

POLITECNICO DI TORINO

I Facoltà di Ingegneria

Corso di Laurea in Ingegneria Nucleare

TESI DI LAUREA

**Studio della risposta di dosimetri a stato solido da
utilizzare per la misura dei campi di radiazione
nell'esperimento CMS a LHC**

CERN-THESIS-2002-043
14/10/2002



Relatori:

Prof. Dott. Piero Quarati (Politecnico)

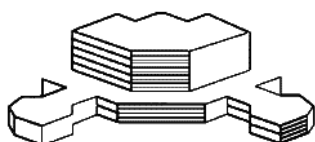
Dott. Barbara Camanzi (C.E.R.N.)

Candidato:

Federico Ravotti

Ottobre 2002

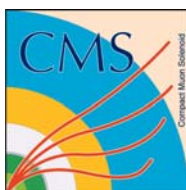
Questo lavoro è stato reso possibile grazie al sostegno finanziario e logistico di:



ASP, *Associazione per lo Sviluppo Scientifico e Tecnologico del Piemonte*



CERN, *European Organization for Nuclear Research*



CMS, *Compact Muon Solenoid Collaboration*

Ringraziamenti

Questo lavoro è stato realizzato al CERN di Ginevra nel gruppo EST-LEA per l'esperimento CMS, ed è stato sponsorizzato dall' Associazione per lo Sviluppo Scientifico e Tecnologico del Piemonte ASP, a cui vanno i miei più sinceri ringraziamenti.

Prima di tutti desidero ringraziare il Prof. Piero Quarati ed il Prof. Giovanni Del Tin del Politecnico di Torino che mi hanno offerto la possibilità di venire qui, e la Dott.sa Barbara Camanzi che mi ha aiutato e seguito durante tutto questo anno e senza la quale la realizzazione di questo lavoro non sarebbe stata possibile.

Un grazie speciale va inoltre al Dott. Emmanuel Tsesmelis che mi ha accolto nel suo gruppo e a Maurice Glaser che mi ha pazientemente guidato nella realizzazione degli irraggiamenti con i fasci di particelle.

Oltre al raggiungimento dei risultati nell'ambito della ricerca oggetto di questa tesi, questo anno di lavoro a Ginevra ha rappresentato il punto di arrivo di un percorso formativo. Un percorso che, durante il periodo degli studi mi ha permesso di incontrare nel lavoro e nella vita quotidiana molte persone, che hanno contribuito ad arricchire le mie conoscenze ed il mio modo di essere.

Ed è a queste persone che va tutta la mia gratitudine.

Alla mia famiglia

Indice

Ringraziamenti	i
Introduzione	1
Cap. 1 - Il <i>collider</i> LHC	3
1.1 L'esplorazione della struttura della materia	4
1.2 Il complesso di acceleratori del CERN.....	6
1.3 Il <i>collider</i> LHC	9
1.3.1 Descrizione Generale.....	9
1.3.2 Disegno dell'acceleratore	11
1.3.3 Struttura del fascio.....	12
1.3.4 I magneti superconduttori	13
Cap. 2 - L'esperimento CMS	15
2.1 Il programma di fisica di CMS	16
2.2 Il disegno di CMS.....	19
2.2.1 Le caratteristiche principali	19
2.2.2 Variabili cinematiche nelle collisioni p-p	20
2.2.3 Il sistema di tracciamento o Tracker (TRAK)	21
2.2.3.1 Rivelatore a <i>Pixel</i>	22
2.2.3.2 Rivelatore a <i>microstrips</i>	24
2.2.4 Il Calorimetro Elettromagnetico (ECAL)	25
2.2.5 Il sistema di calorimetri adronici.....	27
2.2.5.1 HCAL	28
2.2.5.2 HF	28
2.2.6 Il solenoide superconduttore e il sistema di ritorno del flusso magnetico..	29
2.2.7 Il sistema di Camere a Muoni (MUON)	31
2.2.8 Il sistema di trigger	32

2.3	Il campo di radiazione all'interno di CMS	34
2.3.1	Introduzione	34
2.3.2	Flussi e Dosi nel TRACKER	35
2.3.3	Flussi e Dosi nei Calorimetri ECAL e HCAL	37
2.3.4	Flussi e Dosi nel calorimetro in avanti (HF)	38
2.3.5	Flussi e Dosi nel sistema di camere a muoni	39
2.4	Il campo di radiazione all'esterno di CMS	41
Cap. 3 - Dosimetri al Silicio		43
3.1	Diodi $p^+/n/n^+$	44
3.1.1	Danno nel silicio indotto dal campo di radiazione	44
3.1.2	Effetto della perdita di energia non ionizzante nel silicio	45
3.1.3	Principio di funzionamento dei diodi $p^+/n/n^+$	46
3.2	Transistors ad effetto di campo sensibili alle radiazioni (RadFETs)	48
3.2.1	I MOSFETs	48
3.2.2	Creazione della carica per ionizzazione nell'ossido di silicio	49
3.2.3	Meccanismo di intrappolamento della carica nell'ossido di silicio	50
3.2.4	I RadFETs: principio di funzionamento	52
3.2.5	Modello per la curva di calibrazione	54
3.2.6	Fenomeno di Deriva	55
3.2.7	Dipendenza dalla temperatura	56
3.2.8	L'annealing a temperatura ambiente nei RadFETs	57
Cap. 4 - Apparecchiature sperimentali per gli irraggiamenti e l'acquisizione dati		59
4.1	Le aree di irraggiamento nella zona Est del complesso PS al CERN	60
4.1.1	Introduzione	60
4.1.2	Area di irraggiamento con protoni (IRRAD1)	60
4.1.3	Area di irraggiamento con neutroni (IRRAD2)	61
4.2	La zona di irraggiamento TCC2 nell'area sperimentale Nord dell'SPS al CERN	64
4.3	La zona di irraggiamento $\pi E1$ al Paul Scherrer Institut (Villigen, Svizzera)	66
4.3.1	Descrizione dell'area sperimentale	66
4.3.2	Operazioni preliminari di messa a punto del fascio	69
4.4	Il sistema di acquisizione dati per i dosimetri	73

4.4.1	Strumenti di Misura	73
4.4.1.1	<i>Keithley 2400/2410</i>	73
4.4.1.2	<i>Agilent 34970A Data Acquisition/Switch Unit</i>	74
4.4.2	Principio di funzionamento del sistema ed esecuzione delle misure.	74
4.4.3	Cablaggi utilizzati	77
4.4.4	Misura della temperatura	78
Cap. 5 - Analisi Dati		79
5.1	Dosimetri utilizzati	80
5.1.1	Diodi $p^+/n/n^+$	80
5.1.2	RadFETs	80
5.1.2.1	Thomson and Nielsen (T&N)	81
5.1.2.2	Radiation Experiments and Measurements (REM)	82
5.1.2.3	National Microelectronics Research Center (NMRC)	82
5.2	Risposta dei diodi $p^+/n/n^+$	84
5.2.1	Dati utilizzati	84
5.2.2	Procedura di analisi e discussione dei risultati	84
5.3	Risposta dei RadFETs a protoni e pioni positivi	88
5.3.1	Dati utilizzati	88
5.3.2	Curve di risposta	89
5.3.3	Conclusioni	99
5.4	Risposta dei RadFETs alle particelle neutre	102
5.4.1	Dati Utilizzati.	102
5.4.2	Curve di risposta	102
5.4.3	Conclusioni	105
5.5	Analisi della deriva dei dispositivi RadFETs	106
5.5.1	Motivazione dello studio e dati utilizzati.	106
5.5.2	Procedura di Analisi.	106
5.5.3	Conclusioni	108
5.6	Analisi dei dati di Annealing dei RadFETs	109
5.6.1	Motivazioni dello studio dell'annealing	109
5.6.2	Dati utilizzati	110
5.6.3	Procedura di analisi	111
5.6.4	Conclusioni	118

Conclusioni	121
Appendice A - La dosimetria dei fasci di particelle.....	123
A.1 Dosimetria dei fasci di protoni (IRRAD1) e pioni (PSI).....	124
A.1.1 Misura del flusso di particelle.....	124
A.1.2 Misura della dose depositata nel silicio e nel SiO ₂	125
A.2 Dosimetria del fascio di neutroni (IRRAD2)	128
Appendice B - Il programma di acquisizione dati.....	131
Appendice C - Energia depositata nell'ossido di silicio dalla radiazione gamma	133
Bibliografia	137

Introduzione

L'esperimento CMS (*Compact Muon Solenoid*) è uno dei quattro esperimenti progettati per l'acceleratore LHC in fase di costruzione al CERN di Ginevra in Svizzera, ed è stato disegnato per studiare le collisioni protone-protone, con lo scopo di cercare una particella nota come "bosone di Higgs" e di scoprire una nuova fisica che completi i modelli teorici attuali.

Queste collisioni produrranno un elevato numero di particelle secondarie che, a loro volta, genereranno un intenso campo di radiazione costituito essenzialmente da neutroni, protoni e pioni. I flussi di queste particelle variano a seconda della posizione nell'esperimento. Nella parte più interna di CMS sono previsti flussi di particelle di 10^{15} particelle/cm² nell'arco di 10 anni, corrispondenti a dosi massime di 1MGy, che si riducono 10^9 particelle/cm², corrispondenti a dosi di 10Gy, nella zona più esterna dove sono posizionate le camere a muoni. I materiali che compongono tutte le parti di CMS, essendo quindi esposti ad un campo di radiazione di tale intensità, verranno danneggiati, con conseguente diminuzione nel tempo delle loro prestazioni (efficienza di rivelazione, rumore nei dispositivi elettronici, etc ..).

Questa variazione di prestazioni renderà, con il passare del tempo, sempre più problematica l'interpretazione dei segnali in uscita dai rivelatori che costituiscono CMS. Se non si tiene conto di questo effetto si può arrivare addirittura a non poter più portare a compimento il programma di fisica proposto per l'esperimento.

Risulta quindi di fondamentale importanza lo sviluppo di un sistema che, misurando in tempo reale ed in maniera continua il campo di radiazione, permetta di mantenere sotto controllo il deterioramento dei vari rivelatori che compongono CMS, consentendo così di quantificare il danno prodotto. Il sistema dovrà inoltre fornire misure senza bisogno di accedere all'area sperimentale in cui gli alti livelli di radiazione permarranno, non solo durante, ma anche per molto tempo dal termine delle collisioni, a causa dei fenomeni di attivazione dei materiali.

In questa tesi è presentata quindi la caratterizzazione dei due diversi tipi di dosimetri che sono stati presi in considerazione per la realizzazione di un tale sistema: i RadFETs e i diodi $p^+/n/n^+$ che attualmente sono gli unici dispositivi disponibili sul mercato in grado di fornire un tipo di misura in tempo reale. Le risposte presentate in questa tesi riguardano i dati acquisiti in diversi irraggiamenti: con protoni e neutroni al CERN e con pioni al Paul Scherrer Institut di Villigen in Svizzera.

Nel capitolo 1 sono descritte le macchine acceleratrici attualmente in funzione al CERN e, più in dettaglio, LHC. Nel capitolo 2, dopo una breve descrizione dell'esperimento CMS e dei rivelatori che lo compongono, viene illustrato il campo di radiazione previsto all'interno dello stesso da simulazioni. I dosimetri utilizzati vengono ampiamente descritti nel capitolo 3. Particolare accento è stato posto inoltre su quei fenomeni che sono intrinsecamente connessi con i loro funzionamento e che possono generare degli errori sulla misura della dose e della fluenza.

Il capitolo 4 è invece dedicato alla descrizione delle aree di irraggiamento e al lavoro eseguito per ottenere una accurata dosimetria dei fasci, utilizzati per gli irraggiamenti. Nello stesso capitolo è inoltre data una descrizione del sistema di acquisizione dati.

Nel capitolo 5 vengono poi presentati i risultati dell'analisi che ho svolto.

I dosimetri RadFETs e i diodi $p^+/n/n^+$ sono già stati largamente utilizzati soprattutto nel campo della fisica spaziale e della medicina. I RadFETs per le loro contenute dimensioni e per la semplicità di utilizzazione vengono, già dagli anni '80 utilizzati sui satelliti dove però sono esposti ad un campo di radiazione di intensità molto bassa ($< 100\text{Gy}$ in 10 anni) ed essenzialmente costituito da elettroni e protoni. I diodi $p^+/n/n^+$ sono principalmente usati per il controllo delle dosi assorbite dai pazienti sottoposti a trattamenti quali la boroterapia: applicazioni in cui è richiesto al sensore una elevata sensibilità e dimensioni tali da poter ottenere delle mappe molto dettagliate del campo di radiazione.

L'impiego di queste tecnologie in CMS rappresenta una assoluta novità a causa della crescita di più di tre ordini di grandezza dell'intensità del campo di radiazione. Questo ha richiesto e continuerà a richiedere test accurati per ottimizzare la tecnologia e poterla applicare con successo a CMS.

Capitolo 1

Il *collider* LHC

Il Centro Europeo per la Ricerca Nucleare (CERN) di Ginevra, Svizzera, è il più grande laboratorio per la fisica delle particelle esistente al mondo. Fondato nel 1954, il laboratorio è nato da una delle prime collaborazioni tra paesi europei e oggi coinvolge fisici e ricercatori provenienti da tutto il mondo, con un totale di oltre 500 tra istituti e Università impegnati nei vari programmi sperimentali.

La ricerca pura è la ragione di vita del CERN, ma questo laboratorio gioca anche un ruolo cruciale nello sviluppo delle tecnologie del futuro. Dalla scienza dei materiali, all'informatica, la fisica delle particelle richiede sempre nuove prestazioni che rendono questo laboratorio un importante centro di riferimento per le industrie di tutto il mondo [1].

1.1 L'esplorazione della struttura della materia

Il CERN si occupa dello studio della fisica delle particelle elementari, con lo scopo di capire come è fatto l'universo in termini di costituenti privi di struttura interna (particelle elementari) e le interazioni tra essi (forze).

Per osservare particelle così piccole servono energie molto grandi. La meccanica quantistica descrive ogni particella come un'onda di lunghezza d'onda (λ) legata alla quantità di moto (p) della particella stessa secondo l'equazione di De Broglie:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (1.1)$$

dove h è la costante di Planck. Grande quantità di moto implica quindi una piccola lunghezza d'onda, cioè la capacità di rivelare strutture sempre più piccole. La seconda ragione, che porta alla necessità di utilizzare energie sempre più elevate, è la massa sempre più grande delle particelle scoperte e ancora da scoprire che richiede quindi (in accordo con l'equazione di Einstein $E = mc^2$) fasci di particelle sempre più energetici per poterle produrre e osservare.

Lo studio della fisica delle particelle elementari è affidato quindi a delle speciali macchine che, grazie alle alte energie che possono raggiungere, permettono di distinguere dettagli sempre più piccoli all'interno della materia stessa: gli acceleratori di particelle [2].

Prima di procedere ad una breve descrizione degli acceleratori di particelle operanti al CERN, sembra qui opportuno ricordare la differenza tra i due modi di funzionamento di queste macchine: il **modo acceleratore** ed il **modo collider**.

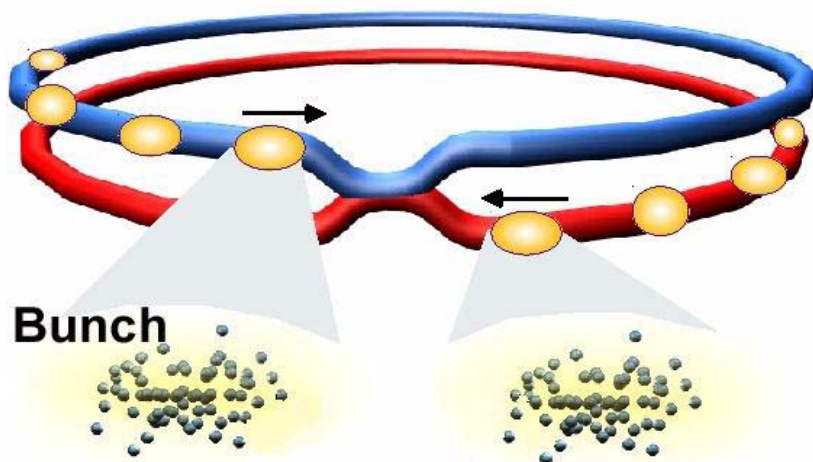


Figura 1.1 Tipica struttura di un acceleratore circolare.

Una macchina funzionante nel **modo acceleratore**, è solitamente costituita da due anelli separati in cui due fasci di particelle, l'uno circolante in senso orario e l'altro in senso antiorario, vengono accelerati sotto l'azione di campi elettrici e magnetici. Nel caso di macchine usate per accelerare coppie particella/antiparticella (uguali proprietà ma carica opposta) queste possono

essere costituite da un unico anello. Una volta che le particelle raggiungono l'energia desiderata queste possono essere: inviate ad un ulteriore stadio di accelerazione (in questo caso l'acceleratore prende il nome di iniettore), estratte e inviate a collidere su bersagli fissi, oppure fatte collidere all'interno dell'acceleratore stesso passando al modo *collider*:

Nel **modo *collider***, al termine della fase di accelerazione, i fasci di particelle vengono mantenuti stabili all'interno della macchina stessa e portati ad interagire l'uno con l'altro in uno o più punti, detti di interazione, dove sono posizionati dei rivelatori (vedi figura 1.1).

Durante l'interazione tra due particelle si ha creazione di energia che si riconverte poi in nuove particelle. L'**energia nel centro di massa (E_{cm})** diventa quindi un parametro importante per confrontare le prestazioni degli acceleratori.

Nel caso in cui il fascio sia portato a collidere su di un bersaglio fisso, l' E_{cm} è fornita dalla espressione seguente:

$$E_{cm} = \sqrt{2 \cdot E_{fascio} \cdot m_{bers} \cdot c^2} \quad (1.2)$$

dove con E_{fascio} si intende l'energia del fascio, con m_{bers} la massa del bersaglio e con c la velocità della luce. Nel caso di collisioni tra due fasci di energie uguali ed opposte, invece, l'energia resa disponibile nel centro di massa è [2]:

$$E_{cm} = 2 \cdot E_{fascio} \quad (1.3)$$

dove con E_{fascio} si intende l'energia posseduta da ciascuno dei due fasci. Un rapido confronto tra le equazioni 1.2 e 1.3 permette di capire il vantaggio degli esperimenti condotti con due fasci collidenti rispetto a quelli a bersaglio fisso. Infatti, raddoppiando l'energia del fascio, nel primo caso si ha un aumento dell'energia E_{cm} di un solo fattore $\sqrt{2}$, mentre nel secondo caso si ha un effettivo raddoppio dell'energia disponibile nel centro di massa.

1.2 Il complesso di acceleratori del CERN

Attualmente al CERN sono disponibili 10 macchine acceleratrici (vedi figura 1.2) che possono operare con fasci di elettroni, positroni, protoni, antiprotoni e ioni pesanti [3]. Qui di seguito si descrivono i tre acceleratori principali del CERN.

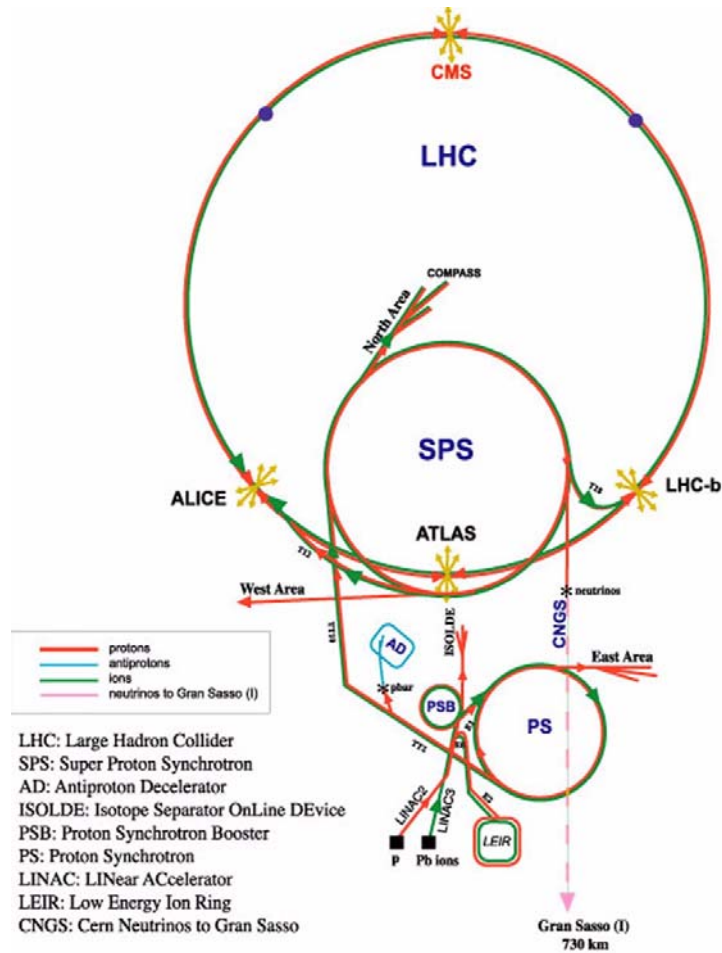


Figura 1.2 Complesso degli acceleratori del CERN.

Il primo acceleratore installato nel 1959 e tuttora funzionante è stato il *Proto-Sincrotrone* (PS); con un diametro di 200 metri il PS ha la capacità di accelerare diversi tipi di particelle fino all'energia di 23,1 GeV. Il PS è inserito in un sistema di macchine sperimentali denominato "Complesso PS" insieme a due acceleratori lineari e all'acceleratore *booster* (LINAC2, LINAC3 e PSB rispettivamente in figura 1.3) e viene oggi utilizzato solo in modo acceleratore per produrre fasci di protoni e di diversi tipi di particelle cariche.

Le particelle estratte dal PS possono poi venire inviate agli anelli più grandi (SPS/LHC), venire inviate ad alcuni esperimenti a bersaglio fisso (ISOLDE, East Hall) oppure ancora venire immerse nell'anello AD per produrre antiprotoni.

Successivamente al PS, nel 1977, è entrato in funzione un acceleratore di 6 km di circonferenza posizionato nel sottosuolo, il *Super-Proto-Sincrotrone* (SPS) schematizzato in figura 1.4, in grado di portare le particelle ad energie di 450 GeV.

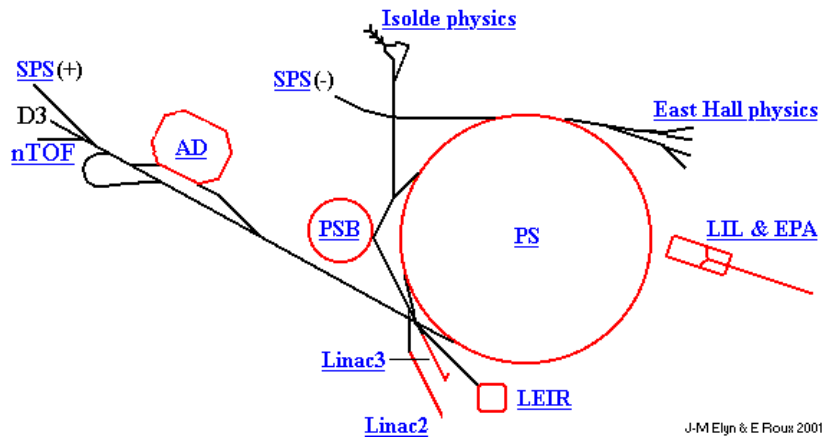


Figura 1.3 Il Complesso del PS.

Inizialmente questa macchina fu utilizzata come *collider* protone-antiprotone, permettendo di scoprire, agli inizi degli anni '80, le particelle W^\pm e Z^0 mediatrici della forza debole. In seguito alla costruzione del LEP, SPS assunse il ruolo di iniettore di elettroni e positroni ed in futuro funzionerà come iniettore di adroni per LHC; inoltre conserva tuttora anche un suo specifico programma di ricerca, accelerando ioni di piombo ad energie di 170 GeV, per la ricerca del plasma di quark e gluoni [3].

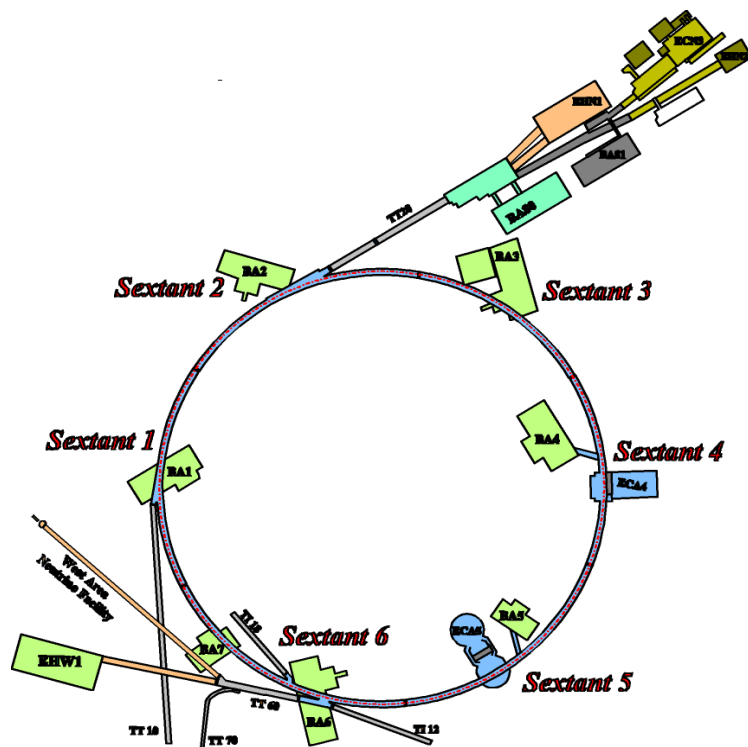


Figura 1.4 La struttura dell'acceleratore SPS.

Nell'estate del 1989 entrò in funzione il "Large Electron Positron collider" (LEP), una macchina di 27 Km di circonferenza, ricavata in una galleria scavata a più di 100 metri sotto il livello del suolo. Il LEP utilizzava elettromagneti convenzionali

ed aveva una configurazione ad un solo anello: qui venivano accelerate, in direzione opposta, particelle di differente carica (elettroni e positroni) che venivano fatte collidere in quattro punti di interazione, dove erano posizionati gli esperimenti (DELPHI, ALEPH, L3, OPAL). Il LEP fu disegnato e fatto funzionare per raggiungere un'energia nel centro di massa di circa 91 GeV, consentendo la produzione di un elevato numero di particelle Z^0 (mediatore neutro della forza debole). Nell'estate del 1996, l'energia di ciascun fascio fu portata a 100 GeV fino a raggiungere la soglia di produzione dei due bosoni W (mediatori carichi della forza debole), permettendo un'estensione del programma di fisica fino ad allora condotto [4].



Figura 1.5 Ultimo tratto dell' acceleratore LEP portato in superficie nel febbraio 2002.

Il LEP è stato chiuso definitivamente nel novembre 2000 (vedi figura 1.5) poiché il suo funzionamento era incompatibile con i lavori avviati per la costruzione delle infrastrutture necessarie ad alloggiare il futuro *collider* LHC e i suoi esperimenti.

1.3 Il collider LHC

1.3.1 Descrizione Generale

Allo stato attuale della ricerca, tutti gli esperimenti indicano che le risposte a molti degli interrogativi sulla costituzione del nostro universo dovrebbero trovarsi ad energie dell'ordine del TeV. Per questo motivo alle macchine acceleratrici di ultima generazione è richiesto di raggiungere tali energie e di superarle [4].

Per esplorare la fisica in questo intervallo di energie, non è però sufficiente incrementare le prestazioni del LEP o costruire una nuova macchina elettrone-positrone, poichè le forti perdite di energia del fascio (dovute alla radiazione di sincrotrone emessa dalle particelle accelerate) costituiscono un limite alla massima energia raggiungibile. L'aumento di energia comporta grandi dimensioni, quindi costi maggiori ed in pratica l'unico modo per poter oltrepassare questo limite è quello di accelerare e far collidere protoni. La potenza di sincrotrone (P_{snc}) irradiata da una particella, quando accelerata, è data dall'equazione seguente:

$$P_{snc} = \frac{1}{6\pi\epsilon_0} \frac{e^2 f^2}{c^3} \gamma^4 \quad (1.4)$$

dove: e è la carica dell'elettrone, f la frequenza di rotazione della particella, c la velocità della luce nel vuoto, ϵ_0 la costante dielettrica del vuoto e

$$\gamma = \frac{E}{m_0 c^2} \quad (1.5)$$

in cui, oltre all'energia posseduta dalla particella (E), compare anche la massa a riposo (m_0) della particella stessa [2]. I protoni quindi, con una massa a riposo (m_0) 2000 volte più grande di quella degli elettroni, irradiano una quantità di energia sotto forma di radiazione di sincrotrone infinitamente minore a parità di energia E raggiunta dal fascio di particelle (vedi equazioni 1.4 e 1.5); rendono perciò questo tipo di perdita energetica totalmente trascurabile [3].

Il "Large Hadron Collider" (LHC), in corso di realizzazione, farà collidere due fasci di protoni con una energia di 7 TeV ciascuno, corrispondente ad una energia nel centro di massa di 14 TeV [4]. Il numero di eventi per secondo e per unità di area che si otterranno dalla collisione tra questi due fasci di protoni viene misurato tramite la **luminosità**. Per ogni *collider* la luminosità è data da:

$$L = \frac{N_1 N_2 \cdot f_b}{\sigma_x \sigma_y} \quad (1.6)$$

dove N_1 ed N_2 sono il numero di particelle per pacchetto dei due fasci, f_b è la frequenza dei pacchetti ed $\sigma_x \sigma_y$ sono le sezioni trasversali dei fasci al punto di interazione [2]. Nel caso particolare di LHC (due fasci uguali che collidono) si

avrà $N_1=N_2=N$. Dopo una prima fase di test a bassa luminosità ($L < 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), la luminosità prevista per LHC durante la fase operativa con protoni è di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ con collisioni in quattro punti dell'anello in cui verranno posizionati altrettanti esperimenti (vedi figura 1.6).

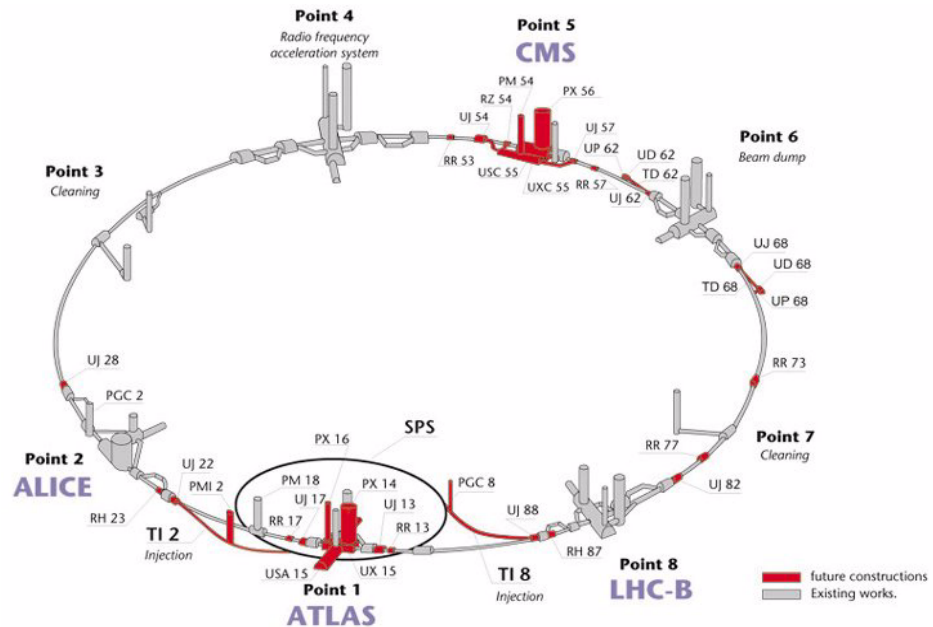


Figura 1.6 Struttura del collider LHC. In rosso sono riportate le modifiche necessarie per ospitare gli esperimenti CMS e ATLAS.

Per poter raggiungere tali energie e luminosità, si è dovuto ricorrere a nuove tecnologie (come la superconduttività) che, oltre a minimizzare i costi di costruzione e manutenzione, permettono di utilizzare le infrastrutture sotterranee preesistenti dell'anello del LEP [4].

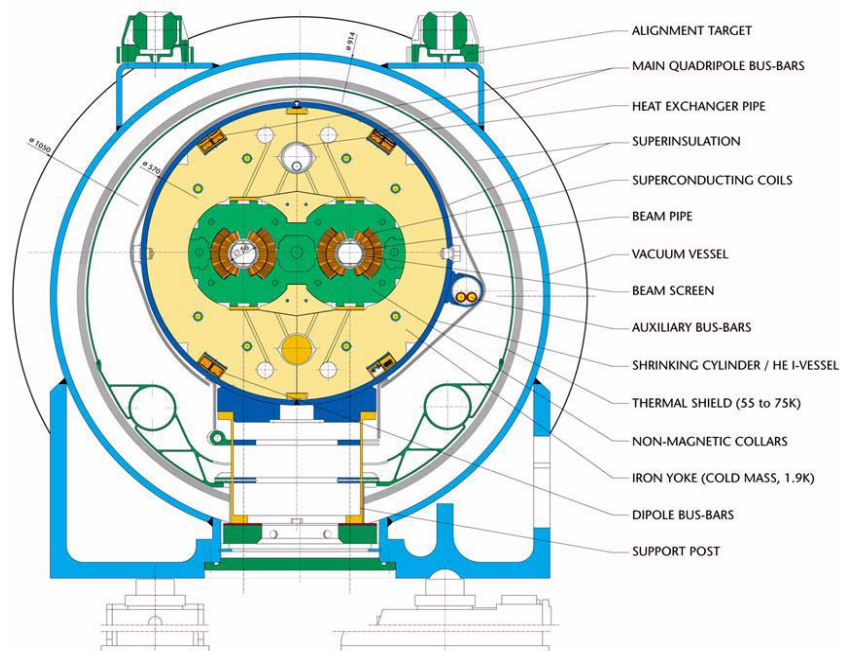


Figura 1.7 Sezione tipica di un magnete di LHC.

Per poter far collidere fasci di particelle aventi stessa carica si è adottata la configurazione detta a "doppia apertura", consistente in due camere a vuoto, ciascuna dotata di proprie bobine superconduttrici alimentate in modo da creare campi magnetici di uguale intensità, ma di verso opposto, il tutto sorretto da un'unica struttura meccanica e criogenica per ridurre l'ingombro e i costi (Figura 1.7) [5].

LHC avrà inoltre la possibilità di far collidere, in una seconda fase operativa, nuclei pesanti (Pb-Pb) con un'energia totale nel centro di massa di 1325 TeV. Allo stato attuale della costruzione (luglio 2002) le prime collisioni protone-protone ottenute con questa macchina sono previste per l'anno 2007.

1.3.2 Disegno dell' acceleratore

LHC è suddiviso in 8 archi, ognuno dei quali è lungo poco meno di 2500 m. Gli archi sono separati da 8 sezioni rettilinee di circa 500 metri di lunghezza: in quattro sezioni verranno ospitati sistemi di collimazione, spegnimento e accelerazione dei fasci, mentre nelle altre i fasci verranno fatti collidere. In queste ultime quattro sezioni verranno infatti installati gli esperimenti ATLAS, CMS, ALICE ed LHC-b.

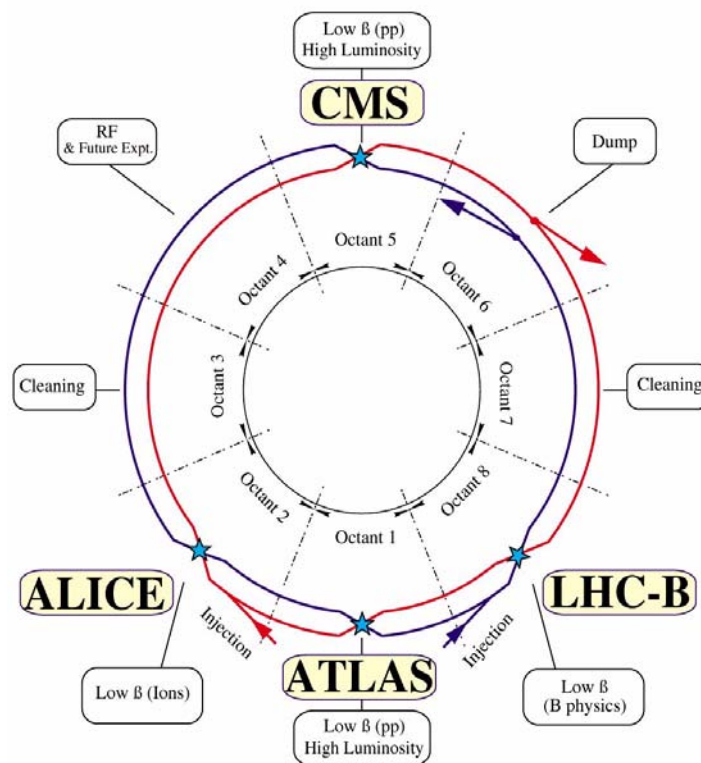


Figura 1.8 Disegno di LHC.

Ognuno degli 8 archi è costituito da 23 celle, suddivise a loro volta in due semicelle identiche. In figura 1.9 è schematizzata una semicella, con la disposizione dei magneti che hanno la funzione di curvare (dipoli) e focalizzare il fascio (quadrupoli, sestupoli, ottupoli e decapoli).

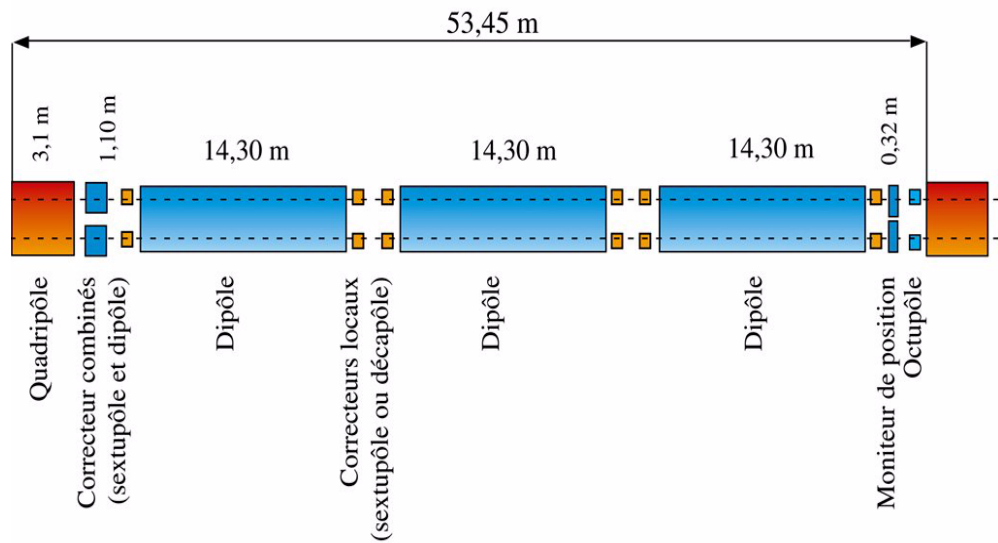


Figura 1.9 Struttura della semicella.

La struttura della semicella si ripete invariata per costituire 22 delle 23 celle che formano l'arco: la cella centrale di ogni arco differisce da quella rappresentata in figura 1.9 perchè alcuni magneti sono rimossi per far posto ad apparecchiature criogeniche. Due celle, poste in vicinanza dei punti di interazione, svolgono poi ancora il compito di "soppressione della dispersione"; cioè impediscono l'allargamento delle dimensioni trasversali del fascio tramite una particolare disposizione dei magneti focalizzatori.

Delle sezioni rettilinee usate per far collidere i fasci due saranno utilizzate per l'installazione degli esperimenti ATLAS al punto 1 e CMS al punto 5, disegnati per la ricerca del bosone di Higgs (vedi capitolo 2). Nel punto 2 e nel punto 8 dell'anello saranno invece installati rispettivamente l'esperimento ALICE, disegnato per studiare le future collisioni con ioni di Pb e l'esperimento LHC-b per lo studio dei mesoni B, come visibile in figura 1.8. Nelle rimanenti quattro sezioni rettilinee, dove i fasci sono mantenuti separati, saranno situati rispettivamente due sistemi di collimazione utilizzando una serie di magneti tradizionali; un sistema di spegnimento dei fasci costituito da bersagli di grafite e metalli pesanti, da utilizzare nel caso si perdesse il controllo su di essi, ed in ultimo il sistema di cavità a radiofrequenza (RF) per l'accelerazione dei fasci stessi [6].

1.3.3 Struttura del fascio

L'esistente catena di acceleratori (Linac2/Booster/PS/SPS) verrà usata per l'iniezione delle particelle in LHC. Per raggiungere i livelli di emittanza¹,

¹ L'emittanza è l'area occupata del fascio nello spazio delle fasi, espressa solitamente in unità di π mm mrad, ed è una costante del moto per il teorema di Liouville. Più l'area è grande più il fascio è allargato, cioè composto da particelle con traiettoria molto diversa da quella centrale.

spaziatura e intensità dei pacchetti di particelle previsti per ognuno dei due fasci del nuovo acceleratore, verranno fatte alcune modifiche al complesso PS. Una nuova linea di estrazione dall'SPS, assieme ad una già esistente, verranno impiegate per iniettare i fasci in LHC nelle sezioni rettilinee prossime ai punti sperimentali 2 e 8.

Qui di seguito si vuole dare una rapida descrizione del sistema di iniezione del fascio di protoni. Il fascio viene prodotto per ionizzazione di idrogeno gassoso e portato nel LINAC2 ad una energia finale di 50 MeV. Successivamente è trasferito al BOOSTER dove viene accelerato fino ad una energia di 1.4 GeV. Da qui il fascio di protoni è immesso nel PS per essere accelerato fino ad una quantità di moto di 24 GeV/c. In PS i protoni vengono inoltre raggruppati in pacchetti di 10^{11} particelle e distanziati di 25 ns come previsto dalle specifiche di funzionamento di LHC. I pacchetti vengono poi portati nell'SPS ad una energia di 450 GeV ed infine trasferiti negli anelli di LHC. Trascorsi 6 minuti, una volta che entrambi gli anelli di LHC sono pieni, i due fasci composti ora da 2835 pacchetti ciascuno, sono accelerati all'energia nominale di collisione in circa 20 minuti [4][6].

In tabella 1.1 sono riassunti i principali parametri operativi di LHC.

Tabella 1.1 Parametri principali di LHC.

Caratteristica	valore	unita' di misura
Energia del fascio	7	TeV
Energia all'immissione	0.45	TeV
Campo dipolare	8.33	T
Temperatura di funzionamento	1.9	K
Energia accumulata nel fascio	334	MJ
Luminosità	10^{34}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Particelle per pacchetto	10^{11}	
Intervallo tra pacchetti	25	ns
Corrente del fascio	0.54	A
Vita media della luminosità	10	h
Vita media del fascio	22	h
Potenza totale irradiata per fascio	3.6	kW
Emittanza	3.75	$\mu\text{m rad}$
Angolo di incrocio	200	μrad
Energia persa per circonferenza	6.7	keV

1.3.4 I magneti superconduttori

Dall'equazione 1.7, che fornisce il raggio di curvatura (R) della traiettoria seguita da una particella di carica q che viaggia con energia E in un campo magnetico (B)

risulta che, per mantenere un protone di energia di 7 TeV su di un'orbita di 27 km di circonferenza, è necessario un campo magnetico pari a 8.3 T.

$$R = \frac{E}{qBc} \quad (1.7)$$

L'elevata corrente (più di 11.000 A) indispensabile per produrre un campo di tale intensità rende impossibile l'utilizzo di elettromagneti resistivi convenzionali, sia a causa dell'imponente produzione di calore per effetto Joule, sia per l'elevato costo di alimentazione. Per questi motivi si è ricorsi alla tecnologia della **superconduttività**, fenomeno di natura quantistica che si manifesta in alcuni materiali quando, raffreddandoli a basse temperature, diventano conduttori perfetti [4]. Attualmente esistono due acceleratori che utilizzano magneti superconduttori: il TEVATRON al Fermilab di Chicago, USA e HERA a Desy di Amburgo, Germania. Entrambi utilizzano superconduttori classici in NbTi refrigerati con elio liquido a temperature prossime ai 4K, permettendo il raggiungimento di campi magnetici del valore di 4T per il TEVATRON e 4.7T per HERA. Raggiungere quindi il campo previsto per il funzionamento di LHC di più di 8T ha rappresentato una notevole sfida tecnologica: infatti per avere la corrente necessaria per produrre il campo magnetico richiesto, mantenendo un adeguato margine di sicurezza all'insorgere del *quench*², si sono dovuti refrigerare i cavi di NbTi con **elio in fase superfluida** a temperature al disotto dei 2 K. La scelta di continuare ad utilizzare il NbTi per la costruzione dei cavi e delle bobine dei magneti, invece di altri materiali di recente concezione che acquistano proprietà superconduttrici a temperature più elevate, è motivata dal già collaudato metodo di fabbricazione e dai buoni risultati ottenuti nell'utilizzo degli stessi a bassissime temperature nel Tokamak TOPRESUPRA (Cadarsche, Francia) [7]. La temperatura operativa di LHC (1.9 K) sarà inferiore a quella in cui l'elio diventa superfluido (2.17 K), stato in cui la sua viscosità si annulla e la conduzione termica diventa elevata, consentendo di minimizzare la portata di elio necessaria e di semplificare il disegno del circuito criogenico della macchina. Per contro, nella discesa di temperatura tra 4.2 K e 1.9 K l'entalpia di tutte le parti metalliche, ed in particolare dei cavi superconduttori, si riduce di un ordine di grandezza con un conseguente più rapido aumento di temperatura per un dato deposito di energia. Per questa ragione è necessario limitare al massimo il movimento dei cavi superconduttori (tramite il sistema di collaraggio visibile in figura 1.7) che, provocando un innalzamento della temperatura all'interno degli stessi per fenomeni di attrito, risulta essere la principale causa dell'insorgenza di *quench* [6].

² Transizione resistiva di un cavo superconduttore, indotta dall'aumento di temperatura, che può portare al surriscaldamento del cavo stesso e alla rottura del magnete con il conseguente rischio di perdita di controllo nella guida del fascio, che può rischiare così di andare a urtare contro le pareti del tubo a vuoto o contro gli esperimenti stessi.

Capitolo 2

L'esperimento CMS

CMS (*Compact Muon Solenoid*) è un esperimento progettato per lo studio delle collisioni protone-protone, alle diverse luminosità previste per LHC. La collaborazione per la costruzione di CMS coinvolge oltre 1890 scienziati e ingegneri di 153 istituti in 31 paesi di tutto il mondo [8].

La costruzione di tutti i rivelatori che costituiranno CMS è attualmente in corso; l'esperimento dovrebbe diventare operativo per le prime collisioni di LHC previste nell'anno 2007. L'ultimazione definitiva del rivelatore dovrebbe invece avvenire nella seconda parte dello stesso anno durante un periodo di fermo della macchina di pochi mesi, una volta completata la prima fase a bassa luminosità [9].

Qui di seguito si vuole dare una rapida descrizione di CMS.

2.1 Il programma di fisica di CMS

Allo stato attuale della conoscenza la materia è pensata composta da dodici diverse particelle elementari tenute unite da quattro forze (**gravitazionale, nucleare debole, nucleare forte, elettromagnetica**); a ciascuna forza sono poi associate particelle mediatrici, come mostrato nella tavola di figura 2.1.

Le dodici particelle sono suddivise in **leptoni** e **quarks**: le prime non risentono solo della forza forte, mentre le seconde risentono di tutte e quattro le forze.

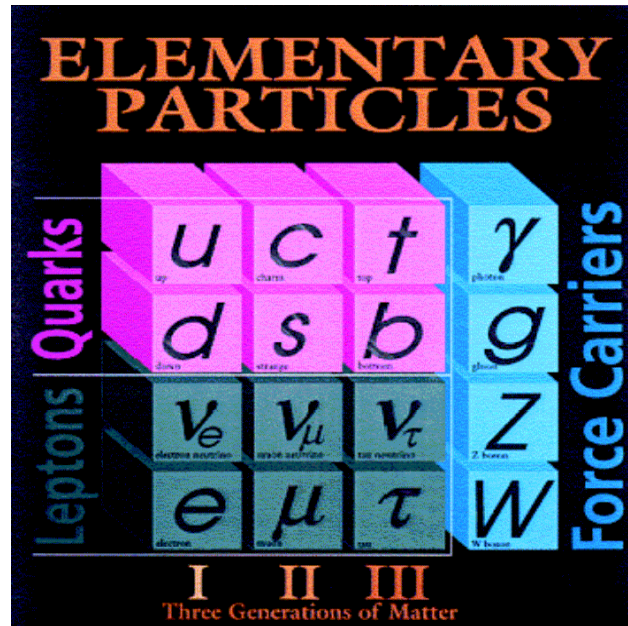


Figura 2.1 La tavola delle particelle elementari [10].

Le forze elettromagnetiche (QED) e nucleari deboli tra i leptoni ed i quarks sono ricondotte ad una unica interazione tramite il Modello Standard (SM). Nonostante questo modello sia stato testato nel corso degli anni con esperimenti al LEP, al TEVATRON a Fermilab e al *collider* lineare SLC a SLAC, allo stato attuale della fisica c'è ancora un punto chiave che aspetta di essere chiarito: l'esistenza di una particella che fornisca la prova sperimentale del meccanismo di origine delle masse delle varie particelle nell'ambito del Modello Standard. La generazione delle masse è teoricamente spiegata assumendo che ogni particella si accoppi con una particella, a tutt'oggi non ancora scoperta e nota come il bosone di Higgs (H^0) [11][12]. CMS è quindi stato progettato proprio per la ricerca di questa particella.

La massa del bosone di Higgs non è predetta teoricamente, sono invece determinabili i suoi modi di decadimento in funzione dei possibili valori della massa. Allo stato attuale della ricerca i quattro esperimenti del LEP hanno escluso l'esistenza di un bosone di Higgs con massa inferiore a 107.9 GeV, il valore più probabile risulta fissato a 160 ± 20 GeV, mentre il limite superiore è a circa 1 TeV.

In un *collider* di adroni i meccanismi base di produzione della particella H^0 sono schematizzati in figura 2.2. Nell'intervallo di masse 100 GeV ÷ 1 TeV esplorato

da LHC la fusione tra due gluoni (meccanismo a in figura) fornirà il contributo maggiore, mentre alle masse più alte che si prevede di raggiungere ($m_H \sim 0.7 \div 1$ TeV) la fusione tra particelle W e Z (meccanismo c in figura) fornirà un contributo comparabile al precedente.

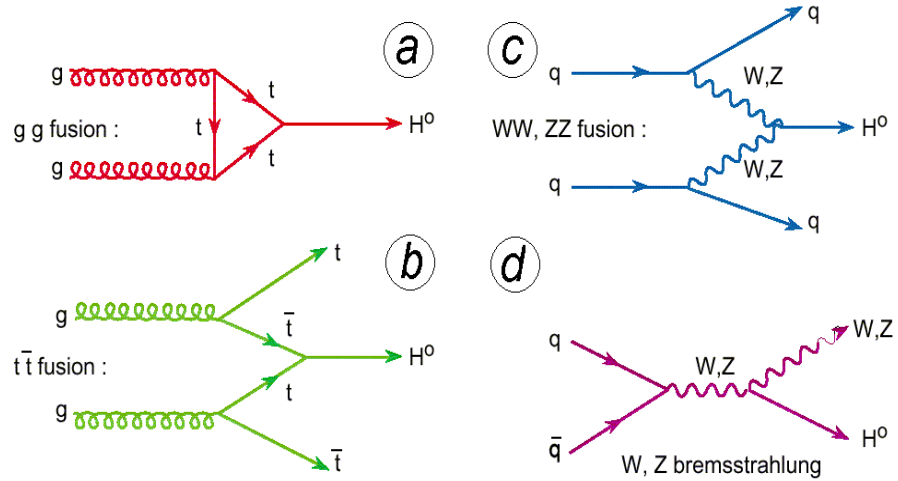


Figura 2.2 Meccanismi di produzione del Bosone di Higgs in collisioni p-p.

Gli stati finali più probabili di decadimento della particella H^0 dipendono dalla sua massa: ad esempio, nell'intervallo tra 80 e 140 GeV, il decadimento più probabile di H^0 è quello in due fotoni ($H^0 \rightarrow \gamma\gamma$) che, dovrebbe produrre un segnale nel calorimetro elettromagnetico di CMS come quello mostrato in figura 2.3 [13][14].

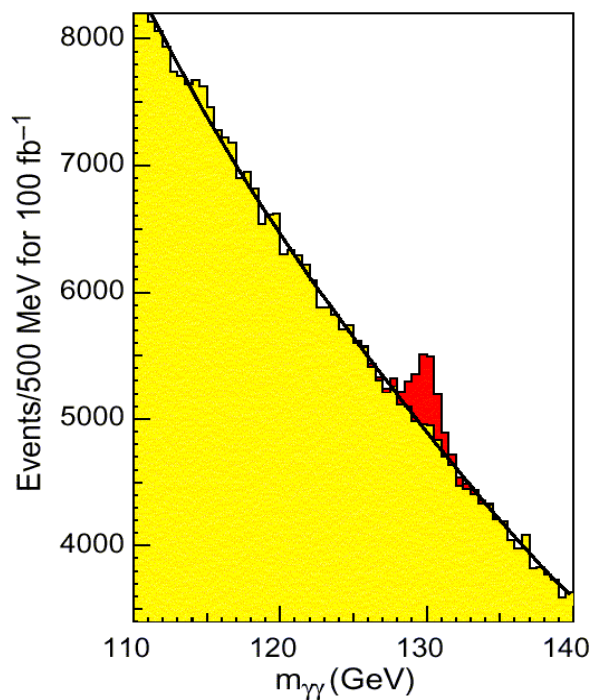


Figura 2.3 Il segnale di H^0 nei cristalli dell'ECAL di CMS (colore rosso).

Il rivelatore CMS potrà inoltre osservare, se esistenti, tutta nuova serie di particelle (con masse dell'ordine di 1 TeV) previste da modelli teorici che sono stati proposti come estensione di quelli attuali, come ad esempio il modello supersimmetrico (SUSY), e che cercano di unificare in una tutte le forze osservate in natura (vedi figura 2.4) [11][15].

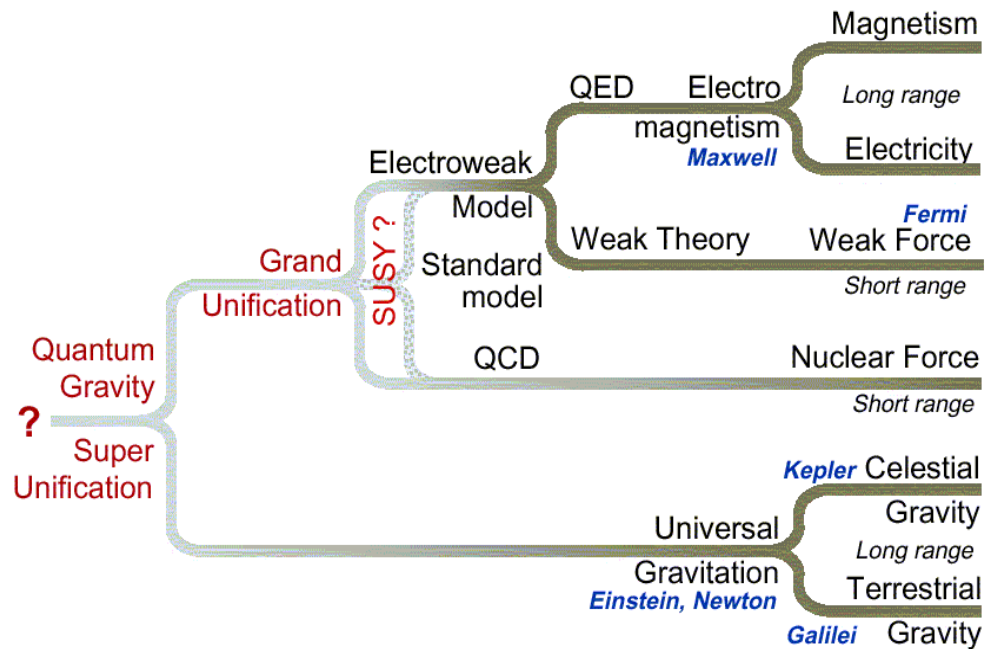


Figura 2.4 Unificazione delle forze.

2.2 Il disegno di CMS

2.2.1 Le caratteristiche principali

CMS sarà un esperimento di notevoli dimensioni (una lunghezza di 21.6 metri, un diametro di 14.6 metri per un peso totale di circa 14.500 tonnellate) che permetterà di misurare con buona precisione le particelle prodotte dalle collisioni protone-protone alle più alte luminosità previste con LHC.

Ogni rivelatore di CMS è composto da una parte cilindrica coassiale ai fasci, chiamata *barrel*, e da due parti a forma di disco, installate perpendicolarmente all'asse dei fasci su entrambi i lati del cilindro, chiamate *endcaps* (vedi figura 2.5) [16].

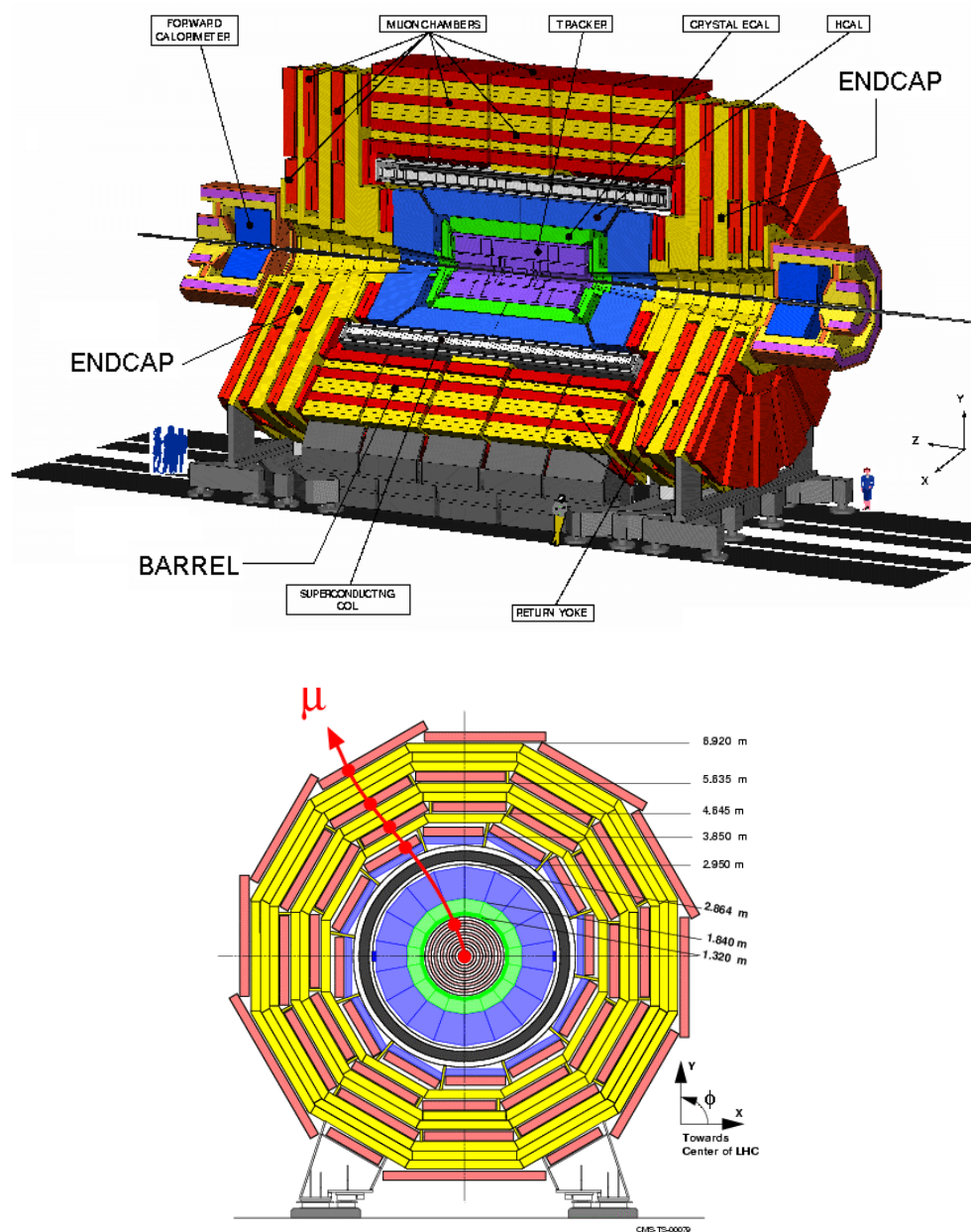


Figura 2.5 Veduta complessiva (parte alta) e sezione trasversale (parte bassa) di CMS.

Siccome le particelle prodotte nelle collisioni vengono create in tutto l'angolo solido, questa particolare struttura è necessaria per assicurare la migliore copertura spaziale possibile (ermeticità). Le principali caratteristiche di CMS sono: un ottimo sistema di rivelazione dei muoni, un calorimetro elettromagnetico ad alta risoluzione, un ottimo sistema di tracciamento, ed un calorimetro adronico con elevata risoluzione in energia.

Partendo dall'asse dei fasci e andando verso l'esterno, CMS è costituito da (Figura 2.5):

- Il sistema di tracciamento (TRACK),
- Il calorimetro elettromagnetico (ECAL),
- Il sistema di calorimetri adronici (HCAL e HF),
- Il solenoide superconduttore,
- Il sistema di camere a muoni (MUON).

Il sistema di camere a muoni è uno dei componenti più importanti nell'intero disegno del rivelatore ed implica una accurata configurazione e scelta dei parametri del campo magnetico per la misura del momento di queste particelle. La richiesta di una buona risoluzione in momento, che si traduce in pratica nell'ottenere un grande raggio di curvatura delle tracce dei muoni, conduce alla scelta di un elevato valore del campo magnetico. A riguardo sono state considerate sia la soluzione toroidale sia quella solenoidale. La scelta è caduta su quella solenoidale per le seguenti ragioni:

a) con un campo magnetico parallelo all'asse dei fasci, la curvatura delle tracce dei muoni avviene sul piano perpendicolare ad essi. In questo piano è possibile determinare la posizione del vertice di origine delle tracce in maniera accurata; la curvatura accentuata nel piano trasverso facilita inoltre il compito del sistema di selezione delle stessa (*trigger*).

b) a parità di capacità di deflessione delle tracce cariche, le dimensioni di un sistema solenoidale sono minori rispetto al caso toroidale (da qui la denominazione di rivelatore "compatto").

Per ultimo, l'esperimento dovrà essere in grado di selezionare, tra le collisioni dei protoni che avvengono con una frequenza di 10^9 Hz, gli eventi con un interesse fisico rilevante stimati avere una frequenza di soli 100 Hz. Questo sarà ottenuto filtrando i segnali acquisiti prima della loro registrazione tramite un sistema di selezione (detto sistema di *trigger*) costituito da tre livelli indipendenti [15][16].

2.2.2 Variabili cinematiche nelle collisioni p-p

Il sistema di coordinate utilizzato per la descrizione di CMS è quello cilindrico (r, ϕ, z) con asse z lungo la direzione del fascio. Questo sistema di coordinate è la scelta naturale, considerato che i processi fisici nelle interazioni sono invariati per rotazioni intorno all'asse dei fasci.

Il piano $r-\phi$ (che corrisponde al piano XY di figura 2.6) è il piano perpendicolare alla direzione del fascio, con r che misura la distanza dalla linea del fascio su questo piano e con ϕ che rappresenta l'angolo azimutale misurato rispetto

all'asse orizzontale. Si definisce poi l'angolo polare θ come quello misurato sul piano r-z a partire dal verso positivo dell'asse z.

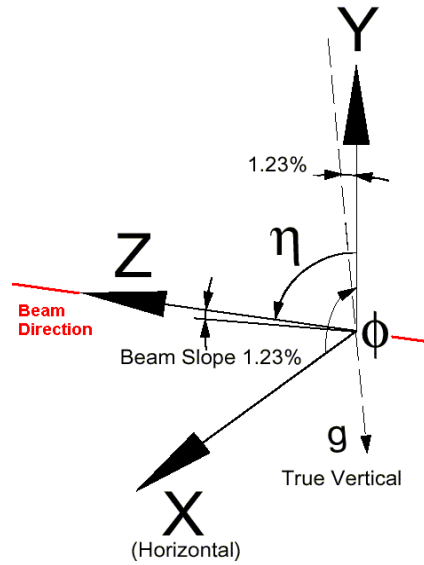


Figura 2.6 Il sistema di riferimento di CMS. Si noti che i fasci sono inclinati di qualche grado rispetto all'orizzontale.

Una grandezza molto usata nella descrizione di CMS, è la **rapidità**, definita dall'espressione seguente:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.1)$$

dove E è l'energia delle particelle e p_z la loro quantità di moto lungo l'asse z. L'utilità di questa grandezza risiede nel fatto che è invariante per trasformazioni dal sistema di riferimento del centro di massa a quello del laboratorio.

Per particelle ultrarelativistiche in cui la quantità di moto (p) è molto maggiore della loro massa (m), la rapidità può essere approssimata con la **pseudorapidità** [11][12]:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.2)$$

in cui l'angolo polare θ può essere determinato anche con la semplice relazione:

$$\theta = \arccos \frac{p_z}{p} \quad (2.3)$$

2.2.3 Il sistema di tracciamento o *Tracker* (TRAK)

Il sistema di tracciamento di CMS, interamente fatto di silicio, è costituito da due tipi di rivelatori: i *pixel* e le *microstrips*. Il *tracker* di CMS sarà il più grande rivelatore al silicio mai costruito, infatti verranno utilizzati ben 250 metri

quadrati di silicio [17]. Il sistema di tracciamento copre un intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 1.4$, avendo dimensioni complessive di un cilindro di circa 1 m di raggio e 6 m di lunghezza (vedi figura 2.7), ed è in grado di misurare la quantità di moto delle particelle, che si trovano in un intervallo di pseudorapidità pari a $|\eta| < 2.6$, con una efficienza di più del 95%.

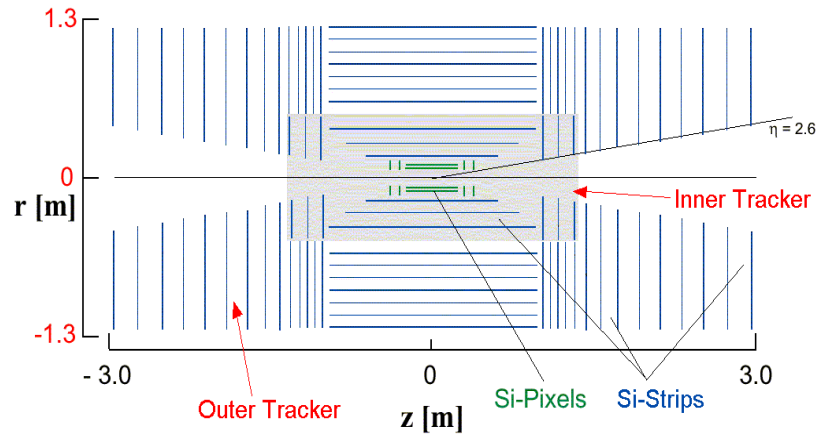


Figura 2.7 Struttura del TRAK.

L'obiettivo che questo sistema si prefigge di raggiungere è una risoluzione dell'ordine di $20 \mu\text{m}$ sul piano perpendicolare e di $100 \mu\text{m}$ lungo la direzione del fascio.

Per raggiungere tali precisioni sono quindi necessari rivelatori composti da celle di piccolissime dimensioni (alta granularità) come quelli a *pixel* di forma quadrata con $125 \mu\text{m}$ di lato, e le *microstrips* di forma rettangolare con il lato maggiore di circa $270 \mu\text{m}$. Le esigue dimensioni delle singole celle rivelatrici permettono di assemblare dispositivi con un numero molto elevato di canali per la lettura dei dati, dell'ordine di $10^6 - 10^7$ per ogni sotto-unità che compone il sistema di tracciamento [17].

2.2.3.1 Rivelatore a *Pixel*

Il rivelatore più interno, posizionato vicino alla linea dei fasci ad un raggio di 10 cm dal punto di interazione, sarà quello a *pixel* di silicio, composto da due strati che verranno assemblati su una struttura formata da due cilindri coassiali per il *barrel* e da due dischi con una geometria detta "a turbina" per gli *endcaps* come mostrato in figura 2.8.

Il principio di funzionamento dei *pixel* si basa sulla divisione della carica prodotta dal passaggio delle particelle grazie alla forza di Lorentz, generata dall'intenso campo magnetico di CMS.

La struttura a strati di questo sistema a *pixel* permetterà di avere fino a due punti nello spazio per ogni traccia, facilitando la ricostruzione tridimensionale delle stesse. Questo è molto importante soprattutto in questa regione prossima al punto di collisione dove la densità delle tracce è molto elevata. La risoluzione spaziale che ci si aspetta da questo rivelatore è di $10 \mu\text{m}$ per il piano $r\phi$, di $15 \mu\text{m}$ lungo la coordinata z nella regione del *barrel* e tra i $15 \mu\text{m}$ e i $20 \mu\text{m}$ negli *endcaps*.

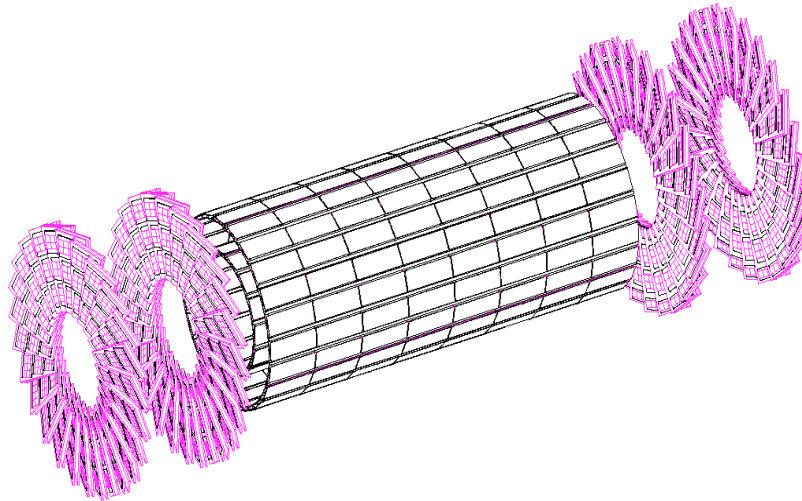


Figura 2.8 Struttura del rivelatore a pixel al silicio.

I singoli strati sono composti da unità modulari. Ogni modulo consiste in una serie di piccoli sensori (*pixel*) connessi ad un circuito di lettura altamente integrato e posto direttamente al disotto di essi (vedi figura 2.9).

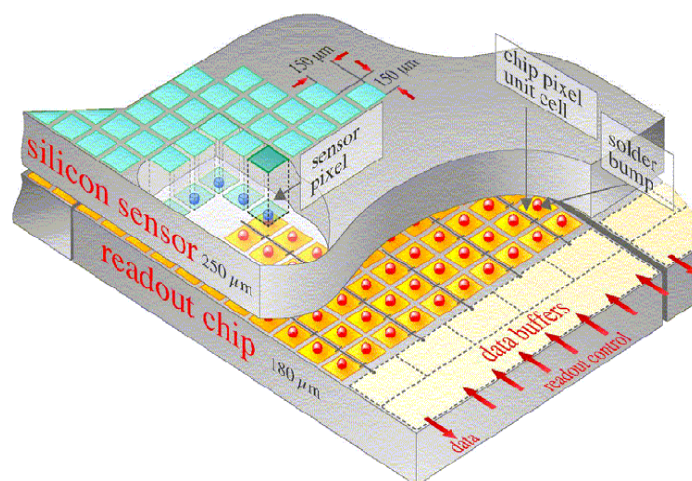


Figura 2.9 Veduta schematica di un elemento dei rivelatori a *pixel*. Ogni sensore è collegato ad una unità contenente l'elettronica di lettura.

A causa degli altissimi livelli di radiazione nella zona più centrale di CMS, con il passare del tempo, le prestazioni del rivelatore si deterioreranno. I *pixel* continueranno a funzionare correttamente fino ad una fluensa³ massima di 10^{15} particelle/cm²; questo implica che lo strato più interno di rivelatori, che rappresenta il 35% di tutto il sistema, dovrà essere sostituito dopo circa 6 anni di funzionamento [15].

3 Numero di particelle incidenti per unità di superficie.

2.2.3.2 Rivelatore a *microstrips*

Le regioni intermedia ed esterna del TRAK (da 20 a 120 cm di raggio rispetto alla linea dei fasci) sono costruite con rivelatori a *microstrip*.

Qui di seguito vengono descritte le due regioni del *tracker* in maniera separata, nonostante queste siano costruite con lo stesso tipo di sensori; questo perchè, nel primo progetto di CMS, la regione più esterna fu disegnata per ospitare un diverso tipo di rivelatori noti con il nome di MSGC's (*MicroStrip Gas Chambers*). Due anni di irraggiamenti con fasci di particelle hanno messo in evidenza la scarsa resistenza alle radiazioni delle MSGC's e hanno portato alla modifica dell'originario progetto e alla prosecuzione degli studi nello sviluppo di un *tracker* costituito, anche per le regioni intermedia ed esterna, da soli rivelatori al silicio [17].

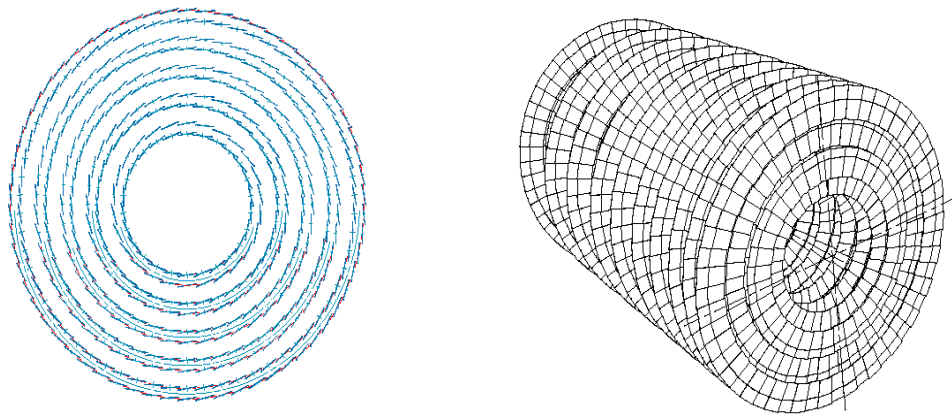


Figura 2.10 Disegno dell' *endcap* (sinistra) e del *barrel* (destra) per il rivelatore a *microstrips* di silicio.

Nella regione intermedia (da 20 a 70 cm di raggio), il rivelatore sarà composto da 5 strati nel *barrel* e 10 da dischi per gli *endcaps*, come mostrato in figura 2.10. Nella regione esterna (da 70 a 120 cm di raggio), saranno assemblati altri 5 strati per il *barrel* e 9 dischi per ciascuno dei due *endcaps* sempre con la struttura mostrata in figura 2.10. Quasi tutti gli strati contengono *microstrip* da un solo lato (strato singolo), tranne i due strati più interni che, per entrambe le regioni, sono assemblati invece con chips da ambo i lati (strato doppio) [16].

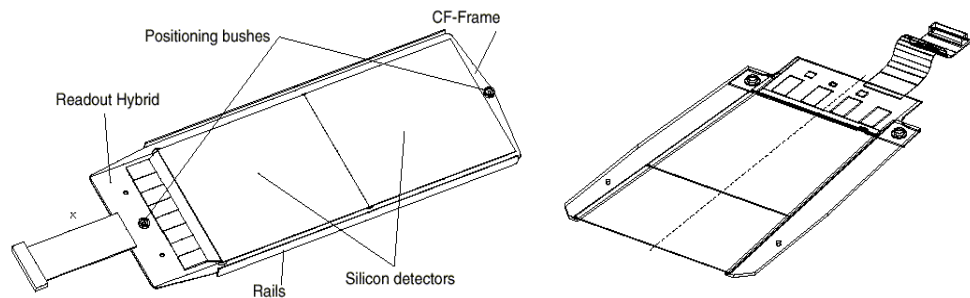


Figura 2.11 Moduli *microstrip* per l'assemblaggio del *barrel* e degli *endcaps*. Ogni modulo è formato dalle *microstrips*, un supporto meccanico e dal sistema di lettura per una lunghezza totale che varia dai 10 ai 20 cm.

Circa 2.15 milioni di canali verranno infine usati per leggere tutti i sensori a *microstrips* posti nel *tracker* che copriranno così una superficie totale di 67 m^2 e riusciranno ad acquisire almeno tre punti per ogni traccia per valori di $|\eta| < 2.6$. La risoluzione spaziale offerta dalla parte intermedia è di circa $20 \mu\text{m}$, mentre $40 \mu\text{m}$ è la risoluzione offerta dalla parte esterna dove la differenza è dovuta al differente spessore del silicio usato nella costruzione dei chips. Le *microstrips* vengono poi assemblate in moduli con due differenti forme tipiche: quelli rettangolari che sono usati negli strati cilindrici del *barrel* e quelli cuneiformi usati nei dischi degli *endcaps* (vedi figura 2.11) [15].

2.2.4 Il Calorimetro Elettromagnetico (ECAL)

L'ECAL di CMS sarà costituito da 82.728 cristalli di tungstato di piombo (PbWO_4) che emette luce per scintillazione, di cui 61.200 nel *barrel* e 10.764 in ciascuno dei 2 *endcaps*.

Il tungstato di piombo è stato scelto per i seguenti motivi:

- presenta una lunghezza di radiazione (x_0) molto piccola ($x_0 = 0.89 \text{ cm}$) ed è una sostanza estremamente densa ($r = 8.9 \text{ gcm}^{-3}$) il che permette di costruire cristalli di dimensioni ridotte,
- è uno scintillatore veloce,
- è relativamente facile da produrre.

I cristalli hanno una forma trapezoidale a base quadrata e sono di dimensioni differenti a seconda della loro posizione all'interno del rivelatore: nel *barrel* avranno lunghezza di 23 cm con base maggiore e base minore rispettivamente di 26 mm^2 e 22 mm^2 e saranno raggruppati in moduli da 5 cristalli ciascuno per facilitare l'assemblaggio. Negli *endcaps* invece, i cristalli avranno basi rispettivamente di 30 mm^2 e 28.6 mm^2 per una lunghezza di 22 cm assemblati su un disco di supporto del diametro di 3.5 metri. (vedi figura 2.12).

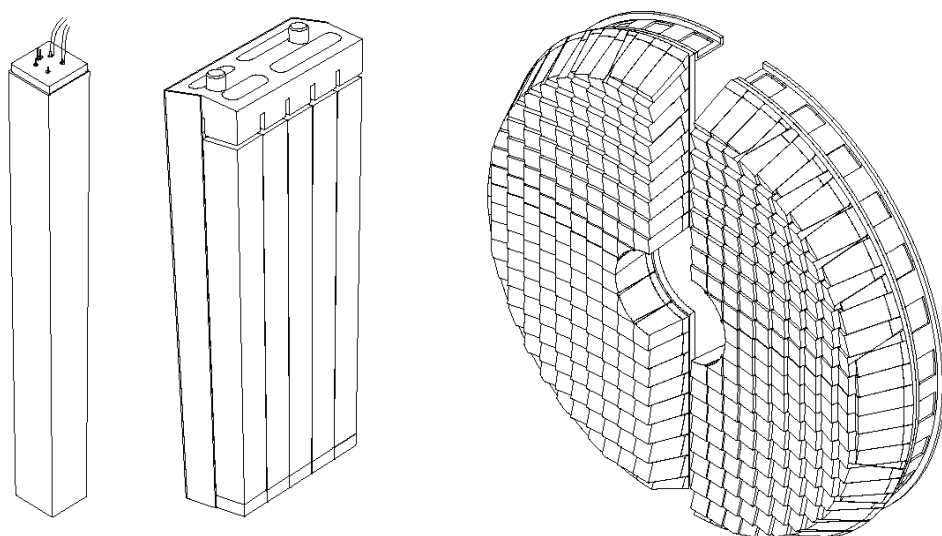


Figura 2.12 Il singolo cristallo e il modulo utilizzato per l'assemblaggio del *barrel* (sinistra). La configurazione dei cristalli su uno dei due *endcaps* (destra).

Nonostante la lunghezza relativamente piccola degli stessi (equivalente a circa $26 x_0$), questa sarà comunque sufficiente a contenere più del 99% dell'energia degli sciami elettromagnetici e permetterà di posizionare entrambi i calorimetri (ECAL+HCAL) all'interno del solenoide [16][17]. Sia negli *endcaps* che nel *barrel* i cristalli saranno orientati con la base minore rivolta verso il punto di interazione.

Il *barrel* (EB) copre un intervallo di pseudorapidità di $|\eta| < 1.56$, mentre gli *endcaps* (EF) coprono l'intervallo $1.65 < |\eta| < 2.61$. La zona vuota all'intersezione tra il *barrel* e gli *endcaps* verrà utilizzata per le apparecchiature elettroniche del TRAK e del rivelatore *preshower* (SF e SB in figura 2.13). Il rivelatore *preshower*, formato da strati di piombo come radiatore alternati a piani di rivelatori al silicio, verrà posto davanti agli *endcaps* e a parte del *barrel* dell'ECAL per migliorare l'eliminazione del fondo dovuto al decadimento in due fotoni dei pioni neutri [17].

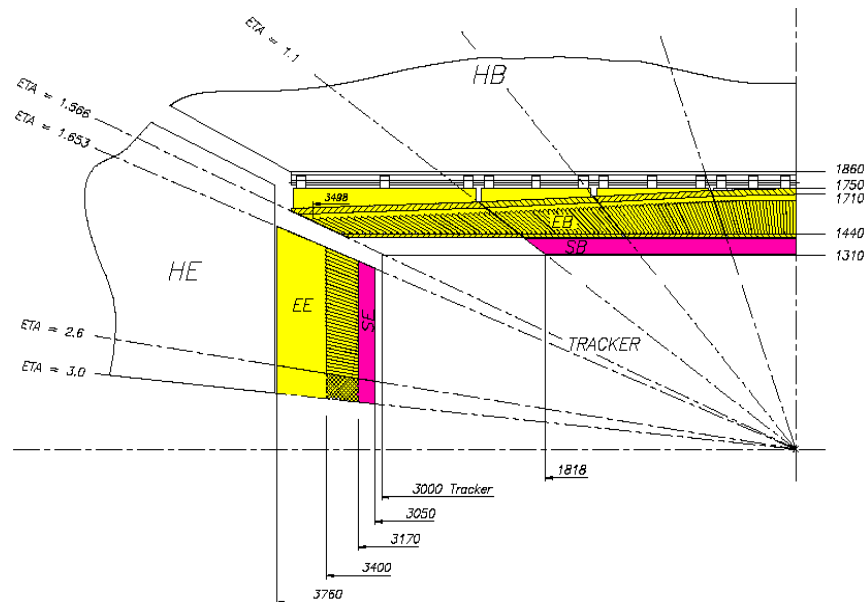


Figura 2.13 Posizione dell'ECAL all'interno di CMS. Si noti in rosso la posizione del rivelatore *preshower*.

Il principio di funzionamento del calorimetro, come illustrato in figura 2.14, è basato sulla conversione, nei cristalli di PbWO_4 , dell'energia delle particelle in luce. La luce prodotta per scintillazione nei cristalli è poi convertita in segnale elettrico da un fotorivelatore posto a contatto con la faccia posteriore di ogni cristallo.

Due diversi tipi di fotorivelatori sono stati scelti appositamente per funzionare nell'ambiente di CMS. I **fotodiodi a valanga** possono operare in ambienti con un alto campo magnetico e saranno perciò usati nel *barrel*; **fototriodi a vuoto** saranno invece usati negli *endcaps* siccome sono in grado di sopravvivere all'intenso flusso di neutroni presente che in queste zone è la problematica maggiore, mentre non potrebbero operare nel campo magnetico del *barrel* perchè trasverso all'asse dei dispositivi stessi.

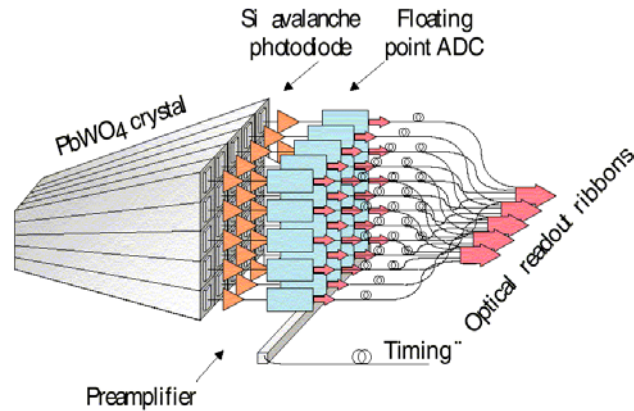


Figura 2.14 Schema del principio di funzionamento dei cristalli che compongono l'ECAL.

L'ECAL offre un'eccellente risoluzione in energia per elettroni e fotoni. In questo modo, se il bosone di Higgs ha una massa minore di circa 130 GeV, CMS sarà in grado di rivelarlo (mediante il suo decadimento in 2 fotoni) dopo soli 3 anni di funzionamento di LHC a bassa luminosità [14][17].

2.2.5 Il sistema di calorimetri adronici

Il sistema è formato da un calorimetro HCAL e da due in direzione avanti indicati con la sigla HF.

Il calorimetro adronico (HCAL) è progettato per rivelare le energie e le direzioni degli adroni prodotti nelle interazioni protone-protone. L'HCAL, costituito da un *barrel* (HB) e da due *endcaps* (HE), copre l'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 3.0$. Per estendere la copertura fino a $|\eta| < 5.0$, sono previsti due calorimetri separati (*Very Forward Calorimeter* - HF) posizionati a circa 6 m dagli *endcaps* lungo la direzione dei fasci [16][15]. La figura 2.15 mostra la disposizione dei vari costituenti il calorimetro adronico.

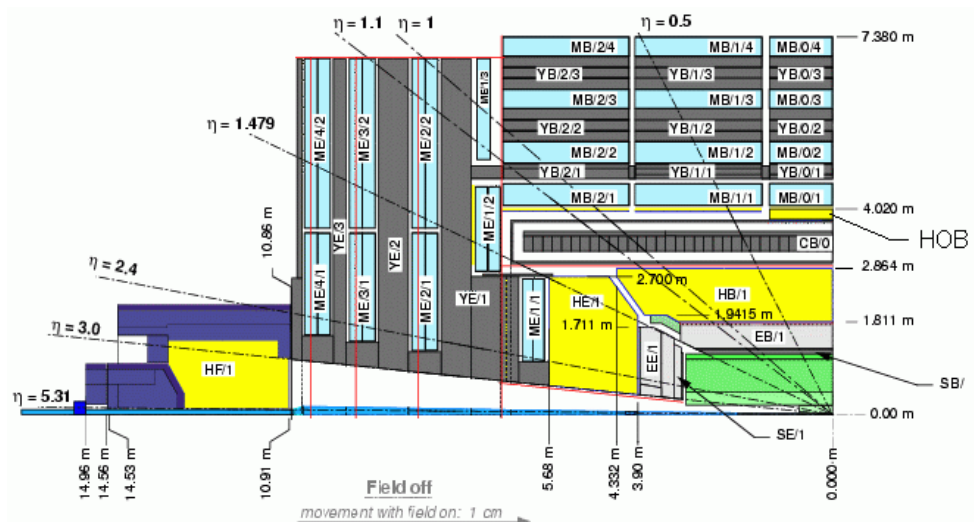


Figura 2.15 Disposizione dell'HCAL all'interno di CMS (in colore giallo).

2.2.5.1 HCAL

L'HCAL è un calorimetro a campionamento costituito da strati di ottone di 50 mm di spessore come assorbitore, alternati a strati di 4 mm di scintillatore plastico (vedi figura 2.16). La scelta dell'assorbitore è ricaduta sull'ottone per i seguenti motivi:

- 1) corta lunghezza di interazione ($\lambda_{\text{int}} \sim 15$ cm) per limitare l'ingombro;
- 2) basso numero atomico (Z) per limitare le interazioni dei muoni;
- 3) materiale non magnetico per evitare le elevate tensioni meccaniche indotte dal campo di 4 T;
- 4) basso costo.

Nonostante l'accurata scelta del materiale però, il vincolo dimensionale imposto dalla presenza del solenoide fa sì che lo spessore dell'HCAL non sia sufficiente a contenere tutta l'energia rilasciata dalle particelle più energetiche. Per questo motivo ulteriori strati di scintillatore sono previsti immediatamente dopo il solenoide (HOB in figura 2.15) [17].

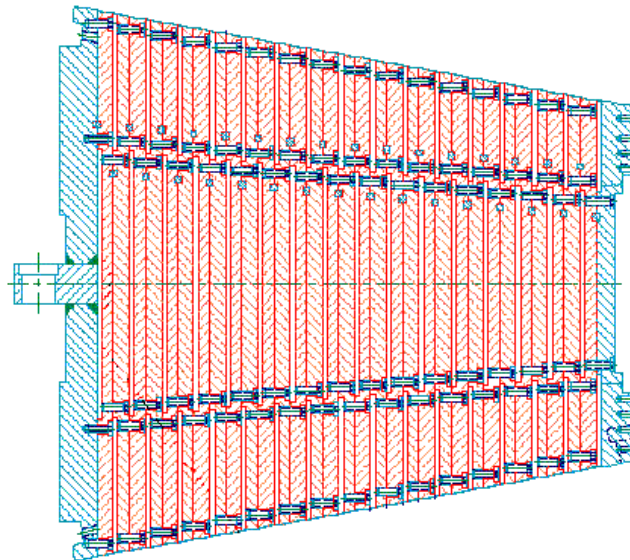


Figura 2.16 Sezione dell'HCAL nel barrel.

La lettura del calorimetro è effettuata con un sistema di fibre ottiche di tipo *wavelength-shifting*. La luce emessa dallo scintillatore con lunghezze d'onda nell'ultravioletto ($\lambda \sim 410$ nm) viene assorbita dalle fibre ottiche che la riemettono nella lunghezza d'onda del verde ($\lambda \sim 550$ nm) e la trasportano ai fotorivelatori per la decodifica del segnale.

I fotorivelatori del calorimetro adronico (fotodiodi a valanga) si troveranno tutti concentrati in alcuni punti all'interno dell'esperimento nelle zone lasciate libere all'intersezione tra il *barrel* e gli *endcaps* del rivelatore.

2.2.5.2 HF

HF (vedi figura 2.17) sarà installato in un ambiente di radiazione molto intenso che obbliga a costruire dei dispositivi scintillanti non convenzionali. L'HF sarà quindi composto da strati di assorbitore di acciaio (materiale che presenta una

attivazione minore rispetto all'ottone), tra i quali sono inserite fibre di quarzo in grado di produrre luce Cerenkov. La luce viene raccolta da un sistema di fibre ottiche che la trasporta ai tubi fotomoltiplicatori, situati in una zona schermata dalle radiazioni, all'esterno dell'esperimento, alla distanza di 2 m da ognuna delle due sezioni di HF [16].

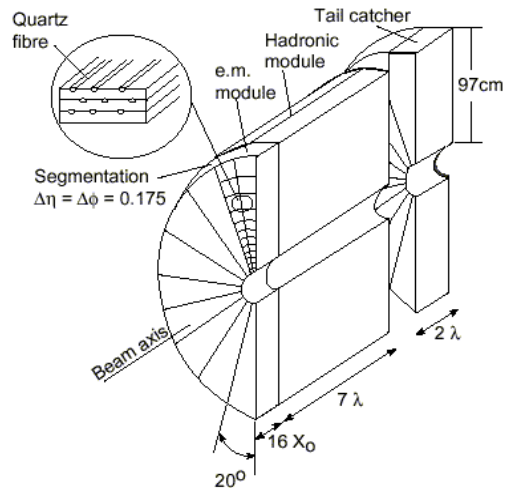


Figura 2.17 Sezione Trasversale dell'HF.

2.2.6 Il solenoide superconduttore e il sistema di ritorno del flusso magnetico

A causa dell'elevato campo magnetico raggiunto (4T) e della grande energia immagazzinata nel solenoide (circa 2.52 GJ) la protezione in caso di *quench* è la problematica maggiore: per questo è stato sviluppato un sistema di protezione basato sul "*quench-back effect*", un metodo già collaudato in passato su altri magneti per rivelatori [16]. Come mostrato in figura 2.18, la struttura del solenoide superconduttore consiste nel solenoide vero e proprio e nei sistemi criogenici e per il vuoto necessari al suo funzionamento.

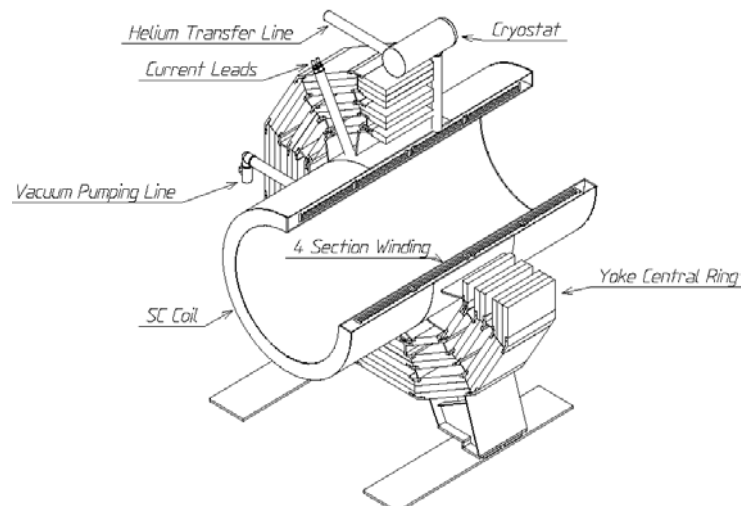


Figura 2.18 Solenoide superconduttore e sistemi di servizio.

Nella Tabella 2.1 qui di seguito sono riportati i parametri fondamentali del solenoide superconduttore [16].

Tabella 2.1 Parametri del solenoide di CMS.

Corrente operativa	20 kA
Induttanza	12,6 H
N.ro totale avvolgimenti	2112
Lung. totale conduttori	43 km
Numero di sezioni assiali	4
Numero di strati	4
Temp. di funzionamento	4.5 K

Il flusso magnetico generato dal solenoide si chiude in un giogo di ferro saturo dello spessore complessivo di 1.5 m.

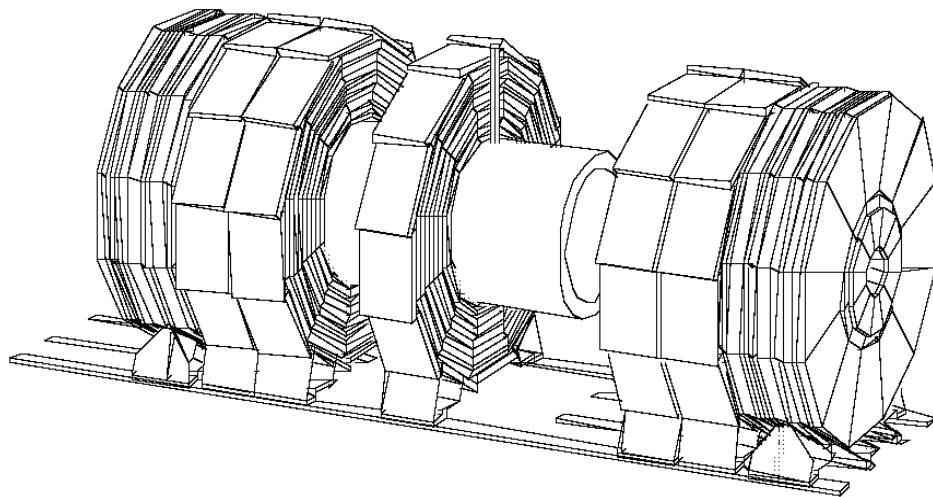


Figura 2.19 Struttura del giogo che chiude il flusso magnetico generato dal solenoide.

Come visibile in figura 2.19, il sistema è formato da 11 strutture cilindriche: 5 anelli costituiscono il *barrel* per una lunghezza totale di 13 metri ed una massa di 7000 T, mentre 3 anelli indipendenti costituiscono ognuno dei due *endcaps* per un peso complessivo di 2300 T. Ogni anello del *barrel* è costituito da 3 strati di ferro, tra i quali verranno installate le camere per rivelare i muoni.

L'anello centrale del *barrel* è l'unica parte fissa intorno al punto di interazione e viene usata come supporto per il solenoide e per la camera a vuoto. Gli altri rimanenti quattro anelli e i dischi che compongono gli *endcaps* verranno montati su rotaie, in modo tale da permettere il loro spostamento nella direzione del fascio e facilitare l'accesso, per eseguire la manutenzione periodica di tutti i rivelatori dell'esperimento [17].

2.2.7 Il sistema di Camere a Muoni (MUON)

La grande quantità di ferro che è richiesta per chiudere il flusso di ritorno del campo magnetico generato dal solenoide verrà instrumentata con quattro strati di rivelatori che costituiranno il sistema di camere a muoni, come mostrato in figura 2.20 [16].

Questi 4 strati di camere a muoni (MS1-MS4 di figura 2.20) costituiranno quindi il più esterno rivelatore che si estenderà da circa 3.5 m a 7 m in direzione radiale.

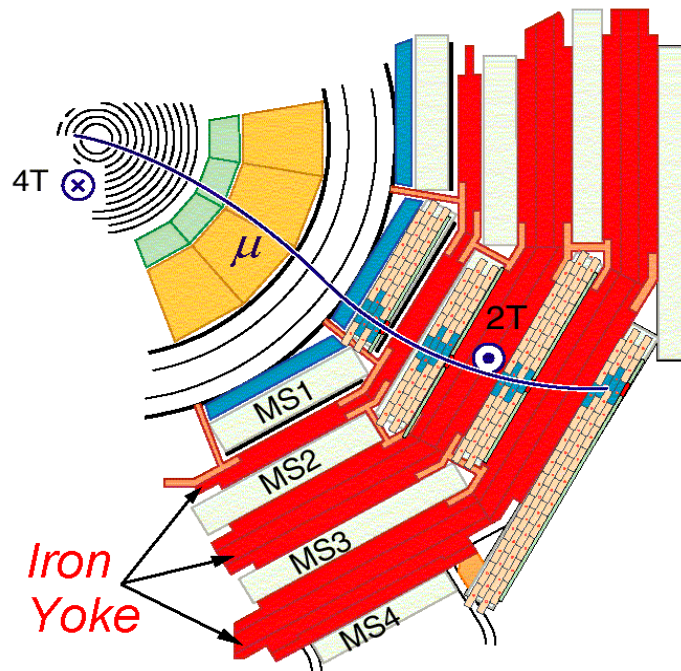


Figura 2.20 Le camere a muoni nel barrel (MS1-MS4). Questa disposizione delle camere consente l'acquisizione di più punti spaziali con una conseguente semplificazione nella ricostruzione della sua traccia.

Come tutti i precedenti, anche il sistema di camere a muoni è costituito da una parte centrale (*barrel*) e da due *endcaps* dell'esperimento. Il *barrel* copre un intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 1.3$, mentre gli *endcaps* copriranno l'intervallo $0.9 < |\eta| < 2.4$. Ogni camera a muoni di CMS è costruita con strati alternati di due differenti tipi di rivelatori: quattro strati RPC (*Resistive Plate Chambers* di figura) che hanno una elevata risoluzione temporale, ma non forniscono un'accurata misura della posizione e cinque strati di CSC (*Cathode Strip Chambers* di figura 2.22) che forniscono invece una misura, estremamente accurata, della posizione dei muoni.

Le RPC sono contatori a gas a facce parallele in cui i due elettrodi sono fabbricati con materiale plastico ad alta resistività. Questa particolarità costruttiva permette di assemblare rivelatori larghi, molto sottili (10 cm di lato x 2 mm di spessore), che possono lavorare con alte tensioni (8.5 ÷ 9.5 kV) senza che si sviluppino scintille o scariche attraverso il gas stesso.

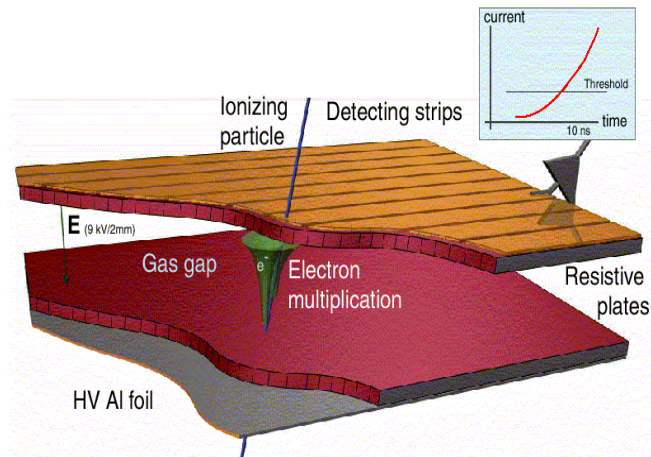


Figura 2.21 Schema di funzionamento di una RPC.

Le CSC sono invece camere proporzionali a fili in cui il catodo (ogni piano della figura 2.22) è diviso in strisce poste perpendicolarmente ai fili stessi. Gli elettroni, generati dalle particelle nel gas, si muovono verso l'anodo inducendo un segnale sui catodi. In questo modo la lettura degli anodi fornisce la coordinata radiale, mentre quella dei catodi una misura di ϕ offrendo una ricostruzione 2D molto precisa della traiettoria dei muoni.

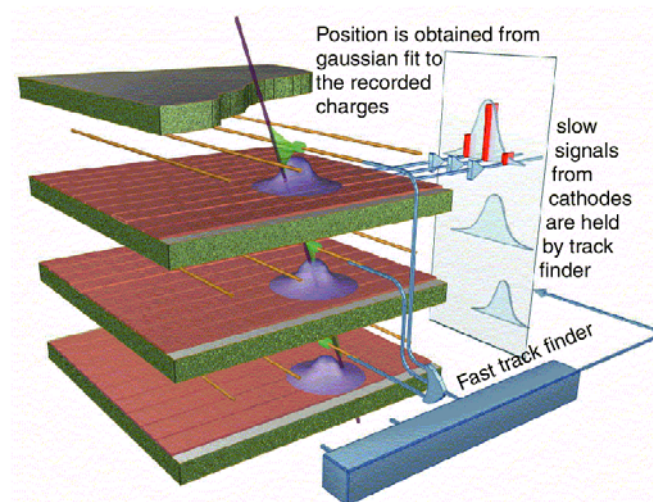


Figura 2.22 Schema di funzionamento di una CSC.

2.2.8 Il sistema di trigger

Alla luminosità di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ si produrranno 4×10^7 collisioni al secondo tra fasci, in ognuna delle quali almeno 25 coppie di protoni dovrebbero interagire. Registrare tutte le informazioni provenienti dalle collisioni ogni secondo sarebbe impossibile. Lo scopo del sistema di trigger è quello di selezionare tra le 10^9 interazioni al secondo, conseguenti alle collisioni, le 100 per secondo fisicamente più interessanti, e registrarle per l'analisi dati [16].

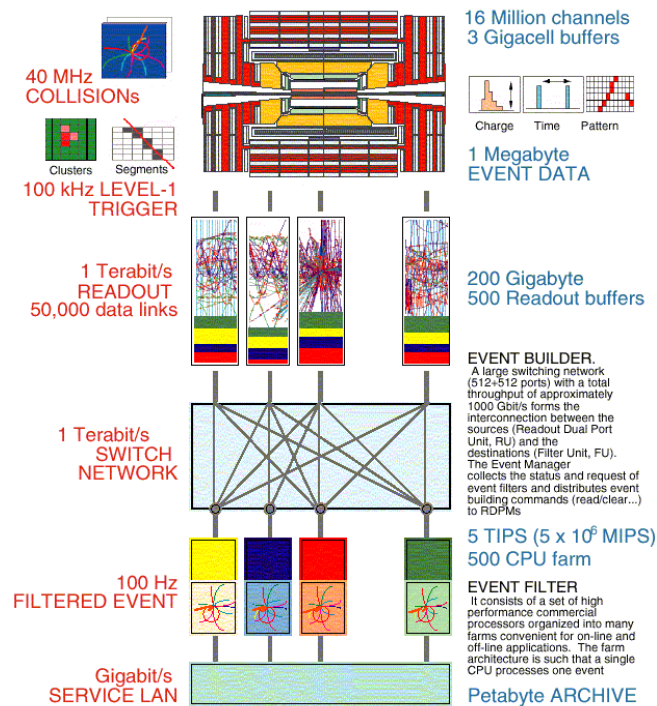


Figura 2.23 La struttura del sistema di TRIGGER di CMS.

Il sistema di trigger è costituito da tre livelli indipendenti che selezionano e archiviano gli eventi.

Nel **primo livello** la selezione è effettuata da speciali microprocessori che elaborano le informazioni che arrivano dai singoli rivelatori. Per esempio vengono prese in considerazione quelle celle adiacenti dei calorimetri che rivelano un consistente deposito di energia, oppure i segnali delle diverse camere muoniche, che sembrano trovarsi sul percorso della medesima particella. Questo livello è molto veloce e seleziona i 100.000 eventi al secondo più interessanti. Le informazioni sono poi registrate in una serie di 500 memorie indipendenti connesse ai vari rivelatori di CMS. A questo livello il numero degli eventi è ridotto di un fattore 2.

Il **secondo livello** unisce invece i dati raccolti da tutti i diversi rivelatori per ricostruire l'evento. Per questa fase si utilizzano sistemi informatici basati su microprocessori commerciali che, prelevando i dati registrati nelle 500 memorie dei rivelatori, li combinano e selezionano i 100 eventi al secondo più importanti. La complessità degli algoritmi utilizzati e la minor potenza di calcolo sfruttata rende questa fase molto più lenta della precedente.

Per ultimo, al **terzo livello**, gli eventi registrati vengono elaborati e filtrati da algoritmi fisici che individuano le differenti particelle che li hanno prodotti [15].

2.3 Il campo di radiazione all'interno di CMS

2.3.1 Introduzione

Le elevate energie e luminosità che saranno raggiunte da LHC, unite al fatto che le collisioni adrone-adrone producono una grande quantità di particelle secondarie, genereranno un campo di radiazione estremamente dannoso per tutti i materiali esposti ad esso [18]. La radiazione depositerà la sua energia, nel silicio, nei cristalli scintillanti, nelle strutture meccaniche, ed in tutta la componentistica elettronica situata nel rivelatore CMS, sotto forma ionizzante e non, andando ad interferire con il corretto funzionamento del rivelatore stesso. La caratterizzazione dei due tipi di energia, depositati nei materiali che costituiscono le parti interne del rivelatore, viene fatta in termini di dose assorbita e flussi di particelle. La **dose assorbita** è la misura della quantità di energia depositata in un materiale a causa del fenomeno di ionizzazione. Il **flusso di particelle** (ϕ) viene invece usato per la caratterizzazione del danno prodotto dalle particelle che, interagendo con i reticoli cristallini dei materiali, dislocano gli atomi in essi contenuti depositandovi dell'energia sotto forma non ionizzante. Il flusso di particelle integrato sul tempo di esposizione prende il nome di **fluenza di particelle** (Φ).

I risultati delle simulazioni, compiute con il codice Montecarlo FLUKA [19] per le varie parti dell'esperimento CMS, mostrano che i flussi di particelle e le dosi variano di alcuni ordini di grandezza sia lungo la linea dei fasci (coordinata z), che in direzione radiale.

Tabella 2.2 Valori caratteristici di flusso e dose differenziale nelle varie zone di CMS.

	FLUSSO (particelle x cm ⁻² x anno ⁻¹)				DOSE (Gy/anno)	
	neutroni	posizione	adroni	posizione	posizione	
TRACKER	1.0E+13	a tutti gli r (indipendente da z)	2.5E+14	bassi valori di r (indipendente da z)	~ 1.0E+05	bassi valori di r (indipendente da z)
			1.0E+12	alti valori di r (indipendente da z)	~ 1.0E+03	alti valori di r (indipendente da z)
ECAL (vicino preshower)	< 4.0E+12	barrel	contributo trascurabile		1.0E+03	barrel
	2.0E+13	endcap per bassi valori di r	contributo trascurabile		3.0E+04	endcap
	< 1.0E+12	endcap per alti valori di r	contributo trascurabile			
HCAL	trascurabile	barrel	meno del 10 % del flusso neutronico		contributo trascurabile	
	1.0E+14	endcap per bassi valori di r	meno del 10 % del flusso neutronico		2.0E+04	endcap
	~1.0E+13	endcap per alti valori di r	meno del 10 % del flusso neutronico			
HF	> 1.0E+14	interno	contributo trascurabile		500E+3	dose massima all'interno
CAMERE A	~ 10E+11	camera interna negli endcap	~ 1.0E+9	camera interna negli endcap	1.0E+01	camera interna
MUONI	~10E+10	camera esterna negli endcap	~ 1.0E+8	camera esterna negli endcap	1.0E+00	camera esterna

In 10 anni di funzionamento è stato previsto di raggiungere, nella parte più interna di CMS, a poche decine di centimetri dal punto di collisione, dosi massime di 1MGy e fluenze di più di 10^{15} particelle/cm². Questi valori si riducono poi a dosi di 10Gy e fluenze di 10^9 particelle/cm² nella parte più esterna dove sono posizionate le camere a muoni.

Nella tabella 2.2 si trovano riassunti i valori di dose e di flussi di particelle caratteristici per le diverse zone di CMS. Le simulazioni prevedono inoltre che le particelle costituenti il campo di radiazione sono distribuite in maniera uniforme per valori di pseudorapidità $\eta < 4$, e sono prevalentemente pioni carichi e neutri come mostrato in tabella 2.3 [20].

Tabella 2.3 I diversi tipi di particelle che compongono il campo di radiazione di CMS.

Particelle	Composizione del campo di radiazione
protoni	3.2 %
neutroni	3.2 %
pioni carichi	49.6 %
pioni neutri	27.8 %
elettroni - gamma	4.1 %
altre	12.1 %

Appare quindi evidente la necessità di avere a disposizione un sistema di dosimetria che sia in grado di distinguere questi due contributi al deposito totale di energia. Un regolare controllo delle dosi e delle fluenze integrate, raggiunte all'interno delle singole parti del rivelatore, può impedirne il danneggiamento (ad esempio interrompendo l'alimentazione elettrica dei componenti più esposti) e garantirne così il corretto funzionamento per molti anni. Inoltre, il segnale acquisito da questo sistema potrà essere usato nell'interpretazione dei dati fisici riguardanti le collisioni, tramite studi sul fondo di radiazione all'interno dell'esperimento [21].

Per questi motivi, il sistema dovrà poter essere letto in maniera quasi continua, durante il funzionamento della macchina, senza dover accedere all'area sperimentale; e consentirà di effettuare misure anche nei periodi di fermo dell'acceleratore in cui permarranno elevati livelli di radioattività a causa dei fenomeni di attivazione dei materiali che compongono l'esperimento stesso [22].

2.3.2 Flussi e Dosi nel *TRACKER*

Nella zona del *tracker*, al flusso di adroni carichi generato essenzialmente dalle particelle che provengono direttamente dalle collisioni, si aggiunge un flusso neutronico "di ritorno" generato dall'interazione degli adroni carichi con i materiali pesanti (PbWO₄) che costituiscono l'ECAL. Le simulazioni riportate in figura 2.24, hanno dimostrato che i flussi di neutroni e di adroni carichi sono uniformi lungo l'asse dei fasci dell'esperimento e molto variabili invece sul piano XY a causa dell'intenso campo magnetico presente. Per questo motivo si

prevede di avere flussi di neutroni e adroni rispettivamente di 10^{13} particelle \times $\text{cm}^{-2} \times \text{anno}^{-1}$ e 10^{14} particelle \times $\text{cm}^{-2} \times \text{anno}^{-1}$ a distanze inferiori di $r = 20$ cm rispetto al punto di interazione [20]. La figura 2.25 mostra invece la dose depositata nel *tracker*: anche in questo caso le dosi sono uniformi lungo la coordinata z . A meno di 10 cm dalla linea dei fasci si possono raggiungere dosi differenziali di poco meno di 100 kGy/anno [23].

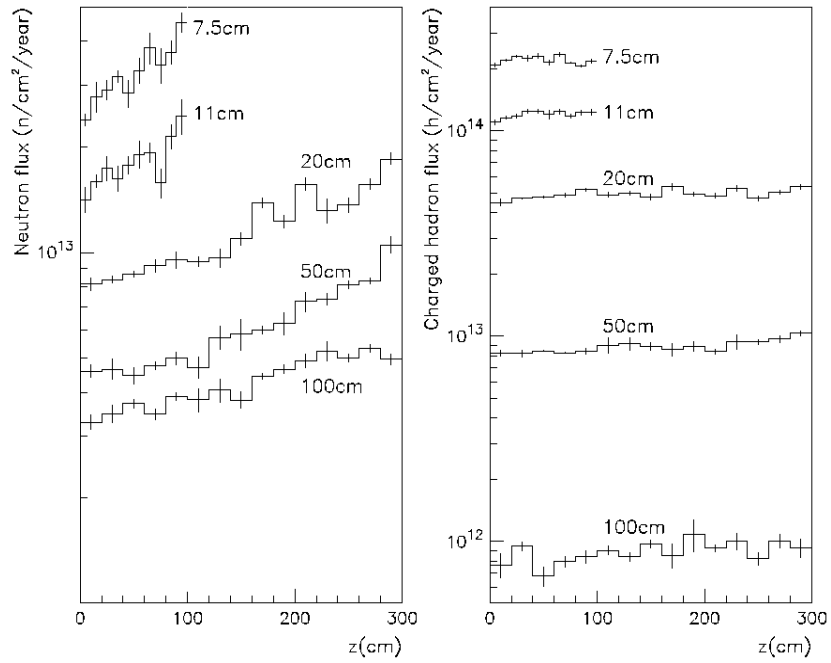


Figura 2.24 Flussi di neutroni e adroni carichi a differenti raggi nel TRAK.

L'interazione delle radiazioni con il silicio che costituisce il *tracker* si traduce, con il passare del tempo, in una decrescita dell'efficienza nell'individuazione delle particelle da parte del sistema stesso.

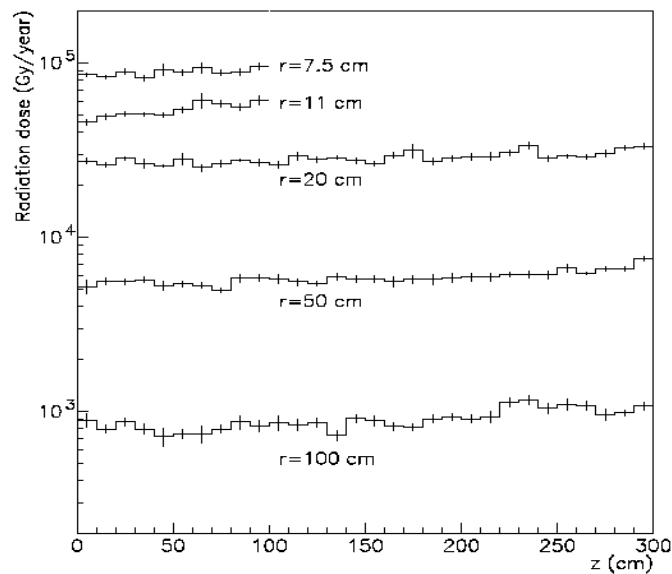


Figura 2.25 La dose all'interno del *Tracker* a diverse posizioni radiali.

2.3.3 Flussi e Dosi nei Calorimetri ECAL e HCAL

In entrambi i calorimetri, le simulazioni hanno mostrato una significativa differenza nei valori di dose e fluensa previsti per la zona *barrel* rispetto alla zona degli *endcaps*.

Per quello che concerne la zona del *barrel* di entrambi i calorimetri (EB/HB), il flusso di neutroni è di intensità trascurabile (minore di 10^{12} particelle \times cm^{-2} \times anno^{-1}) ed il flusso di adroni, in tutte le zone degli stessi è stato stimato essere meno del 10 % di quello neutronico, quindi può essere anch'esso trascurato.

La dose depositata prevista nella regione del *barrel* dei calorimetri sarà pari a 1 kGy/anno, sulla superficie dell'ECAL vicina al *tracker*. Questo valore viene poi diminuito drasticamente dal materiale che compone l'ECAL fino a diventare trascurabile, allontanandosi in direzione radiale, a partire da valori di raggio di circa 2 metri.

Negli *endcaps* invece (zone HE/EE), il flusso di neutroni, generato nell'ECAL stesso, è considerato il più critico in quanto ancora dell'ordine di 10^{13} - 10^{14} particelle \times cm^2 \times anno^{-1} in ambo i calorimetri e nello spazio vuoto tra di loro come mostrato in figura 2.26, mentre le dosi sono però significativamente minori rispetto a quelle nel *tracker* (dell'ordine di 10^4 Gy/anno in luogo dei 10^5 Gy/anno nel TRAK). La figura 2.27 mostra le dosi stimate negli *endcaps* dei calorimetri. Le elevate dosi che si registrano nell'HCAL sono dovute principalmente all'interazione tra i neutroni e l'idrogeno dello scintillatore plastico che lo compone [18][23].

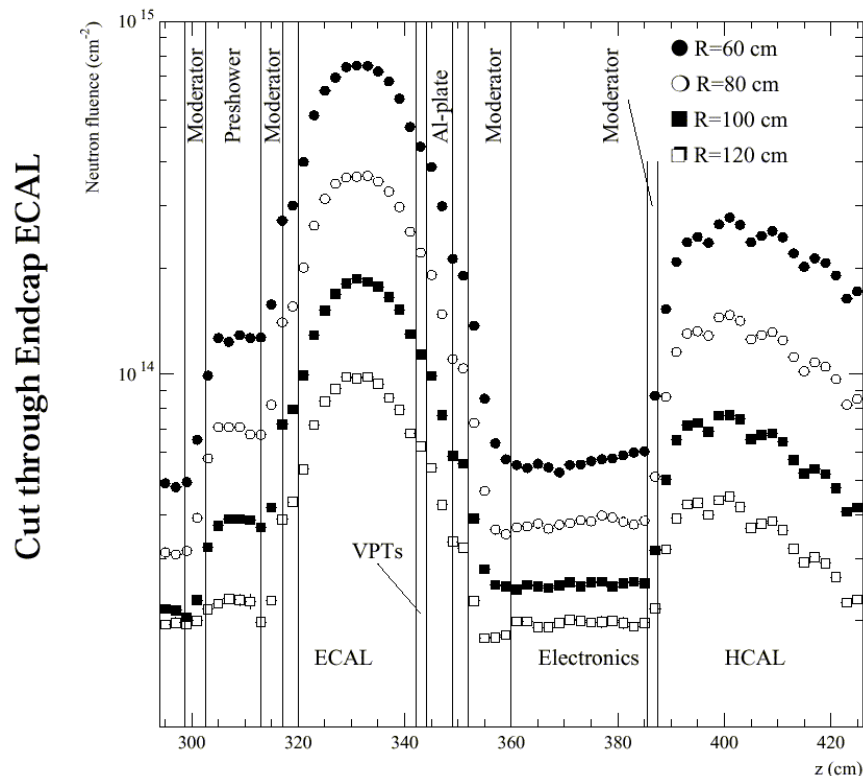


Figura 2.26 Fluense neutroniche ($E > 100$ keV) in uno dei due *endcaps* nella regione dei calorimetri.

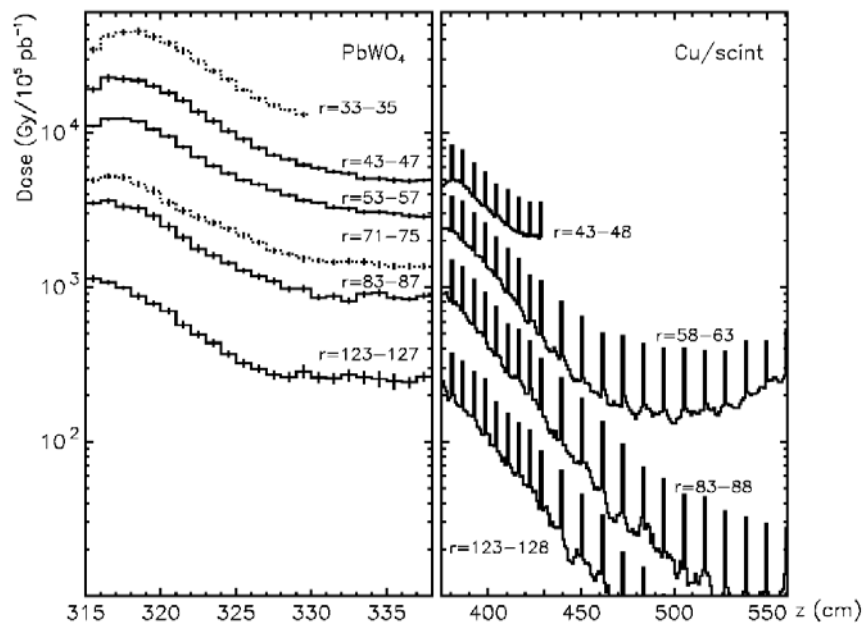


Figura 2.27 Dose, a diversi valori di raggio, negli *endcaps* dei calorimetri (ECAL a sinistra, HCAL a destra) di CMS [20].

La principale problematica indotta dagli elevati livelli neutronici presenti in questa regione è il danno indotto per perdita di energia non ionizzante nei sistemi elettronici di lettura e nei fotodiodi che si trovano, per la maggior parte, nello spazio vuoto tra i due calorimetri. I materiali scintillanti dell'ECAL e dell'HCAL soffrono inoltre di problemi di degradazione del potere di trasmissione del segnale luminoso a causa dell'esposizione alle radiazioni.

2.3.4 Flussi e Dosi nel calorimetro in avanti (HF)

A causa della sua posizione prossima alla linea dei fasci ($3.0 < |\eta| < 5.0$), il calorimetro adronico HF assorbe una quantità di energia, proveniente direttamente dalle collisioni, cinque volte superiore a quella assorbita dai calorimetri nella regione centrale dell'esperimento.

Le interazioni tra gli adroni e i materiali pesanti che lo compongono generano un flusso neutronico maggiore di 10^{14} particelle \times $\text{cm}^2 \times \text{anno}^{-1}$, e una dose massima di 500 kGy come visibile in figura 2.28.

La struttura composta da fibre al quarzo in una matrice di acciaio rende però HF molto resistente alle radiazioni ed in grado di sopportare l'intenso flusso di particelle che si genera al suo interno.

Il problema maggiore generato dall'elevato livello neutronico, è che questo si mantiene tale anche a qualche metro di distanza dal calorimetro HF stesso e può interferire con il funzionamento dell'elettronica di lettura posta vicino ad esso. Un efficiente schermaggio composto da polietilene e da materiali borati è quindi necessario per ridurre e termalizzare questi intensi flussi [18][23].

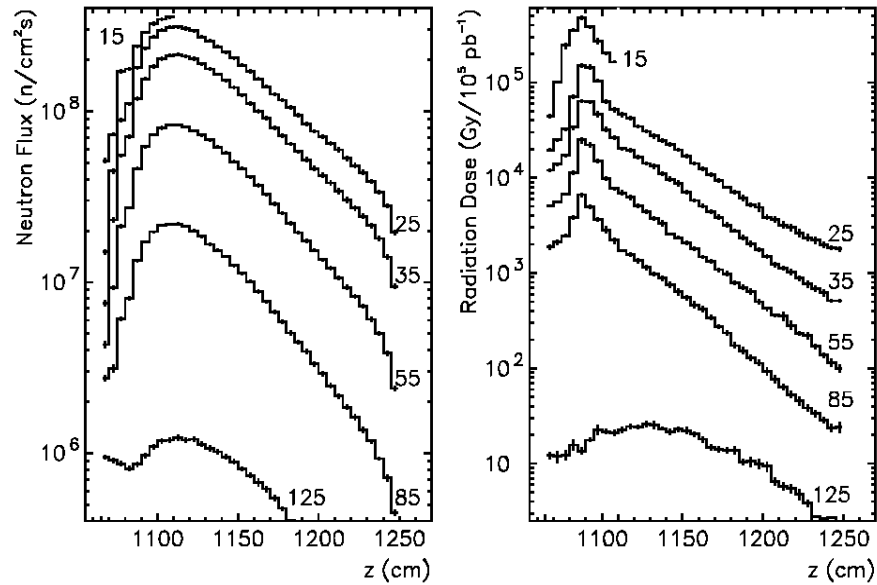


Figura 2.28 Flusso neutronico (sinistra) e Dose (destra) nel calorimetro HF per diversi valori di raggio in funzione della coordinata z.

2.3.5 Flussi e Dosi nel sistema di camere a muoni

Gli adroni per interazione diretta, i neutroni ed i fotoni tramite produzione di secondari carichi, possono creare un intenso "fondo" di radiazione all'interno delle camere a muoni. Per i neutroni altre reazioni nucleari come la cattura radiativa o la diffusione elastica, all'interno del materiale che costituisce la camere stesse, possono ancora contribuire ad aumentare questo fondo che interferisce notevolmente con i segnali prodotti dai muoni.

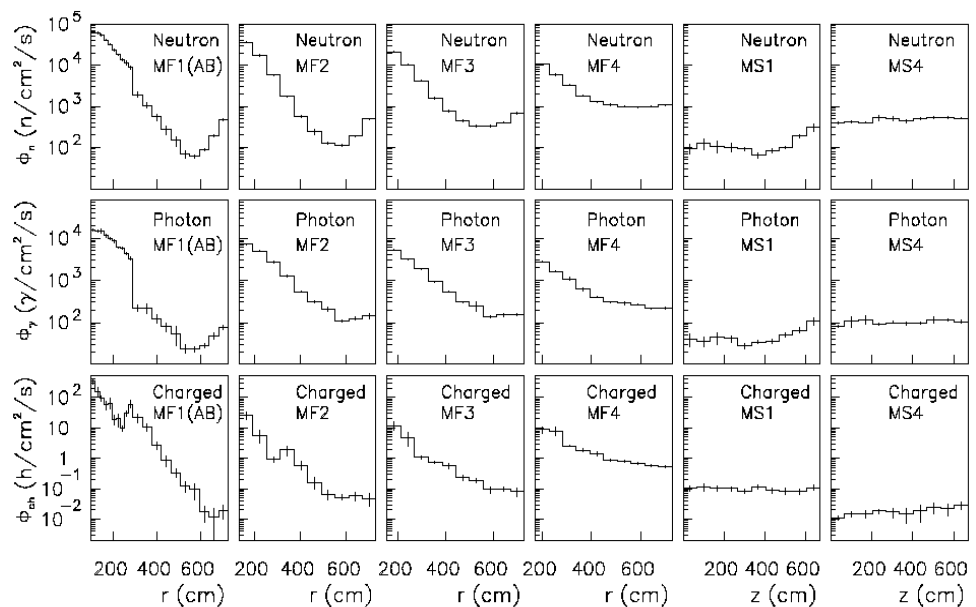


Figura 2.29 Flussi di neutroni, fotoni, e particelle cariche nelle 4 stazioni del rivelatore di muoni dell'endcap (MF1 - MF4), nella prima (MS1) e nell'ultima (MS4) del barrel.

In figura 2.29 sono riportati i risultati delle simulazioni nelle diverse stazioni muoniche: si noti come il contributo al fondo di radiazione delle tre specie di particelle sia nettamente maggiore negli *endcaps* rispetto al *barrel* (fino a tre ordini di grandezza). Materiali schermanti sono stati così accuratamente scelti in modo da ridurre i flussi a $10^{10} \div 10^{11}$ particelle \times cm^{-2} \times anno^{-1} per i neutroni e $10^8 \div 10^9$ particelle \times cm^{-2} \times anno^{-1} per gli adroni carichi nelle regioni degli *endcaps*.

In questa regione (oltre 3.5 metri di raggio dal punto d'interazione), la grande quantità di materiali interposti hanno ridotto i valori di dose assorbita a meno di 10 Gy/anno.

2.4 Il campo di radiazione all'esterno di CMS

Nella figura 2.30 si possono vedere i risultati delle simulazioni ottenuti per la caverna che conterrà l'esperimento.

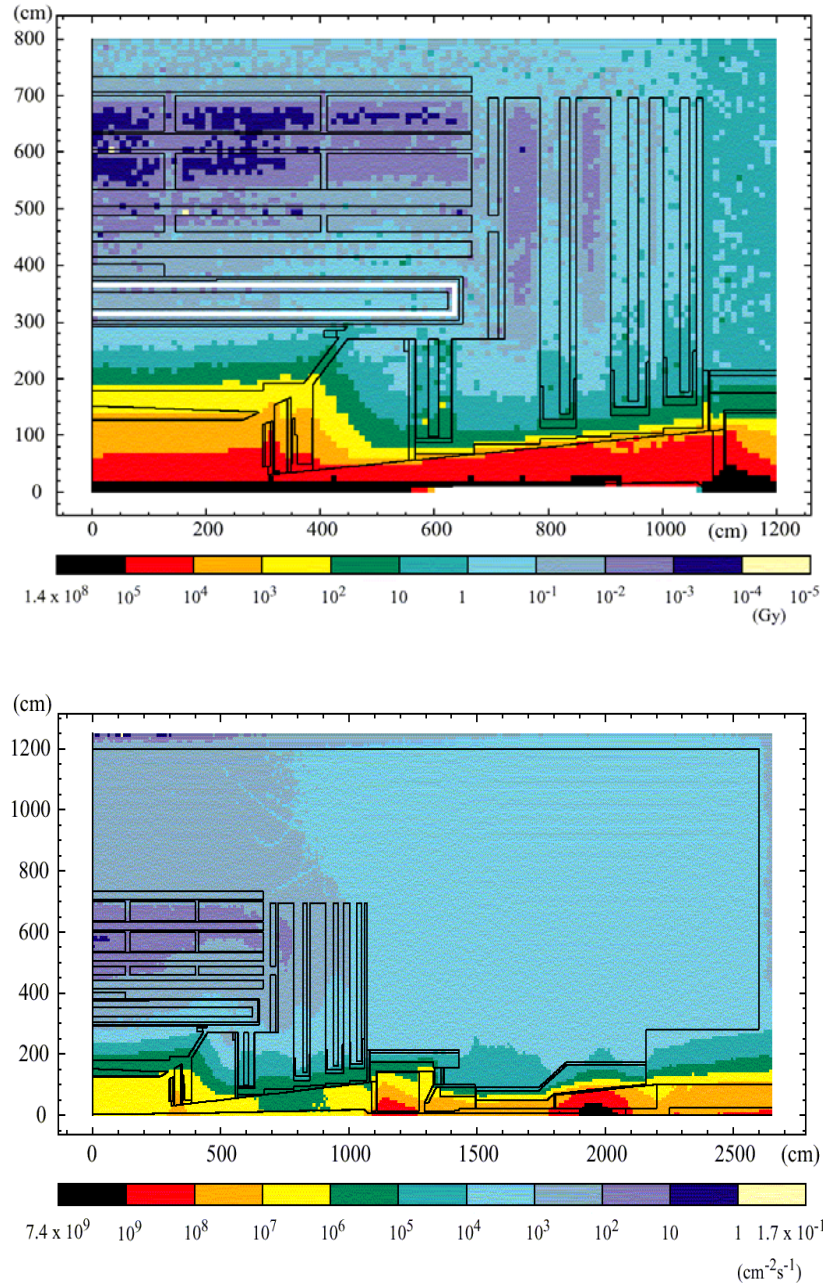


Figura 2.30 Dose integrata su 10 anni di funzionamento (figura superiore) e flusso di neutroni con $E > 100$ keV (figura inferiore) ottenuti dalle simulazioni nella caverna dell'esperimento durante il funzionamento dell'acceleratore a luminosità nominale [20].

Come si può vedere, al centro della caverna sperimentale si avranno flussi di neutroni inferiori a 10^{10} particelle $\times \text{cm}^{-2} \times \text{anno}^{-1}$ e dosi comprese tra 1 e 0.1 Gy/anno. Gli adroni carichi forniscono invece un contributo trascurabile al campo di radiazione esterno all'esperimento. La valutazione ed il controllo del

campo di radiazione nella caverna sperimentale è di fondamentale importanza, non solo per la protezione della numerosa componentistica elettronica che sarà ospitata nello spazio disponibile attorno all'esperimento, ma anche per il controllo della radioattività indotta dovuta alle interazioni dei protoni, pioni e neutroni ad alte energie con i materiali presenti [24].

Capitolo 3

Dosimetri al Silicio

Nei primi anni '80, a seguito delle richieste dell' Agenzia Spaziale Europea, alcune industrie iniziarono lo sviluppo di MOSFET sensibili alle radiazioni, con lo scopo di progettare dei sistemi di misura del campo di radiazione solare, per acquisire maggiori conoscenze su particolari fenomeni spaziali quali le tempeste solari.

Oggi, dopo anni di ricerca e sviluppo in questo campo, i dosimetri MOSFET sono prodotti commerciali per diverse applicazioni: nell'industria nucleare, nelle applicazioni cliniche, in ogni tipo di industria che utilizzi sorgenti radioattive e che necessiti di sistemi per la dosimetria personale [25].

Anche se nel campo della dosimetria personale questi dispositivi al silicio presentano un limite, dovuto alla difficoltà nel convertire la dose assorbita in equivalente di dose riferita al tessuto umano (acqua o muscolo) essi hanno però il pregio di essere dello stesso materiale della maggior parte della componentistica e delle strumentazioni, che possono essere soggette a campi di radiazione negli ambiti scientifici e industriali [26].

In generale tutte le varie giunzioni di silicio (diodi) e i dispositivi MOS (Metallo Ossido Semiconduttore) possono essere usati per effettuare misure di fluenze di particelle e di dosi. Questi dosimetri hanno il grosso vantaggio di fornire l'informazione dosimetrica senza bisogno di prelevarli dal campo di radiazione, fornendo quindi un'informazione "remota" ed in tempo reale. Qui di seguito si dà una descrizione del loro principio di funzionamento.

3.1 Diodi $p^+/n/n^+$

3.1.1 Danno nel silicio indotto dal campo di radiazione

Le collisioni elastiche tra le particelle e gli atomi possono dislocare gli stessi dalle loro posizioni nel reticolo cristallino del materiale, quando l'energia trasferita durante la collisione è maggiore di quella di legame. Il posto lasciato libero nel reticolo è chiamato **vacanza** (difetto nel reticolo cristallino). L'atomo rimosso, nella maggioranza dei casi, possiede l'energia sufficiente per dislocare a sua volta altri atomi mediante collisioni successive, producendo un fenomeno a valanga e la creazione di una cascata di vacanze. Sia gli atomi dislocati dalle loro posizioni reticolari, che le vacanze possono combinarsi a formare grappoli rendendo permanente il danno reticolare, oppure possono ricombinarsi tra di loro "cancellando" le tracce prodotte dal passaggio della radiazione, in quanto sono entrambi dotati di una certa mobilità all'interno del solido.

L'energia spesa dalla radiazione per modificare, nel suddetto modo, la struttura cristallina dei materiali viene indicata come perdita di energia sotto forma non ionizzante.

Esperimenti e simulazioni hanno portato a concludere che, nel silicio, la moltitudine di collisioni degli atomi dentro il reticolo cristallino, producono un danno che è lo stesso per i neutroni, i protoni, gli elettroni e per molte altre particelle cariche, in un vasto intervallo di energie; l'ammontare di questo danno dipende invece dal tipo di particella e dall'energia posseduta dalla stessa [27].

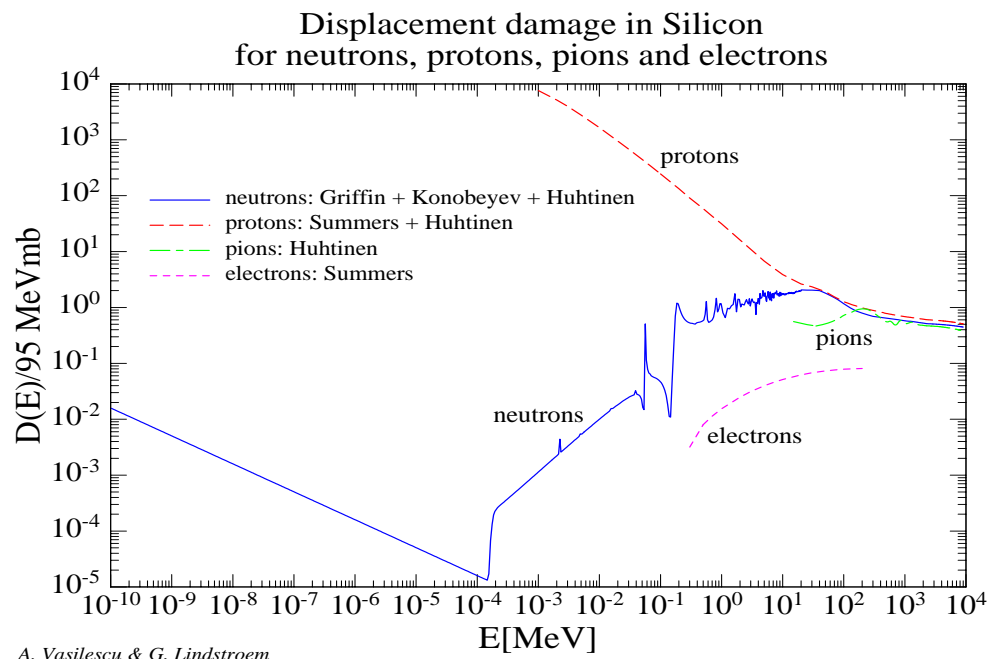


Figura 3.1 Fattore di durezza K per neutroni, protoni, elettroni e pioni nel silicio [28].

Il danno prodotto dalle diverse particelle energetiche è proporzionale all'energia cinetica rilasciata nel mezzo mediata sullo spettro energetico (D) nel processo di dislocazione degli atomi. Inoltre, per permettere il confronto tra i dati ottenuti nei test effettuati nelle diverse aree di irraggiamento con fasci di particelle di diverse energie, è stato scelto di prendere come riferimento il valore di D calcolato per neutroni di energia 1 MeV (D_n) che nel silicio è [29]:

$$D_n(1MeV) = 95MeVmb \quad (3.1)$$

Sulla base della suddetta normalizzazione, il danno prodotto da una particella di energia E , rispetto a quello prodotto dai neutroni di energia 1 MeV, è descritto dal **fattore di durezza** $k(E)$ definito come segue:

$$k(E) = \frac{D(E)}{D_n(1MeV)} \quad (3.2)$$

Nella figura 3.1 sono rappresentati i valori di $k(E)$ per protoni, pioni, elettroni e neutroni nel silicio. Conoscendo i valori di $k(E)$ per le diverse energie e per le diverse particelle è così possibile definire la fluenza equivalente ad 1 MeV di neutroni: la fluenza per un dato tipo di particella che produce la stessa quantità di danneggiamento di quella prodotta da un fascio monoenergetico di neutroni con l'energia di 1 MeV [29][30].

Le particelle cariche e i fotoni, interagendo con il silicio, possono creare al suo interno anche delle coppie elettrone/lacuna, a causa del fenomeno di ionizzazione. Nei dispositivi a semiconduttore che operano a temperatura ambiente, le coppie elettrone/lacune vengono però velocemente ricombinate per opera dei campi elettrici intrinseci: **non sono perciò visibili effetti permanenti sulle proprietà elettriche del silicio dovuti a questo tipo di interazione** [31].

3.1.2 Effetto della perdita di energia non ionizzante nel silicio

I difetti reticolari indotti dalla radiazione nel silicio, agiscono provocando una **ricombinazione dei portatori minoritari di carica** (elettroni e lacune nei semiconduttori di tipo n e di tipo p rispettivamente). In particolare, il parametro microscopico più sensibile a questo fenomeno di ricombinazione nei semiconduttori sottoposti ad irraggiamento, è la **vita media** (τ) dei portatori stessi [32]. La teoria delle ricombinazioni di Shockley-Read-Hall [27] prevede che quando è presente un piccolo eccesso di portatori di carica (silicio ad alta resistività) la vita media varia secondo la seguente legge:

$$\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} = K_T \Phi \quad (3.3)$$

dove nella equazione 3.3 τ_0 e τ sono la vita media dei portatori di carica minoritari prima e dopo l'irraggiamento, K_T una costante che descrive il danno provocato nel materiale semiconduttore (dipendente dal materiale, dal tipo di particella, dalla temperatura, etc .) ed Φ è la fluenza delle particelle [32][33]. La costante di danno è così un pratico fattore che assume che, utilizzando silicio ad alta resistività, la degradazione del trasporto al suo interno è lineare e può essere usata anche per la misura del danno provocato da una fluenza di particelle [27].

3.1.3 Principio di funzionamento dei diodi $p^+/n/n^+$

La scelta di un sensore per la misura del danno prodotto dalle radiazioni nel silicio non poteva ricadere che su un dispositivo costruito con lo stesso materiale. I dispositivi a semiconduttore, sensibili alla componente non ionizzante della radiazione, non sono altro che diodi $p^+/n/n^+$: cioè una giunzione formata da due strati di semiconduttori drogati, tra cui è interposto uno strato intrinseco ad elevata resistività⁴ (base), come mostrato in figura 3.2. Più è elevata la resistività della base, più la vita media dei portatori di carica si riduce, a causa del danno prodotto dalla radiazione. Viceversa, un eccesso di portatori di carica (bassa resistività della base) diminuisce la probabilità di ricombinazione e aumenta la probabilità di ri-emissione dei portatori stessi dai difetti reticolari, mascherando l'effetto della radiazione sulle caratteristiche del dispositivo stesso.

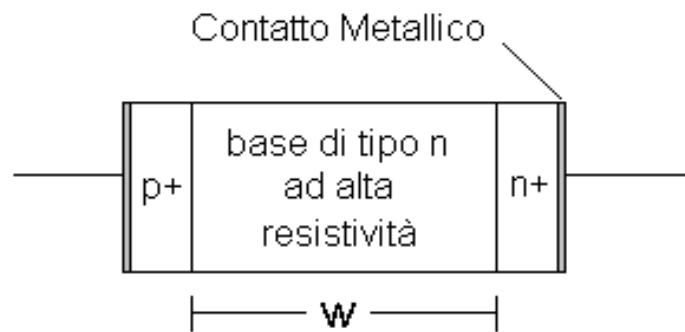


Figura 3.2 Schema di un diodo $p-i-n$.

La variazione della vita media dei portatori compare (come termine del tipo " $1/\tau$ ") nella equazione della caratteristica V-I diretta del diodo, come mostrato nella equazione 3.4 [33][34]:

$$V_F = R_{base} \times I_F \propto \frac{W^2}{\tau} \times I_F \quad (3.4)$$

4 questa particolarità costruttiva è il motivo per cui in letteratura si trova la doppia nomenclatura diodi $p^+/n/n^+$ oppure $p-i-n$: la drogatura della base è talmente esigua per conferire l'alta resistività che il silicio può essere considerato intrinseco.

dove, oltre alla tensione (V_F) e alla corrente (I_F) diretta compare la larghezza della base (W).

In questo modo alla decrescita della vita media (τ) indotta dal danno da radiazione, corrisponde un aumento lineare della tensione diretta dello stesso, quando polarizzato con una corrente costante. Si noti ancora come, aumentando la larghezza della base (W), si aumenti di molto la sensibilità del dispositivo per una stessa variazione di τ , siccome si aumenta la probabilità che i portatori minoritari vengano catturati durante il loro movimento attraverso la giunzione semiconduttrice [34].

Il circuito di misura più utilizzato per la lettura di questi dispositivi è quello mostrato in figura 3.3, in cui viene misurata la tensione diretta tra l'anodo A e il catodo C mantenuto al potenziale di terra [32].

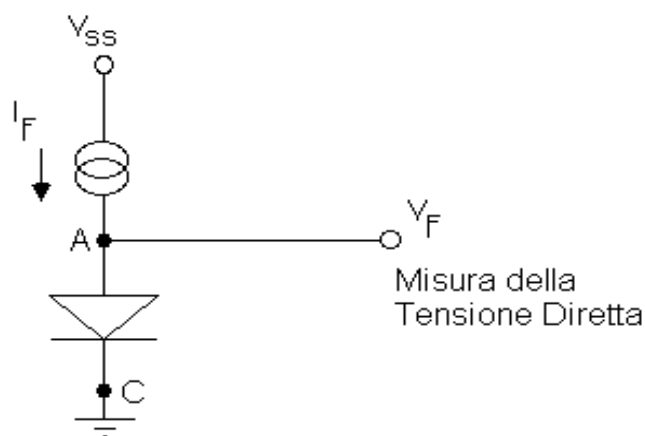


Figura 3.3 Configurazione del circuito di misura per i diodi.

3.2 Transistors ad effetto di campo sensibili alle radiazioni (RadFETs)

3.2.1 I MOSFETs

I FET (transistor ad effetto di campo) sono dei dispositivi elettronici a semiconduttore in cui la corrente che fluisce al loro interno viene controllata attraverso un campo elettrico. La corrente è costituita da cariche di un'unica polarità che scorrono in un canale tra un terminale detto di *Source* (S) e uno detto di *Drain* (D), mentre il campo elettrico (trasversale al canale) è generato da una tensione applicata ad un terminale chiamato *Gate* (G).

Il transistor MOSFET è un particolare tipo di FET in cui il *Gate* è isolato dal canale per mezzo di uno strato di isolante, che solitamente è ossido di silicio (SiO_2) [35].

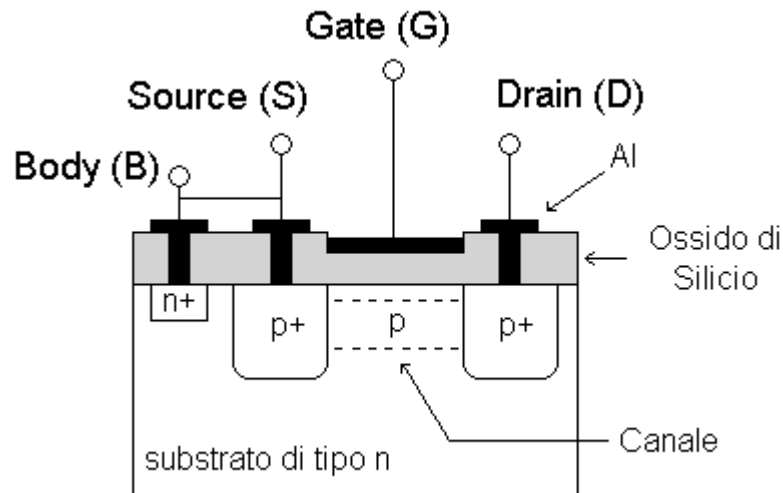


Figura 3.4 Schema di un p-MOS. Si noti che il substrato viene normalmente collegato al *Source* tramite il terminale *Body* (B), questo per impedire che le giunzioni p-n (substrato/*source* e substrato/*drain*) conducano in assenza di una tensione applicata al *gate*.

La figura 3.4 mostra, in maniera molto schematica, la struttura di un MOSFET. A seconda che il canale sia costituito da un semiconduttore drogato di tipo n oppure di tipo p si parla di dispositivi n-MOS o dispositivi p-MOS.

La scoperta che la carica generata dalla componente ionizzante della radiazione può rimanere intrappolata nello strato di SiO_2 (posto a contatto con il silicio nei dispositivi MOS) e influenzare le caratteristiche di funzionamento dello stesso, ha reso naturale lo sviluppo di transistor in cui questo fenomeno viene sfruttato in maniera vantaggiosa per la misura della quantità di ionizzazione. Questi MOSFETs dotati di una particolare sensibilità alle radiazioni sono stati chiamati **RadFETs**, da **Radiation-Sensitive Field-Effect Transistor** [36].

3.2.2 Creazione della carica per ionizzazione nell'ossido di silicio

Quando la radiazione interagisce con l'ossido di silicio, a causa del processo di ionizzazione, gli elettroni presenti nella banda di valenza del SiO_2 vengono eccitati e portati nella banda di conduzione, dove acquisiscono una certa mobilità. L'energia necessaria per ionizzare un atomo nel reticolo dell'ossido di silicio è pari a 18 eV. A seguito di questo spostamento di elettroni si formano, nella banda di valenza, delle lacune (cariche positivamente) che possiedono pure una certa mobilità, anche se nettamente minore a quella dei rispettivi elettroni.

Sia gli elettroni che le lacune così generate hanno quindi la capacità di diffondere all'interno del mezzo, compiendo dei "cammini stocastici": in questo modo parte delle coppie generate possono ricombinarsi. Se poi, durante l'esposizione al campo di radiazione, l'ossido è polarizzato con una tensione (solitamente indicata con V_T), il campo elettrico fa muovere gli elettroni e le lacune in direzioni opposte contribuendo alla loro separazione e rendendo così più bassa la probabilità di una loro ricombinazione. In entrambi i casi comunque, mentre gli elettroni si muovono rapidamente verso l'esterno, le lacune, penetrando sempre più all'interno dello stato di ossido, possono incontrare dei difetti reticolari e rimanere intrappolate (Figura 3.5) [27].

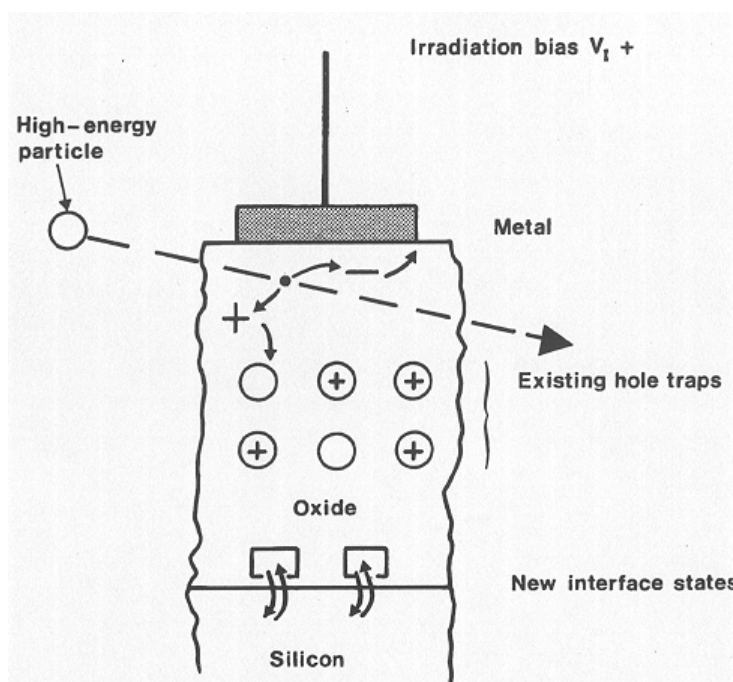


Figura 3.5 Generazione e successivo intrappolamento della carica nello strato di ossido dei RadFETs.

La componente non ionizzante del campo di radiazione non provoca invece effetti rilevabili nei dispositivi in questione; infatti se la radiazione trasferisce energia al SiO_2 generando dei difetti reticolari, questi non vengono misurati in quanto l'ossido è un materiale amorfo e la sua struttura è già disordinata e ricca di difetti reticolari anche in assenza dell'interazione con la radiazione [37].

3.2.3 Meccanismo di intrappolamento della carica nell'ossido di silicio

Durante la fabbricazione dei transistor con la tecnologia MOS il substrato di silicio è esposto ad un gas ossidante ad alta temperatura (ad esempio una mistura di ossigeno e vapor d'acqua) che permette di far sviluppare in maniera controllata del SiO₂ amorfo. Questo, eccetto nelle regioni di interfaccia, è puro e stechiometrico, salvo per la presenza al suo interno di una piccola quantità di idrogeno. La fase di raffreddamento, dopo il processo di ossidazione, è quella più critica per la formazione di difetti reticolari localizzati all'interno dell'ossido, in cui i portatori liberi di carica (come gli elettroni e/o le lacune generate dalla radiazione ionizzante) possono essere intrappolati [38]. Le trappole non sono quindi altro che nuovi livelli energetici, creati dai difetti reticolari nell'intervallo energetico di 9 eV tra le bande di conduzione e valenza nel SiO₂.

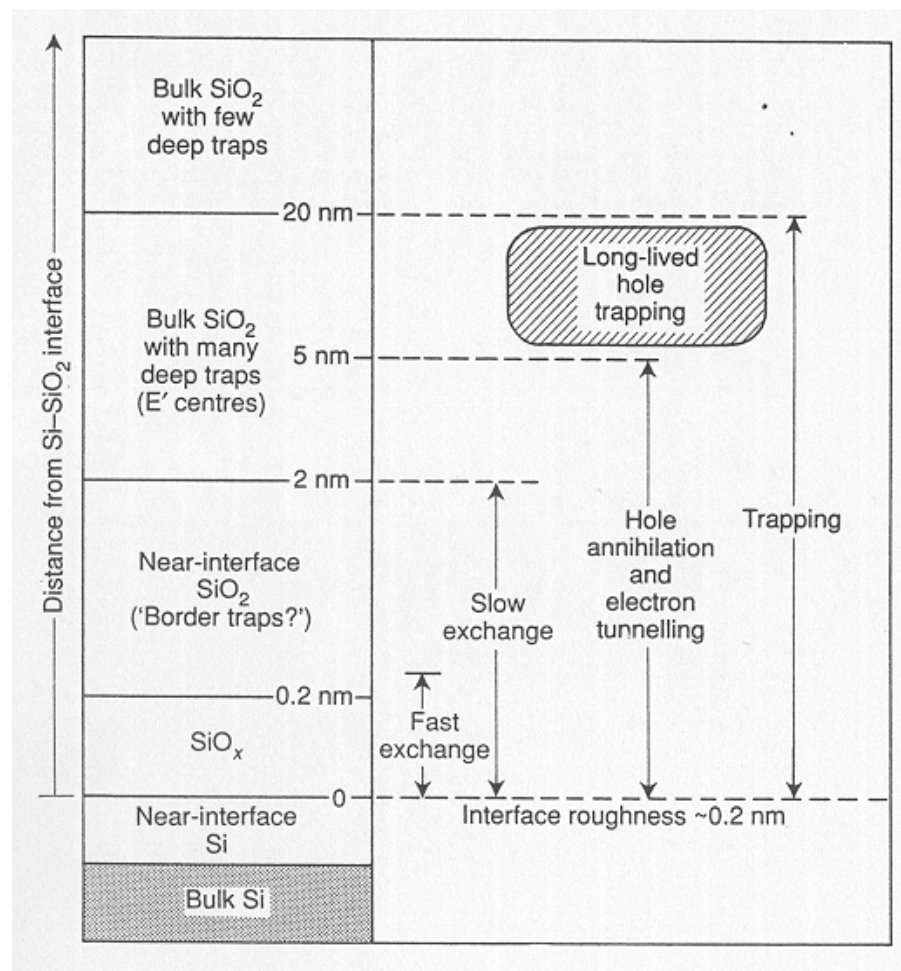


Figura 3.6 Localizzazione delle trappole vicino all'interfaccia silicio/ossido in un dispositivo MOS.

L'intrappolamento della carica negli strati di ossido è concentrato nella regione più prossima all'interfaccia Si-SiO₂. Una classificazione dettagliata di questa regione, in cinque zone, è riassunta in figura 3.6 (Helms 1988) [27]. Sulla sinistra della figura 3.6 si può vedere la suddivisione della regione d'interesse ottenuta mediante osservazioni al microscopio, mentre sulla destra sono mostrate le

posizioni e i processi che sono coinvolti nella generazione e nel decadimento della carica intrappolata nell'ossido vero e proprio e proprio e nelle regioni più a stretto contatto con il Si. Quando le lacune, generate dalla ionizzazione nella massa di ossido che si trova sopra i 20 nm, diffondono nelle regioni sottostanti a questa, esse vengono intrappolate. Quelle che penetrano più in profondità, arrivano invece in una zona ricca di elettroni provenienti per effetto tunnel dal Si e sono rapidamente ricombinate (vedi *tunnelling* schematizzato in figura 3.7).

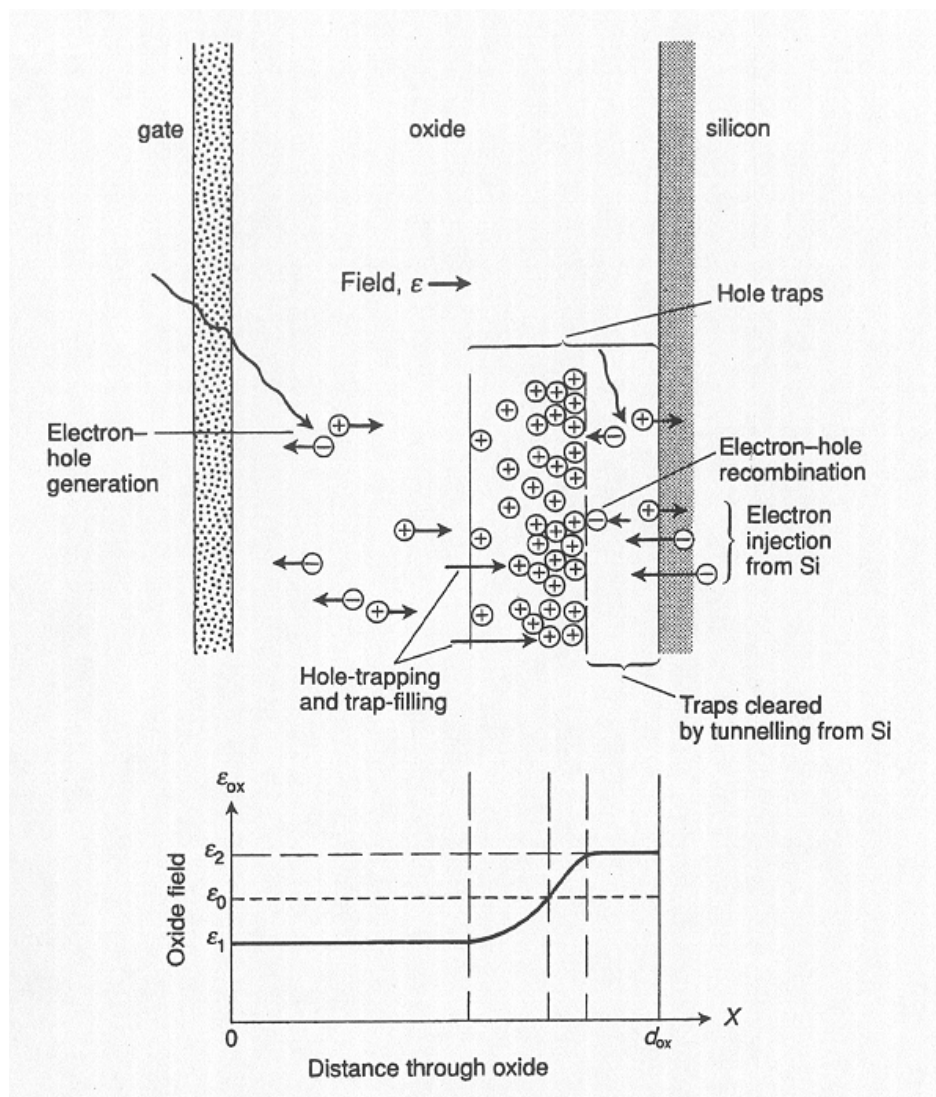


Figura 3.7 Formazione della Q_{ot} e campo elettrico all'interno dell'ossido.

Il risultato di questi due fenomeni contrapposti è la formazione di uno strato di carica permanente, concentrato tra i 5 e i 20 nm dall'interfaccia con il silicio, che viene indicato con Q_{ot} .

E' ancora importante ricordare che una certa quantità di elettroni provenienti per *tunnelling* dal silicio, con il passare del tempo, riesce a raggiungere e ricombinare la carica accumulata in maniera permanente: con il passare del tempo quindi una frazione della carica (indicata Q_{ota}) viene persa in questo fenomeno di rilassamento più noto con il nome di *annealing* che sarà discusso dettagliatamente nel paragrafo 3.2.8 [27].

La regione di ossido prossima all'interfaccia con il semiconduttore (sotto i 2 nm in figura 3.6) è anch'essa ricca di difetti reticolari, cioè di trappole chiamate di bordo e originate per lo più da legami chimici incompleti, dovuti al contatto tra due specie chimicamente differenti (Si/SiO₂). In particolare, questi difetti di bordo sono in grado di intrappolare sia elettroni che lacune e possono cambiare di stato molto velocemente, a seconda della disponibilità di uno o dell'altro tipo di portatori liberi di carica. La carica intrappolata in questi livelli energetici fornisce quindi un contributo instabile e può influenzare la caratteristica di risposta dei dispositivi durante e dopo l'irraggiamento; questo fenomeno di instabilità sarà discusso nel paragrafo 3.2.6. Per minimizzare il più possibile questi difetti, i moderni processi tecnologici prevedono l'aggiunta di un ulteriore strato di atomi di idrogeno per passivare i legami chimici rimasti incompleti, quindi attivi come trappole. Nonostante che in questo modo il numero di trappole di bordo venga di molto diminuito, diversi tipi di stress come l'effetto delle radiazioni o gli elettroni provenienti per *tunnelling* dallo strato di silicio, possono rompere nuovi legami chimici e generare nuovi stati di interfaccia.

La presenza dell'idrogeno lascia inoltre la zona di interfaccia Si/SiO₂ in una condizione di metastabilità, anch'essa disturbata dagli stress indotti dalle radiazioni e dallo stato dei portatori di carica all'interno dello strato di silicio, che è una ulteriore sorgente di instabilità durante il funzionamento dei dispositivi [37].

3.2.4 I RadFETs: principio di funzionamento

I RadFETs sono transistori p-MOS, in cui il processo di accrescimento dello strato di ossido è controllato in maniera tale da permettere la formazione del maggior numero di trappole stabili, per massimizzare l'accumulo della carica prodotta per ionizzazione al suo interno.

Inoltre è ancora opportuno ricordare come il contributo alla risposta del dispositivo dovuto alla componente non ionizzante del campo di radiazione sembra essere trascurabile. Infatti il danno nello strato di silicio può essere trascurato, grazie alla bassa resistività del silicio stesso utilizzato nella produzione del substrato (i.e. silicio estrinseco con elevato drogaggio) [37].

La carica positiva, accumulata nello strato di ossido, induce una carica immagine negativa nel substrato di silicio e altera a sua volta il valore della tensione di *Gate* in quanto, al crescere della carica intrappolata, decresce la conduttività del canale p tra i terminali *Drain* e *Source*. Il risultato è, come mostrato in figura 3.8, uno spostamento della tensione di soglia⁵ (ΔV_t) verso valori sempre più negativi.

⁵ Valore della tensione tra i terminali *Gate* e *Source* del dispositivo, richiesto per permettere il passaggio della corrente I_{ds} attraverso il canale p.

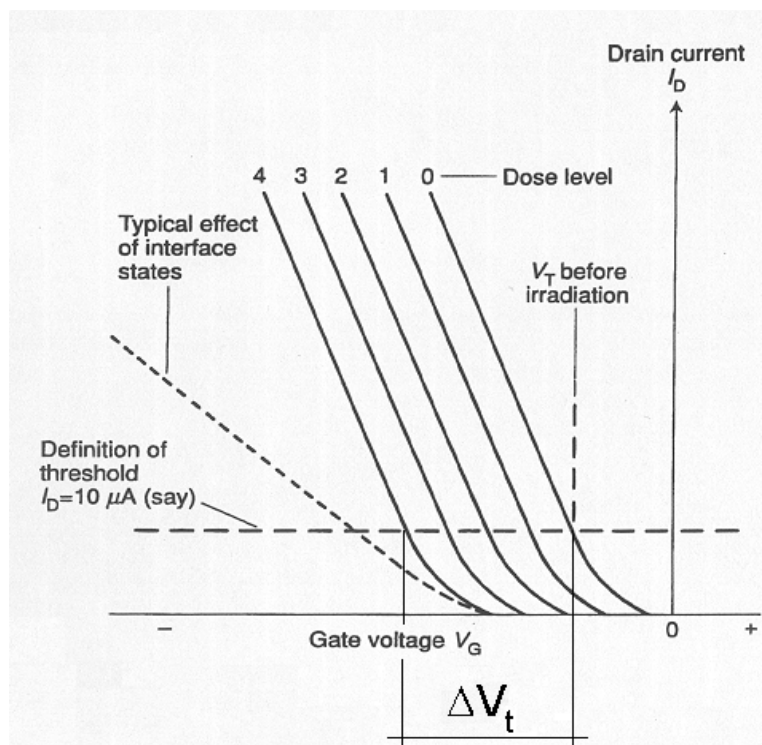


Figura 3.8 Traslazione della caratteristica di un RadFET con l'aumentare della dose (da 0 a 4). La linea tratteggiata mette in evidenza la deformazione della caratteristica prodotta dalla carica intrappolata all'interfaccia.

Il parametro più conveniente da misurare sul dispositivo risulta, così, la tensione di *Gate*, per cui il canale è in grado di far fluire una corrente predefinita tra *Drain* e *Source* (I_D), come mostrato in figura 3.9. Il valore della corrente da utilizzare per misurare V_t viene fornito direttamente dal produttore del dispositivo ed è tipicamente compreso tra 10 e 200 μA [38].

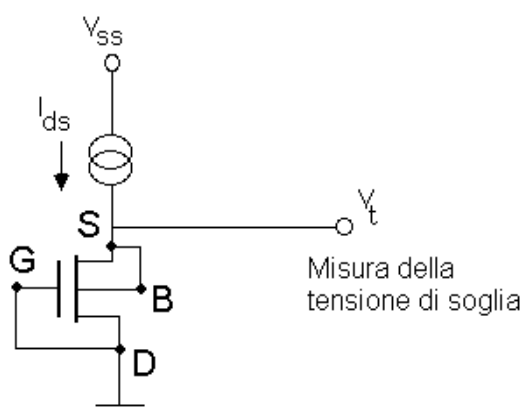


Figura 3.9 Configurazione del circuito di misura per i RadFETs.

Dal punto di vista costruttivo risulta evidente che, con l'aumentare dello spessore dell'ossido, aumenta la quantità di energia depositata dalle radiazioni per ionizzazione, cioè il numero di lacune intrappolate: Q_{ot} aumenta linearmente con lo spessore [27]. Questo ha come conseguenza che, a parità di

intensità della radiazione incidente, negli ossidi più spessi rimarrà intrappolata una quantità maggiore di carica e l'aumento di V_t (che cresce con il quadrato dello spessore dell'ossido) sarà più elevato che nei dispositivi con strati di ossido più sottili, conferendo agli stessi una maggiore sensibilità. D'altro canto, più carica viene intrappolata, più rapido sarà l'esaurimento delle trappole disponibili e più limitato l'intervallo dinamico del dispositivo.

3.2.5 Modello per la curva di calibrazione

Siccome ΔV_t non varia linearmente con la dose, è necessaria una calibrazione, cioè una curva di risposta in un campo di radiazione noto per poter convertire le letture in tensione dei RadFETs nella dose assorbita. A tutt'oggi, le curve di calibrazione fornite dai produttori sono ottenute con sorgenti γ (tipicamente ^{60}Co) [39]. Il grafico di ΔV_t in funzione della dose si presenta come una curva crescente; la forma di questa curva caratteristica è strettamente legata al valore della tensione V_I (Figura 3.5) applicata all'ossido durante l'irraggiamento.

La figura 3.10 mostra un esempio di curva di risposta dei dosimetri RadFETs, che si ottiene per qualsiasi valore di V_I , in cui sono evidenziate le 3 regioni caratteristiche.

Quando $V_I > 0$ (**modalità attiva**) molte delle lacune create dalla ionizzazione non si ricombinano e diffondono nell'ossido, iniziando a riempire sempre più trappole libere; ΔV_t aumenta in maniera lineare per bassi valori di dose assorbita (regione 1). Con l'aumentare della dose, il minor numero di trappole ancora disponibili unito al campo elettrico prodotto dalla carica positiva già presente, fa diminuire la probabilità di intrappolamento e modifica la caratteristica, che diviene sublineare con la forma di una legge di potenza (regione 2). L'accumulo continua così in questo modo fino all'esaurimento delle trappole disponibili: la curva caratteristica va in saturazione (regione 3).

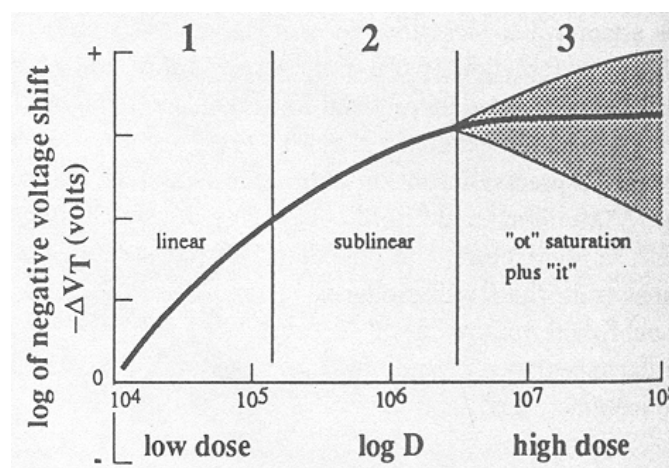


Figura 3.10 Caratteristica RadFETs suddivisa in 3 regioni.

Se i dispositivi sono invece esposti in **modalità passiva**, senza cioè polarizzazione dello strato di ossido ($V_I = 0$), i fenomeni descritti in precedenza si ripetono quasi inalterati. La sola differenza è che la minor efficienza nella

separazione della carica, diminuisce da subito la probabilità di intrappolamento delle lacune e la caratteristica manifesta da subito la sua intrinseca non linearità (regione 2 tende ad estendersi rispetto alla regione 1).

La modalità passiva è comunque la più utilizzata, in quanto apporta una semplificazione nella realizzazione del circuito elettronico di misura, ed accresce l'intervallo dinamico degli stessi [39][40][41].

I dati sperimentali vengono così in seguito interpolati con una legge di potenza che lega la variazione della tensione di soglia (ΔV_t) con la dose assorbita (D):

$$\Delta V_t = C \times D^M \quad (3.5)$$

dove C e M sono i parametri del fit. Queste costanti assumono solitamente valori compresi tra 0 e 1 e variano lungo i diversi tratti della curva, in quanto i fenomeni descritti in precedenza variano con l'aumentare della dose assorbita [37][38].

La crescita della ΔV_t può essere anche spiegata con il modello teorico proposto da Adams e Holmes-Siedle [27], che combina i contributi alla tensione di soglia dovuti all'accumulo della carica nell'ossido vero e proprio e quelli dovuti alla deposizione della carica nella regione di interfaccia

$$\Delta V_t = (\Delta V_{ot} - \Delta V_{ota}) + (\Delta V_{it} + \Delta V_{lit}) \quad (3.6)$$

La formula 3.6 quindi tiene conto, nella prima parentesi, dell'aumento della tensione di soglia dovuto alla competizione tra la carica accumulata nelle trappole stabili (ΔV_{ot}) e l'*annealing* (ΔV_{ota}), che nel tempo tende a farla diminuire; mentre nella seconda parentesi viene considerato il contributo della carica accumulata nelle trappole della regione di interfaccia durante (ΔV_{it}) ma anche al termine della fase di accumulo della carica (ΔV_{lit}). Quando il contributo della ΔV_{ot} è ormai in saturazione la caratteristica può continuare a crescere o diminuire lentamente a causa della ΔV_{it} . Tipicamente, nei MOSFETs a canale p, il contributo delle trappole all'interfaccia cresce con lentezza in funzione della dose e continua ad aumentare anche quando il contributo ΔV_{ot} cessa al termine dell'irraggiamento (ΔV_{lit}) dando origine, nelle ore successive, al fenomeno di *annealing* inverso descritto nel paragrafo 3.2.8 [42].

3.2.6 Fenomeno di Deriva

Come già detto nel paragrafo 3.2.3, l'idrogeno posto a passivare i legami chimici all'interfaccia Si/SiO₂, per minimizzare il contributo Q_{it} alla carica intrappolata, è sorgente di fenomeni di instabilità. In particolare, questo idrogeno è responsabile dell'aumento della tensione di soglia, in funzione del tempo, a partire dall'istante in cui il MOSFET viene polarizzato dal sistema di lettura (deriva) [37].

Alcune lacune che si muovono nel SiO₂, invece di essere intrappolate, reagiscono con l'idrogeno presente nell'ossido formando ioni H⁺. Questi ioni, possedendo la stessa carica delle lacune, diffondono nella stessa direzione delle

trappole, fino a raggiungere lo stato di idrogeno passivante a contatto con il silicio. Gli ioni, reagendo chimicamente in questa zona di interfaccia, creano nuovi legami incompleti, cioè nuove trappole, sia per lacune che per elettroni. Queste trappole sono molto meno stabili di quelle contenute nel solo ossido di silicio. In particolare le trappole per elettroni sono riempite molto rapidamente dagli stessi, in quanto molto vicine al Si che è ricco di elettroni liberi, e sono altrettanto rapidamente svuotate nei primi istanti di tempo in cui il RadFET viene polarizzato dal sistema di lettura. Il risultato di questo svuotamento è un aumento della ΔV_t , dovuto alla diminuzione del numero di elettroni che schermano la carica positiva accumulata nell'ossido fino alla saturazione del fenomeno [43][44][45]. L'andamento della deriva può essere così rappresentato con una legge sperimentale del tipo [46]:

$$\Delta V(t) = \Delta V_d \log t \quad (3.7)$$

dove t è il tempo trascorso dalla polarizzazione del dispositivo e ΔV_d è l'ampiezza del fenomeno di deriva, espressa solitamente in mV per decade di tempo.

La deriva aumenta sia con l'aumentare della dose assorbita, che con la tensione V_t , in quanto aumentano in entrambi i casi le lacune libere disponibili ad interagire con l'idrogeno. Inoltre la deriva aumenta con lo spessore dell'ossido a causa della sua più elevata capacità di accumulo della carica.

Prima dell'irraggiamento la deriva misurata nei dispositivi è dell'ordine del millivolt per decade di tempo misurato in secondi, anche se può essere nettamente inferiore in relazione al tipo e allo spessore dell'ossido utilizzati. L'ampiezza della deriva cresce poi notevolmente in funzione dell'irraggiamento fino ad oltre un fattore 10^2 per dosi dell'ordine di 0.5 kGy [39].

La conoscenza di questo fenomeno con il variare della dose è importante per correggere la tensione di soglia dei RadFETs. Se la curva di calibrazione viene invece ottenuta leggendo i RadFETs sempre ad un istante di tempo prefissato dopo la polarizzazione, e questo protocollo di lettura viene mantenuto durante l'utilizzo degli stessi, si include nella calibrazione la correzione del fenomeno di deriva [37].

3.2.7 Dipendenza dalla temperatura

La carica intrappolata nell'ossido non risente delle variazioni di temperatura ambiente siccome i livelli energetici sono tali da impedire all'agitazione termica di detrappolare la stessa; nonostante questo, esistono effetti nello strato di semiconduttore che possono influire sul valore di V_t .

Nei transistor MOSFETs in particolare, la tensione di soglia è una funzione complicata che dipende dalla lunghezza di diffusione dei portatori di carica nel silicio e dalla posizione del livello di Fermi⁶ nei semiconduttori estrinseci (drogati); questi due parametri variano poi a loro volta con il variare della temperatura.

In particolare nei MOSFETs a canale p, all'aumentare della temperatura ambiente, la V_t si sposta a valori sempre più negativi e questo significa, per un RadFET, una stima errata della dose nel caso in cui il dispositivo venga utilizzato là dove la temperatura è molto diversa da quella ambiente (a cui lo stesso viene calibrato).

La variazione di V_t in funzione della temperatura dipende inoltre dalla corrente che scorre tra *Drain* e *Source* (I_{ds}) ed esistono alcuni valori di questa corrente per cui la variazione è quasi nulla [47][48].

Il produttore fornisce, nelle specifiche costruttive, il coefficiente di temperatura che fornisce direttamente la correzione da applicare sulla risposta del dispositivo. Un coefficiente di temperatura tipico per i RadFETs, alimentati con una corrente di 100 μ A, è dell'ordine di pochi mV/°C [49].

3.2.8 L'annealing a temperatura ambiente nei RadFETs

I RadFETs, come tutti i dosimetri che basano il loro funzionamento sull'intrappolamento di carica, sono soggetti ad un fenomeno di rilassamento della carica stessa, che porta alla perdita dell'informazione dosimetrica in essi contenuta. Questo fenomeno è noto con il nome inglese di **annealing**. L'*annealing* comporta una decrescita della tensione di soglia ΔV_{th} del dispositivo con il passare del tempo. A temperatura ambiente, la stabilità delle trappole nell'ossido impedisce all'agitazione termica di rimuovere la carica in esse contenuta, mentre il fenomeno di *tunnelling* degli elettroni sembra così essere la principale causa di questo fenomeno di rilassamento.

Osservazioni sperimentali hanno portato a concludere che un tipico periodo al termine dell'irraggiamento è composto da una **prima fase**, della durata di pochi giorni, fortemente influenzata dalla tensione applicata all'ossido durante l'irraggiamento (V_I): in modalità attiva si constata sempre una decrescita di ΔV_{th} , mentre in modalità passiva si presentano casi in cui, per alcune ore dal termine dell'irraggiamento, si osserva ancora una crescita della ΔV_{th} , fenomeno a cui è dato il nome di **annealing inverso**. Come previsto dal modello teorico (equazione 3.6) il fenomeno di *annealing* inverso è spiegabile come dovuto al maggior contributo fornito dalle trappole instabili all'interfaccia Si/SiO₂ che possono portare ad un aumento della tensione di soglia, rispetto alla decrescita dovuta al semplice *annealing*.

Quando i dosimetri sono esposti in modalità passiva, la minore efficienza nella separazione e nell'intrappolamento rende meno probabile il processo di *annealing*; per questo motivo l'*annealing* inverso è più visibile nei dispositivi che lavorano con $V_I=0$.

Indipendentemente dalla tensione V_I applicata all'ossido, si osserva sempre una **seconda fase**, in cui la diminuzione della carica intrappolata con il passare del tempo diventa il fenomeno predominante per un tempo che può variare da poche ore a centinaia di anni [50].

6 Il livello di Fermi è una misura media dell'energia degli elettroni atomici. Se il livello di Fermi si trova vicino alla banda di conduzione significa che ci sono molti elettroni liberi (come nel caso dei semiconduttori di tipo n), viceversa se si trova vicino alla banda di valenza predominano le lacune (come nel caso dei semiconduttori di tipo p).

L'*annealing* dipende poi dalla dose assorbita, dalla temperatura e dalle caratteristiche dell'ossido. Queste ultime dipendono però dal processo di fabbricazione dei dispositivi e variano tra produttore e produttore rendendole non quantificabili a priori.

All'aumentare della dose assorbita aumentano il numero di trappole occupate nell'ossido, quindi la probabilità di ricombinazione delle lacune con gli elettroni aumenta, rendendo l'*annealing* diretto il fenomeno principale, dopo l'esposizione a dosi elevate.

Per quanto riguarda la temperatura (T), questa influenza la probabilità di *tunnelling* degli elettroni dallo strato di silicio, quindi l'*annealing*. Fortunatamente questa probabilità aumenta lentamente con T e influenza il fenomeno in maniera consistente solo per variazioni dell'ordine di decine di gradi centigradi: nello studio dell'*annealing* a temperatura ambiente, è quindi sufficiente verificare che nel periodo in esame la temperatura sia rimasta costante entro qualche grado centigrado [51].

A causa della competizione tra l'accumulo della carica durante l'irraggiamento e la diminuzione della stessa (equazione 3.6), risulta indispensabile compiere lo studio dell'*annealing* separatamente, in assenza del campo di radiazione, cioè quando il comportamento della caratteristica non è più influenzato dall'accumulo di carica indotto dalla radiazione stessa.

Capitolo 4

Apparecchiature sperimentali per gli irraggiamenti e l'acquisizione dati

La caratterizzazione dei dosimetri RadFETs e dei diodi $p^+/n/n^+$ che dovranno servire per il controllo del campo di radiazione dell'esperimento CMS è stata fatta mediante una serie di irraggiamenti in fasci di particelle cariche e neutre al CERN ma anche mediante collaborazioni con altri istituti di ricerca. Nella prima parte di questo capitolo sono descritte le caratteristiche dei fasci di particelle in cui i dosimetri sono stati provati, mentre nella seconda parte viene descritto l'apparato sperimentale utilizzato per eseguire le misure durante gli irraggiamenti.

4.1 Le aree di irraggiamento nella zona Est del complesso PS al CERN

4.1.1 Introduzione

Nella zona denominata *East Hall* del complesso PS, sono stati compiuti due irraggiamenti nell'anno 2001: uno nell'area denominata IRRAD1, in cui si utilizza il fascio di protoni proveniente direttamente dall'acceleratore PS, e l'altro nell'area IRRAD2, in cui il fascio di protoni dal PS viene fatto collidere con un bersaglio per produrre un campo neutronico.

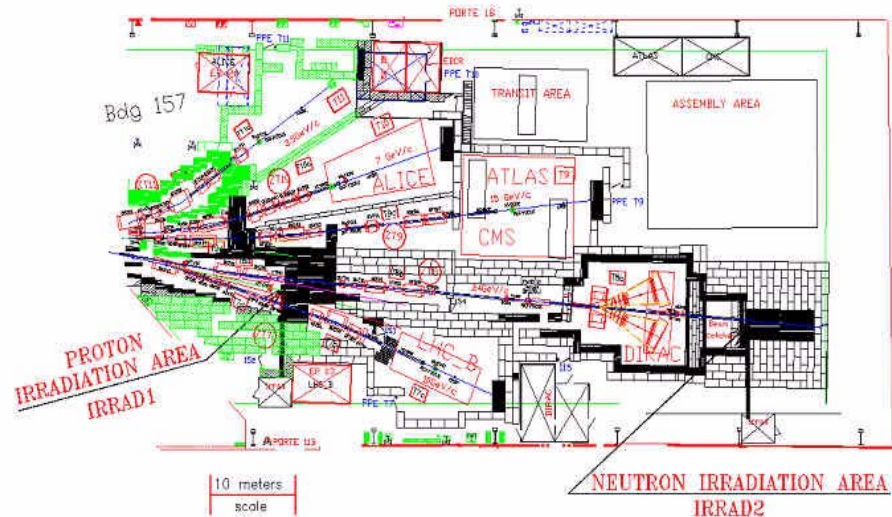


Figura 4.1 L'area Est del complesso PS.

La figura 4.1 mostra la localizzazione di queste due aree all'interno della *East Hall*. Entrambe queste zone sono equipaggiate con una navetta, che permette di trasportare i campioni dentro e fuori dalle zone, senza dover interrompere il fascio stesso [52].

4.1.2 Area di irraggiamento con protoni (IRRAD1)

La zona IRRAD1, operativa dall'agosto 1998, sfrutta il fascio primario di protoni dell'acceleratore PS. Il flusso di protoni, che hanno quantità di moto pari a $24 \text{ GeV}/c^7$, varia da 3 a 9×10^9 particelle $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$. La contaminazione di fondo è generata dalle particelle secondarie, retrodiffuse dalla schermatura di marmo posta 20 cm dietro la zona di irraggiamento.

7 Che corrisponde ad una energia cinetica di 23,1 GeV [53].

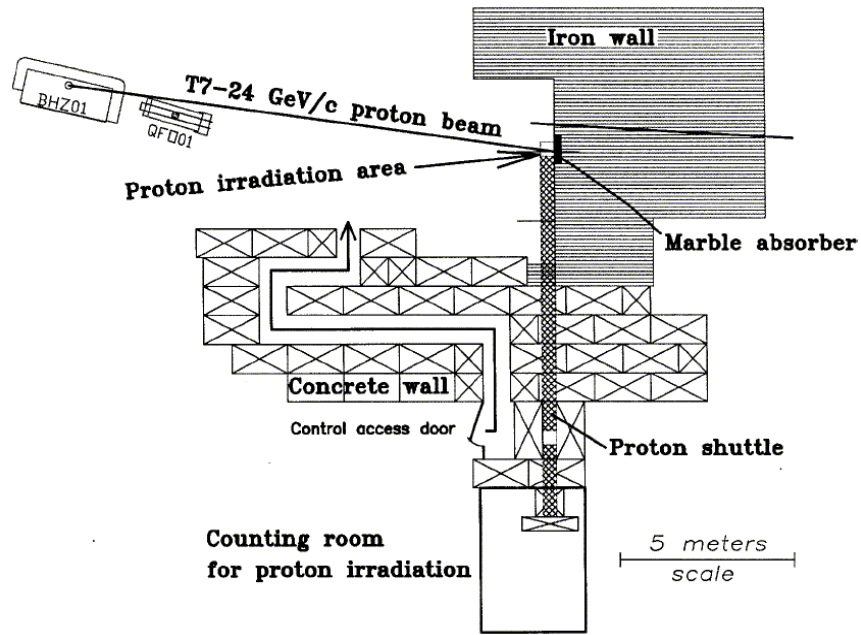


Figura 4.2 L'area IRRAD1 [54].

In figura 4.2 è mostrata la configurazione della zona di irraggiamento con protoni. Il sistema di magneti posizionato sulla linea di fascio T7 (indicati con BHZ01 in figura) permette la focalizzazione del fascio stesso e consente di ottenere dimensioni trasversali di circa $2 \times 2 \text{ cm}^2$. L'area IRRAD1 riceve da 1 a 3 pacchetti di protoni, estratti ad ogni ciclo dell'acceleratore ed ognuno di questi, della durata di 400 ms, può raggiungere una intensità di 2×10^{11} protoni. L'intensità del fascio viene controllata tramite un contatore (SEC), posizionato all'interno dell'area stessa vicino ai campioni che vengono irraggiati [52].

4.1.3 Area di irraggiamento con neutroni (IRRAD2)

La zona IRRAD2, la cui configurazione è mostrata in figura 4.3, è operativa dal giugno 1999. L'irraggiamento viene eseguito in una cavità di $40 \times 40 \text{ cm}^2$, con particelle secondarie prodotte dal fascio primario del PS che collidono contro un bersaglio multistrato costituito da 50 cm di grafite, 23 cm di ferro e 10 cm di piombo. In figura 4.4 è riportata la fluenza radiale presente, dovuta alle particelle retrodiffuse dal bersaglio nella cavità (p, π ,n), calcolata con simulazioni Montecarlo [55]. Nel centro della cavità, sull'asse del fascio e per una intensità media dello stesso di circa 2×10^{11} protoni per pacchetto in ogni ciclo del PS, le simulazioni prevedono un flusso complessivo di adroni (escludendo i protoni incidenti) dell'ordine di $10^9 \text{ particelle cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, composto da circa il 92 % di neutroni, dal 4 % di pioni e da un ulteriore 4 % di protoni.

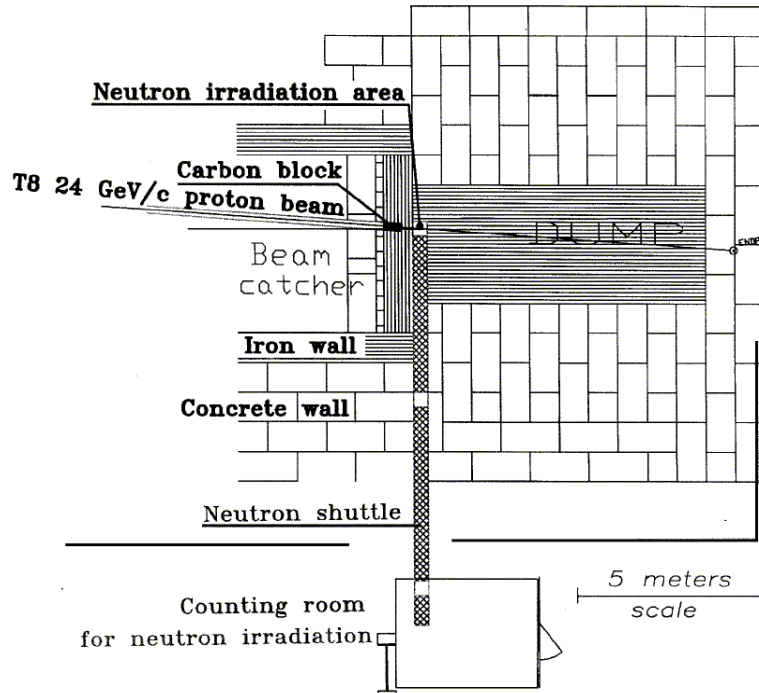


Figura 4.3 L'area IRRAD2 [54].

Dalla figura 4.4 si può notare come, oltre alla grossa componente neutronica, è presente inoltre una elevata contaminazione di gamma che, nel centro della cavità, raggiunge un flusso di circa 2.5×10^8 fotoni $\times \text{cm}^{-2} \times \text{sec}^{-1}$.

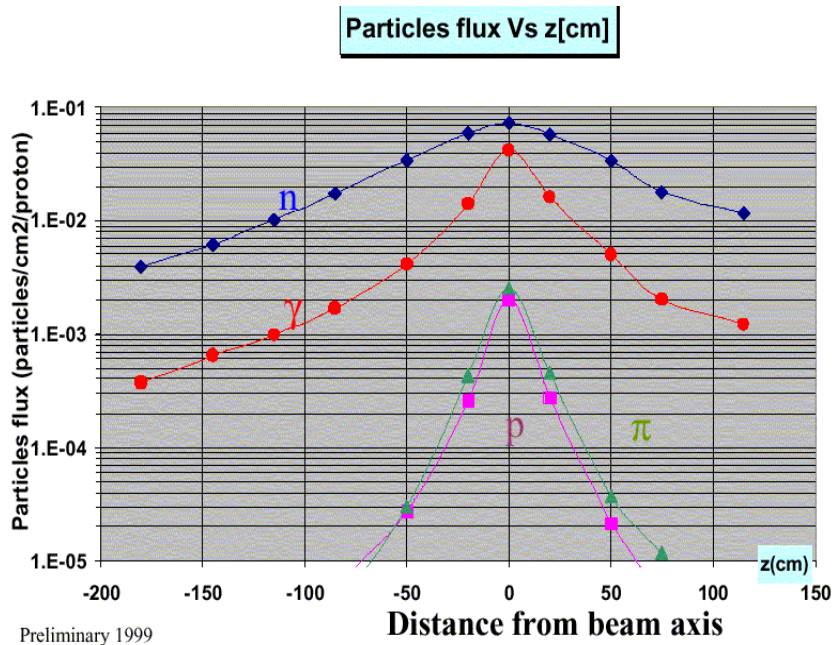


Figura 4.4 Distribuzione radiale delle particelle secondarie nella cavità di IRRAD2 prodotte dal singolo protone incidente sul bersaglio.

Sempre la figura 4.4 e gli spettri riportati in figura 4.5 mostrano, però, che alla distanza di 50 cm in direzione verticale dall'asse del fascio (coordinata z

misurata dal suolo), il flusso neutronico decresce di solo un fattore 2, mentre la contaminazione dovuta ai pioni ed ai protoni praticamente scompare, in quanto decresce di un fattore 100. La componente di gamma decresce invece di un fattore 8, rappresentando una contaminazione non trascurabile .

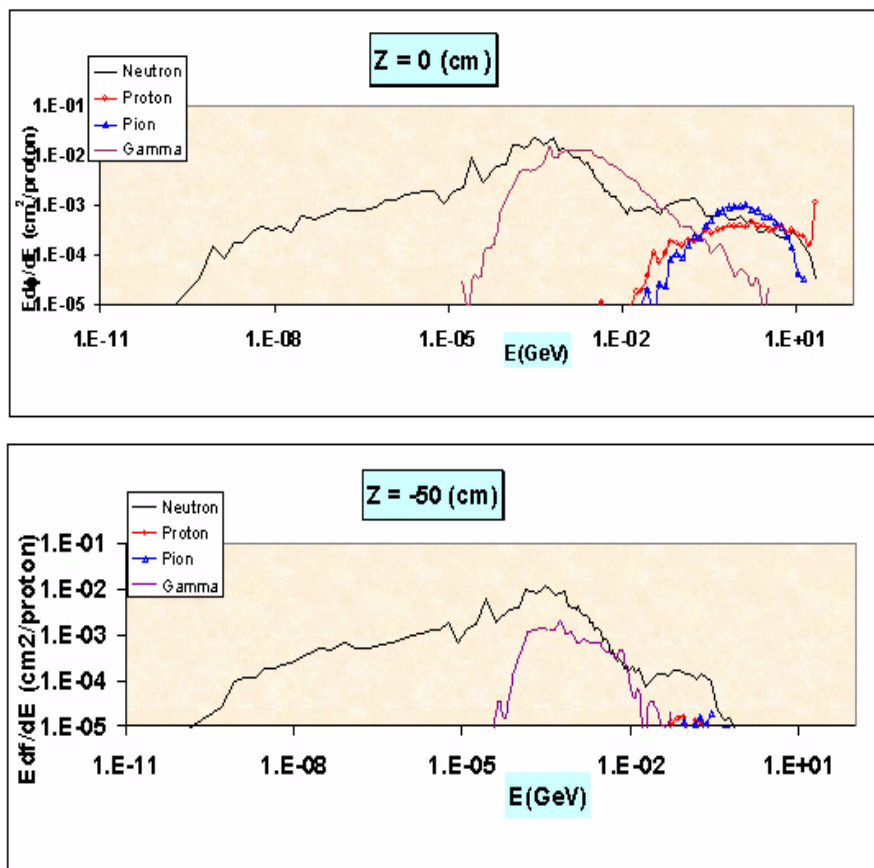


Figura 4.5 Spettro delle particelle secondarie a 0 (parte superiore) e 50 cm (parte inferiore) lungo la coordinata verticale z per protone incidente sul bersaglio.

In pratica quindi, scegliendo di posizionare i campioni alla distanza di 50 cm lungo z dall'asse del fascio, si può eseguire un irraggiamento con neutroni di vasto spettro energetico, minimizzando la contaminazione delle altre particelle cariche. Questa posizione inoltre consente di ottenere fluenze neutroniche dell'ordine di 10^{14} n/cm² dopo pochi giorni dall'inizio dell'irraggiamento [52][54].

La tabella seguente elenca i tipi di particelle presenti nella zona IRRAD2, con le relative energie.

Tabella 4.1 Riassunto particelle presenti nell'area IRRAD2.

Particelle	Energia Minima	Energia Massima
neutroni	50 keV	10 MeV
protoni / π^+ / π^-	0.3 GeV	4 GeV
gamma	100 keV	100 MeV

4.2 La zona di irraggiamento TCC2 nell'area sperimentale Nord dell'SPS al CERN

La zona di irraggiamento TCC2 è divenuta operativa nell'anno 1999, per effettuare studi sulla resistenza alle radiazioni dei componenti elettronici, che dovranno essere installati nel tunnel di LHC.

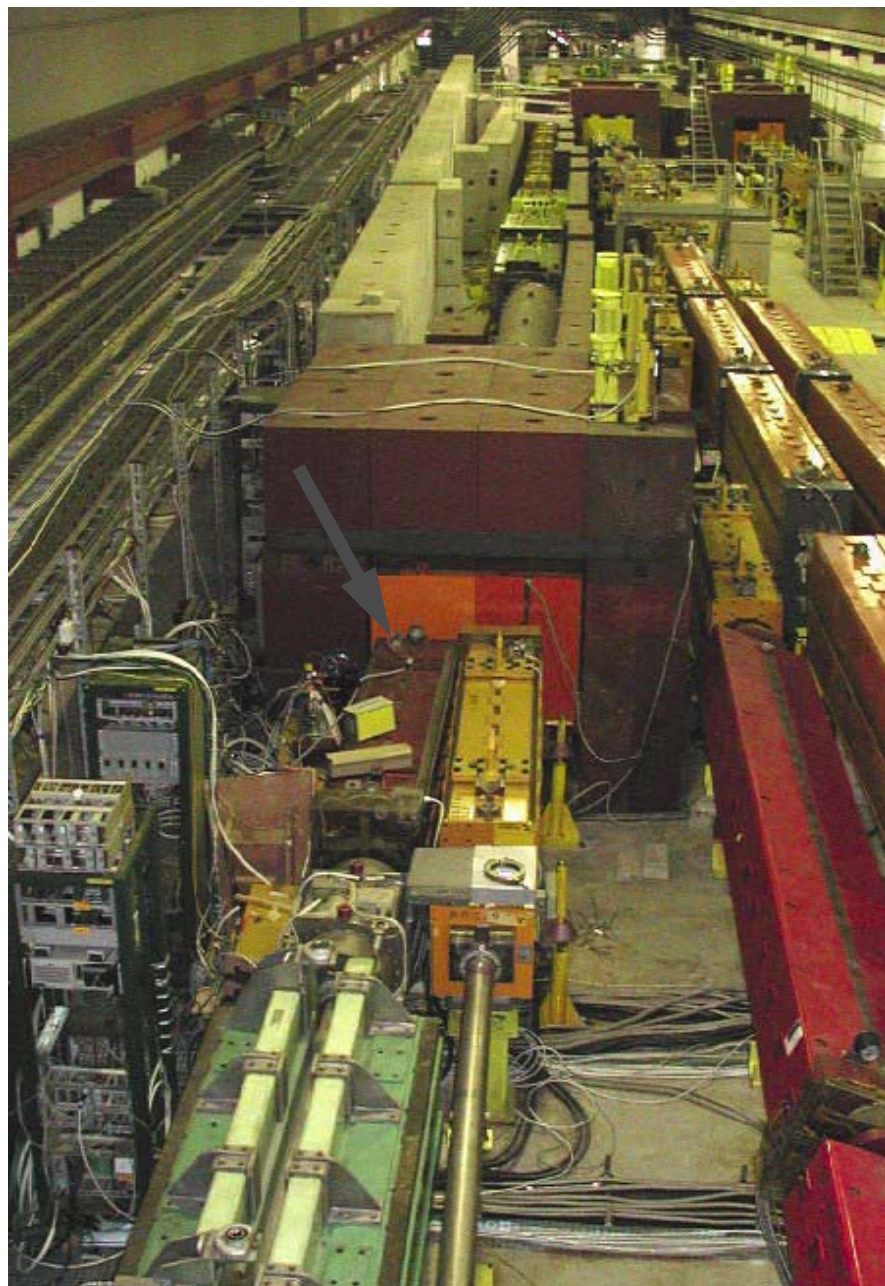


Figura 4.6 L'area TCC2. La freccia rossa mostra la posizione dei campioni irraggiati nell'autunno 2001, posti dietro al bersaglio T6.

TCC2 è situata in una caverna sotterranea, su una delle linee di fascio che portano i protoni dell'SPS agli esperimenti, situati nella zona sperimentale chiamata *North Hall* [56][57].

I protoni, con una energia di 400 GeV, interagiscono con i blocchi di ferro e rame del bersaglio T6 (di colore rosso in figura 4.6), producendo un campo di radiazione costituito essenzialmente da neutroni e da raggi gamma, con contaminazione di protoni e pioni carichi. Lo spettro gamma si estende da circa 100 keV a qualche centinaio di MeV, mentre il contributo neutronico è essenzialmente costituito da particelle nello stesso intervallo energetico, ma con una grande quantità di neutroni con bassa energia a causa della termalizzazione prodotta dal calcestruzzo delle pareti e del pavimento della caverna.

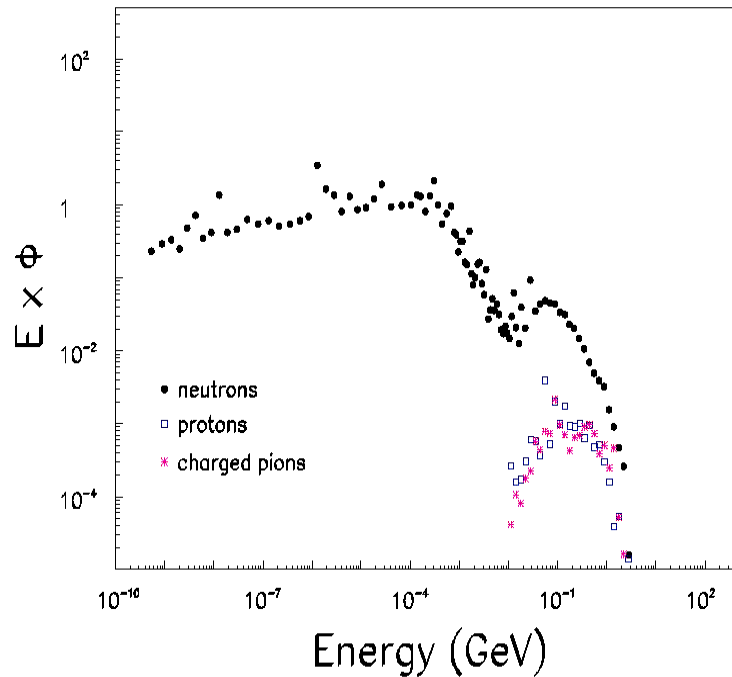


Figura 4.7 Tipico spettro di neutroni, protoni e adroni carichi in TCC2 a qualche metro dal bersaglio. In ordinate è riportata la letargia delle particelle (prodotto Energia x Flusso).

In figura 4.7 è mostrato un tipico spettro di particelle, alla distanza di un paio di metri dal bersaglio, lungo l'asse del fascio. Simulazioni con il codice Montecarlo FLUKA hanno inoltre messo in evidenza che lo spettro rimane invariato sostanzialmente in tutta l'area (sia nella direzione del fascio che in quella radiale), eccetto che nelle immediate vicinanze del bersaglio, in cui si osserva un notevole incremento della quantità dei pioni carichi [56][57].

Come area di irraggiamento viene quindi usato lo spazio di circa 10 m², che si trova dietro il bersaglio, lungo il magnete giallo visibile in figura 4.6. L'area è stata allestita con dei ripiani dove si possono posizionare i campioni da irraggiare e la misura della dose differenziale è fatta con l'ausilio di quattro camere a ionizzazione, situate ad ogni angolo dell'area, ad una altezza di 80 cm dal suolo, che corrisponde all'altezza del fascio incidente di protoni [58].

4.3 La zona di irraggiamento $\pi E1$ al Paul Scherrer Institut (Villigen, Svizzera)

4.3.1 Descrizione dell'area sperimentale

La zona di irraggiamento $\pi E1$ è una delle sette aree sperimentali che sfruttano il fascio di protoni da 590 MeV, prodotto dal ciclotrone del Paul Scherrer Institut (PSI), per produrre fasci di pioni e muoni con quantità di moto variabili da 10 a 500 MeV/c. Il fascio primario del ciclotrone viene fatto collidere con due bersagli di grafite, di spessore differente, posti in serie lungo la direzione del fascio di protoni: 7 mm di lunghezza il primo (*Target M*) e 60 mm di lunghezza il secondo (*Target E*).

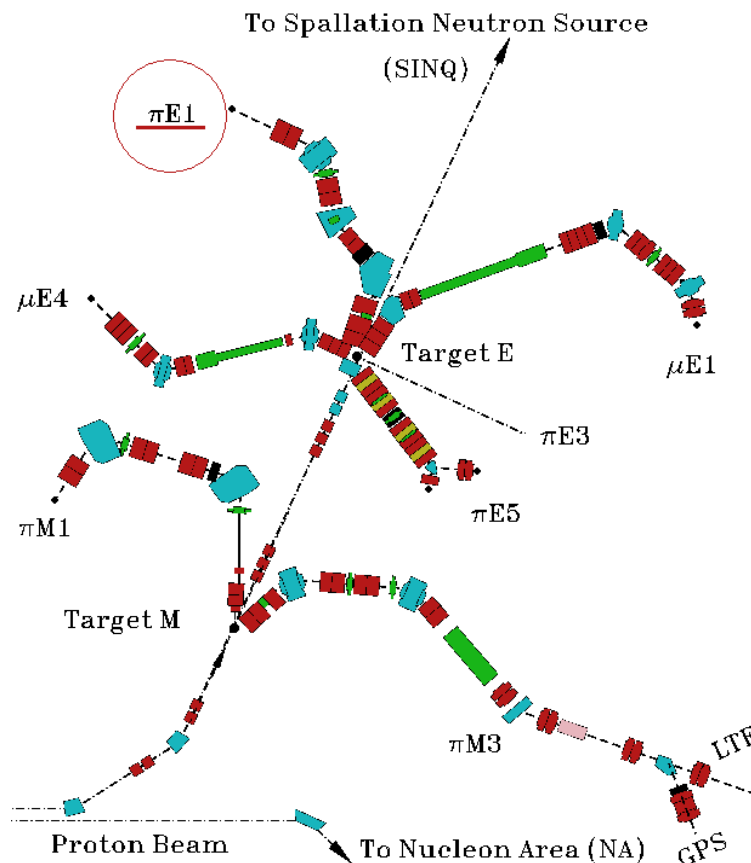


Figura 4.8 Linee secondarie derivate dal fascio primario di protoni di PSI.

Come mostrato in figura 4.8, il fascio di pioni inviato all'area $\pi E1$ viene prodotto dall'interazione dei protoni con il bersaglio E ed estratto, grazie ad un magnete che inclina la traiettoria, di un angolo di 10° rispetto alla direzione iniziale. Dopo il bersaglio E, oltre ai pioni, permane ancora un elevato numero di protoni ed elettroni che contaminano il fascio [59]. Modificando la corrente che alimenta i magneti e lo spessore degli assorbitori, posti lungo la linea $\pi E1$, è così possibile selezionare il tipo e l'energia delle particelle che compongono il fascio. Per il nostro irraggiamento è stato fornito come da richiesta un fascio monoenergetico

di pioni positivi, con quantità di moto pari a $300 \text{ MeV}/c$, a cui corrisponde una energia cinetica di circa 192 MeV . Su questa linea si raggiunge un flusso di particelle pari a $2 \times 10^9 \pi/\text{sec}$ per 1 mA di corrente del fascio primario. Il flusso dei pioni che effettivamente raggiunge l'area $\pi E1$ viene poi misurato tramite un contatore (SEC), posto all'interno dell'area stessa [60].

La zona di irraggiamento si presenta come in figura 4.9; al suo interno, di fronte all'ultimo magnete della linea $\pi E1$, è posizionato il supporto portacampioni e una camera a fili utilizzata per la determinazione del profilo del fascio.

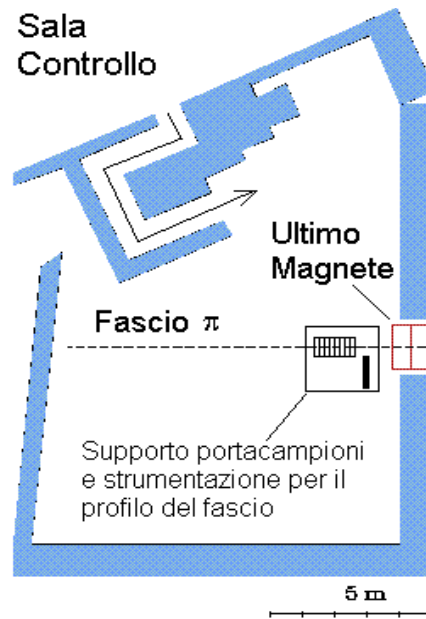


Figura 4.9 Pianta della zona di irraggiamento.

I campioni e la camera a fili (fotografia in figura 4.11) possono venire centrati lungo le coordinate x e y (figura 4.10) rispetto al fascio, mediante un sistema automatico controllato dall'esterno della zona di irraggiamento [61].

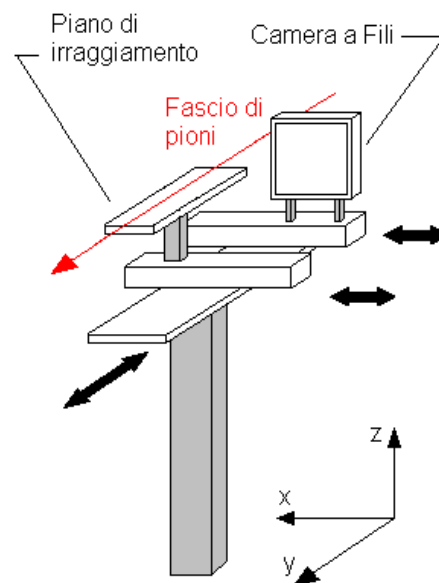


Figura 4.10 Sistema per la movimentazione dei campioni.

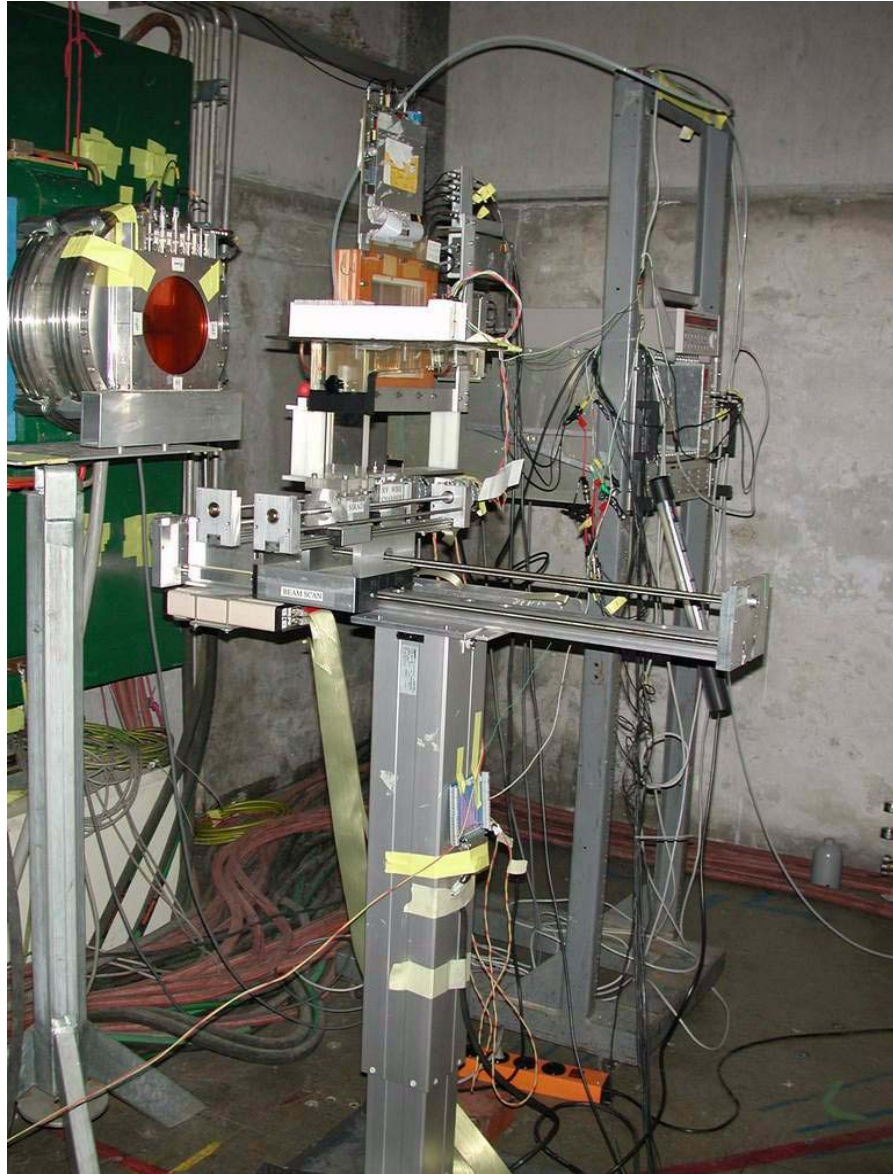


Figura 4.11 Fotografia del supporto utilizzato per l'irraggiamento nella zona $\pi E1$. Si notino sul fondo le apparecchiature necessarie per il funzionamento della camera a fili e della SEC per la determinazione del flusso di pioni.

Sul piano di irraggiamento è posizionato un portacampioni (figura 4.12) in grado di ospitare fino a 50 schede delle dimensioni di $5 \times 5 \text{ cm}^2$ con i dispositivi da irraggiare. In questo modo i campioni da provare risultano ortogonali al fascio (sul piano xz) a diversi valori della coordinata y . A causa della focalizzazione dei magneti il fascio è divergente, con area che si allarga con l'allontanarsi dall'ultimo magnete lungo la direzione y . E' stato così necessario, prima dell'irraggiamento, individuare le posizioni ottimali nel portacampioni e calcolare i tempi necessari all'irraggiamento delle 5 schede contenenti i dosimetri RadFETs ed i diodi. Si sono dovute così compiere le seguenti operazioni:

1. allineamento orizzontale del portacampioni,

2. determinazione del profilo del fascio lungo y mediante la camera a fili,
3. conferma del profilo in una delle posizioni di interesse,
4. calcolo del tempo di irraggiamento.

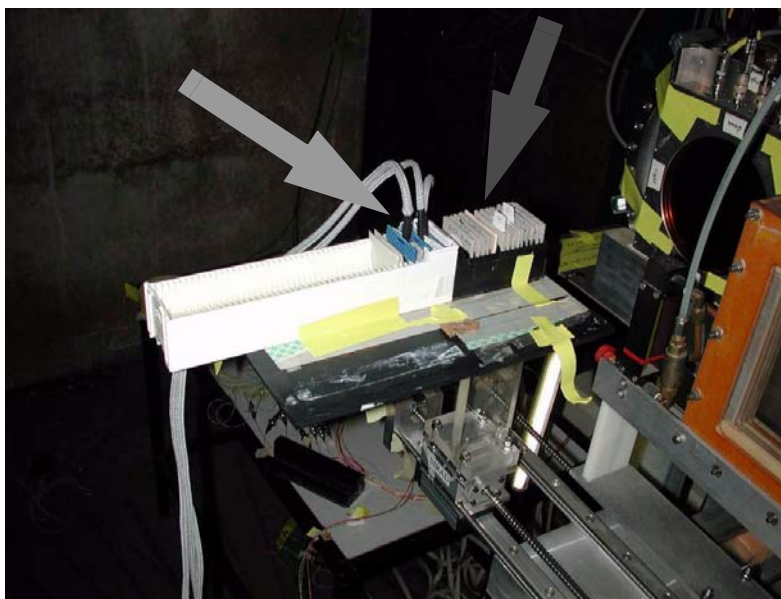


Figura 4.12 Il portacampioni con alcune schede di dosimetri RadFETs pronte per l'irraggiamento (freccia verde) e i fogli per la dosimetria del fascio con la tecnica di attivazione (freccia rossa).

4.3.2 Operazioni preliminari di messa a punto del fascio

La prima operazione è stata quella di allineare il piano di irraggiamento rispetto al fascio di pioni. Questo è stato fatto utilizzando due campioni di vetro, di forma quadrata delle dimensioni di $5 \times 5 \text{ cm}^2$ per pochi millimetri di spessore, che sono stati irraggiati nelle due posizioni più estreme del portacampioni.

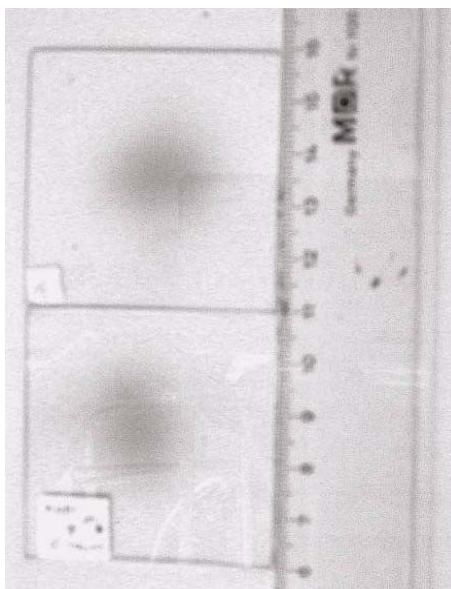


Figura 4.13 L'immagine del fascio di pioni sui due campioni di vetro.

Se il vetro è lasciato esposto per un tempo sufficientemente lungo, questo si annerisce nella zona in cui passano le particelle, fornendo una vera e propria immagine del fascio. Questo fenomeno è causato da nuovi difetti reticolari, chiamati "centri di colore", creati dalle particelle che attraversando rompono i legami chimici del reticolo cristallino del vetro. I difetti, che agiscono assorbendo e diffondendo la luce in modo anomalo, generano così la differente colorazione nella zona attraversata dalle radiazioni [62]. Comparando la posizione dell'immagine lasciata dalle particelle sui due vetri (Figura 4.13), è possibile capire se il portacampioni è posizionato in maniera ortogonale al fascio e, in caso contrario, correggere la sua posizione.

La seconda operazione è stata la determinazione del profilo. Tramite la camera a fili, si sono misurate le dimensioni trasversali x e z del fascio in funzione della coordinata y nell'intervallo $3 \div 43$ cm, corrispondente alla zona dove viene posizionato il portacampioni. In figura 4.14 sono riportate le dimensioni trasversali del fascio σ_x e σ_z (primo grafico) e il loro prodotto, che rappresenta l'area dello stesso (secondo grafico).

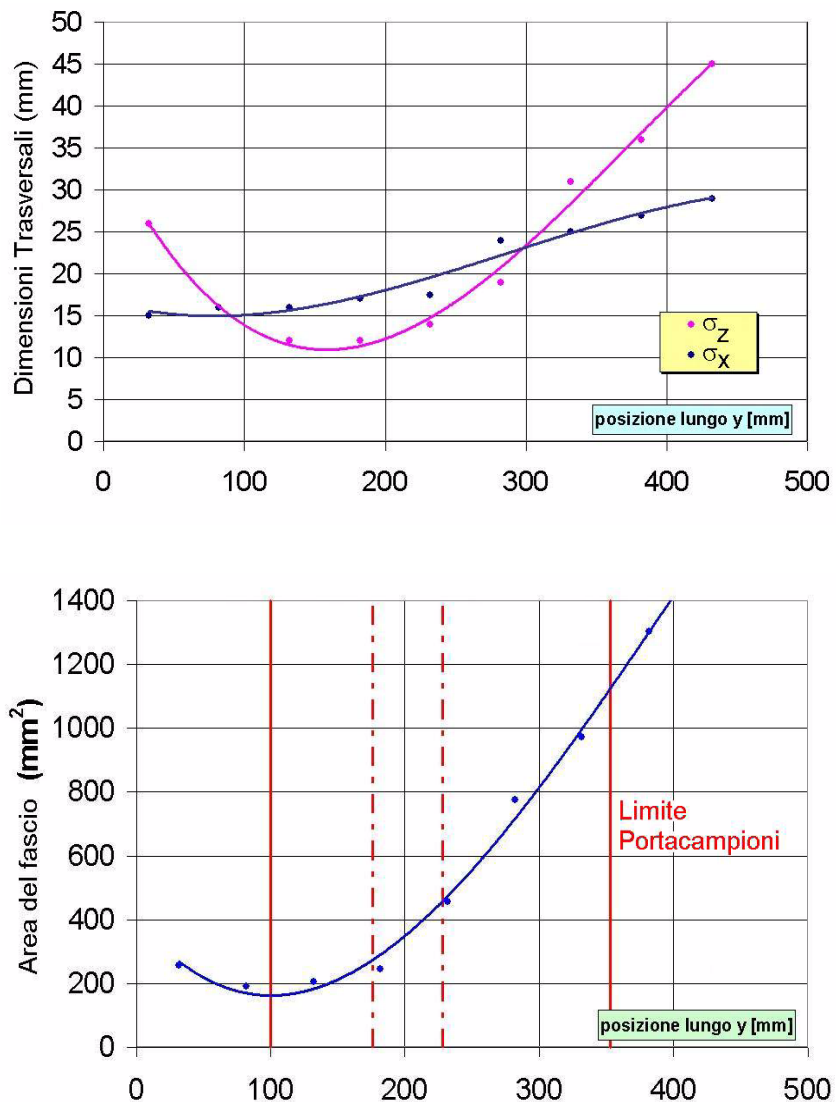


Figura 4.14 Profilo del fascio di pioni lungo la coordinata y .

Poichè i dosimetri RadFETs ed i diodi da irraggiare occupavano un'area che variava da poco meno di 200 mm² ai circa 400 mm², a seconda delle schede elettroniche su cui erano montati, tramite la curva di figura 4.14 si sono potute scegliere le posizioni per le schede, in cui il fascio aveva dimensioni trasversali tali da ricoprire tutta l'area da irraggiare. Queste posizioni sono quelle comprese tra le linee tratteggiate indicate in figura 4.14 (parte bassa), mentre le linee continue indicano i limiti estremi del portacampioni.

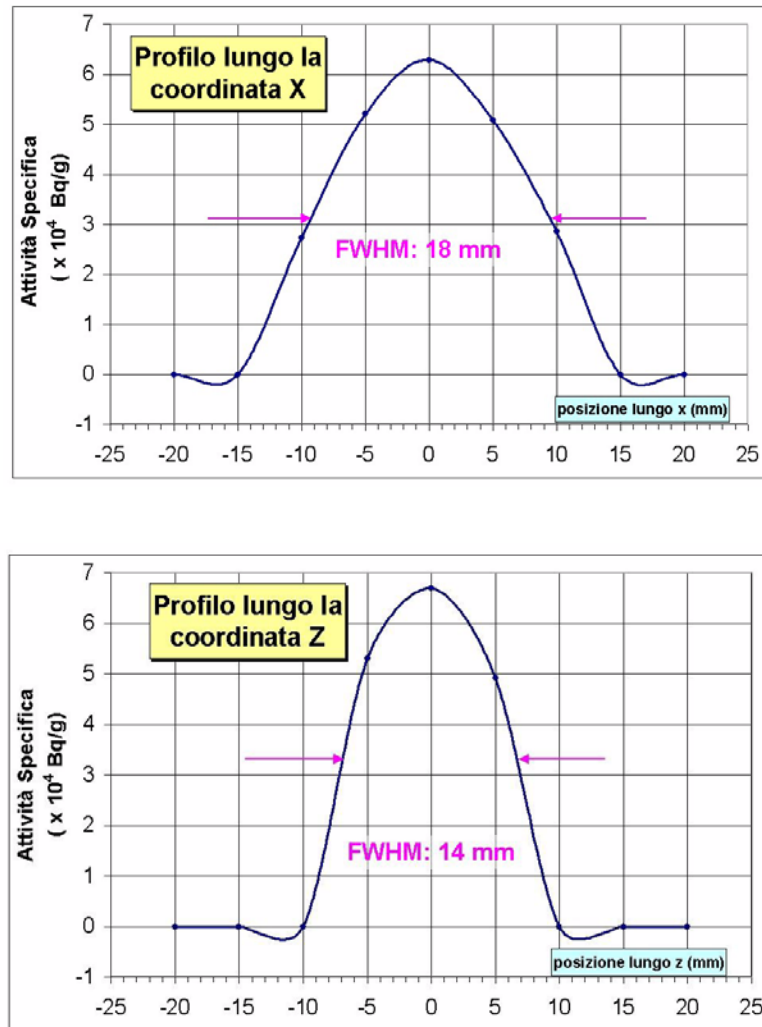


Figura 4.15 Profilo nella posizione 20 del portacampioni ottenuto con l'attivazione di campioni di alluminio.

Per confermare le misurazioni effettuate con la camera a fili, si è determinato il profilo in una posizione fissata all'interno del portacampioni tra quelle scelte per l'irraggiamento, utilizzando dei fogli di alluminio puro al 99.95%. Con questi fogli sono state preparate due strisce, spesse qualche millimetro, lunghe 5 centimetri e divise in nove parti ciascuna, che sono poi state poste, a forma di croce, una lungo x e l'altra lungo z. Dopo un breve irraggiamento di questo campione, misurando l'attività specifica indotta dalle particelle (vedi figura 4.15) nei nove tratti delle due strisce di alluminio, si sono potuti tracciare i due profili desiderati. L'area del fascio è risultata essere di 14x18 mm² che,

confrontata con le misurazioni precedenti, è in accordo con la curva (Figura 4.14) che interpola i punti sperimentali ottenuti con la camera a fili.

Per ultimo, una nuova serie di fogli di alluminio è stata preparata per il calcolo del tempo di irraggiamento necessario per raggiungere una fluenza minima di particelle di $4 \times 10^{13} \pi/\text{cm}^2$.

Questa volta sono stati preparati dei fogli con forma quadrata di 1 cm di lato, che sono poi stati inseriti in supporti di cartone opportunamente intagliati, come mostrato in figura 4.16 [63].



Figura 4.16 Preparazione fogli di alluminio per il calcolo del tempo di irraggiamento.

Ad una corrente media del fascio di circa $1700 \mu\text{A}$, è stato così misurato, un flusso di pioni pari a circa 1.1×10^9 particelle/ $(\text{cm}^2 \text{sec})$ sulla posizione del portacampioni a 3 cm dall'uscita del fascio, che si riducono a soli 0.95×10^9 $\pi/(\text{cm}^2 \text{sec})$ nell'ultima posizione scelta per l'irraggiamento dei dosimetri.

Per raggiungere la fluenza prevista su tutta la serie di dosimetri irraggiati sono risultati essere necessari 6 giorni di irraggiamento.

4.4 Il sistema di acquisizione dati per i dosimetri

4.4.1 Strumenti di Misura

La polarizzazione e la lettura dei dosimetri viene eseguita con un *Keithley SourceMeter* e una *Agilent 34970A Data Acquisition/Switch Unit*, per permettere la lettura sequenziale dei dispositivi da testare connessi sui diversi canali.



Figura 4.17 Il sistema di acquisizione dati (da sinistra verso destra): il PC con il software LabVIEW, il Keithley, e la Switch Unit Agilent.

Entrambi gli strumenti, controllati mediante un programma scritto con il software LabVIEW® della National Instruments, comunicano tramite l'interfaccia IEEE-488 (*GPIB bus*) come mostrato in figura 4.17. Una descrizione del programma di controllo utilizzato è riportata in Appendice B.

4.4.1.1 Keithley 2400/2410

Durante l'esecuzione degli irraggiamenti, si sono usati due modelli della stessa famiglia di *SourceMeter*: il 2400 ed il 2410. Questi dispositivi sono stati scelti in quanto sono gli unici disponibili sul mercato in grado di operare simultaneamente come generatori corrente e voltmetri digitali di alta precisione. Inoltre, la versatilità di questi dispositivi controllati via software, ha permesso di impostare valori dei parametri dell'acquisizione diversi da canale a canale, consentendo, all'occorrenza, di polarizzare i dispositivi con correnti di diverso valore e di misurare la tensione ai capi degli stessi con valori diversi di fondoscala.

In particolare, il modello 2400 permette di erogare correnti molto piccole (fino ad un minimo di $1\mu\text{A}$) e di misurare tensioni fino ad un massimo di 200 V. Il modello 2410 può erogare la stessa corrente ma permette di misurare tensioni molto più elevate, fino a 1100 V [64].

4.4.1.2 Agilent 34970A Data Acquisition/Switch Unit

Questo dispositivo è stato scelto per l'esecuzione dei test con i dosimetri a causa della sua versatilità di impiego e il costo contenuto. Tramite una serie di connettori posti nel pannello posteriore, il dispositivo può ospitare differenti tipi di schede elettroniche che lo rendono, a seconda delle necessità, un modulo di acquisizione dati, oppure un dispositivo di commutazione.

Dovendo testare per ogni irraggiamento una serie di diodi e più campioni per ogni tipo di RadFETs, il dispositivo è stato configurato come unità di commutazione per permettere al *Keithley* di alimentare e misurare tutti i dispositivi in prova, e di acquisire, dove possibile, i dati dei fasci di particelle sotto forma di conteggi.

Per questi motivi il dispositivo è stato equipaggiato con i seguenti moduli:

- 2 moduli (34903A) di commutazione da 20 canali caduno per un totale di 40 canali, che permettono di testare altrettanti dispositivi durante l'irraggiamento;
- 1 modulo (34907A) multifunzione dotato di 2 porte IO digitali (16 bit), un canale in grado di acquisire dati sotto forma di conteggi (contatore), e di due uscite analogiche [65].

4.4.2 Principio di funzionamento del sistema ed esecuzione delle misure

Durante gli irraggiamenti, per i dispositivi RadFETs è stata scelta la modalità di utilizzo **passiva**. In questa condizione durante l'irraggiamento tutti e quattro gli elettrodi sono cortocircuitati a massa. Questa modalità è stata scelta siccome:

- a) la caratteristica presenta un intervallo dinamico di più esteso;
- b) il sistema di acquisizione dati richiede solo due terminali per ogni dosimetro, cioè è necessario un solo interruttore per RadFET per far passare il dispositivo dalle condizioni di esposizione a quelle di lettura (nella modalità attiva si avrebbe bisogno di un secondo interruttore per ogni dosimetro per controllare la tensione di *Gate* V_T).

Dallo schema elettrico di figura 4.18 risulta inoltre evidente che utilizzando la modalità di esposizione passiva, per il tempo in cui il sistema di acquisizione polarizza il dispositivo per la misura, questo passa nella modalità **attiva**, in quanto si genera una differenza di potenziale tra i terminali *Gate* e *Source* del RadFET. Questo effetto, che si produce durante la lettura dei transistor, deve essere tenuto in conto in quanto le curve di calibrazione nelle due modalità di utilizzo sono differenti (in quanto il dispositivo è esposto anche durante la fase di lettura). Considerato però il corto tempo necessario al sistema per misurare la V_T e la bassa frequenza con cui sono fatte le letture, questo contributo alla

risposta del dispositivo può essere trascurato. Inoltre, l'eventuale effetto sulla misura della dose può essere tenuto in conto, effettuando la calibrazione dei dispositivi prima dell'utilizzo, con lo stesso protocollo di misura.

Per i diodi $p^+/n/n^+$ si è invece interessati a misurare la tensione diretta (V_F) tra i due terminali del dispositivo, che viene misurata a seguito dell'applicazione di un impulso di corrente della durata di 180 ms.

In definitiva, dal punto di vista elettronico i dosimetri da misurare, indipendentemente dalla tipologia, si presentano come dispositivi bipolari. Per la loro lettura questi devono essere polarizzati tramite una corrente costante, di durata e intensità opportune, applicata a uno dei due terminali: la grandezza che viene misurata è così la tensione che si sviluppa tra questo e l'altro polo che viene mantenuto ad un potenziale di terra.

Configurando il Keithley come generatore di corrente, questo provvede alla fornitura delle correnti e alla misura delle tensioni per ogni dispositivo; durante l'esposizione al campo di radiazione mantiene invece tutti i terminali dei dispositivi al potenziale di terra. Il modulo di commutazione permette poi di svolgere la misura in maniera seriale per tutti i dispositivi connessi fino ad un massimo di 40. Il programma LabVIEW[®] comanda la sequenza di lettura permettendo di modificare le impostazioni singolarmente per ogni dispositivo connesso e, inoltre, genera gli archivi con i dati acquisiti. Uno schema semplificato del circuito di misura dei RadFETs e dei diodi è riportato in figura 4.18.

La misura dei dispositivi è stata eseguita sempre mentre questi erano immersi nel campo di radiazione, ad esclusione dell'irraggiamento con protoni (IRRAD1) in cui il fascio veniva spento durante i cicli di lettura a causa della sua elevata intensità, è veniva fatta in modo tale da leggere i dispositivi ad intervalli tipicamente di un ora (o meno a seconda di esigenze particolari).

Per la lettura sono poi stati impostati i seguenti protocolli di misura, differenti per le due tipologie di dosimetri:

1. Per i RadFETs venivano acquisite una serie di misure di V_t (da 1 a 5) ad intervalli di 5 secondi l'una dall'altra per tenere sotto controllo il fenomeno di deriva.
2. Per i diodi veniva acquisita una sola misura della tensione diretta, nell'istante in cui questo era attraversato dall'impulso di corrente.

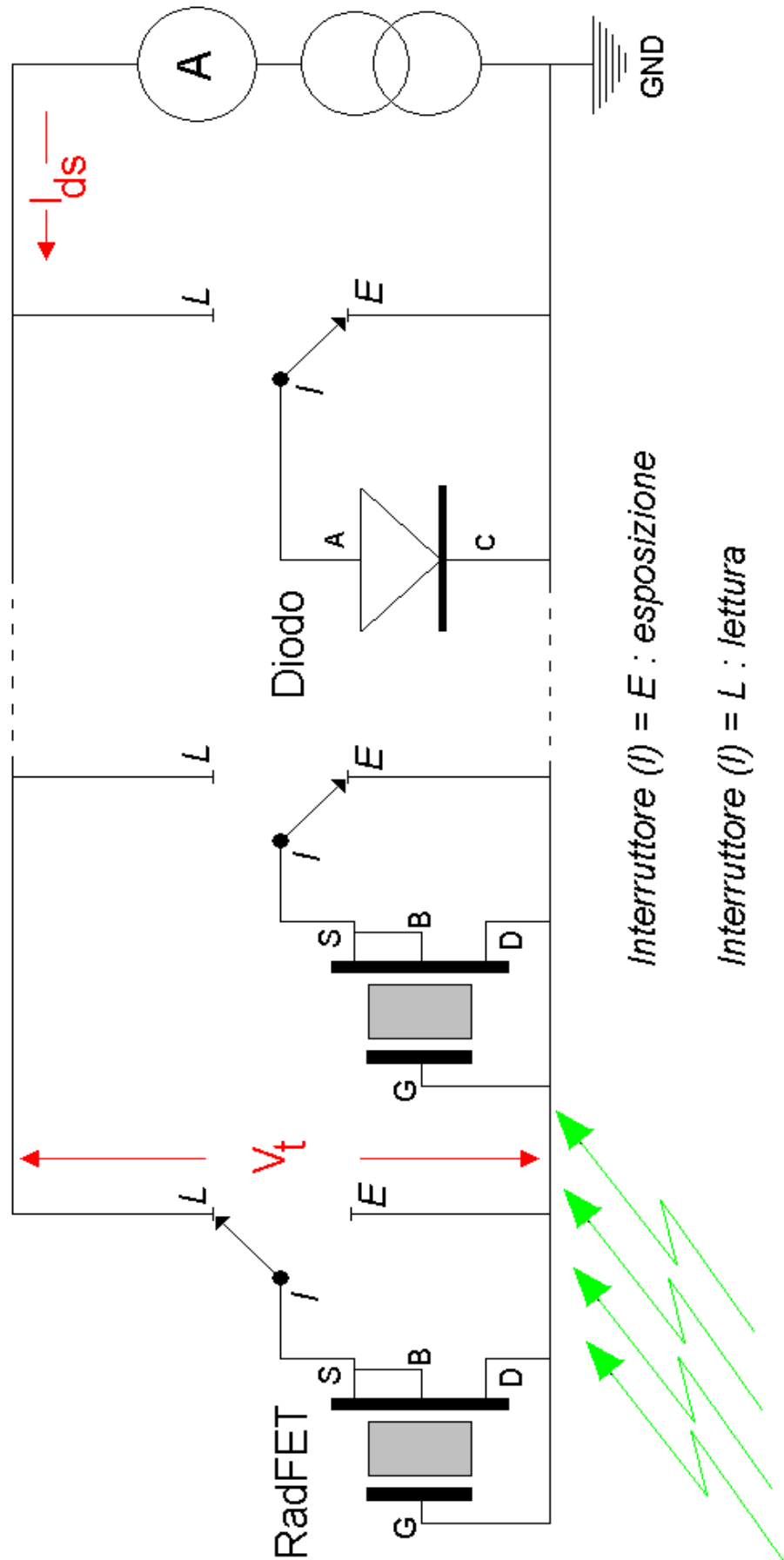


Figura 4.18 Schema del circuito di misura dei dosimetri.

4.4.3 Cablaggi utilizzati

La figura 4.19 riporta lo schema elettrico del circuito di lettura connesso ad un dosimetro (DUT); in questo schema è inclusa la resistenza del cavo (R_{cavo}) utilizzato per la connessione.

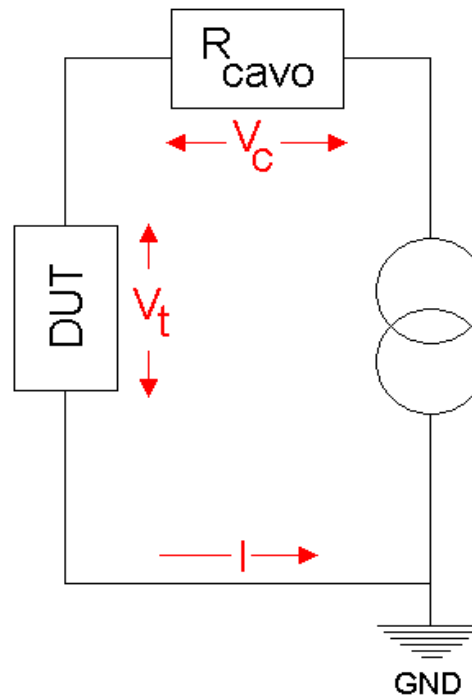


Figura 4.19 Influenza della resistenza dei cavi sulla risposta dei dispositivi.

La resistenza del cavo produce una caduta di tensione (V_c), che si somma (circuito serie) alla tensione misurata ai capi del dosimetro (V_t). Nel caso che V_c diventi quantitativamente importante, questo può generare un errore sulla misura proveniente dai dosimetri. Per l'esecuzione dei test sono stati utilizzati cavi multiconduttore in rame di varie sezioni ($0.09 \div 0.20 \text{ mm}^2$) e resistenze variabili tra 0.02 e $0.2 \text{ } \Omega/\text{metro}$. A seconda della configurazione delle aree sperimentali sono stati predisposti cablaggi da un minimo di 30 metri ad un massimo di 170 metri. Considerando quindi che, la resistenza di ingresso dei dispositivi (R_i) nelle condizioni di utilizzo fornita dai produttori, è di circa $0.7 \div 0.8 \text{ M}\Omega$, il contributo al segnale apportato dalla resistenza del cavo, nel caso peggiore, è stato minore dello $0.06 \text{ } \%$. Inoltre è stata calcolata la potenza impiegata dal generatore di corrente per alimentare il dispositivo alla massima distanza raggiunta (170m) con una corrente di $160 \text{ } \mu\text{A}$: questa è pari a $P = (R_i + R_{cavo})I^2 = 0.022 \text{ W}$ cioè un fattore 1000 più piccola di quella massima erogabile dal Keithley (22 W). Test effettuati con cavi di diverse lunghezze nell'area IRRAD2 hanno poi confermato questi risultati. In definitiva, per l'installazione dei dispositivi all'interno dell'esperimento CMS (per cui sono previsti cablaggi lunghi circa 120 metri), non sono richiesti particolari accorgimenti per la scelta dei cablaggi, inoltre, il potenziale errore nella misura della dose, può essere tenuto in conto effettuando una calibrazione dei

dispositivi con cavi della stessa lunghezza e con le stesse caratteristiche di quelli che saranno in seguito installati nell'esperimento.

4.4.4 Misura della temperatura

La misura della temperatura (T) è stata effettuata, nelle zone IRRAD1 e IRRAD2 con l'ausilio di una sonda di temperatura PT100, collegata direttamente con il sistema di lettura. La misura è stata eseguita quindi con lo stesso intervallo di tempo con cui venivano letti i RadFETs.

Nell'irraggiamento a PSI la misura di T è stata invece eseguita con un sensore indipendente, posizionato in prossimità dei campioni, che ha registrato la temperatura a intervalli di 30 minuti per tutto il periodo dei test.

Per l'irraggiamento nell'area TCC2 non si hanno dati disponibili per questo calcolo.

I risultati sono stati riassunti nella tabella 4.2.

Tabella 4.2 Temperatura presente nelle zone di irraggiamento durante l'esecuzione dei test.

Zona di irraggiamento	Durata periodo irraggiamento (giorni)	Temp. Media (°C)	variazione % nel periodo
Neutroni (IRRAD2)	20	18.68	3.3 %
Protoni (IRRAD1)	1	22.42	0.4 %
Pioni (PSI)	7	23.13	5.4 %

Le variazioni giornaliere, in tutti i casi, sono dell'ordine di 0.2 °C/giorno, tali da rendere questo effetto sulla risposta dei dispositivi totalmente trascurabile.

Capitolo 5

Analisi Dati

In questo capitolo sono riportate le curve di risposta come misurate con i RadFETs e i diodi durante gli irraggiamenti con pioni positivi, protoni e neutroni e si sono poi determinati la sensibilità e l'intervallo dinamico. Inoltre, per i RadFETs, si sono studiati e quantificati due fenomeni che possono essere sorgente di errore durante il loro funzionamento: la deriva e l'*annealing*. Mentre il primo provoca un aumento della tensione di soglia a seguito della polarizzazione, il secondo è in grado di alterare la curva di risposta durante l'irraggiamento e di cambiare la tensione di soglia in funzione del tempo in assenza del campo di radiazione.

5.1 Dosimetri utilizzati

5.1.1 Diodi $p^+/n/n^+$

I diodi ad alta resistività testati sono stati forniti dall'Università di Wollongong in Australia. Questi dispositivi hanno una area attiva di 1 mm^2 ed uno spessore della base (W) di 1.2 mm. Il loro coefficiente di temperatura è di $0.8 \text{ mV}/^\circ\text{C}$, quando sono polarizzati con una corrente di 1mA. La figura 5.1 mostra una serie di quattro diodi assemblati su di una scheda di supporto e pronti per essere testati.

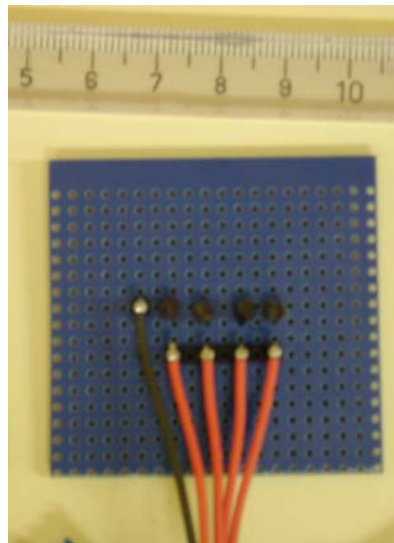


Figura 5.1 Quattro diodi assemblati su di una scheda di supporto.

5.1.2 RadFETs

I RadFETs utilizzati per questo studio sono stati forniti da tre diverse case produttrici: Radiation Experiments and Measurements (REM), con base a Oxford in Inghilterra, National Microelectronics Research Center (NMRC), con base a Cork in Irlanda, e Thomson and Nielsen Electronics Ltd. (T&N), Canada. I primi due produttori hanno fornito il solo circuito integrato di silicio su cui sono realizzati, con tecnologia MOS, quattro transistor RadFETs. Tipicamente, questi circuiti integrati hanno le dimensioni di 1 mm^2 ed i dispositivi che vi sono realizzati all'interno hanno caratteristiche differenti come l'area del transistor, il rapporto tra le dimensioni superficiali (larghezza (W) / lunghezza (L)) dello stesso e lo spessore dello strato di ossido, che conferisce sensibilità diverse ai dispositivi. I quattro RadFETs, realizzati sullo stesso circuito integrato, hanno inoltre il substrato di silicio in comune. Questo permette quindi di utilizzare uno solo dei quattro dispositivi alla volta per mantenere il controllo sul valore della corrente che si usa per la loro polarizzazione.

Considerate le esigue dimensioni dei circuiti integrati, per gli irraggiamenti dei RadFETs REM ed NMRC è stata appositamente disegnata e costruita una scheda

elettronica che ha consentito di poter irraggiare fino a 12 dispositivi nello stesso istante. Questo garantisce inoltre una buona omogeneità delle risposte in quanto gli stessi si trovano posizionati in un'area delle dimensioni di 1 cm^2 che è sufficientemente piccola rispetto alle dimensioni trasversali dei fasci di particelle che vengono usati per gli irraggiamenti.

Il produttore T&N ha invece inviato i circuiti integrati già racchiusi in un contenitore di resina epossidica. In particolare sono quindi stati provati: 3 modelli differenti di RadFETs della REM, 1 della NMRC e tre tipi di RadFETs della T&N.

5.1.2.1 Thomson and Nielsen (T&N)

I dispositivi forniti dalla T&N si presentano montati dentro un contenitore ad 8 piedini che racchiude un circuito integrato su cui sono realizzati, come già detto, 2 RadFETs. I tre tipi di dosimetri testati, indicati con le sigle TN 502P, TN 250P e TN 100P, differiscono tra di loro nello spessore dell'ossido che conferisce così una diversa sensibilità nella misura della dose ionizzante. I dati costruttivi principali di questi dispositivi sono riassunti in tabella 5.1.

Tabella 5.1 Dosimetri T&N.

	TN 502P	TN 250P	TN 100P
Area (mm^2)	0.010	0.010	0.010
Rapporto dimensionale (W/L)	100	100	100
Spessore ossido (μm)	0.50	0.25	0.10
Resistività del Substrato (Ωcm)	2 ÷ 4	2 ÷ 4	2 ÷ 4
Coefficiente di Temperatura alla corrente di polarizzazione ($\text{mV}/^\circ\text{C}$)	-2 ÷ -3	-2 ÷ -3	-2 ÷ -3

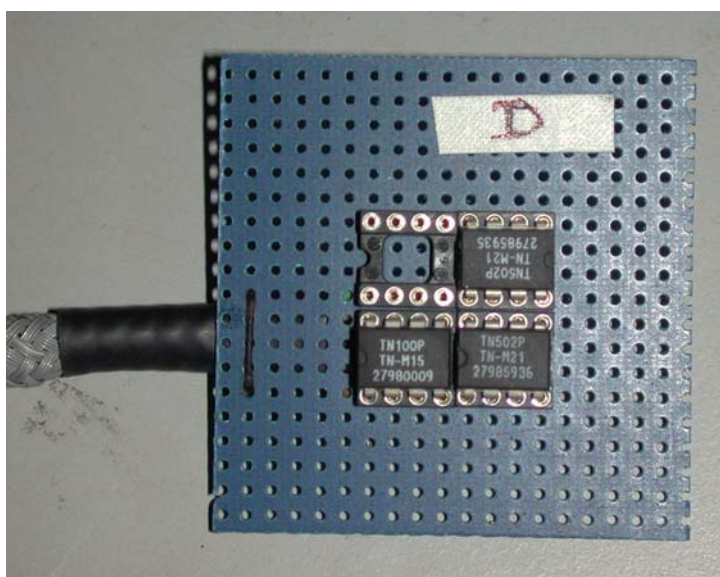


Figura 5.2 Una scheda elettronica contenente tre dosimetri TN.

La corrente con cui vengono alimentati è di $100 \mu\text{A}$, a cui, prima dell'irraggiamento, si misurano delle tensioni di soglia V_t che variano da 2 V a circa 5 V a seconda del modello. La figura 5.2 mostra una scheda elettronica su cui sono montati tre dosimetri T&N pronti per l'irraggiamento.

5.1.2.2 Radiation Experiments and Measurements (REM)

Due tipi di RadFETs sono stati forniti dal produttore REM: il TOT501 e il TOT502. I circuiti integrati, delle dimensioni di 1 mm^2 , di area attiva 0.015 mm^2 e con rapporto larghezza / lunghezza = 40, contengono un totale di quattro dispositivi, di cui due con ossido spesso (Tipo R) e due con un ossido più sottile (Tipo K). I dosimetri sono realizzati su di un substrato di resistività di circa $2 \div 5 \Omega\text{cm}^2$ e hanno coefficiente di temperatura di $-2 \div -3 \text{ mV}/^\circ\text{C}$, quando alimentati con una corrente di $160 \mu\text{A}$. I valori di V_t alla corrente di alimentazione sono di circa 3 V per i RadFETs di tipo R e $6 \div 8 \text{ V}$ per quelli di tipo K. Gli spessori degli ossidi per i quattro tipi di RadFETs REM sono riportati nella tabella 5.2, mentre in figura 5.3 si può vedere una scheda elettronica contenente i circuiti integrati REM e NMRC.

Tabella 5.2 Spessore degli ossidi dei dosimetri REM.

	Spessori ossido nel TOT501 (μm)	Spessori ossido nel TOT502 (μm)
Tipo R	0.85	0.93
Tipo K	0.25	0.13

5.1.2.3 National Microelectronics Research Center (NMRC)

La ditta NMRC ha fornito un solo tipo di RadFET (modello ESAPMOS04). Anche in questo caso il circuito integrato, su cui si trovano un totale di 4 dispositivi tutti con un ossido di $0.40 \mu\text{m}$ di spessore, ha le dimensioni di 1 mm^2 su di un substrato di resistività $2 \div 5 \Omega\text{cm}^2$.

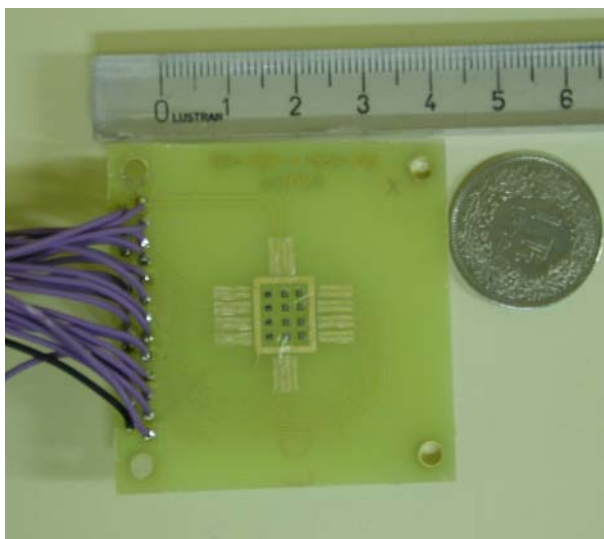


Figura 5.3 Scheda elettronica per il test dei RadFETs REM/NMRC.

In particolare due RadFETs hanno un rapporto W/L di 300/50, mentre i rimanati due hanno un raporto W/L di 690/15. In particolare, per i nostri test, è stato utilizzato il tipo 300/50 alimentato con una corrente di 10 μ A; a questa corrente il coefficiente di temperatura è di $-2 \div -3$ mV/°C. In figura 5.3 è visibile la scheda fatta costruire per ospitare i circuiti integrati NMRC e REM.

5.2 Risposta dei diodi $p^+/n/n^+$

5.2.1 Dati utilizzati

Una serie di 4 diodi è stata provata in tutti gli irraggiamenti effettuati. Sono stati in seguito analizzati i dati provenienti da tutte le aree sperimentali ad esclusione di quelli dell'irraggiamento con protoni (IRRAD1) in quanto il fascio molto intenso, unito al fatto che sono stati acquisiti pochi punti sperimentali per bassi valori della fluena di particelle non ha permesso di ottenere una curva di risposta nella zona di interesse. La tabella 5.3 riassume il numero di dispositivi che hanno funzionato, e le massime fluenze di particelle raggiunte, in ogni irraggiamento.

Tabella 5.3 Riassunto dati analizzati nello studio dei diodi.

Irraggiamento	n.ro dispositivi funzionanti	Max. Fluena raggiunta
neutroni (IRRAD2)	4	$1.72 \pm 0.13 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$
neutroni (TCC2)	3	$1.2 \pm 0.06 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$
pioni (PSI)	2	$2.5 \pm 0.15 \times 10^{14} \text{ } \pi/\text{cm}^2$

La fluena di neutroni raggiunta in IRRAD2 è stata calcolata come descritto in Appendice A, ed è afflitta da un errore che deriva dalla misura dell'attività indotta dai neutroni nell'alluminio stesso. Per i neutroni di TCC2, il valore di fluena è invece stato ottenuto convertendo i valori della dose assorbita, misurati da una serie di camere a ionizzazione poste nell'area sperimentale, utilizzando un opportuno fattore di conversione. L'errore in questo caso è stato stimato utilizzando l'imprecisione delle camere stesse. Per ultimo, nel fascio di pioni, la fluena è stata nuovamente misurata tramite l'attivazione di fogli di alluminio come descritto sempre in Appendice A.

Nei due irraggiamenti con neutroni, il tempo intercorso tra una serie di letture e l'altra era di 1 ora, mentre in quello con pioni l'intervallo era di circa 13 minuti, pari al tempo necessario al sistema di acquisizione per misurare tutta la serie di dosimetri provati, in quanto si voleva acquisire un numero elevato di punti per avere una dettagliata curva di risposta.

5.2.2 Procedura di analisi e discussione dei risultati

Nelle figure 5.4, 5.5 e 5.6 sono riportate le curve di risposta dei diodi nei due irraggiamenti con neutroni (IRRAD2 e TCC2) e nel fascio di pioni positivi a PSI. Le curve sono state ottenute facendo la media delle risposte dei canali funzionanti. Negli irraggiamenti con neutroni, la differenza nelle risposte dei vari campioni, in regime lineare, è stata minore dell'1%, il che conferisce ai dati utilizzati una buona omogeneità. Per i pioni sono riportate invece le risposte di entrambi i canali funzionanti che differiscono invece di meno dell'8%. Questo è

stato fatto per mettere in evidenza la perdita di omogeneità che si verifica quando i dispositivi escono dalla regione di funzionamento lineare.

Da queste curve di risposta sono poi stati ricavati i seguenti parametri:

- la fluenza alla quale i dispositivi escono dalla regione di funzionamento lineare,
- la sensibilità nella regione lineare,
- la fluenza alla quale i diodi vanno in saturazione.

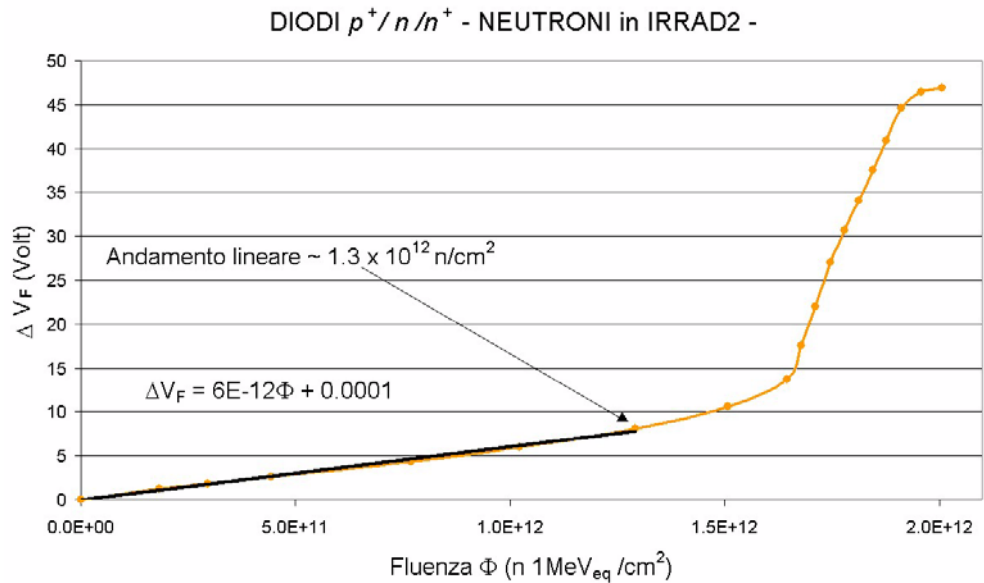


Figura 5.4 Curva di risposta ai neutroni in IRRAD2. La curva è stata ottenuta dalla media delle risposte dei 4 canali irraggiati.

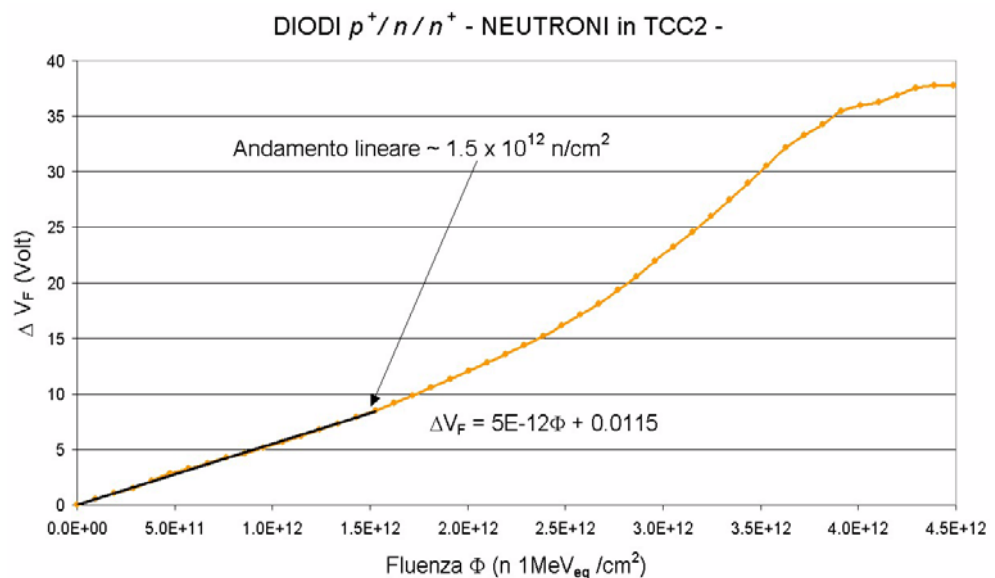


Figura 5.5 Curva di risposta ai neutroni in TCC2. La curva è stata ottenuta dalla media delle risposte di 3 dispositivi funzionanti su 4 irraggiati.

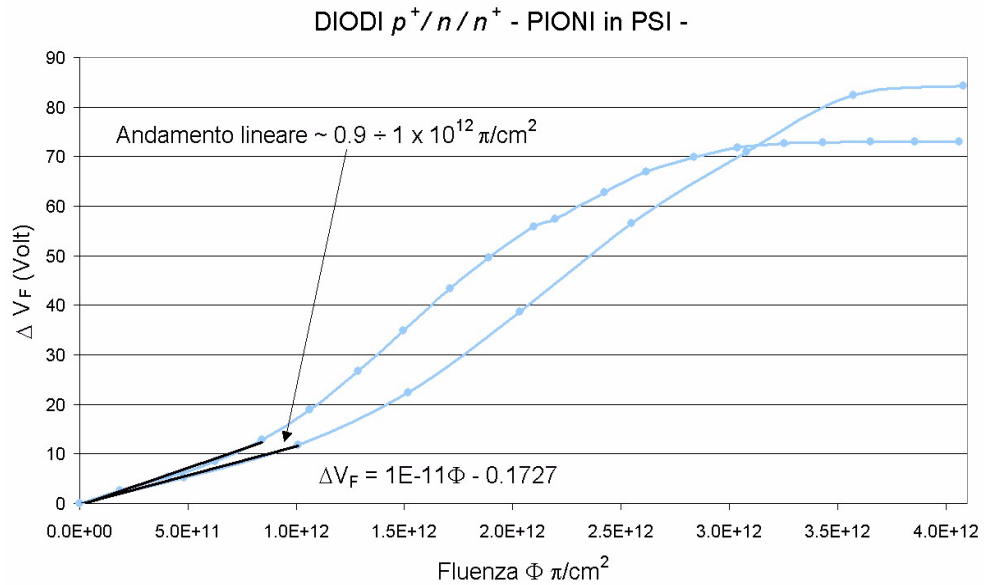


Figura 5.6 Risposta ai pioni positivi (PSI). Le due curve mostrano i dati ottenuti dagli unici 2 dispositivi che hanno funzionato su quattro irraggiati.

In tutti e tre i casi analizzati la risposta dei dispositivi è quella attesa: un andamento lineare per bassi valori di fluenza che tende a saturare per valori più elevati della stessa. La regione lineare dei diodi si estende fino a $1 \div 1.5 \times 10^{12}$ particelle/cm², mentre la saturazione è raggiunta per valori di fluenza di $2 \div 4 \times 10^{12}$ particelle/cm².

L'intervallo nella curva di risposta a cui si è interessati per l'applicazione dosimetrica di questi dispositivi risulta quindi essere quello lineare. Questo intervallo però, risulta abbastanza limitato per i diodi in questione (10^{12} particelle/cm²) rispetto ai valori di fluenza previsti per l'esperimento CMS ($10^{13} \div 10^{14}$ particelle/cm²): questo è spiegato dall'elevata larghezza della base dei diodi ($W=1.2$ mm). La sensibilità nella regione di interesse è stata ottenuta eseguendo un fit lineare dei dati; i risultati sono riassunti nella tabella seguente (tabella 5.4) dove l'incertezza sulla misura è stata valutata sommando in quadratura l'errore statistico e dell'errore sistematico sulla misura indipendente della fluenza. Un controllo sui valori di χ^2 ha permesso inoltre di confermare il buon accordo tra le rette scelte per i fit e l'andamento dei punti sperimentali [66].

Tabella 5.4 Sensibilità diodi p⁺/n/n⁺.

Tipo di particella	Sensibilità (mV / 10 ¹⁰ part/cm ²)
neutroni (IRRAD2)	60 ± 7.5
neutroni (TCC2)	50 ± 2.5
pioni (PSI)	100 ± 15

La risposta ottenuta per i diodi nei due campi neutronici è simile in quanto in entrambi i casi, si ha uno spettro simile di particelle (dominato da neutroni con basse energie con un massimo a circa 1 MeV e poche particelle di energie fino a

10 MeV) che crea nel silicio la stessa quantità di danno. Nonostante i pioni da 192 MeV di PSI producano la stessa quantità di danno nel silicio dei neutroni da 1MeV ($k=1$ in figura 3.1), il danno da essi provocato è maggiore di quello indotto da neutroni di energie dell'ordine dei keV che compongono in prevalenza lo spettro delle aree neutroniche ($k = 0.01 \div 0.5$).

Il valore di sensibilità più elevato ottenuto per i pioni carichi, è così imputabile a questa differenza del campo di radiazione.

Per ultimo, in figura 5.7 è riportato il comportamento dei diodi nel fascio di pioni positivi per fluenze superiori alla soglia di saturazione.

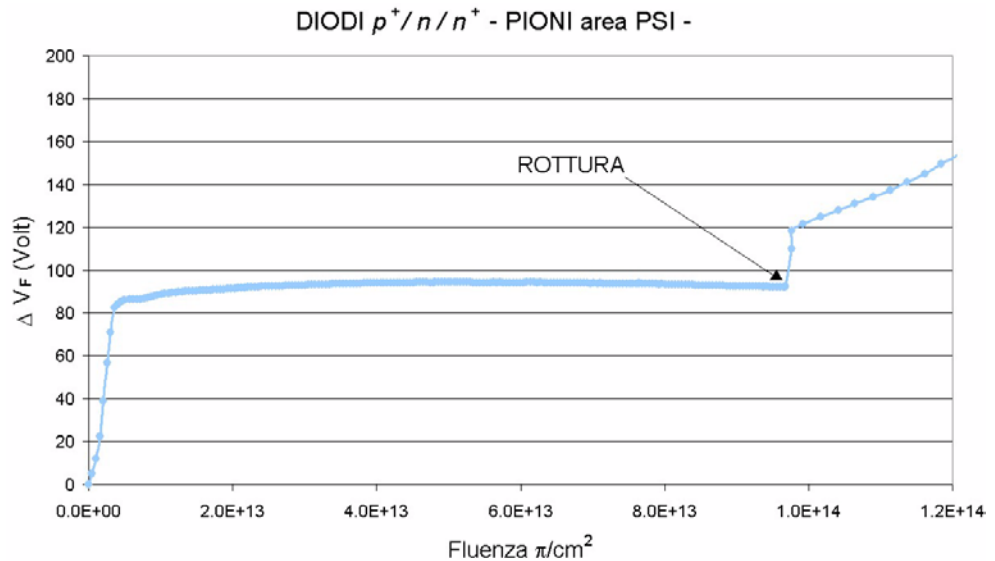


Figura 5.7 Comportamento dei diodi ad alte fluenze.

Come è visibile in figura, per un valore molto elevato della fluenza delle particelle, la caratteristica esce dalla saturazione e la tensione del dispositivo inizia a crescere molto rapidamente: il dispositivo cessa di funzionare.

5.3 Risposta dei RadFETs a protoni e pioni positivi

5.3.1 Dati utilizzati

Le risposte dei RadFETs ai fasci di pioni positivi e protoni, sono state ricavate dai dati acquisiti nell'irraggiamento al Paul Scherrer Institut (PSI) e in quello nell'area IRRAD1 rispettivamente.

Per ogni irraggiamento sono stati installati 4 RadFETs per ogni tipo, ma non sempre tutti hanno funzionato: la tabella 5.5 riassume quindi il numero di canali che hanno funzionato, per ciascun tipo di RadFETs, nei due irraggiamenti.

Tabella 5.5 Tavola riassuntiva campioni testati.

Tipo di RadFETs	PIONI	PROTONI
NMRC	4	1
REM 501K	2	1
REM 501R	4	0
REM 502R	0	2
TN 100P	3	4
TN 250P	2	4
TN 502P	2	4

A causa della divergenza del fascio di pioni, dovuta alla focalizzazione dello stesso da parte dei magneti, i campioni hanno raggiunto una fluena di particelle diversa a seconda della loro posizione lungo l'asse del fascio. I campioni più esposti (RadFETs REM e NMRC) hanno raggiunto una fluena di $4.2 \pm 0.16 \times 10^{14} \pi/\text{cm}^2$, corrispondente ad una dose ionizzante di $112 \pm 4.4 \text{ kGy}$, mentre le schede elettroniche contenenti i RadFETs T&N hanno raggiunto in media fluene di $3.3 \pm 0.13 \times 10^{14} \pi/\text{cm}^2$, corrispondenti ad una dose ionizzante di $89 \pm 3.5 \text{ kGy}$. La massima fluena raggiunta nel test con protoni è stata invece di $1.44 \pm 0.09 \times 10^{14} \text{ p}/\text{cm}^2$, corrispondente ad una dose di 37 kGy (ottenuta dal confronto del valore ottenuto convertendo la fluena, con le misure effettuate su campioni di Alanina⁸).

In questi due irraggiamenti, i dati sono stati acquisiti a distanza di circa 15 minuti l'uno dall'altro. In IRRAD1 il fascio molto intenso ha costretto ad estrarre i campioni dal fascio ogni qualvolta si eseguiva un ciclo di acquisizione. Questo è stato fatto per ottenere i dati ad incrementi di dose non troppo elevati l'uno dall'altro, ed il più possibile simili per le varie serie di dosimetri che venivano

⁸ Sostanza organica inserita in una matrice polimerica nella quale le radiazioni inducono la formazioni di radicali liberi in quantità proporzionale alla dose assorbita.

letti in maniera sequenziale. Sempre per questi dati, a causa di un problema tecnico, il primo valore di risposta disponibile è situato attorno ai 3÷10 kGy. In PSI invece, letture così frequenti sono state fatte, fino a tutta la prima metà irraggiamento, per ottenere una dettagliata curva di risposta; nella seconda metà si è poi passati all'usuale protocollo di misura con una lettura ogni ora. E' da notare che, mentre nel caso dei protoni, in cui tutti i canali hanno funzionato per l'intera durata del test, nel caso dei pioni si è verificata la situazione contraria: tutti i dosimetri all'inizio erano funzionanti, ma poi alcuni hanno fornito delle risposte anormali durante lo svolgimento dei test. Per esempio, nel caso dei RadFETs T&N durante l'irraggiamento a PSI:

- un dosimetro TN 100P ha smesso di funzionare ad una dose di circa 10 kGy;
- due dosimetri TN 250P hanno mostrato andamenti anomali a partire da qualche kGy di dose assorbita;
- tutti e quattro i dosimetri TN 502P non hanno funzionato bene, solo le risposte di due dispositivi fino alla dose di 3 kGy sono state considerate corrette e analizzate.

5.3.2 Curve di risposta

La buona omogeneità ottenuta nelle risposte, riportata in tabella 5.6, ha permesso di compiere lo studio sulla media delle curve ottenute dai dispositivi dello steso tipo.

Tabella 5.6 Omogeneità nelle risposte negli irraggiamenti con particelle cariche.

Tipo di RadFETs	Omogeneità PIONI (%)	Omogeneità PROTONI (%)
NMRC	11.0	---
REM 501K	4.5	---
REM 501R	13	---
REM 502R	---	4.0
TN 100P	8.0	30.0
TN 250P	3.0	11.0
TN 502P	1.2	15.8

Prima di poter procedere al calcolo della media, si è dovuto però procedere alla correzione dei dati per tener conto del fenomeno di *annealing*. In corrispondenza dei punti in cui i fasci di particelle venivano spenti infatti, la tensione di soglia dei dispositivi iniziava a decrescere. Per questo motivo si sono dovuti eliminare questi periodi di decrescita; questo è stato fatto sommando, alla tensione misurata alla fine del periodo di *annealing*, il decremento di tensione prodotto durante il periodo di *annealing* stesso.

Le figure dalla 5.8 alla 5.14 mostrano le risposte medie dei dispositivi al fascio di pioni positivi ed al fascio di protoni così corrette. Le barre di errore si riferiscono all'incertezza sulla misura della dose assorbita nei due irraggiamenti.

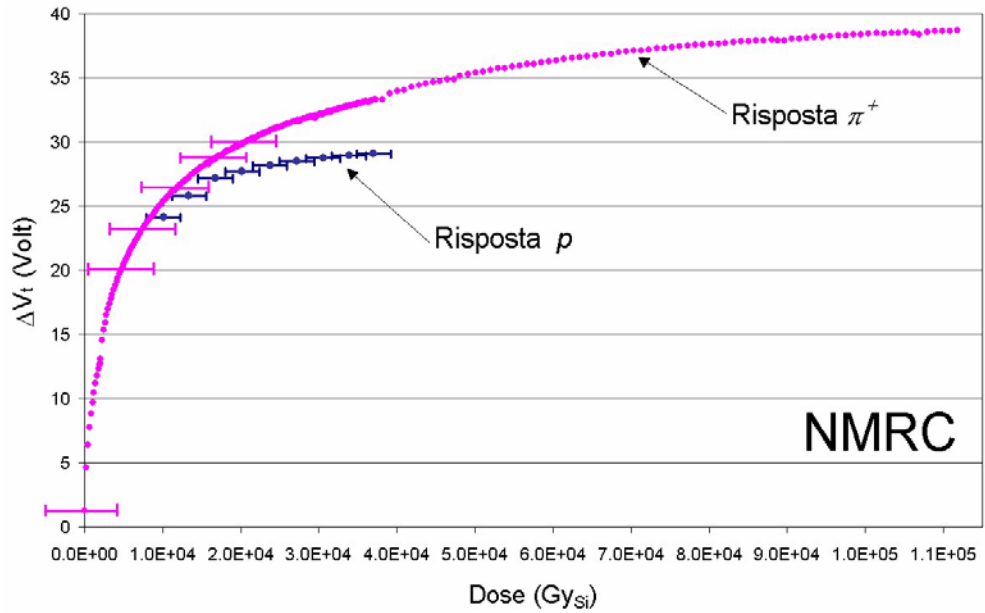


Figura 5.8 Curve di risposta ottenute con pioni positivi e protoni dei RadFETs NMRC.

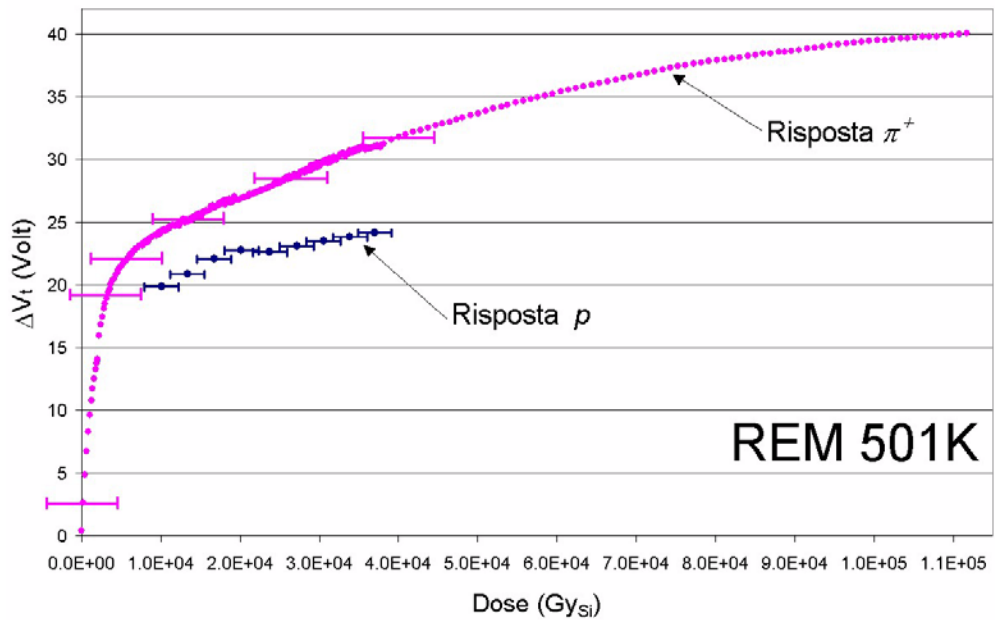


Figura 5.9 Curve di risposta ottenute con pioni positivi e protoni dei RadFETs REM 501K.

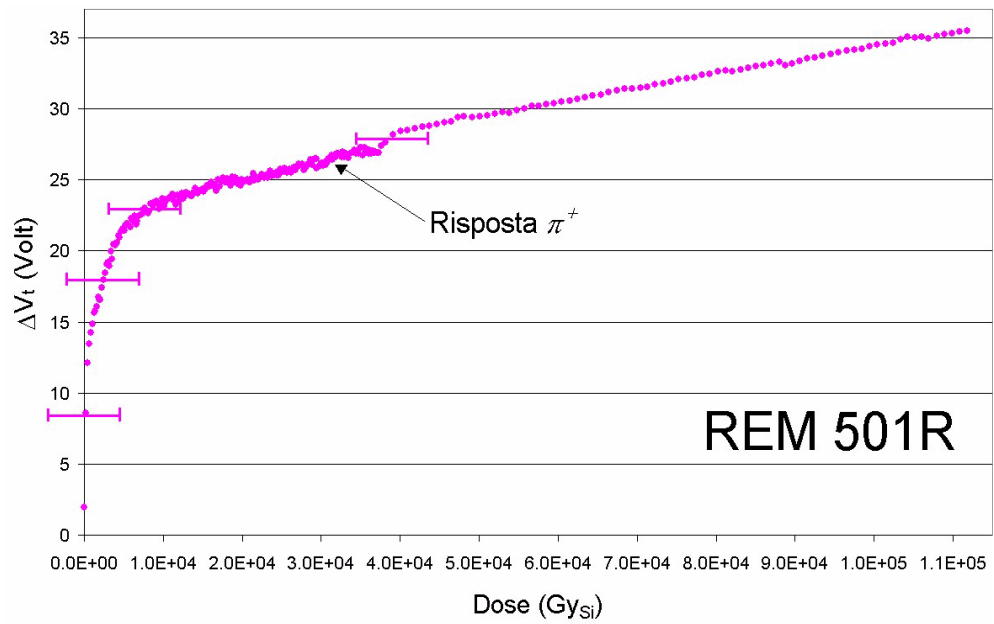


Figura 5.10 Curve di risposta ottenute con pioni positivi dei RadFETs REM 501R.

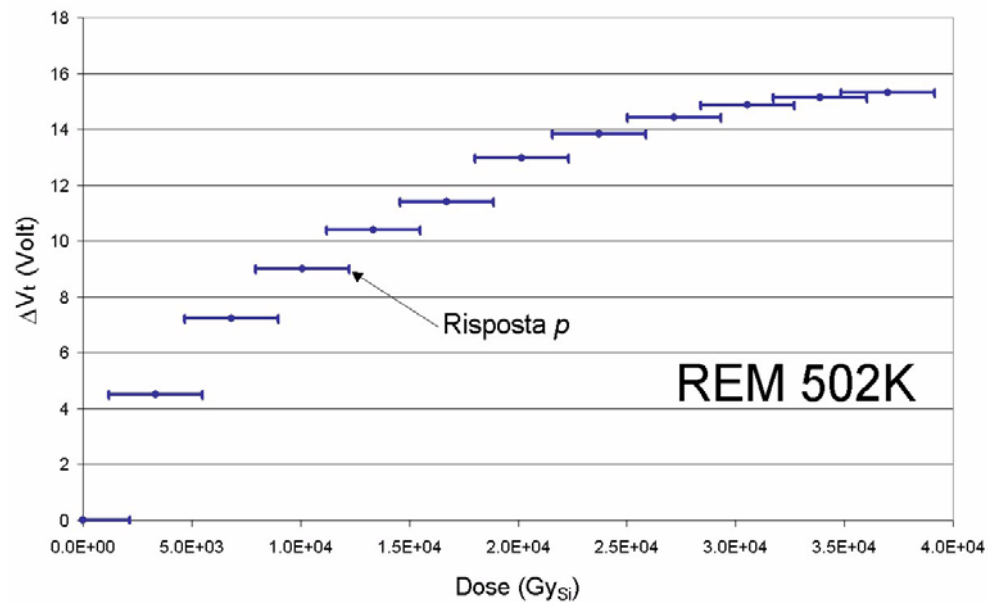


Figura 5.11 Curve di risposta ottenute con protoni dei RadFETs REM 502K.

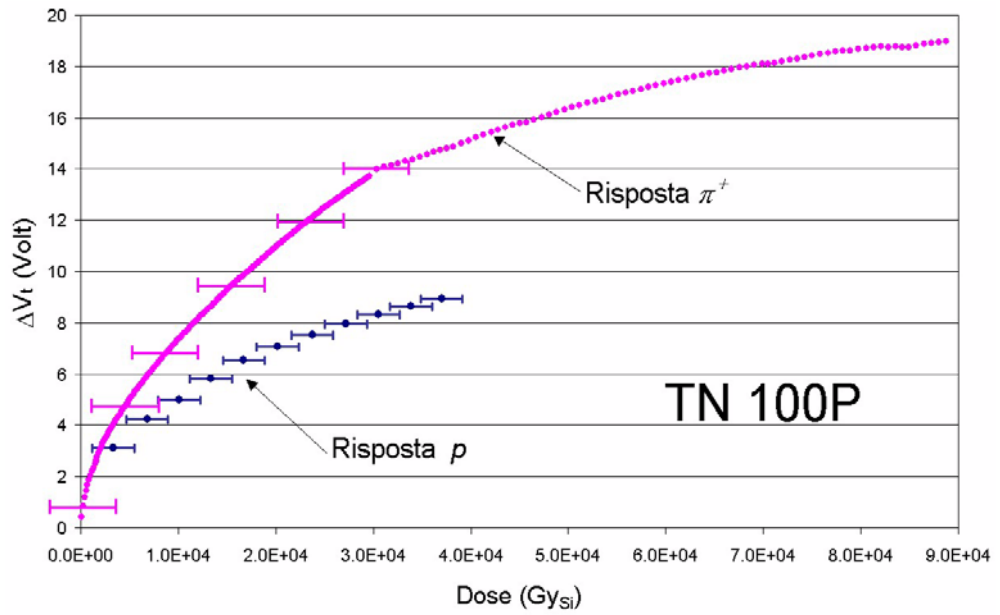


Figura 5.12 Curve di risposta ottenute con pioni positivi e protoni dei RadFETs TN 100P.

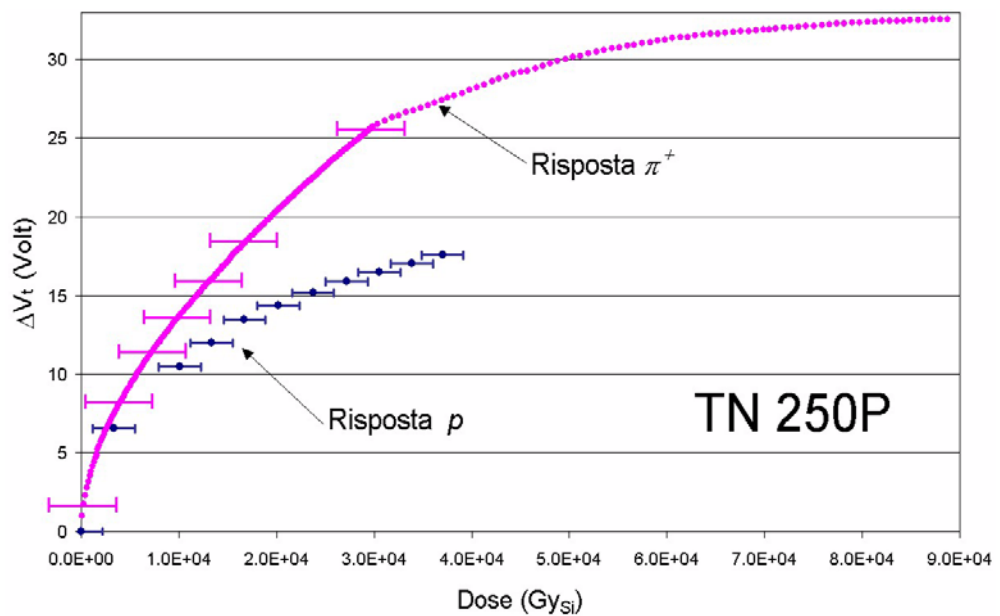


Figura 5.13 Curve di risposta ottenute con pioni positivi e protoni dei RadFETs TN 250P.

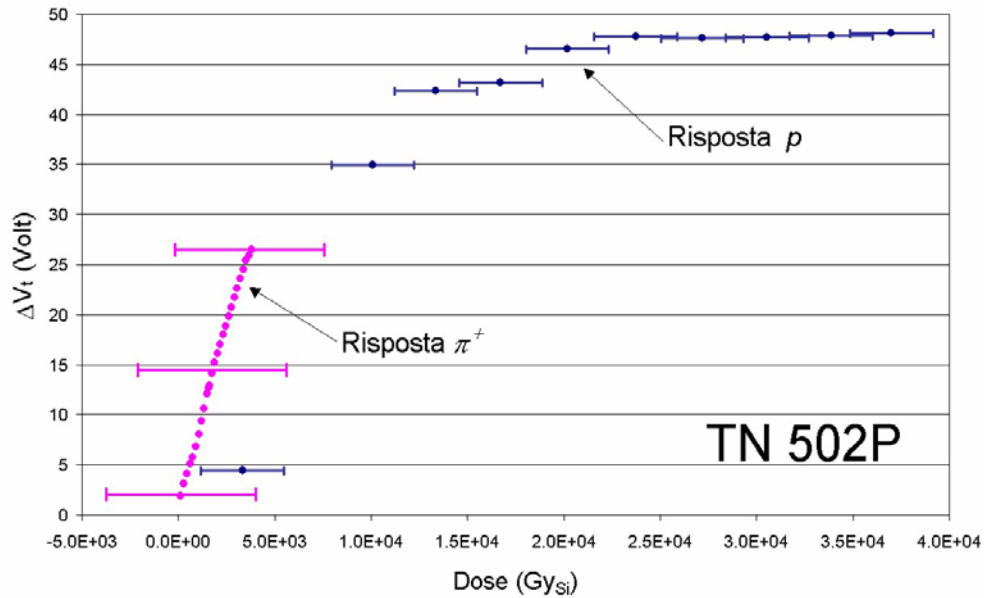


Figura 5.14 Curve di risposta ottenute con pioni positivi e protoni dei RadFETs TN 502P.

Come già detto nel capitolo 3, i RadFETs mostrano una crescita della tensione di soglia sublineare con l'aumento della dose assorbita. Questo comporta, in pratica, una diminuzione della sensibilità in funzione della dose assorbita come riportato, per esempio, nella tabella 5.7 che si riferisce ai dosimetri NMRC per l'irraggiamento con pioni positivi.

Tabella 5.7 Variazione della sensibilità in funzione della dose.

Dose Assorbita (Gy)	Sensibilità $\delta V_t / \delta D$ (mV/Gy)
1	230.00
10	43.42
100	14.68
1'000	4.62
10'000	0.77
100'000	0.05

La determinazione della sensibilità dei dispositivi alle particelle cariche utilizzate è stata così fatta eseguendo dei fit dei punti sperimentali con una legge di potenza $\Delta V_t = C \times D^M$, nella quale i parametri C ed M sono i parametri del fit. I fit sono poi stati fatti dividendo la curva di risposta in tre regioni a coprire tutto l'intervallo di dose esplorato.

Sapendo poi che la minima variazione di dose apprezzata dai RadFETs (e non influenzata da fenomeni di instabilità intrinseca), è quella corrispondente ad un cambiamento nella tensione di soglia di $2 \div 3$ mV, si sono ricercati i valori massimi di dose (intervallo dinamico) per cui, a queste variazioni di tensione, corrispondono incrementi di dose dell'ordine di 0.1, 1 e 10 Gy. In altre parole

l'intervallo dinamico è il valore di dose massimo, al di là del quale non si distingue più l'incremento minimo di dose richiesto. I tre valori presi come riferimento per i calcoli rappresentano così le sensibilità minime richieste in media nelle differenti parti dell'esperimento CMS. Questi tre vincoli alla sensibilità dei dispositivi sono stati indicati con i simboli:

$$\left(\frac{\delta V_t}{\delta D}\right)_{0.1}, \left(\frac{\delta V_t}{\delta D}\right)_1, \left(\frac{\delta V_t}{\delta D}\right)_{10}$$

ed i corrispondenti valori di intervallo dinamico calcolati sono stati riportati nella tabella tabella 5.8.

Tabella 5.8 Intervalli dinamici dei RadFETs valutati nell'irraggiamento con pioni.

RadFETs	Dose a $(\delta V_t/\delta D)_{0.1}$ [Gy]	Dose a $(\delta V_t/\delta D)_1$ [kGy]	Dose a $(\delta V_t/\delta D)_{10}$ [kGy]
NMRC	50	7	50
REM 501K	12	6	70
REM 501R	200	1.6	30
REM 502K	##	##	##
TN 100P	3	0.3	30
TN 250P	8	1.1	40
TN 502P	4	> 3	##

Il modello REM 502K non è stato testato nell'irraggiamento con pioni, mentre il modello TN 502P ha funzionato correttamente solo fino a 3 kGy. A questo valore di dose assorbita è possibile misurare ancora variazioni di dose dell'ordine di 0.5 Gy. Lo stesso calcolo è stato eseguito (ed è riportato in tabella 5.9) per i dati dell'irraggiamento con protoni con la differenza che l'elevata intensità del fascio ha reso possibile la sola valutazione di $(\delta V_t/\delta D)_{10}$ ed i dati non forniscono nessuna indicazione per il calcolo dell'intervallo dinamico per sensibilità maggiori. Inoltre in tabella 5.9 sono anche riportati gli scarti, valutati in percentuale, tra le due risposte alle particelle cariche alle dosi 3, 10, 37 kGy.

In tabella 5.9 non è riportato alcun dato per il modello REM 501R in quanto non è stato testato nell'irraggiamento con protoni. I valori mancanti sono dovuti invece al fatto che non sono disponibili i dati richiesti per il confronto a causa del numero limitato di misure effettuato durante il test con protoni, sempre a causa dell'elevata intensità del fascio di IRRAD1.

Dopo la tabella 5.9 sono poi riportate, dalla figura 5.15 alla figura 5.26, le curve utilizzate per la determinazione della sensibilità dei RadFETs ai pioni ed ai protoni. In queste curve si possono vedere le serie di dati sperimentali e i fit utilizzati a ricoprire i diversi intervalli di dose.

Nelle curve che si riferiscono all'irraggiamento con i pioni sono poi anche stati riportati graficamente i due limiti fino ai quali i RadFETs permettono ancora di distinguere incrementi di dose di 1 e 10 Gy rispettivamente.

Tabella 5.9 Dati caratteristici dei RadFETs valutati nell'irraggiamento con protoni.

RadFETs	Dose a $(\delta V_t/\delta D)_{10}$ [kGy]	Scarto $\pi - p$ a 3 kGy (%)	Scarto $\pi - p$ a 10 kGy (%)	Scarto $\pi - p$ a 37 kGy (%)
NMRC	20		4.7	12.3
REM 501K	15		18.1	22.2
REM 501R	###	###	###	###
REM 502K	20			
TN 100P	12	21.9	32.0	39.4
TN 250P	> 30	11.5	23.41	35.9
TN 502P	< 20			

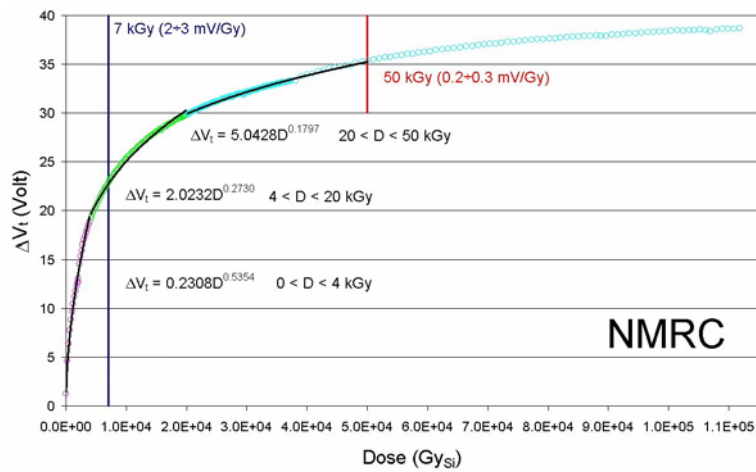


Figura 5.15 Fit di sensibilità ai PIONI POSITIVI per i RadFETs NMRC.

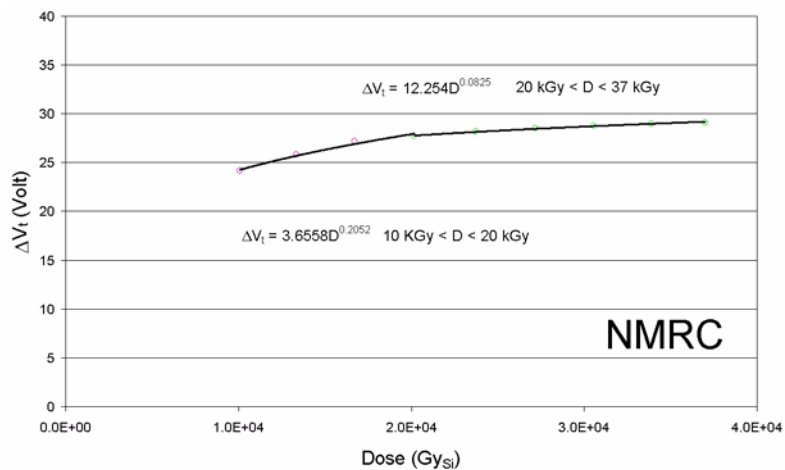


Figura 5.16 Fit di sensibilità ai PROTONI per i RadFETs NMRC.

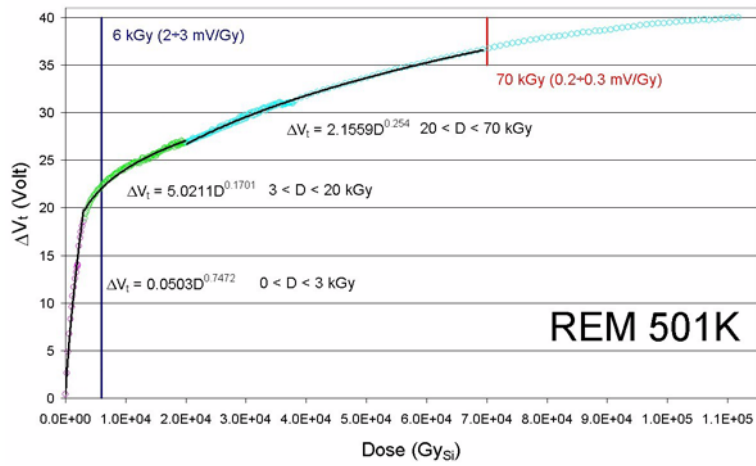


Figura 5.17 Flt di sensibilità ai PIONI POSITIVI per i RadFETs REM 501K.

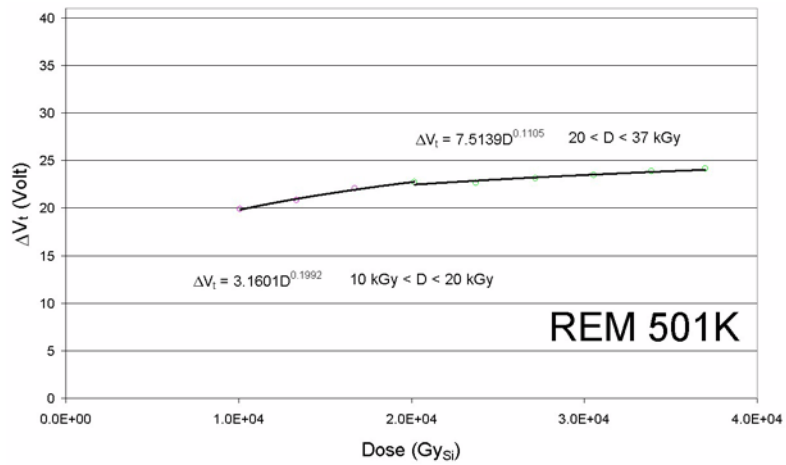


Figura 5.18 Flt di sensibilità ai PROTONI per i RadFETs REM 501K.

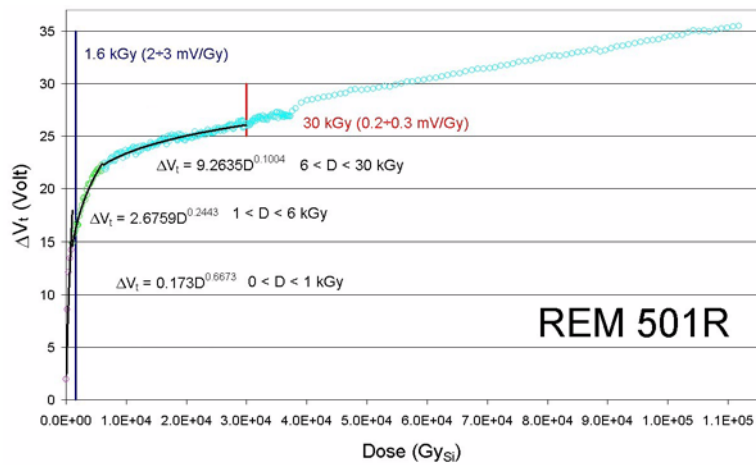


Figura 5.19 Flt di sensibilità ai PIONI POSITIVI per i RadFETs REM 501R.

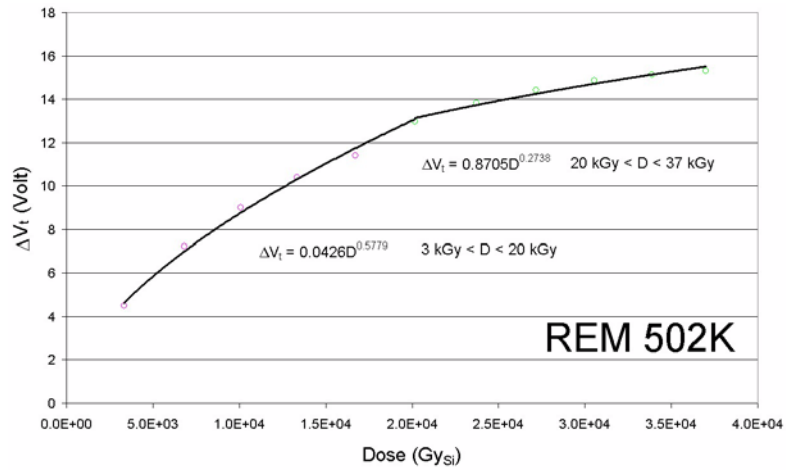


Figura 5.20 Ft di sensibilità ai PROTONI per i RadFETs REM 502K.

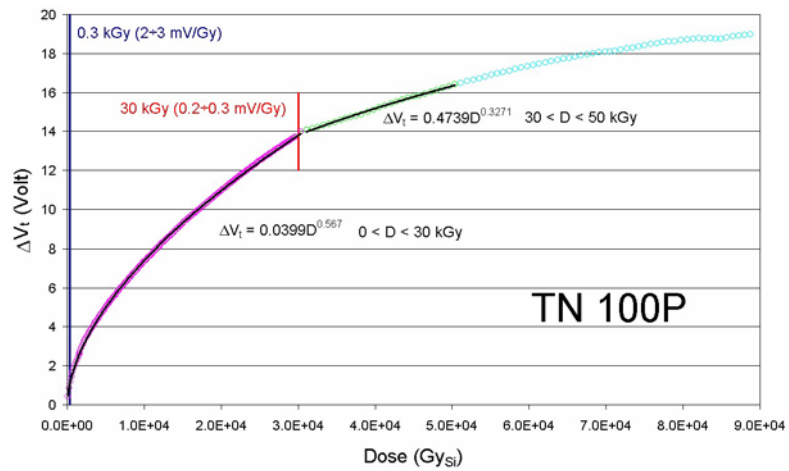


Figura 5.21 Ft di sensibilità ai PIONI POSITIVI per i RadFETs TN 100P.

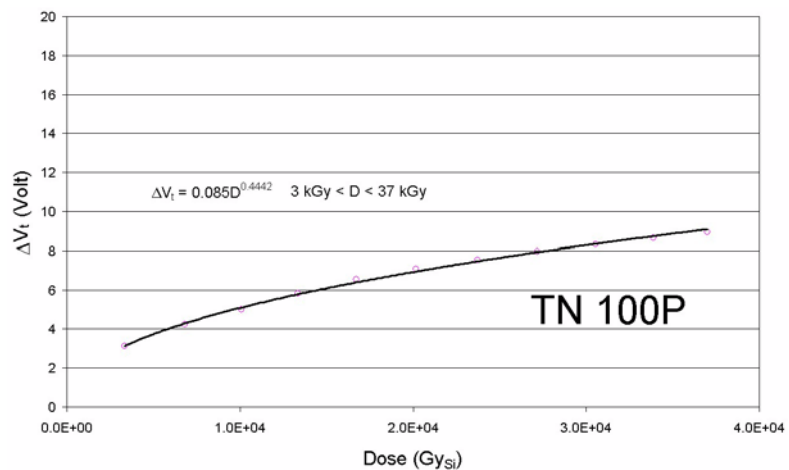


Figura 5.22 Ft di sensibilità ai PROTONI per i RadFETs TN 100P.

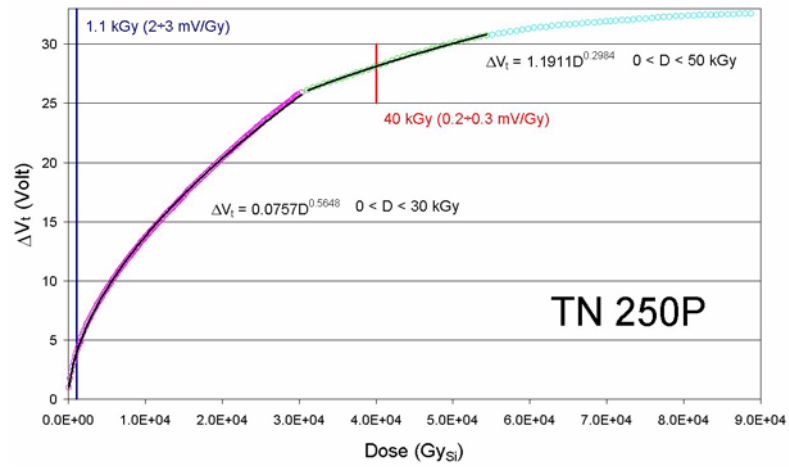


Figura 5.23 Flt di sensibilità ai PIONI POSITIVI per i RadFETs TN 250P.

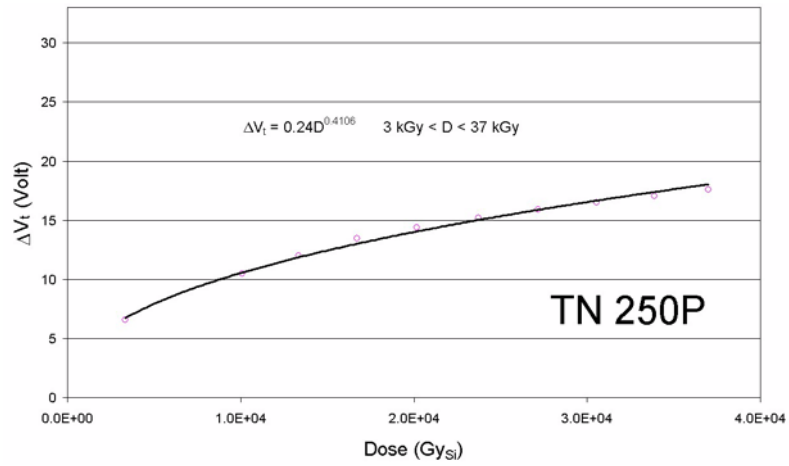


Figura 5.24 Flt di sensibilità ai PROTONI per i RadFETs TN 250P.

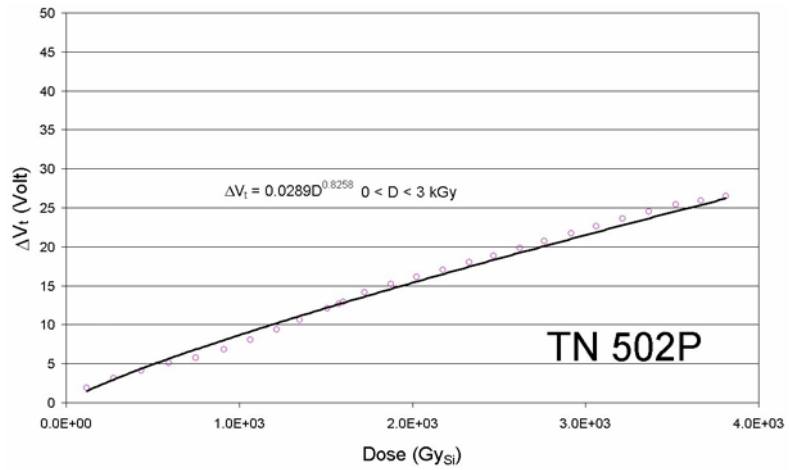


Figura 5.25 Flt di sensibilità ai PIONI POSITIVI per i RadFETs TN 502P.

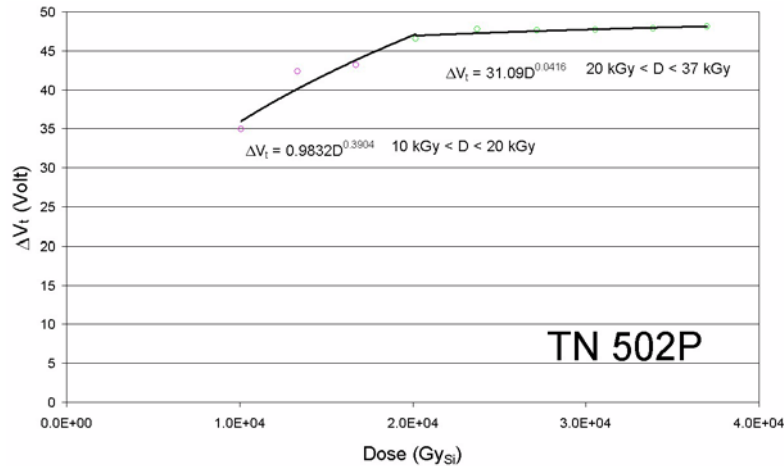


Figura 5.26 Flt di sensibilità ai PROTONI per i RadFETs TN 502P.

5.3.3 Conclusioni

Le figure da 5.8 a 5.14 mettono in evidenza una differenza sostanziale tra la risposta ottenuta per i pioni e quella ottenuta per il protoni. In particolare, il segnale ottenuto nell'irraggiamento con protoni è dal 5 al 40 % minore di quello ottenuto per i pioni.

Questa differenza potrebbe essere dovuta alle seguenti cause:

1. *annealing*, in quanto nell'irraggiamenti in IRRAD1 i dispositivi venivano estratti dal fascio ad ogni ciclo di acquisizione dati;
2. rapidità con cui aumenta il campo elettrico all'interno dell'ossido a causa della dose differenziale;
3. diversa probabilità di ricombinazione delle coppie elettrone/lacuna nell'ossido.

L'*annealing* sicuramente ha influito sulla determinazione della risposta dei protoni, anche per il fatto che durante l'analisi dati non è stato possibile eliminarlo in quanto si era acquisito un solo valore della tensione in tutto l'arco di tempo in cui i dosimetri erano stati estratti dal fascio. Questo però non è sufficiente a spiegare delle differenze tra le due risposte fino a quasi il 40 %, in quanto lo studio dell'*annealing* (vedi paragrafo 5.6) ha mostrato un effetto nell'ordine di pochi percento in un tempo paragonabile a quello impiegato per il ciclo di misure in IRRAD1. Inoltre, confrontando i diversi tipi di RadFETs, i dosimetri NMRC sono i dispositivi contraddistinti dall'*annealing* maggiore e sono quelli che presentano la discrepanza minore tra i dati di protoni e pioni (circa il 12 % a 37 kGy).

L'accumulo di carica nell'ossido, che tende a esaurire le trappole disponibili e ad ostacolare l'intrappolamento di altre lacune, è ritenuto essere una delle cause che ha portato alla differenza osservata [67]. Le dosi differenziali ottenute nei due irraggiamenti sono state di 7.3 kGy/ora per l'irraggiamento con protoni e $0.7 \div 1$ kGy/ora, in dipendenza dal posizionamento dei campioni nel fascio, per l'irraggiamento con pioni. La differenza di un fattore 10 in questo parametro

conferma quindi questa ipotesi anche se non permette ancora di capire le differenze calcolate nelle risposte tra i dosimetri provenienti dai diversi produttori.

La crescita delle ricombinazioni tra elettroni e lacune nell'ossido è stata proposta come la causa principale della differenza nelle risposte da vari autori [68]-[70]. Quando una particella come un protone o un pione attraversa lo strato di ossido, delle copie elettrone/lacuna (secondari carichi) sono create. In seguito, questi elettroni, depositano praticamente tutta la loro energia in prossimità della traiettoria della particella stessa. Questo può essere facilmente verificato confrontando l'energia totale trasferita dai secondari carichi allo strato di ossido dei RadFETs (ΔE) con il valore del trasferimento lineare di energia⁹ (LET) delle stesse nell'ossido di silicio.

Avendo precedentemente calcolato che i pioni ed i protoni utilizzati negli irraggiamenti non variano praticamente la loro energia quando interagiscono con l'ossido e che entrambe le particelle possono essere considerate come particelle al minimo di ionizzazione (vedi Appendice A), l'energia depositata nel SiO₂ per protone/pione incidente risulta essere data dalla semplice espressione:

$$\Delta E = \int \left(\frac{dE}{d\xi} \right)_{min} d\xi = \left(\frac{dE}{d\xi} \right)_{min} \cdot \int d\xi = \left(\frac{dE}{d\xi} \right)_{min} \cdot \xi \quad (5.1)$$

dove con $(dE/d\xi)_{min}$ è indicata l'energia ceduta per unità di cammino dalle particelle al minimo di ionizzazione, espressa in MeV·cm²/g, e con ξ il prodotto dello spessore (t_{ox}) per la densità del SiO₂ ($\xi = t_{ox} \times \rho$). Come discusso in Appendice A, l'energia ceduta dai pioni e dai protoni per unità di cammino non varia durante l'interazione con l'ossido dei dispositivi, per questo motivo nella equazione 5.1 $(dE/d\xi)_{min}$ è stato portato fuori dal segno di integrale ($\xi \ll Range\ p/\pi$).

Per gli spessori di ossido dei RadFETs testati (0.1 ÷ ~1 μ m), si ottengono valori di ΔE compresi tra 0.2 e 0.4 keV che coincidono proprio con i valori del LET per pioni da 300 MeV/c e protoni da 24 GeV/c ritrovati in letteratura.

Inoltre questo calcolo conferma che, siccome durante l'interazione gli elettroni perdono praticamente tutta la loro energia in un percorso di lunghezza paragonabile con lo spessore dell'ossido dei dispositivi, sussiste la condizione di "equilibrio delle particelle cariche" in cui è possibile affermare che la dose ionizzante assorbita dai dispositivi coincide con l'energia trasferita.

Nonostante che l'energia depositata nell'ossido da parte dei due tipi di particelle cariche sia la stessa, la differenza nelle due interazioni è dovuta alla differenza tra le masse e le energie cinetiche delle due particelle. I protoni, molto più grandi e veloci, producono una quantità di coppie elettrone/lacuna maggiore, inoltre a questi elettroni viene trasferito dai protoni un impulso più elevato. I pioni per contro producono meno coppie e con una velocità minore. Come risultato di

⁹ LET deriva dall'acronimo inglese *Linear Energy Transfer*. Questa grandezza è definita come il rapporto tra l'energia impartita al mezzo dalla particella carica in un piccolo tratto del suo percorso, e la lunghezza del tratto stesso. Questa grandezza è tipicamente misurata in keV/ μ m.

questo fenomeno si ha una risposta minore dei dispositivi RadFETs in quanto la carica intrappolata è minore a parità di energia assorbita (dose). Inoltre la probabilità di ricombinazione è una funzione complicata del tipo materiale, cosa che può spiegare perchè si hanno delle differenze tra le risposte di protoni e pioni che variano da produttore a produttore.

I risultati ottenuti per le sensibilità e gli intervalli dinamici dei dispositivi provati, riportati nelle tabelle 5.8 e 5.9, saranno discussi ampiamente nel capitolo conclusivo. Sembra opportuno notare subito che, in entrambi i casi i dispositivi sembrano in grado di distinguere 10 Gy fino ad elevati valori di dose assorbita. Inoltre, nello stesso capitolo, verranno confrontati i risultati ottenuti con quelli noti da lavori precedenti [71][72], e che riguardano la calibrazione dei dispositivi fornita dai produttori.

5.4 Risposta dei RadFETs alle particelle neutre

5.4.1 Dati Utilizzati

Per la curva di risposta dei RadFETs ai neutroni sono stati utilizzati i dati ottenuti nell'irraggiamento nell'area IRRAD2. Come nei casi precedenti, sono state testate una serie di 4 RadFETs per ogni tipo, ad esclusione del modello REM 501R che non era più disponibile, e del modello REM 502K, di cui sono stati testati gli ultimi 2 campioni disponibili. In questo irraggiamento, tutti i campioni hanno funzionato correttamente durante il corso di tutto il test. L'ambiente di radiazione è qui costituito da neutroni a largo spettro (50 keV ÷ 10 MeV) e da una importante componente ionizzante (essenzialmente gamma), e la massima fluenza raggiunta è stata di $1.72 \pm 0.13 \times 10^{14}$ neutroni (1MeV_{eq})/cm², corrispondente ad un deposito di dose nel silicio di 554 Gy.

In questi irraggiamento, dopo aver valutato l'intensità del fascio, è stato scelto di leggere le serie di dispositivi con il protocollo usuale, cioè ad intervalli di 1 ora tra una lettura e l'altra.

5.4.2 Curve di risposta

Ancora una volta, la risposta riportata è la media sulle curve ottenute dai diversi dispositivi dello stesso tipo. La differenza nelle risposte delle diverse serie di dosimetri varia dall'1 % al 6 % per tutti i tipi di RadFETs, tranne che per il modello TN 502P per il quale questo valore è del 12 %. Questo scarto elevato si pensa essere dovuto al fatto che un dispositivo di questa serie non era centrato rispetto al fascio, venendosi così a trovare in una posizione in cui ha assorbito una dose minore rispetto agli altri 3 campioni infatti, se non si tiene conto di questo dosimetro, lo scarto nelle risposte tra gli altri tre dispositivi si riduce all'1%.

Anche in questo caso, la prima operazione compiuta è stata quella di correggere i dati affetti dal fenomeno di *annealing* per ottenere le curve V_t -vs- dose per ogni dispositivo. In seguito al calcolo della media poi, si è voluta determinare la presenza di una eventuale risposta dei RadFETs dovuta al solo campo neutronico. Si è quindi provveduto a sottrarre alla risposta totale quella dovuto alla sola componente ionizzante del fascio.

Per questo calcolo si è proceduto assumendo che la dose fosse stata depositata nel silicio linearmente con il tempo, cioè che la dose differenziale fosse costante, ottenendo delle curve ΔV_t -vs- dose. Fatto questo è stato poi chiesto ai produttori di convertire, basandosi sulle loro curve di calibrazione, i valori di dose sino a 554 Gy nella crescita di tensione, ottenendo così una curva ΔV_t^* -vs- dose. Sottraendo le due curve ($\Delta V_t - \Delta V_t^*$) si è ottenuto il segnale residuo dovuto ai neutroni. Nelle figure 5.27, 5.28, 5.29 e 5.30 sono riportate, per i diversi dispositivi, la risposta totale misurata (punti di colore blu) e il segnale residuo calcolato con la procedura sopra descritta (linea continua o punti di colore rosso). Il produttore T&N non possiede una curva di calibrazione a basse dosi

per gli irraggiamenti in modalità passiva e ha potuto fornire il valore di V_t^* nel solo punto a 554 Gy.

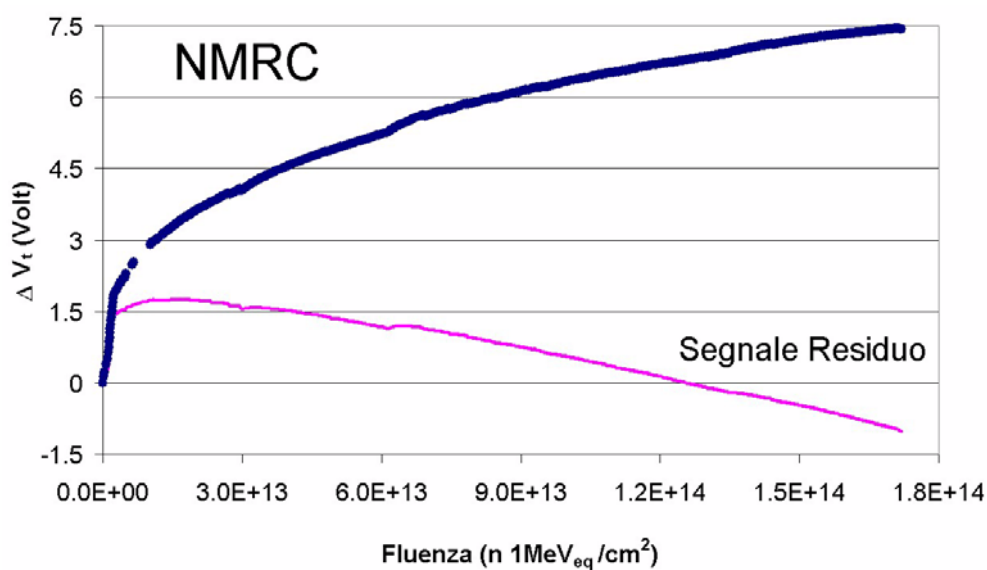


Figura 5.27 Risposta dei dosimetri NMRC al campo misto (punti blu) e segnale residuo dovuto ai soli neutroni (linea viola).

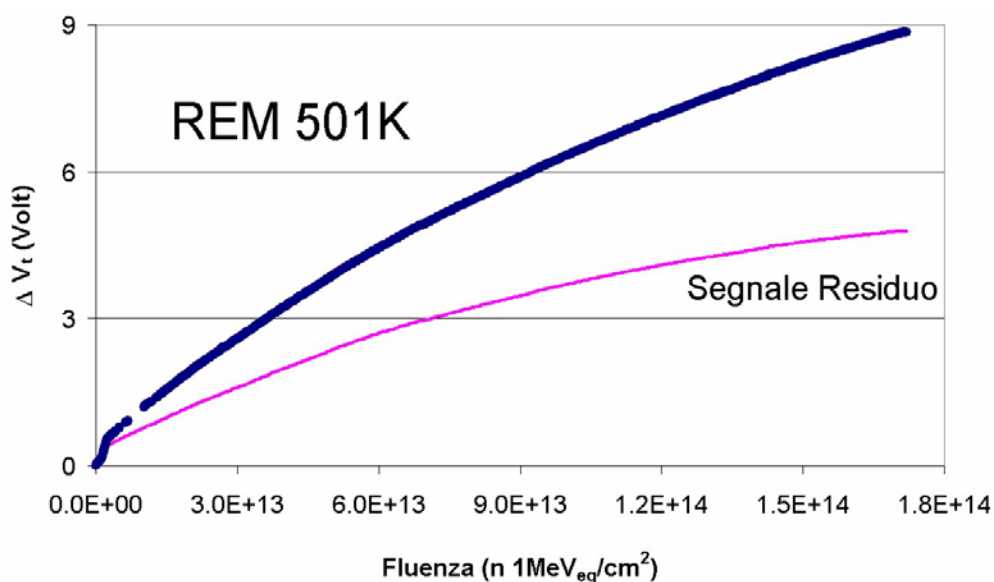


Figura 5.28 Risposta dei dosimetri REM 501K al campo misto (punti blu) e segnale residuo dovuto ai soli neutroni (linea viola).

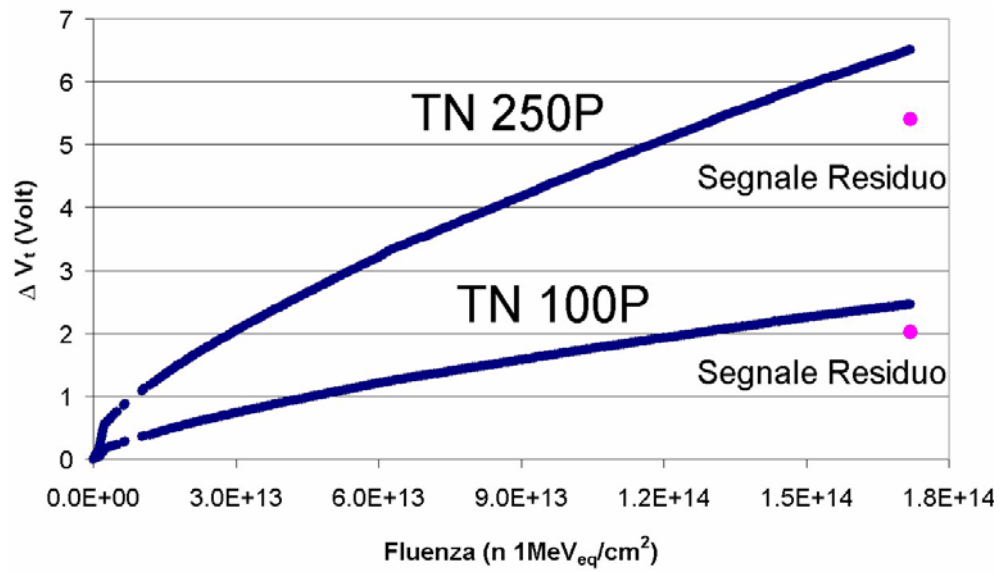


Figura 5.29 Risposta dei dosimetri TN 100P e TN250P al campo misto (punti blu) e segnale residuo dovuto ai soli neutroni (punti viola).

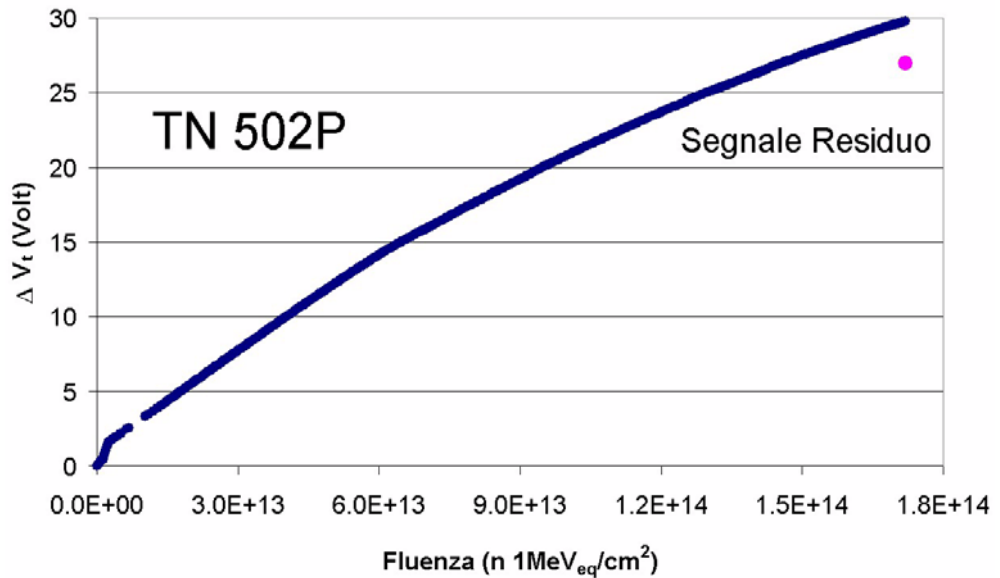


Figura 5.30 Risposta dei dosimetri TN 502P al campo misto (punti blu) e segnale residuo dovuto ai soli neutroni (punti viola).

5.4.3 Conclusioni

L'ammontare del segnale residuo è stato valutato in percentuale rispetto al segnale totale, i valori calcolati sono riassunti in tabella 5.10.

Per i RadFETs della NMRC il segnale residuo negativo può, in realtà, essere considerato pari a zero se si tengono in conto gli errori sulle simulazioni per il calcolo della dose e gli errori sulla curva di calibrazione.

Tabella 5.10 Segnale Residuo

Tipo di RadFETs	Formato del dispositivo	Segnale Residuo (%)
NMRC	circuito integrato	0
REM 501K	circuito integrato	54
TN 100P	circuito integrato + contenitore plastico	82
TN 250P	circuito integrato + contenitore plastico	83
TN 502P	circuito integrato + contenitore plastico	91

I neutroni, essendo elettricamente neutri, non contribuiscono direttamente alla deposizione di energia per ionizzazione nello strato di SiO_2 dei RadFETs. Le particelle secondarie, alfa e i protoni prodotte da fenomeni di diffusione e da reazioni nucleari, che si generano dall'interazione dei neutroni nello stato di silicio e nell'alluminio che costituisce il terminale *Gate*, possono però arrivare fino nell'ossido e depositare la loro energia sotto forma ionizzante, originando così una risposta nei dispositivi [74]. E' già stata infatti provata l'esistenza un contributo dei neutroni (variabile con il variare dell'energia degli stessi) alla sensibilità dei RadFETs. Anche in questo caso però, la risposta piccola comparata rispetto a quella dei fotoni o delle particelle cariche, sembrerebbe dovuta al fatto che i secondari generati dai neutroni hanno una densità di ionizzazione elevata (per esempio più alta di quella degli elettroni generati dall'interazione dei fotoni) che accresce la probabilità delle ricombinazioni tra elettroni e lacune nell'ossido [50]. Questo potrebbe spiegare la differenza misurata tra i dispositivi REM ed NMRC nei test qui presentati.

A priori, non è inoltre nemmeno possibile escludere un effetto sulla risposta dei RadFETs dovuto al danno prodotto dai neutroni nello strato di silicio (perdita non ionizzante), i valori elevati calcolati in tabella 5.10 e la grande differenza che separa i modelli testati con rivestimento plastico da quelli senza, inducono però a pensare che il segnale sia stato prodotto dall'interazione dei neutroni con la plastica che riveste i dispositivi, e con i materiali che li circondano. Anche le schede elettroniche su cui i RadFETs sono assemblati negli irraggiamenti sono di materiale plastico (contengono grandi quantità di idrogeno) e sono quindi probabilmente capaci di influenzare le risposte, in quanto rendono più efficiente il trasferimento nella materia dell'energia posseduta dai neutroni. Questa ipotesi è poi ancora confermata da alcuni lavori qui citati in bibliografia [75][76][77].

Concludendo, con buona probabilità, la risposta nei RadFETs dovrebbe essere essenzialmente dovuta solo alla componente ionizzante del campo di radiazione.

5.5 Analisi della deriva dei dispositivi RadFETs

5.5.1 Motivazione dello studio e dati utilizzati

Come discusso nel capitolo 3, nei dispositivi RadFETs, la carica intrappolata nella regione di ossido all'interfaccia con il silicio è sorgente di un fenomeno di instabilità che causa un aumento della tensione di soglia V_t nel tempo a partire dall'istante in cui gli stessi vengono polarizzati da parte del sistema di lettura. La conoscenza di questo fenomeno per i vari dispositivi, risulta quindi di fondamentale importanza per stabilire un protocollo di lettura adeguato, in modo da non commettere errori nella misura della dose. Per questo motivo, durante gli irraggiamenti si è deciso di effettuare letture multiple nel tempo dei dispositivi ogni qual volta i RadFETs venivano misurati dal sistema di acquisizione dati. In tutti gli irraggiamenti il protocollo di misura adottato per la misura della deriva è consistito nel effettuare la prima misura dopo 5 secondi dall'iniezione della corrente di polarizzazione, ed in seguito acquisire altre 4 misure di V_t a distanza di 5 secondi l'una dall'altra. In questo modo, per ogni dispositivo ed ogni qualvolta questo veniva misurato, si ha a disposizione una serie di dati da cui è possibile ricavare l'andamento di V_t in un intervallo di tempo totale di 25 secondi.

In particolare per questo studio sono stati usati i dati degli irraggiamenti a IRRAD1, IRRAD2 e PSI, che hanno permesso di avere una panoramica del fenomeno quando i RadFETs sono sottoposti ad un flusso di protoni, neutroni e pioni carichi rispettivamente.

5.5.2 Procedura di Analisi

Lo studio è stato effettuato misurando l'andamento temporale di V_t sia prima dell'irraggiamento che, in seguito, per i seguenti valori di dose assorbita: 554 Gy di dose nell'irraggiamento con neutroni, 10 kGy e 37 kGy per il test con protoni e 1,10,100 kGy nell'irraggiamento con pioni.

Dopo aver effettuato la media dei dati di deriva misurati sui diversi campioni dello stesso dispositivo, è stata presa come riferimento la prima misurazione effettuata dopo 5 secondi (istante temporale $t = 0$) ed alle misure acquisite nei 20 secondi successivi, è stato sottratto questo valore di riferimento. Si sono così ottenute le curve che mostrano la variazione della tensione di soglia rispetto alla prima misura effettuata, con in funzione del tempo. La figura 5.31 mostra per esempio i risultati ottenuti per il modello di RadFET REM 501K nell'irraggiamento con pioni alle diverse dosi di riferimento.

Siccome la deriva aumenta in maniera importante con l'aumentare della dose assorbita, una volta ottenuti gli andamenti caratteristici per tutti i dosimetri e per tutti gli irraggiamenti, la deriva misurata dopo 20 secondi alla massima dose raggiunta è stata confrontata e valutata quantitativamente.

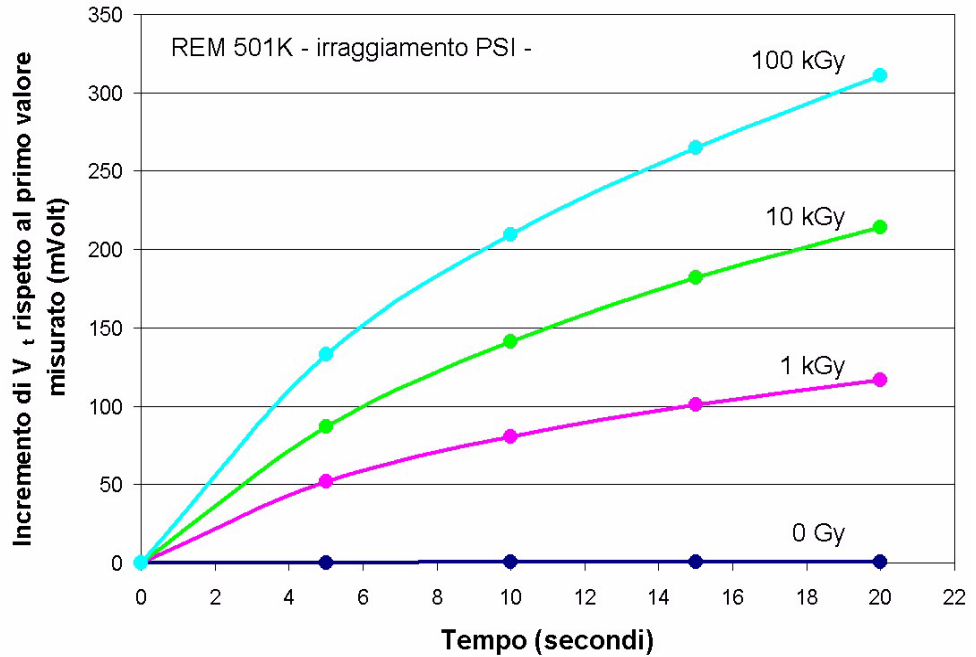


Figura 5.31 Deriva del RadFETs REM 501K al variare della dose assorbita nell'irraggiamento con pioni.

I confronti tra le derive dei diversi dispositivi sono stati eseguiti utilizzando grafici come quello riportato in figura 5.32. Il valore della deriva, dopo un intervallo di 20 secondi, alle diverse dosi considerate nei tre diversi test sono riportati in tabella 5.11.

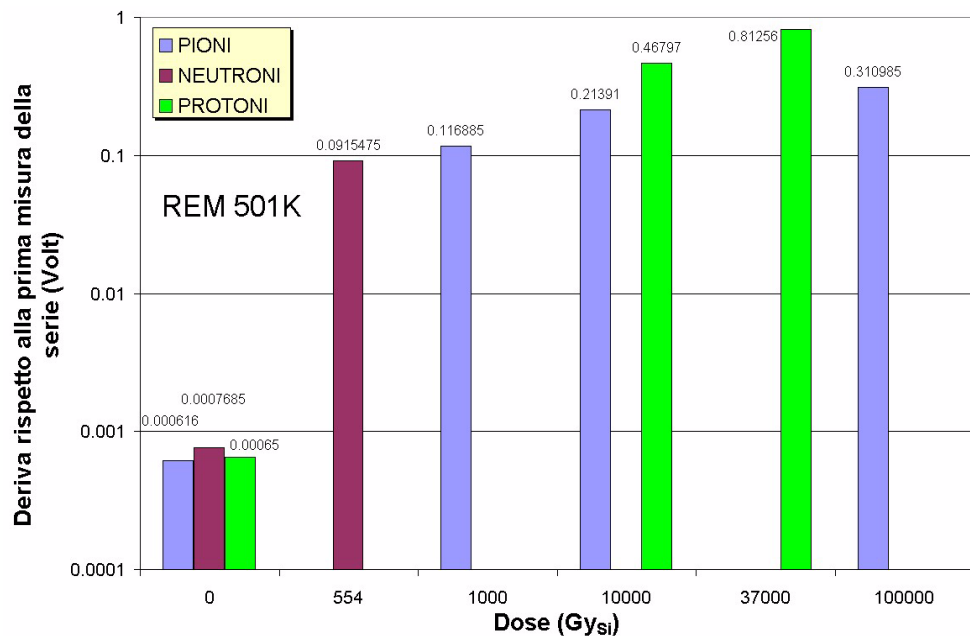


Figura 5.32 Esempio di un grafico utilizzato per il confronto tra le derive ottenute nei diversi irraggiamenti per il RadFET REM 501.

Inoltre, per i dati presi in considerazione, è stato calcolato il peso della deriva sulla risposta dei singoli dispositivi.

E' stato cioè calcolato, e riportato anch'esso in tabella 5.11, l'errore in percentuale, che affligge la misura della dose.

Tabella 5.11 Misura della deriva dei RadFETs alle massime dosi raggiunte.

RadFETs	Deriva NEUTRONI a 554 Gy (mV)	Errore sulla misura (%)	Deriva PROTONI a 37 kGy (mV)	Errore sulla misura (%)	Deriva PIONI a 100 kGy (mV)	Errore sulla misura (%)
NMRC	50	0.6	1142	3.9	178	0.5
REM 501K	91.5	1.0	812.5	3.4	311	0.8
REM 501R	##	##	##	##	1108	3.2
REM 502K	29.4	1.2	1404	9.18	##	##
TN 100P	29.5	1.2	217.6	2.4	356	1.9
TN 250P	62.42	0.96	287.5	1.6	732	2.2
TN 502P	342.3	1.15	901.2	1.9	809	n.c

5.5.3 Conclusioni

Come preannunciato nel capitolo teorico, la presenza di questo fenomeno di instabilità, se non controllato, può influire sulla risposta fornita dai dispositivi. Come si può vedere dai risultati, il fenomeno dipende sia dalla dose integrale che da quella differenziale.

In tutti i casi comunque dopo 20 secondi dalla polarizzazione dei dispositivi, i valori si mantengono in media intorno al 2 ÷ 3 %, e i dispositivi della REM sembrano essere quelli più affetti dal fenomeno.

Dopo 20 secondi l'errore commesso sulla risposta dei dispositivi si mantiene quindi modesto e può essere facilmente eliminato in sede di calibrazione predefinendo l'istante in cui deve essere misurata la tensione di soglia dopo la polarizzazione dei dispositivi stessi.

5.6 Analisi dei dati di *Annealing* dei RadFETs

5.6.1 Motivazioni dello studio dell'*annealing*

Come noto dalla teoria, il fenomeno di detrappolamento della carica immagazzinata è presente in qualsiasi istante della vita dei RadFETs ed è in competizione con l'accumulo della stessa, che è la sorgente dell'informazione dosimetrica. Per questo motivo, l'*annealing* deve essere tenuto in conto nell'interpretazione delle misure ottenute con i RadFETs, siccome la sua presenza porta a sottostimare il valore della dose assorbita fornito dai dispositivi; la conoscenza dell'*annealing* è quindi indispensabile per valutare l'errore che si commette sulla misura della dose ionizzante depositata.

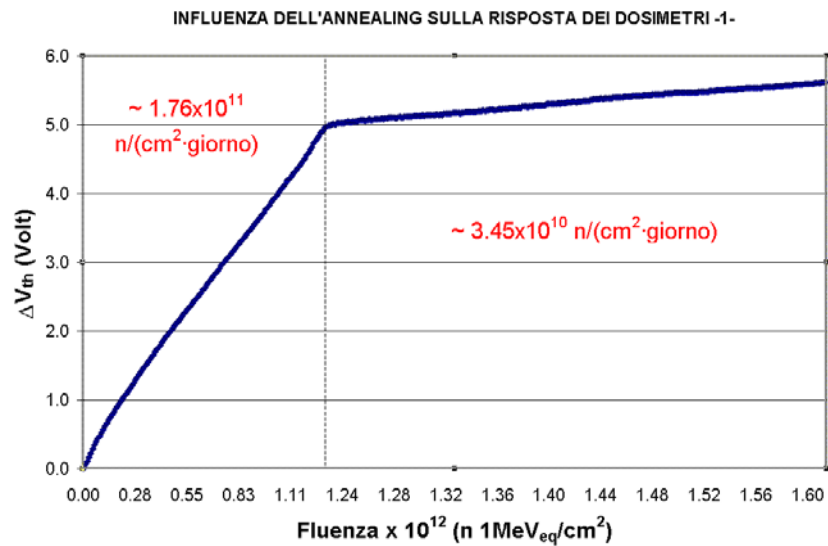


Figura 5.33 Dosimetro TN 502 irraggiato nell'area sperimentale TCC2.

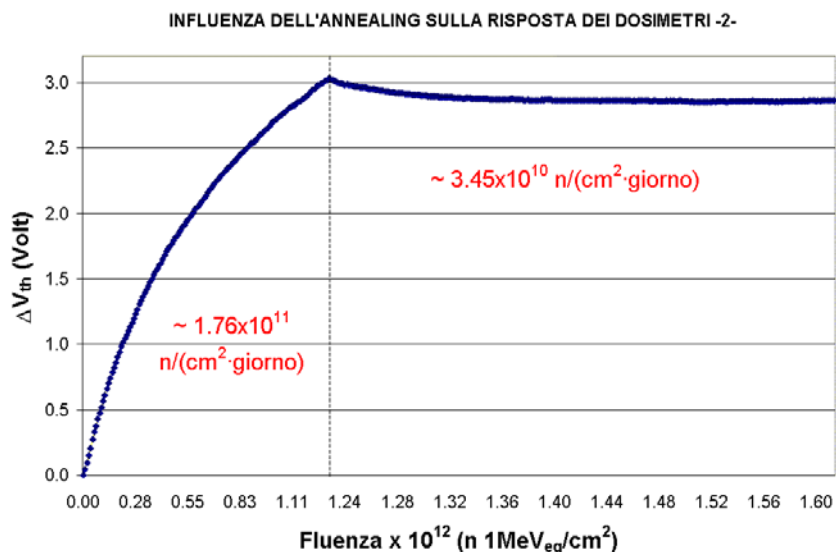


Figura 5.34 Dosimetro NMRC irraggiato nell'area sperimentale TCC2.

Come esempio si vedano le figure 5.33 e 5.34 che mostrano la risposta di due dosimetri, durante l'irraggiamento nell'area sperimentale TCC2. Dopo circa 6 giorni dall'inizio dell'irraggiamento l'intensità del fascio è stata ridotta di un fattore 5. Questa variazione di intensità è chiaramente visibile su entrambe le curve di risposta

Nel caso del dosimetro TN 502P (Figura 5.33), l'*annealing* anche se presente, non ha impedito che la carica accumulata continuasse ad aumentare, durante il periodo di bassa intensità del fascio. La risposta di questo dosimetro indica così correttamente che l'intensità del fascio è diminuita e fornisce un'indicazione chiara dell'evoluzione dell'irraggiamento.

Nel caso del RadFET NMRC invece (Figura 5.34), la decrescita della tensione di soglia dovuta all'*annealing* predomina sull'accumulo di carica durante la fase a bassa intensità, rendendo l'informazione fornita dal dosimetro errata. In altre parole, osservando la sola curva di risposta di questo dosimetro, si potrebbe pensare che invece di cambiare di intensità, il fascio fosse stato spento e l'irraggiamento terminato.

Nei casi peggiori l'*annealing* può così influenzare la risposta in maniera tale da portare a fraintendere completamente le reali condizioni del campo di radiazione ionizzante misurato dai dispositivi stessi.

5.6.2 Dati utilizzati

Per questo studio, come riassunto nella tabella 5.12, sono stati presi in considerazione dati di *annealing* provenienti da: un periodo di circa 3 ore al termine dell'irraggiamento con protoni (IRRAD1), un periodo di prolungata interruzione del fascio durante l'irraggiamento con neutroni (PERIODO 1 nell'area sperimentale IRRAD2) e un periodo di stop degli acceleratori di circa 40 ore nell'area sperimentale al Paul Scherrer Institut. Per l'irraggiamento con neutroni è disponibile ancora un secondo periodo di dati (PERIODO 2) acquisiti per oltre 200 ore al termine dell'irraggiamento.

Tabella 5.12 Tavola riassuntiva periodi di *annealing* analizzati.

Tipo di Irraggiamento	Durata del periodo di <i>annealing</i> (ore)	Dose Accumulata (Gy)	Dose Differenziale (Gy/ora)
NEUTRONI (PERIODO1)	27	200 ± 40	1.3
NEUTRONI (PERIODO2)	213	554 ± 40	1.3
PIONI	39	$0.6 \div 2 \pm 0.023 \times 10^3$	$0.2 \div 0.7 \times 10^3$
PROTONI	3.5	$37 \pm 2.2 \times 10^3$	7.3×10^3

I dati acquisiti alla fine dell'irraggiamento nell'area TCC2, come già detto, non sono stati presi in considerazione per questa analisi poiché, dopo circa sei giorni dall'inizio dell'irraggiamento, l'intensità del fascio è stata diminuita di un fattore 5 e il fenomeno di *annealing* è diventato dominante rispetto all'accumulo

della carica per la maggior parte dei dispositivi testati. Se si fossero utilizzati i suddetti dati si sarebbe commesso un errore, dovuto al fatto che si sarebbe iniziato a studiare il fenomeno da un punto non ben determinato sulla curva di risposta.

La tabella 5.13 riassume il numero di dispositivi testati nei diversi irraggiamenti e quindi utilizzati per lo studio dell'*annealing*. L'intervallo di tempo tra una lettura e quella successiva è diverso per le diverse serie di dati, in quanto è stato mantenuto quello scelto durante il periodo di irraggiamento, che era ottimizzato in base all'intensità del fascio usato. Per i dati di protoni le letture dei RadFETs sono state eseguite ad intervalli di 12 minuti circa; per quelli di neutroni a intervalli di un'ora; mentre per i dati dei pioni a intervalli di circa 13 minuti per le prime 3 ore e in seguito a intervalli di un'ora fino alla fine del periodo.

Tabella 5.13 Numero di dosimetri provati nei diversi periodi di *annealing*.

Tipo di RadFET	NEUTRONI	PROTONI	PIONI
NMRC	4	1	4
REM 501K	4	1	2
REM 501R	0	0	4
REM 502K	2	2	0
TN 100P	4	4	4
TN 250P	4	4	4
TN 502P	4	4	4

5.6.3 Procedura di analisi

La curva di *annealing* caratteristica è stata ricavata dalla media dei dati acquisiti dai diversi campioni, normalizzando la serie dei dati. La normalizzazione dei dati è stata eseguita definendo la "**tensione normalizzata**" (TN) come segue:

$$TN = \frac{V_n}{V_i} \quad (5.2)$$

dove V_i rappresenta il valore di tensione all'istante iniziale, cioè il valore letto immediatamente alla fine dell'irraggiamento, e V_n le letture successive.

Le figure 5.35, 5.36, 5.37, 5.38 mostrano i grafici della tensione normalizzata in funzione del tempo per i quattro periodi di *annealing* studiati.

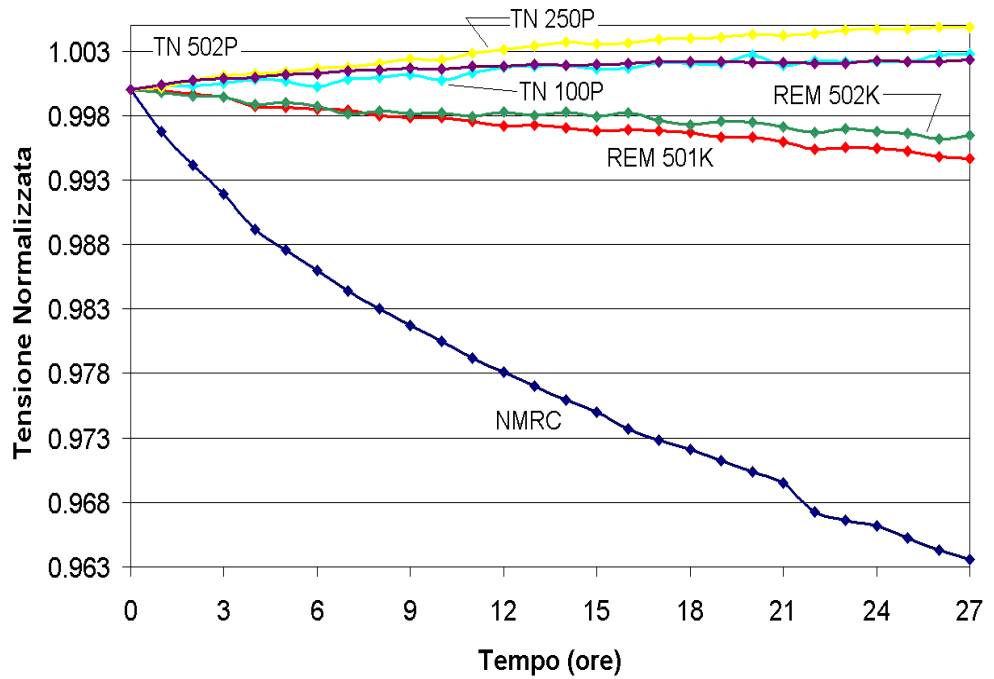


Figura 5.35 L'annealing osservato durante il periodo di interruzione nell'irraggiamento con neutroni (PERIODO 1).

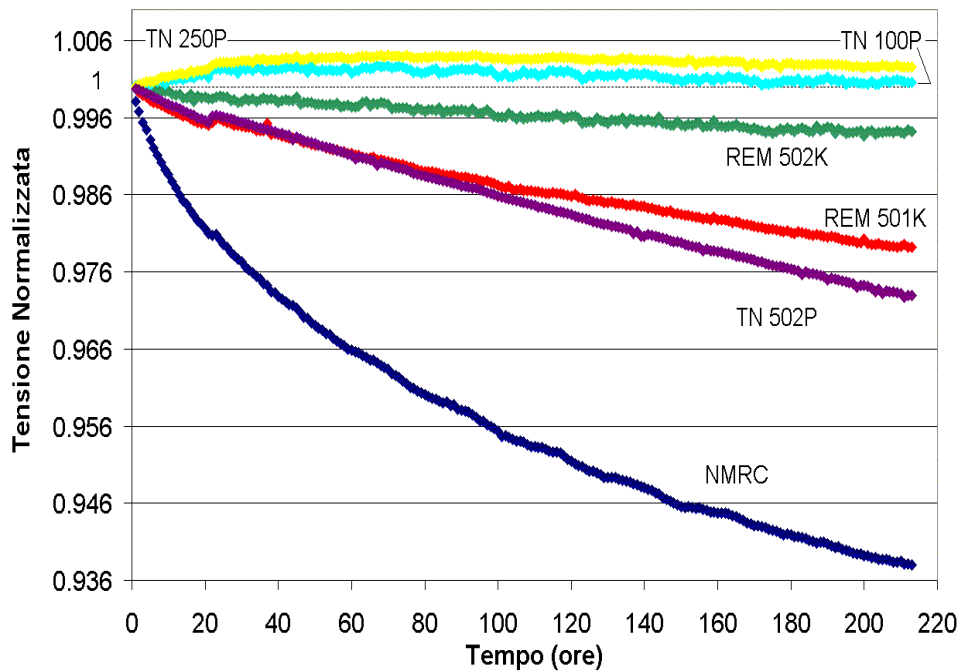


Figura 5.36 L'annealing osservato alla fine dell'irraggiamento con neutroni (PERIODO 2).

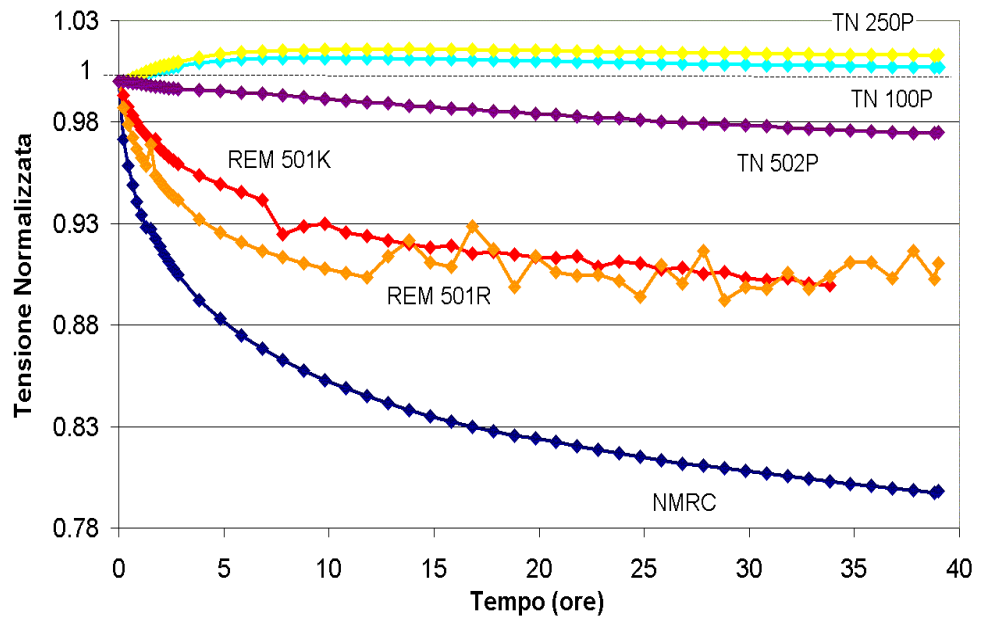


Figura 5.37 L'annealing osservato durante il periodo di interruzione nell'irraggiamento con pioni.

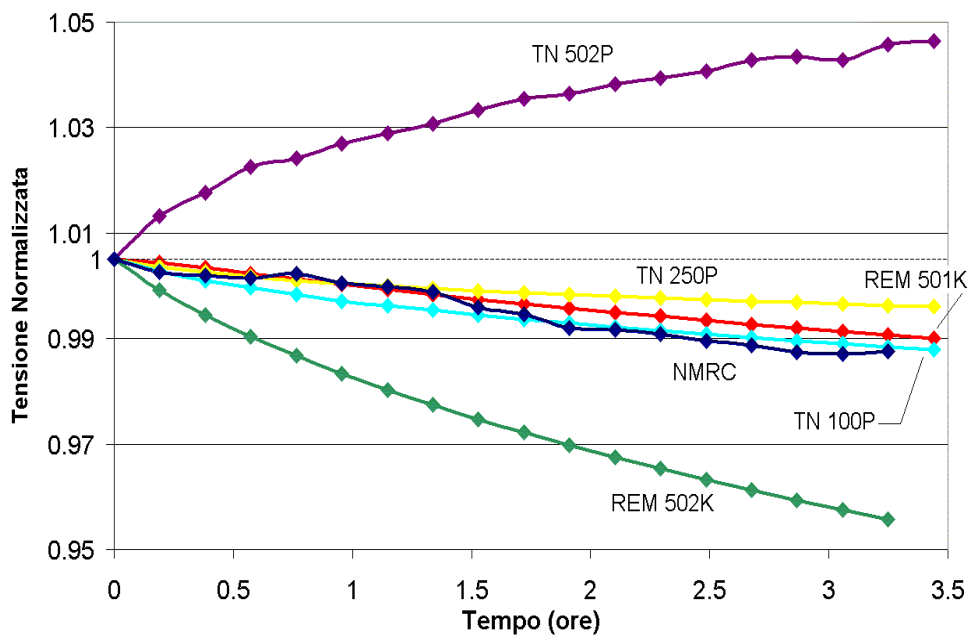


Figura 5.38 L'annealing osservato alla fine dell'irraggiamento con protoni.

Il profilo non omogeneo del fascio di pioni, misurato con una serie di alluminio posti vicino all'area in cui erano stati posizionati i diversi campioni del RadFET TN 502P, ha permesso di ottenere tre differenti curve di *annealing* in funzione

della dose assorbita. Queste curve, con i relativi valori di dose, sono riportate in figura 5.39.

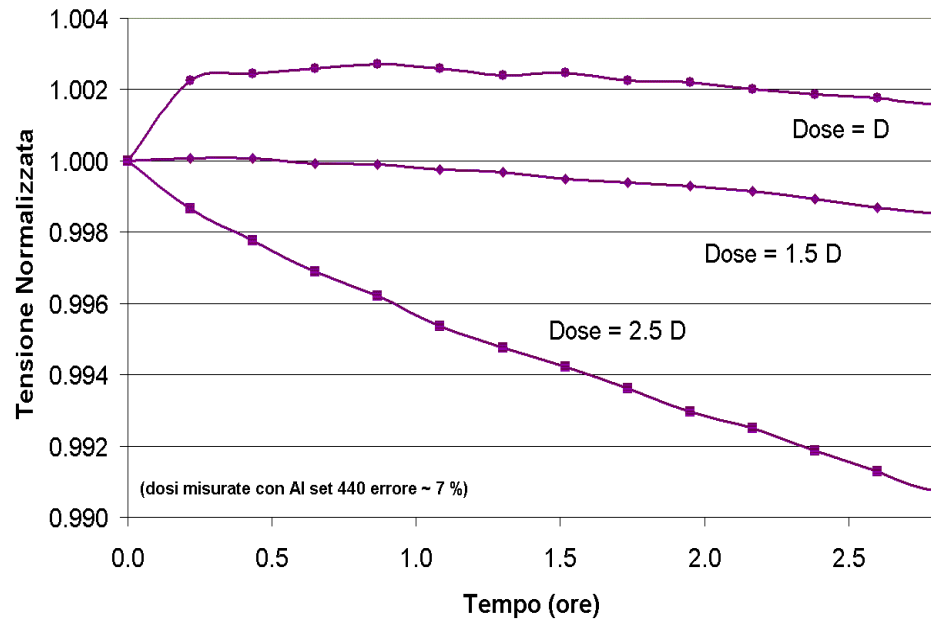


Figura 5.39 Andamento periodo di *annealing* per tre diversi dosimetri TN502P esposti a dosi differenti ($D=0.5$ kGy) durante l'irraggiamento con pioni.

Come risulta dalle figure precedenti e come previsto, la tensione di soglia dei RadFETs, durante il periodo di *annealing*, presenta un andamento esponenziale decrescente nel tempo, che può essere preceduto talvolta da un periodo di *annealing* inverso, della durata di poche ore. Per questo motivo, a seconda dei casi sono state calcolate le decrescite in percentuale A_D della tensione dovute all'*annealing*:

$$A_D(\%) = \frac{V_0 - V_1}{V_0} \times 100 \quad (5.3)$$

dove V_0 e V_1 sono i valori della tensione all'inizio e alla fine del periodo di *annealing* considerato e, quando presente, la percentuale di crescita della tensione A_I dovuta all'*annealing* inverso:

$$A_I(\%) = \frac{V_1^{inv} - V_0^{inv}}{V_1^{inv}} \times 100 \quad (5.4)$$

dove V_0^{inv} è il primo valore di tensione acquisito e V_1^{inv} è l'ultimo valore del periodo di *annealing* inverso. Le percentuali di *annealing* per i RadFETs utilizzati nei diversi irraggiamenti sono riassunte nella tabella 5.14.

Tabella 5.14 Determinazioni percentuali delle variazioni di tensione A_D e A_I dovute ai periodi di *annealing* e *annealing* inverso.

RadFETs	NEUTRONI (PERIODO 1)			NEUTRONI (PERIODO 2)		
	A_D	periodo A_I	A_I	A_D	periodo A_I	A_I
NMRC	3.65%			6.20%		
REM 501R	##	##	##	##	##	##
REM 501K	0.53%			2.08%		
REM 502K	0.35%			0.59%		
TN 100P		27 ore	0.27%	0.19%	60 ore	0.24%
TN 250P		27 ore	0.48%	0.13%	89 ore	0.39%
TN 502P		27 ore	0.23%	2.71%		
RadFETs	PIONI			PROTONI		
	A_D	periodo A_I	A_I	A_D	periodo A_I	A_I
NMRC	20.20%			1.74%		
REM 501R	8.95%			##	##	##
REM 501K	16.93%			1.50%		
REM 502K	##	##	##	4.93%		
TN 100P	0.45%	9 ore	1.16%	1.70%		
TN 250P	0.30%	13 ore	1.59%	0.89%		
TN 502P	2.52%				3.5 ore	4.15%

Per ogni irraggiamento, nella prima colonna è riportato il valore di A_D , nella seconda colonna è indicata, se presente, la durata del periodo di *annealing* inverso e la corrispondente crescita percentuale della tensione A_I , nella terza ed ultima colonna. Si può ancora notare come in alcuni casi (neutroni -PERIODO 1- e protoni) a causa del breve periodo studiato, l'*annealing* inverso si estende a tutto il periodo considerato. I simboli "##" che si trovano nella tabella stanno ad indicare che il RadFET in questione non era presente durante l'irraggiamento. Dopo aver constatato che l'andamento dei punti sperimentali nel periodo di *annealing* sembrava essere ben interpolato da una combinazione di esponenziali decrescenti, si sono volute ricavare le costanti di tempo τ_i del fenomeno. A tale scopo è stato eseguito fit delle tensioni normalizzate, utilizzando uno sviluppo in serie di esponenziali, come quello riportato nella formula 5.5:

$$\frac{V(t)}{V(0)} = \sum_i K_i e^{-t/\tau_i} \quad \text{con } i = 1, 2, 3 \quad (5.5)$$

dove K_i e τ_i sono i parametri del fit, t è il tempo e V è il valore della tensione ai capi dei RadFETs valutata all'istante iniziale ($t=0$) e in un generico istante t [66]. In figura 5.40 sono stati riportati, come esempio, i fit eseguiti per il periodo 2 di *annealing* alla fine dell'irraggiamento con neutroni. La tabella 5.15 riassume invece tutte la costanti di tempo calcolate. Nel caso di presenza di *annealing*

inverso, questo è stato escluso dal calcolo delle costanti di tempo, in quanto si era interessati a valutare l'entità del solo fenomeno di rilassamento con conseguente perdita dell'informazione dosimetrica.

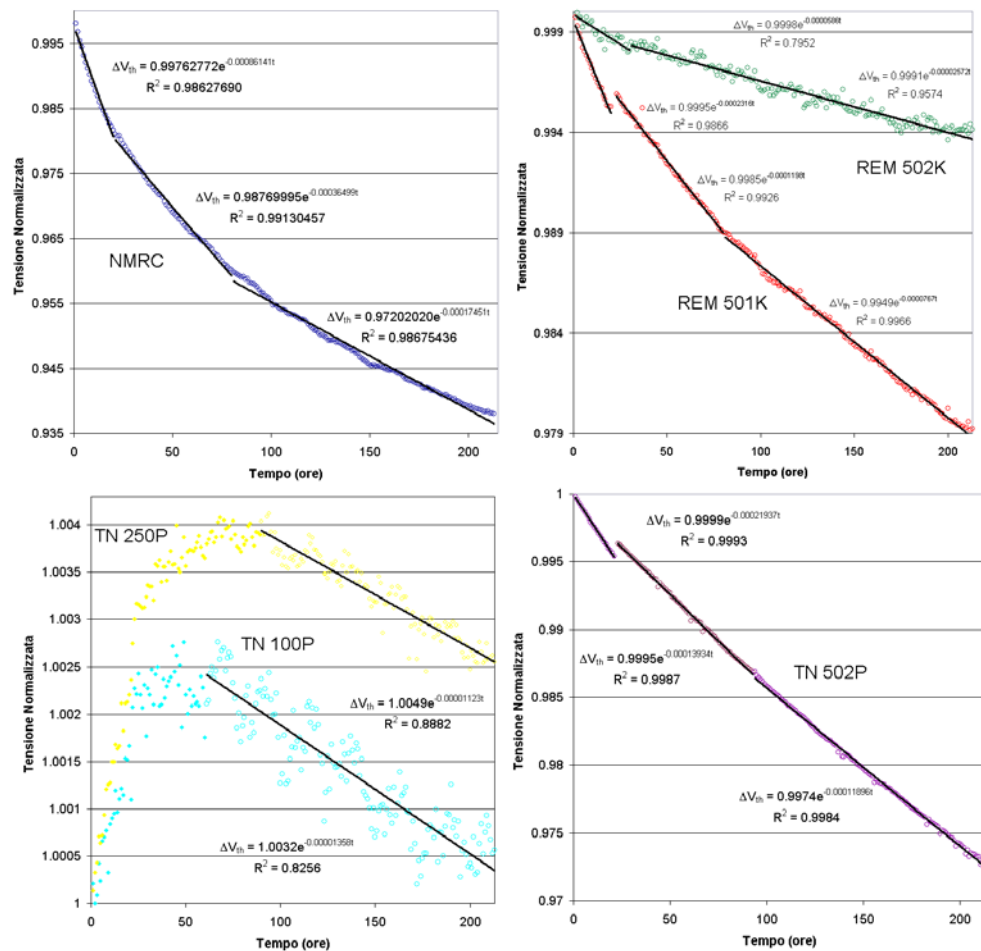


Figura 5.40 I FIT eseguiti per il periodo 2 nell'irraggiamento con neutroni.

Un controllo sui valori di χ^2 ha permesso di confermare il buon accordo tra la curva scelta (formula 5.5) e quella sperimentale [66].

E' stato inoltre controllato che le temperature a cui i dati di *annealing* sono stati acquisiti, si mantenessero costanti e non differissero significativamente tra un periodo di *annealing* e l'altro, questo perchè significative variazioni di temperatura portano ad una radicale variazione dell'ampiezza del fenomeno stesso. I valori di temperatura sono riportati nella tabella 4.2 del capitolo 4.

Tabella 5.15 Riepilogo dei valori delle costanti di tempo determinate

RadFETs	NEUTRONI (PERIODO 1)			NEUTRONI (PERIODO 2)		
	τ_i (giorni)			τ_i (giorni)		
	i = 1	i = 2	i = 3	i = 1	i = 2	i = 3
NMRC	34			48	114	239
REM 501R	###	###	###	###	###	###
REM 501K	227			180	348	543
REM 502K	358			711	1,620	
TN 100P	annealing inverso			3,068		
TN 250P	annealing inverso			3,710		
TN 502P	annealing inverso			190	299	350

RadFETs	PIONI			PROTONI		
	τ_i (giorni)			τ_i (giorni)		
	i = 1	i = 2	i = 3	i = 1	i = 2	i = 3
NMRC	1.6	7.6	23.2	11.6	3.6	10.1
REM 501R	2.2	11.2	n.c.	###	###	###
REM 501K	3.1	11.7	37.9	8.04	10.7	
REM 502K	###	###	###	1.63	2.6	3.73
TN 100P	253			4.9	10	14
TN 250P	328			7.4	15.8	28.2
TN 502P	28.8	52.7	78.6	annealing inverso		

5.6.4 Conclusioni

Come previsto, la tensione di soglia dei RadFETs durante il periodo di *annealing* presenta un andamento esponenziale decrescente nel tempo, che può essere preceduto talvolta da un periodo di *annealing* inverso della durata di alcune ore. I dati analizzati mostrano che, a seconda dei produttori, i diversi dispositivi presentano costanti di tempo molto variabili, da pochi giorni a decine di anni, con decrescite che variano da meno dell' 1 per cento a più di 20 per cento. I dosimetri della NMRC risultano quelli con l'*annealing* più grande: dopo circa 40 ore dall'esposizione a una dose di qualche kGy, la tensione è diminuita di più del 20 % e le costanti di tempo indicano che, in una decina di giorni, il dosimetro perderebbe completamente l'informazione dosimetrica (Figura 5.37). I dosimetri REM testati si comportano bene a basse dosi integrate, ma mostrano anch'essi un *annealing* non trascurabile ad alte dosi, con costanti di tempo molto variabili, ma comunque comprese tra qualche giorno e pochi mesi per i modelli 501. Il modello 502 presenta delle costanti di tempo molto elevate a basse dosi che diventano però le più piccole nel test alla massima dose raggiunta. I modelli T&N sono quelli che hanno l'*annealing* più piccolo, in tutte le condizioni di dose assorbita. I modelli TN 100P e 250P presentano costanti di tempo dell'ordine di anni mostrando, anche dopo lunghi periodi, decrescite della tensione dell'ordine dell'1% o meno. Il modello TN 502P mostra un *annealing* intorno al 2.5 % a dosi integrate dell'ordine di qualche kGy, ma non è possibile dare alcuna conclusione per l'esposizione a dosi maggiori in quanto nell'irraggiamento con protoni non è disponibile un lungo periodo di *annealing*.

Una dipendenza del fenomeno dalla dose totale assorbita è stata poi individuata, infatti la tendenza della carica a fuoruscire dalle trappole dipende dalla quantità di carica immagazzinata dalle stesse. Una conferma di ciò si può avere osservando, nella tabella 5.15, i valori delle costanti di tempo che diminuiscono anche di due ordini di grandezza all'aumentare della dose. Il grafico di figura 5.39 mostra inoltre il comportamento di 3 diversi campioni del dosimetro TN 502P che, esposti a dosi di radiazioni crescenti, mostrano una tendenza all'*annealing* crescente (questo dosimetro essendo fabbricato con un ossido di dimensioni maggiori in rapporto agli altri campioni, è il dispositivo testato provato più sensibile alle variazioni di dose assorbita).

La stessa risposta, ottenuta per dosi differenziali da pochi Gy/h a qualche kGy/h, porta a presupporre una indipendenza dell'*annealing* da questo parametro, in accordo con precedenti misure eseguite per dosi differenziali comprese tra 0.001 e 1 Gy/h [50].

I dati mostrano inoltre una indipendenza dal tipo di particella che interagisce con i RadFETs. La prova di questo si ha osservando i grafici degli irraggiamenti con neutroni e pioni (figura 5.36 e figura 5.37): dopo l'esposizione dei dispositivi a dosi dello stesso ordine di grandezza (0.5 ÷ 2 kGy) i diversi tipi di RadFETs presentano il medesimo comportamento nei due periodi di *annealing*. Nell'irraggiamento con protoni (Figura 5.38), in accordo con l'elevata dose assorbita, tutti i dosimetri iniziano un rapido periodo di *annealing* che quindi non può essere comparato con i due precedenti. Sempre in questo irraggiamento, la strana risposta dei TN 502P non è chiara, ma si ritiene che sia dovuta all'assorbimento di una dose di radiazioni nettamente minore rispetto

agli altri campioni, che però non è determinabile in quanto non è stata fatta una accurata dosimetria durante l'irraggiamento.

Per quanto riguarda il fenomeno di *annealing* inverso, questo è visibile per tutti i dosimetri T&N, mentre è assente nelle risposte dei dosimetri NMRC e REM. Le tabelle 5.14 e 5.15 mostrano come il periodo di *annealing* inverso, si vada riducendo con il crescere della dose ed addirittura scompare per il modello TN 502P. Un'ulteriore prova di dipendenza dalla dose totale assorbita è data dalla figura 5.39, che mostra il comportamento di diversi campioni del modello TN 502P, durante il test con il fascio di pioni; un incremento della dose assorbita di circa 2.5 volte è sufficiente a far scomparire del tutto l'*annealing* inverso.

Il fatto che il periodo di *annealing* inverso non sia visibile in tutti i campioni si pensa essere dovuto al metodo di fabbricazione dello strato di SiO₂ diverso da produttore a produttore.

Nella figura 5.37 si può ben notare la strana deriva che caratterizza pressochè tutte le risposte dei RadFETs REM dopo e durante una esposizione a dosi relativamente basse. Questo fenomeno è stato riscontrato nei dati presi in più irraggiamenti e si pensa essere dovuto a qualche difetto di costruzione.

Conclusioni

In questa tesi è stata presentata la caratterizzazione di due tipi di dosimetri, i diodi $p^+/n/n^+$ ed i RadFETs, per la misura del campo di radiazione previsto dall'esperimento CMS.

L'analisi delle curve di risposta dei diodi $p^+/n/n^+$ ha mostrato che questi funzionano correttamente fino a fluenze dell'ordine di 10^{12} particelle/cm². Questa fluenza corrisponde al limite della regione lineare della caratteristica di risposta, utile per l'applicazione dosimetrica. Raggiungendo questi bassi valori di fluenza, i diodi non sono così in grado di soddisfare le richieste di alcuni dei rivelatori dell'esperimento CMS. Infatti, nella parte centrale del TRAK, nel calorimetro HCAL e soprattutto in HF, direttamente esposto al flusso di particelle energetiche provenienti dalle collisioni, si prevedono fluenze di neutroni e particelle cariche che superano 10^{15} particelle/cm² in 10 anni e che sono più grandi, rispetto a quelle determinate per i diodi, di un fattore 10^3 .

Non si esclude però di poter utilizzare questi diodi all'esterno dell'esperimento, per esempio per la dosimetria dell'area intorno a CMS dove verrà ospitata gran parte dell'elettronica di lettura dei rivelatori. In questa zona si prevede infatti di raggiungere fluenze massime pari proprio a 10^{12} particelle/cm². L'utilizzo in questo ambiente è anche suggerito dalla elevata sensibilità fornita dagli stessi che si aggira intorno a 10^9 particelle/cm² e che è proprio il valore richiesto dai rivelatori situati in questa zona dell'esperimento.

L'analisi della risposta dei dosimetri RadFETs, ha invece fornito i seguenti risultati: intervalli dinamici di 70 kGy per i dispositivi NMRC, 50 kGy per i REM 501K e tra i 30 ed i 40 kGy per i REM 501R e per tutti i modelli forniti dalla T&N. A questi intervalli dinamici i RadFETs sono in grado di misurare la dose con una sensibilità di 10 Gy. Raggiungendo intervalli dinamici fino a 70 kGy è quindi possibile, per alcuni dei dosimetri RadFETs provati, soddisfare i requisiti di dose massima di CMS nell'arco dei 10 anni previsti di funzionamento. Più precisamente i RadFETs si prestano bene per la dosimetria di tutta la regione del *barrel* dell'esperimento a partire dalla parte più esterna del TRACK. Per le zone degli *endcaps* e per il calorimetro HF invece, in cui la dose risulta essere anche di due ordini di grandezza superiore a quella del *barrel*, nessun dispositivo testato risulta ancora in grado di poter funzionare per così lungo tempo. Tutti i dosimetri comunque soddisfano le

richeste di dose annua dei vari componenti di CMS ad eccezione della parte più interna del TRACK. I RadFETs potrebbero quindi essere usati per un anno per poi essere sostituiti una volta terminato tale periodo.

I modelli T&N si presentano come quelli che forniscono un intervallo dinamico minore in relazione ai vincoli di sensibilità imposti dai vari rivelatori dell'esperimento: non superano infatti i 40 kGy con una sensibilità pari a 10 Gy. I T&N sono però i modelli in grado di raggiungere i livelli di dose più elevate in quanto le loro caratteristiche, comparate a quelle degli altri modelli, si presentano distanti dal punto di saturazione. Per quanto riguarda i tre tipi di modelli REM testati, entrambi i RadFETs di tipo K hanno fornito delle buone prestazioni: intervalli dinamici di 20 kGy per i protoni e di circa 70 kGy per i pioni. Il modello testato di RadFETs di tipo R, a seguito dell'elevato spessore dello strato di ossido, risulta essere troppo sensibile per l'applicazione all'interno del rivelatore. Quest'ultimo modello potrebbe però trovare un ottimo impiego nella dosimetria delle radiazioni ionizzanti nell'area sperimentale. I modelli NMRC e REM 501K sono poi in grado di fornire una sensibilità dell'ordine del Gy che si adatta bene alle richieste della regione calorimetrica in cui il valore della dose ionizzante influisce molto sulle prestazioni dei materiali scintillanti.

Oltre al calcolo della sensibilità, per i dosimetri RadFETs sono stati studiati l'*annealing* e la deriva in funzione del tempo.

L'analisi ha mostrato che l'*annealing* è un fenomeno che deve essere attentamente valutato, in quanto potrebbe causare un fraintendimento delle vere condizioni del campo di radiazione. Dal punto di vista quantitativo, i dosimetri NMRC sono quelli che con il 20 % risentono dell'*annealing* più grande rispetto a quelli forniti dalla T&N che, in virtù anche di un importante *annealing* inverso, si attestano su decrescite di qualche percento ($1 \div 2.5\%$). I dosimetri REM presentano invece un *annealing* variabile da qualche percento fino a circa il 10 %. I RadFETs provati si comportano in maniera molto differente rispetto a questo fenomeno che sembra così dipendere dalle caratteristiche dello strato di ossido che variano da produttore a produttore.

L'altro fenomeno studiato è stato quello della crescita nel tempo della risposta a partire dall'istante in cui il RadFETs è polarizzato dal sistema di lettura.

La deriva è risultata essere di piccola entità e può indurre un errore sulla misura della dose di 2-3%. Questo fenomeno presenta comunque il vantaggio di poter essere facilmente corretto, eseguendo la calibrazione dei dispositivi utilizzando lo stesso protocollo di lettura che verrà usato in CMS.

Il confronto tra le risposte ottenute con protoni e pioni ha permesso di osservare una differenza nel segnale del 40 % ai massimi valori di dose raggiunti.

Questo risultato, combinato con altri di lavori precedenti, ottenuti confrontando protoni e gamma [72] e protoni e ioni pesanti [73], porta a concludere che la risposta del RadFETs dipende dal tipo di particella che l'ha creata.

Questo pone il problema di quale sorgente usare per la calibrazione dei RadFETs quando verranno usati nel campo misto di CMS. Attualmente, infatti, i produttori forniscono curve di calibrazione fatte solo con ^{60}Co (vedi Appendice C) che potrebbero rivelarsi non adeguate. Questo problema della calibrazione andrà seriamente risolto se si vuole costruire un sistema di misura della radiazione che fornisca risposte chiare e univoche.

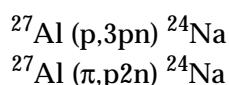
Appendice A

La dosimetria dei fasci di particelle

A.1 Dosimetria dei fasci di protoni (IRRAD1) e pioni (PSI)

A.1.1 Misura del flusso di particelle

Nel caso di particelle cariche monoenergetiche, come i protoni del fascio di IRRAD1 e i pioni del fascio a PSI, la misura del flusso viene usualmente fatta tramite l'attivazione di fogli di alluminio. Quando le particelle del fascio attraversano l'alluminio (^{27}Al), queste danno origine alle seguenti reazioni nucleari con conseguente produzione di ^{24}Na :



Le sezioni d'urto per queste reazioni sono ben conosciute in un vasto intervallo di energie. Alle energie dei fasci di IRRAD1 e PSI le sezioni d'urto hanno valore 9 mb e 20 mb rispettivamente. Il ^{24}Na prodotto nelle due reazioni è un radionuclide instabile, che decade β e γ , con un tempo di dimezzamento di circa 15 ore. Solitamente la quantità di ^{24}Na prodotta nei campioni di alluminio irraggiati viene misurata tramite spettroscopia γ , che è una tecnica che si basa sull'utilizzo di un materiale scintillante (tipicamente NaI attivato al Tl) in cui i γ depositano la loro energia. La scintillazione prodotta dai raggi gamma nello NaI viene convertita da un fotomoltiplicatore in un segnale elettrico che, una volta amplificato, fornisce un impulso di intensità proporzionale all'energia del fotone incidente [78]. Dal conteggio del numero di gamma rilevati è poi possibile risalire alla quantità di ^{24}Na che li ha emessi.

La dosimetria con fogli di Al è molto utilizzata in quanto presenta una serie di vantaggi:

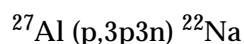
- l'alluminio ha solo un isotopo naturale (27) ed è un metallo semplice da lavorare per ottenere fogli sottili e con un elevato grado di purezza,
- il ^{24}Na è particolarmente adatto per la spettroscopia in quanto emette raggi γ ad alta energia (1.369 MeV) vicina a quelle della sorgente più comunemente usata per la calibrazione degli spettroscopi: il ^{60}Co . Inoltre, a questa energia il fondo naturale è molto basso e si può così arrivare a misurare con precisione flussi inferiori a $10 \text{ part.} \times \text{cm}^{-2} \times \text{sec}^{-1}$,
- per ultimo, il breve tempo di dimezzamento del ^{24}Na permette di raggiungere buone statistiche di conteggio in un breve tempo di misura, anche con campioni di dimensioni molto piccole [63].

Una volta determinata l'attività (D) del ^{24}Na tramite la spettroscopia γ , nel caso in cui i fogli di alluminio siano stati posti perpendicolarmente al fascio che si vuole misurare, il flusso delle particelle ϕ è dato dalla equazione A.1:

$$\phi = \frac{D}{(1 - e^{-\lambda t}) \times \sigma \times n \times A} \quad [\text{particelle} \times \text{cm}^{-2} \times \text{sec}^{-1}] \quad (\text{A.1})$$

dove D è espresso in numero di disintegrazioni per secondo (Bq), t è il tempo di esposizione in secondi, λ è la costante di decadimento del radionuclide (per ^{24}Na : $\lambda=1.2872 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$), σ è la sezione d'urto per la reazione considerata espressa in cm^2 , n è il numero di atomi per cm^2 contenuti nel foglio di Al, A è l'area del foglio di Al espressa in cm^2 .

Nel caso si debbano aspettare tempi lunghi (più di 30 ore dalla fine dell'irraggiamento alla misura), il ^{24}Na sarà ormai quasi tutto decaduto e il segnale emesso risulta troppo debole per essere rilevato. In questi casi si preferisce così misurare l'attività tramite i γ emessi dal ^{22}Na , che si forma dalle reazioni del tipo:



e che ha un tempo di dimezzamento di più di 2.5 anni. Il procedimento per il calcolo di ϕ è uguale al precedente, avendo cura di utilizzare le sezioni d'urto e i dati nucleari di quest'ultimo isotopo radioattivo [63].

Questa tecnica dosimetrica permette di raggiungere una accuratezza complessiva nella misura della fluenza che è dell'8%. I termini che contribuiscono a questo errore sono [78]:

1. l'errore sul calcolo delle sezioni d'urto delle reazioni nucleari che è valutato essere il 3 - 4 %,
2. l'errore statistico sul conteggio degli impulsi γ , che è solitamente intorno al 2 - 3 %,
3. l'errore dovuto allo spessore dei fogli, in cui i γ possono essere riassorbiti, che è stimato dell'ordine dell'1 %,
4. l'errore nella calibrazione dello spettrometro che è circa del 2 %.

A.1.2 Misura della dose depositata nel silicio e nel SiO_2

La dose depositata dalle particelle nel silicio è stata calcolata a partire dalla fluenza misurata e ricordando che, eccetto che per energie altamente relativistiche, la **ionizzazione** è il principale contributo alla perdita di energia (potere frenante dE/dx) delle particelle cariche all'interno della materia ed è descritta dalla equazione di Bethe-Bloch [79].

Il primo passo da compiere è la verifica che i protoni di IRRAD1 (24 GeV/p) ed i pioni di PSI (300 MeV/c) che attraversano l'ossido di silicio possono essere entrambe considerate, con buona approssimazione, particelle al minimo di ionizzazione. Le particelle al minimo di ionizzazione sono quelle di energia tale da essere al punto minimo della curva di Bethe-Bloch. Per tali particelle, l'energia depositata dE/dx non dipende più dal tipo di particella, ma solo dal materiale in cui tale energia viene depositata e quindi si può utilizzare lo stesso valore di $(dE/dx)_{min}$ per tutte le particelle cariche nello stesso materiale.

Il secondo passo è invece quello di calcolare lo spessore di ossido di silicio nel quale i protoni (R_p) e dei pioni (R_π) perdono tutta la loro energia cinetica (*Range*). Per i protoni di energia pari a 23,1 GeV, il valore fornito dalle banche dati [80] è di 5493 g/cm^2 , mentre per i pioni si deve utilizzare il valore per i protoni a 192

MeV (29.2 g/cm²) e ricordare che la dipendenza del *Range* dalle caratteristiche della particella incidente, è la seguente:

$$R \propto 1/(z^2 m) \quad (\text{A.2})$$

dove nella equazione A.2 con m è indicata la massa e con z la carica della particella in questione.

Il *Range* dei pioni da 192 MeV nell'ossido di silicio si può calcolare quindi con la equazione A.3 dove $z_p = z_\pi = 1$:

$$R_\pi^{192\text{MeV}} = \frac{m_\pi}{m_p} \times R_p^{192\text{MeV}} \cong \frac{140}{940} \times 29.2 = 4.35 \text{ g/cm}^2 \quad (\text{A.3})$$

Per sapere il comportamento delle particelle nell'ossido bisogna ora confrontare questo spessore con quello dello strato di ossido che rappresenta il volume sensibile alle radiazioni dei dispositivi MOSFETs. Per far questo si è utilizzato lo spessore di ossido più grande tra quelli dei dispositivi testati (0.85 μm) e si è calcolato il prodotto tra questo (t_{ox}) e la densità (ρ) del SiO₂:

$$\xi = t_{ox} \times \rho = 8.5 \times 10^{-5} \text{ cm} \times 2.20 \text{ g/cm}^3 = 1.87 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^2 \quad (\text{A.4})$$

Confrontando i risultati ottenuti, è immediato ottenere che $\xi \ll R_p, R_\pi$, cioè, in entrambi i casi, le particelle attraversano lo strato di ossido dei dosimetri riemergendo con una energia residua che è praticamente tutta quella che possedevano prima di interagire con l'ossido stesso. L'energia depositata dalle particelle è allora proprio pari al valore dE/dx calcolato con la formula di Bethe-Bloch per l'energie dei fasci usati per gli irraggiamenti. Se lo spessore dell'ossido fosse stato paragonabile a quello necessario per assorbire tutte le particelle del fascio, la perdita di energia sarebbe stata molto maggiore (quindi più complesso il calcolo della dose) in quanto la funzione dE/dx sarebbe variata lungo il percorso delle particelle durante il loro rallentamento all'interno del mezzo [81].

Tabella A.1 Fattori di conversione Fluenza/Dose per il silicio e l'ossido di silicio.

Materiale	(dE/dx) _{minimo}	Fattore di conversione Fluenza / Dose
Silicio (Si)	1.664 MeV·cm ² /g	2.666x10⁻¹⁰ Gy·cm ² /partic
Ossido di Silicio (SiO ₂)	1.699 MeV·cm ² /g	2.722x10⁻¹⁰ Gy·cm ² /partic

Tramite il valore $(dE/dx)_{min}$ reperito in letteratura [82], e avendo verificato che le particelle cariche utilizzate negli irraggiamenti possono essere considerate al minimo di ionizzazione (vedi figura A.1) si può calcolare così l'energia depositata da una particella per cm² (unità di fluenza) nel silicio e risalire al fattore di conversione fluenza di particelle / dose assorbita secondo l'equazione A.5:

$$1 \frac{\text{partic.}}{\text{cm}^2} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{min}} \times 1.602 \times 10^{-10} \text{ [Gy]} \quad (\text{A.5})$$

in cui il fattore numerico deriva dalla conversione dei MeV in Joule.

Il calcolo è stato fatto anche per il Si ed i fattori di conversione per i due materiali calcolati sono riportati in tabella A.1. Si noti ancora come l'energia rilasciata nei due mezzi dalle particelle sia molto simile a causa della similitudine del rapporto A/Z nei due casi.

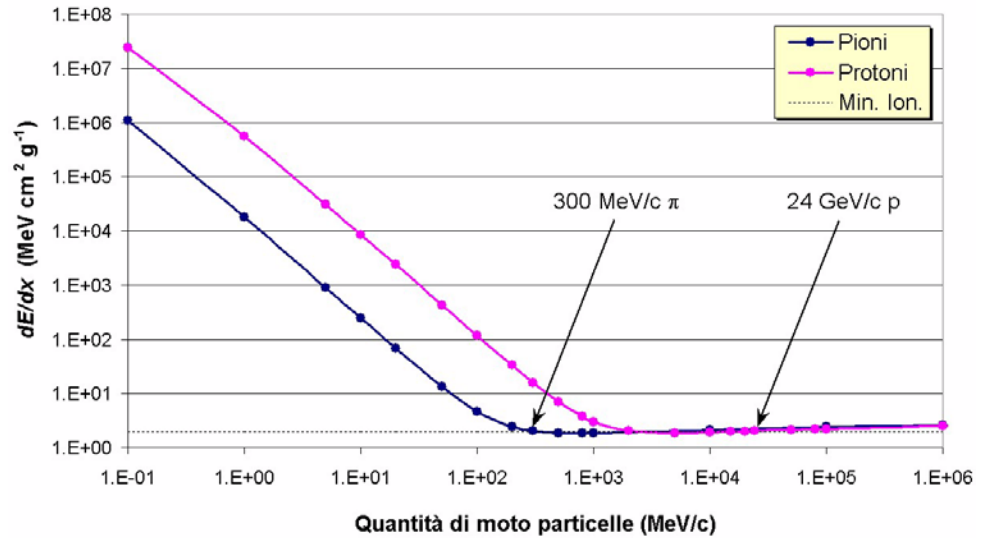
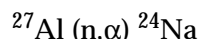


Figura A.1 La perdita di energia per ionizzazione di protoni e pioni nell'ossido di silicio.

A.2 Dosimetria del fascio di neutroni (IRRAD2)

L'attivazione dei fogli di alluminio è largamente utilizzata anche nel caso di fasci di neutroni. In questo caso la reazione nucleare di interesse è:



che richiede, ancora una volta, la conoscenza delle sezioni d'urto.

Nel caso della zona di irraggiamento IRRAD2, purtroppo, non sono disponibili le sezioni d'urto per tutto il vasto intervallo energetico dei neutroni presenti. La valutazione della fluenza e della dose depositata nei campioni è così basata su simulazioni Montecarlo (codice FLUKA) e misure del rateo di produzione di ${}^{24}\text{Na}$ nei campioni di Al irraggiati [55].

Misurata l'attività dell'alluminio (A) al termine dell'irraggiamento, il rateo di produzione (P) di ${}^{24}\text{Na}$ può essere ricavato tramite l'equazione A.6, noto il tempo t_c trascorso dopo la fine dell'irraggiamento e il tempo t di esposizione dei campioni:

$$P = \frac{A}{(1 - \exp(-\lambda t)) \times \exp(-\lambda t_c)} \quad (\text{A.6})$$

dove λ è la costante di decadimento del ${}^{24}\text{Na}$.

A partire da questo rateo, si possono poi ricavare la dose depositata nel silicio, la fluenza di neutroni con energia superiore a 100 keV, usando la semplice espressione:

$$Q = P \times t \times \frac{Q_0}{P_0} \quad (\text{A.7})$$

dove Q_0 e P_0 sono i valori di riferimento forniti dalle simulazioni nella posizione in cui sono stati irraggiati i campioni nell'area IRRAD2 e sono riportati in tabella A.2, P è il rateo fornito dalla misura degli allumini irraggiati insieme ai campioni, e t è la durata dell'irraggiamento.

Se si desidera ottenere la fluenza espressa in termini di neutroni da 1 MeV_{eq}, il valore calcolato per la fluenza dei neutroni con $E > 100$ keV deve essere moltiplicato per il fattore di durezza.

Tabella A.2 Valori di riferimento forniti dalle simulazioni per la dosimetria di IRRAD2.

Posiz. lungo z (cm)	P_0	Q_0 (Fluenza neutroni con $E > 100$ KeV)	Q_0 (Dose)	Fattore di durezza
50	3.05×10^{-7}	2.08×10^{-2}	4.5×10^{-14}	0.67

Durante l'irraggiamento dei RadFETs e dei diodi, i dosimetri erano stati situati a 50 cm dal centro della cavità. Dalla spettroscopia è emerso che il rateo P di ${}^{24}\text{Na}$ prodotto era di $2450 \text{ g}^{-1} \times \text{s}^{-1}$, per cui tenendo conto che i dispositivi erano stati

esposti per un totale di 1.531.680 secondi, la dose depositata nel silicio durante questo irraggiamento, e la fluenza espressa in termini di neutroni da 1 MeV equivalente, sono risultate essere:

$$Dose = 2450 \times 1531680 \times \frac{4.5 \times 10^{-14}}{3.05 \times 10^{-7}} = 554 Gy_{Si} \quad (A.8)$$

$$Flu(n1MeV_{eq}) = 2450 \times 1531680 \times \frac{2.08 \times 10^{-2}}{3.05 \times 10^{-7}} \times 0.67 = 1.72 \times 10^{14} \quad (A.9)$$

Appendice B

Il programma di acquisizione dati

Entrambi gli strumenti (*Keithley e Switch Matrix*) sono stati controllati interamente da un programma di acquisizione dati scritto con il software LabVIEW®, che è un linguaggio di programmazione con cui si possono costruire strumenti virtuali (VIs) che si presentano come dei veri e propri pannelli di controllo. I comandi modificati sul programma vengono inviati agli strumenti veri e propri tramite il protocollo *General Purpose Interface Bus* (GPIB) [83]. La figura B.1 mostra il VI utilizzato per eseguire le misure con i dosimetri.

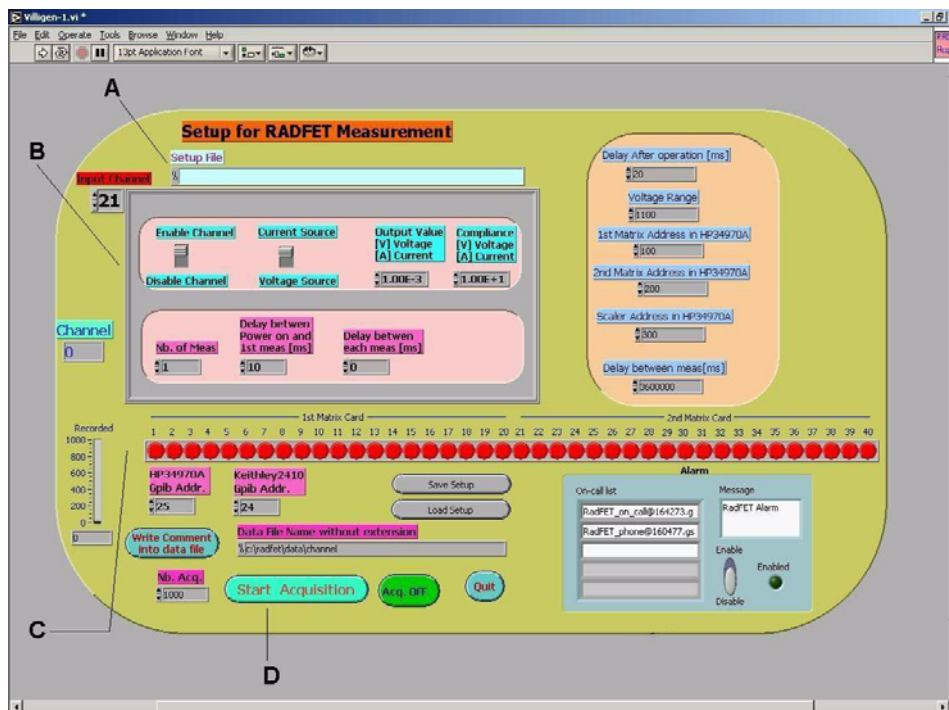


Figura B.1 Il VIs utilizzato per l'acquisizione dati.

Nella finestra grigia (elemento B in figura) vengono impostati i parametri operativi per ciascuno dei 40 canali. Dopo aver selezionato il canale tramite l'indicatore posto all'esterno di questa finestra, si può:

- abilitare o meno il canale per l'acquisizione dati;
- specificare se si desidera alimentare il canale con una tensione o una corrente costante;
- specificare il valore di questa tensione o corrente d'alimentazione;
- definire il fondoscala della misura;
- decidere quante misure fare, e con quale frequenza.

I parametri operativi per ciascun canale, possono essere precedentemente impostati in un *file* di impostazione che viene preso in ingresso dal programma tramite la finestra indicata in figura con la lettera A. Nella parte bassa del pannello di controllo, sul lato sinistro (C), si trova l'indicatore del numero di dati acquisiti, mentre, centralmente una serie di 40 *led* indica lo stato dei diversi canali (*led* verde: abilitato, *led* rosso: disabilitato). In fine, nella zona indicata con la lettera D, si trovano i comandi e gli indicatori per l'inizio e la fine della presa dati.

Appendice C

Energia depositata nell'ossido di silicio
dalla radiazione gamma

E' noto dalla teoria che il trasferimento di energia tra i fotoni (raggi γ) e la materia avviene in due fasi:

1. i fotoni mettono in moto i secondari carichi nel mezzo (elettroni),
2. gli elettroni trasferiscono la loro energia attraverso collisioni successive.

Si tiene conto delle proprietà del mezzo, in rapporto a queste fasi successive, utilizzando degli appositi **coefficienti di interazione**. In questo modo l'energia trasferita (ΔE) da un fotone di energia E_γ può essere ricavata dalla formula seguente:

$$\Delta E = E_\gamma \times \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \times dx \times \rho \quad (C.1)$$

dove compare il coefficiente di interesse per questo calcolo che è quello di **assorbimento di energia** (μ_{en}/ρ) che tiene conto dell'energia trasferita dalla radiazione elettromagnetica alle particelle secondarie in un tratto dx di un mezzo di densità ρ [84].

Il calcolo è stato quindi eseguito per i gamma emessi dal ^{60}Co di energia pari a $E_\gamma = 1.63 \text{ MeV}$ che rilasciano la loro energia in uno strato di ossido di $0.85 \mu\text{m}$ che corrisponde ad uno spessore massico ($\xi = dx \cdot \rho$) di $1.87 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^2$.

Il primo passo è quello di calcolare il coefficiente di assorbimento di energia per l'ossido di silicio (SiO_2), partendo da quello dei due atomi e sommandone i contributi rispetto alla frazione in peso dell' i -esimo componente (p_i) come mostrato nell'equazione C.2.

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{\text{ossido}} = p_{\text{Si}} \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{\text{Si}} + p_{\text{O}} \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{\text{O}} \quad (C.2)$$

sapendo che:

$$p_{\text{Si}} = \frac{28}{28 + 16 \cdot 2} = 0.47 \quad (C.3)$$

e

$$p_{\text{O}} = \frac{16 \cdot 2}{28 + 16 \cdot 2} = 0.53 \quad (C.4)$$

e ricavando i valori dei (μ_{en}/ρ) dalle banche dati [80] (vedi figure C.1 e C.2) si ottiene:

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{\text{ossido}} = 0.02918 \text{ cm}^2/\text{g} \quad (C.5)$$

l'energia totale depositata (ΔE) nel tratto considerato di ossido (ξ) risulterà quindi essere:

$$\Delta E = E_\gamma \times \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \times \xi = 0.662 \text{ MeV} \times 0.02918 \text{ cm}^2/\text{g} \times 1.87 \cdot 10^{-4} \text{ cm} \quad (C.6)$$

ovvero:

$$\Delta E = 0.00361 \text{ keV}$$

che è, in media, circa 100 volte minore di quella rilasciata nello stesso spessore di ossido dai pioni e dai protoni utilizzati negli irraggiamenti (ΔE calcolato nel capitolo 5).

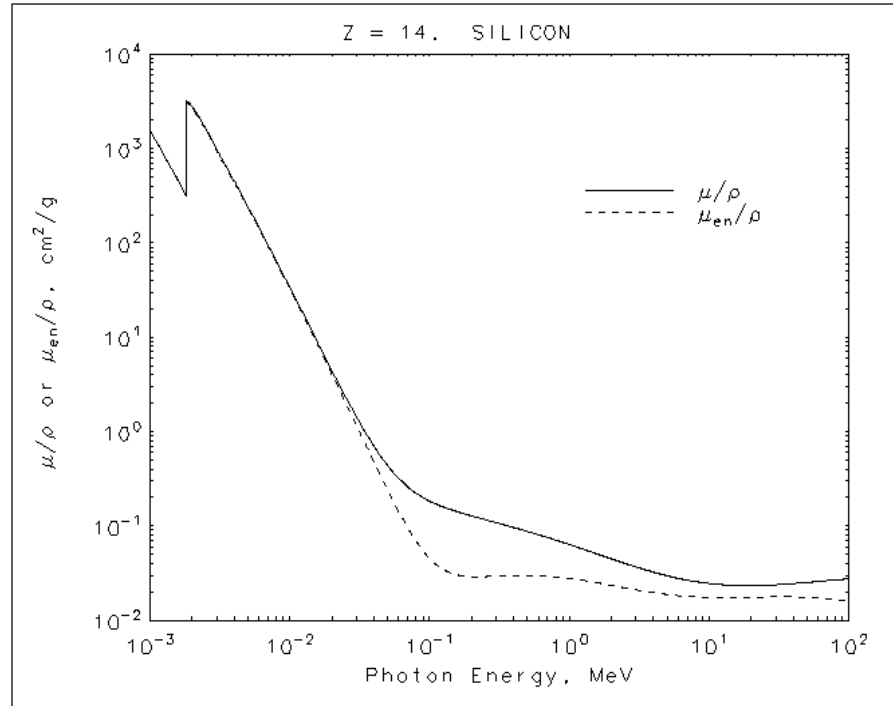


Figura C.1 Coefficiente di assorbimento di energia per il silicio.

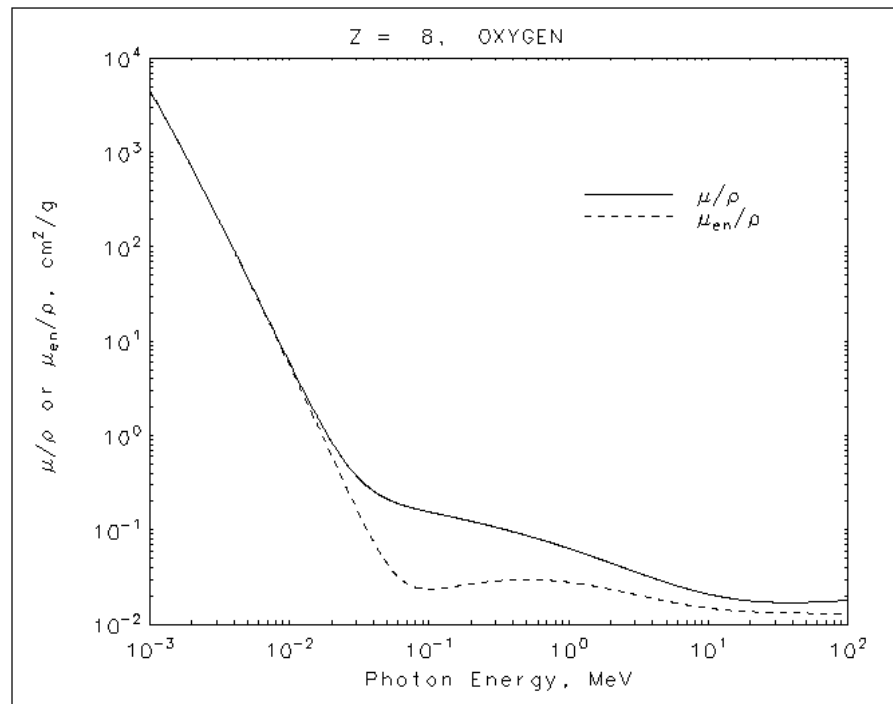


Figura C.2 Coefficiente di assorbimento di energia per l'ossigeno.

Bibliografia

- 1 <http://lhc.web.cern.ch/lhc/general/general.html>
- 2 **An introduction to PARTICLE ACCELERATORS**
E. Wilson, Oxford University Press, 2001
- 3 <http://public.web.cern.ch/Public/ACCELERATORS/CERNAcc.html>
- 4 **Analisi elettromagnetica tridimensionale delle teste delle bobine nel dipolo principale di LHC**
A. Schiappapietra, tesi di laurea, Politecnico di Torino, 2001
- 5 **Quench propagation in High Temperature Superconducting materials integrated in high current leads**
D. Milani, tesi di laurea, Politecnico di Torino, 2001
- 6 **LHC The Large Hadron Collider. Conceptual Design**
The LHC Study Group, CERN/AC/95-05(LHC), 20 October 1995
- 7 <http://www-fusion-magnetique.cea.fr/>
La fusion magnétique Homepage, CEA, 2002
- 8 **Intro to CMS (Intro to Particle Physics)**
S. Ciottolin, CMS Collaboration, <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/>
- 9 **CMS Comprehensive Review**
CERN/LHCC 2001-032, 31 October 2001
- 10 **Universal Laws, The Big Bang and Particle Physics**
T. Virdee, ECIS Conference, 2001, <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/>
- 11 **Introduction to High Energy Physics -Third Edition -**
D.H. Perkins, Addison-Wesley, 1986
- 12 **Elementary Particle Physics**
S. Gasiorowicz, John Wiley & Sons, 1967
- 13 **Particle Detectors**
C. Grupen e al., Cambridge University Press, 1996
- 14 **CMS Experimental Challenge**
Grzegorz Wrochna, Soltan Institute for Nuclear Studies - Warsaw, 1999 -
<http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/>
- 15 **The CERN GreyBook of experiments Homepage**
<http://documents.cern.ch/cgi-bin/setlink?base=greybook&categ=abstracts&id=CMS>

- 16 CMS The Compact Muon Solenoid. Technical proposal**
CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1, 15 December 1994
- 17 LHCC document & CMS Technical Design Report (TDR) Homepage**
<http://cmsdoc.cern.ch/docLHCC.shtml>
- 18 Radiation Environment Simulations for the CMS Detector**
M.Huhtinen, CERN CMS TN/95-198, 1995
- 19 FLUKA92, Proc. Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments**
A. Fasso e al., Sante Fe, USA, 1993
- 20 Radiation Effects Course - Radiation Environment in experimental CMS Area**
<http://lhc-radwg.web.cern.ch/LHC-radwg/>
- 21 Study on the applicability of solid state, real-time dosimeters to the CMS experiment at the Large Hadron Collider.**
B. Camanzi e al., accettato per pubblicazione da Nucl. Inst. and Meth.
- 22 Dose and neutron-fluence measurements in mixed gamma-neutron fields by means of semiconductor dosimeters**
M. Tavlet e al., IEEE Catalogue, RADECS '93 St.Malo, France Sept. 1993, 27-32
- 23 Accelerator Related Background in the CMS detector al LHC**
A.Drozhdin e al., CERN CMS TN/96-056, 1996
- 24 Advanced Method of Estimating Residual Dose Rates in a Hadron Environment**
M. Huhtinen e al., CERN CMS NOTE 2002/019, 16 Aprile 2002
- 25 Applicazioni dei dosimetri MosFET (Thomson & Nielsen Homepage)**
<http://www.thomson-elec.com/>
- 26 National Microelectronics Research Centre Homepage**
<http://www.nmrc.ie/projects/radfets/intro.html>
- 27 Handbook of Radiation Effects**
A. Holmes-Siedle - L. Adams, Oxford University Press, 1993
- 28 Radiation Damage in Silicon Particle Detectors (microscopic defects and macroscopic properties)**
M.Moll, ROSE Collaboration, <http://lhc-radwg.web.cern.ch/LHC-radwg/>
- 29 Displacement Damage in Silicon**
<http://sesam.desy.de/~gunnar/Si-dfuncs.html>, update: 15-Aug-00
- 30 A system for Radiation Damage Monitoring**
A.B. Rosenfeld e al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 46 (6) (1999), 1766-1773
- 31 The Physics of Radiation Damage in Particle Detectors**
V.A.J. Van Lint, Nucl. Inst. and Meth. A253 (1987), 453-459
- 32 Analysis of the Effect of Fast-Neutron Bombardment on the Current-voltage Characteristic of a Conductivity-Modulated p-i-n Diode**
J. Swartz e al., J. Appl. Phys. 37 (2) (1966), 745-755
- 33 Radiation effects on electronic components and circuits**
M. Dentan, Saclay, <http://lhc-radwg.web.cern.ch/LHC-radwg/>

-
- 34 **Physics of Semiconductor Devices**
S.M.Sze, J.Wiley & Sons Publications, second edition, 1981
- 35 **Elettronica (volume 2 - componenti e tecniche circuitali)**
Cuniberti e al., Petrini Editore, 1997
- 36 **The Space-Charge Dosimeter: general principles of a new method of radiation detection**
A. Holmes-Siedle, Nucl. Inst. and Meth. 121 (1974), 169-179
- 37 **Comunicazione privata del Dott. Barbara Camanzi**
- 38 **Calibration and Temperature Characteristics of RadFET Dosimeters**
M. Bull, Project for Bachelor of Science, Brunel University, 1999
- 39 **The dose mapping system for the electromagnetic calorimeter of the BaBar experiment at SLAC**
B. Camanzi e al., Nucl. Inst. and Meth. A457 (2001), 476-486
- 40 **Theory of response of radiation sensing field effect transistors**
R.C. Hughes, J. Appl. Phys. 58 (3) (1985), 1375-1379
- 41 **Theory of response of radiation sensing field effect transistors in zero-bias operation**
R.C. Hughes, J. Appl. Phys. 60 (3) (1986), 1216-1217
- 42 **Mapping CMOS radiation tolerance data on a 4-lane chart**
A. Holmes-Siedle e L. Adams, IEEE Trans. Nucl. Sci. 41 (6) (1994), 2613-2618
- 43 **“Border traps” in MOS devices**
D.M. Fleetwood, IEEE Trans. Nucl. Sci. 39 (2) (1992), 269-271
- 44 **Effects of oxide traps, interface traps, and “border traps” on MOS devices**
D.M. Fleetwood e al., J. Appl. Phys. 73 (10) (1993), 5058-5074
- 45 **The mechanism of small instabilities in irradiated MOS Transistors**
A. Holmes-Siedle e L. Adams, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30 (6) (1983), 4135-4140
- 46 **The Contribution of Border Traps to the Threshold Voltage Shift in pMOS Dosimetric Transistors**
Z. Savic e al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 42 (4) (1995), 1445-1453
- 47 **Electrical characteristics of large scale integration (LSI) MOSFETs at very high temperatures (part I: Theory)**
F.Shoucair e al., Microelectron. Reliab., 24 (3) (1984), 465-485
- 48 **Electrical characteristics of large scale integration (LSI) MOSFETs at very high temperatures (part II: Experiment)**
F.Shoucair e al., Microelectron. Reliab., 24 (3) (1984), 487-510
- 49 **Electrical performance and radiation sensitivity of stacked PMOS dosimeters under bulkbias control**
O. Connell e al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 45 (6) (1998), 2689-2694
- 50 **pMOS dosimeters: long-term annealing and neutron response**
N. Blamires e al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-33 (6) (1986), 1310-1315

- 51 **The effect of gate-oxide process variations on the long-term fading of PMOS dosimeters**
A. Kelleher e al., Sensors and Actuators 37-38 (1993), 370-374
- 52 **Radiation Test Facilities in the New PS East Hall at CERN**
M. Glaser e al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 47 (3) (2000), 136-141
- 53 **A guide to radiation and radioactivity levels near high energy particle accelerators**
A.H.Sullivan, Nuclear Technology Publishing, 1992
- 54 **New irradiation zones at the CERN-PS**
F. Lemeilleur, e al., Nucl. Inst. and Meth. A426 (1999), 72-77
- 55 **Recommendations for irradiations of CMS components in the IRRAD2 facility at PS**
M. Huhtinen, CMS Internal Note, CMS IN 2001/012, April 2,2001
- 56 **Qualification of the radiation environment in the TCC2 experimental test area**
C. A. Fynbo, LHC Project Note 235, 2000
- 57 **TCC2 Area Qualification (Radiation Working Group Homepage)**
<http://lhc-radwg.web.cern.ch/LHC-radwg/>
- 58 **On-line radiation test facility for industrial equipment needed for the large hadron collider at CERN**
R. Rausch, CERN SL 99-065 (CO), ICALEPCS'99, International Conference on Accelerators and Large Experimental Physics, 4-8th October 1999, Trieste, Italy.
- 59 **Particle Contamination Measurements around Hadron Beams used for Irradiation of Silicon Detectors for the LHC**
E. León-Florián e al., University of Montreal Report (1996)
- 60 **PSI Accelerator Facilities Users' Guide**
H.Ch. Walter e al, Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, 1994 (2nd edition)
- 61 **Secondary Beam Lines at PSI Homepage**
<http://people.web.psi.ch/foroughi/>
- 62 **Radiation effects on optoelectronic components and systems**
K. Gill, CERN RD48 Collaboration, <http://lhc-radwg.web.cern.ch/LHC-radwg/>
- 63 **Particle flux measurements with activation detectors**
St. Charalambus e al., CERN/DI/HP 90 Health Physics, 1966
- 64 **Keithley (SourceMeter Instruments Homepage)**
<http://www.keithley.com/storefront/ps.catalog:productallitemlist?section=SourceMeter%20Instruments>
- 65 **Agilent Technologies (Products & Services Homepage)**
http://we.home.agilent.com/cgi-bin/bvpub/agilent/intl_bus/productsServices.jsp?NAV_ID=-11144.0.00&LANGUAGE_CODE=eng&COUNTRY_CODE=ZZ
- 66 **Introduction to Error Analysis (the study of uncertainties in physical measurements) - second edition -**
J.R. Taylor, University Science Books - Sausalito, California -, 1997
- 67 **Analysis of Damage in MOS Devices for several radiation environments**
T. Oldham, IEEE Trans. Nucl. Sci. 31 (6) (1984), 1236-1241

-
- 68 **Recombination along the tracks of heavy charged particles in SiO₂ films**
T. Oldham, J. Appl. Phys. 57 (8), 15 Aprile 1985
- 69 **Proton and Heavy-Ion radiation damage studies in MOS transistors**
W.J. Stapor e al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 32 (6) (1985), 4399-4404
- 70 **Proton damage effects in linear integrated circuits**
B.G. Rax e al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 45 (6) (1998), 2632-2637
- 71 **A comparison of ionizing radiation damage in mosfets from Co-60, gamma rays, 0.5 to 22 MeV protons and 1 to 7 MeV electrons**
R.W. Tallon e al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 32 (6) (1985), 4393-4398
- 72 **Comparison of pMOSFET total dose response for Co-60 gammas and high-energy protons**
R. Pease e al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 48 (3) (2001), 908-912
- 73 **Ionization of SiO₂ Heavy Charged Particles**
J.M. McGarrity, IEEE Trans. Nucl. Sci. 28 (6) (1981), 3975
- 74 **Corso di Tecniche Radioisotopiche (Manuale delle Lezioni)**
E.Lazzarini e al, Politecnico di Milano - CESNEF -, Milano, 1991
- 75 **Effects of package geometry, materials, and Die design on energy dependence of pMOS Dosimeters**
G.J. Brucker e al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 42 (1) (1995), 33-40
- 76 **MOSFET dosimeters: The role of encapsulation on dosimetric characteristics in mixed gamma-neutron and megavoltage X-ray fields**
A. Rosenfeld e al, IEEE Trans. Nucl. Sci. 42 (6) (1995), 1870-1877
- 77 **The use of hydrogenous material for sensitizing pMOS dosimeters to neutrons**
S. Kronenberg e al, IEEE Trans. Nucl. Sci. 42 (1) (1995), 20-26
- 78 **Fluence Measurment by activation of aluminium foil for radiation damage studies**
M.Glaser e al., CERN/ECP 97, (1997)
- 79 **Internet version of the Particle Detector BriefBook**
R. Bock e A.Vasilescu, Springer, (<http://rd11.web.cern.ch/RD11/rkb/titleD.html>)
- 80 **Physical Reference Data Homepage**
NIST, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/contents.html>, 2002
- 81 **Appunti del corso di Radioattività - Università di Genova -**
P. Corvisiero, <http://www.ge.infn.it/~corvi/doc/didattica/radioattivita/dispense>
- 82 **The European Physical Journal C -Review of Particle Physics-**
Volume 15, number 1-4, 200 pp 1-878
- 83 **LabVIEW Basics I - Hands-On Course Manual -**
version 6.0, edition october 2000, National Instruments Corporation
- 84 **Modern Atomic and Nuclear Physics**
F. Yang e al, McGraw-Hill International Editions, 1996

