazione nelle pareti del bunker adibiti all'alloggiamento delle condotte e degli impianti di servizio al bunker, di zone interne al bunker e della sala sottostante. In particolare è di grande interesse conoscere la dose nel canale di penetrazione degli impianti, in quanto non sono stati trovati dati di simulazioni (o numerici di altro genere) in bibliografia. Sono state valutate le distribuzioni spaziali di flusso fotonico e neutronico per cercare di trovare eventuali punti caldi inaspettati ed inoltre è stata studiata l'intensità di emissione fotoneutronica dovuta alla testata dell'acceleratore. Non si può definire questo lavoro sulla base di una unica materia ma va visto come tema multidisciplinare dove ogni argomento ha la radioprotezione come denominatore comune. Per dare quindi un taglio fortemente radioprotezionistico a queste pagine si è deciso di cominciare la stesura proprio con gli aspetti fondamentali della radioprotezione che serviranno poi in seguito per la comprensione di ciò che è stato fatto e scritto. Sono stati descritti nel dettaglio gli effetti biologici sgraditi dovuti alle radiazioni ionizzanti in maniera tale da aver ben chiaro cosa provochi l'assorbimento di un certo quantitativo di dose del quale si è parlato e del quale tanto si parlerà. Successivamente è stato necessario dare spazio alla descrizione degli acceleratori di elettroni di tipo lineare ad uso medicale descritti sulla base delle nozioni fornite di radioprotezione ed in particolar modo riguardanti la produzione di raggi X. I metodi Monte Carlo verranno esposti nella loro forma teorica basata sulla teoria delle probabilità di cui sono stati forniti principi e applicazioni, fino ad arrivare al vero e proprio codice MCNPX 2.7.0 (see

ref. [5]) che è stato utilizzato. A quel punto viene presentato il modello numerico che è stato creato sulla base delle specifiche fisico-tecniche del bunker per radioterapia dell' IRCCS- ASMN di Reggio Emilia dove è stata effettuata la campagna di misure con strumenti e dati ottenuti che verranno presentati. Infine si compareranno tali dati con i risultati derivante dalla simulazione Montecarlo mediante il codice MCNPX 2.7.0.

Capitolo 1

La radioprotezione

1.1 Generalità e principi della radioprotezione

La radioprotezione è la disciplina applicata alla protezione dell'uomo e dell'ambiente dagli effetti dannosi provocati dalle radiazioni ionizzanti. L'assunzione fondamentale sulla quale tale scienza si basa è che non esiste dose, per quanto piccola, alla quale non sia associabile un determinato rischio. Tuttavia non ha senso ridurre a zero le dosi individuali ma non ci si può nemmeno limitare alla sola applicazione del rispetto dei limiti di dose in quanto potrebbero non soddisfare le esigenze di protezione. Per questi motivi ci si basa sui 3 principi fondamentali della radioprotezione:

1. Il principio di giustificazione: ogni decisione che altera la naturale esposizione ad un campo di radiazione deve permettere il raggiungimento di un determinato beneficio superiore al detrimento che la stessa esposizione potrebbe causare
2. Il principio di ottimizzazione: la probabilità di incorrere in una esposizione, il numero di persone esposte e la magnitudo delle dosi individuali dovrebbe essere mantenuta *as low as reasonably achievable*, ovvero la più bassa ragionevolmente possibile, tenendo conto di fattori economici e sociali. Questo significa che il livello di protezione dovrebbe essere il migliore sotto le prevalenti circostanze, massimizzando i margini di beneficio.
3. Limiti di dose: la dose totale di ogni individuo non deve eccedere i limiti appropriati.

1.2 Le radiazioni ionizzanti

Se si parla di radiazioni ci si sta riferendo ad una grande varietà di fenomeni fisici differenti tra loro, come il calore emesso da una fiamma, la luce emessa da una lampada, i raggi X emessi da un tubo radiologico, le particelle emesse da una sorgente radioattiva, e vari altri eventi. La caratteristica che lega tutti questi fenomeni è il trasferimento energetico nello spazio senza nessun movimento di oggetti macroscopici ed apparentemente senza nessuno specifico mezzo di propagazione. Un esempio semplice potrebbe essere il calore sviluppato da una sorgente che porta ad un incremento di temperatura in prossimità dei punti in cui avviene l'assorbimento dell'energia. Le radiazioni, al contrario di altri fenomeni fisici come il suono, possono propagarsi anche nel vuoto, anzi, la presenza di un mezzo materiale viene visto come un vero e proprio ostacolo. Grazie alla teoria del dualismo onda-particella le radiazioni possono essere descritte sia come onde, sia come corpuscoli di dimensione subatomica rispondendo quindi alle leggi della meccanica quantistica e della relatività, avendo spesso velocità prossime alla velocità limite. Per cui, anche in caso di radiazioni di natura corpuscolare, cioè dotate di massa, vi è una certa probabilità che queste si comportino come onde, dando luogo a diffrazione ed interferenza. Le particelle di natura prevalentemente ondulatoria sono invece dette fotoni ed hanno massa nulla e sono prive di carica elettrica. Ci si concentra adesso su una particolare categoria di radiazioni, dette radiazioni ionizzanti. Le radiazioni ionizzanti sono, per definizione, radiazioni capaci di causare, direttamente o indirettamente, la ionizzazione degli atomi e delle molecole dei materiali con cui interagiscono. Questo significa che nell'attraversare un mezzo, queste radiazioni riescono a liberare, in virtù della loro energia, gli elettroni degli atomi del mezzo stesso, dando vita così a ioni ed elettroni liberi. Secondo la fisica classica tali le radiazioni di interesse potrebbero essere così definite:

1. Particelle leggere elettricamente cariche: fanno parte di questa categoria gli elettroni ed i positroni, aventi carica elettrica elementare carica a $1.6E-19$ C.
2. Particelle pesanti elettricamente cariche: in questo settore si trovano le particelle alfa, i protoni ed i nuclei di atomi a basso numero atomico a carica positiva o i frammenti di fissione.
3. Particelle neutre: i più importanti da citare sono i neutroni.
4. Radiazioni elettromagnetiche: le radiazioni elettromagnetiche si propagano alla velocità della luce ed hanno differenti caratteristiche in relazione alla loro lunghezza d'onda ed all'energia. In questa tipologia di radiazioni, quelle di interesse sono i raggi X ed i raggi gamma.

L'energia di soglia dei processi di ionizzazione sono dell'ordine di alcuni eV. In alternativa, secondo

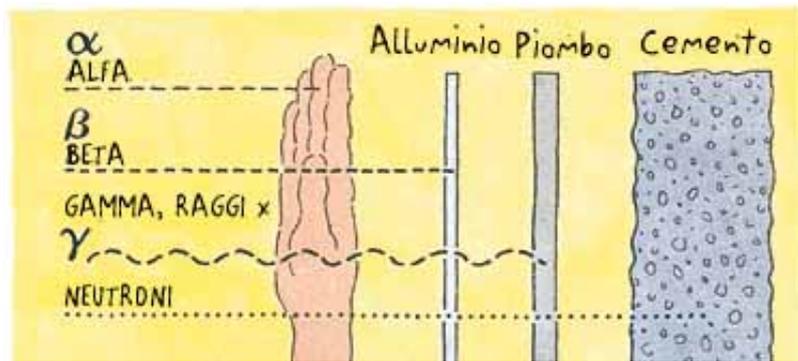


Figura 1.1: Esplicazione semplificata del potere penetrante delle varie tipologie di radiazione

una descrizione ondulatoria, si definiscono per convenzione radiazioni ionizzanti quelle radiazioni la cui frequenza è maggiore di 3×10^{15} Hz. Quindi, per poter attuare processi di ionizzazione si ha bisogno di una certa quantità di energia, e la probabilità di ionizzare dipende anche dal materiale con cui avviene l'interazione e questo influisce sulla capacità di penetrazione.

Tabella 1.1

FREQUENZA (Hz)	LUNGHEZZA D'ONDA (m)	TIPO
$3 \cdot 10^3 \sim 3 \cdot 10^3$	$10^5 \sim 10^0$	Onde radio
$3 \cdot 10^8 \sim 3 \cdot 10^{11}$	$10^0 \sim 10^{-3}$	Microonde
$3 \cdot 10^{11} \sim 4 \cdot 10^{14}$	$10^{-3} \sim 0.7 \cdot 10^{-6}$	Raggi infrarossi
$4 \cdot 10^{14} \sim 7 \cdot 10^{14}$	$0.7 \cdot 10^{-6} \sim 0.4 \cdot 10^{-6}$	Luce visibile
$7 \cdot 10^{14} \sim 3 \cdot 10^{17}$	$0.4 \cdot 10^{-6} \sim 10^{-9}$	Raggi ultravioletti
$3 \cdot 10^{17} \sim 3 \cdot 10^{19}$	$10^{-9} \sim 10^{-11}$	Raggi X
$3 \cdot 10^{19} \sim 3 \cdot 10^{22}$	$10^{-11} \sim 10^{-16}$	Raggi gamma
$> 3 \cdot 10^{22}$	$< 10^{-15}$	Raggi cosmici

A seconda di come avviene la ionizzazione si possono distinguere le radiazioni ionizzanti in radiazioni direttamente ionizzanti o radiazioni indirettamente ionizzanti.

1.2.1 Radiazioni direttamente ionizzanti

Sono radiazioni che producono direttamente la ionizzazione di un grande numero di atomi e fanno parte di questa categoria le radiazioni a comportamento prevalentemente corpuscolare dotate di carica elettrica, quindi gli elettroni, i positroni e le particelle alfa. Per i motivi sopracitati sono in grado di interagire con ciò che le circonda tramite forze di natura elettrica rapidamente variabili nel tempo ed estremamente intense. Durante l'urto tra la radiazione e l'elettrone dell'atomo, la particella incidente rilascia tutta o parte della propria energia, e da

luogo ad una certa probabilità di strappare un elettrone, generando ionizzazione. Generalmente le particelle cariche durante il loro tragitto sono in grado di dar vita ad un numero elevatissimo di ionizzazioni e proprio per questo sono dette direttamente ionizzanti. Se l'urto non avviene con energia sufficiente a strappare l'elettrone legato si parlerà allora di eccitazione dell'atomo e non di ionizzazione.

1.2.2 Radiazioni indirettamente ionizzanti

Fanno parte di questa classificazione i raggi X, i raggi gamma ed i neutroni, quindi le radiazioni prive di carica elettrica. La natura neutra fa in modo che incorrano in processi di interazioni con la materia differenti da quelli delle particelle cariche. I raggi X ed i raggi gamma, i primi caratterizzati dall'aver uno spettro energetico e provenienti dalla shell elettronica, i secondi monoenergetici e di provenienza nucleare, sono radiazioni elettromagnetiche in grado di interagire sia con gli elettroni sia con i nuclei del mezzo che attraversano. Quando questo accade, mettono in moto un certo quantitativo di particelle cariche che saranno poi loro a produrre un elevato numero di ionizzazioni. Anche i neutroni, privi di carica, possono vedere sia gli elettroni per mezzo di urti ma riescono anche a penetrare i nuclei generando emissioni di vario tipo.

1.3 Grandezze radiometriche

Le grandezze radiometriche sono fornite nel rapporto 33 dell'ICRU 80 dato che differiscono dalle definizioni tipiche della teoria del trasporto con la quale si studiano generalmente i fenomeni in oggetto. Si è interessati a porzioni di spazio entro il quale vi si sono propagate un certo numero di radiazioni e tale porzione di spazio prende il nome di campo di radiazione. L'obiettivo delle grandezze dosimetriche è la descrizione sotto vari aspetti del campo di radiazione. Si consideri una sfera elementare di sezione massima (da) tale che la sezione elementare da sia sempre normale alla direzione di incidenza delle particelle [6].

dN = numero di particelle incidenti sulla sfera di sezione massima (da)

Si definisce ora una grandezza detta *fluenza di particelle*.

$$\Phi = \frac{dN}{da} = \left[\frac{1}{m^2} \right] = \int dt \int dE \int P_E d\Omega = \iiint \frac{dt dE d\Omega \cdot (d^4 N(t, E, \Omega))}{da dt dE d\Omega} \quad (1.1)$$

Per cui, il passaggio successivo è la definizione del *rateo di fluenza di particelle*, detto anche *densità di flusso di particelle*.

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{m^2 s^2} = \frac{d^2 N(t, E, \Omega)}{dt^2} \quad (1.2)$$

A tali definizioni si aggiunge quella di *radianza di particella* o *intensità di fluenza* di che si propaga in una data direzione entro un dato angolo solido.

$$p = \frac{d\Phi}{d\Omega} = \frac{d^3 N(t, E, \Omega)}{dadtd\Omega} \quad (1.3)$$

Quindi è possibile riscrivere la *densità di flusso di particelle*.

$$\varphi = \iint P_E d\Omega dE \quad (1.4)$$

In queste definizioni è stata usata la ulteriore definizione della grandezza denominata *distribuzione spettrale della radianza di particelle*.

$$P_E = \frac{dP}{dE} = \frac{d^4 N(t, E, \Omega)}{dEdadtd\Omega} \quad (1.5)$$

Dato che spesso non è di interesse conoscere il numero di particelle contenuto nel campo di radiazione ma si preferisce sapere l'energia. Si introduce l'energia radiante, che rappresenta l'energia emessa o ricevuta dalle radiazioni. $R = \text{energia radiante} = [J]$ Per cui, utilizzando tale nuova grandezza, possiamo riscrivere le precedenti definizioni proprio in funzione dell' energia radiante. Come prima cosa si definisce la *distribuzione spettrale di energia radiante*.

$$R_E = \frac{dR(E)}{dE} \quad (1.6)$$

Viene ora definita la quantità *fluenza di energia delle particelle*.

$$\Psi = \frac{dR}{da} = \left[\frac{J}{m^2} \right] = \iiint E P_E dt d\Omega dE \quad (1.7)$$

Ed il *rateo di fluenza di energia delle particelle*.

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} = \left[\frac{J}{m^2 s} \right] = \frac{d^2 R}{dadt} = \iint E P_E dE d\Omega \quad (1.8)$$

La radianza di energia è l'intensità di fluena di energia della particella che si propaga entro un certo angolo solido.

$$r = \frac{d\Psi}{d\Omega} = \frac{d^3R}{da dt d\Omega} = \int EP_E dE \quad (1.9)$$

Restano da indicare i cosiddetti spettri differenziali, rispettivamente la *fluena di particelle* e la *fluena di energia*, il valor medio dell'energia delle particelle presenti pesata sulla fluena di particelle ed il valor medio dell'energia delle particelle presenti pesata sulla fluena di energia.

$$\varphi_E = \frac{d\varphi(E)}{dE} \quad (1.10)$$

$$\Psi_E = \frac{d\Psi(E)}{dE} \quad (1.11)$$

$$E_{\Phi,media} = \frac{\int E\Phi_E dE}{\int \Phi_E dE} \quad (1.12)$$

$$E_{\Psi,media} = \frac{\int E\Psi_E dE}{\int \Psi_E dE} \quad (1.13)$$

Le grandezze $\Phi_E dE$ e $\Psi_E dE$ hanno rispettivamente il significato di numero medio di particelle di energia compresa tra E ed $E+dE$ nella sfera di sezione massima da ed energia cinetica media trasportata da particelle di energia cinetica compresa tra E ed $E+dE$ nella sfera elementare.

1.4 Costanti del mezzo per radiazioni indirettamente ionizzanti

Per le radiazioni indirettamente ionizzanti il parametro fisico di maggiore interesse per descrivere i vari processi di interazione è il coefficiente di interazione lineare che rappresenta la variazione del numero di particelle per unità di lunghezza del mezzo attraversato [7]. Con ρ si à indicata la densità del materiale, con N_b la densità di particelle contenute nel bersaglio, con σ la sezione d'urto di un determinato evento.

$$\mu = \frac{1}{N} \frac{dN}{dl} = N_b \sigma = \rho \frac{N_a}{A} \sigma \quad (1.14)$$

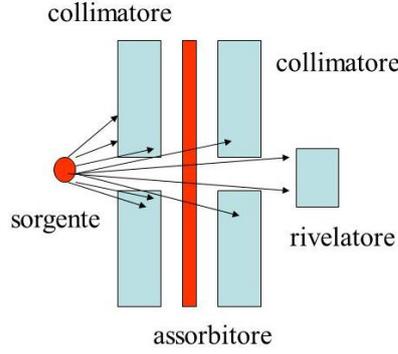


Figura 1.2: Condizioni di buona geometria

$$\rho \frac{N_a}{A} = \frac{\text{atomi}_{\text{assorbitore}}}{\text{cm}^2} \quad (1.15)$$

Tuttavia, in funzione del materiale considerato è preferibile riferirsi al coefficiente di attenuazione massico che permette di valutare l'attenuazione della radiazione indipendentemente dallo stato di aggregazione della materia che attraversa:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_a}{A} \sigma \quad (1.16)$$

Il coefficiente di attenuazione totale è dato dalla somma di più coefficienti in competizione tra di loro in termini di interazione con la materia, principalmente:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{tot}} = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{fot}} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{com}} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{cc}} = \frac{N_a}{A} (\sigma_{\text{fot}} + \sigma_{\text{com}} + \sigma_{\text{cc}}) \quad (1.17)$$

Dove le σ sono le sezioni d'urto fotoelettriche, Compton e di creazione di coppie. Possono dunque essere scritti differenti altri coefficienti di attenuazione, come il coefficiente di assorbimento di energia massico, utile se si vuole conoscere l'energia effettivamente deposta in un certo elemento di volume:

$$\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_{\text{cc}} = \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho}\right) (1 - g) \quad (1.18)$$

dove la quantità g è la frazione di energia che i secondari carichi dissipano in radiazione di frenamento nel materiale. Inoltre si definisce coefficiente di trasferimento di energia massico come:

$$\left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho}\right) = \frac{1}{\rho EN} \frac{dE_{\text{tr}}}{dl} \quad (1.19)$$

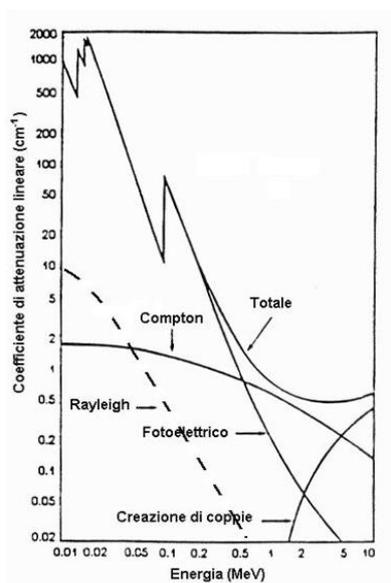


Figura 1.3: Andamento del coefficiente di attenuazione lineare per le varie interazioni dei fotoni in funzione dell'energia [7]

La derivata indica la frazione energetica dei fotoni incidenti trasferita in energia cinetica di particelle cariche secondarie a causa delle interazioni subite nel mezzo.

1.5 Costanti del mezzo per radiazioni direttamente ionizzanti

Le particelle direttamente ionizzanti perdono energia gradualmente durante il percorso nel mezzo attraversato e questo significa che l'energia subisce un degrado continuo. Per descrivere tale comportamento si ricorre al potere frenante massico:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{\text{collisioni}} + \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{\text{irraggiamento}} = \text{KeV} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad (1.20)$$

Rappresenta l'energia persa da una particella carica, per collisioni e per irraggiamento, di data energia nel tratto dx del materiale di data densità. Vale la relazione:

$$\frac{\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{\text{collisioni}}}{\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{\text{irraggiamento}}} \sim \frac{EZ}{800} \quad (1.21)$$

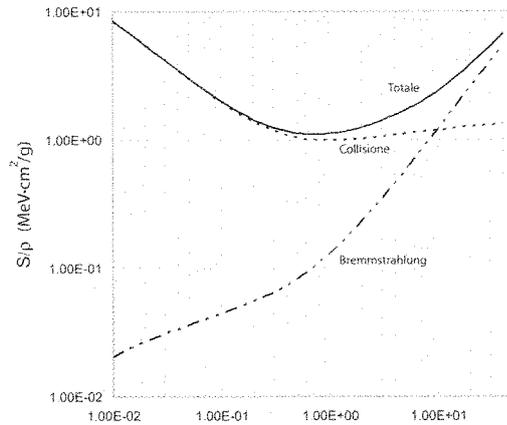


Figura 1.4: Perdite energetiche per collisioni e per bremsstrahlung [7]

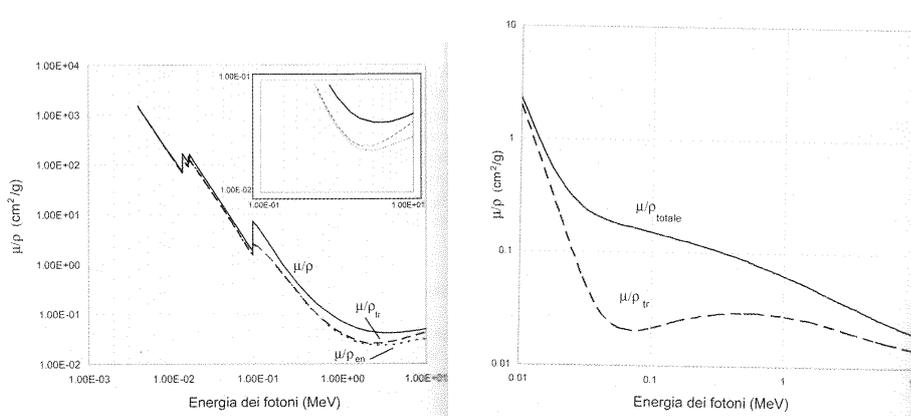


Figura 1.5: Andamento del coefficiente di attenuazione massico, del coefficiente di trasferimento di energia massico e del coefficiente di assorbimento di energia massico con ingrandito il particolare tra 1 e 10 MeV [7] (fig. a) ; Coefficiente di assorbimento di massa e coefficiente di trasferimento [7] (fig. b)

1.6 IL LET

Il LET è il trasferimento lineare di energia. Rappresenta l'energia ceduta dalla particella carica primaria considerata nel tratto dl in collisioni che comportano trasferimenti di energia inferiori ad un determinato valore detto delta. È indice della differente capacità di ionizzazione dei diversi tipi di radiazioni

$$LET_{\Delta} = \frac{dE}{dl} \tag{1.22}$$

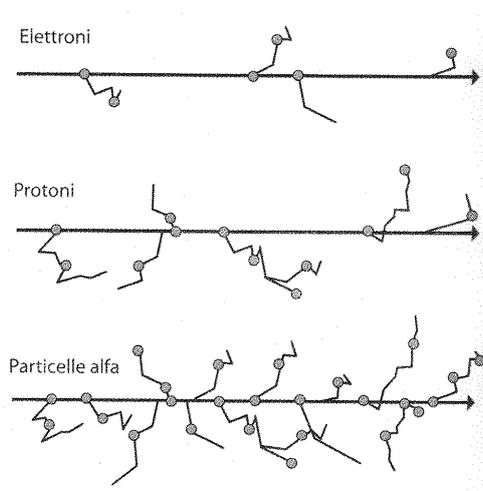


Figura 1.6: Effetti della ionizzazione lungo la traccia della radiazione primaria per diverse tipologie di radiazioni [7]

1.7 Grandezze dosimetriche

Il trasferimento di energia e la sua deposizione corrispondono a differenti fenomeni che avvengono anche in istanti temporali differenti, quindi si ha la necessità di poter distinguere le due cose, come si è fatto per il coefficiente lineare di assorbimento e di trasferimento di energie nel caso di radiazioni indirettamente ionizzanti.

1.7.1 Il Kerma

Il kerma rappresenta un trasferimento energetico, in particolare è la somma delle energie cinetiche iniziali di tutte le particelle cariche prodotte da particelle indirettamente ionizzanti in un certo elemento di volume avente massa dm .

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (1.23)$$

Il valore del kerma si riferisce in un certo materiale o in aria. Il kerma, se si verifica l'equilibrio di particelle cariche (se l'energia dissipata al di fuori di un piccolo volume sferico centrato nel punto in esame, da secondari carichi in esso prodotti, è compensata dall'energia dissipata al suo interno di secondari carichi prodotti esternamente) è uguale ad una grandezza detta dose. Riferendosi alla figura è il caso a: carichi secondari prodotti all'interno del volume e che esauriscono il loro percorso nel volume stesso. L'energia ceduta dai fotoni coincide con quella depositata nel mezzo.

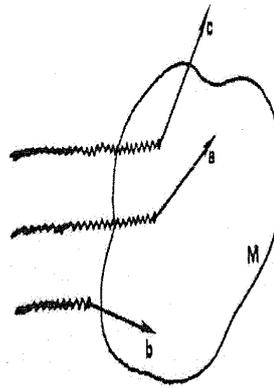


Figura 1.7: Possibili configurazioni esplicative alla definizione di kerma. a) Carichi secondari prodotti all'interno del volume di controllo e che esauriscono il loro percorso nel volume. $D=K$. b) Carichi secondari che dissipano parte della loro energia pur essendo stati generati esternamente al volume. $D>K$. Carichi secondari generati nel volume ma dissipano parte della loro energia fuori dal volume. $D<K$

In caso contrario il kerma sarà maggiore o inferiore alla dose. Il kerma in aria è di interesse dosimetrico in quanto ha sostituito una grandezza denominata esposizione. La condizione di equilibrio di particelle cariche si verifica se l'elemento di volume considerato è immerso in una porzione di materiale di dimensioni non inferiori al percorso massimo dei secondari carichi messi in moto dalla radiazione primaria e se la fluena di energia della radiazione primaria non varia apprezzabilmente su distanze dell'ordine di tale percorso.

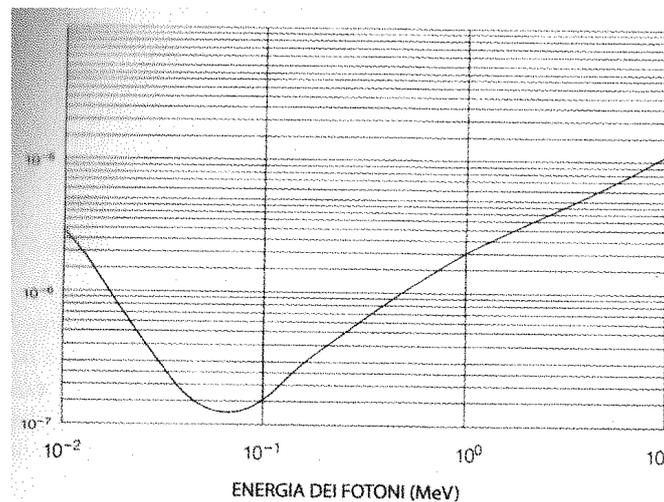


Figura 1.8: Rateo di Kerma in aria in funzione dell'energia fotonica e per condizioni di flusso unitario [7]

1.7.2 Dose assorbita

La dose assorbita é l'energia deposta dalla radiazione in un elemento di massa dm . L'unitá di misura della dose é il Gy, ovvero $\frac{J}{kg}$

$$D = \frac{dE_{assorbita}}{dm} \quad (1.24)$$

1.7.3 Esposizione

Rappresenta la carica totale degli ioni di un segno prodotti in aria quando tutti gli elettroni liberati dai fotoni nell'elemento di volume di massa dm sono completamente fermati in aria.

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (1.25)$$

L'unitá di misura dell'esposizione é il $\frac{Coulomb}{kg}$

1.8 Grandezze radioprotezionistiche

Dato che Kerma, dose assorbita ed esposizione non sono in grado di spiegare, valutare e discriminare la differente efficacia biologica dei differenti tipi di radiazione si ricorre a delle grandezze che siano in grado di farlo.

1.8.1 Dose equivalente

A causa della differente natura dei differenti tipi di radiazione, del differente LET e di tutte le altre caratteristiche, queste interagiscono in modo differente con i tessuti biologici. Significa che a paritá di dose assorbita il danno provocato risulta essere differente, per cui si introduce il concetto di dose equivalente nel tessuto o nell'organo T dovuta alla radiazione R:

$$H_{T,R} = w_R D_{T,R} \quad (1.26)$$

Dove con $D_{T,R}$ si é indicata la dose assorbita media nel tessuto o nell'organo T dovuta alla radiazione R e con w_R si é indicato il fattore di ponderazione per la radiazione R. La misura della dose assorbita é sempre effettuata in $\frac{J}{kg}$ ma ora prende il nome di Sievert (Sv). La dose equivalente totale sará poi la somma delle singole dosi equivalenti.

Tabella 1.2: [2]

VALORI DEL FATTORE DI PONDERAZIONE DELLA RADIAZIONE [7]	
TIPO DI RADIAZIONE	w_R
Fotoni, tutte le energie	1
Elettroni e muoni, tutte le energie	1
Neutroni con $E < 1$ MeV	$2.5 + 18.2e^{-\ln^2(E_n)/6}$
Neutroni con energia 1-50 MeV	$5 + 17e^{-\ln^2(2E_n)/6}$
Neutroni con energia > 50 MeV	$2.5 + 3.25e^{-\ln^2(0.04E_n)/6}$
Protoni e pioni carichi	2
Particelle alfa, frammenti di fissione e nuclei pesanti	20

1.8.2 Dose efficace

Riassumendo si è visto che le radiazioni cedono un certo quantitativo energetico ai tessuti (il Gray) e che questo quantitativo energetico ha una pericolosità equivalente legata al tipo di radiazione incidente sul tessuto considerato (da cui il Sv). Però bisogna tenere anche conto del fatto che ci sono organi più radiosensibili di altri e che quindi a parità di dose equivalente subiscono un differente detrimento dovuto alle radiazioni. Per questo motivo si introduce la dose efficace che rappresenta la dose equivalente ricevuta all'organo o al tessuto T pesata per un fattore di ponderazione legato a tale organo o tessuto. I valori dei fattori peso sono derivati dal rischio di incorrere in tumori più o meno fatali e dal rischio di malformazioni congenite più o meno gravi delle generazioni future oltre che alla perdita di vita media. Ovviamente considerando anche qui più organi è lecito produrre una sommatoria dei vari fattori.

$$E = w_T H_T = w_T w_R D_{T,R} \quad (1.27)$$

Tabella 1.3: [7]

VALORI DEL FATTORE DI PONDERAZIONE DEI TESSUTI			
TESSUTO	N. TESSUTI	w_T	$\sum w_T$
Gonadi	1	0.08	0.08
Superficie ossea, cervello, ghiandole salivari e pelle	4	0.01	0.04
Vescica, fegato, esofago, tiroide	4	0.04	0.16
Midollo osseo, colon, polmone, stomaco, seno, tessuti rimanenti	6	0.12	0.72

1.9 La produzione di fotoneutroni

Quando un fascio di elettroni va ad irradiare un target producendo fotoni di Bremsstrahlung, possono avvenire particolari eventi detti reazioni fotonucleari nelle quali vengono prodotti dei neutroni chiamati fotoneutroni. La produzione di fotoneutroni avviene quando il fotone generato ha una energia superiore all'energia di soglia per dare luogo ad una reazione (γ, n) con conseguente emissione neutronica con un processo chiamato di evaporazione. La soglia dipende dal numero atomico del bersaglio: circa 8 MeV per elementi ad elevato numero atomico come il tungsteno e maggiore per elementi a basso numero atomico, come ad esempio 16 MeV per l'ossigeno, 18 MeV per il carbonio o 10 MeV per l'azoto [3]. Tuttavia, il picco della sezione d'urto per la reazione (γ, n) è di due ordini di grandezza superiore per gli elementi ad alto Z, se confrontati con quelli a Z inferiore.

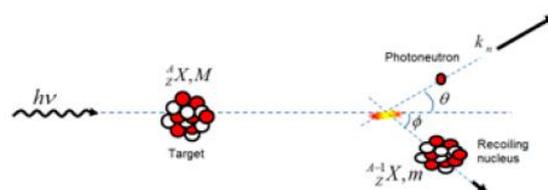


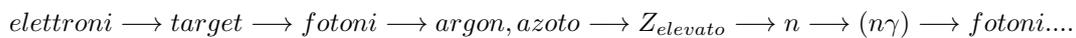
Figura 1.9: Il fotone collide contro il nucleo bersaglio. In seguito all'interazione viene liberato un neutrone, detto fotoneutrone

I fotoneutroni sono prodotti estremamente indesiderati durante i trattamenti radioterapici con fotoni per il trattamento delle varie forme tumorali, in quanto danno una dose non utile al paziente, incrementando il rischio intrinseco della terapia stessa. L'energia media dei prodotti delle reazioni (γ, n) infatti è relativamente bassa, dell'ordine di qualche MeV che è proprio il range energetico dove l'efficacia biologica è maggiore e le interazioni con il corpo umano sono quindi considerevoli. Gli acceleratori lineari di elettroni, con possibilità di conversione fotonica sono fino ad oggi il sistema radioterapico più diffuso per le terapie contro il cancro ma oggi si stanno facendo largo nel mercato anche altre alternative, forse più efficaci, come i trattamenti con i protoni. Tuttavia, dato il vastissimo impiego di queste apparecchiature, il problema della produzione neutronica è un problema importante e che va studiato nel dettaglio, in quanto dipende da vari fattori tra cui l'energia del fascio primario, sempre più elevata e dall'utilizzo dei cosiddetti multileaf collimator, un collimatore atto a limitare il più possibile lo sputtering dei fotoni e a dargli la forma desiderata. Il problema proviene dunque principalmente dalla testata. La produzione neutronica è notevolmente incrementata da questi due effetti, in quanto aumenta con l'energia



Figura 1.10: Testata di un acceleratore lineare di elettroni in fase di assemblaggio (fig. a) ; Vista frontale dell'acceleratore simulato durante la produzione del fascio fotonico collimato. La testata è inserita in un volume di detezione sferico (fig. b)

dei fotoni e con la presenza del multileaf collimator, solitamente composto di materiale ad alto numero atomico. Il range energetico dei LINAC medicali, ovvero degli acceleratori lineari ad uso medicale, arriva fino a 30 MeV di accelerazione elettronica, ampiamente sufficiente a garantire le reazioni (γ, n) con una emissione di fotoneutroni pressoché isotropa [11]. Anche l'aria ambiente gioca un ruolo fondamentale in questo problema, in quanto le catene di reazione individuabili e che portano alla produzione neutronica sono:



inoltre:



In questo modo, il paziente viene irraggiato anche in luoghi lontani dalla zona di trattamento, dove invece il fascio di fotoni raggiunge elevati gradi di precisione. Per questo motivo, i tessuti sani ricevono una dose indesiderata che dovrebbe essere quindi valutata in maniera tale da fornire al paziente adeguate protezioni.

1.9.1 Attivazione dell'aria

I fasci prodotti da una unità radiante acceleratrice di elettroni o di fasci di raggi X superiori a 10 MeV sono in grado di produrre l'attivazione dell'aria ambiente in funzione del rateo di dose che si sta erogando, dell'energia e della durata dell'emissione. La radioattività indotta in aria è dovuta dai radioisotopi O^{15} e N^{13} a seguito di reazioni fotonucleari (γ, n) . L'ossigeno ha tre isotopi stabili, con numero di massa pari a 16, 17 e 18 e dieci isotopi radioattivi, tutti con tempo di decadimento inferiore a 3 minuti e sono tutti emettitori di positroni. Per quanto riguarda

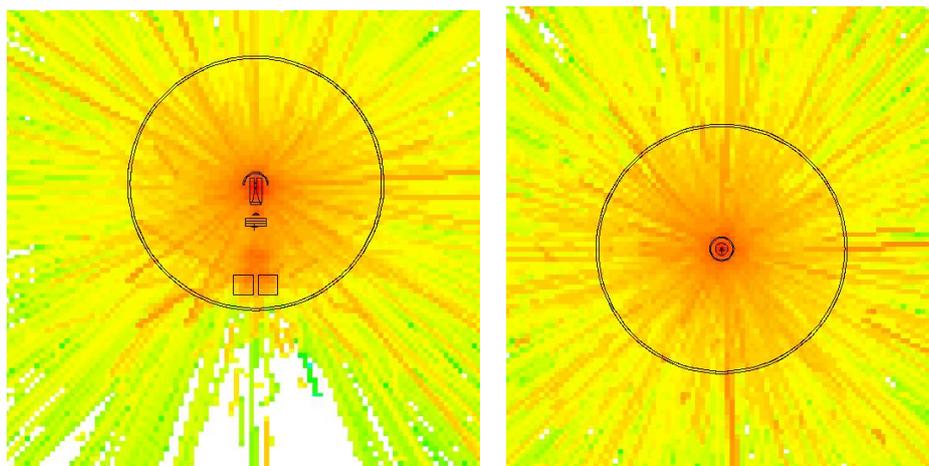


Figura 1.11: Viste frontali (immagine *a*) e dall'alto (*b*) dell' emissione di fotoneutroni dalla testata dell'acceleratore simulato; é visibile l'addensamento del flusso in prossimitá del bersaglio; l'acceleratore é inserito in un volume di detezione sferico

l'azoto, ci sono 2 isotopi stabili con numero di massa 14 e 15 piú altri dieci isotopi instabili, tutti con emivite inferiori al secondo, tranne quello identificato dal numero di massa 13 che ha una emivita di 10 minuti, anch'esso emettitore di positroni. Tali radionuclidi vengono generati a partire dai loro isotopi stabili mediante le reazioni $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$ ed $N^{14}(\gamma, n)N^{13}$, con le energie di soglia per tali reazioni rispettivamente di 15.7 MeV e 10.5 MeV.

1.10 Effetti biologici delle radiazioni ionizzanti

La cellula é l'unitá vitale fondamentale [7] ed é composta mediamente per una frazione pari a 0.9 di acqua. La composizione in frazioni peso a secco per i restanti componenti é data da circa 0.5 di proteine, il 0.15 di acido nucleico, il 0.10 di lipidi, ed il 0.15 di altre varie componenti. Gli elementi costitutivi sono cosí suddivisi: 0.60 idrogeno, 0.25 ossigeno, 0.12 carbonio e 0.05 azoto. Ogni cellula di un organismo complesso, é organizzata per assolvere a funzioni specifiche in tessuti od organi ed é costituita da un nucleo avvolto da un mezzo detto citoplasma, il tutto racchiuso in un involucro costituito da membrane di tipo semipermeabile per permettere lo scambio con l'esterno di sostanze nutritive ed utili alla vita. Il nucleo contiene DNA, RNA ed una grande varietá di proteine con funzioni riproduttive e rigenerative. Il DNA e le proteine, che hanno inoltre la funzione di tradurre le informazioni contenute nel DNA stesso in RNA, sono gli elementi costitutivi del cromosoma, unitá strutturale cellulare.

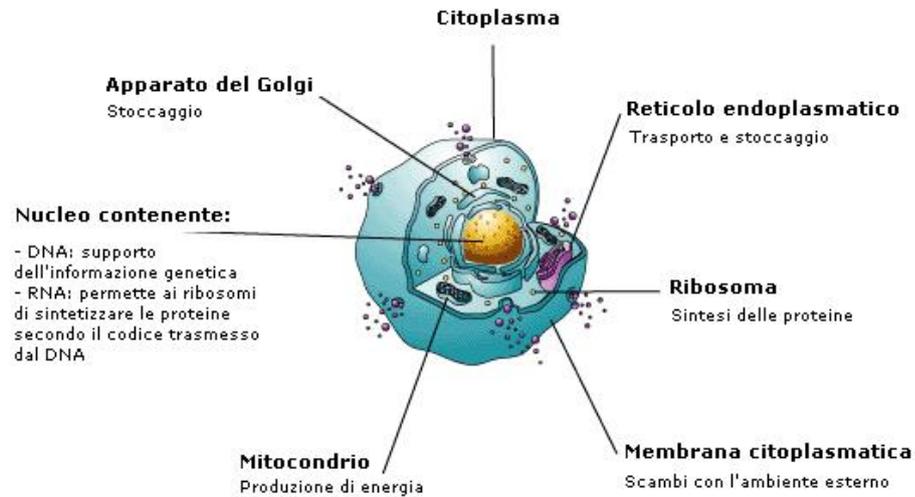


Figura 1.12: Schema semplificato dei principali organi costitutivi di una cellula umana

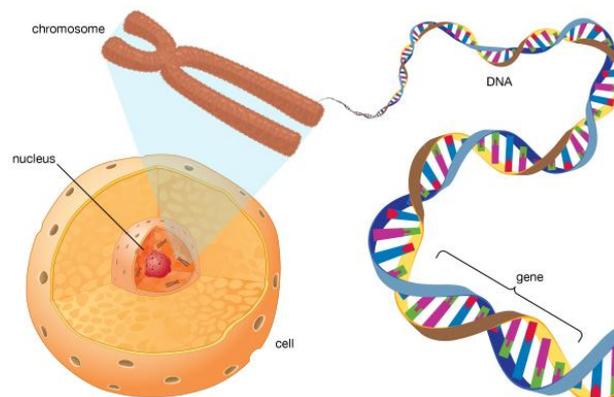


Figura 1.13: Schema esemplificativo della posizione del DNA all'interno della cellula

1.10.1 Acidi nucleici

Fanno parte di quella categoria di molecole organiche, presenti nelle forme di vita più varie, denominate biomolecole. Sono caratterizzate dall'aver vari livelli di complessità, in funzione della capacità degli atomi di carbonio di legarsi assieme tramite legami singoli o multipli, dando luogo a catene lineari, ramificate o cicliche. Tra le biomolecole più abbondanti ed importanti troviamo gli acidi nucleici, suddivisi in RNA e DNA, rispettivamente acido ribonucleico ed acido desossiribonucleico. In comune hanno una base azotata e dei componenti detti nucleotidi (composti da uno zucchero con 5 atomi di carbonio) che si vanno a legare tra loro mediante ponti di acido fosforico. Il DNA è costituito quindi in gran parte dal desossido di bosio che è

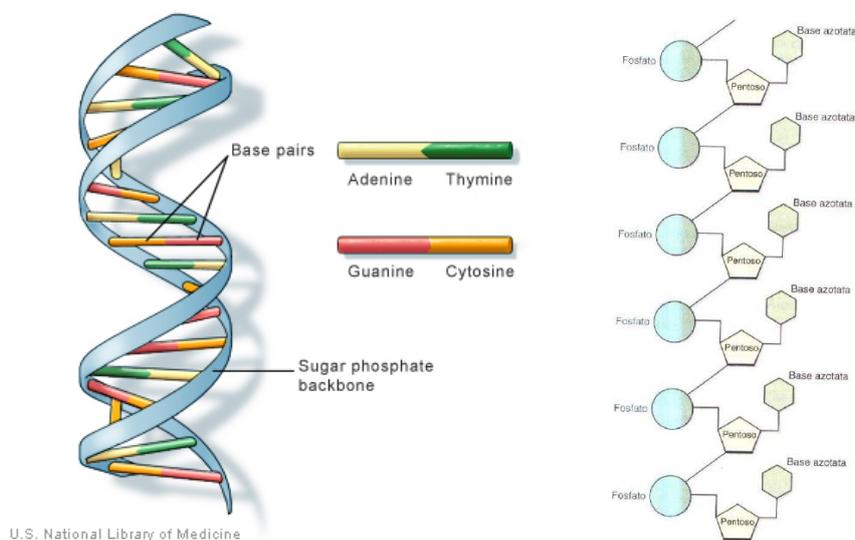


Figura 1.14: Schema della doppia elica del DNA (fig. a), con in evidenza i legami nucleotidici; legami degli acidi nucleici (fig. b)

uno zucchero e da acido fosforico ed ha una struttura doppielicoidale, collegata da coppie di 4 differenti tipi di nucleotidi detti Adenine, Citosine, Guanine, Timine. Al suo interno sono scritte le informazioni inerenti alla cellula, quindi nel momento in cui si ha l'interazione tra la radiazione e la cellula stessa si possono rompere le membrane del nucleo e la molecola diventa vulnerabile, danneggiandosi con conseguente perdita dei dati in esso contenuti.

1.10.2 Le proteine

Sono uno dei componenti fondamentali per quanto riguarda la struttura organica degli organismi viventi e sono composte carbonio, azoto, ossigeno ed idrogeno con componenti aggiuntivi in certi casi specifici, come lo zolfo o il ferro. Sono assimilabili a polimeri composti da catene di amminoacidi, assimilabili a monomeri. Gli amminoacidi sono in tutto 20 e caratterizzano e differenziano le diverse tipologie di proteine combinandosi tra loro in 20! modi differenti.

1.10.3 Danni da azione diretta e indiretta

Quando la radiazione ionizzante interagisce con la materia vivente, gli atomi ionizzati ne provocano una destabilizzazione che va a minare la struttura delle molecole mediante due azioni dette interazione diretta ed interazione indiretta:

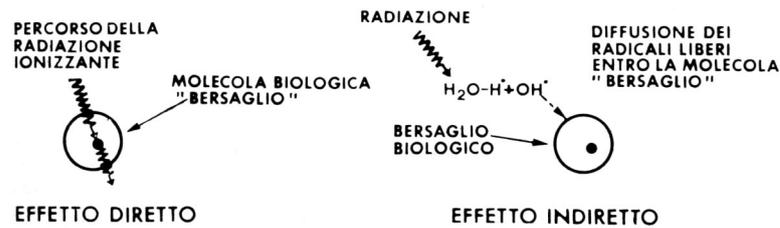


Figura 1.15: Confronto dei processi di danno da radiazione diretti ed indiretti

1. Interazione diretta: provoca la rottura diretta di una struttura o del DNA di una macromolecola.
2. Interazione indiretta: la radiazione interagisce con l'acqua della molecola producendo radicali liberi quali i radicali OH^+ , radicali OH^- ed il radicale H che hanno tutti un elettrone spaiato e risultano quindi molto reattivi perché tentano di raggiungere l'ottetto il più rapidamente possibile. Data la poca stabilità i radicali interagiscono con le molecole, distruggendole e producendo altri radicali in cascata, andando anche qui a rovinare la struttura del DNA. La catena di reazione che si viene a generare è:

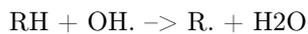
1. Formazione di ioni instabili



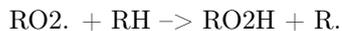
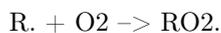
2. Dissociazione



3. Reazioni tra radicali e molecole organiche



4. Reazioni enfatizzate dall'ossigeno che può produrre una catena di reazione (questo effetto è anche noto come effetto ossigeno per radiazioni a basso LET)



La cellula, vedendosi rompere le macromolecole come il DNA, muore o subisce mutazioni nel tentativo di ripararsi attraverso processi chimici o enzimatici. La cellula tenta continuamente di restaurarsi ma a seguito del danneggiamento e della probabile perdita di informazioni, sia

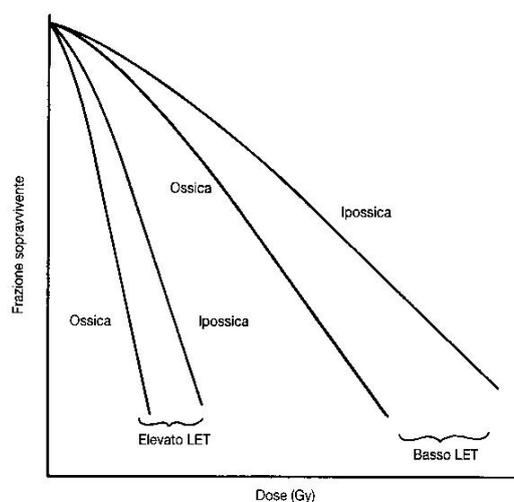


Figura 1.16: Andamento qualitativo della frazione sopravvissuta dei tessuti in funzione della quantità di ossigeno presente e del LET della radiazione incidente

lei sia le sue figlie possono andare incontro a varie sorti, a seconda del tipo di danno subito. Se si ha la rottura di una sola delle due eliche costituenti il DNA, la riparazione può avvenire con successo perché la parte di filamento integro costituisce un modello per la ricostruzione del tratto danneggiato, E' il caso del danneggiamento SSB (Less Error Prone): un' elica si rompe e la parte di pattern che la conteneva viene isolato ed eliminato. Poi avviene un processo di polimerizzazione in cui l'intera parte è ricostruita prendendo come esempio i pattern adiacenti. Infine è riconnessa alla struttura e la riparazione è completa. Se si rompono entrambe le eliche (DSB, Double Strand Break) vengono perse le informazioni necessarie alla ricostituzione della cellula e la riproduzione potrebbe portare a mutazione, così come il caso della rottura di una intera base o di un certo numero di ponti tra le eliche. Se invece il danno è considerevole, la cellula morirà al momento della riproduzione.

1.10.4 Danni deterministici e danni stocastici

Le radiazioni ionizzanti generano processo di ionizzazione ed ogni evento di ionizzazione che si verifica coincide con il trasferimento di un piccolo quantitativo di energia della radiazione con la materia, qualunque essa sia. Gli effetti biologici indotti dalle radiazioni ionizzanti sulla materia vivente possono essere suddivisi in due macrocategorie dette effetti deterministici, ed effetti stocastici, suddivisi a loro volta in effetti stocastici somatici ed effetti stocastici genetici.

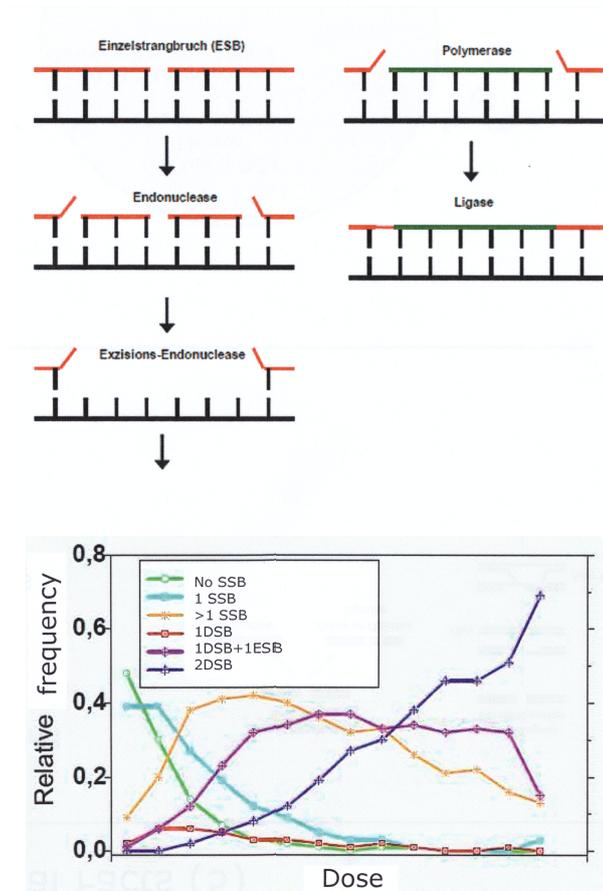
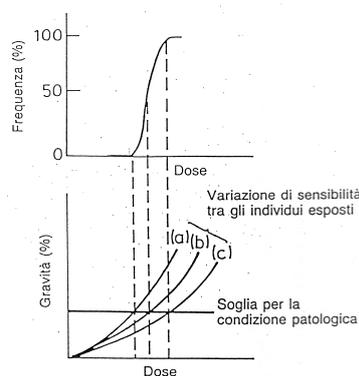


Figura 1.17: Meccanismo di riparazione less error prone (fig. a) ; Andamento della frequenza relativa del verificarsi dei vari tipi di danni al DNA in funzione della dose assorbita (b)

1.10.5 Effetti deterministici somatici

Sono effetti indotti dalle radiazioni ionizzanti che si verificano sicuramente superato un certo valore di soglia della dose, nell'intorno del Gy. Sono caratterizzati dall'essere graduati, ovvero hanno la peculiarità di essere tanto più gravi tanto più alta è la dose ricevuta, infatti i danni vanno da semplici eritemi cutanei non cancerosi a lesioni ai tessuti emopoietici, alle gonadi ed al cristallino fino a portare a varie sindromi ed alla morte. Ad esempio il midollo emopoietico del sistema linfatico è composto di tessuti deputati alla produzione dei globuli rossi e bianchi e delle piastrine. È caratterizzato dalla presenza di cellule non mature, scarsamente differenziate come le staminali e dalla costante attività riproduttiva. Un suo danneggiamento porta alla rarefazione cellulare midollare fino ad una patologia detta aplasia midollare dell'evoluzione maturativa della cellula. Se le gonadi vengono compromesse si può incorrere in infertilità temporanea o permanen-



Effetti DETERMINISTICI (ICRP 60)

Figura 1.18: Diagrammi di frequenza e gravità degli effetti deterministici, il secondo in funzione della sensibilità degli individui esposti

te, mentre il cristallino può essere indotto alla opacità. Gli effetti deterministici possono tuttavia essere anche reversibili a seconda del tipo di lesione che sono andati a provocare ed hanno una latenza di manifestazione breve o media, cioè si verificano poco tempo dopo l'esposizione al campo di radiazione. Il determinismo degli effetti indotti dunque dipende dalla dose, dal rateo di dose, dalla qualità della radiazione e dalla radiosensibilità del tessuto.

1. Dose: esiste un valore soglia di dose tale che se non viene superato gli effetti sono detti sub-clinici.
2. Rateo di dose: a parità di dose, il tempo con il quale questa è stata ricevuta gioca un ruolo fondamentale sugli effetti che ne scaturiranno, infatti, se distribuita in un tempo molto lungo i danni saranno minori perché aumenterà la tolleranza biologica e questo significa che le cellule avranno il tempo necessario a ripararsi.
3. Qualità della radiazione: i diversi tipi di radiazioni hanno differente peso in termini di pericolosità sui tessuti viventi, come ad esempio le radiazioni alfa che rilasciano un grande quantitativo energetico in un tragitto estremamente breve contrariamente ai raggi gamma. Per questo motivo le radiazioni possono essere suddivise in radiazioni ad alto LET, come i neutroni, i protoni e le particelle alfa, oppure radiazioni a basso LET, ovvero i fotoni, cioè i raggi X e gamma. Gli effetti biologici provocati da queste due tipologie di radiazioni sono molto differenti e tale differenza viene espressa dal fattore di qualità.
4. Radiosensibilità: la radiosensibilità dei tessuti gioca un ruolo fondamentale sulla comparsa e sul tipo di effetti deterministici indotti, che risultano proporzionali all'attività riproduttiva del

tessuto in oggetto. Quindi, se il tessuto ha ottime capacità di rigenerazione, gli effetti risulteranno meno importanti. La attività riproduttiva delle cellule é a sua volta proporzionale all'inverso del grado di differenziazione delle cellule stesse. Un parametro importante per lo studio degli effetti deterministici é l'efficacia biologica relativa:

$$EBR = \frac{dose_{assorbita, riferimento}}{dose_{effetto-equivalente}} \quad (1.28)$$

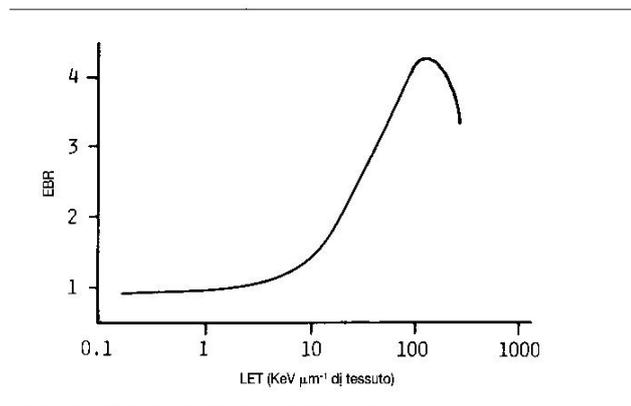


Figura 1.19: L'efficacia biologica relativa delle radiazioni ionizzanti in funzione del LET tiene conto della radiosensibilità dei tessuti

1.10.6 Sindrome acuta da radiazione

Tra i danni deterministici, il caso piú grave é la sindrome acuta da radiazione che scaturisce se l'irradiazione acuta é stata effettuata a corpo intero. La SAR porta ad attraversare vari disturbi e sintomi nel tempo a seconda della dose assorbita, fino a morte certa oltre i 6-7 Gy. Se la dose assorbita é di circa 1 Gy, é poco probabile giungere alla morte, che se avviene, avviene entro pochi mesi. Con un valore di dose assorbita di circa 10 Gy, la probabilità di morte é unitaria in circa 2 settimane. Con valori ancora piú elevati, come 50 Gy, il decesso si verifica nei 3 giorni successivi. Bisogna quindi analizzare separatamente le varie sindromi a seguito di un irraggiamento acuto a corpo intero, detto panirraggiamento:

1. Sindrome emopoietica: il complesso emopoietico é costituito dal midollo osseo, dal timo e da vari tessuti linfatici e deve assolvere la funzione di mantenere costanti e stabili i vari elementi circolanti nel sistema sanguigno periferico, oltre che dover regolare il sistema immunitario ga-

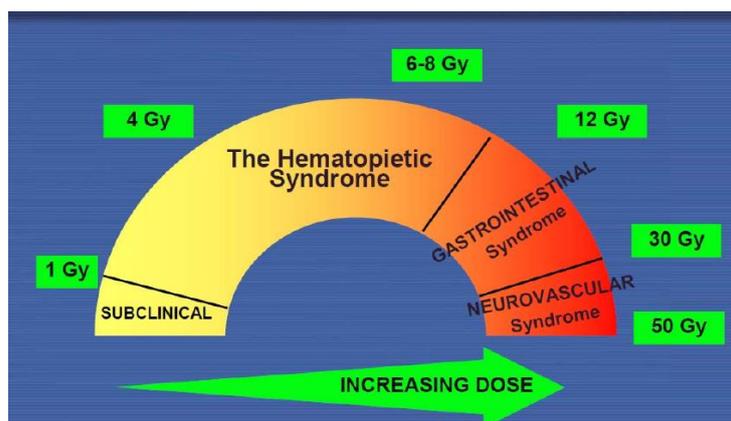


Figura 1.20: Conseguenze della S.A.R. all'incrementare della dose assorbita

rantandone il funzionamento. E' il sistema del corpo umano più radiosensibile, infatti, a seguito di irraggiamento a corpo intero di circa 1 Gy è il primo a risentirne. Oltre questa soglia e fino a 6 Gy il midollo inizia a patire a causa della radiazione, cessando del tutto o in parte le sue funzioni. La latenza è breve e i primi segni di sintomatologia possono sopraggiungere poche ore dopo l'irradiazione, in primis con una modificazione della struttura vascolare del midollo osseo e della sua architettura, con conseguente riduzione del numero di cellule nucleate, ovvero cellule appena riprodotte. Se invece si riproducono, si osserva la morte in interfase, ovvero si ha una frammentazione del nucleo. Le cellule del midollo osseo sono cellule staminali che morendo ed essendo inibita la riproduzione portano ad una notevole riduzione della differenziazione cellulare sanguigna. Le conseguenze di questa sindrome sono anemia, emorragie interne, febbre, infezioni batteriche causate dalla perdita di globuli bianchi ed infine la morte in 20 o 30 giorni.

2. **Sindrome gastrointestinale:** l'apparato gastrointestinale, o gastroenterico è considerato il secondo organo per importanza del sistema nervoso ed il primo per importanza del sistema immunitario ed è completamente rivestito da tessuto epiteliale a rapido tasso di rinnovamento. La sindrome gastrointestinale sopraggiunge rapidamente oltre la soglia dei 6 Gy. La fase di latenza asintomatica ha una durata massima di 4 o 5 giorni e la morte avviene tra 3 e 10 giorni successivi, con sintomatologia che prevede la comparsa di gravissima nausea, vomito, diarrea, febbre, disidratazione, anoressia, emorragie ed infezioni. Questo accade perché le importanti cellule epiteliali si riproducono in cavità dette cripte e successivamente migrano in cavità chiamate villi desquamando nel lume intestinale. Dopo un forte irraggiamento le cellule dei villi non sono più rimpiazzate dai loro progenitori posti nelle cripte e tutto l'organismo ne risente, comprese ghiandole salivari, pancreas e fegato con conseguente necrosi cellulare.

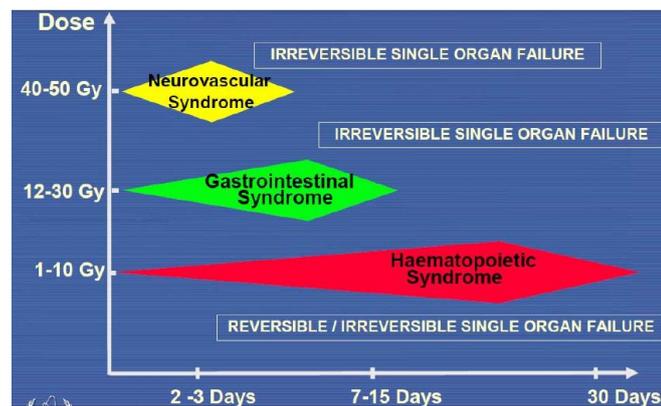


Figura 1.21: Sindromi da esposizione acuta da radiazioni in funzione della dose assorbita e del tempo successivo all'esposizione stessa

DOSE ACUTA (Sv)	EFFETTI PROBABILI
0-0.5	Effetti non rilevabili, eccettuata la possibilità di piccoli mutamenti nel sangue
0.8-1.2	Vomito e nausea per circa un giorno, nel 5 o 10% del personale esposto; senso di stanchezza che per lo non limita fortemente la capacità lavorativa
1.3-1.7	Vomito e nausea per un giorno, seguiti da altri sintomi del male da raggi in circa il 25% del personale esposto
1.8-2.2	Vomito e nausea per circa un giorno, seguiti da altri sintomi del male da raggi in circa il 50% personale esposto; non si verificano effetti precoci
2.7-3.3	Vomito e nausea nel primo giorno, seguiti da altri sintomi del male da raggi in quasi tutto il personale esposto; circa il 20% di morti in due-6 settimane dopo l'esposizione. I sopravvissuti rimangono convalescenti per circa 6 mesi.
4.0-5.0	Vomito e nausea nel primo giorno in tutto il personale esposto; circa il 50% di morti in un mese
5.5-7.5	Vomito e nausea in tutto il personale esposto entro 4 ore dall'esposizione, seguiti dagli altri sintomi del male da raggi; quasi il 100% di morti
10	Vomito e nausea in tutto il personale esposto entro una o due ore; probabilmente non ci saranno superstiti
50	Instabilità immediata; tutte le persone colpite muoiono entro una settimana

3. Sindrome neurovascolare: si manifesta immediatamente oltre i 20 o 30 Gy e la morte sopraggiunge entro poche ore dall'irraggiamento, senza fase asintomatica e con conseguenze che portano a immediata nausea, vomito, febbre, perdita di equilibrio, confusione ed edemi ingravescenti che conducono al coma aumentando la pressione a livello cerebrale. Vengono danneggiati

quindi i vasi sanguigni, ma anche una grande varietà di famiglie cellulari alla cui morte consegue anche un rilascio di varie sostanze chimiche che alterano tutte le funzioni vitali dell'organismo.

1.10.7 Effetti stocastici somatici

Sono caratterizzati dal non avere un valore di soglia della dose assorbita per potersi manifestare. Sono quindi incerti e non graduati, ovvero il danno a cui portano non è correlato in alcun modo alla dose assorbita e sono irreversibili. I danni sfociano dopo una latenza lunga o molto lunga in tumori o leucemie. Studi e ricerche sperimentali ed epidemiologiche hanno appunto confermato che le radiazioni ionizzanti sono in grado di indurre neoplasie. Tuttavia il meccanismo attraverso il quale vengono provocate tali affezioni risulta ancora incerto ma è noto che è dovuto al potere mutageno delle radiazioni ionizzanti.

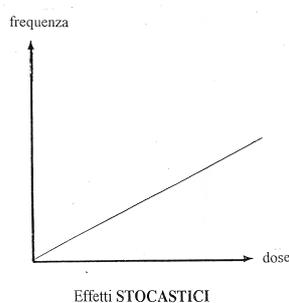


Figura 1.22: Curva di frequenza del presentarsi degli effetti stocastici in funzione della dose

1.10.8 Effetti stocastici genetici

Sono effetti caratterizzati dal comparire non nel soggetto che ha assorbito un certo quantitativo di dose ma nella sua prole e nelle successive generazioni, a seguito del danneggiamento stocastico di certi organi, ad esempio quelli riproduttivi. I detrimenti dovuti a questa tipologia di effetti si riconoscono in aborti, bambini nati morti, malformazioni o malattie congenite. Sembra che le cellule più sensibili all'azione mutagenica delle radiazioni ionizzanti siano proprio le cellule germinali, cioè quelle cellule che trasmetteranno i caratteri genetici alle generazioni future, diversamente dalle cellule cosiddette somatiche. Le radiazioni ionizzanti provocano quindi un aumento del tasso delle mutazioni della specie umana in aggiunta a quelle spontanee ed analogamente a queste ultime possono essere dominanti o recessive. Le mutazioni radioindotte

dominanti si manifestano anche se il gene mutato proviene solo da uno dei due genitori e compaiono entro 2 generazioni. Le mutazioni genetiche recessive invece si manifestano solo se il gene mutato proviene da entrambi i genitori.

1.11 La produzione di raggi X

I raggi X, scoperti da Roentgen nel 1895 sono radiazioni indirettamente ionizzanti non deflesse da campi elettrici e magnetici e non possono mai essere fermati, ma solo attenuati, tanto piú quanto piú é denso il materiale che stanno attraversando. A titolo di esempio basti pensare che 1mm di piombo equivale circa ad 1 mattone pieno o ad 1 m di acqua. Possono essere prodotti dalla interazione di elettroni o di fotoni di elevata energia con la materia. In particolare, quando il fascio di elettroni penetra all'interno del mezzo si possono ottenere vari fenomeni, ovvero la produzione di elettroni secondari, l'emissione X caratteristica ed il bremsstrahlung degli elettroni nel mezzo.

1.11.1 Emissione X caratteristica

Una parte dell'energia degli elettroni incidenti viene utilizzata per produrre l'eccitazione e la ionizzazione degli atomi del materiale bersaglio, producendo emissione caratteristica di fotoni detti raggi X di fluorescenza. Gli elettroni che orbitano attorno al nucleo atomico sono organizzati in shell all'interno dei quali può convivere solo un numero discreto di elettroni a determinate energie. Quando un elettrone incidente ha una energia sufficiente a produrre la ionizzazione, viene alterata la configurazione elettronica e si creano delle lacune dove prima vi erano gli elettroni legati. L'atomo cerca di ristabilizzarsi riempiendo le lacune con gli elettroni dei livelli superiori tramite delle transizioni di livello da energie piú elevate ad energie minori per cercare la configurazione stabile. Ad ogni transizione viene emesso un fotone per compensare il delta energetico

$$h\nu = E_1 - E_2 \quad (1.29)$$

Il fotone emesso potrebbe anche venire riassorbito con una certa probabilità e conseguente emissione di un elettrone Auger.

1.11.2 Bremsstrahlung

La frazione di energia persa sul target per radiazione di bremsstrahlung vale

$$\frac{(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx})_{rad}}{(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx})_{tot}} = \frac{(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx})_{rad}}{(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx})_{irraggiamento} + (\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx})_{collisioni}} = \frac{EZ}{800 + EZ} \quad (1.30)$$

dove E é l'energia della particella incidente in Mev e Z é il numero atomico. La produzione di raggi X per Bremsstrahlung é quindi tanto piú elevata tanto piú elevata é l'energia delle particelle incidenti. Inoltre la produzione di radiazione di frenamento é funzione dello spessore del bersaglio sul quale incidono gli elettroni. L'energia massima dei fotoni é pari all'energia massima degli elettroni, ma una targhetta spessa puó essere considerata come una successione di targhette sottili impilate e potrebbe produrre un effetto di attenuazione che aumenterebbe con la profonditá del bersaglio.

1.11.3 Tubo radiogeno

La produzione di raggi X avviene mediante un apparecchio chiamato tubo radiogeno, che concettualmente é un piccolo acceleratore di elettroni. Infatti il principio fisico é esattamente identico ma varia l'energia di accelerazione, fino ad un massimo di 400 kV per i tubi. E' costituito da una ampolla in vetro pirex antiurto e a bassa dilatazione termica in cui é praticato all'interno il vuoto spinto in modo tale da ridurre le collisioni.

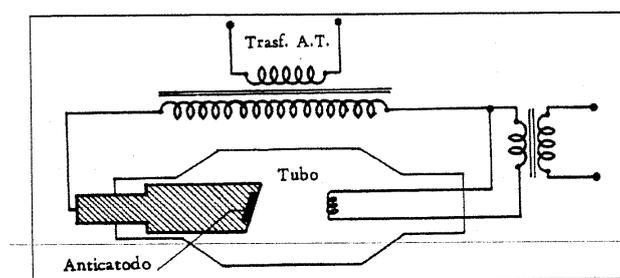


Figura 1.23: Schema di funzionamento di un tubo radiogeno con trasformatore di alta tensione

All'esterno vi si applica una differenza di potenziale. Una corrente riscalda il filamento che emette elettroni per effetto termoionico secondo la legge di Richardson-Dushman che da la corrente per unitá di superficie:

$$J = AT^2 e^{-\frac{w}{kT}} \quad (1.31)$$

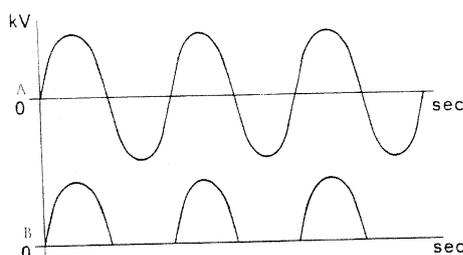


Figura 1.24: Andamento della tensione al tubo in assenza di autoraddrizzatori: funzionamento pulsato

dove k rappresenta la costante di Boltzman. Il filamento, o catodo, é generalmente in tungsteno, nickel o ferro quasi puro ed é circondato da un corpo cavo metallico avente la funzione di focalizzare gli elettroni in direzione dell'anodo. La corrente di alimentazione del filamento é dell'ordine di qualche Ampere, dai 5 ai 10. Gli elettroni emessi vengono quindi accelerati da una grande differenza di potenziale applicata tra catodo e anodo. Per raggiungere le tensioni desiderate si ricorre a dei generatori di alto voltaggio che consistono principalmente di un trasformatore atto a stabilire la voluta differenza di potenziale tra gli elettrodi. In genere i tubi sono costituiti da generatori autoraddrizzanti, che sono semplici ma non sono in grado di produrre elevate intensità di corrente o di reggere alte tensioni. Il trasformatore viene alimentato da una corrente alternata ed in corrispondenza della semionda positiva della corrente di alimentazione, nel tubo si ha passaggio di corrente, che non si ha quando la semionda é negativa. Quindi, il tubo ha un funzionamento pulsato. Per ovviare a tale inconveniente si può utilizzare un raddrizzatore particolare che permette l'inversione della semionda negativa.

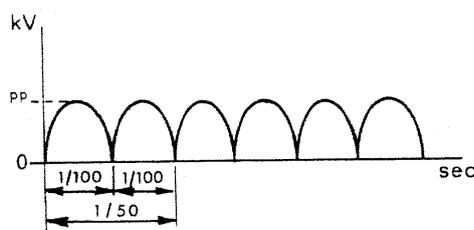


Figura 1.25: Funzionamento del tubo radiogeno con raddrizzatore di tensione

La corrente alternata di alimentazione é una corrente trifase, cioè costituita da 3 tensioni identiche ma sfasate tra loro ognuna di 120 gradi rispetto ad un'altra. Da questa vorremmo ottenere, per il tubo radiogeno, una corrente continua, o quasi continua. Si possono utilizzare opportuni circuiti raddrizzatori per ottenere tensioni di alimentazione quasi continue e trasformatori-generatori

di tipo trifase o di tipo dodecafase, rispettivamente le figure successive.

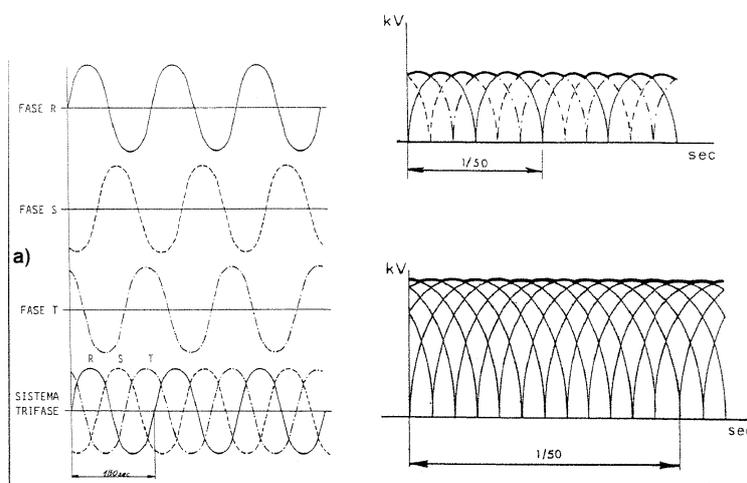


Figura 1.26: Andamento della corrente alternata trifase, con particolari sulla singola fase (fig. a) ; Andamento della tensione del tubo radiogeno rispettivamente con raddrizzatore trifase e dodecafase

L'anodo, che può essere fisso o rotante per dissipare il calore, è dotato di una piastra in tungsteno avente la funzione di bersaglio del fascio elettronico in maniera tale da produrre i raggi X mediante radiazione di frenamento o per ionizzazione. La scelta del tungsteno è dettata da vari requisiti, come l'alto numero atomico per produrre grandi quantità di raggi X, alto punto di fusione e bassa tensione di vapore in maniera tale da ridurre la vaporizzazione del materiale quando si raggiunge la temperatura di fusione. Tutti questi accorgimenti derivano dalle altissime temperature che si raggiungono a causa delle collisioni degli elettroni sull'anodo stesso, perché solo una piccolissima parte, circa lo 0.01 verrà convertita in fotoni e lo 0.99 in calore. Più nel dettaglio, per tensioni di accelerazione di circa 10 kV, l'efficienza di produzione di raggi X è di circa 0.001, mentre a 100 kV è di circa 0.01. Per raggiungere valori più elevati, (0.10) bisogna abbandonare l'idea del tubo radiogeno ed affidarsi a veri e propri acceleratori, infatti tale valore si raggiunge a 2 MeV. Per basse tensioni, l'efficienza di irraggiamento può essere espressa come:

$$Efficienza = \frac{Z E_{MeV}}{800} \quad (1.32)$$

Per cui sorge la necessità di dover smaltire il calore in eccesso, ad esempio con un anodo rotante con velocità di rotazione di 2500-3000 giri/min, oppure con raffreddamento a liquido, a gas o mediante uno scambiatore alettato. Lo spettro di emissione andrebbe da 0 alla tensione imponibile

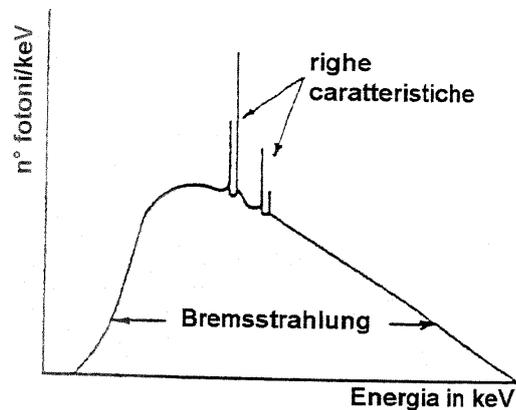


Figura 1.27: Spettro del tubo a raggi X

alla macchina, raggiungibile tramite il trasformatore di alta tensione, in quanto generalmente la tensione di rete è di 220 V. È caratterizzato da una componente continua dovuta alla radiazione di frenamento e da delle righe caratteristiche funzione del materiale irradiato, corrispondenti a 50 keV e 68 keV per il tungsteno dovute alla radiazione caratteristica dei vari livelli energetici. Gli eventi di ionizzazione non partecipano allo spettro ma scaldano il target. In realtà la prima porzione di spettro è mancante e va a zero perché viene filtrata dalla stessa ampolla o da filtri specifici, in quanto da una dose indesiderata, quindi non utile. Idealmente, da destra a sinistra la componente continua aumenterebbe sempre. Questo è dovuto al fatto che i raggi X molli, quindi a bassa energia, sono nocivi dato che vengono assorbiti dal paziente molto facilmente. La filtrazione intrinseca del tubo è generalmente espressa in mm di alluminio. Ma da cosa dipende la dose? La dose è proporzionale alla corrente al filamento che produce gli elettroni per effetto termoionico, quindi a parità di tensione e tempo se raddoppia la corrente raddoppia anche la dose. I mA ed il tempo, quindi, dal punto di vista radioprotezionistico si equivalgono dato che vale anche la regola che raddoppiando il tempo di esposizione raddoppia la dose. Inoltre il rateo di dose varia come l'inverso della distanza al quadrato. Ogni tubo ha al suo interno una cuffia in piombo ed una finestra, perché il fotoni sono emessi isotropicamente su 4π e questo porta ad avere anche della radiazione di fuga dal tubo stesso. Il fascio che invece scattera provoca radiazione diffusa. La somma di queste due radiazioni viene detta radiazione secondaria. Il tubo può essere monoblocco o con alimentazione esterna. Nel primo caso tutta la apparecchiatura è contenuta in un unico involucro e generalmente tensione e corrente sono fissate, quindi l'unica variabile sulla quale agire è il tempo di esposizione.

1.12 Criteri di classificazione delle zone e dei lavoratori

1.12.1 Limiti di dose previsti dalla legge italiana

Un lavoratore viene definito esposto se supera uno o piú dei seguenti valori, espressi in $\frac{mSv}{anno}$ [1]:

Tabella 1.4: 1

1 $mSv/year$	di dose efficace
15 $mSv/year$	di dose equivalente al cristallino
50 $mSv/year$	di dose equivalente alla pelle
50 $mSv/year$	di dose equivalente alle mani, agli avambracci ed alle caviglie

Se il lavoratore non supera uno dei seguenti valori non viene definito popolazione ma viene classificato non esposto. I limiti di dose che sono invece per lavoratori esposti, per gli apprendisti e gli studenti in età superiore ai 18 anni avviati ad una certa attività che li espone alle radiazioni sono:

Tabella 1.5: 1

20 $mSv/year$	di dose efficace
150 $mSv/year$	di dose equivalente al cristallino
500 $mSv/year$	di dose equivalente alla pelle
500 $mSv/year$	di dose equivalente alle mani, agli avambracci ed alle caviglie

Se invece si tratta di apprendisti e studenti in età compresa tra 16 e 18 anni avviati ad una attività che li espone alle radiazione i limiti di legge sono:

Tabella 1.6: 1

6 $mSv/year$	di dose efficace
50 $mSv/year$	di dose equivalente al cristallino
150 $mSv/year$	di dose equivalente alla pelle
150 $mSv/year$	di dose equivalente alle mani, agli avambracci ed alle caviglie

Infine, gli apprendisti e gli studenti aventi una età inferiore ai 16 anni e che sono avviati ad una attività tale da esporli alle radiazioni e gli studenti e gli apprendisti di età superiore a 16 anni ma in situazione differenti, hanno limiti di dose pari alla metà di quelli definiti per le persone del pubblico.

1.12.2 Classificazione dei lavoratori

I lavoratori esposti superano quindi i limiti per il pubblico e per i lavoratori non esposti e sono classificati in categoria A se superano i $6 \frac{mSv}{anno}$ di dose efficace ed i 3/10 dei I limiti di dose equivalente per lavoratori esposti. Vengono classificati di categoria B gli altri lavoratori esposti.

1.12.3 Classificazione aree di lavoro

Le aree di lavoro possono essere classificate come zone controllate o zone sorvegliate. Per la classificazione delle aree si tengono in conto anche le esposizioni conseguenti ad eventi anomali ed a malfunzionamenti che possono aumentare le dosi derivanti dalla normale attività lavorativa programmata. Non si tengono in conto le esposizioni accidentali o di emergenza.

1. Zona controllata: area in cui sussiste la possibilità del superamento dei 3/10 di uno dei limiti di dose previsti per i lavoratori esposti

2. Zona sorvegliata: area in cui sussiste la possibilità del superamento di uno dei limiti di dose previsti per le persone del pubblico

1.13 Shielding design per bunker adibito a radioterapia

I bunker per radioterapia devono come minimo garantire il rispetto dei limiti di dose dettati dalle legge vigente in modo da proteggere i lavoratori ed il pubblico dalle radiazioni. Per questo motivo la dose deve essere inferiore ad $1 \frac{mSv}{anno}$ nelle aree in cui sono presenti lavoratori esposti, ed ancora inferiore per le aree accessibili al pubblico nel rispetto dei tre principi della radioprotezione (NCRP report N. 151 [2]). I bunker sono dotati di un labirinto in maniera tale da fornire una protezione aggiuntiva estremamente efficace.

1.13.1 Shield per fotoni e neutroni

Si valuta la dose settimanale dovuta ai fotoni al di là della barriera primaria espressa in $\frac{Sv}{setti}$:

$$D_p = \frac{WUTB}{d^2} \quad (1.33)$$

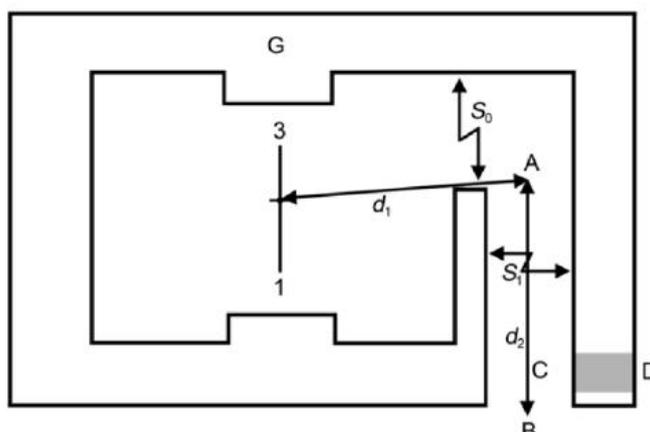


Figura 1.28: Schema di massima di un bunker per radioterapia

Dove con W si esprime il carico di lavoro settimanale ($\frac{Gy}{sett}$), con U il fattore d'uso della barriera, con T il fattore occupazionale dei locali, con d la distanza tra la sorgente ed il punto di interesse e con B il fattore di trasmissione. Dopodiché si passa alla valutazione della dose dovuta alla radiazione diffusa al di là dello schermo, sempre espressa in $\frac{Sv}{sett}$:

$$D_d = \frac{aWTBF}{d_1^2 d_2^2 400} \quad (1.34)$$

dove a rappresenta la frazione di scattering ad 1m con un campo 40cm x 40 cm, le distanze al quadrato sono rispettivamente la distanza fuoco-paziente, F è la superficie diffondente e 400 è la superficie del campo di riferimento. Il passaggio successivo consiste nel calcolare la dose settimanale, sempre in $\frac{Sv}{sett}$ dovuta alla radiazione di fuga:

$$D_f = \frac{0.001W_{tot}UTB}{d_f^2} \quad (1.35)$$

Dove sono stati indicati con 0.001 la radiazione di fuga emessa e con la distanza si intende la distanza tra isocentro e punto considerato. Il carico di lavoro totale è il carico di lavoro complessivo che si ottiene sommando tutti i carichi di lavoro dei vari tipi di trattamento che si andranno ad eseguire nel suddetto bunker per radioterapia. Per barriere con spessore superiore ad un TLV, cioè lo spessore della barriera in grado di ridurre di 1/10 l'intensità della radiazione, il fattore B vale:

$$B = 0.1e^{-\frac{S-TVL_{max}}{TVL_e}} \quad (1.36)$$

Dove il TVL a numeratore é il primo spessore decivalente mentre il TVL al denominatore é il TVL all'equilibrio. Dato che il calcestruzzo ha stessa capacità attenuante sia per fotoni sia per neutroni e dato che i neutroni emessi dalla testata di un acceleratore prodotti tramite le reazioni fotonucleari sono relativamente di medio-bassa energia, si suppone che se le barriere siano progettate per attenuare i fotoni ad alta energia siano sufficienti anche per gli stessi neutroni.

Tabella 1.7

Radiazione	TVL			
	Calcestruzzo (cm)		Calcestruzzo baritico (cm)	
	Primo	Equilibrio	Primo	Equilibrio
Primaria	44	41	32.3	30.1
Diffusa 30 gradi	31		22.8	
Fuga	36	33	26.4	24.2

1.13.2 La porta del labirinto

Si intendono esplicitare ora i criteri di dimensionamento della porta del labirinto del bunker per radioterapia. Si calcola la dose a livello della porta come somma della dose dovuta alla radiazione fotonica secondaria, della dose fotonica dovuta alle catture neutroniche e della dose dovuta ai neutroni prodotti dalla testata dell'acceleratore:

$$H_w = H_{tot} + H_{cg} + H_n \quad (1.37)$$

La dose dovuta ai fotoneutroni prodotti dalla testata é data dalla relazione:

$$H_n = w_L H_{(n,D)} \quad (1.38)$$

Dove w_L sono i $\frac{Gy}{anno}$ ad 1m dal target ed $H_{(n,D)}$ vale:

$$H_{(n,D)} = 2.4 \cdot 10^{-15} \varphi \sqrt{\left(\frac{S_0}{S_1}\right)} (1.64 \cdot 10^{-\left(\frac{d_2}{1.9}\right)} + 10^{-\left(\frac{d_2}{\pi \sqrt{b_1}}\right)}) \quad (1.39)$$

φ rappresenta la fluensa neutronica all'ingresso del labirinto per unità di dose all'isocentro e vale:

$$\frac{\beta Q_n}{4d_1^2} \quad (1.40)$$



Figura 1.29: La porta del bunker per radioterapia con in evidenza la consolle di pulsanti di comando e di emergenza

dove β è il fattore di trasmissione dei neutroni alla testata, pari ad 1 per il piombo e 0.85 per il tungsteno, Q_n è l'intensità dei neutroni emessi dalla testata dell'acceleratore per unità di dose all'isocentro, e d è la distanza tra testata ed ingresso del labirinto. S_0 ed S_1 sono le aree della sezione di ingresso del labirinto e della sezione del labirinto stesso. d_2 è la lunghezza del labirinto e TVD_1 è la distanza che riduce di 10 volte il flusso neutronico, ovvero $2.06\sqrt{S_1}$, Non resta che calcolare il contributo derivante ai fotoni provenienti dalle reazioni di cattura neutronica:

$$H_{(c,n,annuo)} = w_L h_\varphi \quad (1.41)$$

$$h_\varphi = k\varphi \cdot 10^{-\left(\frac{d_2}{TVD_2}\right)} \quad (1.42)$$

k rappresenta la dose dovuta ai fotoneutroni prodotti nel bunker per unità di fluenza degli stessi neutroni all'ingresso del labirinto e TVD_2 è la distanza che riduce i fotoneutroni di 10 volte. A questo punto è possibile calcolare gli spessori emivalenti, o decivalenti, che consentano di ridurre la dose elevata calcolata internamente alla porta del bunker fino e al di sotto dei limiti di legge all'esterno.

Capitolo 2

Gli acceleratori lineari di elettroni

La radioterapia esterna effettuata mediante l'uso di LINAC di tipo medicale ha due importanti obiettivi: il controllo della crescita del tumore e minimizzare l'esposizione alle radiazioni dei tessuti sani. E' tipicamente usata come trattamento curativo anche in combinazione con la chirurgia e con la chemioterapia in maniera tale da sradicare la massa tumorale dal paziente. La radioterapia utilizza radiazioni ad alta energia, normalmente raggi X, per danneggiare le cellule malate e trattare i tumori cerebrali, dei polmoni, della prostata, del seno, del collo ed in tutte quelle zone raggiungibili dal fascio emesso dalla macchina e dove esso é naturalmente indicato [12] [15].



Figura 2.1: Schema interno dei componenti dell'acceleratore lineare per radioterapia

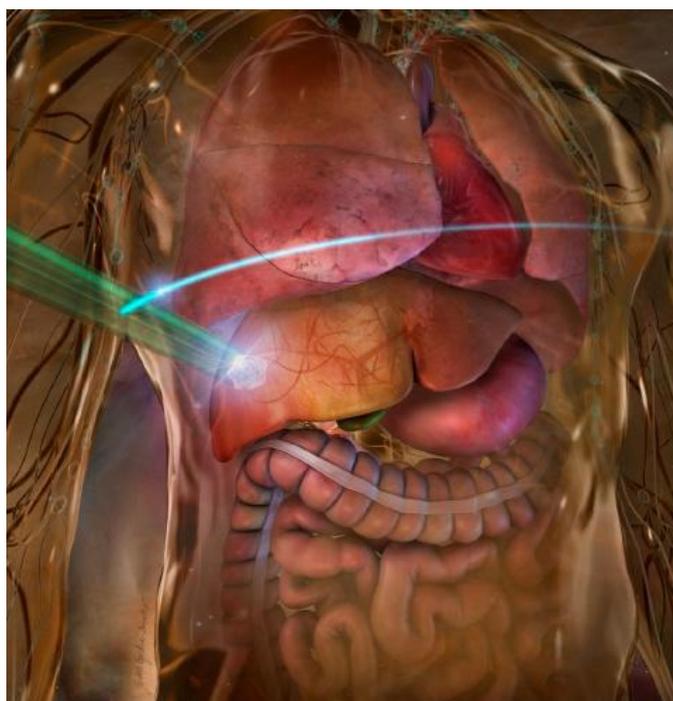


Figura 2.2: Interazione qualitativa del fascio fotonico con gli organi del corpo umano

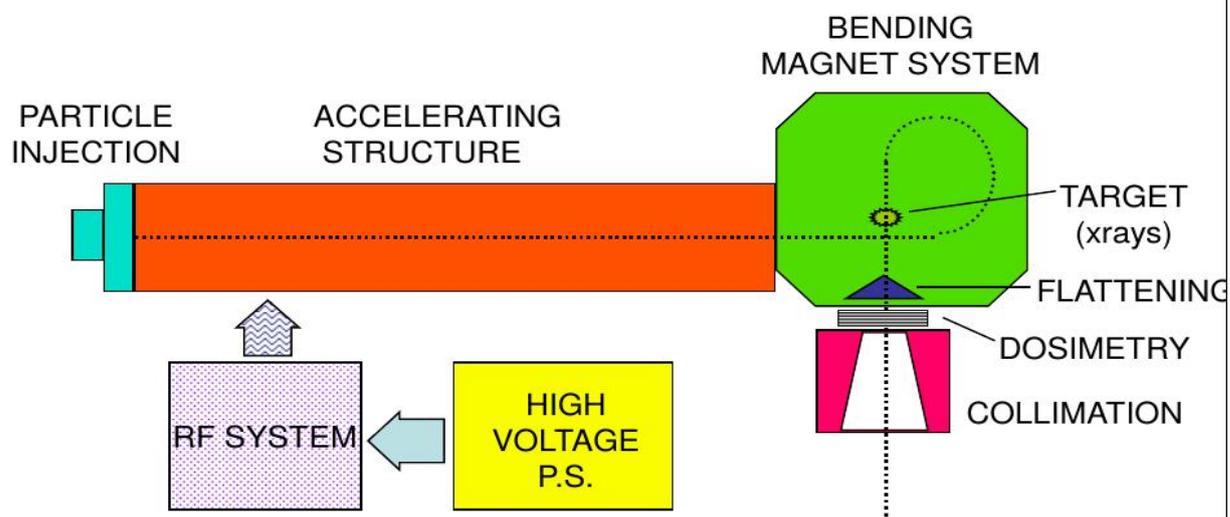


Figura 2.3: Schema a blocchi dell'acceleratore lineare per radioterapia

2.1 Cannone elettronico

L'iniettore di particelle, o electron gun, é la sorgente di elettroni che dovranno poi essere accelerati e determina l'energia iniziale, quindi la velocità, degli elettroni. Ha anche la funzione di accendere a spegnere il fascio e la sua architettura é estremamente simile a quella di un comune tubo a raggi X. Un filamento in tungsteno viene riscaldato ed emette elettroni per effetto termoionico. Gli elettroni vengono sottoposti ad una differenza di potenziale e vengono accelerati dall'anodo al catodo, attraversando dei sistemi detti griglie che permettono di ottenere un beam il piú retto e preciso possibile. Dopo questa operazione il fascio di particelle leggere cariche viene inviato alla vera e propria struttura acceleratrice [12].

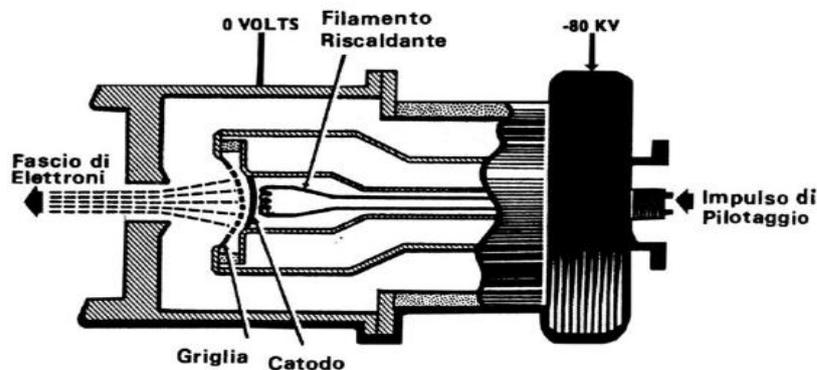


Figura 2.4: Generazione del fascio di elettroni nell'electron gun; il principio é l'analogo del tubo a raggi X

2.2 Struttura acceleratrice

Gli elettroni in uscita dal cannone elettronico devono essere portati alla energia utile per il trattamento, che può essere effettuato sia mediante gli stessi elettroni sia mediante fotoni. Gli elettroni, data la loro natura prevalentemente corpuscolare e la loro carica elettrica risultano meno penetranti dei fotoni a parità di energia, però hanno ratei di dose molto piú elevati. Il range effettivo utile degli elettroni dipende dal materiale che devono attraversare e dalla loro energia e risulta essere:

$$r = \frac{E}{3\rho} \quad (2.1)$$

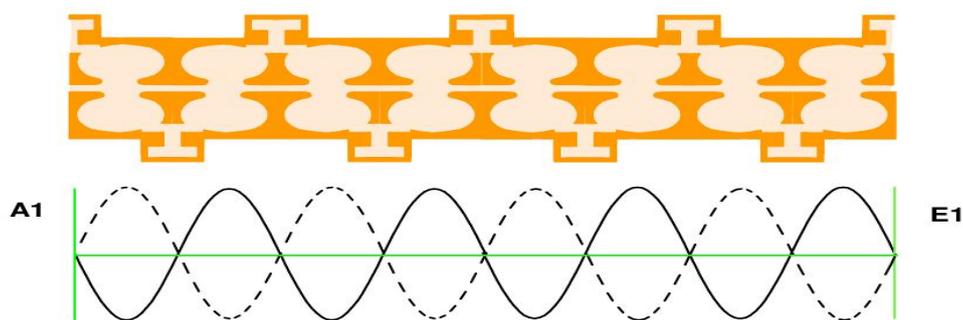


Figura 2.5: Andamento dell'onda acceleratrice

Quindi, una volta iniettati nella guida acceleratrice dal cannone elettronico, gli elettroni verranno accelerati viaggiando sulla cresta di un'onda elettromagnetica in maniera tale da sfruttare la massima intensità del campo acceleratore.

$$E_z(z) \cos(\varphi(z)) \quad (2.2)$$

Dove $E_z(z)$ rappresenta il valore alla cresta dell'onda e φ è la fase del pacchetto di elettroni rispetto alla cresta stessa. L'incremento energetico ottenuto in uscita dalla struttura acceleratrice lunga L è:

$$eV = e \int_L E_z(z) \cos(\varphi(z)) dz \quad (2.3)$$

E l'accelerazione avviene all'interno di cavità in cui il *magnetron* provvede a generare un campo elettromagnetico. Ogni cavità è alimentata dall'accoppiamento di un campo elettrico ed un campo magnetico, utilizzati per variare la velocità delle particelle. Supponiamo di avere una cavità che viene eccitata dalla presenza di una spira in cui scorre una corrente variabile nel tempo alla frequenza di risonanza della cavità stessa. Attorno alla spira si creerà un campo magnetico indotto che indurrà un campo elettrico parallelo all'asse della cavità. Se un fascio di elettroni è introdotto attraverso l'apertura verranno accelerati e decelerati per via dell'alternanza del campo elettrico presente e lasceranno la cavità con una determinata distribuzione di velocità che produce una conseguente redistribuzione spaziale. Gli elettroni a velocità più elevata superano quelli a velocità inferiore producendo approssimativamente due regioni, una in cui la popolazione di particelle è molto elevata ed una in cui è molto scarsa, quindi si dice che il beam è compattato. Questo effetto è massimo alla distanza critica dalla cavità, mentre per distanze inferiori il fascio elettronico è più omogeneo. Se viene inserita una cavità di risonanza nel punto di massima com-

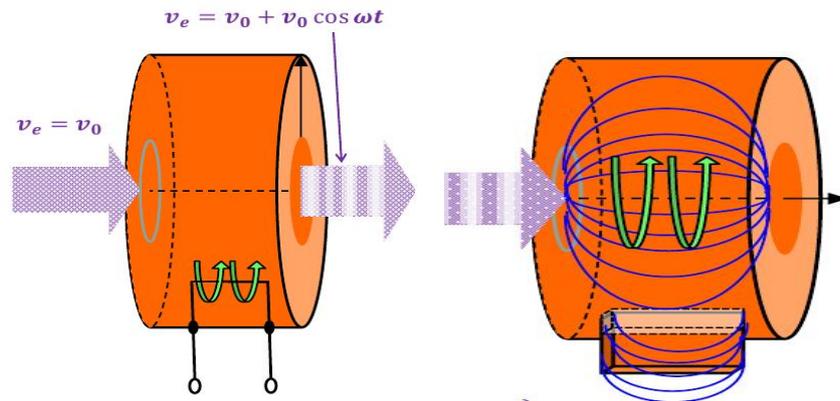


Figura 2.6: Modulazione della velocità delle cariche (fig. a) ; Effetti del campo della cavità risonante (fig. b)

pattezza del fascio questa verrà attraversata da una corrente dipendente dal tempo generando un grande campo magnetico variabile dentro di se. Questo campo induce un'onda elettromagnetica alla frequenza di risonanza della cavità che mantiene gli elettroni accelerati.

2.3 Magnetron

L'effetto di accelerazione dovuto alle cavità viene ottenuto mediante un componente chiamato *magnetron* costituito da un catodo centrale e da una struttura esterna circolare in rame corrispondente all'anodo, in cui sono intagliate le cavità di risonanza. In alternativa si utilizza il *Klystron* che ha però bisogno di una sorgente RF. Il catodo centrale ad alta temperatura è sottoposto ad una tensione di approssimativamente 100 kVp mentre l'anodo è a potenziale nullo. Quando è applicata l'alta tensione al catodo, gli elettroni fluiscono radialmente e contemporaneamente si crea un campo magnetico nella direzione dell'asse della struttura che produce una deflessione a spirale del moto delle particelle che verranno poi accelerate grazie alle cavità di risonanza. Per alimentare il *magnetron* o il *klystron* si ha bisogno di una sorgente ad alta tensione che provvede a fornire circa 100 kV e 100 A con una frequenza di pulsazione fino a 400 Hz con durata della pulsazioni di qualche microsecondo. Quindi il potenziale di accelerazione non può essere illimitato. I limiti sul rateo di dose e quindi sulla fluenza degli elettroni sono dovuti proprio al livello di potenza dell'alimentatore. Se la fluenza aumenta, il picco di energia decresce in maniera tale da conservare l'energia.

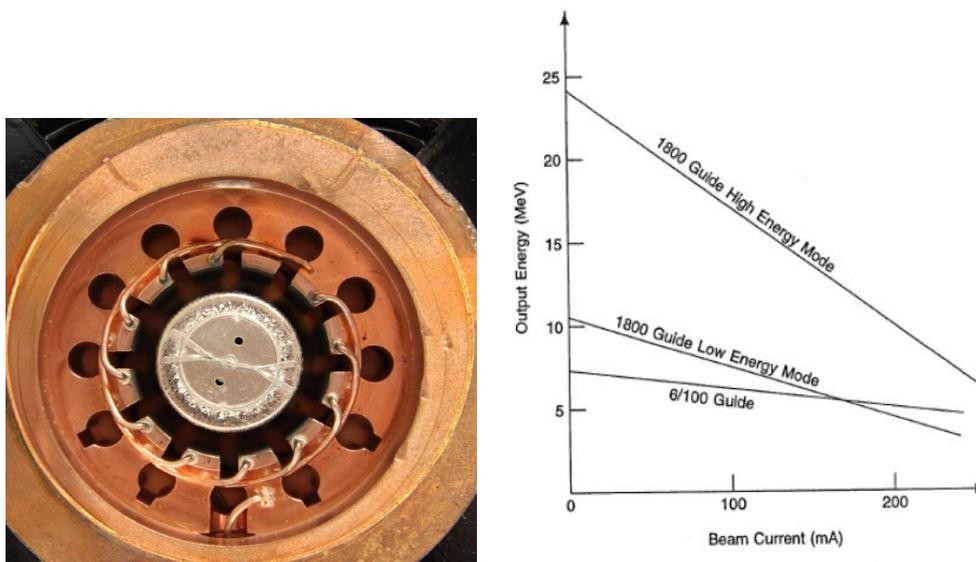


Figura 2.7: Esempio costruttivo di Magnetron (fig. a) ; Andamento della corrente di elettroni del fascio in funzione dell'energia (fig. b)

2.4 Target

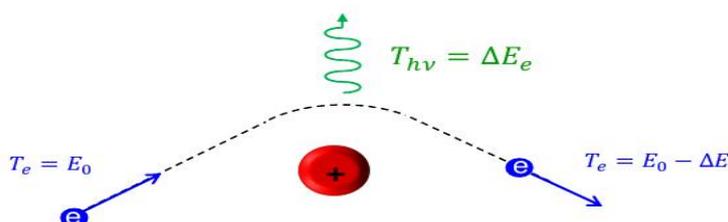


Figura 2.8: La radiazione di bremsstrahlung

L'efficienza di conversione è molto bassa, dell'ordine dell' 1%, quindi tutto quello che non viene convertito in fotoni genera calore. Si può definire l'efficienza di conversione tramite una formula empirica:

$$\text{Efficienza} = 9 \times 10^{-10} \times Z \times V \quad (2.4)$$

Dove si è indicato con Z, il numero di massa del target, ovvero il numero di protoni nel nucleo e con V il potenziale di accelerazione espresso in Volts. Quindi, a parità di fotoni prodotti, un acceleratore da 6 MV ha bisogno di 3 volte il quantitativo di elettroni di un acceleratore da 18 MV. Solitamente il materiale utilizzato è il Tungsteno che ha uno Z pari a 74 ed è dotato di uno



Figura 2.9: Si mostrano i bersagli del fascio di elettroni per permettere la conversione fotonica a un spessore estremamente ridotto, inferiore al mm per minimizzare gli effetti di attenuazione del fascio.

2.5 Collimatori

I collimatori sono suddivisi in *collimatore primario*, o cono di antibackscattering, *ganasce* e *collimatore multileaf*. L'insieme di questi tre componenti permette di ottenere un fascio dalla forma desiderata, limitando il piú possibile l'irraggiamento dei tessuti sani. Il collimatore multistrato é posizionato tra paziente e ganasce e permette di massimizzare la personalizzazione del trattamento. E' composto da una serie di lamelle movimentate meccanicamente con la funzionalitá di schermare il fascio nelle zone desiderate, aumentando estremamente l'accuratezza.

2.6 Flattening filter

Sebbene l'idea concettuale di fornire sufficiente ma omogenea dose al tumore, simultaneamente risparmiando i tessuti sani, sia rimasta invariata negli anni, si sta sviluppando una nuova tecnica che prevede la rimozione del filtro a cono. Il frequente uso di distribuzioni di fluenza non uniformi ed il rivisitato concetto di distribuzione omogenea di dose attraverso il tumore influenza l'assunzione che un fascio di fotoni ideale deve essere piatto nella zona di trattamento. Questo é proprio lo scopo del filtro di flattening [8] [9]. Come conseguenza, fino ad oggi, in gran parte indiscutibilmente, il filtro a cono é stato sempre utilizzato. Il suo dovere é la conversione della distribuzione dei fotoni, fortemente piccata in avanti, in un fascio piano e clinicamente utile. Quindi i vantaggi di questo sistema sono una distribuzione piú omogenea della dose, una fluenza piú uniforme, uno spettro piú duro ed un fascio omogeneizzato in termini di energia ed intensitá.

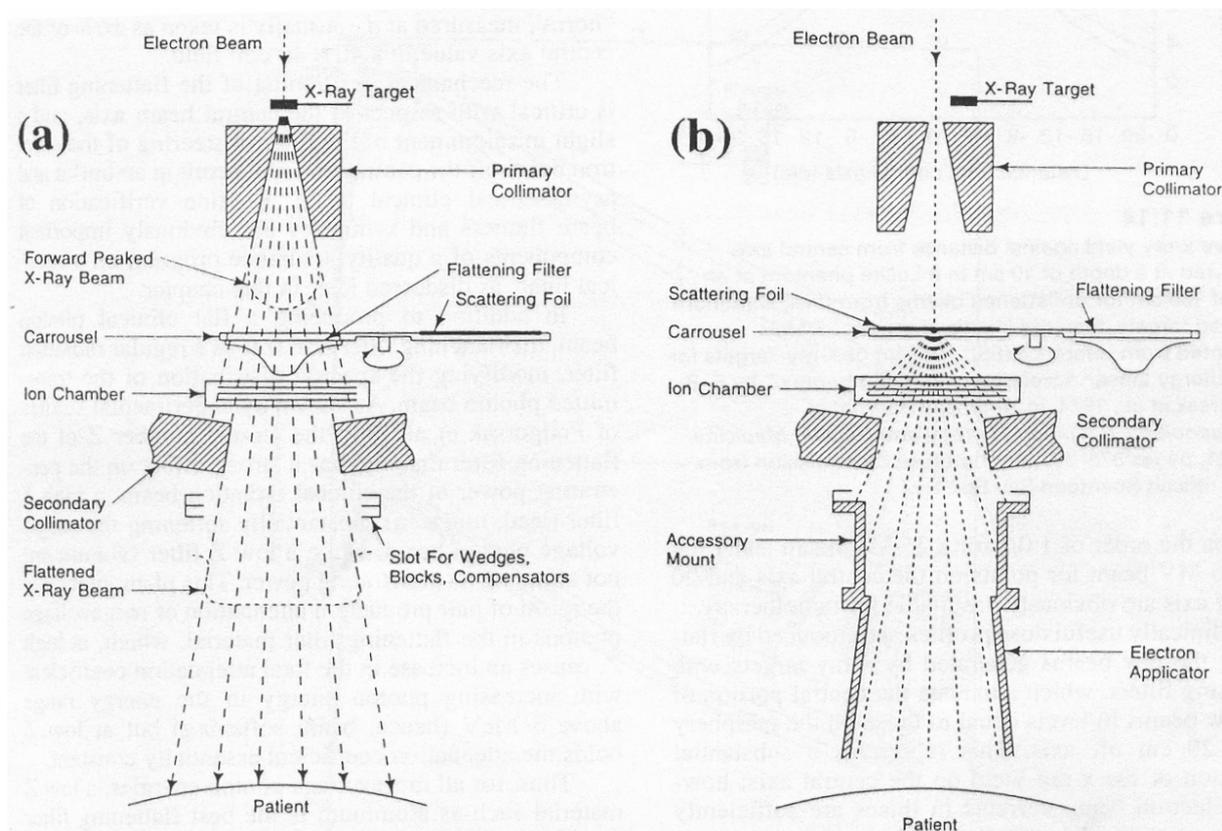


Figura 2.10: Differenze di architettura tra la configurazione della testa dell'acceleratore adibita alla produzione fotonica con la configurazione per il trattamento con elettroni



Figura 2.11: Collimatore multifogli, costituito da lamine in piombo mobili singolarmente in modo da poter personalizzare al massimo i trattamenti (fig. a) ; Filtri di appiattimento del fascio (fig. b)

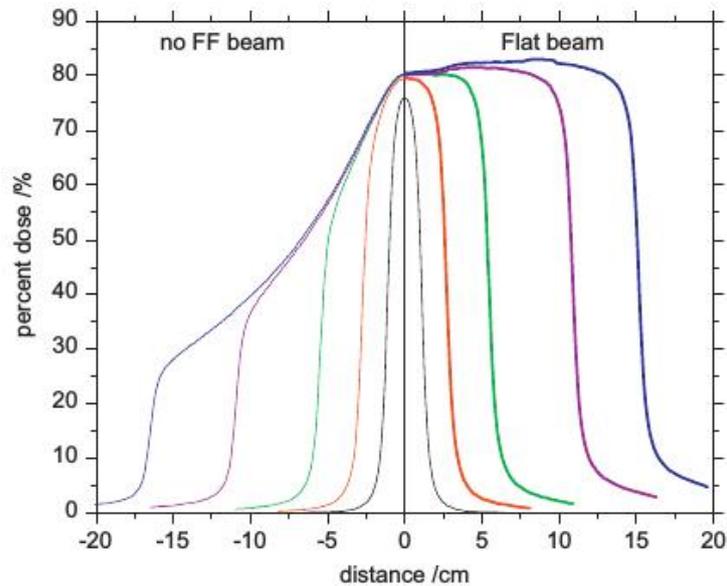


Figura 2.12: Confronto dell'andamento della dose assorbita percentuale in funzione della distanza tra fascio flattened ed unflattened

Tuttavia sorgono vari svantaggi come l'aumento degli scattering dei fotoni e la contaminazione da elettroni secondari, quindi aumenta la radiazione di fuga incrementando barriere e costi [9] [7]. Viene aumentato anche l'effetto penombra, cioè la zona vicina al fascio primario che aumenta la dose indesiderata. Per questi motivi negli ultimi anni si è pensato che la rimozione del flattening filter potesse portare vari benefici. Tra questi si trovano la riduzione degli spessori degli schermi e quindi dei costi, un notevole incremento della fluenza fotonica attraverso la superficie ed una diminuzione dell'energia media mantenendo però un potere di penetrazione dei tessuti adeguato.

2.7 Strumenti per dosimetria

Vengono utilizzati in genere due strumenti per misurare la dose in uscita dalla testata dell'acceleratore ovvero due differenti camere a ionizzazione, la prima delle quali è detta camera a ionizzazione in trasmissione e la seconda camera a ionizzazione segmentata. Nel primo caso il fotone o l'elettrone incidente attraversa la camera in oggetto producendo eventi di ionizzazione. Gli elettroni spaiati andranno a depositarsi su una lamina metallica, ad esempio in berillio sottoposta ad una differenza di potenziale in modo da poter misurare le cariche in eccesso e risalire quindi alla dose. Infine, un'ultima camera a ionizzazione posta perpendicolarmente al

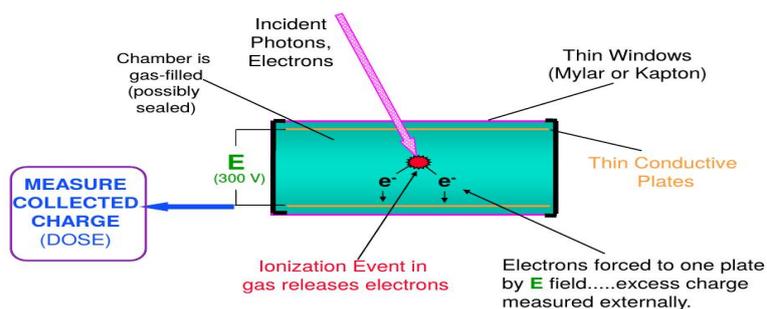


Figura 2.13: Camera a ionizzazione posta perpendicolarmente al fascio per la misura del rateo di dose erogato dall'acceleratore

fascio provvede a misurare la dose erogata dall'acceleratore, bloccandola una volta raggiunte le unità monitor desiderate. Una unità monitor corrisponde ad una dose di $1cGy$ con un campo di 10 cm^2 in un fantoccio d'acqua ad 1m dal target.

$$1 \frac{MU}{min} = 1 \frac{cGy}{min} \quad (2.5)$$

Capitolo 3

Tecniche Monte Carlo

3.1 Generalità e semplici applicazioni

Le tecniche Monte Carlo sono atte alla risoluzione di problemi i cui processi di sviluppo sono interessati da casualità o da determinismo, sfruttando la generazione di numeri casuali costruendo modelli probabilistici artificiali. Sono quindi adatti a simulare la storia di una singola particella, dall'istante della sua nascita alla sua morte, dopo aver subito un grande numero di eventi. Si può definire quindi *storia* la simulazione della particella originale e di tutta la sua progenie. Per avere buona affidabilità sul risultato ottenuto si ha bisogno della ripetizione di moltissime storie in modo tale da ottenere un accumulo di informazioni utili che permettano di raggiungere l'obiettivo di calcolo, detto tally. Tra le varie applicazioni delle tecniche Monte Carlo si trovano ad esempio metodi per il calcolo delle aree o metodi di integrazione di varie funzioni. Si supponga a titolo di esempio di voler calcolare l'area S di un oggetto, in questo caso quella della forma irregolare inscritta nel quadrato di area unitaria. Si posizionino casualmente n punti generati in maniera random tra 0 ed 1 nelle due coordinate e si contino i k punti che sono finiti entro l'area S . Una volta effettuata tale operazione l'area S non sarà altro che:

$$S = \frac{k}{n} \tag{3.1}$$

Piú il numero di punti posizionati é elevato, piú la precisione del metodo risulterà elevata. Bisogna inoltre tenere ben presente che i numeri random devono avere stessa probabilità di uscita, quindi devono essere tutti equiprobabili. Un altro esempio di applicabilità del metodo

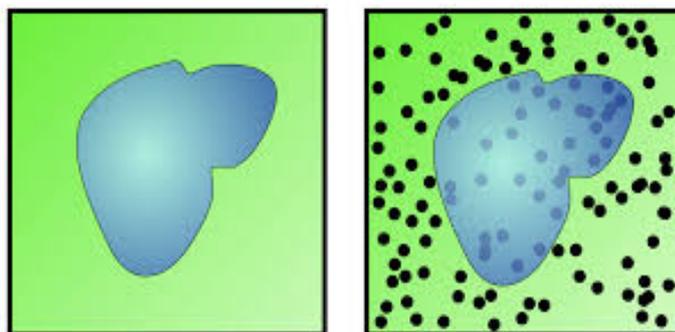


Figura 3.1: Distribuzione causale di n punti nel quadrato di lato unitario contenente la figura irregolare di cui si vuole conoscere l'area

Monte Carlo per il calcolo delle aree può essere esplicitato mediante l'integrazione di una funzione. Si voglia ad esempio calcolare l'area di un quarto di cerchio di raggio unitario, cioè $\frac{\pi}{4}$. In prima battuta calcoliamo l'area di un quarto di cerchio di raggio unitario inscritto in un quadrato di lato unitario.

$$A = \frac{\pi}{4} = \int_0^1 \int_0^{\sqrt{1-x^2}} dy dx \quad (3.2)$$

Infatti, analiticamente il primo integrale può essere risolto mediante cambi di variabile:

$$x = \sin(u) \quad (3.3)$$

$$u = \sin^{-1}(x) \quad (3.4)$$

$$dx = \cos(u) du \quad (3.5)$$

$$x^2 = \sin^2(u) \quad 1 - x^2 = 1 - \sin^2(u) = \cos^2(u)$$

$$\sqrt{1-x^2} = \sqrt{\cos^2(u)} = \cos(u) \quad (3.6)$$

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(u) \cos(u) du = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2(u) du = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2u) \right) du = \frac{1}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} du + \frac{1}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(2u) du \quad (3.7)$$

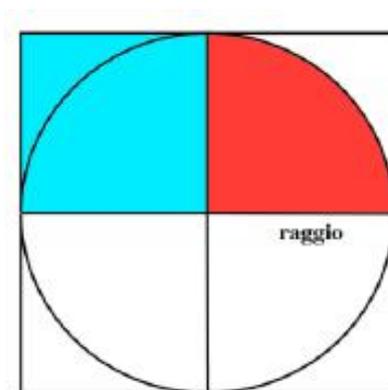


Figura 3.2: Quadrato di lato unitario in cui è inscritto un cerchio. Sono in evidenza i quattro quarti di cerchio considerati

da cui si ricava semplicemente che $\frac{1}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} du = \frac{\pi}{4}$ ed anche

$$\frac{1}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(2u) du = \frac{1}{4} \int_0^{\pi} \cos(t) dt = 0 \quad (3.8)$$

dove si è posto:

$$t = 2u \quad (3.9)$$

$$dt = 2du \quad (3.10)$$

In definitiva: $A = \frac{\pi}{4}$ Analogamente ed ovviamente si ricava lo stesso valore risolvendo

$$\int_0^1 \int_0^{\sqrt{1-x^2}} dy dx = \frac{\pi}{4} \quad (3.11)$$

Si osservi ora che l'area del cerchio è πr^2 mentre l'area del quadrato è $4r^2$, per cui il rapporto tra le due aree vale proprio $\frac{\pi}{4}$ e si chiami questo valore k .

$$k = \frac{A(\text{cerchio})}{A(\text{quadrato})} = \frac{\pi}{4} \quad (3.12)$$

A partire da questo risultato si può anche calcolare il valore di π , Si immagini a questo proposito, come nell'esempio precedente di posizionare casualmente un elevato numero di punti all'interno del quadrato in cui è inscritto il quarto di cerchio. Ora si contino quanti punti sono finiti nel cerchio e quanti nel quadrato, tenendo conto che quelli nel cerchio sono anche nel quadrato. Il

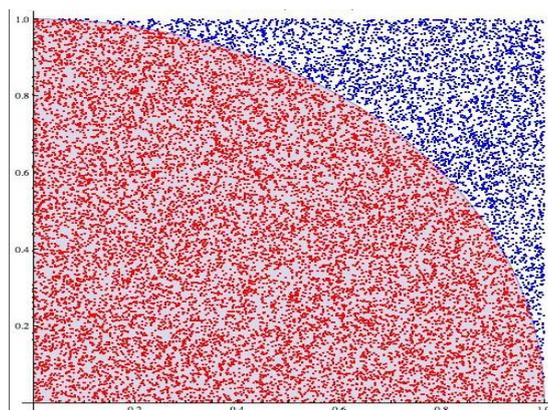


Figura 3.3: Distribuzione dei punti casuali nella geometria considerata. In rosso sono i punti caduti sia nel quadrato sia nel cerchio, in blu sono quelli solo nel quadrato

rapporto tra i punti nel cerchio e quelli nel quadrato é k che anche il rapporto tra le aree, per cui:

$$k = \frac{\text{numeropuntinelcerchio}}{\text{numeropuntinelquadrato}} = \frac{\pi}{4} \quad (3.13)$$

che é l'area desiderata, per cui si trova anche che $\pi = 4k$ Tale tecnica Monte Carlo detta *hit or miss* può essere agevolmente scritta sottoforma di algoritmo. Ovviamente all'aumentare del numero di lanci la precisione delle tecniche Monte Carlo aumenta. Ma come contare il numero di punti che sono finiti entro l'area del cerchio? Bisogna imporre il conteggio di un determinato punto se:

$$x_i^2 + y_i^2 \leq 1 \quad (3.14)$$

Dopodiché si calcola il valore cercato cercato con:

$$I = \frac{\text{numerodihit}}{\text{numero dilanci totale}} \quad (3.15)$$

L'algoritmo può essere quindi scritto come:

```

n=numero di lanci;
z=0;
for i=1:n;
x=rand(1);
y=rand(1);
c=x^2+y^2;
if c<=1;

```

```

z=z+1;
pi= 4*(z/n);
end
end

```

Ma il problema del calcolo integrale può essere visto anche sotto ad un altro punto di vista. Per $i = 1 \dots n$ si prendono x_i numeri casuali compresi tra 0 ed 1 e si trova il valore dell'integrale mediando la funzione $\sqrt{(1 - x_i^2)}$,

$$I = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sqrt{(1 - x_i^2)} \quad (3.16)$$

Si può quindi dedurre che le tecniche Monte Carlo sono tecniche estremamente potenti per il calcolo numerico.

3.2 La teoria delle probabilità

Vi sono due discipline che studiano i fenomeni cosiddetti aleatori e sono la *teoria delle probabilità* e la *statistica*.

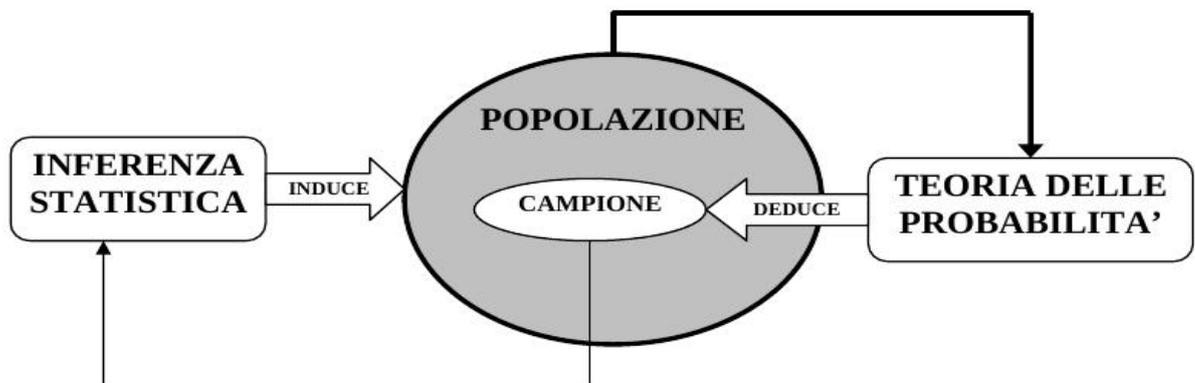


Figura 3.4: Schema teorico concettuale dei legami tra la teoria delle probabilità e la statistica con la popolazione

La *teoria delle probabilità* costruisce dei modelli matematici per lo studio di fenomeni casuali e ne sviluppa conseguenze logiche e deduttive, deducendo dal contenuto noto del campione il contenuto probabile dello stesso campione. La *statistica* invece induce le caratteristiche della popolazione a partire dal contenuto di un certo campione osservato, conferendogli proprietà di

un modello matematico a partire dai campioni osservati. Ma di cosa si sta parlando quando si parla di probabilità? Probabilità é un modo formale di esprimere la proporzione di volte che un determinato evento può avere luogo in un numero elevato di prove o esperimenti. Le frequenze relative osservate in un numero molto elevato di prove possono così essere considerate come un'approssimazione della probabilità. In base a tale interpretazione la probabilità viene definita come una misura del grado di fiducia che una persona ripone sul verificarsi di un dato fenomeno, avendo a disposizione determinate informazioni sul fenomeno stesso. Per accumulare dati, e quindi una migliore conoscenza del processo che genera il fenomeno oggetto di studio, vengono effettuati degli esperimenti.

Esperimento = é ogni operazione il cui risultato non può essere previsto con certezza

Esito = risultato elementare dell'esperimento incompatibile con altri esiti

Evento = raggruppamento di possibili esiti, compatibile o incompatibile con altri eventi

Spazio campionario = insieme di tutti gli esiti, o eventi, dell'esperimento

Si dispone quindi di un modello probabilistico se sono noti l'insieme dei risultati possibili dell'esperimento e la probabilità di realizzazione dei risultati ottenibili. Per meglio comprendere il discorso si ha bisogno di qualche elemento base di teoria degli insiemi.

Rappresentazione	TEORIA DEGLI INSIEMI	ALGEBRA DEGLI EVENTI
\emptyset	Insieme nullo	Evento impossibile
$A \cup B$ (A o B)	Unione di A e B	la somma logica di due eventi A e B è l'evento che si verifica quando si verifica uno almeno degli eventi
$A \cap B$ (A e B)	intersezione di due insiemi A e B	L'evento si verifica se e solamente se si verificano entrambi gli eventi del prodotto
$A \cap B = \emptyset$	Due insiemi sono disgiunti se non hanno nessun elemento in comune, quindi la loro intersezione è vuota	Gli eventi sono incompatibili, ovvero non possono verificarsi entrambi

3.3 Calcolo combinatorio

Il calcolo combinatorio studia i raggruppamenti che si possono ottenere con n oggetti disposti su un dato numero k di posti e costituisce il fondamento della teoria delle probabilità e tornerà utile per la comprensione di alcuni aspetti teorici dei codici Monte Carlo.

1. Disposizioni con ripetizione = si abbia un insieme di n oggetti a_i e si estraggano r elementi, rimettendo dopo ogni estrazione l'elemento estratto dentro all'insieme. La disposizione con ripetizione è il numero di r -uple ottenibili: n^r .

2. Disposizione senza ripetizione = si abbia un insieme di n oggetti a_i e da tale insieme si estraggano r elementi senza più rimettere l'elemento che si è estratto dentro all'insieme considerato. Le possibili combinazioni ottenibili saranno quindi le disposizioni senza ripetizione: $\frac{n!}{(n-r)!}$. Se però nell'esperimento non è di interesse l'ordine degli oggetti, si ha che i modi per poter disporre r oggetti sono $r!$, ovvero il numero di disposizioni ad r ad r .

3. Combinazioni senza ripetizione = r -uple possibili ottenibili senza tenere conto dell'ordine degli elementi, ovvero il numero di sottopopolazioni di taglia r della popolazione di taglia n : $\frac{n!}{(n-r)!r!}$

4. Combinazioni con ripetizione = r -uple possibili ottenibili tenendo conto dell'ordine degli elementi: $\frac{n!}{(n-r)!}$

5. Ripartizione popolazione in k popolazioni di taglia n_1, n_2, \dots, n_k : $\frac{n!}{n_1! \dots n_k!}$

6. La probabilità di un evento aleatorio è pari a: $\frac{\text{esiti favorevoli}}{\text{esiti possibili}}$

7. Assioma di positività: la probabilità appartenente ad un qualsiasi evento è unica e non negativa. $0 \leq P(E) \leq 1$

8. Assioma di certezza: la probabilità dell'intero spazio campionario Ω è unitaria.
 $P(\Omega) = 1$

9. Assioma di unione: se E_1 ed E_2 sono due eventi di Ω incompatibili, allora:

$$E_1 \cap E_2 = \emptyset, P(E_1 \cup E_2) = P(E_1) + P(E_2) \quad (3.17)$$

Dagli assiomi scaturiscono certe proprietà:

Per ogni evento $E \subset \Omega$ si ha che $P(E) = 1 - P(E^c)$ e $P(\emptyset) = 0$

Se l'evento A implica l'evento B, cioè $A \subseteq B$ allora $P(A) \leq P(B)$

Se gli eventi sono compatibili $P(A \cup B) = P(A) + P(B) - P(A \cap B)$

Se la probabilità è invece condizionata è la probabilità che si verifichi A, sapendo che B è verificato.

$$P\left(\frac{A}{B}\right) = \frac{P(A \cap B)}{P(B)} = \frac{P(A)P\left(\frac{B}{A}\right)}{P(B)}$$

Alla luce di queste nuove informazioni, due eventi A e B sono incompatibili se e solo se:

$$P\left(\frac{B}{A}\right) = P(B) \Rightarrow P\left(\frac{A}{B}\right) = P(A)P\left(\frac{B}{A}\right) = P(A)P(B) \quad (3.18)$$

E se gli eventi sono incompatibili allora:

$$\exists C = \cup_i A_i \Rightarrow P\left(\frac{C}{B}\right) = \sum P\left(\frac{A_i}{B}\right) \quad (3.19)$$

3.4 Variabili aleatorie discrete

Si tratta di variabili che assumono certi valori discreti per cui ad ognuno di tali valori è associata una certa probabilità, quindi vi è una distribuzione di probabilità [4]. Non conosciamo il valore che la variabile può assumere ma sappiamo che:

$$\sum_{i=1}^n P_i = 1 \quad (3.20)$$

$$P_i = p(X = x) \geq 0 \quad (3.21)$$

$X =$ variabile aleatoria $\implies x =$ valore che può essere assunto

$$f_x(X) = P(X = x) \quad (3.22)$$

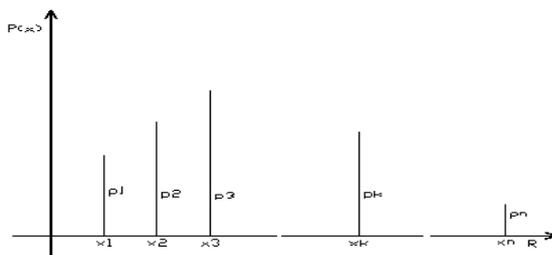


Figura 3.5: Distribuzione discreta di probabilità

$$F_x(X) = P(X \leq x) \quad (3.23)$$

Moda = valore piú probabile della variabile aleatoria X

Mediana = valore centrale di P

Media $= \mu = E(X) = \sum_x x P_X(x) =$ Valore atteso

Varianza $= V(x) = E((x - \mu)^2) f(x) = \sum_x (x - \mu)^2 P_X(x)$

Deviazione standard $= \sigma = \sqrt{V(X)}$

Per descrivere la variabile aleatoria ci si può anche servire delle funzioni distribuzioni cumulate: $F_x(X) = F(x) = P(X \leq x) = \sum_{i, x_i \leq X} p_i =$ *funzione gradini*

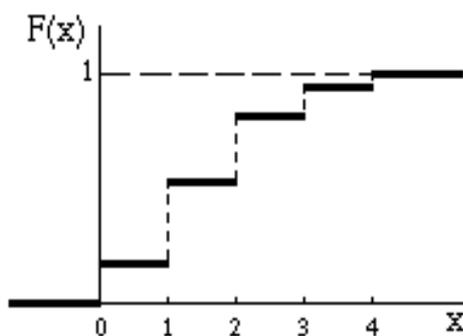


Figura 3.6: Cumulata di una distribuzione discreta di probabilità

3.4.1 Distribuzione binomiale

Se l'esperimento effettuato ha due possibili risultati, se viene ripetuto n volte con la stessa probabilità di successo e se le n ripetizioni sono tra loro tutte indipendenti, la distribuzione considerata del fenomeno è detta binomiale. Se le ipotesi sono vere allora la binomiale ci indica la probabilità di avere k successi in n ripetizioni.

$$b(k; n, p) = \binom{n}{k} p^k q^{(n-k)} = \frac{n!}{(n-k)!k!} p^k q^{(n-k)} \quad (3.24)$$

Se il numero di ripetizioni è molto elevato ed il numero di successi è circa uguale al valor

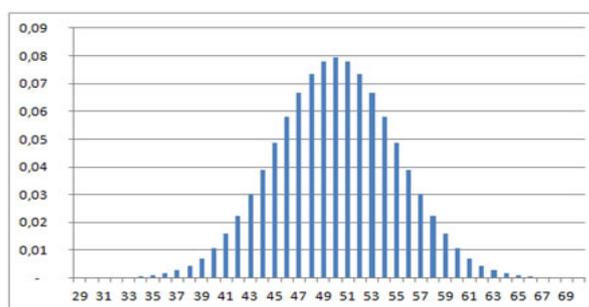


Figura 3.7: Andamento della distribuzione di probabilità binomiale

medio $\mu = np$ la distribuzione discreta binomiale potrà essere applicata con la funzione densità di probabilità gaussiana che avrà media μ e deviazione standard $\sqrt{(npq)} = \sqrt{(np(1-p))}$, Per cui si otterrà:

$$b(k; n, p) \approx \int_{k-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} G(x) dx \quad (3.25)$$

Se invece il numero di ripetizioni è molto elevato, ma la probabilità di successo è molto piccola, la binomiale può essere approssimata con una poissoniana con parametro μ , infatti:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \binom{n}{k} p^k q^{(n-k)} = \frac{\mu^k}{k!} e^{-\mu}$$

3.4.2 Distribuzione di Poisson

Per avere processi di Poisson bisogna avere un certo numero di conteggi ognuno in un lasso di tempo indipendente da altri lassi di tempo. Il rateo di conteggi deve essere stazionario. distribuzione poisson

$$P(k; \lambda) = P(k; \frac{\mu}{t}) = \frac{\mu^k}{k!} e^{-\mu} = \frac{(\lambda t)^k}{k!} e^{-\lambda t} \quad (3.26)$$

Se il numero di ripetizioni é molto elevato e se $k \approx \mu$ la binomiale può essere approssimata da una gaussiana di media μ e varianza μ .

3.5 Variabili aleatorie continue

Le variabili casuali continue possono assumere qualsiasi valore reale in un dato intervallo. Per questo motivo é impossibile ottenere due volte esattamente lo stesso risultato, quindi, può essere definita la probabilità di ottenere un certo valore solo in un intervallo. $f_X(x) = f(x) \implies$ funzione densità di probabilità

$$f(x) \geq 0 \quad (3.27)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1 \quad (3.28)$$

$$p(a < X \leq b) = \int_a^b f(t) dt \quad (3.29)$$

$$E(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx \quad (3.30)$$

$$V(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)(x - \mu)^2 dx \quad (3.31)$$

$$F(X) = \text{funzione densità-cumulata} = p(X \leq x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) dt \quad (3.32)$$

3.5.1 Distribuzione uniforme

E' uniformemente distribuita nell'intervallo $[a,b]$

$$f(x) = \frac{1}{b-a}, \text{ per } x \in [a, b], \text{ altrimenti } f(x) = 0 \quad (3.33)$$

Se siamo nel caso particolare in cui $[a,b] = [0,1]$ allora:

$$f(x) = 1, \text{ per } x \in [a, b] \quad (3.34)$$

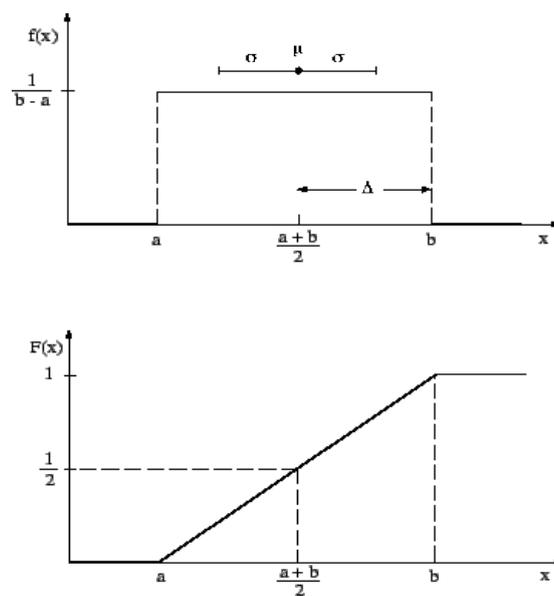


Figura 3.8: Densità di probabilità uniforme e sua cumulata

3.5.2 Distribuzione esponenziale

$$f(x) = 0, \text{ per } x \leq 0 \quad (3.35)$$

$$f(x) = \lambda e^{-\lambda x}, \text{ per } x > 0 \quad (3.36)$$

$$\mu = \frac{1}{\lambda} \quad (3.37)$$

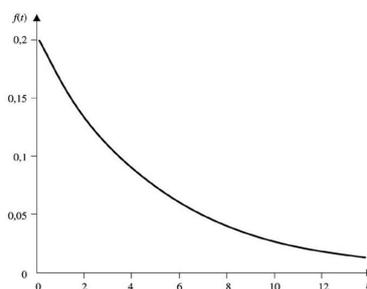


Figura 3.9: Andamento della funzione densità di probabilità esponenziale

3.5.3 Distribuzione normale

$$G(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.38)$$

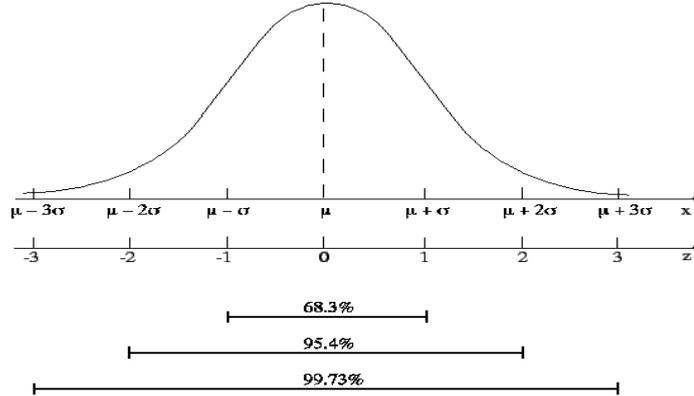


Figura 3.10: Funzione densità di probabilità gaussiana

$$P_X(x \in [a, b]) = \int_a^b G(x; \mu, \sigma) dx = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)}} \int_{z_a}^{z_b} e^{-\frac{1}{2}z^2} dz \quad (3.39)$$

$$z = \frac{x - \mu}{\sigma} \quad (3.40)$$

Dato che ogni esperimento avrebbe una propria gaussiana ed essendoci potenzialmente infiniti esperimenti, ci si riconduce alla gaussiana normalizzata:

$$N(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2}} \quad (3.41)$$

La cumulata di una gaussiana risulta essere:

3.6 Teorema del limite centrale

Siano X_1, X_2, \dots, X_n delle variabili casuali indipendenti, ognuna dotata di media μ e deviazione standard σ . Se n è molto elevato, la $\sum_{i=1}^n X_i$ è approssimativamente una distribuzione normale con media $n\mu$ e deviazione standard $\sqrt{n}\sigma$, quindi:

$$\sum_{i=1}^n X_i \approx N(n\mu; \sqrt{n}\sigma) \quad (3.42)$$

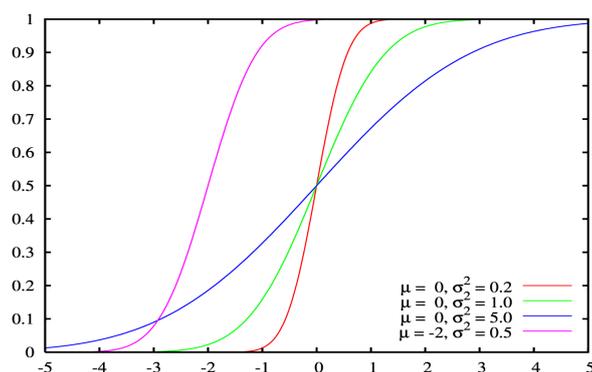


Figura 3.11: Cumulata della funzione densità di probabilità normale

3.7 Generazione di numeri casuali

L'idea chiave del metodo Monte Carlo é avere una tecnica che permetta di ottenere sequenze di numeri random o pseudorandom.

3.7.1 Aritmetica modulare: riduzione modulo p

Sia m un numero naturale e si voglia trovare $b \in \mathbb{N}$ tale che il resto sia esprimibile come $m = b \text{mod}(p)$ oppure sia scrivibile $b = m \text{mod}(p)$, Si prenda ad esempio:

$$21 \text{mod}(13) = ? \quad \frac{21}{13} = 1.615384615 \Rightarrow 0.615384615 \cdot 13 = 8 \Rightarrow 53 \text{mod}(11) = 8$$

3.7.2 Metodo Lehmer

Sulla base di questa tecnica di scrittura dei numeri si applica il *metodo Lehmer* del *congruential linear generator*, per generare sequenze di numeri random. Si fissano

$$p = \text{modulo} = 2^k \tag{3.43}$$

$$g = \text{moltiplicatore}, 0 \leq g < p \tag{3.44}$$

$$c = \text{incremento}, 0 \leq c < p \tag{3.45}$$

$$S_0 = \text{valore di partenza}, 0 \leq S_0 < p \tag{3.46}$$

da cui: $S_{(n+1)} = (gS_n + c) \bmod(p)$. Ma per il Monte Carlo si é interessati a generare numeri random che siano appartenenti all'intervallo $[0,1]$, quindi: $\xi_{(n+1)} = \frac{S_{(n+1)}}{p}, 0 \leq \xi_{(n+1)} < 1$. A titolo di esempio, in MCNP5 $S_{(n+1)} = (gS_n + c) \bmod(p) = (5^{19}S_n + 1) \bmod 2^{63}$ ed il periodo é 2^{63}

3.8 Test statistici

3.8.1 Il test del Chi-quadro

Bisogna chiedersi se le sequenze di numeri random sono sufficientemente random, dato che in realtà, come si é visto, i metodi per generare numeri casuali sono assolutamente deterministici. A questo scopo si ricorre a dei test statistici perché la sequenza potrebbe sembrare random fino alla iterazione n ma non c'è sicurezza per l'iterazione $n+1$. Più test vengono superati più si può essere ragionevolmente sicuri che la sequenza di numeri sia effettivamente random. Alcuni dei test statistici applicati per verificare la randomicità del metodo sono basati sulla tecnica del χ^2

$$\chi_{test}^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (N_i - p_i N)^2}{p_i N} \quad (3.47)$$

$$\chi_{teorico}^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \mu_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (3.48)$$

Dove p_1, p_2, \dots, p_n sono le probabilità associate ad N eventi di n differenti categorie. Se N é molto elevato la variabile test deve seguire la densità di distribuzione teorica con $n-1$ gradi di libertà. In questo test, l'unità intervallo é divisa in n bins uguali ed il numero di numeri random che finiscono in ogni bin é determinato da:

$$f = \frac{n}{N} \sum_{i=1}^n (N_i - \frac{N_i}{n})^2 \quad (3.49)$$

dove N_i é il numero di numeri random che sono finiti nella cella i ed N é il numero totale di numeri random. Si compara nuovamente il valore di f con il valore predetto dalla distribuzione teorica.

3.8.2 Test del poker

Si considerino gruppi di 5 numeri interi, come in una mano di poker, consecutivi nella sequenza e si osservino N quintuple, poste in differenti configurazioni:

Tabella 3.1

Tutti identici	A A A A A
Quattro elementi uguali	B A A A A
Una coppia ed una terna	B B A A A
Due differenti ed una terna	B C A A A
Doppia coppia	C B B A A
Unica coppia	B C D A A
Cinque differenti	A B C D E

Se la sequenza é uniforme allora le configurazioni osservate si distribuiranno con la stessa probabilità delle configurazioni teoriche. Sia p_s la probabilità che un gruppo contenga esattamente s valori distinti, si noti che ogni quintupla può assumere d^5 valori con uguale probabilità, dove ogni valore appartiene all'intervallo $[0, d-1]$.

$$5 \leq d \leq (N/5)^{\frac{1}{4}} \quad (3.50)$$

$s =$ (numero dei valori diversi all'interno di una configurazione)

$$p_s = \frac{d(d-1)(d-s+1)S(5,s)}{d^5} \quad (3.51)$$

Dove $S(5,s)$ é un numero di Stirling di seconda specie. I numeri di Stirling di seconda specie $S(n,k)$ sono definiti come il numero di possibili k -partizioni (cioé partizioni fatte da k insiemi) di un insieme con n elementi.

$$S(n,k) = \frac{1}{k!} \sum_{j=0}^k (-1)^{(k-j)} \binom{k}{j} j^n \quad (3.52)$$

Vengono osservati quanti gruppi cadono in ogni categoria e, se si denota con f_s la frequenza osservata, il test statistico si comporterá all'asintoto come una variabile χ^2 .

$$V = \sum_{s=1}^5 \left(\frac{(f_s - p_s N)^2}{p_s N} \right) = \sum_{s=1}^5 \left(\frac{(\text{frequenza}_{\text{osservata}} - \text{frequenza}_{\text{aspettata}})^2}{\text{frequenza}_{\text{aspettata}}} \right) \quad (3.53)$$

$$N = \text{numero}_{\text{quintupla}} \text{osservare} \quad (3.54)$$

$k =$ configurazioni considerate

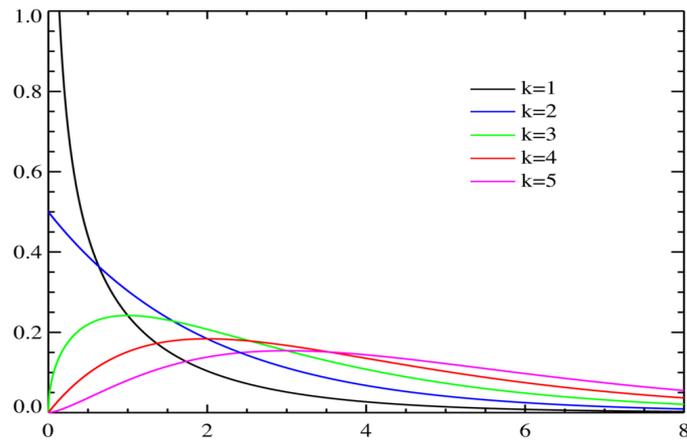


Figura 3.12: : Funzione densità di probabilità in funzione di k

3.8.3 Test spettrale

Il test spettrale determina la distanza massima tra linee parallele, piani o iperpiani μ .

$a > 1 \Rightarrow$ Test superato a pieni voti

$0.1 \leq a \leq 1 \Rightarrow$ Test superato

$a \leq 0.1 \Rightarrow$ Test fallito

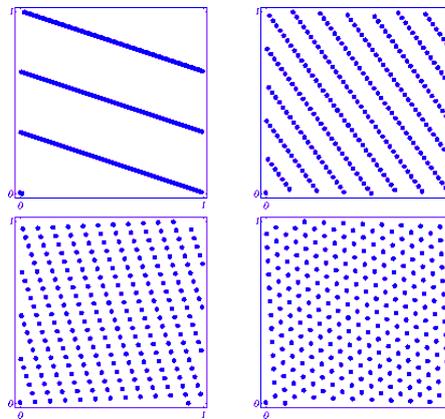


Figura 3.13: Distribuzione di punti e linee tra le quali misurare la distanza

3.9 Campionamento casuale

Il campionamento casuale si effettua estraendo una certa quota di unità dalla popolazione attraverso un metodo che garantisce la casualità delle estrazioni. La casualità viene ottenuta

estraendo numeri a partire da un elenco in cui sono presenti tutti gli individui della popolazione da studiare. Il metodo deve garantire la casualità dell'estrazione. Quindi nasce il problema di decidere come estrarre un campione data una certa distribuzione. Si supponga dunque di avere una determinata densità di probabilità $f(x)$ e di produrre una sequenza x_i che sia distribuita allo stesso modo di $f(x)$, Questo può essere ottenuto tramite un metodo diretto:

1. generazione di ξ
2. determinazione di k tale che $F_{(k-1)} \leq \xi < F_k$
3. si trova \hat{x}

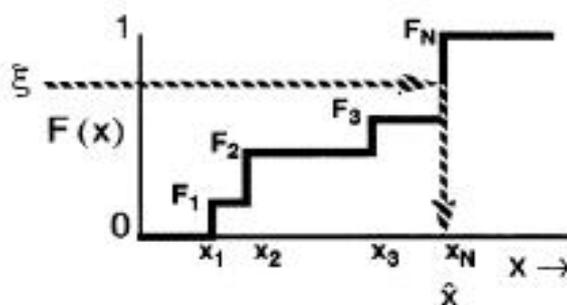


Figura 3.14: Campionamento su distribuzione cumulata discreta

Ovviamente lo stesso metodo di campionamento diretto può essere applicato alle funzioni densità di probabilità, considerando che ξ sia uniforme nell'intervallo $[0,1]$.

3.9.1 Campionamento su funzione di densità di probabilità normale

$$\xi = F(x) = p(X < x) \quad (3.55)$$

$$x = F^{(-1)}(\xi) \quad (3.56)$$

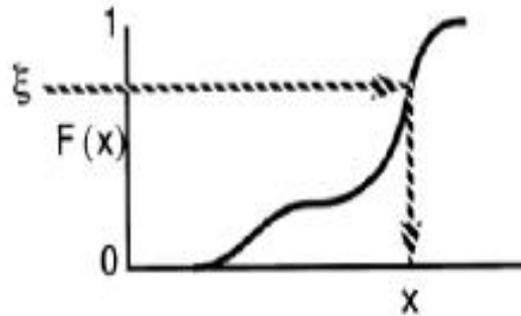


Figura 3.15: Campionamento su funzione densità di probabilità cumulata continua

3.9.2 Campionamento su distribuzione uniforme

$$F(x) = \xi = \frac{x - a}{b - a}, a \leq x \leq b \quad (3.57)$$

per cui $x = a + \xi(b - a)$ permette di trovare un numero casuale sull'intervallo considerato a partire dal numero casuale ξ .

3.9.3 Campionamento su distribuzione esponenziale

$$F(x) = \xi = 1 - e^{-(\lambda x)}, x > 0 \quad (3.58)$$

$$x = \frac{-1}{\lambda} \ln(1 - \xi) \quad (3.59)$$

3.10 Precisione del Monte Carlo

I risultati richiesti dall'utente, ovvero i tally normalizzati per particella sorgente, sono restituiti in output dal Monte Carlo che però ha anche l'onere di valutarne l'errore statistico associato per stimare la qualità della run effettuata. Si ricorda che il contributo totale di un tally alla storia i -esima è chiamata score x_i . Per eseguire tale operazione si ricorre innanzitutto all'errore relativo, definito come la deviazione standard stimata della media divisa per la media stimata:

$$R = \frac{S_{\bar{x}}}{\bar{x}} \quad (3.60)$$

Tale quantità misura la dispersione dei dati ottenuti. Un'altra utile grandezza alla quale si ricorre per valutare la bontà della simulazione è detta *figura di merito*:

$$FOM = \frac{1}{R^2 T} \quad (3.61)$$

$$T = \text{tempo macchina (min)} \propto \text{numero di storie} \quad (3.62)$$

$$R^2 \propto \frac{1}{\text{numero di storie}} \quad (3.63)$$

Più arricchisco lo score più posso adeguare il tempo di calcolo. Se la simulazione sta andando bene, quindi a convergenza, la figura di merito è circa una costante perché varianza e media, al crescere di n non variano più drammaticamente. La FOM è quindi un indicatore del raggiungimento del tally e permette anche la stima dei tempi di calcolo. Più la FOM è maggiore migliore sarà la rapidità e la qualità della run. Un altro indicatore molto importante è la varianza della varianza, o VOV:

$$VOV = \frac{S^2(S^2 \bar{x})}{S_x^4} \quad (3.64)$$

Per migliorare e confrontare le varie simulazioni si potrebbe anche mettere insieme più run e fare una statistica dei risultati ottenuti, cambiando di volta in volta i seed del generatore di numeri random per non incorrere tutte le volte nella stessa sequenza e quindi in identiche run.

3.11 Test

Al termine di ogni storia si provvede ad effettuare 10 controlli statistici per verificare le veridicità dei risultati.

1. Media: la media stimata deve avere un comportamento random in funzione del numero di storie poiché una quantità random ha media intorno al valor medio della sua distribuzione. Sono permesse oscillazioni solo nelle prime storie.
2. Errore relativo: deve avere un valore accettabile
3. R deve essere monotonicamente decrescente per l'ultima parte della run
4. R deve essere decrescente come $R \propto \frac{1}{\sqrt{(N)}}$

5. $VOV < 0.1$ per ogni tally
6. VOV dovrebbe essere monotona e decrescente in funzione del numero di storie per l'ultima parte della run
7. $VOV \propto \frac{1}{N}$
8. La FOM deve essere costante per l'ultima parte del problema
9. La FOM deve avere un comportamento non monotono in funzione del numero di storie
10. La pendenza della funzione densità di probabilità deve essere tale che l'intervallo di confidenza, all'aumentare del campionamento, diventi sempre più affidabile

3.12 Tecniche di riduzione della varianza

Le tecniche di riduzione della varianza sono tecniche adibite all'ottimizzazione della simulazione in maniera tale da rimuovere ad esempio particelle in zone dello spazio delle fasi che non contribuiscono al tally o viceversa a non perdere particelle in zone potenzialmente utili. Bisogna tenere ben presente che tutte le tecniche di riduzione della varianza, dette bias, modificano la fisica del problema. Una strategia, come si vedrà in seguito potrebbe essere questa: non volendo perdere una storia potenzialmente utili, invece che consentirne l'assorbimento naturale, quindi la morte, la costringo ad avere un ulteriore scattering e le attribuisco un peso $w < 1$. In questo modo ho introdotto una prima polarizzazione verso il risultato:

$$w_n = w_{(n-1)} \frac{\Sigma_S}{\Sigma_{TOT}} \quad (3.65)$$

A questo punto la storia della particella è sopravvissuta e la si può portare appresso fino ad una certa soglia, dopodiché si può applicare il *weight cut-off*, ovvero la faccio morire quando il peso scende sotto ad un determinato valore. A questo punto potrei applicare la roulette russa definendo delle probabilità di morte e di sopravvivenza tale che quando il peso scende sotto una certa soglia non si elimini immediatamente la particella considerata. Un altro bias applicabile è lo stretch del percorso di volo verso la regione di interesse, tenendo conto di un fattore attenuativo, per cui in realtà la storia della particella considerata andrebbe a collidere prima ma viene forzata a collidere nel voxel di interesse. Ogni tecnica di forzatura fa sì che il peso della particella nella storia che si sta seguendo sia inferiore all'unità. Vi sono molte altre tecniche di riduzione della

varianza, come la riduzione della distanza tra le collisioni, la trasformazione esponenziale che forza a "guardare" le particelle in una determinata direzione, tecniche per privilegiare energia e direzione della sorgente e molte altre. Vi é la possibilitá anche di incrementare l'importanza di alcune regioni rispetto ad altre splittando la particella di zona in zona a seconda del valore dell'importanza stessa. Le tecniche di riduzione di varianza saranno specificatamente presentate ed applicate in un capitolo successivo.

3.13 MCNP

MCNPX é un codice Monte Carlo di trasporto di radiazione progettato per simulare varie tipologie di particelle su di un ampio range energetico [5]. Fa parte dell'ultima generazione di codici di trasporto Monte Carlo sviluppati nei Laboratori Nazionali di Los Alamos oramai sessanta anni fa. MCNPX 2.7.0 é la nuova versione del codice rilasciata dal *Radiation Safety Information Computational Center* (RSICC), a seguito delle versioni 2.6.6 del 2008 e le altre precedenti. Rispetto alle piú vecchie release sono stati effettuati dei miglioramenti fisici, sono state ampliate le opzioni dei tally, della sorgente, le potenzialitá grafiche e molto altro. É possibile trattare un gran numero di problemi fisici, tra cui:

1. design dei target di spallazione di acceleratori, in particolare per lo scattering neutronico
2. investigazione della produzione di isotopi in acceleratori per programmi di decommissionin, anche per rifiuti nucleari
3. ricerca sugli acceleratori
4. acceleratori basati su tecnologia di imaging, in particolare radiografie con neutroni e protoni
5. tecnologie di detezione basate sull'utilizzo di particelle cariche tramite interrogazione attiva
6. progettazione di barriere per facilities contenenti acceleratori
7. attivazione di componenti di acceleratori
8. dosimetria di alta energia e detezione di neutroni
9. fisica medica, in particolare terapia protonica e neutronica
10. investigazione del fondo di radiazione dovuta ai raggi cosmici e progettazione barriere per aircraft e spacecraft

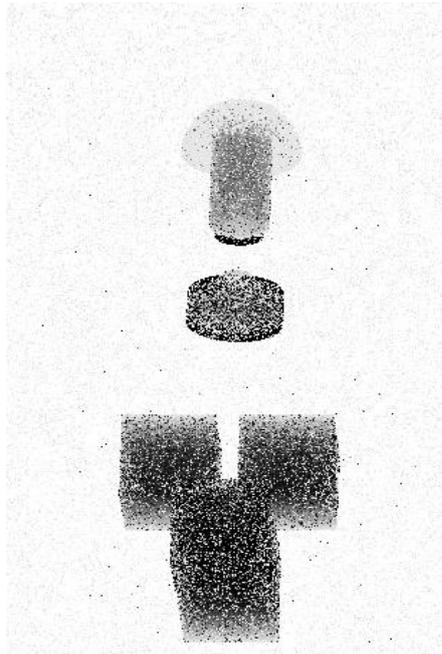


Figura 3.16: Radiografia della testata dell'acceleratore lineare simulato ottenuta mediante MCNPX 2.7.0

11. eventi singoli di disturbi dovuti ai raggi cosmici nei semiconduttori
12. analisi di esperimenti di cosmo-chimica
13. concetti di propulsione a particelle cariche per viaggi spaziali
14. investigazione di problemi di trasporto accoppiato neutroni-particelle cariche per basse energie
15. trasmutazione, attivazione e burn-up nei reattori ed in altri sistemi
16. tutela nucleare
17. sicurezza di criticità nucleare
18. detezione di materiali nucleari
19. design di esperimenti con neutrini

Il raggiungimento di tali obiettivi é dovuto alla capacità di simulare una grande varietà di particelle.

Table 4-1. MCNPX Particles

IPT*	Name of Particle	Symbol	Mass ¹ (MeV)	Low Kinetic Energy Cutoff (MeV)	Mean Lifetime ¹ (seconds)	
					As treated by MCNPX	Actual (if different)
Original MCNP Particles						
1	neutron (n)	n	939.56563	0.0	no decay	887.0
-1	anti-neutron (n)	-n	939.56563	0.0	no decay	887.0
2	photon (γ)	p	0.0	0.001	1×10^{29}	
3	electron (e)	e	0.511008	0.001	1×10^{29}	
-3	positron (e ⁺)	-e	0.511008	0.001	1×10^{29}	
Leptons						
4	muon (μ^-)	 (‘pipe’ symbol)	105.658389	0.11261	2.19703×10^{-6}	
-4	anti-muon (μ^+)	-	105.658389	0.11261	2.19703×10^{-6}	

Figura 3.17: [5]

IPT*	Name of Particle	Symbol	Mass ¹ (MeV)	Low Kinetic Energy Cutoff (MeV)	Mean Lifetime ¹ (seconds)	
					As treated by MCNPX	Actual (if different)
5	tau (τ^-)	*	1777.1	1.894	DOP [†]	2.92×10^{-13}
6	electron neutrino (ν_e)	u	0.0	0.0	1×10^{29}	
-6	anti-electron neutrino ($\bar{\nu}_e$)	-u	0.0	0.0	1×10^{29}	
7	muon neutrino (ν_μ)	v	0.0	0.0	no decay	
8	tau neutrino (ν_τ)	w	0.0	0.0	no decay	
Baryons						
9	proton (p)	h	938.27231	1.0	1×10^{29}	
-9	anti-proton (\bar{p})	-h	938.27231	1.0	1×10^{29}	
10	lambda ⁰ (Λ^0)	l	1115.684	1.0	DOP [†]	2.632×10^{-10}
11	sigma ⁺ (Σ^+)	+	1189.37	1.2676	DOP [†]	7.99×10^{-11}
12	sigma ⁻ (Σ^-)	-	1197.436	1.2676	DOP [†]	1.479×10^{-10}
13	cascade ⁰ (Ξ^0)	x	1314.9	1.0	DOP [†]	2.9×10^{-10}
14	cascade ⁻ (Ξ^-)	y	1321.32	1.4082	DOP [†]	1.639×10^{-10}
15	omega ⁻ (Ω^-)	o	1672.45	1.7825	DOP [†]	8.22×10^{-11}
16	lambda _{c⁺} (Λ_c^+)	c	2285.0	2.4353	DOP [†]	2.06×10^{-13}
17	cascade _{c⁺} (Ξ_c^+)	!	2465.1	2.6273	DOP [†]	3.5×10^{-13}
18	cascade _{c⁰} (Ξ_c^0)	?	2470.3	1.0	DOP [†]	9.8×10^{-14}
19	lambda _{b⁰} (Λ_b^0)	<	5641	1.0	DOP [†]	1.07×10^{-12}
Mesons						
20	pion ⁺ (π^+)	/	139.56995	0.14875	2.603×10^{-8}	
-20	pion ⁻ (π^-)	-/	139.56995	0.14875	2.603×10^{-8}	
21	neutral pion (π^0)	z	134.9764	0.0	8.4×10^{-17}	
22	kaon ⁺ (K^+)	k	493.677	0.52614	1.2371×10^{-8}	
-22	kaon ⁻ (K^-)	-k	493.677	0.52614	1.2371×10^{-8}	
23	K _s short	Ⓢ	497.672	0.000001	0.8926×10^{-10}	
24	K _s long	Ⓛ	497.672	0.000001	5.17×10^{-8}	
25	D ⁺	g	1869.3	1.9923	DOP [†]	1.05×10^{-12}
26	D ⁰	@	1864.5	1.0	DOP [†]	4.15×10^{-13}
27	D _s ⁺	£	1968.5	2.098	DOP [†]	4.67×10^{-13}
28	B ⁺	>	5278.7	5.626	DOP [†]	1.54×10^{-12}

Figura 3.18: [5]

IPT*	Name of Particle	Symbol	Mass [‡] (MeV)	Low Kinetic Energy Cutoff (MeV)	Mean Lifetime [†] (seconds)	
					As treated by MCNPX	Actual (if different)
29	B ⁰	b	5279.0	1.0	DOP [†]	1.5×10 ⁻³²
30	B _v ⁰	q	5375.	1.0	DOP [†]	1.34×10 ⁻¹²
Light ions						
31	deuteron	d	1875.627	2.0	1×10 ²⁹	
32	triton	t	2808.951	3.0	12.3 years	
33	helium-3	=	2808.421	3.0	1×10 ²⁹	
34	helium-4 (α)	a	3727.418	4.0	1×10 ²⁹	
Heavy ion**						
35	heavy ions [‡]	#	varies	5.0	1×10 ²⁹	

* An antiparticle is designated by including a "-" sign before the IPT number of the symbol. If no "-" sign is included when designating particle type with the PAR keyword on the SDEF card, the default particle type will be the first one listed in Table 4-1 for the IPT number or symbol.

† DOP=Decayed on production

‡ The "#" symbol represents all possible heavy-ion types. That is, any ion that is not one of the four light ions available in MCNPX.

** A list of heavy ions available for transport is provided in Appendix K.

Figura 3.19: [5]

Il codice considera una configurazione tridimensionale arbitraria di materiali in celle geometriche delimitate da superfici. Per poter avviare una simulazione bisogna definire la geometria e la fisica del problema e questo viene effettuato mediante un file di testo detto file di input che conterrà le informazioni necessarie per quanto riguarda la specificazione geometrica, la descrizione dei materiale e l'indicazione delle sezioni d'urto utilizzare, le caratteristiche della sorgente di radiazione, gli obiettivi di calcolo e le eventuali tecniche di riduzione della varianza.

La struttura di un file di input deve essere la seguente (le linee bianche vanno rispettate):

c MCNP nome file input

c Informazioni opzionali

CELL CARDS

linea bianca

SURFACE CARDS

linea bianca

DATA CARDS

linea bianca di terminazione

Con MCNP quindi si é in grado di realizzare configurazioni arbitrarie di geometria tridimensionale e di materiali definiti dall'utilizzatore in celle geometriche nelle *cell cards*. Le celle sono combinazioni di forme geometriche come superfici o macrobodies che interagiscono tra loro mediante unioni intersezioni e complementi per definire la regione della cella stessa. Per definire

le superfici si ricorre ai coefficienti delle rispettive equazioni analitiche. La stringa da utilizzare per definire una cella é la seguente:

j m d geom parametri

j = numero della cella

m = numero intero che definisce il materiale della cella pescandolo dalla material cards

d = densità del materiale

parametri = lista di parametri aggiuntivi per definire altre proprietà della cella

Il numero della cella deve essere un numero intero e deve essere compreso nelle prime 5 colonne del file di input. Il materiale che viene qui definito deve corrispondere ad uno dei materiali definiti nelle cards dei materiali stessi ai quali va attribuito un valore di densità, espresso in $\frac{g}{cm^3}$ se inserito negativo. Tra i parametri di cella vi si trova la lista di superfici che definisce la cella stessa, definite a loro volta nella surface cards in questo modo:

j a lista

j = numero superficie

a = indicazioni sul tipo di superficie

lista = coefficienti che definiscono l'equazione della superficie di tipo *a*

Le superfici definite nel problema dividono ognuna lo spazio in due semispazi, uno con senso positivo rispetto alla superficie ed uno con senso negativo. Questo é possibile introducendo un senso di ogni punto (x_p, y_p, z_p) nello spazio tale che $s_p = f(x_p, y_p, z_p)$, quindi se

1. $s = 0 \Rightarrow$ il punto sta sulla superficie
2. $s < 0 \Rightarrow$ il punto ha senso negativo rispetto la superficie
3. $s > 0 \Rightarrow$ il punto ha senso positivo rispetto alla superficie

A titolo d'esempio il punto a $x=3$ ha senso positivo rispetto al punto a $x=2$ come si evince dall'equazione $x - d = 3 - 2 = 1 = s > 0$. Non é tuttavia cosí semplice per geometrie complesse. Tutte le regioni di spazio devono appartenere ad una cella con opportuna geometria. Si ricorda che nella definizione della cella, in fase di specifica delle superfici che la compongono, uno spazio bianco tra esse é implicitamente un operatore di intersezione al contrario del simbolo

Table 3.1: MCNP Surface Cards

Mnemonic	Type	Description	Equation	Card Entries
P	Plane	General	$Ax + By + Cz - D = 0$	ABCD
PX		Normal to X-axis	$x - D = 0$	D
PY		Normal to Y-axis	$y - D = 0$	D
PZ		Normal to Z-axis	$z - D = 0$	D
SO	Sphere	Centered at Origin	$x^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
S		General	$(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} R$
SX		Centered on X-axis	$(x - \bar{x})^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} R$
SY		Centered on Y-axis	$x^2 + (y - \bar{y})^2 + z^2 - R^2 = 0$	$\bar{y} R$
SZ		Centered on Z-axis	$y^2 + z^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{z} R$
C/X	Cylinder	Parallel to X-axis	$(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{y} \bar{z} R$
C/Y		Parallel to Y-axis	$(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} \bar{z} R$
C/Z		Parallel to Z-axis	$(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} \bar{y} R$
CX		On X-axis	$y^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
CY		On Y-axis	$x^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
CZ		On Z-axis	$x^2 + y^2 - R^2 = 0$	R
K/X	Cone	Parallel to X-axis	$\sqrt{(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2} - t(x - \bar{x}) = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} r^2 \pm 1$
K/Y		Parallel to Y-axis	$\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2} - t(y - \bar{y}) = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} r^2 \pm 1$
K/Z		Parallel to Z-axis	$\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2} - t(z - \bar{z}) = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} r^2 \pm 1$
KX		On X-axis	$\sqrt{y^2 + z^2} - t(x - \bar{x}) = 0$	$\bar{x} r^2 \pm 1$
KY		On Y-axis	$\sqrt{x^2 + z^2} - t(y - \bar{y}) = 0$	$\bar{y} r^2 \pm 1$
KZ		On Z-axis	$\sqrt{x^2 + y^2} - t(z - \bar{z}) = 0$	$\bar{z} r^2 \pm 1$ ± 1 used only for 1 sheet cone
SQ	Ellipsoid Hyperboloid Paraboloid	Axis parallel to X-, Y-, or Z-axis	$A(x - \bar{x})^2 + B(y - \bar{y})^2 + C(z - \bar{z})^2 + 2D(x - \bar{x}) + 2E(y - \bar{y}) + 2F(z - \bar{z}) + G = 0$	ABCDE FG $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$
GQ	Cylinder Cone Ellipsoid Hyperboloid Paraboloid	Axes not parallel to X-, Y-, or Z-axis	$Ax^2 + By^2 + Cz^2 + Dxy + Eyz + Fzx + Gx + Hy + Jz + K = 0$	ABCDE FGHIJK
TX	Elliptical or circular torus. Axis is parallel to X-, Y-, or Z-axis		$(x - \bar{x})^2/B^2 + (\sqrt{(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} ABC$
TY			$(y - \bar{y})^2/B^2 + (\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} ABC$
TZ			$(z - \bar{z})^2/B^2 + (\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} ABC$
XYZP	Surfaces defined by points			See pages 3-15 and 3-17

Figura 3.20: [5]

”:” che indica l’operatore unione. Al posto delle superfici si possono anche direttamente definire dei macrobodies come scatole o tronchi di cono, che semplificano la costruzione geometrica e snelliscono la simulazione.

Tabella 3.2: 5

Tipologia di macrobodies	
BOX	Box ortogonale arbitrariamente orientato
RPP	Parallelepipedo rettangolare
SPH	Sfera
RCC	Cilindro
RHP	Prisma esagonale
REC	Cilindro ellittico
TRC	Tronco di cono
ELL	Ellissoide
WED	Wedge
ARB	Poliedro arbitrario

Una volta che le superfici e le celle sono state definite bisogna attribuirgli i materiali desiderati, impostabili con le material cards tramite la seguente sintassi:

$$m_n \quad zaid1 \text{ frazione1} \quad zaid2 \text{ frazione2} \quad \dots \text{altri parametri}$$

m_n = numero attribuito al materiale n

$zaid_i = ZZZAAA.abX$ = identificatore nuclide

ZZZ = numero atomico

AAA = numero di massa

ab = identificatore alfanumerico libreria di sezione d'urto

X = classe di dati

$Frazione_i$ = frazione del costituente i del material m_n

Se la frazione é inserita negativa si intende frazione in massa, altrimenti frazione molare. Tra i parametri aggiuntivi che si possono applicare ad un materiale troviamo il flag *cond* che permette di dire al codice che il materiale considerato é un conduttore. Definiti tutti i materiali si passa alla definizione della *mode cards* dove si indica il tipo di particelle che si vuole considerare.

$$mode \ p_l$$

dove p_l é il cosiddetto *particle designator*. Va ora definita la sorgente mediante la *source cards* che segue la seguente sintassi:

$$SDEF \quad \text{valori chiave}$$

quindi con SDEF si sta indicando al codice di voler creare una determinata sorgente e con i valori chiave la si imposta a proprio piacimento. Il passo successivo sarà la definizione degli obiettivi di calcolo, ovvero i tally, normalizzati per particella sorgente.

Keyword	Value
DIR	μ , the cosine of the angle between VEC and UUU, VVV, WWW. (Azimuthal angle is always sampled uniformly in 0° to 360° .) (DEFAULT for volume source: μ is sampled uniformly in -1 to 1, i.e., the source is isotropic.) (DEFAULT for surface source: $p(\mu)=2\mu$ in 0 to 1, i.e., cosine distribution.)
VEC	Reference vector for DIR in vector notation. (DEFAULT for volume source: Required unless source is isotropic.) (DEFAULT for surface source: Vector normal to the surface with sign determined by NRM.)
NRM	Sign of the surface normal. (DEFAULT: NRM=+1)
POS	Reference point for position sampling in vector notation. (DEFAULT POS=0, 0, 0)
RAD	Radial distance of the position from POS or AXS. (DEFAULT: RAD=0)
EXT	For a volume source is the distance from POS along AXS. For a surface source is the cosine of angle from AXS. (DEFAULT: EXT=0)
AXS	Reference vector for EXT and RAD in vector notation. (DEFAULT: No direction)
X	X-coordinate of position. (DEFAULT: X=0)
Y	Y-coordinate of position. (DEFAULT: Y=0)
Z	Z-coordinate of position. (DEFAULT: Z=0)
CCC	Cookie-cutter cell. (DEFAULT: no cookie-cutter cell)
ARA	Area of surface. (Required only for direct contributions to point detectors from plane surface source.) (DEFAULT: none)
WGT	Particle weight (input as explicit value only). (DEFAULT: WGT=1)
TR	Source transformation number. A corresponding TR card is required. (Section 5.2.3.7)
EFF	Rejection efficiency criterion for position sampling (input as explicit value only). (DEFAULT: EFF=0.01)

Figura 3.21: Parametri chiave per la definizione della sorgente [5]

Table 5-47. General Source Variables (SDEF)

Keyword	Value
CEL	Cell number. [DEFAULT: Determined from XXX, YYY, ZZZ (the position of the particle), and possibly UUU, VVV, WWW (the direction of the flight of the particle)].
SUR	Surface number. [DEFAULT: SUR=0, which indicates a cell (volume) source] Always required when source points lie on the boundary (surface) of a cell.
ERG [†]	Kinetic energy (MeV). (DEFAULT: ERG=1.4)
TME	Time (shakes). (DEFAULT: TME=0)

Figura 3.22: Parametri chiave per la definizione della sorgente [5]

TALLY			
MNEMONIC	DESCRIPTION	F_n UNITS	* F_n UNITS
F1:< P_1 >	Current integrated over a surface	Particles	MeV
F2:< P_1 >	Flux averaged over a surface	Particles/ cm^2	MeV/ cm^2
F4:< P_1 >	Flux averaged over a cell	Particles/ cm^2	MeV/ cm^2
F5:n or F5:p	Flux at point or ring detector	Particles/ cm^2	MeV/ cm^2
F6:< P_1 >	Energy deposition averaged over a cell	MeV/g	Jerks/g
+F6:< P_1 >	Collision heating	MeV/g	Jerks/g
F7:n	Fission energy deposition averaged over a cell	MeV/g	MeV
F8:< P_1 >	Energy distribution of pulses created in a detector by radiation	pulses	MeV
+F8:< P_1 >	Deposition	charge	N/A

Figura 3.23: [5]

Infine, tra le altre cards di interesse troviamo le tecniche di riduzione della varianza, i meshtally ed altre. Una volta lanciata la simulazione MCNP genera un file di output contenente:

1. il file di input

-
2. Riassunto ed aggiustamento da parte del codice di celle e superficie
 3. Informazioni sul generatore di numeri casuali
 4. Tavole di sezioni d'urto
 5. Sommario della run
 6. Risultati
 7. test ed informazioni statistiche

Tutte le cards e la teoria vista fino ad ora verrà applicata e spiegata passo per passo nel capitolo riguardante il modello numerico.

Capitolo 4

Il modello numerico

4.0.1 Generalità

Per definire la geometria, la sorgente, gli svariati obiettivi di calcolo desiderati e tutte le impostazioni necessarie bisogna compilare il file di input [5].

4.1 Celle, superfici, materiali, modo ed importanza

Come prima cosa é richiesta la definizione geometrica del problema, che come si é visto comporta la realizzazione di celle geometriche tridimensionali tramite una combinazione di superfici o macrobodies. La prima struttura ad esser stata modellata é il collimatore primario comprendente il cono di anti-backscattering, composto da 3 macrobodies: un cono e due cilindri.

c primary collimator

c

1 trc 88 0 27.9 0 0 -6 0.2 1.33 \$ antibackscatter cone

2 rcc 88 0 21.9 0 0 9.6 2.5 \$ external cilinder

3 rcc 88 0 27.9 0 0 3.6 0.5 \$ internal cilinder

c end of primary collimator

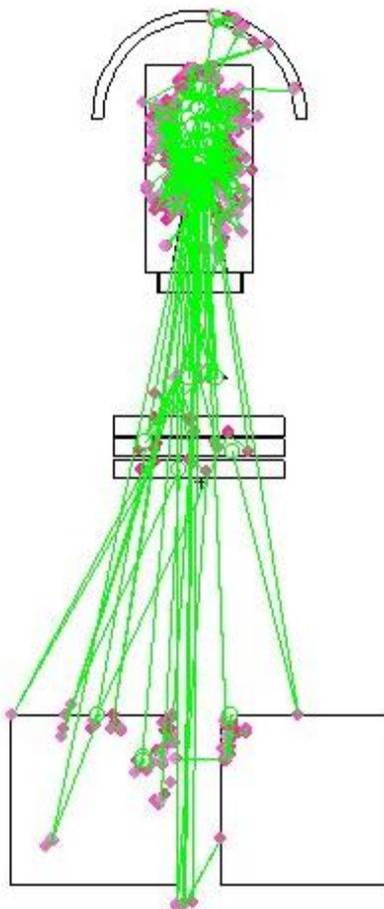


Figura 4.1: Tracking del percorso dei fotoni prodotti dalla testa dell'acceleratore; immagine ottenuta con Vised [13]

Queste superfici vanno ora rese un oggetto tridimensionale tramite la definizione della regione della prima cella. La cella numero 1 è identificata dal materiale 272 di densità massica -19.3 e prevede di intersecare la regione secondo la normale negativa della superficie 2 con le regioni secondo la normale positiva delle superfici 3 ed 1. Per questa cella è stata definita inoltre l'importanza di fotoni, elettroni e neutroni pari all'unità.

c cell cards

```
1 272 -19.3 -2 3 1 imp:p,n,e=1 $ primary collimator
```

Avendo indicato l'importanza per tre specie di particelle si rende obbligatorio indicare a MCNPX che si vuole trattare un problema di trasporto di fotoni, neutroni ed elettroni nella mode cards.

c mode card

mode p e n

c end of mode card

c

Inoltre, é stato specificato il materiale numero 272, corrispondente al tungsteno con la sua densità massica di 19.3 g/cm^3 , quindi, é necessario definire anche la material cards dove indicare al montecarlo le librerie di sezioni d'urto di riferimento dalle quali prendere i dati.

c tungsten

c

m272 74182.70c -0.260586 cond=1 \$Tungsten

74183.70c -0.142269 74184.70c -0.307531 74186.70c -0.289615

c end of the material tungsten

Prima di poter però ottenere il desiderato collimatore, bisogna definire il materiale con cui riempire lo spazio dove non sia presente il tungsteno, ovvero l'aria.

c air

c

m204 7014.70c -0.755636 \$air (US S. Atm at sea level)

8016.70c -0.231475 18036 -3.9e-005 18038 -8e-006

18040 -0.012842

c end of the material air

Ora che é noto il materiale con il quale riempire lo spazio bisogna definire fino a dove estendere la regione di aria oltre la quale l'importanza delle particelle sarà nulla, cioè il resto del mondo, e quindi due celle. Nella prima, fatta di aria con una definita densità, bisogna indicare di prendere le regioni esterne al collimatore, applicando ovviamente l'operatore unione per unire tutte le regioni.

c the air region

c

15 204 -0.001225 (2 :-1 :-3) imp:p,n,e=1

c end of the air region

Nella seconda bisogna stabilire fino a dove estendere il mondo considerato, in questo caso un grosso cubo definito da 6 superfici piane e dalla cella corrispondente.

c the rest of the world

c

14 0 48 :-49 :-47 :50 :52 :-51 imp:p,n,e=0 \$ rest of the world

c area of interest around the accelerator modeled as an air cube

c

47 pz -1000

48 pz 1000

49 px -1000

50 px 1000

51 py -1000

52 py 1000

c end of the air cube

Il risultato di queste prime operazioni è il collimatore primario con cono di anti-backscattering. Ora, bisogna comporre con analoga strategia le altre parti della testa dell'acceleratore, ovvero il bersaglio in tungsteno a contatto con il cilindretto di rame per la dissipazione rapida del calore, la camera sottovuoto in berillio, il flattening filter, la camera di ionizzazione e le 4 ganasce che definiscono l'ampiezza del campo di radiazione, poste a coppie perpendicolari tra loro. Il risultato finale sarà proprio la testa dell'acceleratore, completa di lead cake, cioè uno shield semisferico in piombo che limita la radiazione di fuga dalla stessa testata. Il target è una sottile lamina in tungsteno modellabile sfruttando il macrobodies che fa riferimento al cilindro.

c target

4 rcc 88 0 29.5 0 0 0.0635 0.2 \$ tungsten button cilinder foil



Figura 4.2: Collimatore primario dell'acceleratore

c end of target

Ora, bisogna nuovamente definire una cella che renda il macrobody un oggetto reale tridimensionale con proprietà fisiche attribuite. La cella è la numero 2, composta di un materiale già precedentemente definito dove viene preso ciò che sta all'interno della superficie numero 4. L'importanza per tutti i tipi di radiazione, per questa cella è ora unitaria.

c target

c

```
2 272 -19.3 -4 imp:p,n,e=1 $ tungsten target
```

Però adesso il target si trova dove prima era situata dell'aria, allora bisogna specificare che la regione d'aria occupa solo la porzione esterna alla superficie 4, oltre allo spazio già precedentemente occupato, quindi, bisogna attuare una modifica della cella di aria.

c the air region

c

15 204 -0.001225 (2 :-1 :-3) 4 imp:p,n,e=1

c end of the air region

Proseguendo su questa strategia é adesso possibile costituire l'intera architettura della testa dell'acceleratore, dopodiché si può passare alla definizione geometrica dell'intero bunker che é estremamente complessa ed onerosa e richiede la definizione di oltre 100 macrobodies a seguito di un processo di ottimizzazione. Infatti, quasi tutti gli oggetti che erano stati definiti come intersezione di piú superfici sono stati sostituiti da macrobodies, dove possibile, per rendere il calcolo piú fluente e ridurre il numero dei warnings restituiti in output dal codice.

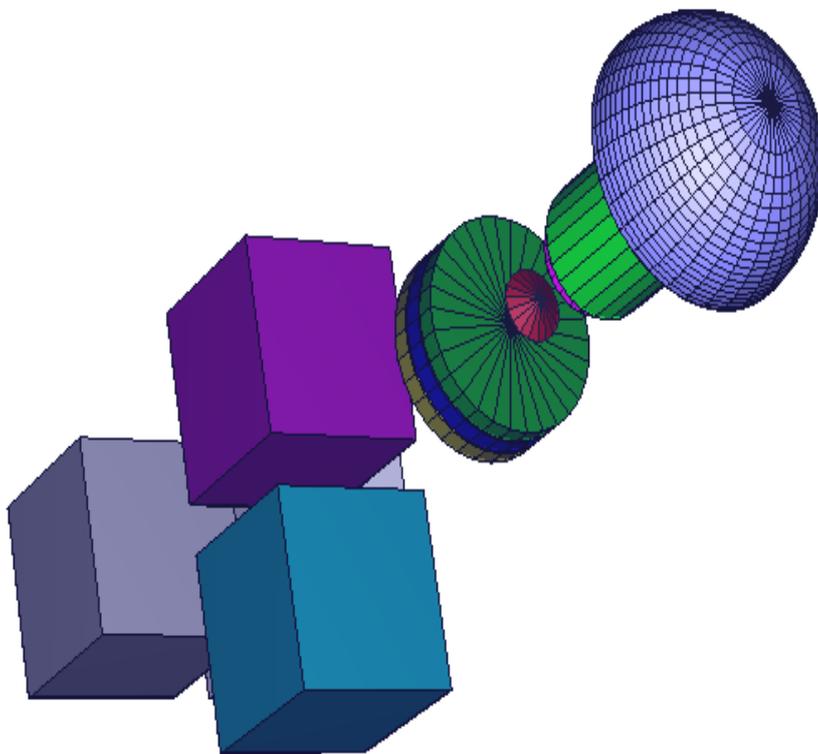


Figura 4.3: Vista della testa dell'acceleratore

E' ben visibile come la funzione del *lead cake*, cioe della cuffia in piombo, sia quella di schermare i fotoni riducendo quindi la radiazione diffusa.

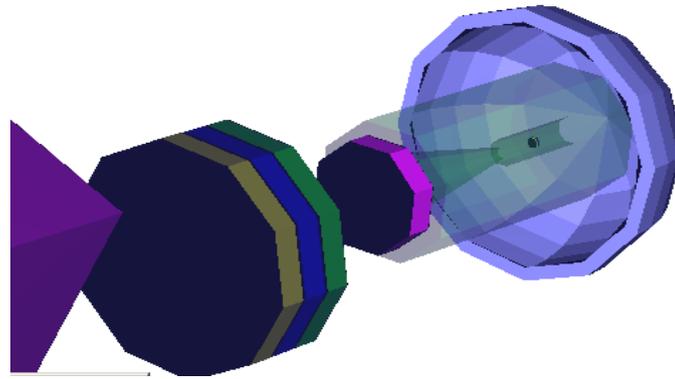


Figura 4.4: Altra vista della testa dell'acceleratore con il collimatore primario in trasparenza per visualizzare il target



Figura 4.5: Effetto schermante del lead cake

L'acceleratore é centrato rispetto alla stanza che lo contiene e prevede piú configurazioni per quanto riguarda la sua posizione nello spazio, infatti puó essere ruotato di 360 gradi rispetto al piano x-z (v. app. A per la forma dettagliata della costruzione geometrica).

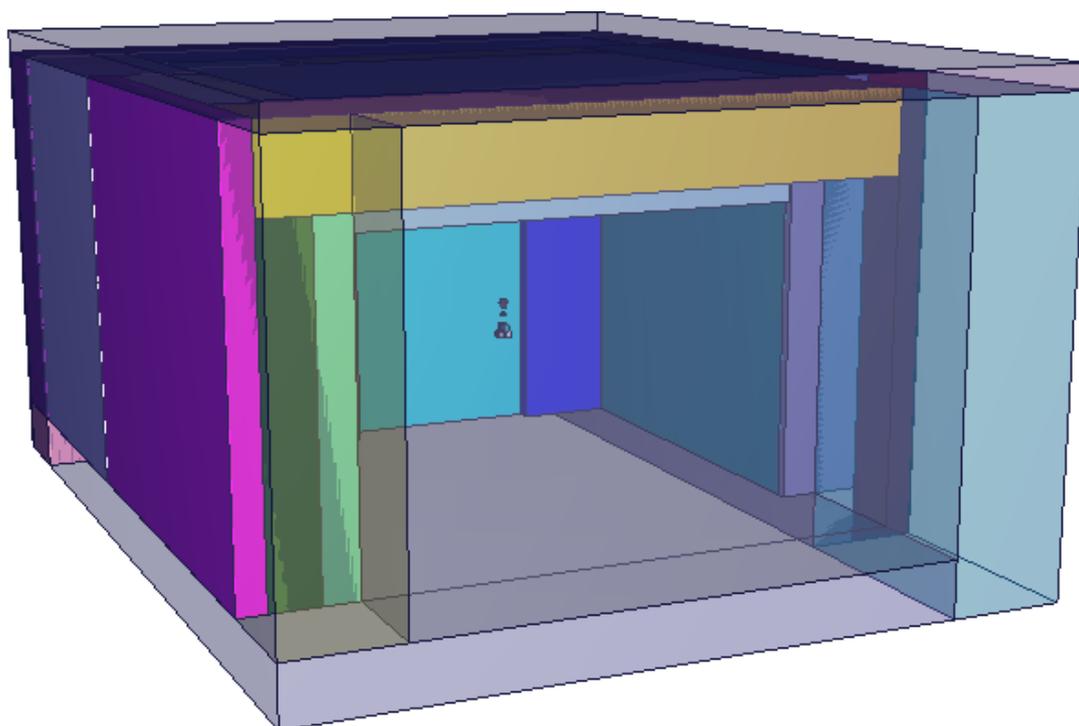


Figura 4.6: Vista tridimensionale della sala di trattamento radioterapico ottenuta mediante Vised, rendendo trasparente la parete esterna

4.2 Importanza

Per avere buona statistica e fare arrivare le storie della particella di interesse anche nei luoghi dove é risultato molto difficile ottenere buoni risultati, sono state create delle celle ad importanza crescente, dal corridoio alla porta. Le celle sono state pensate in maniera tale che l'importanza non facesse un salto superiore ad un fattore 4, in maniera tale da eliminare il piú possibile i warnings restituiti dal codice (v. appendice A).

4.3 Sorgente di particelle

Il passaggio successivo consiste nel definire una sorgente di radiazione, in questo caso, un beam di elettroni incidente sul target. La sorgente é composta delle particelle di tipo "par", di energia "erg", direzionata lungo il vettore "vec" sull'asse "axs" nella direzione "dir" rispetto a tale vettore. In questa configurazione si ha un beam di elettroni centrato sopra al target e diretto verso le z negative per produrre il desiderato fascio di fotoni. Bisogna anche stabilire il numero

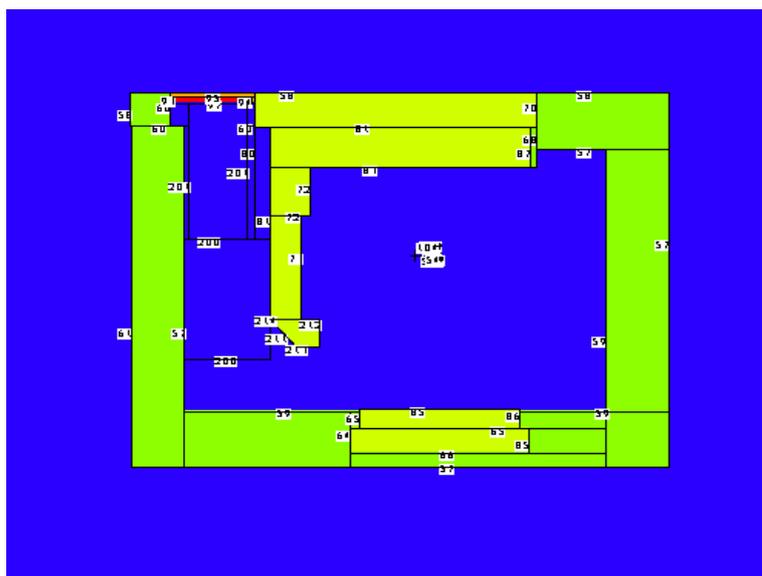


Figura 4.7: Pianta nel piano X-Y della sala di trattamento.. Sono visibili alcune delle celle costruite nel corridoio per aumentare l'importanza nella regione di interesse

di storie che si vogliono simulare, sfruttando la card "nps".

c

```
sdef par=e erg=15 pos= 88 0 29.6 vec= 0 0 -1 axs= 0 0 1 dir= 1
nps= 150000000 $ number of stories
```

4.4 Physics cards

Arrivati a questo punto si rendono necessarie le impostazioni relative al tipo di fisica che si vuole trattare, in particolar modo alla generazione dei fotoneutroni che vengono prodotti in fase di simulazione. L'energia massima della sorgente di elettroni é pari a 15 MeV, quindi si stabilisce tale energia come soglia limite superiore per l'energia dei fotoni, per essere certi che il codice non vada a violare la fisica generando fotoni ad energia superiore di quella delle particelle che li hanno generati, inoltre, con il quarto indice si mettono in produzione i fotoneutroni in modo analogico, cioè seguendo la produzione naturale impostando 1 come parametro, oppure biased impostando -1. In questa fase non si può ancora specificare il numero di neutroni da produrre ma solo se si

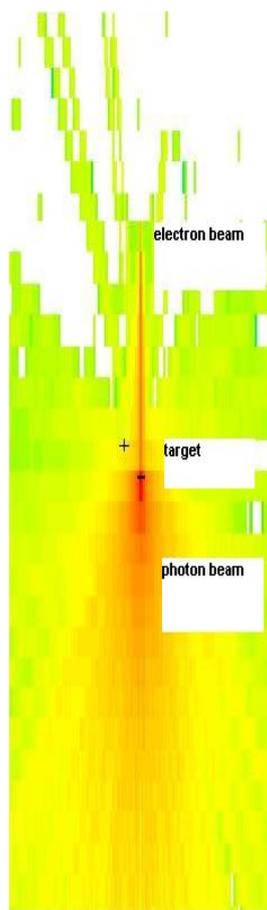


Figura 4.8: Produzione di fotoni su di un target in tungsteno a partire da un beam elettronico

vuole applicare una tecnica di riduzione di varianza oppure no. Se al posto di 1 o -1 come ultimo parametro si imposta uno zero, la produzione neutronica é annullata. Successivamente si va ad impostare la fisica degli elettroni, che vengono generati alla massima energia di soglia di 15 MeV. Oltre a questo vi é la possibilitá di definire i parametri riguardanti la attivazione dei materiali, chiedendo di generare tutti i tipi di particelle in caso di fissioni e di qualsiasi tipo di evento si verifichi e di utilizzare dei modelli matematici in caso le librerie siano assenti dal database.

c particle physics cards

phys:p 15 0 0 1 1

c

phys:e 15 0 0 0 0 1 1 1 1 0.917

c

```
act fission=all nonfiss=all dn=both dg=lines thresh=0.95 dnbias=10 nap=10
c end of particle physics options
```

4.5 Tecniche di riduzione della varianza applicate

Lo step successivo, data la grande complessità del problema e le dimensioni fisiche della geometria, è applicare delle tecniche di riduzione della varianza per assicurare di popolare le zone di interesse dove le storie della particella simulata fanno fatica a popolarle e quindi gli errori statistici risulterebbero molto elevati. Senza applicare nessun bias, non è stato possibile raggiungere gli score voluti in funzione alla potenza di calcolo disponibile senza incorrere in errori statistici prossimi all'unità. Con l'applicazione di tali tecniche invece si sono ottenuti risultati accettabili, con tempi di calcolo computazionale calcolati su un singolo processore pari a circa 78000 minuti, cioè 55 giorni, con $70 \cdot 10^6$ storie su un unico tally attivo su solamente due fantocci. Quindi, come primo bias è stato applicato il forced collision, ovvero è stato suggerito al codice di forzare le particelle, fotoni e neutroni, di collidere all'interno delle celle desiderate con probabilità del 100%. In questo modo, si è certo che nelle regioni molto lontane dalla sorgente, ad esempio al di fuori della porta del bunker, le poche storie che arrivino in fantocci posti strategicamente per raccogliere la dose, interagiscano. Se così non fosse, non è detto che le poche storie che riescano a sopravvivere all'intero percorso interagiscano nel volume di interesse, che non si popolerebbe impedendo di raggiungere lo score desiderato. Bisogna fornire al forced collision la frazione di particella che deve forzatamente collidere in ogni cella, quindi, con uno 0 si denota che il processo è analogo, con 1 invece la collisione è forzata.

c forced collision

```
c
fcl:n 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      1 1 1 0 0
c
fcl:p 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
```

```

0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
1 1 1 0 0

```

c end of forced collision

Adesso che é noto come indurre le particelle, dove necessario, ad interagire con i mezzi di interesse si può pensare di introdurre un altro genere di bias che va a modificare il numero di particelle secondarie che si vengono a produrre. E' il caso del "secondary particle biasing", che é una tecnica molto efficace che permette di applicare contemporaneamente le tecniche di russian roulette e di energy splitting. Lo scopo di tale tecnica é quella di aggiustare il numero ed il peso delle particelle secondarie prodotte nel momento della loro creazione. In questo esempio, i neutroni secondari prodotti subiscono un bias se prodotti da qualsiasi tipo di interazione, come si evince dal parametro "all". Per energie inferiori a 0.01MeV verrà giocata la roulette russa con probabilità di sopravvivenza del 20%; per energie comprese tra 0.01 MeV e 0.1 MeV verrà giocata la roulette russa con probabilità di sopravvivenza del 50%; Per energie comprese tra 0.1 MeV ed 1MeV, la produzione neutronica analogica verra moltiplicata di un fattore 8, e così via per tutti gli altri range energetici desiderati. Allo stesso modo si possono trattare i fotoni. Aumentando la produzione di fotoni si aumenta anche quella di neutroni, dato che i fotoni sono proprio il tipo di radiazione che da luogo alle reazioni fotonucleari.

c Secondary particle biasing

```

c
spabi:n all 0.01 0.25 0.1 0.5 1 8 10 8 15 8
spabi:p all 0.01 0.25 0.1 0.5 1 20 10 20 15 20

```

4.6 Tally

Come é noto i tallies sono gli obiettivi di calcolo, ovvero quelle quantità che vogliono essere calcolate a seguito della simulazione. Sono identificati dal tipo di tally voluto e dal tipo di particella, determinati da numeri compresi tra 1 ed 8 o incrementi di 10 di tali numeri. Questo studio ha come obiettivo il calcolo di molte informazioni di interesse, tra cui la dose assorbita in

certe zone al di fuori del bunker, dove risiedono gli operatori della macchina, la dose che sfugge dal canale di penetrazione dei condotti di areazione che da sulla sala di attesa, la distribuzione angolare di fotoneutroni prodotti dalla testa dell'acceleratore ed altre quantità. Il tally più importante applicato è il tally6, ovvero il tally che va a calcolare la deposizione energetica media di tutti i tipi di particelle che sono scaturite dal singolo elettrone sorgente. Si può specificare la volontà di calcolare la deposizione energetica su una certa cella o più celle su un singolo tipo di particelle oppure su una combinazione di tipi di particelle. Il risultato di questo tally è dato in MeV/g*elettrone. Ad esempio si potrebbe calcolare la deposizione energetica sulle celle 400 e 401 complessiva da neutroni fotoni ed elettroni, solo da elettroni, solo da fotoni, solo da neutroni o qualsiasi altra combinazione. Inoltre è consigliabile specificare la discretizzazione energetica che si vuole applicare in maniera tale da avere informazioni più o meno dettagliate nei vari range energetici. In tutti questi casi esempio il range che va da 0 all'energia massima è stato suddiviso 200 volte.

c

c f6:n,p 400 401 \$ energy deposition in the cells number i

c e6= 0 200i 15 \$ energy from 0 to 15 MeV

c f16:e 140

c e16= 0 200i 15

f26:p 400 401

e26= 0 200i 15

f36:n 400 401

e36= 0 200i 15

Altri tally di interesse sono la corrente integrata sulla superficie ed il flusso medio su di una cella, rispettivamente il tally 1 ed il tally 4.

c f1:p 92.4 \$ current integrated on the surface MeV

c e1= 0 100i 15

c f11:n 92.4 95.4 \$ current integrated on the surface MeV

c e11= 0 200i 15

c f21:e 92.4 \$ current integrated on the surface MeV

c e21= 0 100i 15

```

c
c f4:p 400 401 $ flux averaged over a cell MeV/cm^2
c e4= 0 200i 15
c f14:n 400 401 $ flux averaged over a cell MeV/cm^2
c e14= 0 500i 15
c f24:e 400 401 $ flux averaged over a cell MeV/cm^2
c e24= 0 200i 15

```

Vi é inoltre la possibilitá di utilizzare le cards "dose function" e "dose energy", che permettono di applicare la cosiddetta funzione di dose al tally i-esimo specificandone il numero o a tutti i tally, impostando 0 come parametro. La "dose function" prende in automatico gli output del tally e permette di convertirlo in unitá piú comode come il rateo di dose in Sv/h*elettrone prendendo i dati di normalizzazione dalle tabelle dell' ICRP60 e utilizzando tecniche di interpolazione logaritmica o lineare sull'energia. Per quanto riguarda l'interpolazione della dose é presa sempre lineare di default.

```

c df4 iu=2 fac=-1 ic=10 log $ dose function for all tallies(0) or a specific tally(i)
c df14 iu=2 fac=-1 ic=10 log
c

```

Un altro metodo efficace ma piuttosto delicato per calcolare i MeV/g*elettrone é l'utilizzo del tally 5, ovvero il point detector che permette di inserire un detector ideale, puntuale, nella posizione desiderata.

```

c f5:p 88 0 -29 1 $ detector tally MeV/cm^2
c e5= 0 200i 15

```

Se quello che vuole essere visualizzato in output é invece una distribuzione angolare su una certa superficie occorrerá utilizzare il tally 1, ovvero la corrente di particelle integrata su una superficie, con la "cosine card" che permette la discretizzazione angolare dell'asse s, a partire da un angolo inferiore a 180 gradi fino a 0 gradi. L'asterisco anteriore alla "c" serve a poter dichiarare gli angoli in gradi. Questo significa che i limiti angolari descritti dalla cosine card sono definiti rispetto alla normale positiva della superficie al punto di ingresso della particella nella

superficie stessa. La normale positiva alla superficie é sempre nella direzione della cella che ha senso positivo rispetto a quella superficie.

c angular distribution

f121:n 4.2

c angle with respect to s

**c121 170 140 110 80 50 20 0*

4.7 Mesh Tally

Il mesh tally é uno strumento atto alla visualizzazione grafica mediante gradienti di colore di flusso, rateo di dose o altre interessanti quantitá. I risultati vengono plottati su di una griglia definita dall'utente che potrà essere rettangolare, sferica o cilindrica a seconda del risultato desiderato. Il comando "tmesh" indica che stiamo aprendo una sezione dell'input riguardante i mesh tally, che verrà poi chiusa dal comando "endmd". Per definire che il tipo di mesh che si vuole ora utilizzare é una griglia rettangolare bisogna fornire l'istruzione "rmesh". Successivamente si stabilisce quale grandezza va calcolata, ad esempio il mesh tally type 3 corrisponde all'energy deposition e l'1 al flusso o fluenza. Il numero designato alla definizione di un mesh tally non deve corrispondere, per non incorrere in errori fatali, al numero di designazione di un tally precedentemente definito. Quindi, se é già stato definito un tally 3, non potrà essere implementato un rmesh3, ma andrà bene un suo incremento di 10 ovvero rmesh13. Vi é la possibilitá di fornire al codice delle informazioni aggiuntive rispetto a quanto appena citato, infatti possono essere determinate le informazioni riguardanti tutti i tipi di particelle impostate nel problema, inserendo il comando apposito "total", oppure può essere designata una unica tipologia di particelle e può essere chiesto se calcolare ad esempio il flusso per il mesh tally 1 in particelle/cm²*s, il rateo di dose in rem/h o il pedep in MeV/cm³. Se nella linea di input appare il comando "pedep" come score si avrà la deposizione media di energia per unitá di volume ed unitá di elettrone sorgente per la particella designata. Bisogna tener presente che la griglia é indipendente dalla geometria del problema e potrebbe quindi coprire regioni dotate di masse molto differenti. Quindi la normalizzazione sul "pedep" viene effettuata sull'unitá di volume della cella e non per unitá di massa. Se sono stati precedentemente impostati dei tally puntuali, come il tally 5 cioè il point detector o le cosiddette sfere dxtran, si potrebbe essere interessati a scoprire da dove provengono le radiazioni che hanno contribuito ad accendere tali detector. Per cui v é la possibilitá di ap-

plicare il mesh tally 4, ovvero il dxtran mesh tally che appunto va ad inseguire e detectare tutte quelle particelle che hanno lasciato un contributo al point detector. L'utilità del dxtran mesh tally potrebbe essere la determinazione del comportamento di un detector posizionato in certe coordinate spaziali e per definire una strategia di riposizionamento da applicare nella realtà. Stabilito che cosa si vuole calcolare bisogna passare alla definizione della griglia, fornendo la discretizzazione, in caso di griglia rettangolare, secondo i 3 assi principali dello spazio cartesiano seguendo la denominazione "cora" per l'asse delle x, "corb" per l'asse delle y e "corc" per l'asse delle z. Ad ogni porzione sull'asse da discretizzare vanno specificate sia le dimensioni della griglia, sia il numero di suddivisioni da effettuare.

TMESH

c

rmesh13 total

cora13 85 20i 91

corb13 65 20i 95

corc13 -60 150i 40

c

rmesh31:n flux

cora31 -700 100i 700

corb31 -700 100i 700

corc31 -700 100i 700

c

rmesh41:n dose

cora41 -700 100i 700

corb41 -700 100i 700

corc41 -700 100i 700

c

rmesh51:n pedep

cora51 -700 100i 700

corb51 -700 100i 700

corc51 -700 100i 700

c

rmesh74:p trans

```

cora74 -700 100i 700
corb74 -700 100i 700
corc74 -700 100i 700
endmd

```

4.8 Tally radiografico

Con il tally radiografico, o pinhole image projection, è possibile generare immagini radiografiche come ci si aspetterebbe da una macchina per raggi X. Il numero di tally da impostare è forzatamente il numero 5 al quale vanno affiancate alcune informazioni. Entrano in gioco delle restrizioni sulla fisica di questo calcolo e possono essere indicati solo i neutroni o i fotoni come tipo di particelle. Dopodiché vanno definite le coordinate del pinhole, uno 0 di default e le coordinate del centro dell'oggetto che stabilisce la direzione di riferimento normale alla griglia. In seguito va immesso il valore del raggio del collimatore cilindrico centrato e parallelo alla direzione di riferimento che stabilisce il campo visivo radiale attraverso l'oggetto, oppure tale parametro può essere zero. Un ulteriore valore, pari a zero attua il calcolo considerando il pinhole ideale, mentre inserendo un valore numerico maggiore di zero il risultato grafico è imperfetto e più reale. Un ultimo parametro serve a stabilire la distanza dalla quale si vuole guardare la radiografia. Infine utilizzando i comandi "fs" e "c" si definisce la discretizzazione della griglia.

c

```

pi25:p 88 0 -100 0 88 0 -99 20 5 10
fs25 -10 99i 10
c25 -10 99i 10

```

c

Questo tally è stato applicato più volte su uno strato superficiale di un fantoccio di acqua posizionato ad 1m dal target della testata dell'acceleratore, per verificare l'ampiezza del campo di radiazione, funzione dell'apertura delle ganasce.

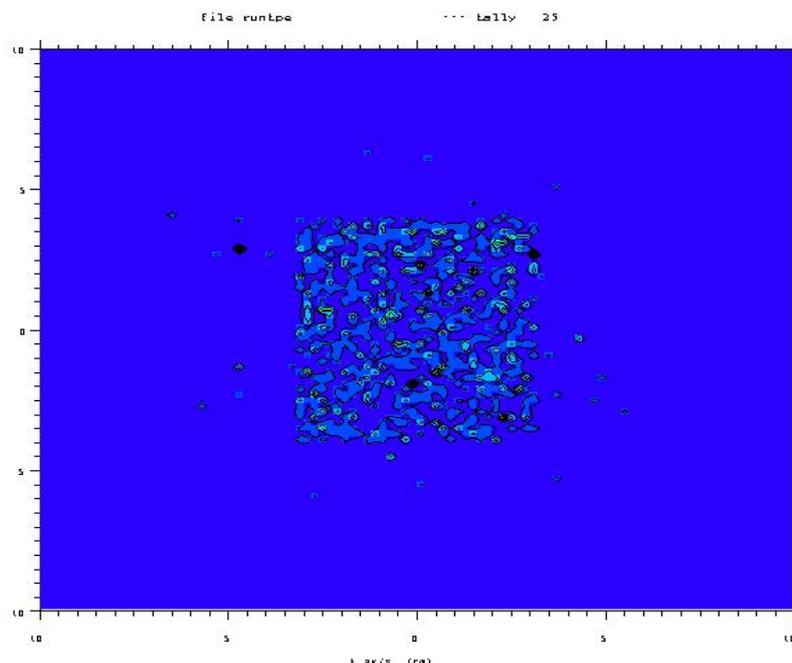


Figura 4.9: Visualizzazione del campo di radiazione ottenuta mediante il pinhole

4.9 Print card

Con la print card si può andare a definire nello specifico cosa si vuole ottenere nel file di output. Inserendo semplicemente il comando "print" in tale card, l'output sarà generato nella sua forma più completa ed esaustiva

4.10 Dump cycle card

La card di dump serve a plottare in maniera automatica i tally durante la fase di run di MCNP, per avere sempre sotto controllo i risultati parziali di simulazione. Questa funzione va applicata in combinazione con la card mplot. Con un secondo parametro si dichiara il numero di storie per effettuare il refresh della schermata di lancio di MCNP, permettendo di visualizzare il numero di collisione effettuate tra le varie storie ed il numero stesso di storie simulate, salvando i file nel "runtpe" ad ogni dump. Con la penultima cifra, se unitaria, si chiede al codice di scrivere il file "metal" alla fine della run, che contiene i file relativi ai meshtally. L'ultimo valore è una j di default, ovvero significa che non è utilizzato.

c

```
PRDMP 10000 1 1 j
```

c

4.11 Mplot card

La mplot card serve a plottare il tally i-esimo durante la run dopo che é stato eseguito il dump. Tuttavia, bisognerebbe disabilitare questa opzione soprattutto in mpi, ovvero durante il calcolo parallelo per non incorrere in crash della simulazione.

c

```
c mplot tally 6
```

c

4.12 Ptrac card

La card ptrac serve a generare il file supplementare ptrac che contiene le informazioni relative al tracking delle particelle, tuttavia tale opzione é da disabilitare se si intende parallelizzare il codice, in quanto il processore master deve gestire tutti i dati provenienti dai processori slaves, ma per questa operazione sul ptrac va incontro ad un crash. Si puó specificare di volere il file di output in fomrato ascii, coió un file di tipo testo.

c

```
c ptrac file=asc write=all $ particle tracking in ascii format
```

c

4.13 Comandi di base per poter avviare le simulazioni e visualizzare i risultati ed mpi

Una volta impostato il file di input si rende ovviamente necessario lanciare le simulazioni e per farlo si ha bisogno di alcuni comandi di controllo.

1. Lanciare mcnpX dalla shell:

```
mcnpX i=input
```

2. Lanciare mcnpX da shell in parallelo su m processori:

```
mpirun -np m mcnpX i=inpfile
```

3. Lanciare il software di visualizzazione grafica:

```
mcnpX ip inp=input
```

4. Lanciare il software di visualizzazione grafica su m processori:

```
mpirun -np m mcnpX i=inpfile ip
```

5. Visualizzare i risultati:

```
mcnpX z
```

6. Visualizzazione dei tally:

```
mcnpX z ----> run=runtpe ----> tally n
```

7. Visualizzazione del tally radiografico:

```
mcnpX z > run=runtpe > tally m free sc
```

8. Visualizzazione dei meshtally:

```
mcnpX z ----> run=runtpe ----> plot ----> coordinate ----> tali --> n ----> color tal ---->
redraw
```

9. Plottare le sezioni d'urto:

```
mcnpX inp=input ixz > xs= (zaidnumber or material number)
```

4.14 Sezioni d'urto

E' fondamentale aver bene in mente con quali sezioni d'urto si sta lavorando, perché da queste dipendono totalmente i risultati e la risoluzione delle simulazioni. Tramite l' XSDIR sono state caricate le librerie ENDF/B-VII.0, KAERI e LANL in formato ACE. Le ENDF/B-VII.0 sono dati nucleari contenenti le sezioni d'urto neutroniche, continue sull'energia, comprensivi delle specifiche di 390 isotopi e 3 elementi. Vi sono vari tipi di librerie in funzione della temperatura considerata, infatti le *.70c sono valutate a 293.6 K, le *.71c, le *.72c, le *.73c e le *.74c sono valutate rispettivamente a 600 K, 900 K, 1200 K e 2500 K [10]. Per questo studio sono state utilizzate le *.70c. Per processare tali sezioni d'urto é stato usato NJOY Nuclear Data Processing System che é un codice che permette di leggere e trattare le librerie ENDF per le applicazioni desiderate. Le altre sezioni d'urto utilizzate sono state le KAERI, le Cndc01u, le La150u e le LANL per riuscire a coprire il piú possibile gli isotopi presenti nella lista materiali ed ottenere

dati aggiuntivi per quanto riguarda la produzione fotonica e fotoneutronica. Infatti, con le sezioni d'urto fornite di default da MCNPX vi era la presenza in output di *warnings* riguardanti l'assenza di informazioni riguardanti la generazione fotoneutronica, designate dalla sigla *.u. Per la precisione erano mancanti i dati di 45 nuclidi che venivano rimpiazzati da modelli matematici intrinseci di MCNPX. L'aggiunta delle nuove librerie ha permesso di ridurre tale lista a seguito della modifica del file *XSDIR* in modo da permettere la lettura dei nuovi dati nucleari. La lista è stata ridotta a 9 elementi assenti che continueranno ad essere trattati mediante modelli. Inoltre ora è possibile anche scegliere con quale libreria trattare alcuni isotopi. A tal proposito è stato scelto di utilizzare le Lanl invece delle La150u e delle ENDF/B-VII.0 nei casi esposti in seguito [14].

Tabella 4.1

Sezioni d'urto estratte dalle la150u

8016.24u

13027.24u

14028.24u

20040.24u

26056.24u

74184.24u

82206.24u

82207.24u

82208.24u

Tabella 4.2

Dati nucleari assenti dalle ENDF/B-VII.0, sostituiti dalle Kaeri e Cndc01u		
ENDF/B-VII.0	Kaeri	Cndc01u
1001. u	assente	
4009. u		X
6000. u	assente	
7014. u	X	
11023. u	X	
12024. u	X	
12025. u	X	
12026. u	X	
14029. u	X	
14030. u	X	
16032. u	X	
16033. u	X	
16034. u	X	
16036. u	X	
18036. u	X	
18038. u	X	
18040. u	X	
19039. u	X	
19040. u	X	
19041. u	X	
20042. u	X	
20043. u	X	
20044. u	X	
20046. u	X	
20048. u	X	
26054. u	X	
26057. u	X	
26058. u	X	
48106. u	X	
48108. u	X	
48110. u	X	
48111. u	X	
48112. u	X	
48113. u	X	
48114. u	X	
48116. u	X	
56130. u	assente	assente
56132. u	assente	assente
56134. u	assente	assente
56135. u	assente	assente
56136. u	assente	assente
56137. u	assente	assente
56138. u	assente	assente
74182. u		X
74183. u		X
74186. u		X

Capitolo 5

Campagna di misure al bunker per radioterapia

5.1 Presentazione dell'area oggetto di studio

Il bunker per radioterapia dell'arcispedale di Reggio Emilia é una struttura adibita a contenere un acceleratore di elettroni ad uso medicale. E' situato al piano terra di un edificio a 3 piani, uno dei quali interrato, all'interno del servizio di radioterapia ed oncologia. Confina con un'area nella quale é situata la consolle comandi dell'acceleratore che contiene, con i locali ad esso asserviti come lo spogliatoio per i pazienti e con il secondo bunker della struttura contenente un altro acceleratore ad uso medicale. Al di sopra del bunker in questione vi é una sala tecnica ad accesso regolamentato in maniera tale da impedire ai lavoratori di sostare in tale sezione durante i tempi di trattamento. Sopra vi é inoltre un'ulteriore porzione di area calpestabile. Per quanto riguarda invece il piano interrato e in particolare la stanza al di sotto del bunker, si tratta di un locale privo di accessi avente la funzione di fondamenta della struttura sovrastante.

5.2 L'unitá radiante contenuta nella struttura dell'Azienda Ospedaliera

Precedentemente il bunker conteneva l'acceleratore Varian Clinac 2100 che é stato successivamente sostituito dal nuovo e piú moderno Varian TrueBeam STx basato su tecnologia Klystron

(v. cap. 2). Il Klystron é utilizzato come oscillatore e amplificatore di microonde e frequenze radio per generare i segnali di alta potenza, per alimentare gli acceleratori lineari di particelle. Rispetto al magnetron ha la caratteristica di mantenere la coerenza del segnale amplificato, cosí il segnale in uscita puó essere esattamente controllato in ampiezza, frequenza e fase. Un Klystron puó essere pensato come un magnetron "srotolato" ed infatti assolve lo stesso identico compito ma amplificando il segnale. Il magnetron invece funge solo da oscillatore.

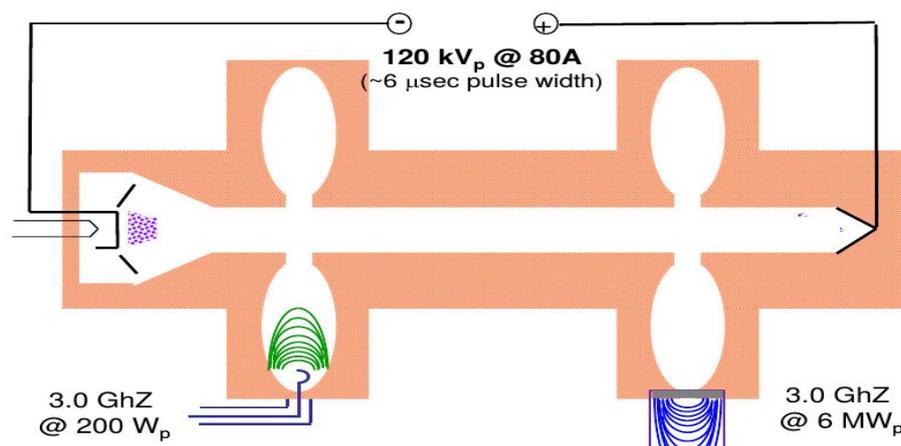


Figura 5.1: Schema concettuale del Klystron

L'acceleratore TrueBeam é all'avanguardia nel suo settore di applicazione ed é dotato di un carousel rotante che consente di ottenere fino a 13 energie, con e senza flattening filter tra le quali ne troviamo 5 per il trattamento con fotoni. Tali energie di accelerazioni sono pari a 6 MV, 10 MV, 15 MV con flattening filter (FF) e 6 MV e 10 MV senza flattening filter (FFF). In particolare, i trattamenti senza flattening filter consentono trattamenti ad altissima intensità e quindi altissimi ratei di dose permettendo una significativa riduzione dei tempi di trattamento, da oltre circa 20 min con un acceleratore convenzionale a circa 5 minuti. Inoltre l'acceleratore Varian TrueBeam é dotato di funzionalità avanzate, tra cui l'acquisizione di immagini continuative durante il trattamento, il controllo sul movimento del paziente basato su fluoroscopia per il tracking anatomico del target di trattamento, l'esecuzione di piani con isocentri multipli e di piani non isocentrici. La distanza di fuoco dal target é di 100 cm e dispone di un sistema di doppi collimatori asimmetrici detti ganasse che permettono di ottenere campi di 40 cm x 40 cm. Le varie modalità di trattamento possono essere eseguite utilizzando i seguenti fasci fotonici:

1. 6 MV FF e rateo di dose massimo di 600 *Monitor Unit/min*



Figura 5.2: Acceleratore lineare Varian TrueBeam STx

2. 6 MV FFF con rateo di dose massimo pari a $1400 \text{ MU}/\text{min}$
3. 10 MV FF con rateo di dose massimo di $600 \text{ MU}/\text{min}$
4. 10 MV FFF con rateo di dose massimo di $2400 \text{ MU}/\text{min}$
5. 15 MV FF con rateo di dose massimo di $600 \text{ MU}/\text{min}$

L'acceleratore é dotato di una propria consolle di controllo esterna al bunker e di una apposita scatola contenente l'elettronica di controllo. Per l'esecuzione della campagna di misure é stata selezionata la piú alta energia disponibile, 15 MeV in maniera tale da essere nella condizione piú radioprotezionisticamente svantaggiosa. Anche il rateo di dose é stato settato al massimo, ovvero $600 \text{ MU}/\text{min}$ cioè $6 \text{ Gy}/\text{min}$

5.3 Il bunker per radioterapia dell'Azienda Ospedaliera

L'unitá radiante é inserita all'interno di un bunker labirintico le cui barriere primarie sono in calcestruzzo baritico ad alta densitá.

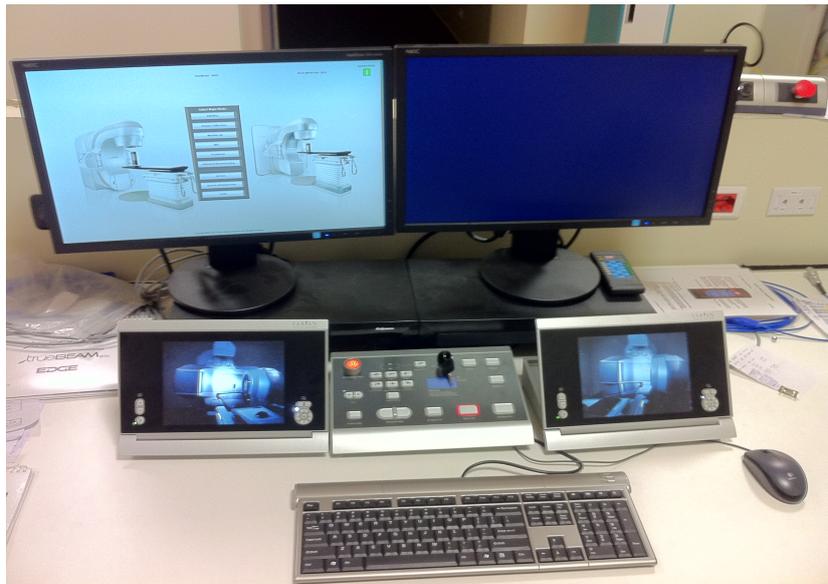


Figura 5.3: Consolle comandi

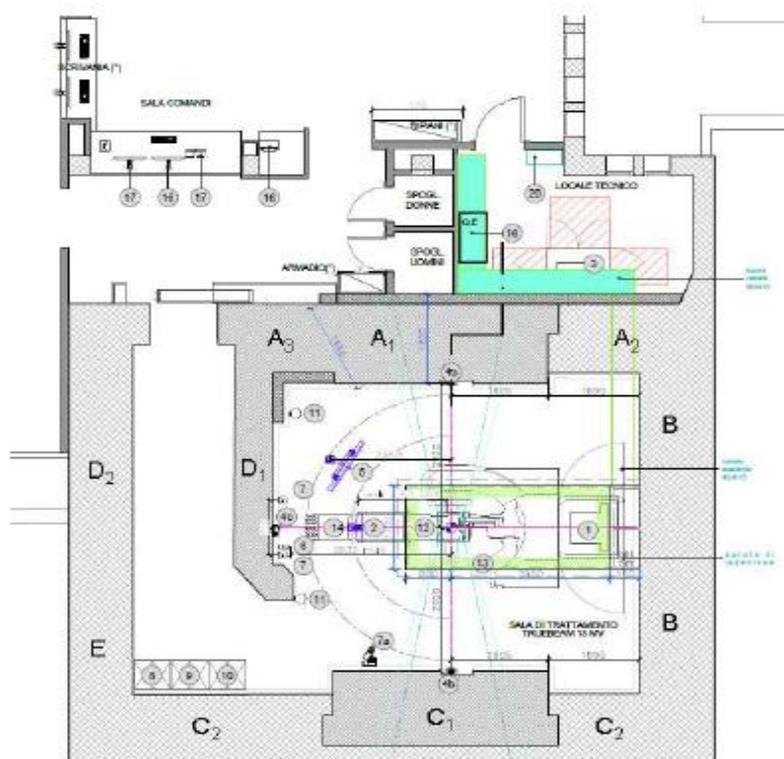


Figura 5.5: Pianta del bunker per radioterapia dell'ASMN-IRCCS di Reggio Emilia



Figura 5.4: Unit  contenente l'elettronica

Tabella 5.1

BARRIERA	LOCALE CONFINANTE	TIPO BARRIERA
Parete A1	Sala modulatore e locale tecnico	Primaria
Parete A1	Corridoio antistante ambulatorio	Primaria
Parete A1	Ambulatorio per follow-up medico	Primaria
Parete A1	Spogliatoio pazienti Trubeam STx	Primaria
Parete A1	Corridoio antistante gli spogliatoio	Primaria
Parete A1	Sala comandi linac600CD	Primaria
Parete C1	Esterno edificio	Primaria
Parete C1	Esterno edificio, parcheggio area ospedale	Primaria
Soffitto	Area calpestabile sovrastante	Primaria
Soffitto	Locale impianti	Primaria
Parete A2	Sala modulatore e locale tecnico	Secondaria
Parete A3	Sala comandi TrueBeam STx	Secondaria
Parete A3	Corridoio antistante spogliatoi	Secondaria
Parete A3	Spogliatoio 600CD	Secondaria
Parete B	Esterno edificio	Secondaria
Parete B	Esterno edificio, strada interna area ospedale	Secondaria
Parete C2	Esterno edificio	Secondaria



Figura 5.6: Dettagli tecnici della porta del bunker

La porta del bunker é di tipo scorrevole a movimentazione pneumatica ad anta singola, con apertura automatica in caso di allarme ed é composta da 8 cm di piombo, 2 mm di cadmio e 18 cm di paraffina. E' dotata di pulsanti di emergenza, fotocellule di sicurezza, segnali visivi indicanti lo stato della porta ed un dispositivo contacicl per la manutenzione programmata.

Tabella 5.2

Numero	Descrizione
1	Luci di segnalazione
2	Anta schermata
3	Interruttore generale
4	Pulsantiera esterna
5	Pulsantiera interna
6	Colonna comandi
7	Pompa apertura porta manuale
8	Fotocellula interna
9	Fotocellula esterna
10	Soglia mobile
11	Costa meccanica anti schiacciamento
12	Pannellatura di finitura

Si compone fondamentalmente di 3 strati, rispettivamente dall'interno verso l'esterno, di 18 cm di paraffina, 2 mm di cadmio e 8 cm di piombo. La paraffina é a base idrogenata ed ha la funzione di rallentare i neutroni presenti diretti all'esterno del bunker, portandoli alla energia termica in maniera tale da poter permettere al cadmio di assorbirli. Il cadmio, in particolare l'isotopo numero 113 ha una elevatissima sezione d'urto per neutroni termici, quindi significa che la probabilitá di interazione tra neutroni termalizzati e tale materiale é estremamente elevata.

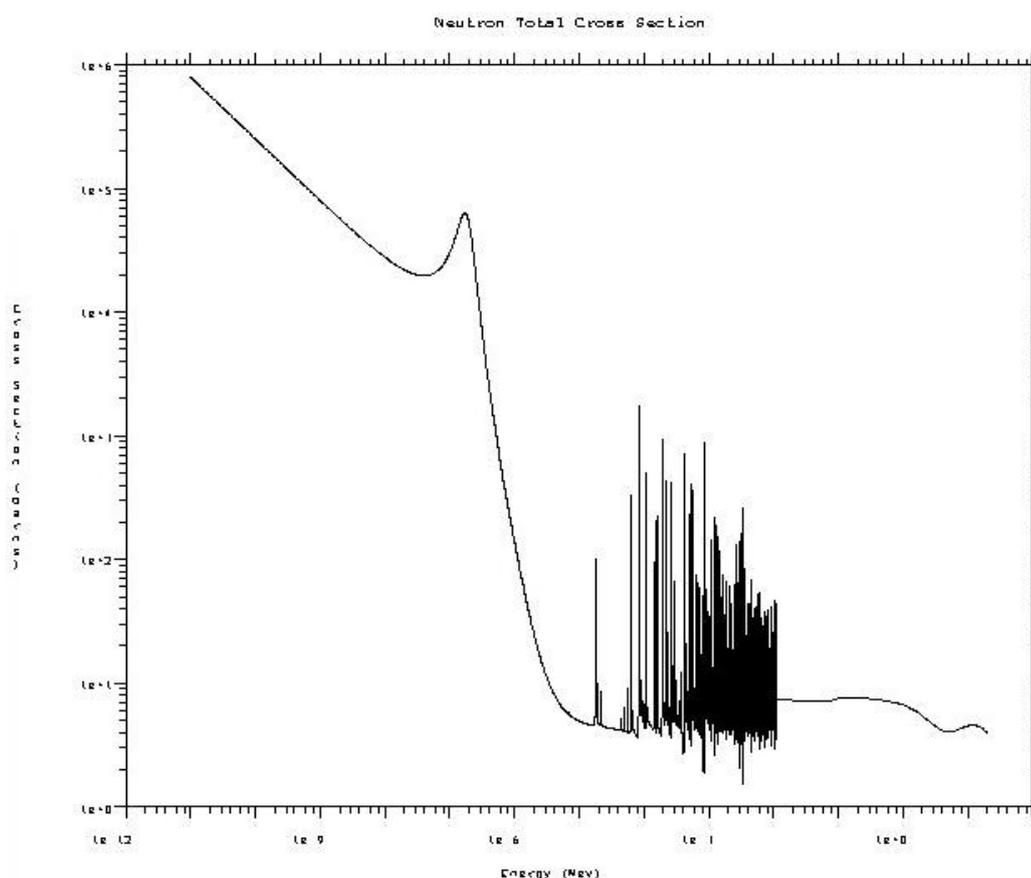


Figura 5.7: Sezione d'urto del $Cd - 113$ plottata mediante MCPLLOT

Il Cadmio è largamente usato sia sottoforma di metallo puro sia sottoforma di leghe di Argento ed Indio. Il cadmio naturale consiste di 8 isotopi solamente due dei quali sono stabili. L'isotopo a più alta sezione d'urto di assorbimento è il 113 ed è esattamente quello di interesse negli schermi neutronici. Quando assorbe un neutrone si trova in uno stato non stabile diventando un emettitore β trasmutandosi in Indio 113. L'energia massima degli elettroni emessi è pari a 580 KeV ma viene prodotto anche un fotone ad una energia pari a 263.7 keV. Il Cd diviene quindi un emettitore di radiazione e tale radiazione va schermata perché costituisce una sorgente ulteriore. Ad assolvere tale compito ci pensa l'ultimo strato della porta, costituito da 8 cm di piombo. Sopra alla porta è presente un canale di penetrazione dei condotti e degli impianti che potrebbe costituire uno spiffero permettendo la fuoriuscita di radiazione.

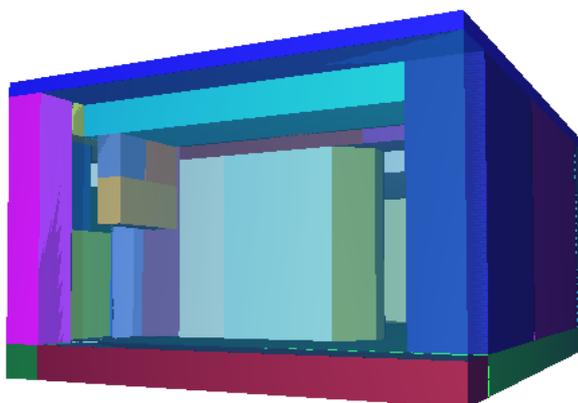


Figura 5.8: : vista tridimensionale del corridoio del bunker per radioterapia con in evidenza lo shielding teeth

Per evitare questo fenomeno e stato costruito uno shielding teeth pendente dal soffitto, ovvero un dente con sezione ad L in calcestruzzo baritico complementato da una parte a sezione quadrata in calcestruzzo ordinario. Questo permette di ottenere una schermatura aggiuntiva della parte alta del bunker, davanti al canale di penetrazione.

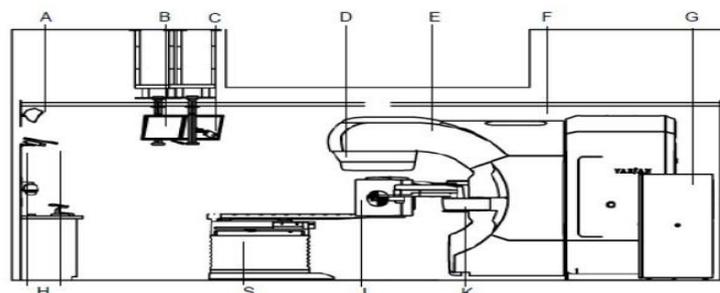


Figura 5.9: Schema a blocchi degli elementi di controllo dell'acceleratore

Tabella 5.3

A	Telecamera per la vista dal vivo
B	Monitor della sala di trattamento
C	Telecamera per gating respiratorio
D	Collimatore
E	Gantry
F	Supporto
G	Armadietto del modulatore
H	Telecamere TV a circuito chiuso per visualizzazione spostamenti
I	Lettino paziente
J	Sistema imaging kV
K	Rilevatore MV

Impostando quindi l'acceleratore Varian TrueBeam STx sull'energia massima per fotoni, 15 MeV FF e con il massimo rateo di dose raggiungibile sono state effettuate delle misure utilizzando una camera a ionizzazione ed un rem counter sia con l'acceleratore puntato a terra con fantoccio d'acqua sia con l'acceleratore puntato verso la parete C1. I risultati delle misurazioni verranno poi validati mediante MCNPX.

5.4 Il principio della cavità di Bragg-Grey

Il primo strumento utilizzato, ovvero la camera a ionizzazione si basa sul principio della cavità di Bragg-Gray. Si dice che in un volume vi è equilibrio di radiazione quando può essere circondato da un altro volume più grande del range dei secondari più energetici messi in moto dai fotoni della radiazione primaria, ma più piccolo del libero cammino medio dei fotoni stessi.

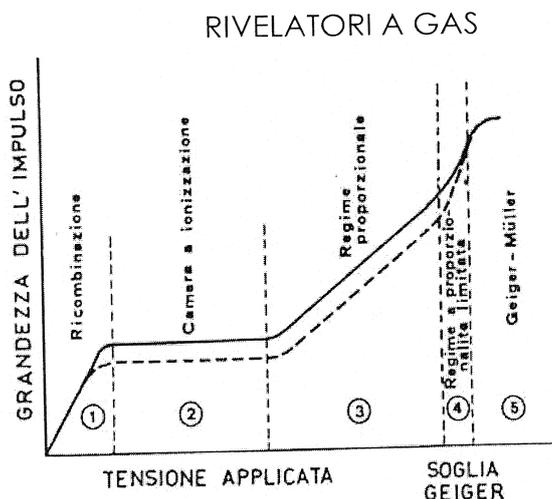


Figura 5.10: Diagramma che mette in relazione la grandezza dell'impulso con la tensione applicata e che permette di discernere i differenti tipi di rivelatori

Si consideri un punto P all'interno di un materiale assorbente esposto ad un campo di radiazione X e che tale assorbente sia di spessore tale che in P ed in tutto il suo intorno siano verificate le condizioni di equilibrio di radiazione. Si immagini adesso di costruire attorno al punto P una cavità piena di gas, che sia piccola e che siano verificate le condizioni di Bragg-Gray:

1. Piccole dimensioni rispetto al percorso dei secondari carichi messi in moto nel mezzo e perdono in essa solo una piccola frazione della loro energia

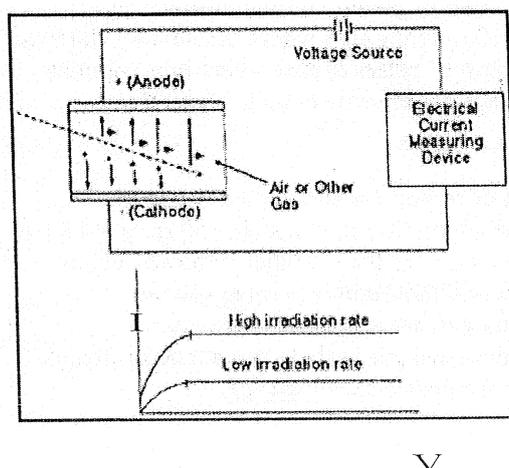


Figura 5.11: Schema concettuale di una camera a ionizzazione

2. piccole dimensioni rispetto al libero cammino medio dei quanti primari tale da trascurare le interazioni che queste subiscono nella cavità

Se questo è vero, allora l'energia depositata nella cavità sarà solamente dei secondari carichi provenienti dal materiale circostante e quindi la ionizzazione prodotta nel gas della cavità è proporzionale alla dose che avrebbe ricevuto il materiale nel punto P. Per cui, la relazione di Bragg-Gray sulla quale si basano i rilevatori a gas è:

$$D_m = \frac{\frac{1}{\rho_m} \left(\frac{dE}{dx} \right)_m}{\frac{1}{\rho_g} \left(\frac{dE}{dx} \right)_g} D_g = s_{(m,g)} D_g \quad (5.1)$$

5.4.1 Camera a ionizzazione

La camera di ionizzazione fa parte di quella categoria di strumenti detti rivelatori a gas ed è costituita da un anodo, un catodo ed un involucro in cui è contenuto un gas. Tra gli elettrodi è stabilita una differenza di potenziale ed esponendo la camera alle radiazioni si generano dei processi di ionizzazione, quindi gli ioni saranno trasportati verso gli elettrodi stessi grazie al campo elettrico esistente tra anodo e catodo. All'equilibrio la corrente media che fluisce nel circuito esterno tende ad un valore limite detto corrente di saturazione. Il valore di corrente di saturazione sarà uguale alla corrente di ionizzazione. Il segnale di output è un segnale in corrente proporzionale alla velocità di deriva degli elettroni v ed inversamente proporzionale alla distanza tra gli elettrodi. Nel caso di particella parallela agli elettrodi, distante x dall'anodo, il segnale in



Figura 5.12: La camera a ionizzazione utilizzata per eseguire le misurazioni

corrente é infatti:

$$i = (\text{elettroni prodotti})(\text{carica elettrone})\frac{v}{d} \quad (5.2)$$

ed ha una durata pari al tempo necessario affinché tutti gli elettroni raggiungano l'anodo. Nello specifico la camera a ionizzazione utilizzata per le verifiche radioprotezionistiche é la Victoreen Model 451P. E' in grado di rilevare positroni con energie inferiori ad 1 MeV e fotoni con energie inferiori a 25 KeV ed é dotata di una camera di 300 cc di volume d'aria pressurizzata a 8 atm. I tempi di risposta caratteristici sono:

Tabella 5.4

Range	0.1 to 0.9
0 to 500 $\frac{mR}{h}$ ($5 \frac{\mu Sv}{h}$)	5 sec
0 to 5 $\frac{\mu R}{h}$ ($50 \frac{\mu Sv}{h}$)	2 sec
0 to 50 $\frac{\mu R}{h}$ ($500 \frac{\mu Sv}{h}$)	1.8 sec
0 to 500 $\frac{\mu R}{h}$ ($5 \frac{mSv}{h}$)	1.8 sec
0 to 5 $\frac{R}{h}$ ($50 \frac{mSv}{h}$)	1.8 sec

5.5 Rem counter

Per la misura del rateo di dose da neutroni é stato utilizzato un *rem counter*, nello specifico il modello Neutron Probe LB 6411. Consiste in un tubo contatore proporzionale all' $He - 3$ circondato da una sfera moderatrice costituita di polietilene.



Figura 5.13: Contatore Rem utilizzato per effettuare le misurazioni

Il contatore tubolare é principalmente sensibile ai neutroni termici. Per essere in grado di detectare i neutroni con alta energia, questi devono venire termalizzati nel moderatore. Durante questo processo i neutroni veloci trasferiscono la loro energia tramite collisioni con i nuclei degli atomi del materiale moderatore e vengono rallentati. I materiali migliori per moderare i neutroni sono quelli ad alto contenuto di idrogeno. La risposta dei neutroni alle energie termiche fino a 20 MeV é circa proporzionale alla dose equivalente e questo assicura l'utilizzatore l'ottenimento di risultati corretti anche se il campo neutronico ha uno spettro non noto.

Il design prevede una sfera moderante di 25 cm di diametro, un detector centrale alla sfera ed una scatola con un'impugnatura. La scatola contiene l'elettronica tra cui componenti come il preamplificatore ed il generatore di alta tensione. La risposta del rem counter dovrebbe essere circa isotropa a causa del contenitore sferico, tuttavia tale simmetria va a perdersi a causa dei componenti elettronici montati sulla sommitá dell'apparecchiatura e quindi la parte frontale va presa come direzione referenziale per le misurazioni, essendoci una piccola dipendenza dovuta all'orientazione. Tale dipendenza dipende quindi dalla tipologia dei materiali costitutivi l'elettronica e conseguentemente da come i diversi campi neutronici vi interagiscono. La densità di flusso neutronico φ é usata per descrivere l'intensità del campo di radiazione in termini fisici dato

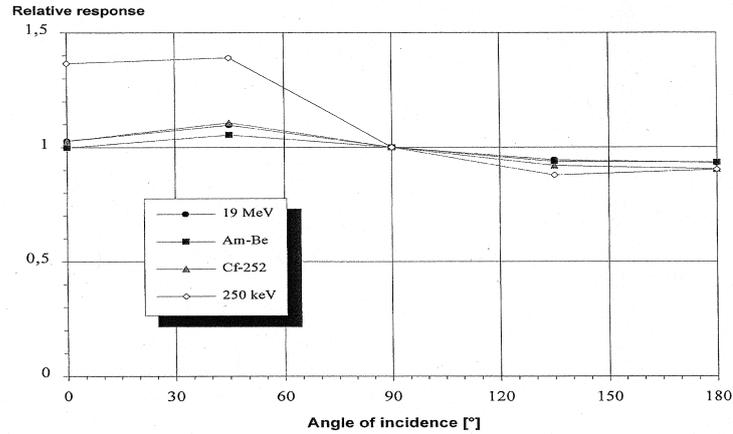


Figura 5.14: Risposta del detector in funzione dell'angolo di incidenza della radiazione

che rappresenta il numero di neutroni che attraversano un elemento d'area nell'unità di tempo. Se integrata tale quantità nell'intervallo di tempo ciò che si ottiene é la fluenza Φ , tipicamente data in L^{-2} . Da queste grandezze si ricavano:

$$R_{\varphi} = \frac{\text{conteggi}}{\Phi} = \text{fluence response}$$

$$R_{\Phi} = \frac{\text{rate}}{\varphi}$$

$$H^x(10) = h_{\varphi}^x(10)\Phi = \text{dose ambientale equivalente}$$

$$\frac{dH^x(10)}{dt} = h_{\varphi}^x(10)\varphi = \text{rate di dose ambientale equivalente}$$

5.6 I risultati delle misure

Verranno ora riportati i valori riscontrati mediante le misurazioni effettuate in vari punti di interesse in due configurazioni geometriche dell'acceleratore, rispettivamente puntato a terra e puntato verso la parete C_1 , I valori ora riportati saranno in seguito validati dal modello Monte Carlo.

5.6.1 Acceleratore puntato a terra

Le prime misurazioni sono state effettuate con l'acceleratore puntato a terra, verso il lettino sul quale sono state poste delle taniche d'acqua simulando un paziente-equivalente, in maniera tale da aumentare gli scattering subiti dai fotoni aumentando cosí la radiazione diffusa. É bene ricordare che il paziente sottoposto a trattamento diffonde i fotoni e diventa a sua volta una

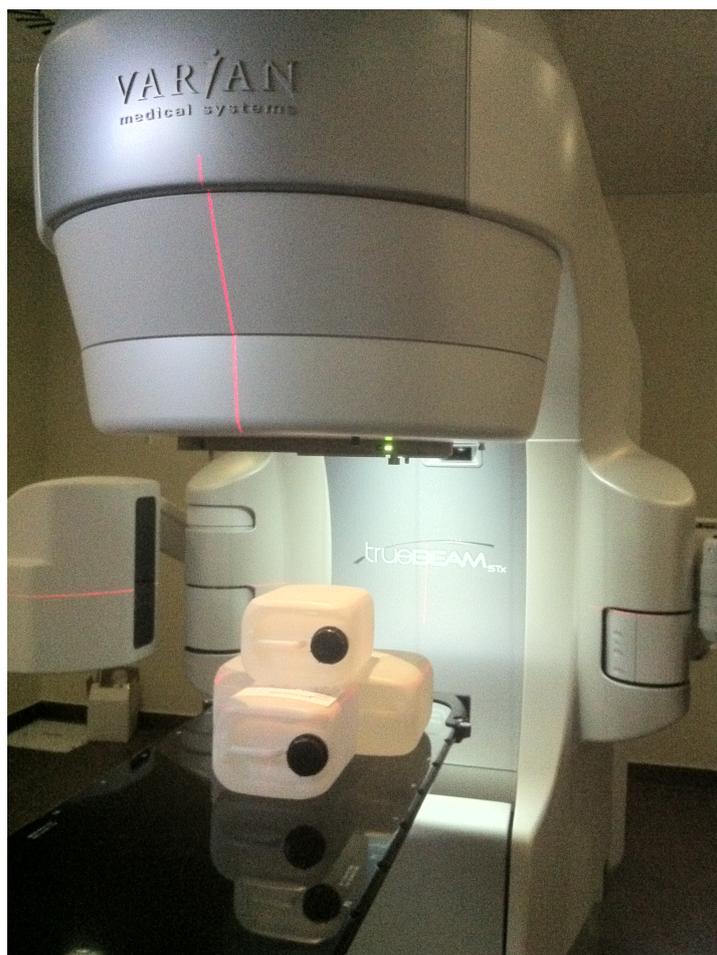


Figura 5.15: L'acceleratore é puntato a terra contro delle taniche d'acqua poste sul lettino

sorgente. In questa configurazione e con un'energia massima del fascio massima pari a 15 MeV sono state effettuate le prove di irraggiamento. Tuttavia é chiaro che per ragioni fisiche, dovute ad esempio controsoffitto, non é stato possibile misurare il rateo di dose in punti in cui sarebbe stato interessante. Infatti potrebbe essere importante conoscere il rateo di dose che attraversa il canale di penetrazione degli impianti permettendo eventualmente alle radiazioni di sfuggire dalla sommitá del bunker stesso verso il centro di controllo. Dati i ratei di dose molto bassi vi é una certa variabilitá sui valori ottenuti mediante gli strumenti utilizzati. I valori sono espressi in $\frac{\text{microSv}}{\text{ora}}$. Questi punti in cui sono state effettuate le misurazioni sono gli stessi in cui verrà calcolata la dose mediante il codice MCNPX 2.7.0, posizionando strategicamente dei fantocci d'acqua atti a simulare la presenza di persone. Per la descrizione dettagliata della posizione dei fantocci si rimanda al successivo capitolo in cui si é raccolta la dose anche in posizioni supplementari oltre

a quelle ora descritte (v. cap. 6).

Tabella 5.5

ACCELERATORE PUNTATO A TERRA		
Posizione	Fantoccio	Misure su fotoni $\mu Sv/h$
Fuori dalla porta	Fantoccio A	0.05-0.35
Sotto al canale di penetrazione	Fantoccio B	0.2-0.7
Dentro alla porta		30
Spogliatoio		0

Tabella 5.6

ACCELERATORE PUNTATO A TERRA		
Posizione	Fantoccio	Misure su neutroni $\mu Sv/h$
Fuori dalla porta	Fantoccio A	0.3
Sotto al canale di penetrazione	Fantoccio B	0.5

5.6.2 Acceleratore puntato verso la barriera primaria C_1 affacciata all'esterno

Sono state eseguite misurazioni con l'acceleratore puntato verso la parete di interesse.

Tabella 5.7

ACCELERATORE PUNTATO A PARETE ESTERNA		
Posizione	Fantoccio	Misure su fotoni $\mu Sv/h$
Fuori dalla porta	Fantoccio A	0.05-0.85
Sotto al canale di penetrazione	Fantoccio B	0.2-0.7
Spogliatoio		0

Tabella 5.8

ACCELERATORE PUNTATO A PARETE ESTERNA		
Posizione	Fantoccio	Misure su neutroni $\mu Sv/h$
Fuori dalla porta	Fantoccio A	0.1
Spogliatoio		0

Capitolo 6

Risultati

Verranno ora raccolti i risultati delle varie run di simulazione e comparati, dove possibile, con i dati ottenuti dalla campagna di misure. Si ricorda che i risultati ottenuti dal codice sono per unità di particella sorgente (v. cap. 3) e che quindi per ottenere i dati reali bisogna moltiplicare il valore ottenuto per il numero reale di elettroni emessi dall'unità radiante che sono stati calcolati in base alle unità monitor erogate (v. cap 5). Il tuning del rateo di dose è stato ottenuto valutando la deposizione energetica dei fotoni su un fantoccio posto ad 1m dal target, nel fascio primario (fantoggio G'). Il fantoccio G' è un cilindro di diametro pari alla larghezza del fascio di fotoni che lo investe, 10cm, in maniera tale da essere sicuri che il contributo della radiazione secondaria sia non rilevante, cosa non vera nel caso del fantoggio G (vedi figura 6.12). Le simulazioni sono state effettuate utilizzando 256 processori per 12 ore sul cluster del Centro Nazionale dell' Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (CNAF-INFN) per la ricerca e lo sviluppo nel campo delle tecnologie informatiche applicate agli esperimenti di fisica nucleare e delle alte energie. Sono state simulate $150 \cdot 10^6$ storie di particelle attivando un solo tally alla volta, per un tempo di calcolo per ogni simulazione pari a 110 giorni se effettuate sul singolo processore (v. cap. 5).

6.1 Mappe di flusso

Sono state calcolate le mappe di flusso sia per fotoni sia per neutroni, per due configurazioni geometriche dell'acceleratore, cioè puntato a terra e puntato verso la parete che verte sull'esterno. L'applicazione di tale metodo grafico che si esplica mediante mappe definite da gradienti di colore

permette di stabilire e valutare oltre che numericamente, anche fisicamente se ci sono dei "punti caldi" particolari ed inaspettati dove la dose assorbita è elevata. Le figure sono state ricavate simulando un numero di storie dell'ordine di 10^6 , fino a due ordini di grandezza in meno rispetto al numero di storie con cui sono stati effettuati i calcoli, a causa dei limiti computazionali che non hanno permesso di gestire file di dimensioni maggiori. Per questi motivi le immagini presentate sono da intendersi a livello qualitativo, in maniera tale da capire come si distribuiscono le radiazioni all'interno del bunker ma non possono fornire dati numerici più precisi a causa della varianza unitaria che si ottiene con un numero di storie così basso. Questi risultati sono stati ottenuti mediante simulazioni sui 32 processori dei Laboratori di Ricerca di Montecuccolino. Tuttavia sono già visibili vari fenomeni come le reazioni (γ, n) ed (n, γ) che portano a riempire l'intera stanza di radiazioni. Infatti, gran parte della radiazione che si rileva nello spazio al di fuori del fascio primario deriva proprio da tali reazioni, in quanti i fotoni ed i neutroni essendo privi di carica elettrica curvano con estrema difficoltà. In questo modo però li ritroviamo sparsi per l'intera area. Quindi è ora possibile determinare con precisione gli effetti di tali interazioni, perché saranno responsabili della dose misurata nei punti di interesse. Le mappe ottenute dai mesh tally non sono semplicemente uno strumento grafico, ma restituiscono in output nel file *mdata* i valori della dose o del flusso mediati sul volume di ogni cella tridimensionale della griglia con la quale è stato suddiviso il dominio geometrico. Sono quindi uno strumento per valutare la dose punto per punto, o meglio cella per cella in ogni regione dentro e fuori dal bunker, in tutte e 3 le dimensioni spaziali.

6.1.1 Acceleratore puntato a terra

In primo luogo si osservano le distribuzioni ottenute dai fotoni. Come si può vedere, il fascio primario riesce a penetrare agevolmente la barriera costituita dalla pavimentazione e ad insediarsi nel piano inferiore, che tuttavia è chiuso ed inaccessibile. Si può anche notare come qualche fotone riesca a fuggire e sia rilevabile, seppur in maniera estremamente debole anche attraverso le altre pareti. E' apprezzabile l'effetto del lead cake che ha generato delle "aureole" attorno alla testata e si vede anche come il fantoccio rappresentante il paziente sia investito in maniera minore dalla radiazione secondaria. Uno dei punti più critici è la zona esterna alla porta, dove risiedono pazienti in attesa e gli operatori al di là del bancone sito del centro di controllo.

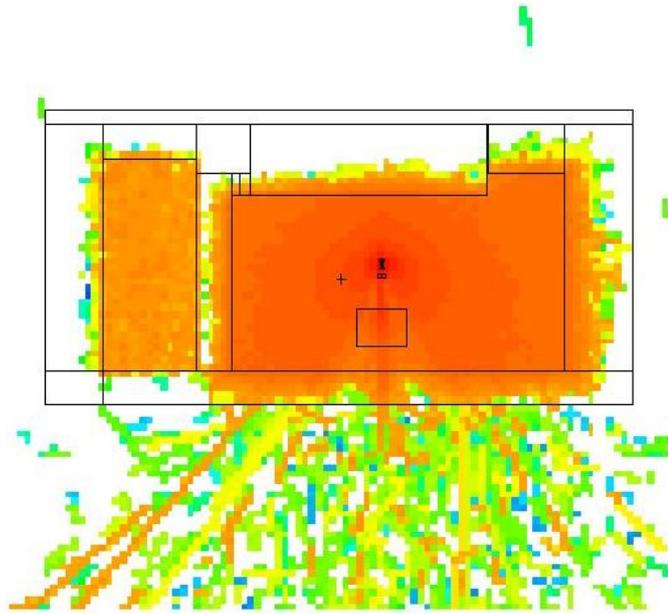


Figura 6.1: Mappa di flusso fotonico in sezione X-Z; l'acceleratore é visto frontalmente e puntato sul water phantom

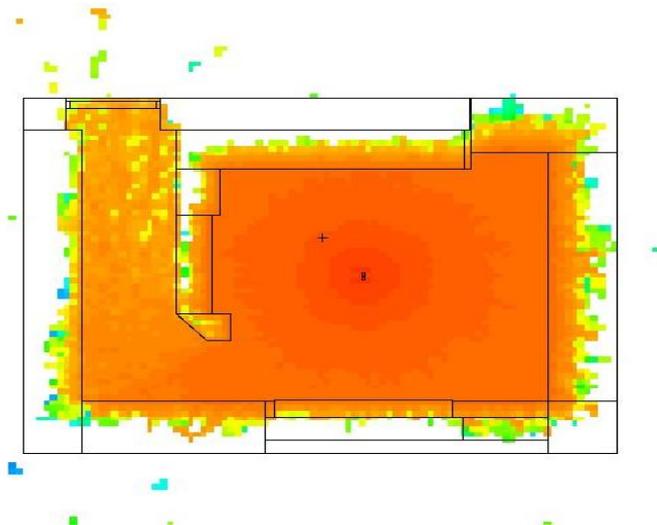


Figura 6.2: Mappa del flusso fotonico; vista nel piano X-Y del bunker

I neutroni sono in numero minore ed hanno un differente comportamento. A differenza dei fotoni, si può cominciare a vedere un risultato piuttosto inatteso: i neutroni prodotti in prossimità dell'acceleratore sembrano non interagire in maniera prepotente con il paziente posto direttamente sotto alla testata ad 1m dal target (v. fig. 6.4 - 6.5).

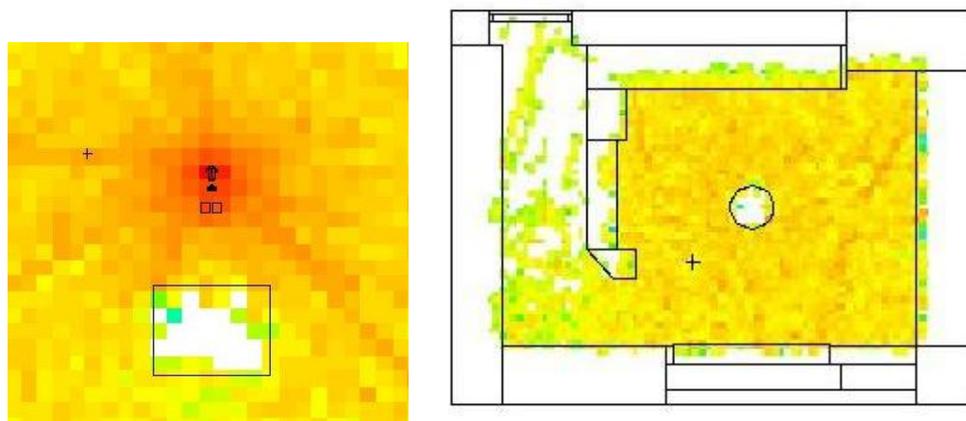


Figura 6.4: Sezione X-Z dell'acceleratore e del fantoccio cilindrico investito dai fotoneutroni (fig. *a*) ; Vista nel piano X-Y del flusso fotoneutronico con sezione a metà dell'altezza del fantoccio (fig. *b*)

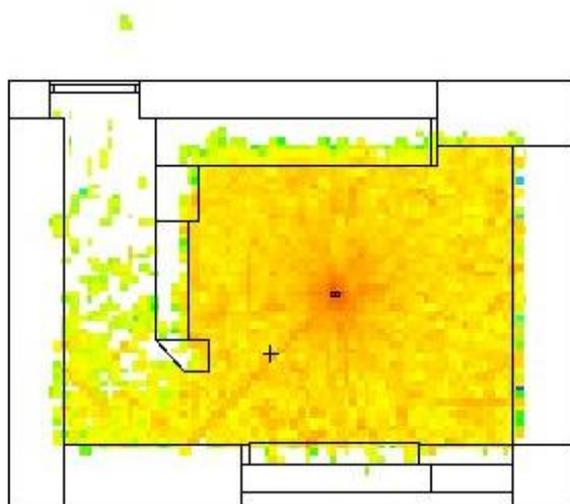


Figura 6.3: Mappa del flusso neutronico; vista nel piano X-Y

6.1.2 Acceleratore puntato in direzione della barriera primaria C_1

Sono state valutate le mappe di flusso per l'acceleratore puntato a parete esterna per confermare o meno l'idea che tale configurazione avrebbe aumentato gli scattering verso il corridoio e quindi verso la porta. Infatti, é stato trovato che tale configurazione porta ad avere un effetto

equivalente sulla dose valutata fuori dalla porta rispetto al caso con acceleratore verticale puntato contro ad un fantoccio di acqua. Si riesce a distinguere bene il fascio primario rispetto alla radiazione diffusa. La stessa operazione é stata effettuata per i neutroni che si comportano molto similmente al caso precedente essendo emessi dalla testata in maniera pressoché isotropa. In realtà si percepisce un addensamento del flusso nella parte superiore.

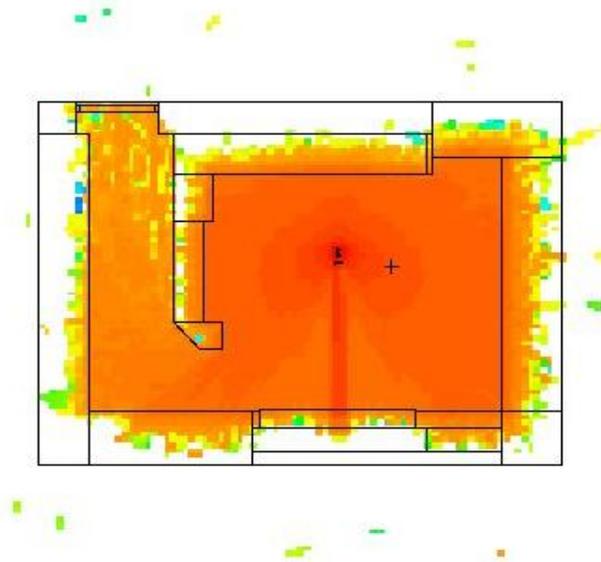


Figura 6.5: Flusso di fotoni incidente contro la parete C1 (v. cap 5)

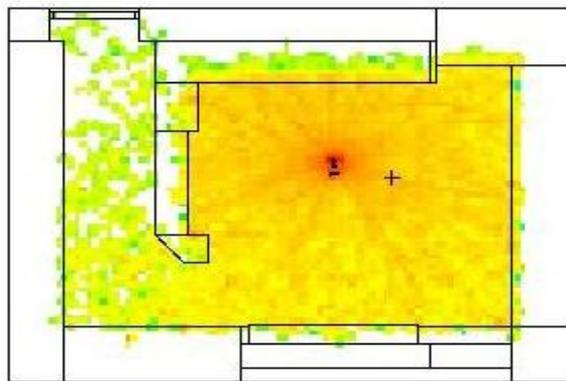


Figura 6.6: Flusso neutronico prodotto dall'acceleratore puntato contro la parete C1 (v. cap 5)

6.2 Posizione strategica dei fantocci per valutare la deposizione energetica

E' necessario a questo punto abbandonare il discorso qualitativo addentrandosi nel discorso quantitativo. Per calcolare la dose nei punti di misura precedentemente descritti sono stati posizionati dei fantocci di acqua in maniera tale da raccogliere mediante il tally 6 la deposizione energetica delle particelle nelle zone desiderate. Inoltre è stata calcolata la dose anche in zone di interesse che erano impossibili da raggiungere.

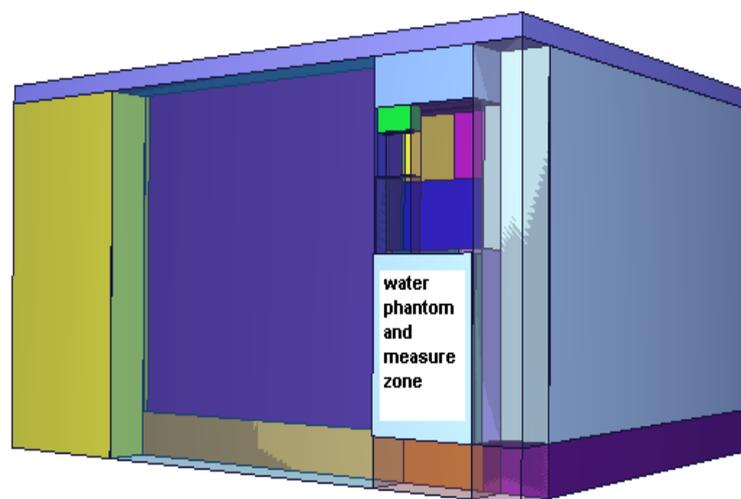


Figura 6.7: Fantoccio A

Il primo fantoccio è stato posto fuori dalla porta (fantoccio A), in maniera tale da simulare un individuo che durante un trattamento si trovasse davanti alla porta. Un secondo fantoccio è stato posizionato al di sotto del canale di penetrazione (fantoccio B) dei condotti di condizionamento e degli impianti elettrici, punto corrispondente ad una delle zone accessibili alle misure con i detector. La regione frontale al canale di penetrazione (fantoccio C) degli impianti e l'interno del canale stesso (fantoccio D) erano inaccessibili alla strumentazione di misura a causa sia degli stessi impianti ma soprattutto a causa della presenza del controsoffitto.

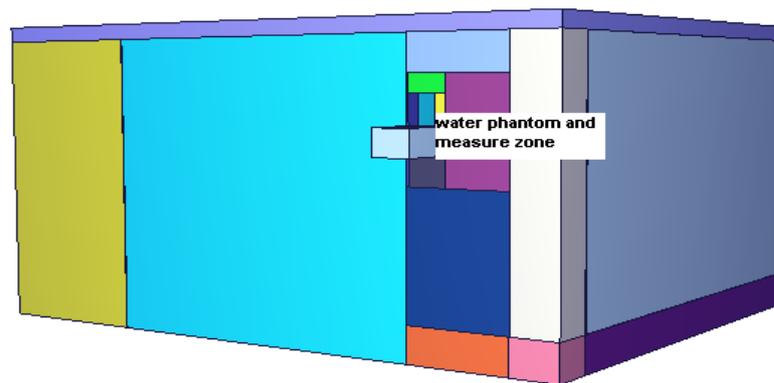


Figura 6.8: Fantoccio B

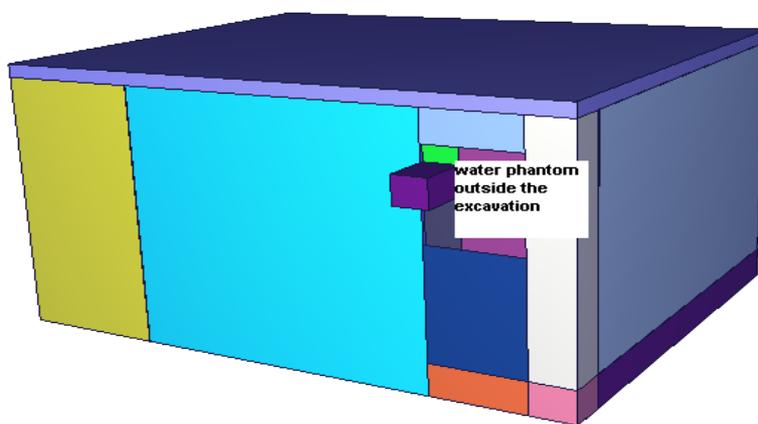


Figura 6.9: Fantoccio C

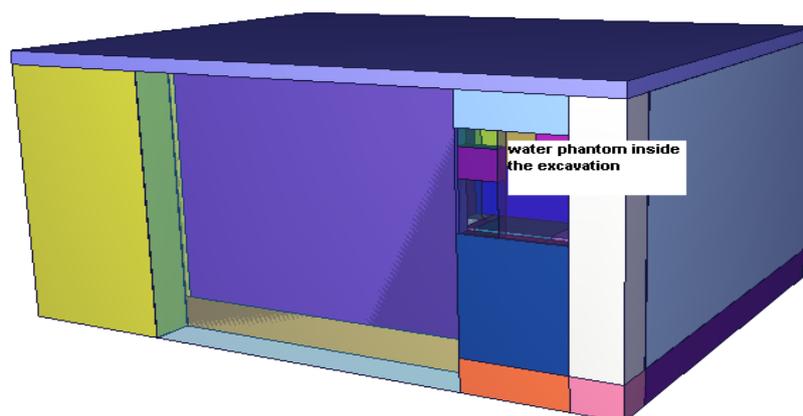


Figura 6.10: Fantoccio D

Un'altra regione dove non sono state eseguite misure con gli strumenti è stato il centro del fascio primario, sulla parete che dà all'esterno (fantoccio E), quando questo è puntato su di essa. A questo proposito è stato posizionato un fantoccio che viene completamente investito dalle particelle primarie. Oltre a questi punti, sono stati posizionati vari altri fantocci tra cui la zona esterna al bunker adibita a spogliatoio ed il piano inferiore (fantoccio F).



Figura 6.11: Fantoccio E sulla parete esterna e fantoccio G sotto l'acceleratore

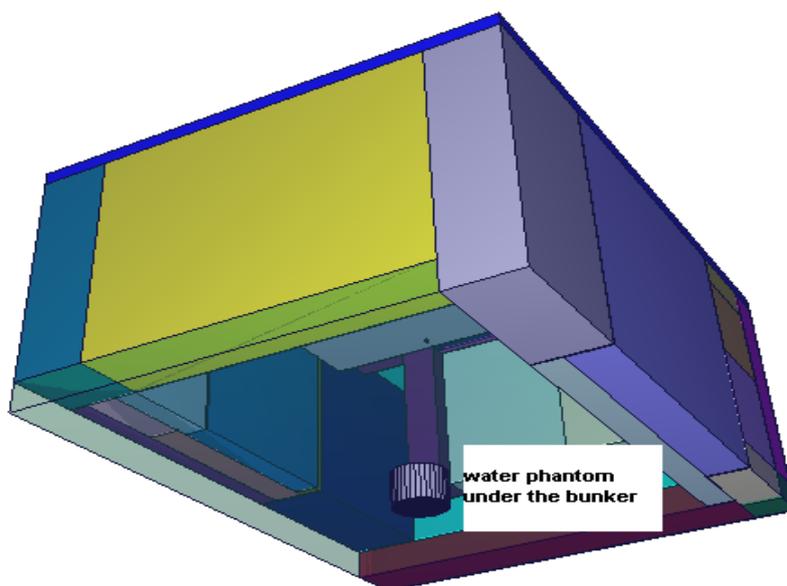


Figura 6.12: Fantoccio F

6.3 Comparazione dei dati misurati con il modello numerico

Verranno ora messi a confronti i risultati calcolati in varie posizioni con le misure di rateo di dose precedentemente eseguite. E' stato trovato un buon accordo tra i due metodi di verifica delle barriere. I valori sono dati in $\mu\text{Sv/h}$ e sono riportati solo quelli in cui é stata raggiunta una buona statistica. Per effettuare le run sono stati utilizzati in parallelo 256 processori per 12 ore rappresentanti il limite computazionale a disposizione ma non sono stati tuttavia sufficienti ad ottenere tutti i dati desiderati. Tuttavia, dato che all'esterno del bunker i ratei di dose sono estremamente bassi, si può benissimo supporre che se le run non hanno portato a dei risultati misurabili, il rateo stesso sia sostanzialmente nullo. Il buon accordo tra i dati misurati ed i valori calcolati é una prova indiscutibile dei bias applicati e ciò significa che il criterio con la quale sono stati impostati é nel pieno rispetto della fisica del problema in oggetto. Un'altra considerazione a fine capitolo confermerá definitivamente quanto appena detto.

Tabella 6.1

ACCELERATORE PUNTATO A TERRA, VALORI SUI FOTONI		
Posizione	Misure $\mu\text{Sv/h}$	MCNPX $\mu\text{Sv/h}$
Fantoccio A	0.05-0.35	0.3126
Fantoccio B	0.2-0.7	0.0931
Fantoccio C	Misura non effettuabile	1.5154
Fantoccio D	Misura non effettuabile	6.7084
Spogliatoio	0	0
Fantoccio E ^a		57E6
Piombo	Misura non effettuabile	22.2243
Cadmio	Misura non effettuabile	1345.4607
Paraffina	Misura non effettuabile	536.9184
Fantoccio F	Misura non effettuabile	36174.7632

^a misura non ancora effettuata ma programmata

E' chiaro come un metodo Montecarlo sia di grande utilitá laddove con la strumentazione é impossibile ottenere dei dati oppure dove la strumentazione é affetta da grande incertezza come in questo caso. Fuori dalla porta del bunker il rateo di dose é molto modesto e va rapidamente a zero allontanandosi di pochi centimetri, permettendo di rientrare perfettamente nei limiti legislativi. E' ben osservabile come la porta, composta strati di piombo, cadmio e paraffina, abbatta i livelli di dose di vari ordini di grandezza a riprova della sua efficacia. Ovviamente é

bene ricordare che la deposizione energetica nei vari materiali dipende da come questi sono visti dalla radiazione incidente in funzione delle sezioni d'urto. Si vede inoltre che qualcosa arriva al canale di penetrazione degli impianti, sempre nell'ordine dei $\mu\text{Sv/h}$ ma all'esterno e poi sotto, in direzione della sala d'attesa, il rateo si porti rapidamente a valori molto bassi. Per quanto riguarda lo spogliatoio invece, non é rilevabile alcun rateo di dose né con la strumentazione né con MCNPX, contrariamente al fantoccio posto internamente alla stanza, in prossimitá della parete che da sull'esterno che riceve un rateo di dose da fotoni estremamente elevato. I dati riferiti alla statistica delle simulazioni effettuati sui fotoni sono generalmente molto buoni se confrontati rispetto a quelli relativi ai fotoneutroni. La figura di merito si mantiene circa costante come indice della bontá della simulazione effettuata (v. cap. 4). É chiaro come la simulazione vada a convergenza.

Tabella 6.2

FANTOCCIO A, deposizione energetica MeV/g				
nps	mean	error	VOV (v. cap. 4)	FOM
15000000	9.1844E-15	0.6131	0.5266	2.2E-04
30000000	9.5363E-15	0.4570	0.2616	2.0E-04
45000000	9.0136E-15	0.3876	0.2053	1.9E-04
60000000	6.9032E-15	0.3801	0.2041	1.5E-04
75000000	5.9349E-15	0.3551	0.2008	1.3E-04
90000000	5.4386E-15	0.3271	0.1910	1.3E-04
105000000	4.8675E-15	0.3142	0.1889	1.2E-04
120000000	4.4434E-15	0.3040	0.1823	1.1E-04
135000000	4.1411E-15	0.2918	0.1776	1.1E-04
150000000	4.3709E-15	0.2644	0.1489	1.2E-04

I neutroni sono stati molto piú complessi da rilevare e questo non é stato sempre possibile. La detezione diretta dei soli fotoneutroni, per questa configurazione geometrica, non ha permesso di ottenere risultati accettabili esternamente la struttura e nel canale di penetrazione. Sono quindi stati valutati mediante varie run calcolando la deposizione energetica in maniera contestuale a quella dei fotoni prodotti. Questo ha permesso di ridurre notevolmente la varianza, dall'unitá ad un fattore pari a 0.2. Per ottenere poi i soli dati neutronici, sono stati sottratti a queste run i valori ottenuti dalle run con soli fotoni. Non conoscendo nel dettaglio lo spettro di energia, ma sapendo che va da qualche eV a mediamente un centinaio di KeV, non é possibile fornire un unico valore per quanto riguarda la dose equivalente da fotoneutroni ma si puó definire un range

6.3. COMPARAZIONE DEI DATI MISURATI CON IL MODELLO NUMERICO 145

di dose. A questo scopo si può infatti pensare di applicare i fattori di qualità (w_T , v. cap. 1) per differenti energie e confrontare i risultati del calcolo di dose equivalente (H_T , v. cap. 1) con le misurazioni, in casi più o meno conservativi.

Tabella 6.3

ACCELERATORE PUNTATO A TERRA, VALORI SUI NEUTRONI				
Posizione	Misure $\mu Sv/h$	MCNPX $\mu Gy/h$	$H_T, w_T = 5$	$H_T, w_T = 10$
Fantoccio A	0.3	0.2793	1.3965	2.793
Fantoccio B	0.5	0.07	0.35	0.7
Fantoccio D	Misura non effettuabile	6.43	32.15	64.3
Fantoccio E ^a		49E6	245E6	490E6
Fantoccio G ^a		7254.2417	36271.2085	72542.417
Fantoccio F	Misura non effettuabile	0	0	0

^a misura non ancora effettuata ma programmata

Le misure ed i risultati trovano un buon accordo numerico, considerando che si sta trattando di ratei di dose estremamente bassi. Tuttavia, all'interno del bunker, lontano dal paziente, a contatto con la parete esterna della stanza, un eventuale individuo durante un trattamento riceverebbe un rateo di dose da neutroni elevatissimo, assolutamente comparabile con il rateo di dose ricevuto dai fotoni, rispettivamente 49 Gy/h e 57 Gy/h. Questo porta immediatamente a pensare che il paziente sottoposto a trattamento riceva un rateo di dose da neutroni inaccettabile. Invece, probabilmente per un fattore progettuale e perché se i neutroni nascono nella testata sono a circa 8 MeV e non riescono ancora ad interagire con il tessuto biologico, il paziente riceve una dose assolutamente minore quantificabile in qualche circa 7mGy/h, ma comunque non nulla e sicuramente degna di nota. I dati misurati con la strumentazione fornita sono affetti da una certa incertezza, determinata dai bassissimi ratei di dose che sono stati rilevati. I valori in output derivanti da MCNPX sono anch'essi afflitti da incertezza più o meno elevata a seconda del punto in cui sono stati effettuati i calcoli. Le buone regole sull'errore relativo derivanti dai codici montecarlo suggeriscono che se l'errore è inferiore al 5-10%, ci si può ritenere ragionevolmente certi della precisione sul risultato ottenuto, mentre per errori superiori al 50-60% bisognerebbe domandarsi che cosa si stia "effettivamente facendo". Questo discorso è certamente vero in assenza di una qualsiasi controprova che permetta di verificare i valori calcolati, ma non è il caso di questo studio. In definitiva i valori misurati e calcolati sono in ottimo accordo ed i

piccoli scostamenti riscontrati sono imputabili agli errori dovuti sia alla strumentazione, che ha restituito spesso i dati con elevata varianza (basti vedere i valori di misura fuori dalla porta, nelle due configurazioni geometriche dell'acceleratore) su piú misure eseguite. Come la buona ragione impone, si prende come riferimento il valore piú elevato di tali misure, in maniera tale da essere conservativi. Inoltre sono stati fatti i rilievi per l'acceleratore puntato verso la parete esterna pensando che venissero incrementati gli scattering verso il corridoio e conseguentemente la porta.

Tabella 6.4

ACCELERATORE PUNTATO SULLA BARRIERA PRIMARIA C_1 , VALORI SUI FOTONI		
Posizione	Misure $\mu Sv/h$	MCNPX $\mu Sv/h$
Fantoccio A	0.05-0.85	1.2893
Fantoccio B	0.2-0.7	0
Fantoccio D	Misura non effettuabile	5.1559
Spogliatoio	0	0
Fantoccio E ^a		64E6

^a misura non ancora effettuata ma programmata

I valori calcolati in questa configurazione risultano ancora in buon accordo con le misure eseguite, con scarti leggermente superiori al caso precedente. Tuttavia si tratta di differenze minime sempre dell'ordine dei $\mu Gy/h$, perfettamente compensabili dagli errori. Il fantoccio posizionato all'interno della parete che da sull'esterno riceve un elevato rateo di dose perché completamente investito dalla radiazione primaria.

Tabella 6.5

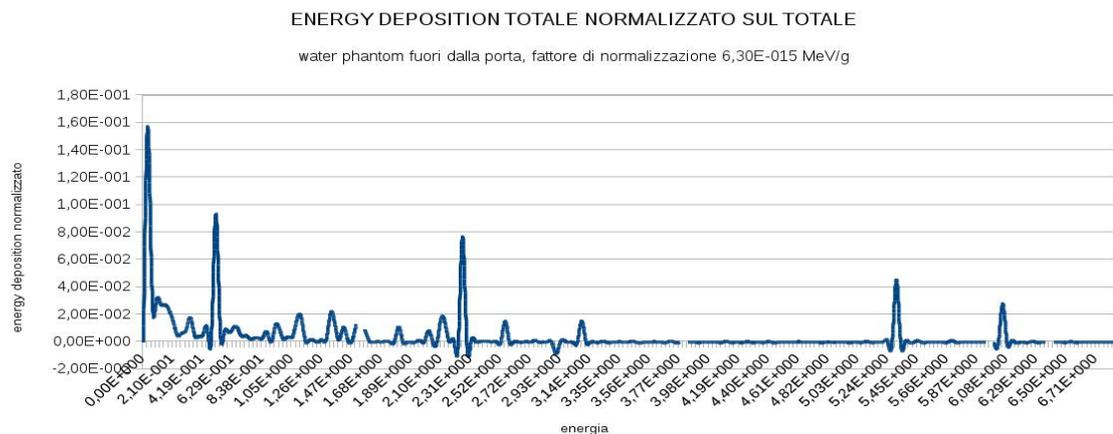
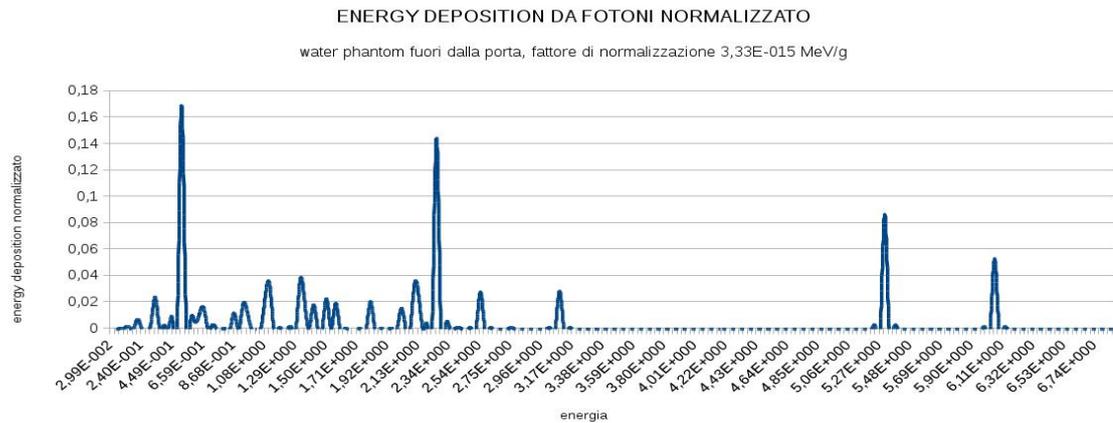
ACCELERATORE PUNTATO SULLA BARRIERA PRIMARIA C_1 , VALORI SUI NEUTRONI				
Posizione	Misure $\mu Sv/h$	MCNPX $\mu Gy/h$	$H_T, w_T = 5 \mu Sv/h$	$H_T, w_T = 10 \mu Sv/h$
Fantoccio A	0.1	1.6099	8.0497	16.0995
Fantoccio D	Misura non effettuabile	5.3699	26.84	53.699
Spogliatoio	0	0	0	0
Fantoccio E ^a		55E6	275E6	550E6

^a misura non ancora effettuata ma programmata

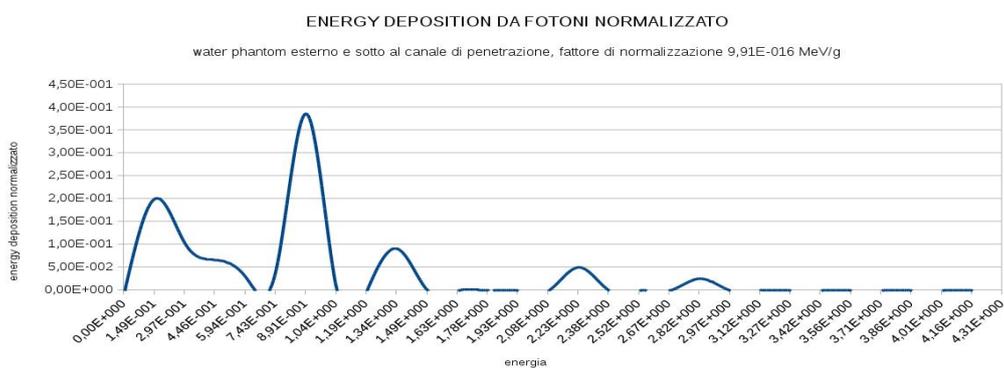
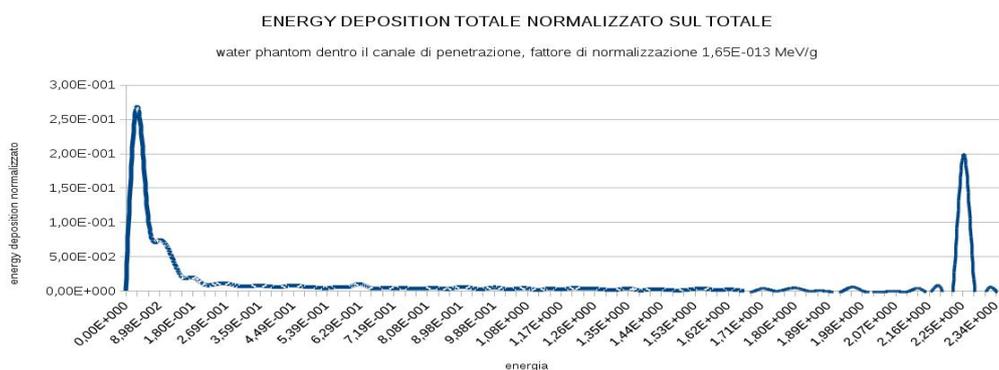
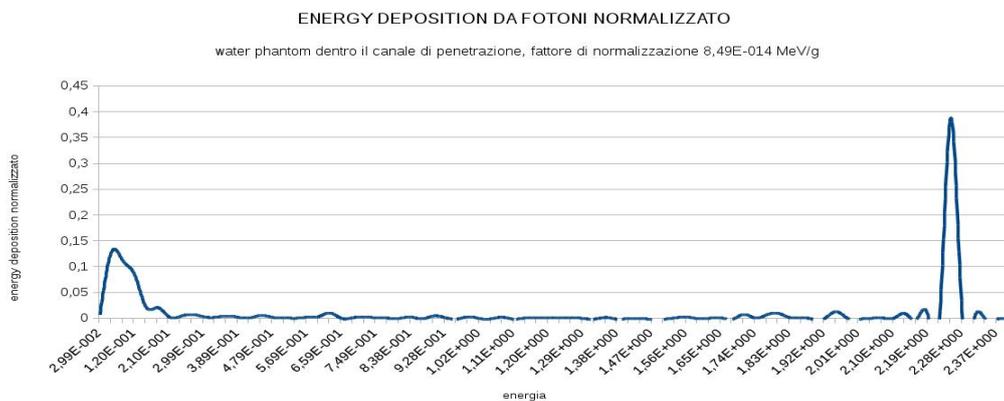
Il fantoccio a parete interna, come nella configurazione precedente riceve una dose estremamente elevata dai fotoneutroni prodotti nel bunker.

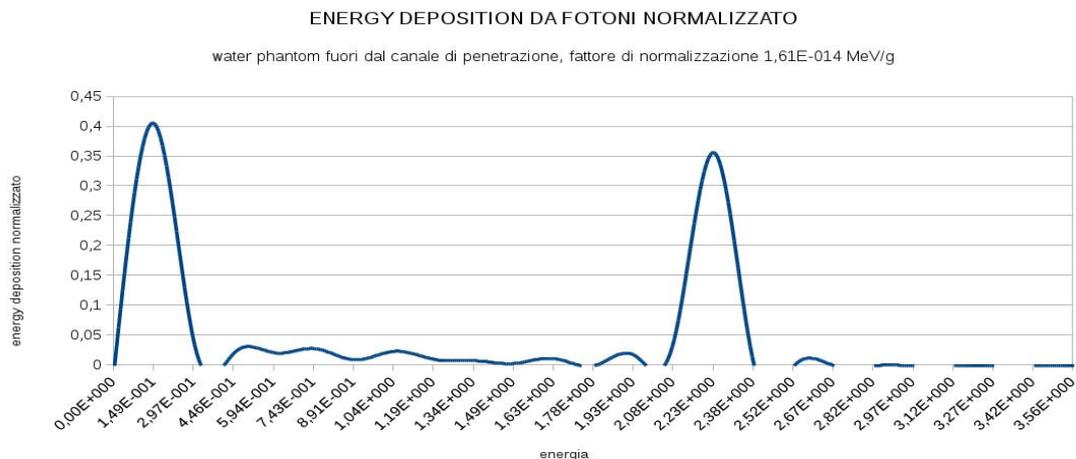
6.4 Deposizione energetica

Per analizzare meglio come la dose viene depositata nella materia é bene studiare lo spettro energetico che ha la radiazione quando interagisce con i fantocci in funzione della deposizione energetica. Verranno ora forniti i grafici di deposizione energetica da fotoni e totale nei vari fantocci analizzati. Tutti i diagrammi sono stati normalizzati sulla deposizione energetica o da fotoni o totale di ogni caso oggetto di studio come esplicitato nei grafici stessi. Si parte dall'analisi del fantoccio A, posizionato fuori dalla porta del bunker.

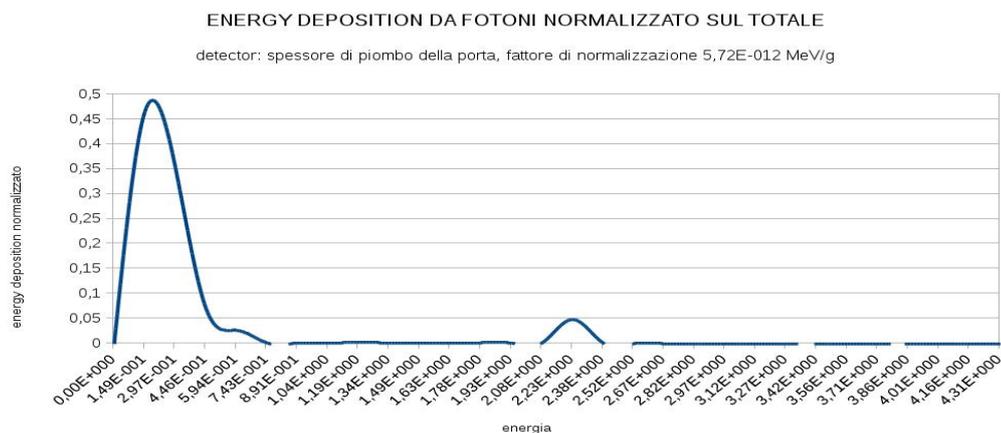


Confrontando i diagrammi di deposizione energetica si può determinare in quali range energetici la radiazione deposita l'energia e determinare dove prevalentemente la depositano i fotoni e dove i neutroni. E' immediato verificare che l'energia deposta dai neutroni è deposta ad una energia inferiore rispetto a quella deposta dai neutroni.



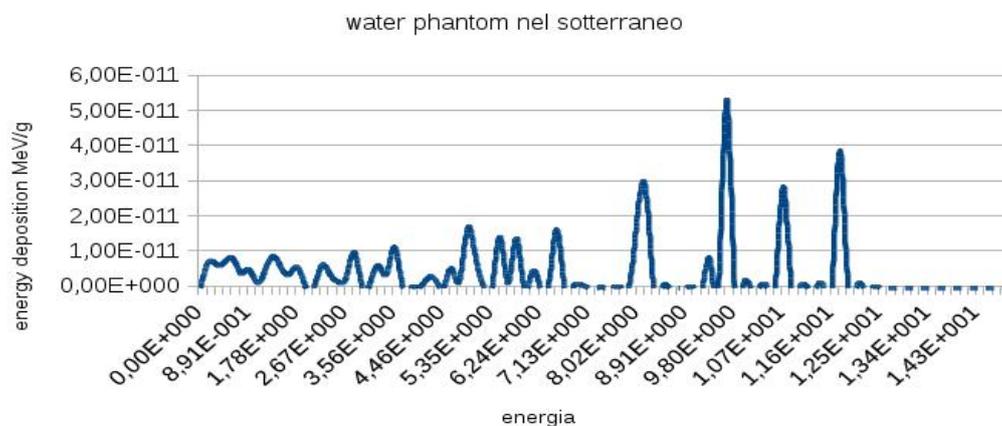


Per quanto riguarda la porta, formata da tre strati, rispettivamente 18 cm di paraffina, 2mm di cadmio e 8 cm di piombo si può vedere l'andamento di come questa interagisca con i fotoni. I fotoni depositano gran parte della loro energia nel piombo prevalentemente a circa 200 KeV, ma si rileva un picco piuttosto evidente anche a circa 2.2 MeV. Gli strati di paraffina e cadmio sono più affini ad interagire con i neutroni. Tuttavia la paraffina gioca un ruolo fondamentale anche nell'attenuazione fotonica, dato l'elevato spessore.

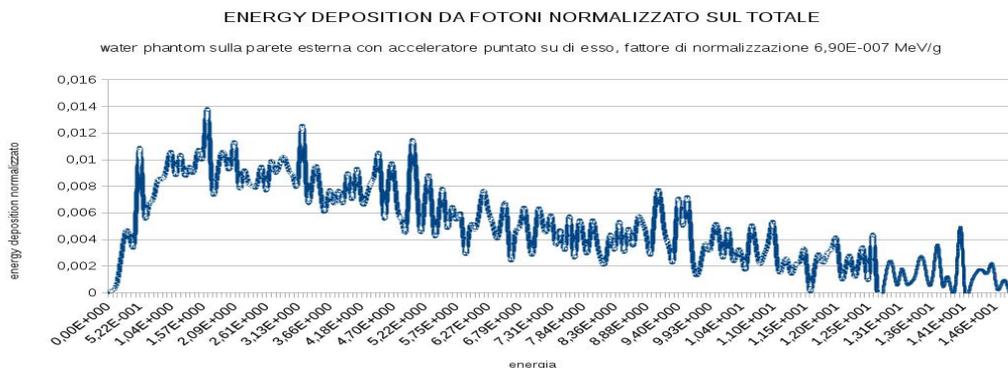


Nel sotterraneo vengono registrati picchi a varie energie.

ENERGY DEPOSITION DA FOTONI



E' interessante anche valutare la deposizione energetica ottenuta nel fantoccio E, posizionato sulla parete esterna quando é investito dal fascio di fotoni. Come ci si aspetterebbe nel fantoccio E lo spettro é prevalentemente continuo ed interagiscono maggiormente i fotoni ad energia non troppo elevata.



6.5 Distribuzioni angolari

Sono state valutate le distribuzioni angolari dei fotoneutroni emessi dall'acceleratore per determinare se vi é una direzione preferenziale. In prima approssimazione é stata irradiata dagli elettroni la sottile lamina in tungsteno, dopo ce l'intera testa dell'acceleratore é stata rimossa, per poterla separatamente valutare. Sono stati detectati tramite la *cosine card* (v. cap. 4) i neutroni che hanno attraversato la superficie superiore del target in maniera tale da ottenere

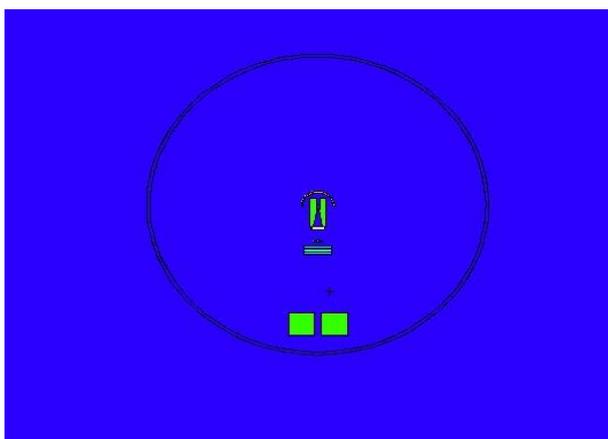


Figura 6.15: Testa dell'acceleratore inserita nel volume di detezione sferico di raggio 50 cm centrato sul target

superiore del target ma la distribuzione angolare complessiva dei fotoneutroni emessi. Il risultato é un addensamento del flusso in prossimitá della direzione delle z positive che potrebbe una delle cause che impediscono al paziente di ricevere una dose neutronica elevata.

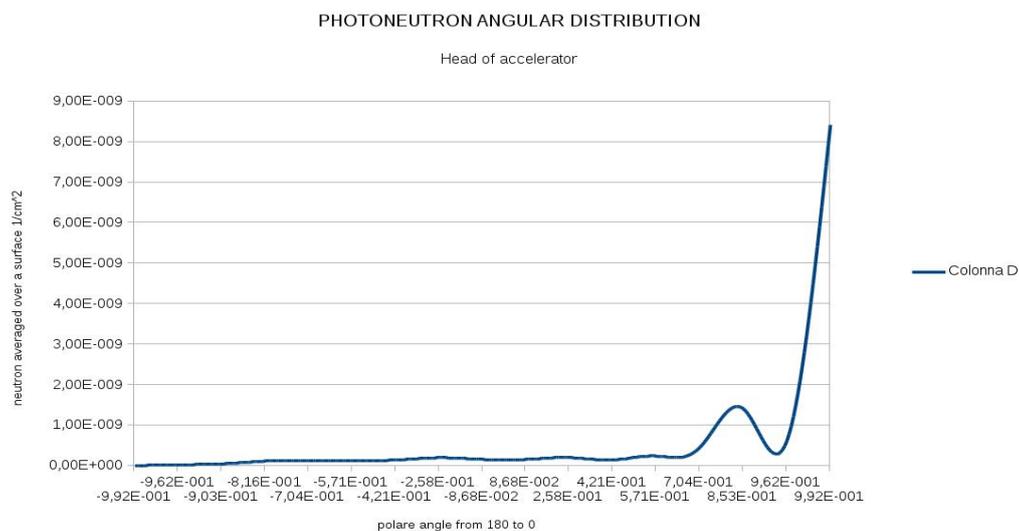
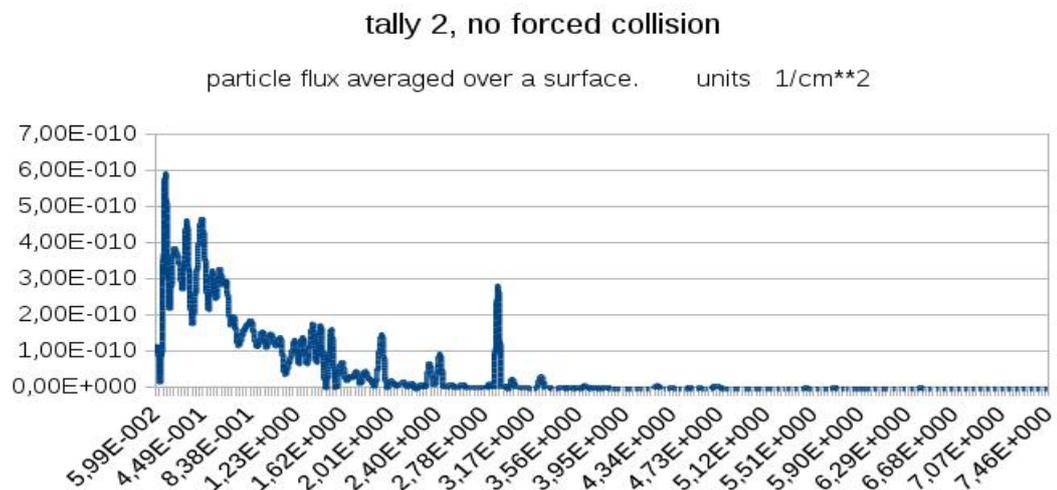


Figura 6.16: Distribuzione angolare dei fotoneutroni emessi dalla testa dell'acceleratore, rilevati nel volume di detezione sferico che lo racchiude

6.6 Emissione neutronica

Infine, per proseguire lo studio dell'emissione neutronica della testata dell'acceleratore è stato calcolato il flusso di fotoneutroni attraverso la superficie sferica precedentemente definita. Dal file di output è stata ricavata una emissione neutronica totale pari a $1.2139E-8$ neutroni per ogni cm^2 della sfera, corrispondenti a $2.22E14$ neutroni per ogni ora di funzionamento dell'acceleratore, risultato compatibile con i dati bibliografici per macchine da 15 MeV, pari a $2.74E14$ neutroni per ogni ora di funzionamento. E' stato dunque validato un importante dato scientifico che permette inoltre di provare la bontà della simulazione e dei bias applicati, in quanto conferma che la fisica del problema è stata certamente rispettata.



È interessante valutare anche in questo caso come la FOM si mantenga costante dopo un primo periodo di assestamento, anch'esso a FOM costante, e come si vada a convergere verso il risultato (v. cap. 4).

Tabella 6.6

Flusso mediato sulla superficie di detezione sferica racchiudente l'acceleratore

nps	mean	error	VOV (v. cap. 5)	FOM
100000	1.1663E-08	0.1928	0.1804	2.1E-01
200000	1.1045E-08	0.1249	0.0914	2.4E-01
300000	1.0452E-08	0.0969	0.0667	2.7E-01
400000	1.0262E-08	0.0826	0.0483	2.8E-01
500000	1.1758E-08	0.0964	0.1496	1.6E-01
600000	1.2487E-08	0.0934	0.1162	1.4E-01
700000	1.2201E-08	0.0850	0.1016	1.5E-01
800000	1.2478E-08	0.0764	0.0847	1.6E-01
900000	1.2319E-08	0.0705	0.0772	1.7E-01
1000000	1.2140E-08	0.0677	0.0687	1.7E-01

Conclusioni

È stato trovato un buon accordo tra i valori misurati mediante gli strumenti in dotazione ed i valori stimati mediante MCNPX 2.7.0 e quindi la validità della struttura adibita alla radioprotezione in oggetto può ritenersi confermata a seguito dei calcoli di verifica della dose. Il bunker per radioterapia è stato verificato rispetto al valore di riferimento di energia del fascio elettronico pari a 15 MeV e rispetto al massimo rateo di dose erogabile a tale energia, $600 \text{ MU}/\text{min}$. Sono stati simulati i ratei di dose in varie posizioni sia all'interno della struttura stessa sia all'esterno (v. cap. 5). In prossimità della porta, per il fantoccio A (v. cap. 5), si è trovato un valore pari a circa $0.3 \text{ } \mu\text{Sv}/\text{h}$ da fotoni che consentono di stabilire la coerenza con le previsioni (v. cap. 1). Infatti anche supponendo una erogazione settimanale cautelativamente molto grande come $1500 \text{ Gy}/\text{week}$ sempre alla massima energia degli elettroni e sempre con il rateo di dose massimo, si otterrebbe un rateo di dose per il fantoccio A pari a $1.25 \text{ } \mu\text{Sv}/\text{week}$. A questo punto, per essere ancora più conservativi e rendere l'idea dell'ordine di grandezza si può supporre di far funzionare allo stesso regime l'unità radiante per $52 \text{ week}/\text{year}$ ottenendo un valore di dose annuale pari a $65 \text{ } \mu\text{Sv}/\text{year}$, ampiamente al di sotto del limite di $1 \text{ mSv}/\text{year}$. Infatti:

$$0.3 \frac{\mu\text{Gy}}{\text{h}} \cdot 10^{-6} \frac{\text{Gy}}{\mu\text{Gy}} = 0.3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Gy}}{\text{h}} \quad (6.1)$$

Da cui una semplice relazione consente di ottenere:

$$0.3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Gy}}{\text{h}} : 360 \frac{\text{Gy}}{\text{h}} = x \frac{\text{Gy}}{\text{sett}} : 1500 \frac{\text{Gy}}{\text{sett}} \quad (6.2)$$

$$x = \frac{0.3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Gy}}{\text{h}} \cdot 1500 \frac{\text{Gy}}{\text{sett}}}{360 \frac{\text{Gy}}{\text{h}}} = 1.25 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Gy}}{\text{sett}} \quad (6.3)$$

$$1.25 \cdot 10^{-6} \frac{Gy}{sett} \cdot 52 \frac{sett}{anno} = 0.000065 \frac{Gy}{anno} \stackrel{\text{fotoni}}{=} 65 \frac{\mu Sv}{year} \quad (6.4)$$

Questo ampio margine permette di assicurare con certezza che i limiti legislativi sono rispettati anche se si tiene conto dei neutroni presenti, che tuttavia hanno un peso in termini di qualità differente da 1. A causa dei limiti computazionali non si è riusciti ad ottenere una discretizzazione energetica sufficiente a valutare nel dettaglio l'energia dei neutroni fuori dalla porta del bunker (fantoccio A), ma si è giunti alla conclusione che vada da pochi eV a qualche centinaio di keV. Per questo motivo è possibile fornire un range di dose efficace considerando differenti fattori qualità a differenti energie (v. cap. 1). Quindi, anche considerando cautelativamente un fattore di qualità per i neutroni pari a 10, sotto le stesse condizioni prima discusse, essendo il rateo di dose a contatto con la porta pari a circa $0.3 \mu Gy/h$ (v. tab. 6.3) non si supererebbero in alcun modo i $650 \frac{\mu Sv}{anno}$ (v. cap. 1). Sommando i due contributi la dose equivalente totale massima risulterebbe essere $715 \mu Sv/year$ con condizioni di funzionamento della apparecchiatura non realizzabili. Questo valore conservativo è in accordo con il valore calcolato secondo le linee guida NCRP (ref [2]), pari a $320 \mu Sv/anno$. Considerando meno cautelativamente un fattore qualità per neutroni pari a 5 i due valori sono ancora più confrontabili, infatti si otterrebbe un valore stimato mediante MCNPX pari a $390 \mu Sv/anno$. Lo studio del rateo di dose è stato di particolare interesse all'interno del canale di penetrazione degli impianti (fantoccio D), in quanto non sono stati trovati dati bibliografici (o numerici) che confermassero la tenuta in conto di questo genere di elementi di discontinuità nelle barriere. Si è stimato che in prossimità (fantoccio C) ed all'interno del canale la dose è relativamente elevata, pari a $1.2 mSv/year$, ma tale valore va subito a scemare in uscita e poi sotto al canale stesso (fantoccio B), portandosi a dei valori irrisori e poi a 0. Se si considera il caso con acceleratore puntato a parete esterna, la situazione cambia e da fotoni si riceve una dose annuale pari a circa $280 \mu Sv/year$. Per quanto riguarda i neutroni invece si ha un rateo di dose di circa $1.6 \mu Gy/ora$ a parità di condizioni. Per questo motivo considerando una erogazione limite teorica di $1500 Gy/week$ ed un funzionamento per $52 week/year$ il rateo risulta essere, con un fattore qualità conservativo di 10, pari a $3466 \mu Sv/year$. Questo valore si ottiene simulando delle condizioni che estremizzano le reali modalità di funzionamento dell'acceleratore. Infatti tale condizione di regime oltre a riguardare un carico di lavoro non previsto tiene conto dell'acceleratore perennemente puntato verso la parete esterna

(C_1) per 52 settimane all'anno trattando in quel modo 50 pazienti al giorno e dando ad ogni paziente 5 Gy ¹. Per rendere l'idea della conservatività dei risultati di queste simulazioni basti pensare che con il precedente modello di acceleratore si erogavano a pieno regime su doppi turni di 12 ore, 600 *Sv/week* su 43 pazienti al giorno con media di 2.5 Gy per ognuno (quindi 1/2 del valore prima considerato) ². Sono stati infine confermati i valori assunti di emissione neutronica dovuti ai materiali della testata dell'acceleratore statistico medio di energia pari a 15 MeV a riprova della bontà del tuning di simulazione (v. cap. 6).

¹Il fattore d'uso dell'acceleratore verso quella parete sarebbe nella realtà pari ad 1/4 del valore massimo stimato. Per questo motivo i 3466 $\mu Sv/year$ si ridurrebbero quindi ad 1/4 di quel valore, anche in questo caso al di sotto del $mSv/year$.

²Inoltre le energie utilizzate erano inferiori, ad esempio per alcuni tipi di trattamento chiamati Intensity-Modulated Radiation Therapy (IMRT), nella totalità dei casi è stata utilizzata una energia pari a 6 MV per eliminare la possibilità di dare un contributo di dose da neutroni al paziente

Appendice A

Esempio di file di input

Verrá ora presentato un esempio di file di input scritto per effettuare le simulazioni. L'acceleratore é ruotato verso la parete C_1 (5.3 fig. 5.5) e puntato verso un fantoccio che andrà a raccogliere l'energia del fascio. É attivo il bias sul bremmstrahlung in maniera tale da incrementare la radiazione prodotta dal frenamento degli elettroni sul target. Inoltre vengono applicate le altre tecniche di riduzione della varianza descritte nel capitolo (4). Nell'esempio specifico si sta calcolando la deposizione energetica dei vari tipi di radiazione prodotti sul fantoccio investito dal fascio primario, ovvero la corrente di particelle integrata sulla superficie interna della lastra di cadmio della porta, il flusso integrato sulle celle corrispondenti ai vari fantocci (v.cap. 4) e la distribuzione angolare dei neutroni sulla superficie superiore del target. Inoltre sono stati impostati i mesh tally per plottare la distribuzione di flusso e dose (con il *pedep* normalizzato sul volume delle maglie tridimensionali) delle radiazioni prese singolarmente e nel totale. Si rimanda al capitolo (4) per maggiori dettagli riguardo le altre impostazioni applicate. In questo caso, é stata costruita una struttura di celle atte all'aumento dell'*importanza* dal corridoio e verso la porta, in maniera tale da raggiungere una migliore statistica nei fantocci posti fuori dalla porta. In figura si mostra una sezione di tale architettura tridimensionale che é stata progettata in maniera tale da rispettare la fisica del problema e non avere *warnings* in output da parte del codice. Per raggiungere tale risultato si é reso necessario modificare nelle tre dimensioni l'importanza delle varie componenti del bunker, ovvero pavimento, *shieldin teeth*, soffitto, pareti ed aria ambiente. A partire quindi dalla testa dell'acceleratore é coinvolta l'intera geometria.

Tabella A.1


```

c *****
c *****
c *****
c *****ACCELERATOR AND BUNKER*****
c *****
c *****
c *****
c
c
c -----CELL CARDS-----
c
c
c primary collimator of the head of the accelerator
c
1 272 -19.3 -2 3 1 imp:p,n,e=1 $ primary collimator
c
c target
c
2 272 -19.3 -4 imp:p,n,e=1 $ tungsten target
3 208 -2.6999 -5 imp:p,n,e=1 $ copper heat dissipation system
c
c berillium chamber system
c
4 212 -1.85 -6 7 imp:p,n,e=1 $ berillium chamber
5 0 -7 imp:p,n,e=1 $ void region in Be chamber
c
c flattening filter
c
6 272 -19.3 -8 imp:p,n,e=1 $ flattening filter
c
c ion chamber
c
7 256 -0.9 -9 imp:p,n,e=1 $ first plate ion chamber
8 256 -0.9 -10 imp:p,n,e=1 $ second plate ion chamber
9 256 -0.9 -11 imp:p,n,e=1 $ third plate ion chamber
c
c jaws
c
10 272 -19.3 -53 imp:p,n,e=1 $ Y1 jaw
11 272 -19.3 -54 imp:p,n,e=1 $ Y2 jaw
12 272 -19.3 -55 imp:p,n,e=1 $ X1 jaw
13 272 -19.3 -56 imp:p,n,e=1 $ X2 jaw
c
c bunker
c
100 330 -2.35 -57 imp:p,n,e=1 $floor
101 330 -2.35 -58 imp:p,n,e=1 $ upper part of the ceiling
102 330 -2.35 -59 imp:p,n,e=1 $ right wall to xz
103 330 -2.35 -60 imp:p,n,e=16 $ column up-left xy

```

```
104 330 -2.35 -61 imp:p,n,e=8 $ left wall xz
105 330 -2.35 -62 imp:p,n,e=1 $ under the wall near coloumn
106 330 -2.35 -63 imp:p,n,e=1 $ under the column up-left xy
107 330 -2.35 -64 imp:p,n,e=1 $ low-left before baritic xy
108 330 -2.35 -65 imp:p,n,e=1
109 330 -2.35 -66 imp:p,n,e=8 $ low wall xy
110 330 -2.35 -67 imp:p,n,e=1 $ coloumn right-low xy
111 330 -2.35 -68 imp:p,n,e=8 $ up before baritic xy
113 332 -3.53 -70 imp:p,n,e=16 $ concrete (baritic) up xy
114 332 -3.53 -71 imp:p,n,e=8 $ lower Ba of the upper T section xy
115 332 -3.53 -72 imp:p,n,e=1 $ first labirynth part
116 332 -3.53 -73 imp:p,n,e=1 $ second labirynth part
211 332 -3.53 -211 -214 -212 213 215 -216 imp:p,n,e=1 $ third part
118 332 -3.53 -75 imp:p,n,e=8 $ lower part of lower T section xy
119 332 -3.53 -76 imp:p,n,e=8 $ lower part of lower T section xy
120 332 -3.53 -77 imp:p,n,e=1 $ ceiling Ba
121 332 -3.53 -78 imp:p,n,e=1 $ from here , many parts of the bunker
122 332 -3.53 -79 imp:p,n,e=1
123 330 -2.35 -80 imp:p,n,e=1
124 330 -2.35 -81 imp:p,n,e=1
125 330 -2.35 -82 imp:p,n,e=1
126 330 -2.35 -83 imp:p,n,e=1
127 330 -2.35 -84 imp:p,n,e=1
128 330 -2.35 -85 imp:p,n,e=1
129 330 -2.35 -86 imp:p,n,e=1
130 330 -2.35 -87 imp:p,n,e=8
131 330 -2.35 -88 imp:p,n,e=1
132 330 -2.35 -89 imp:p,n,e=16
133 330 -2.35 -90 imp:p,n,e=1
134 330 -2.35 -91 imp:p,n,e=1
c
c water phantom
c
135 280 -1 -101 imp:p,n,e=1 $ water phantom
c
c the shielded door
c
136 252 -11.35 -92 imp:p,n,e=32 $ from here , shielding door of the bunker
137 252 -11.35 -93 imp:p,n,e=32
138 252 -11.35 -94 imp:p,n,e=32
139 318 -8.65 -95 imp:p,n,e=32
140 434 -0.93 -96 imp:p,n,e=32
c
c the shielding teeth
c
142 332 -3.53 -98 imp:p,n,e=1 $ from here , neutron shielding teeth
143 332 -3.53 -99 imp:p,n,e=1
144 330 -2.35 -100 imp:p,n,e=1
c
```

```
c some components
c
146 330 -2.35 -105 imp:p,n,e=1 $ others small parts of the bunker
147 330 -2.35 -106 imp:p,n,e=1
148 330 -2.35 -107 imp:p,n,e=1
c
c excavation for installations
c
301 330 -2.35 -301 imp:p,n,e=16
302 330 -2.35 -302 imp:p,n,e=16
303 330 -2.35 -303 imp:p,n,e=16
304 330 -2.35 -304 imp:p,n,e=16
c
c the lead cake shield of the head of the accelerator
c
145 252 -11.35 -102 103 104 imp:p,n,e=1 $ lead cake
c
c air structure fo give more importance to the door
c
200 204 -0.001225 -200 imp:p,n,e=8
201 204 -0.001225 -201 imp:p,n,e=16
205 204 -0.001225 -205 imp:p,n,e=8
206 204 -0.001225 -206 imp:p,n,e=16
207 204 -0.001225 -207 imp:p,n,e=8
208 204 -0.001225 -208 imp:p,n,e=16
209 204 -0.001225 -209 imp:p,n,e=8
210 204 -0.001225 -210 imp:p,n,e=16
217 204 -0.001225 -217 imp:p,n,e=8
218 204 -0.001225 -218 imp:p,n,e=8
219 204 -0.001225 -219 imp:p,n,e=8
c
c water detectors
c
400 280 -1 -400 imp:p,n,e=32 $ outside the door
401 280 -1 -401 imp:p,n,e=32 $ inside the excavation
402 280 -1 -402 imp:p,n,e=8
403 280 -1 -403 imp:p,n,e=8
c
c the rest of the world
c
14 0 48 :-49 :-47 :50 :52 :-51 imp:p,n,e=0 $ rest of the world
c
c the air region
c
15 204 -0.001225 53 54 11 10 9 8 7 6 (2 :-1 :-3 )4 5 55 56 57 58 59 60 61
62 63 64 65 66 67 68 70 71 72 73 75 76 77 78 79 80 81 82 83 84
85 86 87 88 89 90 91 -48 49 47 -50 -52 51 101
(211 :214 :212 :-213 :-215 :216 )
92 93 94 96 98 99 100 (102 :-103 :-104 ) 105 106 107
```

```

200 201 205 206 207 208 209 210 217 218 219
301 302 303 304 400 401 402 403
95 imp:p,n,e=4 $ cell sense

c
c -----
c -----END OF CELL CARDS-----
c -----

c -----
c -----SURFACE CARDS-----
c -----

c
c primary collimator
c
1      trc 88 77.9 0 0 6 0 1.33 0.2  $ antibackscatter cone
2      rcc 88 77.9 0 0 9.6 0 2.5  $ external cilinder
3      rcc 88 83.9 0 0 3.6 0 0.5  $ internal cilinder
c end of primary collimator
c
c target and copper plate
4      rcc 88 85.5 0 0 0.0635 0 0.2  $ tungsten button cilinder foil
5      rcc 88 85.4365 0 0 0.0635 0 0.19  $ copper button
c end of target and copper plate
c
c berillium vacuum chamber
c
6      rcc 88 77.89 0 0 -0.91 0 2  $ external berillium vacuum chamber
7      rcc 88 77.8606 0 0 -0.88 0 1.9  $ internal vacuum chamber
c end of berillium vacuum camber
c
c first approximatium flattening filter
c
8      trc 88 73 0 0 0.6675 0 1.3335 0.05  $ flattening filter
c end of flattening filter
c
c some of the plates of the ion chamber that is in kapton
c
9      rcc 88 71.3 0 0 -0.9 0 4.01  $ ion chamber plate1
10     rcc 88 70.3 0 0 -0.9 0 4.02  $ ion camber plate2
11     rcc 88 69.3 0 0 -0.9 0 4.03  $ ion camber plate2
c end of ion chamber
c
c jaws (secondary collimators) that are responsible of the penumbra
c
c the upper jaws moves on x
c
53     box 79.2 49.6 -3.9 0 7.8 0 7.8 0 0 0 0 7.8
54     box 89 49.6 -3.9 0 7.8 0 7.8 0 0 0 0 7.8
c end of the upper jaws

```

```
c
c the lower jaws moves on y
c
55      box 84.1 36.5 1 0 7.8 0 7.8 0 0 0 0 7.8
56      box 84.1 36.5 -8.8 0 7.8 0 7.8 0 0 0 0 7.8
c end of the lower jaws
c
c lead cake
c
102     sph 88 84 0 5
103     sph 88 84 0 4.5
104     py 84
c end of lead cake
c
c bunker
c
c normal concrete parts
c
57      rpp -481 601 -465 324 -270 -200 $floor
58      rpp -601 601 -465 465 312 342 $ upper part of the ceiling
59      rpp 461 601 -327 324 -200 312 $ righth wall on xz
60      rpp -601 -513 382 465 -200 312 $ coloumn up-left xy
61      rpp -600 -481 -465 382 -200 312 $ left wall xz
62      rpp -601 -481 -465 382 -270 -200 $ under the wall near coloumn
63      rpp -601 -513 382 465 -270 -200 $ under the coloumn up-left xy
64      rpp -481 -111 -465 -327 -200 312 $ low-left before baritic xy
65      rpp -111 -91 -370 -327 -200 312
66      rpp -111 461 -465 -430 -200 312 $ low wall xy
67      rpp 461 601 -465 -327 -200 312 $ coloumn right-low xy
68      rpp 305 601 324 465 -270 312 $ up before baritic xy
80      rpp -513 -323 382 465 242 312
81      rpp -481 -291 -327 381 242 312
82      rpp -291 -180 -327 -168 212 312
83      rpp -291 -180 -168 279 212 312
84      rpp 305 461 -430 324 212 312
85      rpp 289 302 -430 -323 212 312
86      rpp 267 289 -370 -323 212 312
87      rpp 292 305 279 381 -200 312
88      rpp -481 305 324 381 -270 -200
89      rpp -513 -323 382 465 -270 -200
90      rpp 267 461 -370 -327 -200 212
91      rpp 289 461 -430 -370 -200 212
105     rpp -481 -323 381 382 242 312
106     rpp 302 305 -430 279 212 312
107     rpp -180 -91 -327 -323 242 312
c end of normal concrete parts
c
c excavation for installations
c
```

```
301      rpp -513 -396 438.8 465 44 242
302      rpp -328 -323 438.8 465 44 242
303      rpp -396 -328 438.8 465 44 148
304      rpp -396 -328 438.8 465 208 242
c end of excavation for installations
c
c baritic concrete parts
c
70      rpp -323 304 381 465 -270 312 $ concrete (baritic) up xy
71      rpp -291 292 279 381 -200 312 $ lower Ba of the upper T section xy
72      rpp -291 -201 160 279 -200 212 $ first labirynth part
73      rpp -291 -219 -98 160 -200 212 $ second labirynth part
211     p -291 -98 212 -230 -168 212 -230 -168 -200 $ from here, third part
212     px -180
213     py -168
214     py -98
215     pz -200
216     pz 212
75      rpp -111 289 -430 -370 -200 312 $ lower part of lower T section xy
76      rpp -91 267 -370 -323 -200 312 $ upper part of lower T section xy
77      rpp -180 302 -323 279 165 312 $ ceiling
78      rpp -201 -180 -98 279 165 212
79      rpp -219 -201 -98 160 165 212
c end of baritic concrete parts
c
c shielding door
c
92      rpp -513 -323 457 465 -200 44 $ lead upper parts
93      rpp -513 -505 438.8 457 -200 44 $ lead component
94      rpp -331 -323 438.8 457 -200 44 $ lead component
95      rpp -505 -331 456.8 457 -200 44 $ cadmiun
96      rpp -505 -331 438.8 456.8 -200 44 $ paraffin
c end of the door
c
c teeth
c
98      rpp -481 -291 285 345 50 150
99      rpp -400 -291 285 345 150 242
100     rpp -481 -400 285 345 150 242
c end of the bunker
c
c water phantom
c
101     rcc 88 0 -149 0 0 78.5 50 $water phantom, 1m^3
c end of water phantom
c
c area of interest around the accelerator modeled as an air cube
c
47      pz -1000
```

```
48      pz 1000
49      px -1000
50      px 1000
51      py -1000
52      py 1000
c end of the air cube
c
c honeycomb structure (air, to have more importance)
c
200     rpp -481 -291 -298 -100 -190 40
201     rpp -471 -341 -100 438.8 -190 40
205     rpp -481 -471 -100 382 -190 40
206     rpp -341 -323 -100 382 -190 40
207     rpp -513 -471 382 438.8 -190 40
208     rpp -341 -323 382 438.8 -190 40
209     rpp -323 -291 -100 381 -190 40
210     rpp -481 -291 -98 381 -200 -190
217     rpp -481 -291 -98 381 40 50
218     rpp -513 -323 382 438.8 -200 -190
219     rpp -513 -323 382 438.8 40 50
c end of the honeycomb structure
c
c water detectors
c
400     rpp -513 -323 465 475 -200 148 $ outside the door
401     rpp -396 -328 438.8 465 148 208 $ inside the excavation
402     rpp 85 91 -322 -315 -3 3
403     rpp 0 150 -472 -465 -200 200
c end of water detectors
c
c -----
c -----END OF SURFACE CARDS-----
c -----
c -----
c -----FROM HERE: MODE, MATERIAL AND OTHERS CARDS-----
c -----
c -----
c -----MODE CARDS-----
c -----
c
mode p e n
c
c -----
c -----END OF MODE CARDS-----
c -----
c -----
c -----
```

```

c -----MATERIAL CARDS-----
c -----
c
c The materials defined here must be the same of the materials in the
c cell cards
c
c air
c
m204  7014.70c      -0.755636  $air (US S. Atm at sea level)
      8016.70c      -0.231475  18036      -3.9e-005  18038      -8e-006
      18040      -0.012842
c
c aluminum
c
m208  13027.70c      -1 cond=1 $aluminum
c
c berillium
c
m212  4009.70c      -1 cond=1 $berillium metal
c
c polyethylene
c
m256  1001.70c      -0.143711  $polyethylene (kapton is not in the library)
      6000.70c      -0.856289
c
c tungsten
c
m272  74182.70c     -0.260586  cond=1 $Tungsten
      74183.70c     -0.142269  74184.70c      -0.307531  74186.70c      -0.289615
c
c concrete ordinary
c
m330  1001.70c      -0.0221  $Concrete, Ordinary,
      6000.70c      -0.002484  8016.70c      -0.57493  11023.70c      -0.015208
      12024.70c     -0.0009869999  12025.70c      -0.00013  12026.70c      -0.000149
      13027.70c     -0.019953  14028.70c     -0.279871  14029.70c     -0.014677
      14030.70c     -0.010079  19039.70c     -0.009336  19040.70c     -1e-006
      19041.70c     -0.000708  20040.70c     -0.041526  20042.70c     -0.000291
      20043.70c     -6.2e-005  20044.70c     -0.000974  20046.70c     -2e-006
      20048.70c     -9.6e-005  26054.70c     -0.000367  26056.70c     -0.005912
      26057.70c     -0.000138  26058.70c     -1.9e-005
c
c concrete, barite
c
m332  1001.70c      -0.003585  $Concrete, Barite (Type BA),
      8016.70c      -0.311622  12024.70c     -0.000932  12025.70c     -0.000123
      12026.70c     -0.000141  13027.70c     -0.004183  14028.70c     -0.009607
      14029.70c     -0.000504  14030.70c     -0.000346  16032.70c     -0.102191
      16033.70c     -0.000832  16034.70c     -0.004811  16036.70c     -2.4e-005

```

```

20040.70c      -0.048529 20042.70c      -0.00034 20043.70c      -7.3e-005
20044.70c      -0.001138 20046.70c      -2e-006 20048.70c      -0.000112
26054.70c      -0.002707 26056.70c      -0.043643 26057.70c      -0.001017
26058.70c      -0.000138 56130          -0.000465 56132          -0.00045
56134          -0.010935 56135          -0.030014 56136          -0.036001
56137          -0.05188 56138          -0.333656

c
c water
c
m280 1001.70c      -0.111915 $Water (density of 1 assumed)
      8016.70c      -0.888085

c
c lead
c
m252 82206.70c     -0.242902 $lead
      82207.70c     -0.223827 82208.70c      -0.53327 cond=1

c
c cadmium
c
m318 48106.70c     -0.011777 $Cadmium
      48108          -0.008543 48110          -0.122116 48111.70c     -0.126284
      48112          -0.24021 48113          -0.122734 48114          -0.29111
      48116          -0.077225 cond=1

c
c paraffin wax
c
m434 1001.70c     -0.148605 $Paraffin Wax,
      6000.70c     -0.851395

c
c -----
c -----END OF MATERIAL CARDS-----
c -----
c -----
c -----SOURCE DEFINITION-----
c -----
c
c The source sdef is made of particle par, of energy erg, in the
c position pos, along the vector vec on the axis axs in the direction
c dir in respect to the vector. This is an electron beam on
c the z axis, pointed in y<0 centered in 88 0 29.6.
c
sdef par=e erg=15 pos= 88 85.6 0 vec= 0 -1 0 axs= 0 1 0 dir= 1
nps= 150000000 $ number of stories
c
c -----
c -----END OF SOURCE DEFINITION-----
c -----
c

```

```
c -----  
c -----PARTICLE PHYSICS OPTION AND ACTIVATION CARDS-----  
c -----  
c  
c The photon physics is defined here.  
c Photonuclear particles are produced when the electrons  
c irradiate the tungsten target and give life to the  
c Bremsstrahlung photons.  
c Before that some of the photons leaves the target they have a  
c photonuclear reaction with the production oh photoneutrons with  
c an isotropic emission after an evaporation process.  
c This is true when the 4Â° index is -1, but if there is  
c a 1, the process is biased.  
c Otherwise one can turn off this mode inserting the number 0.  
c  
phys:p 15 0 0 1 1  
c  
c The electron physics is defined here.  
c The maximum energy of electrons is 15 MeV  
c  
phys:e 15 0 0 0 0 1 1 1 1 0 0.917  
c  
c -----  
c -----ACT CARDS-----  
c -----  
c  
c The activation card.  
c The fissions events products only neutrons (N) or all kinds of  
c particles (ALL).  
c The others tipe of events products all the kinds of particles (ALL).  
c The delayed neutron data source is a model if the libraries  
c are missing.  
c The delayed gamma data source is a model based on line emission data  
c augmented by a model based on 25-group emission data.  
c Thresh is the fracion of highest amplitude discrete delayed gamma  
c lines that will be retained.  
c dnbias produce n delayed neutrons per interaction  
c nap is the number of activation products for which cumulative  
c distribution function will be calculated once and stored for reuse.  
c  
act fission=all nonfiss=all dn=both dg=lines thresh=0.95 dnbias=10 nap=10  
c  
c -----  
c -----END OF PARTICLE PHYSICS OPTION-----  
c -----  
c  
c -----  
c -----FORCED COLLISION BIASING-----  
c -----
```

```

c
c The FCL card controls the forcing of neutrons or photons
c collisions in each cells.
c
fcl:n 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0
c
fcl:p 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      0 0 0 0 0 0
c
c -----
c -----END OF FORCED COLLISION BIASING-----
c -----
c -----
c -----
c -----SECONDARY PARTICLE BIASING-----
c -----
c
c Secondary particle biasing allows the user to adjust the number
c and weight of secondary particles produced at the time of
c their creation.
c The secondary neutrons produced by all the others type of
c primary particles are biased in this way:
c below 0.01 MeV, the secondary neutrons will be rouletted by a factor
c of i (chance of survive).
c In the same manner, but with others parameter, for energies from
c 0.1 and 1 MeV.
c At energies to 0.1 to 1 (and 10) MeV, the secondaries
c will be split by a factor of n, and from 10 to 15 MeV, it will
c be split into m.
c
spabi:n all 0.01 0.25 0.1 0.5 1 8 10 8 15 8
spabi:p all 0.01 0.25 0.1 0.5 1 20 10 20 15 20
c
c -----
c -----END OF SECONDARY PARTICLES BIASING-----
c -----
c -----
c -----
c -----BBREM-----
c -----

```

```

c
c Bremsstrahlung biasing.
bbrem 1. 1. 46I 15. 272
c
c -----
c -----END OF BBREM-----
c -----
c -----
c -----
c -----TALLY DEFINITION-----
c -----
c
c The tally number six is the energy deposition, that is given
c in MeV/g, so, if one want the dose rate must multiply by
c the source strenght that is given in particle/sec.
c
f6:n,p,e 402 $ energy deposition in the cells number i
e6= 0 500i 15 $ energy from 0 to 15 MeV
f16:e 402
e16= 0 200i 15
f26:p 402
e26= 0 200i 15
f36:n 402
e36= 0 200i 8
c
f1:p 92.4 $ current integrated on the surface MeV
e1= 0 200i 15
f11:n 92.4 95.4 $ current integrated on the surface MeV
e11= 0 500i 15
f21:e 92.4 $ current integrated on the surface MeV
e21= 0 200i 15
c
f4:p 400 401 402 403 $ flux averaged over a cell MeV/cm^2
e4= 0 200i 15
f14:n 402 $ flux averaged over a cell MeV/cm^2
e14= 0 500i 15
f24:e 400 401 402 $ flux averaged over a cell MeV/cm^2
e24= 0 200i 15
c
c The dose function, applied at the tally i.
c If i=0, the dose function is applied to all the tallies.
c iu=2, international units (sievert/h/(source of particles))
c fac=-1, ICRP60 normalization factor
c ic=10, standard ICRP dose function
c log, energy interpolation (the dose interpolation is linear)
c
c df4 iu=2 fac=-1 ic=10 log $ dose function for all tallies(0) or a specific tally
c df14 iu=2 fac=-1 ic=10 log
c

```

```
c f5:p 88 -322 0 1 $ detector tally MeV/cm^2
c e5= 0 200i 15
c
c angular distribution
f121:n 4.2
c 0,10,20,30,40,50,55,60,65,70,75,80,85,90 angle with respect to s
c121 0 0.1736 0.342 0.5 0.643 0.707 0.766 0.819 0.866 0.906
0.9397 0.966 0.9848 0.996 1
c
c -----
c -----END OF TALLY DEFINITION CARDS-----
c -----
c -----
c -----
c -----THE MESHTALLY-----
c -----
c
TMESH $ create a mesh, plot the results as a gradient of colors
c
c rectangularmesh on the head of the accelerator, called meshnumber1,
c meshtype3 (energydeposition).
c x y and z from -a to b with parameter ci
c
rmesh13 total
cora13 85 20i 91
corb13 65 20i 95
corc13 -60 150i 40
c
c rectangularmesh on the bunker, called meshnumber2,
c meshtype3 (energydeposition)
c
rmesh23 total
cora23 -700 100i 700
corb23 -700 100i 700
corc23 -700 100i 700
c
c rectangularmesh on the bunker, called meshnumber3,
c meshtype1 (track lenght) that is for the photoneutrons produced
c
c Photoneutron flux in (number_of_neutrons/(cm^2*sec))
c
rmesh31:n flux
cora31 -700 100i 700
corb31 -700 100i 700
corc31 -700 100i 700
c
c Visualization of the dose that is given by the photoneutrons.
c Results are in (rem/(hour)/source of particles)
c
```

```
rmesh41:n dose
cora41 -700 100i 700
corb41 -700 100i 700
corc41 -700 100i 700
c
c evaluation of the energy deposition specifically for the neutrons.
c results are in (MeV/cm^3)
c
rmesh51:n pedep
cora51 -700 100i 700
corb51 -700 100i 700
corc51 -700 100i 700
c
c Visualization of the dose that is given by the electrons.
c Results are in (rem/(hour)). It doesn't works, maybe because
c in air, the code is not able to give a measurement of
c kerma.
c Probably there is not the equilibrium of charged particles.
c
rmesh61:e dose
cora61 -700 100i 700
corb61 -700 100i 700
corc61 -700 100i 700
c
c evaluation of the energy deposition specifically fo the electrons.
c results are in (MeV/cm^3)
c
rmesh91:e pedep
cora91 -700 100i 700
corb91 -700 100i 700
corc91 -700 100i 700
c
c Visualization of the photon flux.
c
rmesh71:p flux
cora71 -700 100i 700
corb71 -700 100i 700
corc71 -700 100i 700
c
c Visualization of the dose that is given by the photons.
c Results are in (rem/(hour))
c
rmesh171:p dose
cora171 -700 100i 700
corb171 -700 100i 700
corc171 -700 100i 700
c
c evaluation of the energy deposition specifically for the photons.
c results are in (MeV/cm^3)
```

```
c
rmesh81:p pedep
cora81 -700 100i 700
corb81 -700 100i 700
corc81 -700 100i 700
c
c -----
c -----The DXTRAN meshtally (type 4)-----
c -----
c
c Scores the track contributing to all detector defined in the input
c file for the particle <pl>
c
rmesh74:p trans
cora74 -700 100i 700
corb74 -700 100i 700
corc74 -700 100i 700
c
ENDMD $ command for give the end to the meshtally and rhe DXTRAN
c
c -----
c -----END OF MESHTALLIES AND DXTRAN-----
c -----
c
c -----
c -----THE RADIOGRAPHYC TALLY-----
c -----
c
c Pinhole image projection, in the water phantom.
c
pi25:p 88 0 -100 0 88 0 -99 20 5 10
fs25 -10 99i 10
c25 -10 99i 10
c
c
c Tir image
c Now it's not setted
c
c tir25:p and others parameters
c
c -----
c -----END OF RADIOGRAPHYCS TALLIES-----
c -----
c
c -----
c -----PRINT THE FULL OUTPUT FILE-----
c -----
c
print
```

```
c
c -----
c -----END OF PRINT OPTION-----
c -----
c -----
c -----
c -----MPLLOT CARDS-----
c -----
c To plot the tally number 'i' during the run, after the dump.
c You should disable this option for not having the fatal error X10.
c With 'c' in front of the option, it is disabled.
c
c
mplot tally 6
c
c -----
c -----END OF MPLLOT CARDS-----
c -----
c -----
c -----
c -----PRINT AND DUMP CYCLE CARDS-----
c -----
c The command prdmp is the dump cycle card.
c Print the tally every
c n histories.
c Increment for dumping to runtpe is 1 histories.
c Write mctal file at problem completion.
c
PRDMP 10000 1 1 j
c
c -----
c -----END OF PRINT AND DUMP CYCLE CARDS-----
c -----
c -----
c -----
c -----PTRAC DEFINITION-----
c -----
c
c This card is for the creation the ptrac file,
c nevertheless one can't
c activate this option if the intention is the parallelization of
c the code with mpi.
c The Master would gathe the data that are given from the slaves,
c but this is not possible and so, incurs in a fatal error.
c
ptrac file=asc write=all $ particle tracking in ascii format
c
c -----
c -----END OF PTRAC DEFINITION-----
c -----
```

```
c
c
c -----RANDOM NUMBER GENERATOR-----
c
c
c The period of the rundo number generator is 2E46.
c Therefore, the number of histories beyond which the period
c is exceeded is 460E6.
c
c -----END OF RANDOM NUMBER GENERATOR-----
c
c
c -----USEFUL COMMANDS-----
c
c
c mcnpx i=input $ run mcnpx
c
c mcnpx ip inp=input $ run mcplot
c
c /opt/intel/mpich/bin/mpirun -np 1 mcnpx i=inpfile ip $ run mcplot mpi
c
c /opt/intel/mpich/bin/mpirun -np 16 mcnpx i=inpfile $ runmpi
c
c /opt/intel/mpich/bin/mpirun -np 1 mcnpx z $ results visualization
c
c To plot the tally, mcpz z > run=runtpe > tally n
c
c For the visualization of the radiography
c mcnpx z > run=runtpe > tally 25 free sc
c
c For the visualization of the radiography
c mcnpx z > run=runtpe > tally 25 free sc
c
c for the visualization of the meshtally or the DXTRAN ,
c mcnpx z > run=runtpe > plot > px 88 > tali > n > color tal > redraw
c
c To invoke the cross section plotter
c mcnpx inp=input ixz > xs= (zaidnumber or material number)
c
c
c -----END USESEFUL COMMANDS-----
c
c
c *****
```

```
C *****  
C *****  
C *****END OF CARDS*****  
C *****  
C *****  
C *****
```

Lista delle figure

Elenco delle figure

1.1	Esplicazione semplificata del potere penetrante delle varie tipologie di radiazione	21
1.2	Condizioni di buona geometria	25
1.3	Andamento del coefficiente di attenuazione lineare per le varie interazioni dei fotoni in funzione dell'energia [7]	26
1.4	Perdite energetiche per collisioni e per bremsstrahlung [7]	27
1.5	Andamento del coefficiente di attenuazione massico, del coefficiente di trasferimento di energia massico e del coefficiente di assorbimento di energia massico con ingrandito il particolare tra 1 e 10 MeV [7] (fig. <i>a</i>) ; Coefficiente di assorbimento di massa e coefficiente di trasferimento [7] (fig. <i>b</i>)	27
1.6	Effetti della ionizzazione lungo la traccia della radiazione primaria per diverse tipologie di radiazioni [7]	28
1.7	Possibili configurazioni esplicative alla definizione di kerma. a) Carichi secondari prodotti all'interno del volume di controllo e che esauriscono il loro percorso nel volume. $D=K$. b) Carichi secondari che dissipano parte della loro energia pur essendo stati generati esternamente al volume. $D>K$. Carichi secondari generati nel volume ma dissipano parte della loro energia fuori dal volume. $D<K$	29
1.8	Rateo di Kerma in aria in funzione dell'energia fotonica e per condizioni di flusso unitario [7]	29
1.9	Il fotone collide contro il nucleo bersaglio. In seguito all'interazione viene liberato un neutrone, detto fotoneutrone	32
1.10	Testata di un acceleratore lineare di elettroni in fase di assemblaggio (fig. <i>a</i>) ; Vista frontale dell'acceleratore simulato durante la produzione del fascio fotonico collimato. La testata é inserita in un volume di detezione sferico (fig. <i>b</i>)	33

1.11	Viste frontali (immagine <i>a</i>) e dall'alto (<i>b</i>) dell' emissione di fotoneutroni dalla testata dell'acceleratore simulato; é visibile l'addensamento del flusso in prossimitá del bersaglio; l'acceleratore é inserito in un volume di detezione sferico	34
1.12	Schema semplificato dei principali organi costitutivi di una cellula umana	35
1.13	Schema esemplificativo della posizione del DNA all'interno della cellula	35
1.14	Schema della doppia elica del DNA (fig. <i>a</i>), con in evidenza i legami nucleotidici; legami degli acidi nucleici (fig. <i>b</i>)	36
1.15	Confronto dei processi di danno da radiazione diretti ed indiretti	37
1.16	Andamento qualitativo della frazione sopravvivente dei tessuti in funzione della quantitá di ossigeno presente e del LET della radiazione incidente	38
1.17	Meccanismo di riparazione less error prone (fig. <i>a</i>) ; Andamento della frequenza relativa del verificarsi dei vari tipi di danni al DNA in funzione della dose assorbita (<i>b</i>)	39
1.18	Diagrammi di frequenza e gravitá degli effetti deterministici, il secondo in funzione della sensibilitá degli individui esposti	40
1.19	L' efficacia biologica relativa delle radiazioni ionizzanti in funzione del LET tiene conto della radiosensibilitá dei tessuti	41
1.20	Conseguenze della S.A.R. all'incrementare della dose assorbita	42
1.21	Sindromi da esposizione acuta da radiazioni in funzione della dose assorbita e del tempo successivo all'esposizione stessa	43
1.22	Curva di frequenza del presentarsi degli effetti stocastici in funzione della dose	44
1.23	Schema di funzionamento di un tubo radiogeno con trasformatore di alta tensione	46
1.24	Andamento della tensione al tubo in assenza di autoraddrizzatori: funzionamento pulsato	47
1.25	Funzionamento del tubo radiogeno con raddrizzatore di tensione	47
1.26	Andamento della corrente alternata trifase, con particolari sulla singola fase (fig. <i>a</i>) ; Andamento della tensione del tubo radiogeno rispettivamente con raddrizzatore trifasico e dodecafase	48
1.27	Spettro del tubo a raggi X	49
1.28	Schema di massima di un bunker per radioterapia	52
1.29	La porta del bunker per radioterapia con in evidenza la consolle di pulsanti di comando e di emergenza	54

2.1	Schema interno dei componenti dell'acceleratore lineare per radioterapia	55
2.2	Interazione qualitativa del fascio fotonico con gli organi del corpo umano	56
2.3	Schema a blocchi dell'acceleratore lineare per radioterapia	56
2.4	Generazione del fascio di elettroni nell'electron gun; il principio é l'analogo del tubo a raggi X	57
2.5	Andamento dell'onda acceleratrice	58
2.6	Modulazione della velocità delle cariche	59
2.7	Esempio costruttivo di Magnetron (fig. <i>a</i>) ; Andamento della corrente di elettroni del fascio in funzione dell'energia (fig. <i>b</i>)	60
2.8	La radiazione di bremsstrahlung	60
2.9	Si mostrano i bersagli del fascio di elettroni per permettere la conversione fotonica	61
2.10	Differenze di architettura tra la configurazione della testa dell'acceleratore adibita alla produzione fotonica con la configurazione per il trattamento con elettroni	62
2.11	Collimatore multifogli, costituito da lamine in piombo mobili singolarmente in modo da poter personalizzare al massimo i trattamenti (fig. <i>a</i>) ; Filtri di appiattimento del fascio (fig. <i>b</i>)	62
2.12	Confronto dell'andamento della dose assorbita percentuale in funzione della distanza tra fascio flattened ed unflattened	63
2.13	Camera a ionizzazione posta perpendicolarmente al fascio per la misura del rateo di dose erogato dall'acceleratore	64
3.1	Distribuzione causale di n punti nel quadrato di lato unitario contenente la figura irregolare di cui si vuole conoscere l'area	66
3.2	Quadrato di lato unitario in cui é inscritto un cerchio. Sono in evidenza i quattro quarti di cerchio considerati	67
3.3	Distribuzione dei punti casuali nella geometria considerata. In rosso sono i punti caduti sia nel quadrato sia nel cerchio, in blu sono quelli solo nel quadrato	68
3.4	Schema teorico concettuale dei legami tra la teoria delle probabilità e la statistica con la popolazione	69
3.5	Distribuzione discreta di probabilità	73
3.6	Cumulata di una distribuzione discreta di probabilità	73
3.7	Andamento della distribuzione di probabilità binomiale	74
3.8	Densità di probabilità uniforme e sua cumulata	76

3.9	Andamento della funzione densità di probabilità esponenziale	76
3.10	Funzione densità di probabilità gaussiana	77
3.11	Cumulata della funzione densità di probabilità normale	78
3.12	: Funzione densità di probabilità in funzione di k	81
3.13	Distribuzione di punti e linee tra le quali misurare la distanza	81
3.14	Campionamento su distribuzione cumulata discreta	82
3.15	Campionamento su funzione densità di probabilità cumulata continua	83
3.16	Radiografia della testata dell'acceleratore lineare simulato ottenuta mediante MCN- PX 2.7.0	87
3.17	[5]	88
3.18	[5]	88
3.19	[5]	89
3.20	[5]	91
3.21	Parametri chiave per la definizione della sorgente [5]	93
3.22	Parametri chiave per la definizione della sorgente [5]	94
3.23	[5]	94
4.1	Tracking del percorso dei fotoni prodotti dalla testa dell'acceleratore; immagine ottenuta con Vised	98
4.2	Collimatore primario dell'acceleratore	101
4.3	Vista della testa dell'acceleratore	102
4.4	Altra vista della testa dell'acceleratore con il collimatore primario in trasparenza per visualizzare il target	103
4.5	Effetto schermante del lead cake	103
4.6	Vista tridimensionale della sala di trattamento radioterapico ottenuta mediante Vised, rendendo trasparente la parete esterna	104
4.7	Pianta nel piano X-Y della sala di trattamento. Sono visibili alcune delle celle costruite nel corridoio per aumentare l'importanza nella regione di interesse	105
4.8	Esempio di produzione di fotoni su di un target in tungsteno a partire da un beam elettronico	106
4.9	Visualizzazione del campo di radiazione ottenuta mediante il pinhole	114
5.1	Schema concettuale del Klystron	120
5.2	Acceleratore lineare Varian TrueBeam STx	121

5.3	Consolle comandi	122
5.5	Pianta del bunker per radioterapia dell'IRCCS-ASMN di Reggio Emilia	122
5.4	Unità contenente l'elettronica	123
5.6	Dettagli tecnici della porta del bunker	124
5.7	Sezione d'urto del $Cd - 113$	125
5.8	: vista tridimensionale del corridoio del bunker per radioterapia con in evidenza lo shielding teeth	126
5.9	Schema a blocchi degli elementi di controllo dell'acceleratore	126
5.10	Diagramma che mette in relazione la grandezza dell'impulso con la tensione applicata e che permette di discernere i differenti tipi di rivelatori	127
5.11	Schema concettuale di una camera a ionizzazione	128
5.12	La camera a ionizzazione utilizzata per eseguire le misurazioni	129
5.13	Contatore Rem utilizzato per effettuare le misurazioni	130
5.14	Risposta del detector in funzione dell'angolo di incidenza della radiazione	131
5.15	L'acceleratore è puntato a terra contro delle taniche d'acqua poste sul lettino	132
6.1	Mappa di flusso fotonico in sezione X-Z; l'acceleratore è visto frontalmente e puntato sul water phantom	137
6.2	Mappa del flusso fotonico; vista nel piano X-Y del bunker	137
6.4	Sezione X-Z dell'acceleratore e del fantoccio cilindrico investito dai fotoneutroni (fig. <i>a</i>) ; Vista nel piano X-Y del flusso fotoneutronico con sezione a metà dell'altezza del fantoccio (fig. <i>b</i>)	138
6.3	Mappa del flusso neutronico; vista nel piano X-Y	138
6.5	Flusso di fotoni incidente contro la parete C1	139
6.6	Flusso neutronico prodotto dall'acceleratore puntato contro la parete C1	139
6.7	Fantoccio A	140
6.8	Fantoccio B	141
6.9	Fantoccio C	141
6.10	Fantoccio D	141
6.11	Fantoccio E, sulla parete esterna e fantoccio G sotto l'acceleratore	142
6.12	Fantoccio F	142
6.13	Distribuzione angolare dei fotoneutroni che attraversano la superficie superiore del target, in assenza del resto della testa dell'acceleratore	151

6.14	Distribuzione angolare dei fotoneutroni che attraversano la superficie superiore del target inserito nella testa dell'acceleratore	151
6.15	Testa dell'acceleratore inserita nel volume di detezione sferico di raggio 50 cm centrato sul target	152
6.16	Distribuzione angolare dei fotoneutroni emessi dalla testa dell'acceleratore, rilevati nel volume di detezione sferico che lo racchiude	152
A.1	Architettura dell'importanza di una sezione del bunker	160

Bibliografia

- [1] Decreto legislativo del Governo 17 Marzo 1995 n 230 e successive modifiche ed integrazioni - citato a pag. 15, 50
- [2] National council on radiation protection and measurements - NCRP report N. 151 - Structural shielding design and evaluation for megavoltage X and gamma-ray radiotherapy facilities - December 31 2005 - citato a pag. 31, 51, 156
- [3] K.W. Burn - ENEA- Unitá Scientifica Tecnologie Avanzate - Centro Ricerche "Ezio Clementel" - Bologna; C. Ongaro, Dipartimento di Fisica Sperimentale, Università di Torino - Photoneutron evaluation production and dose evaluation in medical accelerator - 2002 - citato a pag. 32
- [4] Patricia Vanden Cruyce - Dispense del corso di Metodi Matematici del corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Energetica a.a. 2012/2013 - Monte Carlo methods, overview of mathematical aspect - May 2013 - citato a pag. 72
- [5] Denise B. Pelowitz - MCNPX user's manual version 2.7.0 - April 2011 - citato a pag. 16, 17, 86, 88, 89, 91, 93, 94, 97, 182
- [6] Maurizio Pelliccioni - Fondamenti fisici della radioprotezione, Pitagora editrice Bologna - 1989 - citato a pag. 22
- [7] Sandro Sandri - Marco D'Arienzo - Angela Coniglio - Radioprotezione di base, apparecchi radiologici con tensione di accelerazione inferiore a 400 kV, Edizione 2014 riveduta e corretta, casa editrice:CISU - citato a pag. 24, 26, 27, 28, 29, 31, 34, 63, 179
- [8] Sotirios Stathakis, Carlos Esquivel, Alonso Gutierrez, Courtney Buckey, Niko Papanicolaou - Applied radiation and isotopes 67(2009) 1629/1637 - Treatment planning and delivery of

- IMRT using 6 and 18 MV photon beams without flattening filter - 11 March 2009 - citato a pag. 61
- [9] Julia Jank, Gabriele Kragl, Dietmarg Georg - ORIGINALARBEIT, Z. Med. Phys. 24(2014) 38/48 - Impact of a flattening filter free linear accelerator on structural shielding design - 17 May 2013 - citato a pag. 61, 63
- [10] Holly R. Trellue, Robert C. Little, Morgan C. White, Robert E. Mac Farlane, and A. C. Kahler- ENDF70: a continuous-energy MCNP neutron data library based on ENDF/B-VII.0 - citato a pag. 116
- [11] A. Sari, F. Carrel, C. Jouanne, O. Petit, A. Lyoussi - Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China - THPWA002, pag. 3630/3632 - Optimization of the photoneutron flux emitted by an electron accelerator for neutron interrogation applications using MCNPX and Tripoli4 Monte Carlo codes - 2013 - citato a pag. 33
- [12] Timothy J. Waldron, M. S. University of Iowa Hospital and Clinics Iowa City, Iowa, USA - Workshop on ion beam therapy - U.S. Department of Energy, Department of health human service, National Institutes of Health, National Cancer Institute - Physics/Engineering aspects of medical accelerators - January 9/11/2013 - citato a pag. 55, 57
- [13] A.L. Schwarz, R.A. Schwarz, L.L. Carter - MCNP/MCNPX Visual Editor Computer Code Manual (for Vised version 24E) - February 2011 - citato a pag. 98
- [14] Handbook of photonuclear data for applications - IAEA tecdoc draft No 3 - Cross section and spectra, Finale report of co-ordinated research project - March 2000 - citato a pag. 117
- [15] Piergiorgio Fuochi - Scuola Nazionale Rivelatori ed Elettronica per Fisica delle Alte Energie, Astrofisica ed Applicazioni Spaziali (Course: Detectors and Electronics for High Energy Physics, Astrophysics and Space Applications) INFN Laboratori Nazionali di Legnaro - Gli acceleratori di elettroni - 4-8 Aprile 2005 - citato a pag. 55

Ringraziamenti

Ringrazio il Professor Sumini, fonte inesauribile di motivazione, per la fiducia dimostratami, le grandi opportunità che mi ha offerto e per aver creduto in me.

Grazie al Dott. Mauro Iori ed al Dott. Roberto Sghedoni, che mi hanno dato l'occasione di conoscere nuove tecnologie ed utilizzare gli strumenti per realizzare quest'opera.

Grazie ai Servizi che hanno fornito la documentazione, l'ASMN ed i servizi di Fisica Medica ed Attività Tecniche che hanno fornito la documentazione del CAD.

Ringrazio l'Ing. Giorgio Cucchi, figura di riferimento, per avermi aiutato ad intraprendere con passione questo viaggio ricco di soddisfazioni e prospettive.

Grazie al Dott. Ing. Alberto Previti, che affermo con certezza essere stato sorgente preziosa e continua di consigli ed insegnamenti.

Grazie al Dott. Davide Tassoni per il tempo dedicatomi con gentilezza per accrescere la mia esperienza sul campo.

Grazie al Professor Teodori per la cordialità ed il supporto informatico fornitomi.

Grazie all'Ing. Antonio Guglielmelli per avermi pazientemente dedicato il suo tempo.

Ringrazio il Dott. K.W. Burn e l'Ing. Carlo Petrovich dell'ENEA, in particolare per la messa a punto delle librerie delle sezioni d'urto.

Papá. Grazie papá. Grazie a te che sei speciale. Non potrei essere piú orgoglioso di cosí. Tu sei il mio papá, il migliore al mondo. Mi ricordo che da bambino parlavo di te con i miei compagni di scuola e dicevo sempre che eri come Rambo, anzi meglio. Anche Edo lo pensa ed anche lui ti vuole un bene che supera ogni immaginazione. Ora sono diventato grande ma non ho cambiato idea. Sei la mia roccia indistruttibile. Siamo sempre stati legati da una forza invincibile, piú grande di qualsiasi altra nell'universo. Ho 25 anni e non ho nessun ricordo di un litigio con te, non mi hai mai sgridato, nemmeno da piccolo perché mi hai sempre capito e non ti sei mai arrabbiato con me. Non saró mai come te , é impossibile perché sei unico, ma penso spesso che vorrei somigliarti di piú, come uomo e come padre di mio figlio. Sarebbe fantastico. Ti voglio bene papá.

Grazie mamma, per il costante appoggio che mi doni, per essere sempre positiva e per riporre tanta fiducia in me e nelle scelte che compio, compensando quella che a me manca.

Grazie a mio figlio Edoardo perché rende tanto orgoglioso il suo papá e gli dona la determinazione di cui ha bisogno.

Grazie alla mia ragazza Sonia, sempre decisa e motivata, sempre pronta a credere in me come io in lei. Siamo una grande coppia.

Grazie a mio fratello, immensa fonte di amicizia e grazie a mio nonno portatore di saggezza e conforto. Ho una famiglia fantastica.

Grazie anche alla famiglia di Sonia, diventata anche mia, per il sostegno ricevuto in tutto questo percorso e nella vita.

Grazie al Fila, amico di sempre. Le nostre vite ci hanno diviso nella nostra quotidianità, ma quale amicizia consente di tenere legate assieme due persone per anni e anni a distanza con poche occasioni di vedersi? La nostra.

Grazie a Paolo e grazie a Roberto, maestri in palestra e nella vita. Mi avete insegnato moltissimo. Grazie a Chri, con il quale ho condiviso esperienze fantastiche. OSS.

Grazie a tutti quei compagni di università diventati poi amici, condividendo con me questo percorso. Non posso nominarvi tutti, ma so che i veri amici che leggeranno queste righe sapranno che mi riferisco a loro.

Grazie.