

Caratterizzazione di sensori innovativi al silicio per applicazioni in adroterapia

Dipartimento di Fisica
Università degli Studi di Torino
Tesi di Laurea Magistrale in Fisica



Candidato: Maximilian Bravin
Relatore: Dott. Vincenzo Monaco
Correlatore: Dott. Nicolò Cartiglia
Controrelatore: Prof. Elena Botta

Anno Accademico 2014/2015

Sommario

Questo lavoro di tesi riguarda lo studio degli *Ultra Fast Silicon Detectors* (UFSD), un nuovo tipo di rivelatore di particelle, caratterizzati da uno strato moltiplicativo interno di guadagno in grado di generare segnali ampi in spessori sottili. Grazie al loro elevato rapporto segnale/rumore, gli UFSD sono rivelatori in grado di effettuare misure di grande precisione sia della componente spaziale che di quella temporale del passaggio di una particella carica all'interno del loro volume sensibile. Le applicazioni di questi rivelatori innovativi sono moltissime, dagli esperimenti di fisica delle alte energie alla fisica medica; in particolare in questa tesi ne viene studiata l'applicazione come possibili contatori di particelle per il monitoraggio del fascio in adroterapia, un tipo di radioterapia in cui vengono impiegate particelle cariche pesanti, come ioni carbonio o protoni.

Il lavoro svolto è stato suddiviso in tre parti: la prima è la caratterizzazione in laboratorio di un sensore con guadagno che consiste nell'analisi delle curve $I - V$ e $C - V$ con lo scopo di ricavare informazioni sulle condizioni di lavoro e sul profilo di drogaggio del dispositivo in esame. La seconda è l'analisi dei dati raccolti in due test su fascio per studiare il comportamento degli UFSD con differenti tipi di amplificatori, stimarne le risoluzioni temporali e il comportamento del rumore del sistema. I risultati così ottenuti sono quindi utilizzati per validare una simulazione del segnale del sensore implementata in un programma chiamato *Weightfield2*. In una terza parte della tesi il programma, così validato, viene utilizzato per stimare il segnale ottenibile con sensori molto sottili, quali quelli che si utilizzeranno come contatori di ioni di energie terapeutiche.

La tesi è organizzata come segue: nel capitolo 1 vengono descritte le interazioni di differenti particelle con la materia e i vantaggi dell'adroterapia rispetto alla radioterapia convenzionale con fotoni, oltre a un breve cenno sul Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica (CNAO) e ai metodi utilizzati per il controllo della distribuzione della dose. Nel capitolo 2 si descrivono le proprietà fisiche di semiconduttori al silicio e le modalità di funzionamento di rivelatori a stato solido. Nel capitolo 3 si descrivono i sensori UFSD, le loro proprietà, l'elettronica di acquisizione e vengono discusse le dipendenze dal rumore elettronico del sistema. Viene inoltre descritto il programma di simulazione dei sensori *Weightfield 2*. Il capitolo 4 riguarda la caratterizzazione in laboratorio di alcuni rivelatori UFSD e il confronto con le proprietà di rivelatori convenzionali senza guadagno. Nel capitolo 5 è riportata l'analisi dei dati raccolti durante due test su fascio eseguiti al CERN. Infine nel capitolo 6 vengono mostrati i risultati di una simulazione con *Weightfield 2* di sensori sottili e vengono discusse le caratteristiche richieste a questi rivelatori per il loro uso come contatori di particelle in fasci terapeutici.

Indice

1	L'adroterapia	4
1.1	Interazione delle particelle con la materia	4
1.1.1	Interazione di fotoni con la materia	4
1.1.2	Interazione degli elettroni con la materia	6
1.1.3	Interazione di particelle cariche pesanti	7
1.2	Effetti biologici di radiazioni ionizzanti	10
1.3	Radioterapia con fotoni e particelle cariche	12
1.4	Modalità di trattamento in adroterapia	14
1.4.1	Metodi passivi per la distribuzione della dose	15
1.4.2	Metodi attivi per la distribuzione della dose	15
1.5	Il piano di trattamento	17
1.6	Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica	17
1.6.1	Il sistema di controllo della dose del CNAO	18
1.6.2	Monitoraggio del fascio con contatore di singoli ioni	21
2	Rivelatori a semiconduttore	25
2.1	Proprietà fisiche dei semiconduttori	25
2.2	Struttura a bande	26
2.3	Semiconduttori intrinseci ed estrinseci	27
2.3.1	Semiconduttori intrinseci	27
2.3.2	Semiconduttori estrinseci	28
2.4	Correnti di deriva e di diffusione	28
2.5	Giunzione p-n	30
2.5.1	Polarizzazione della giunzione p-n	31
2.6	Rivelatori a stato solido	33
2.7	Formazione del segnale nei rivelatori	34
2.8	Il rumore elettronico	35
2.9	Tipologie di rivelatori al silicio	37
2.9.1	Rivelatore PiN	37
2.9.2	Rivelatori a microstrip	38
2.9.3	Rivelatori a pixel	39
2.10	Metodi di produzione del silicio	40
2.11	Produzione dei sensori	41

3	Sensori al silicio con guadagno	43
3.1	Guadagno nei dispositivi a stato solido	43
3.2	Avalanche Photodiode e Silicon Photomultiplier	44
3.3	Low Gain Avalanche Detector	46
3.4	Ultra Fast Silicon Detectors	48
3.4.1	Risoluzione temporale di sensori UFSD	48
3.5	Weightfield 2	51
4	Caratterizzazione di sensori UFSD	54
4.1	Lista dei sensori analizzati	54
4.2	Apparato sperimentale	55
4.2.1	Il generatore di tensione	55
4.2.2	Il misuratore LCR	56
4.2.3	Gli amplificatori	56
4.2.4	L'oscilloscopio	57
4.2.5	Il laser	58
4.3	Caratterizzazione dei sensori	58
4.3.1	Curva I-V	58
4.3.2	Curva C-V	59
4.3.3	Curva $1/C^2$ -V e stima del profilo di drogaggio	60
4.4	Segnali con impulsi laser	63
5	Analisi dati da test su fascio	65
5.1	Setup sperimentale	65
5.1.1	Primo Test Beam	65
5.1.2	Secondo Test Beam	66
5.2	Visualizzazione dei segnali e riduzione del rumore	67
5.3	Programma di analisi	69
5.3.1	Misura del piedistallo e del rumore	69
5.3.2	Distribuzioni delle altezze dei segnali	71
5.3.3	Tempi di salita dei segnali	74
5.3.4	Risoluzioni temporali	76
5.4	Confronto della forma dei segnali con la simulazione del sensore	77
6	Simulazione di sensori sottili	80
6.1	Parametri di simulazione	80
6.2	Simulazione di sensori sottili	81
6.3	Discussione e prospettive future	86

Capitolo 1

L'adroterapia

In questo primo capitolo si descrivono le tecniche oncologiche che fanno uso di ioni per il trattamento di tumori e come viene controllato il rilascio di dose durante un trattamento. Dopo una breve descrizione dei processi fisici coinvolti nelle interazioni di differenti tipi di particelle con la materia, si mostrano le differenze tra i trattamenti con particelle cariche e con fotoni, i vantaggi radiobiologici dell'uso di particelle cariche, le diverse modalità di distribuzione della dose utilizzate in terapie con fasci di ioni. In particolare viene descritto più accuratamente il sistema di controllo della distribuzione della dose utilizzato al Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica (CNAO) di Pavia. Si mostra come nuovi rivelatori, in grado di fornire un conteggio preciso e in tempo reale del numero di ioni incidenti, possano migliorare la precisione del trattamento, ridurre il tempo necessario per i controlli di qualità e le calibrazioni quotidiane, e fornire ulteriori informazioni utili per garantire la qualità del trattamento.

1.1 Interazione delle particelle con la materia

Quando una particella carica o un fotone interagisce con gli atomi di un materiale avviene un fenomeno di ionizzazione, in cui un atomo perde un elettrone e acquista una carica elettrica passando allo stato di ione. Le radiazioni si distinguono in due categorie, direttamente e indirettamente ionizzanti. Particelle cariche producono ionizzazione in maniera diretta mentre particelle neutre producono particelle secondarie che ionizzano a loro volta.

1.1.1 Interazione di fotoni con la materia

L'assorbimento di un fascio di fotoni monoenergetici può essere espresso da una legge esponenziale [1]:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu \cdot x} \quad (1.1)$$

dove N_0 rappresenta il numero iniziale di fotoni, $N(x)$ il numero di fotoni ancora presenti ad una profondità x e μ il coefficiente di assorbimento lineare. Quest'ultimo è definito dalla seguente espressione:

$$\mu = \frac{\sigma N_A \rho}{A} = \frac{1}{\lambda} \quad (1.2)$$

dove σ rappresenta la sezione d'urto, ρ la densità del mezzo attraversato, N_A il numero di Avogadro e A il numero di massa del materiale. Per definizione, il coefficiente di assorbimento lineare corrisponde all'inverso del libero cammino medio λ , cioè la distanza media percorsa da un fotone prima di essere assorbito. L'interazione dei fotoni con la materia può dare origine a tre differenti processi che portano al rilascio di elettroni che a loro volta danno luogo a fenomeni di ionizzazione: *effetto Compton*, *effetto fotoelettrico* e *produzione di coppie*. La sezione d'urto totale è data dalla somma delle tre sezioni d'urto per i singoli effetti:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{fe} + \sigma_C + \sigma_{pair} \quad (1.3)$$

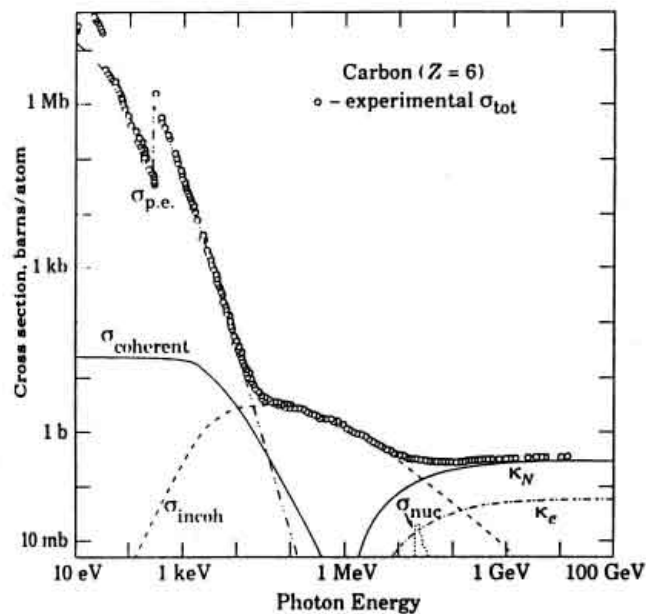


Figura 1.1: Sezione d'urto totale per fotoni nel carbonio in funzione dell'energia.

In Figura 1.1 è riportato l'andamento della sezione d'urto per fotoni che interagiscono nel carbonio in funzione della loro energia. Per energie $E_\gamma < 100$ keV domina l'effetto fotoelettrico, in cui il fotone trasmette la sua energia ad un elettrone legato in una *shell*; se l'energia del fotone supera l'energia di legame dell'elettrone, questo viene espulso dall'atomo con energia cinetica uguale alla differenza tra l'energia del fotone e quella di

legame dell'elettrone. L'effetto fotoelettrico è un effetto a soglia che porta alla presenza di picchi caratteristici della sezione d'urto ai valori dell'energia di legame dell'elettrone, come mostrato in Figura 1.1.

Per energie del fotone comprese fra 100 keV e 1 MeV domina l'effetto Compton, che consiste nella diffusione elastica di un fotone e un elettrone. Solo parte dell'energia del fotone è trasferita all'elettrone, mentre la restante è emessa sotto forma di un secondo fotone, che può essere prodotto in direzioni diverse rispetto a quella del fotone incidente; maggiore è l'energia ceduta all'elettrone, maggiore sarà l'angolo di deflessione. L'angolo di deflessione può essere ricavato a partire dalla seguente espressione:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad (1.4)$$

dove λ e λ' sono le lunghezze d'onda rispettivamente del fotone incidente e di quello deflesso, h è la costante di Plank, m_0 è la massa a riposo dell'elettrone, c è la velocità della luce e θ è l'angolo di deflessione.

Infine per energie del fotone maggiori di 1.002 MeV avviene il processo di produzione di coppie in cui il fotone, interagendo con il campo coulombiano di un nucleo, si converte in una coppia elettrone/positrone; il positrone, dopo essere rallentato nel mezzo, si annichila con un altro elettrone emettendo due fotoni, ciascuno con energia pari a 0.511 MeV.

1.1.2 Interazione degli elettroni con la materia

Gli elettroni depositano la loro energia in due modi: o per ionizzazione diretta oppure, a causa della loro massa ridotta, per radiazione di frenamento (*Bremsstrahlung*); quest'ultima consiste nell'emissione di radiazione da parte di particelle cariche quando subiscono una decelerazione [2]. La perdita lineare di energia per Bremsstrahlung è descritta dalla seguente formula:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Brems} = 4N_A \alpha r_0^2 \frac{Z^2}{A} E \cdot \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} = -\frac{E}{X_0} \quad (1.5)$$

dove X_0 è la lunghezza di radiazione, cioè la distanza necessaria per ridurre l'energia dell'elettrone di un fattore e , α è la costante di struttura fine pari a $1/137$, Z e A sono rispettivamente il numero e la massa atomica del materiale attraversato, E l'energia dell'elettrone e N_A il numero di Avogadro. Come si evince dalla formula precedente, l'energia persa per Bremsstrahlung ha una forte dipendenza da Z^2 e dall'energia dell'elettrone.

La perdita di energia per unità di percorso dovuta alla ionizzazione del mezzo è data dalla relazione:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{ion} = 4N_A \alpha r_0^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{\gamma m_e c^2}{2I} - \text{termini relativistici} \right) \quad (1.6)$$

dove $\beta = v/c$, con v velocità della particella e c velocità della luce, I è l'energia media di ionizzazione del mezzo. Per processi di ionizzazione, la perdita di energia dipende dal

numero atomico Z del materiale e dalla velocità β dell'elettrone.

L'energia totale persa sarà data dalla somma dei due termini precedenti. Per particelle a bassa energia domina il termine di ionizzazione, mentre ad alte energie domina la perdita di energia per Bremsstrahlung. L'energia per cui i due processi si eguagliano è detta energia critica che può essere espressa come $E_c \simeq 600 \text{ MeV}/Z$, con una forte dipendenza dal numero atomico Z del materiale irraggiato. Nel piombo per esempio vale circa 9 MeV, nel carbonio invece è di circa 90 MeV.

La traiettoria di un elettrone che attraversa un materiale non è approssimabile con un andamento rettilineo, a causa dello scattering coulombiano a cui sono soggette particelle leggere.

1.1.3 Interazione di particelle cariche pesanti

Una particella carica più massiva di un elettrone perde energia principalmente per ionizzazione ed eccitazione degli elettroni del mezzo attraversato. L'energia media ceduta al mezzo per unità di lunghezza percorsa, detta anche potere frenante, è descritta dalla formula di *Bethe-Block* [3]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{c}{z} \right] \quad (1.7)$$

Nella formula precedente N_A è il numero di Avogadro, r_e è il raggio classico dell'elettrone, m_e è la massa dell'elettrone, ρ , Z , A e I rispettivamente la densità, il numero atomico, la massa atomica e l'energia media di ionizzazione del mezzo attraversato, z è la carica della particella, T_{max} è l'energia massima trasferita in un urto, δ un termine di densità che tiene conto della polarizzazione del mezzo, c/z è il termine di schermatura degli elettroni interni e $\beta = v/c$.

In Figura 1.2 è riportato l'andamento del potere frenante in funzione dell'energia cinetica per muoni positivi nel rame. Nella parte iniziale si nota una crescita di dE/dx ; in realtà la formula non è valida in questa zona e non descrive l'andamento reale. Segue poi una decrescita dell'energia all'aumentare della velocità descritto dal termine $1/\beta^2$ nell'Equazione 1.7, fino ad arrivare a un minimo della ionizzazione per $\beta \cdot \gamma$ circa uguale a 3.6. Vi è poi una *zona di risalita relativistica* descritta dal termine logaritmico ed infine un plateau detto *plateau di Fermi*. La dipendenza dal materiale attraversato compare nei termini A , Z , ρ e I , oltre che nel termine correttivo δ , mentre la dipendenza dalla particella incidente è nei termini z e β . Per eliminare parte della dipendenza dal mezzo, si definisce il potere frenante massico come:

$$S_\rho = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \quad (1.8)$$

che viene misurato in $\text{MeV}/\text{g}\cdot\text{cm}^2$.

Noto il potere frenante è possibile ricavare il range di particelle cariche tramite la seguente equazione:

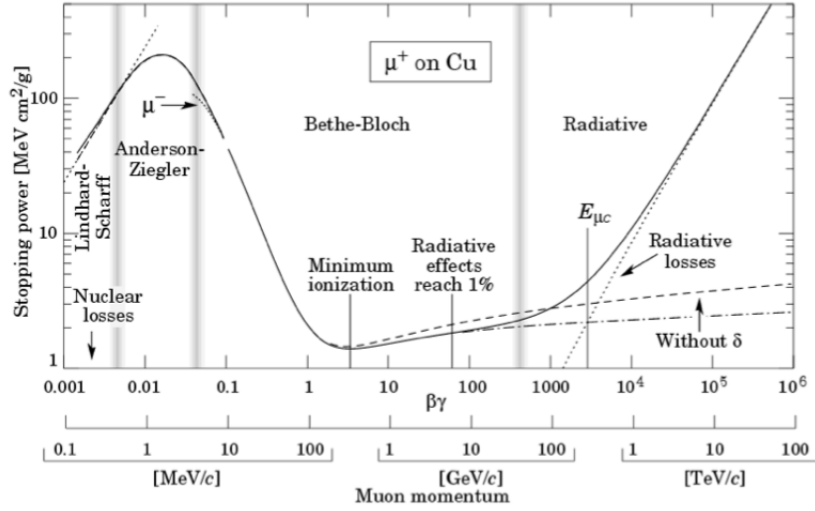


Figura 1.2: Potere frenante per muoni positivi nel rame in funzione della loro energia.

$$R = \int_{E_i}^0 \frac{1}{dE/dx} dx \quad (1.9)$$

dove E_i rappresenta l'energia iniziale delle particelle. Il range scala approssimativamente con il rapporto A/Z del materiale e cresce con l'energia cinetica iniziale della particella carica.

L'Equazione 1.7 descrive il modo in cui l'energia viene persa lungo il percorso attraversato; il rateo di perdita di energia aumenta al diminuire dell'energia cinetica della particella con la profondità di penetrazione, con una rapida salita alla fine del range. La densità di ionizzazione di particelle cariche lungo il loro percorso nel mezzo è quindi caratterizzata da un plateau seguito da un massimo pronunciato verso la fine del range (detto *picco di Bragg*) che si trova ad una profondità dipendente dall'energia cinetica iniziale della particella. In Figura 1.3 è mostrato il potere frenante di ioni carbonio in acqua in funzione della profondità e per diverse energie cinetiche iniziali degli ioni.

La formula di Bethe-Block rappresenta l'energia media persa da particelle di una determinata energia, ma nei casi reali è necessario tenere conto delle fluttuazioni statistiche sul numero di collisioni subite e sull'energia trasferita per ogni collisione, che vengono descritte da una distribuzione di Landau [4]. In Figura 1.4 sono riportate alcune distribuzioni di Landau per particelle ionizzanti in differenti spessori di silicio attraversati. Per particelle al minimo di ionizzazione che attraversano uno spessore di silicio, il valore più probabile della distribuzione di Landau, detto *Most Probable Value* (MPV), ed è dato dalla seguente relazione:

$$MPV = 0.027 \cdot \ln d + 0.126 \quad (1.10)$$

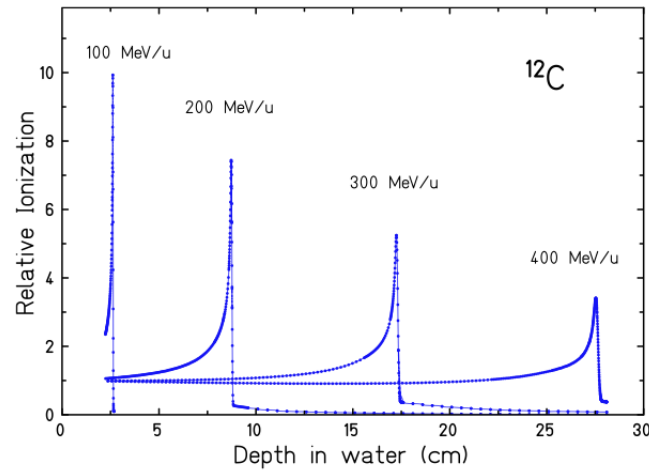


Figura 1.3: Distribuzione del potere frenante di ioni carbonio in acqua in funzione della profondità per diverse energie cinetiche iniziali degli ioni.

dove MPV è espresso in $\text{keV}/\mu\text{m}$ e d rappresenta lo spessore del sensore in esame espresso in μm .

Le parametrizzazioni precedenti non sono adatte per spessori molto sottili, poiché parte dell'energia viene trasferita ad elettroni δ energetici che sfuggono dal materiale e non contribuiscono all'energia rilasciata nel mezzo [6].

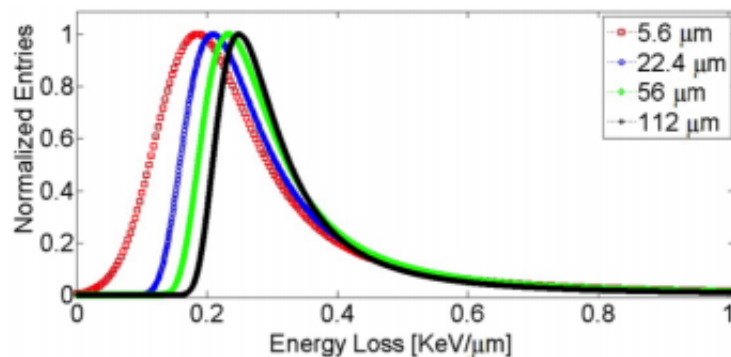


Figura 1.4: Fluttuazioni di Landau dell'energia persa da particelle al minimo di ionizzazione in diversi spessori di silicio.

L'effetto delle fluttuazioni statistiche nell'energia rilasciata producono una indeterminazione sul range delle particelle (*range straggling*) che si riflette in un allargamento del picco di Bragg: il range straggling aumenta con la profondità di penetrazione all'interno di un materiale.

L'allargamento laterale di un fascio di particelle massive è invece causato principalmente da interazione elastiche coulombiane con i nuclei. A parità di energia cinetica,

l'effetto è inversamente proporzionale alla massa della particella, risultando di fatto rilevante solo per protoni. La diffusione aumenta al diminuire dell'energia delle particelle, a parità di profondità di penetrazione.

Un altro effetto di cui tener conto per ioni che attraversano un materiale è l'attenuazione del fascio primario a causa degli effetti di frammentazione dovuti alle interazioni nucleari con i nuclei del materiale. La frammentazione del proiettile o del nucleo colpito consiste nella produzione di altre particelle leggere oppure stati eccitati dei nuclei bersaglio o del proiettile che decadono successivamente per emissione di altre particelle leggere. Le interazioni nucleari hanno due effetti principali: il primo è la scomparsa della particella primaria, che non può più contribuire al rilascio di energia nel picco di Bragg; il secondo effetto è dovuto ai frammenti prodotti dalla collisione, che hanno numero atomico minore della particella proiettile ma velocità quasi uguale ad essa. Siccome il range scala come A/Z per particelle con stessa velocità, i frammenti prodotti depositeranno la loro energia ad una profondità maggiore rispetto al picco di Bragg creando una coda nella distribuzione come mostrato in Figura 1.5. Il rapporto tra energia depositata al picco e quella depositata nella coda dipende dalla massa dello ione; per ioni carbonio è dell'ordine del 15%.

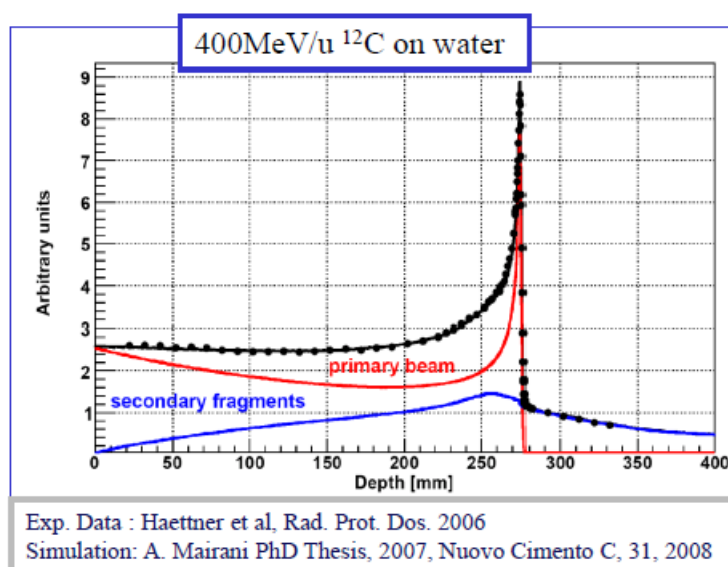


Figura 1.5: Frammenti secondari prodotte dalle interazioni nucleari di un fascio di ioni carbonio da 400 MeV/u in acqua.

1.2 Effetti biologici di radiazioni ionizzanti

Le radiazioni ionizzanti sono presenti in natura o possono essere prodotte artificialmente ad esempio per applicazioni in diagnosi e terapia medica. Quando attraversano

dei tessuti corporei, le particelle interagiscono con il materiale cellulare provocando dei danni alle cellule. In particolare le ionizzazioni prodotte possono distruggere o alterare le molecole di DNA risultando potenzialmente letali per la cellula irraggiata.

I danni prodotti possono essere classificati in diretti ed indiretti: nel primo caso la molecola è colpita direttamente da un elettrone prodotto dalla ionizzazione; nel secondo caso invece la radiazione produce dei radicali liberi che alterano la struttura del DNA [7]. Gli effetti della radiazione sul DNA sono vari:

- alterazioni delle base;
- alterazioni del deossiribosio;
- rottura di legami e formazione di nuovi;
- rottura di un singolo filamento (*Single Strand Break, SSB*);
- rottura di entrambi i filamenti (*Double Strand Break, DSB*);

In seguito all'irraggiamento possono verificarsi tre differenti processi: riparazione completa del danno, riparazione errata (*misrepair*), danno non riparabile come avviene per esempio in caso di DSB. L'effetto biologico di una radiazione ionizzante che attraversa un tessuto è legato alla dose assorbita, definita come l'energia assorbita per unità di massa:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1.11)$$

la cui unità di misura è il Gray (Gy), dove $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$.

Una grandezza da cui dipende l'effetto biologico di una radiazione è il trasferimento lineare di energia (*linear energy transfer* o LET) definito come il rapporto dell'energia depositata e il percorso attraversato:

$$\text{LET} = \frac{dE}{dx} \quad (1.12)$$

che si misura in $\text{keV}/\mu\text{m}$; è una grandezza strettamente legata al potere frenante definito nel paragrafo 1.1.3 ma non contiene le componenti di perdita di energia legate alle interazioni nucleari. A parità di dose le radiazioni caratterizzate da un alto LET sono molto più efficaci di quelle a basso LET poiché hanno una maggiore densità di ionizzazione aumentando la probabilità di produrre danni irreparabili, come il DSB a livello di DNA. Ad esempio la capacità di sopravvivenza delle cellule dipende dalla fase del ciclo cellulare in cui si trovano: in particolare durante la mitosi le cellule risultano essere molto più sensibili alle radiazioni. Differenti tipi di radiazione producono, a parità di dose e di LET, effetti differenti sulle cellule.

L'effetto radiobiologico di una radiazione è spesso espresso in termini della sua efficacia biologica relativa (RBE), definita come:

$$\text{RBE} = \frac{D_x}{D} \quad (1.13)$$

dove D_x è la dose necessaria per una radiazione di riferimento per produrre lo stesso effetto biologico rispetto ad una dose D della radiazione in esame. Convenzionalmente la radiazione di riferimento è quello di raggi X da 250 keV. In Figura 1.6 è riportato l'andamento dell'RBE in funzione del LET per un particolare campione cellulare; la curva mostra una parte iniziale costante seguita da una rapida risalita ed un picco. L'aumento della RBE con il LET è strettamente legato al potere frenante degli ioni che produce un danno biologico maggiore nella regione del picco di Bragg, dove la ionizzazione specifica e il LET sono maggiori. La regione di discesa dopo il picco corrisponde a valori di LET superiori a quelli necessari a determinare danni cellulari letali (*overkill*).

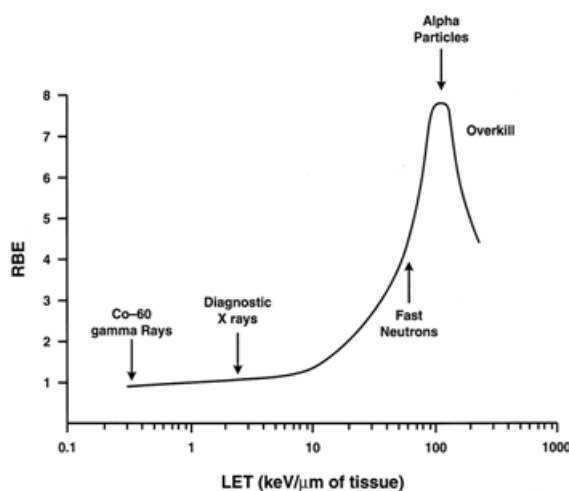


Figura 1.6: RBE in funzione del LET.

Per protoni e fotoni la RBE è pressoché costante, ma per ioni più pesanti ha un andamento complesso che dipende dall'energia, da effetti di frammentazione nucleare e dal tipo di tessuto colpito. Per stimare la probabilità di sopravvivenza si usano dei modelli radiobiologici, come per esempio il *Local Effect Model* (LET) [8] o modelli microdosimetrici come il *Microdosimetric Kinetic Model* (MKM) [9].

1.3 Radioterapia con fotoni e particelle cariche

La radioterapia è un tipo di terapia che prevede l'utilizzo di fasci di particelle ionizzanti per la cura dei tumori. Lo scopo di un trattamento radioterapico è quello di irraggiare con una dose letale un volume bersaglio individuato dal medico radioterapista in corrispondenza di una lesione tumorale, e allo stesso tempo limitare la dose ai tessuti sani circostanti e in particolare agli organi a rischio vicini al tumore, per minimizzare la probabilità di effetti collaterali. Radiazioni differenti hanno diverse proprietà fisiche riguardo al rilascio di energia nel mezzo attraversato.

In Figura 1.7 sono confrontati i diversi profili longitudinali di dose per fotoni di diversa energia, elettroni e protoni di energia pari a 150 MeV. Il profilo di dose rilasciato

da un fascio di fotoni, quale quelli utilizzati in radioterapia convenzionale, presenta una prima regione di *build-up* in cui si raggiunge un massimo nel rilascio di energia in prossimità della superficie di ingresso, seguita da una zona di decadimento esponenziale; al contrario la dose rilasciata dalle particelle cariche pesanti presenta un *plateau* iniziale per poi aumentare fino a un massimo a profondità maggiori. Nell'uso di ioni, la posizione del massimo di dose dipende dall'energia delle particelle; per esempio, per protoni da 200 MeV il massimo corrisponde a circa 25 cm di profondità in acqua. Rispetto alla radioterapia convenzionale, l'uso di adroni carichi permette quindi di avere un maggiore controllo della distribuzione di dose in profondità e, tenuto conto della minore dispersione laterale rispetto a fotoni ed elettroni, di conformare meglio il bersaglio anche lateralmente.

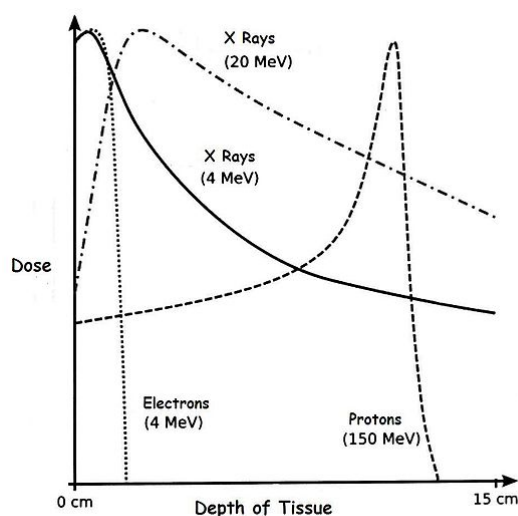


Figura 1.7: Distribuzione della dose in funzione della profondità per diversi tipi di radiazione.

Come esempio, in Figura 1.8 è riportato un confronto tra il profilo di dose rilasciato da un fascio di raggi X e da uno di protoni; la dose rilasciata dai protoni è maggiormente confinata alla zona bersaglio rispetto a quella dei fotoni, per i quali il rilascio di energia è elevato anche nei tessuti prima della zona da irraggiare in profondità e si estende anche oltre il volume bersaglio.

Sia in radioterapia convenzionale che in adroterapia la conformazione della dose si ottiene focalizzando sul volume tumorale fasci da direzioni differenti. Un esempio è la radioterapia a intensità modulata della dose (IMRT) che consiste nell'erogazione di un profilo di dose modulato trasversalmente tramite lamelle mobili e un irraggiamento con direzione e intensità variabili in grado di coprire tumori di forme complesse e irregolari.

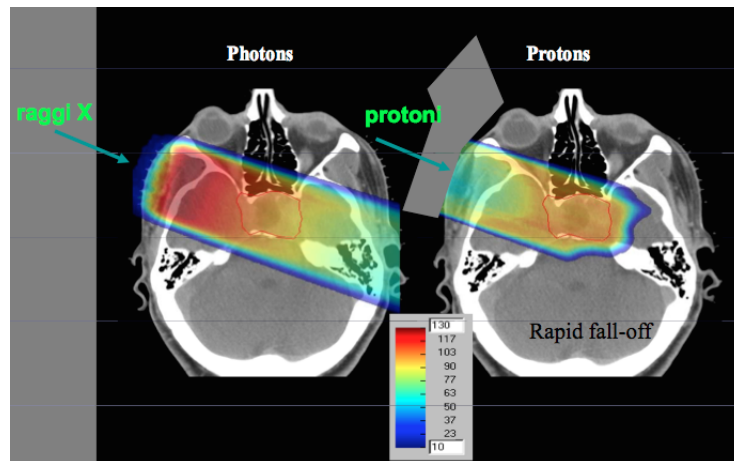


Figura 1.8: Esempio di distribuzione di dose per un fascio di fotoni (sinistra) e per un fascio di protoni (destra).

1.4 Modalità di trattamento in adroterapia

Gli ioni utilizzati per trattamenti adroterapici possono essere accelerati da ciclotroni o sincrotroni. I ciclotroni sono in genere più economici e compatti, ma l'energia cinetica degli ioni all'estrazione è fissa e in genere inferiore a quella raggiungibile con dei sincrotroni. Tramite delle linee di trasporto costituite da dipoli e quadrupoli magnetici necessari a curvare e focalizzare il fascio, questo viene inviato verso il paziente da trattare e modulato lateralmente e in energia. La modulazione in energia serve a produrre uno *Spread Out Bragg Peak* (SOBP), ovvero una distribuzione di dose longitudinale con valore costante nel volume da trattare. Ciò si ottiene sovrapponendo fasci di energie diverse come mostrato in Figura 1.9. La larghezza del plateau deve corrispondere con la dimensione longitudinale del tumore.

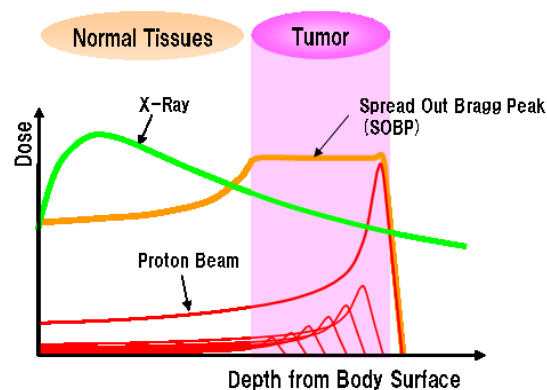


Figura 1.9: Lo SOBP è la somma di tanti fasci monoenergetici in modo tale da produrre un profilo di dose in profondità costante nel volume da trattare.

Oltre alla modulazione longitudinale è necessario modulare trasversalmente il fascio in modo da adattarsi alla forma del tumore. Esistono due tecniche per conformare il fascio di particelle cariche alla forma del tumore, chiamate passive o attive, descritte nei paragrafi successivi.

1.4.1 Metodi passivi per la distribuzione della dose

Le tecniche passive di distribuzione della dose si usano principalmente nei centri in cui il fascio di particelle è prodotto da un ciclotrone, che fornisce un fascio di energia fissata. I metodi passivi consistono nell'utilizzo di opportuni elementi assorbitori e collimatori che provocano un allargamento del fascio, ne modificano l'energia in modo da produrre un SOBP opportuno e adattano la forma laterale al volume da trattare. In Figura 1.10 è riportato uno schema tipico di un sistema passivo. Il primo elemento a partire da sinistra nella figura è il *range shifter wheel*, che consiste in un disco rotante suddiviso in vari settori di differenti spessori. Attraversando spessori diversi l'energia del fascio viene modulata in modo da creare una SOBP. Il secondo elemento è costituito dagli *scatter foils* cioè lamine sottili ad alto numero atomico Z che producono un allargamento del fascio tale da coprire la zona da trattare. Seguono poi dei collimatori che adattano la forma del fascio al volume tumorale. Infine vi è un compensatore (*range compensator*) costituito da materiale plastico e necessario per adattare lo spettro di energia del fascio alla profondità del volume tumorale.

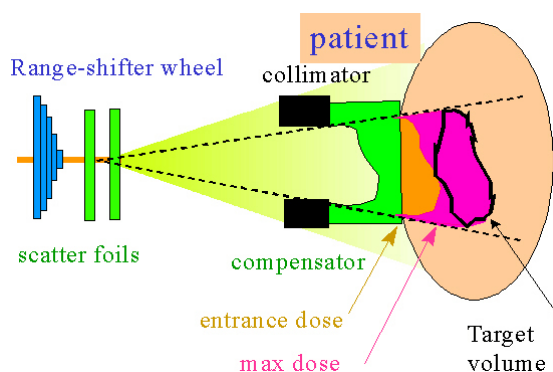


Figura 1.10: Elementi per la conformazione passiva della dose.

Il metodo di distribuzione passiva della dose presenta diversi svantaggi fra cui la produzione di particelle secondarie e neutroni nell'interazione con i materiali, nonché la necessità di avere elementi specifici per ogni paziente; inoltre è più difficile ottenere un profilo di dose molto preciso che si adatti esattamente al volume d'interesse.

1.4.2 Metodi attivi per la distribuzione della dose

Il metodo di distribuzione attiva della dose si basa sull'uso di un fascio sottile e mono-energetico per irraggiare un punto del volume tumorale alla volta. In Figura 1.11 è riportato uno schema rappresentativo di questo tipo di modalità. Il volume da irraggiare

viene suddiviso in tante sezioni a profondità differenti, chiamate *slice*, ognuna della quali è a sua volta suddivisa in una griglia di punti detti *spot*. Ogni slice a una data profondità corrisponde alla posizione del picco di Bragg di un fascio di energia fissata. Gli spot di ogni slice vengono irraggiati uno alla volta finché non viene raggiunto il numero di particelle previsto. Per muovere il fascio da uno spot a quello successivo vengono impiegati dei magneti di scansione, mentre per spostarsi in profondità viene variata l'energia del fascio.

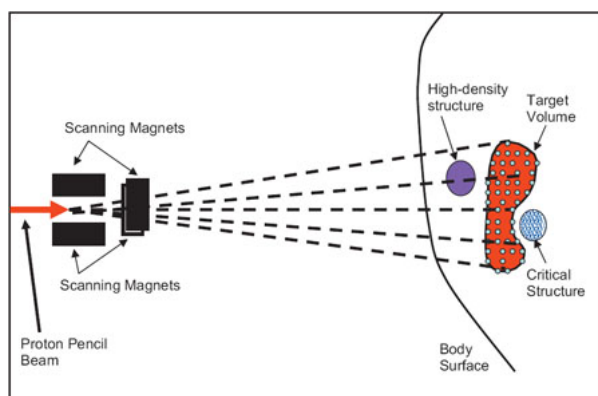


Figura 1.11: Rappresentazione del metodo di distribuzione di dose attivo.

Esistono differenti metodi attivi per la distribuzione della dose: *spot scanning*, *raster scanning* e *continuous raster scanning*. Nel primo metodo, il fascio viene spento dopo aver fornito la dose richiesta ad uno spot e riacceso una volta spostato sullo spot successivo. Nel raster scanning il fascio viene tenuto fisso su uno spot fino a che non è raggiunta la dose prefissata, per poi essere spostato velocemente verso uno spot adiacente finché tutta la slice mono-energetica non è irraggiata; durante lo spostamento il fascio non viene spento. Nel continuous raster scanning il fascio si muove seguendo un percorso prefissato senza fermarsi o essere spento e con una velocità di scansione regolata in modo tale da fornire la dose richiesta sulla superficie di ogni slice. Dei tre metodi menzionati, quest'ultimo è concettualmente il più complesso. In Figura 1.12 è riportato il confronto della distribuzione laterale della dose per una slice monoenergetica per i differenti tipi di metodi di scansione attiva descritti in precedenza.

I metodi di distribuzione attiva hanno molteplici vantaggi: innanzitutto non sono necessari elementi specifici per ogni paziente che invece sono richiesti nella tecnica passiva; la dose può essere controllata individualmente per ogni spot il che permette di compensare il contributo di dose dei frammenti secondari e le variazioni della RBE in subvolumi prossimali. Inoltre il materiale sulla traiettoria del fascio è minimo, il che riduce le perdite di energie e la produzione di particelle secondarie. Infine irraggiando uno spot alla volta è possibile trattare volumi tumorali complessi.

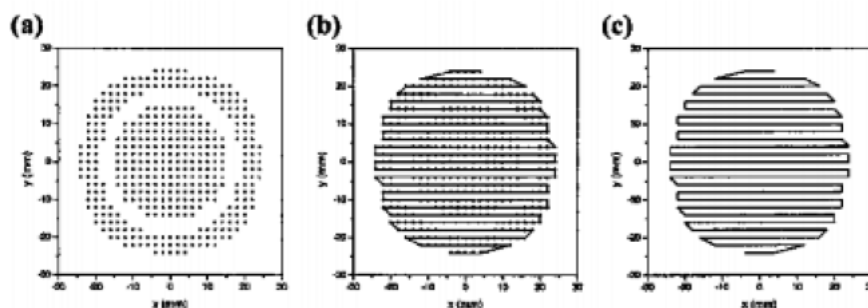


Figura 1.12: Confronto della distribuzione laterale della dose per una slice monoenergetica per i diversi metodi di scansione attiva del fascio: a) spot scanning; b) raster scanning; c) continuous raster scanning.

1.5 Il piano di trattamento

Per ogni paziente è necessario definire un piano di trattamento basato sulle richieste cliniche e sulle caratteristiche morfologiche del tumore e del tessuto irraggiato. A questo scopo è disponibile un software di pianificazione, il *Treatment Planning System* (TPS), che, analizzando le specifiche del paziente e della massa tumorale ottenute con la Tomografia Computerizzata o altre metodiche per imaging, permette di calcolare il numero di particelle da irraggiare su ogni spot in modo da ottenere le dosi desiderate sul volume da trattare e sugli organi circostanti. Nel caso degli adroni, il TPS deve tener conto dell'effetto biologico su vari tessuti, utilizzando un robusto modello radiobiologico.

1.6 Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica

Il Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica (CNAO)[10] di Pavia nasce nel 2001 ed è uno dei pochi centri di trattamento oncologico con particelle cariche che utilizza un metodo di distribuzione della dose attivo con il metodo del raster scanning. L'attività clinica è iniziata nel 2011 con il trattamento del primo paziente, e si prevede a regime di poter trattare circa 2000 pazienti l'anno. I principali parametri del fascio del CNAO e le tolleranze cliniche nella precisione della dose sono riportate nella Tabella 1.1.

Al CNAO viene utilizzato un sincrotrone per accelerare protoni e ioni carbonio. I protoni possono essere accelerati in un intervallo di energia compreso fra 60 e 250 MeV, gli ioni carbonio invece possono essere forniti con energie comprese fra 120 e 400 MeV/u; a queste energie corrispondono a una profondità del picco di Bragg minima di alcune centimetri, e massima di circa 25 cm per protoni e circa 30 cm per ioni carbonio. L'intensità massima del fascio è 10^{10} s^{-1} per protoni e $1.4 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ per ioni carbonio. La distribuzione trasversale del fascio in corrispondenza del paziente ha una forma approssimativamente gaussiana con una larghezza a metà altezza (FWHM) che può essere variata tra 4 e 10 mm. Gli ioni accelerati sono focalizzati e guidati attraverso un sistema di trasporto in

tre sale di trattamento. In ogni sala vi è una linea orizzontale di trasporto del fascio e in una delle tre anche una linea di trasporto verticale (Figura 1.13).

<i>E protoni</i>	60-250 MeV
<i>E ioni carbonio</i>	120-400 MeV/u
<i>tecnica di rilascio del fascio</i>	scansione attiva
<i>dimensioni del fascio all'isocentro (FWHM)</i>	4- 10 mm
<i>numero massimo di particelle/spill</i>	10^{10} (p) e $4 \cdot 10^8$ (C ⁶⁺)
<i>dimensioni del campo all'isocentro</i>	$2 \times 2 \text{ cm}^2$ a $20 \times 20 \text{ cm}^2$
<i>range del fascio</i>	$1,0 \text{ g/cm}^2$ a 27 g/cm^2
<i>step di modulazione del picco di Bragg</i>	$0,1 \text{ g/cm}^2$
<i>dose rate medio</i>	2 Gy/min
<i>precisione nel rilascio della dose</i>	$\leq \pm 2,5 \%$
<i>omogeneità ortogonale del campo (superficie del paziente)</i>	105 %
<i>omogeneità longitudinale del campo (fantoccio ad acqua)</i>	111 %
<i>simmetria del campo (superficie del paziente)</i>	105 %
<i>penombra laterale (80%- 20%)</i>	< 2mm/ lato
<i>caduta distale della dose (80%- 20%)</i>	< 2mm
<i>SSD (Source to Surface Distance)</i>	> 3 m
<i>accuratezza nella posizione del fascio</i>	$\leq \pm 0,05 \text{ mm}$

Tabella 1.1: Principali caratteristiche del fascio del CNAO.

Alla fine di ogni linea di trasporto è posizionato un sistema di monitoraggio del fascio utilizzato per il controllo della dose (*Dose Delivery System*, DDS) che è descritto nel paragrafo seguente.

1.6.1 Il sistema di controllo della dose del CNAO

Il sistema di monitoraggio di un fascio terapeutico ha il compito di misurare il numero di particelle fornite dall'acceleratore per assicurare che ad ogni spot sia fornita la dose prevista dal TPS. Il *Dose Delivery System* (DDS) del CNAO è rappresentato in Figura 1.14, è costituito da due magneti di scansione prima della sala di trattamento necessari a deflettere il fascio orizzontalmente e verticalmente e da un sistema di monitoraggio del fascio costituito da camere di ionizzazione, realizzato dalla sezione di Torino dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) e dall'Università di Torino [11].

Il fascio fornito dal sincrotrone attraversa i due magneti di scansione che possono deviare il fascio orizzontalmente e verticalmente. Prima del paziente sono posizionati dei rivelatori in grado di misurare in tempo reale la fluenza e la posizione del fascio. Il

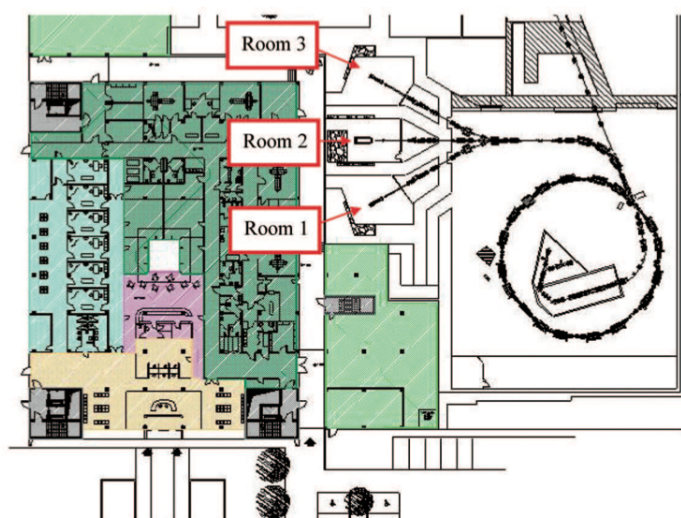


Figura 1.13: Schema della struttura del CNAO con le tre sale di trattamento.

controllo del trattamento viene effettuato dall'elettronica del DDS, a partire dalla prescrizione del TPS per il numero di particelle da irraggiare su ogni spot. Il DDS controlla la fluenza misurata dalle camere di monitoraggio e, quando il numero di particelle irraggiate su un singolo spot raggiunge il valore prescritto dal TPS, modifica le correnti dei magneti di scansione per spostare velocemente il fascio sullo spot successivo. Il DDS inoltre comunica con il controllo dell'acceleratore per interrompere velocemente il fascio quando si è completato l'irraggiamento di una slice, o per richiedere un valore particolare di energia per lo spill successivo.

Il sistema di misura della fluenza e della posizione del fascio utilizzato al CNAO è costituito da cinque camere a ionizzazione a piani paralleli, poste dopo la finestra d'uscita del fascio, ed è rappresentato in Figura 1.15.

Due camere (Integral 1 e Integral 2) sono responsabili della misura della fluenza del fascio su una superficie sensibile di $240 \times 240 \text{ mm}^2$. Gli anodi sono costituiti da un sottile foglio di kapton di $25 \mu\text{m}$ ricoperti da uno strato di alluminio di $17 \mu\text{m}$. I catodi invece sono costituiti da un foglio di mylar di $25 \mu\text{m}$ e ricoperti da uno strato di alluminio di qualche nm. Due camere (Strip X e Strip Y) hanno gli anodi segmentati in *strip* per misurare la posizione orizzontale e verticale del fascio. Gli anodi di queste camere sono incisi in 128 strip di alluminio di larghezza pari a 1.55 mm e con un passo di 1.65 mm per una precisione nella misura della posizione inferiore a $100 \mu\text{m}$. Le camere a strip hanno un unico catodo in comune ricoperto da uno strato di mylar doppio e ricoperto da entrambi i lati di alluminio. La loro superficie sensibile è di $211 \times 211 \text{ mm}^2$. Infine una camera con una matrice 32×32 pixel è utilizzata per la misura della forma bidimensionale del fascio e della sua posizione con una precisione di $200 \mu\text{m}$.

Il gap tra le camere è di 5 mm e la loro tensione di alimentazione è di 400 V ; il gas usato per riempire le camere è l'azoto, N_2 . Lo spessore equivalente d'acqua dell'intero

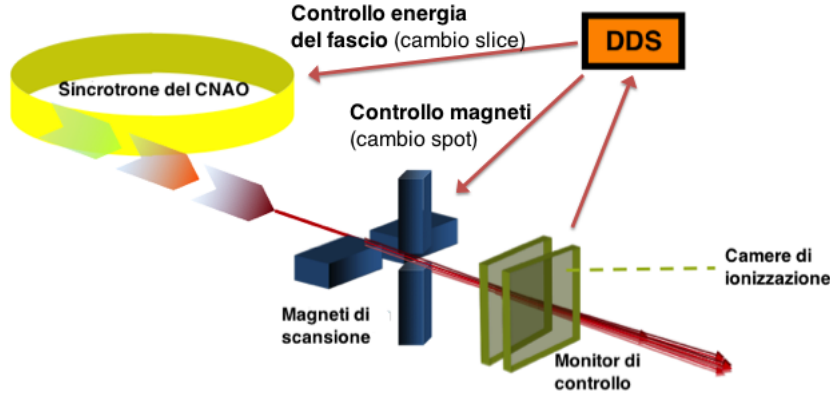


Figura 1.14: Sistema di controllo della dose del CNAO.

sistema di camere è di circa 0.9 mm.

Le camere di ionizzazione non misurano direttamente il numero di particelle, ma la carica Q prodotta nel gas che dipende dal potere frenante della particella nel gas (dE/dx), dallo spessore di gas attraversato (Δx), dalla densità del gas (ρ), dall'energia di ionizzazione (W), oltre che dal numero di particelle che si vuole misurare ($N_p = I_{beam} \cdot \Delta t$):

$$Q(E) = e \cdot \left[\frac{I_{beam} \cdot \Delta t \cdot \rho \cdot \Delta x}{W} \cdot \frac{dE}{dx} \right] \quad (1.14)$$

La carica prodotta nelle camere di ionizzazione è misurata utilizzando dei convertitori corrente-frequenza (chip TERA [12]) prodotti dall'INFN (Figura 1.16). Questi convertitori forniscono un numero di conteggi proporzionale alla carica rilasciata:

$$N_c = \frac{Q(E)}{Q_c} \quad (1.15)$$

dove Q_c , detto quanto di carica, può essere variato tra 50 fC e 350 fC.

Per produrre un singolo conteggio è necessario quindi che la camera sia attraversata da un numero minimo di particelle. Ad esempio, per protoni da 250 MeV che attraversano una camera di spessore $\Delta x = 0.5$ cm, e per un quanto di carica tipico di 100 fC, per ogni conteggio è necessario un numero di alcune migliaia di protoni. Le camere a ionizzazione hanno quindi un limite nel numero minimo di particelle rilevabili, il che riduce la loro precisione in tutti quei casi in cui la dose da somministrare in alcuni spot sia molto bassa.

Per ricavare il numero di particelle che hanno attraversato la camera in un tempo Δt è necessario conoscere tutti i parametri da cui la carica rilasciata dipende: è necessario applicare una correzione per la dipendenza della densità del gas, dalla temperatura e dalla pressione, calibrare le camere per assicurare una risposta uniforme in posizione, e soprattutto è necessario conoscere l'energia del tipo di particelle e il corrispondente potere frenante. Tutti i parametri e le costanti di calibrazione sono controllati quotidianamente

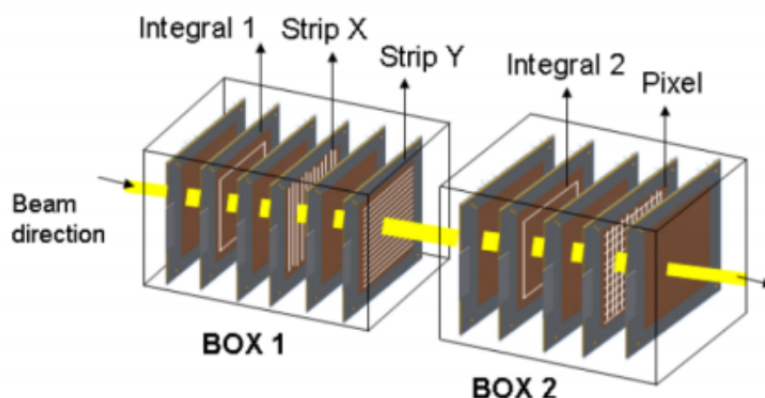


Figura 1.15: Camere a ionizzazione per il controllo della dose al CNAO.

con procedure che confrontano le misure ottenute con le camere di ionizzazione con altri dosimetri di riferimento, in genere posizionati in fantocci ad acqua, e con pellicole radio-cromatiche per i controlli di uniformità spaziale. Queste procedure sono eseguite di solito durante la notte, prima di ogni giornata operativa, e richiedono diverse ore. E' inoltre necessario che le condizioni operative delle camere (tensione, qualità del gas, parametri ambientali) siano monitorate continuamente, e che i trattamenti siano interrotti nel caso in cui alcuni parametri siano fuori tolleranza.



Figura 1.16: Chip TERA per la lettura delle camere a ionizzazione.

1.6.2 Monitoraggio del fascio con contatore di singoli ioni

L'argomento di questa tesi è lo studio di rivelatori con proprietà adatte per misurare direttamente e con alta precisione il numero di particelle di un fascio terapeutico in un

intervallo di tempo Δt :

$$N_p = I_{beam} \cdot \Delta t \quad (1.16)$$

Un simile contatore renderebbe superflue le calibrazioni, i fattori di correzione e i controlli di qualità richiesti per una camera di ionizzazione, e fornirebbe una misura anche per fluenze molto basse, permettendo quindi precisioni maggiori nel controllo di basse dosi. Un simile rivelatore deve essere in grado di contare con alta efficienza e basso errore il numero di ioni fino ad una frequenza di 10 GHz, corrispondente all'intensità massima di un fascio di protoni del CNAO. Sono quindi necessari rivelatori molto veloci, in grado di fornire impulsi al passaggio di ogni singola particella di durata molto breve, inferiore a 1 ns.

Si sta valutando la possibilità di utilizzare rivelatori al silicio per il conteggio dei singoli ioni di un fascio terapeutico: questi devono essere molto sottili per produrre segnali veloci, e al tempo stesso avere un rapporto segnale/rumore molto elevato per permettere di distinguere il segnale prodotto da una particella dal rumore, per avere un'alta efficienza e una bassa probabilità di conteggi falsi dovuti alle fluttuazioni del rumore. A causa della difficoltà di costruire sensori al silicio di area grande, il contatore dovrebbe essere posizionato prima dei magneti di scansione, dove il fascio è contenuto in un'area di pochi cm^2 (Figura 1.17). La posizione del sensore prima dei magneti di scansione, a diversi metri di distanza dal paziente, richiede l'uso di materiali di piccolo spessore, per limitare la deformazione del fascio dovuto allo scattering coulombiano multiplo.

Un altro vantaggio di un contatore di singole particelle in un fascio terapeutico è che, combinando il conteggio con la carica misurata dalle camere a ionizzazione, è possibile misurare lo stopping power. Dal rapporto tra il numero di conteggi N_c dei rivelatori di singole particelle e il numero di conteggi N_p del convertitore utilizzato per la lettura delle camere a ionizzazione si ricava la densità di ionizzazione delle particelle a partire dalle Equazioni (1.14) e (1.16):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{W \cdot Q_c}{e \cdot \rho \cdot \Delta x} \cdot \frac{N_c}{N_p} \quad (1.17)$$

Poiché lo stopping power dipende dall'energia, è quindi possibile, a partire dal rapporto tra i conteggi della camera di ionizzazione e del contatore, noto il tipo di ione, misurarne in tempo reale l'energia. Ad esempio, in Figura 1.18 è mostrato il rapporto tra i conteggi N_c/N_p in funzione dell'energia cinetica per protoni in acqua e per un quanto di carica $Q_c = 100 \text{ fC}$.

La misura in tempo reale dell'energia del fascio sarà una procedura richiesta dalle normative internazionali [13] come controllo di sicurezza in un trattamento terapeutico con particelle cariche. Queste linee guida richiedono che la precisione nella misura dell'energia sia tale da fornire una precisione nel range inferiore a 1 mm. Si è calcolato che per avere un errore sull'energia di protoni di 250 MeV corrispondente ad un errore massimo sul range di particelle di 1 mm in acqua è necessario che l'errore relativo $\Delta N_c/N_c$ sui conteggi sia minore dello 0.1%.

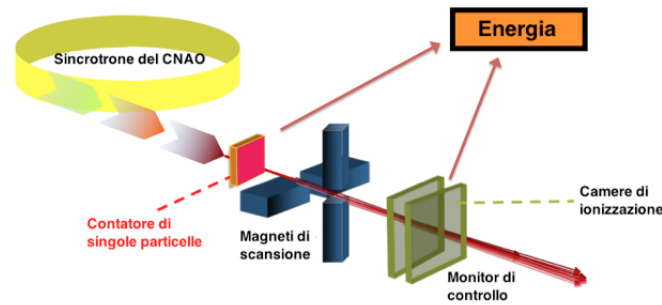


Figura 1.17: Dispositivo per il conteggio del numero di particelle del fascio posizionato prima dei magneti.

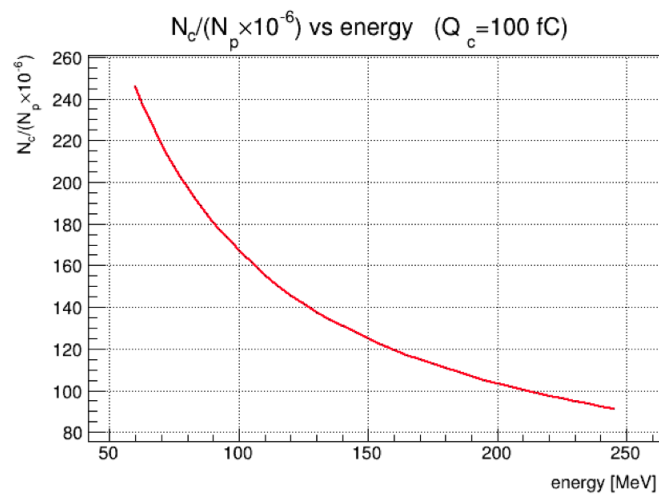


Figura 1.18: Rapporto tra i numeri di conteggi di una camera di ionizzazione e il numero di protoni in funzione dell'energia cinetica dei protoni.

Questo errore massimo pone dei limiti stringenti sulle proprietà richieste al contatore. L'errore statistico può essere ridotto aspettando il tempo necessario per avere un numero di conteggi sufficiente (alcun ms all'intensità massima di 10^{10} p/s) ma tutti i contributi sistematici all'errore devono essere inferiori a questo limite. In particolare l'efficienza di rivelazione deve essere $> 99.9\%$ e la probabilità di conteggi spuri inferiore a 0.1% . Anche la probabilità di pile-up deve essere inferiore allo 0.1% .

Al fine di minimizzare la probabilità di pile-up, ovvero la probabilità che due particelle forniscano segnali sovrapposti, è necessario che il rivelatore sia segmentato in pixel con un'alta densità, e letti in modo indipendente. Poiché il fascio si estende in un'area dell'ordine di 1 cm^2 , la probabilità che due particelle attraversino lo stesso pixel in simultanea entro il tempo di raccolta e di lettura del segnale diminuisce al crescere del numero di pixel. Ipotizzando un sensore al silicio di spessore inferiore a $50 \mu\text{m}$, il cui tempo di

raccolta delle cariche è quindi inferiore a 1 ns, e che l'elettronica di lettura sia in grado di funzionare ad una frequenza di 1 GHz con tempi morti di 1 ns, si è calcolato che il numero di pixel deve essere $> 10^4$ per una probabilità di pile-up $< 0.1\%$ per un fascio di forma gaussiana con FWHM pari a 1 cm.

L'elettronica di lettura dovrà essere sviluppata in tecnologia VLSI ad alta densità e accoppiata direttamente con il sensore con la tecnica del *bump-bonding* al fine di ridurre il più possibile resistenze e capacità in serie che possano alterare la forma dei segnali. Ogni pixel del sensore dovrà essere accoppiato ad un canale di elettronica indipendente, in cui un elemento amplificatore dovrà essere ottimizzato per ridurre al minimo il rumore e mantenere il tempo di formazione del segnale il più piccolo possibile. Il segnale in uscita dall'amplificatore verrà confrontato con una soglia di un discriminatore, i cui impulsi in uscita saranno distribuiti alla parte digitale del circuito, dove verranno contati ad alta frequenza.

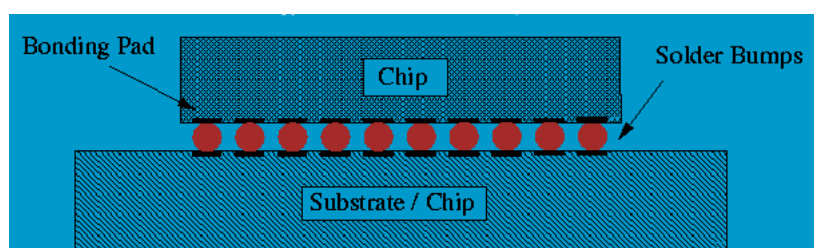


Figura 1.19: Accoppiamento di un sensore con un'elettronica ibrida con la tecnica del bump-bonding.

Sia l'elettronica che il sensore dovranno infine essere resistenti alle alte dosi di radiazione di un fascio terapeutico. Per un uso clinico del dispositivo è necessario che entrambi continuino a funzionare con dosi superiori a $10^{15} n_{eq}/cm^2$, corrispondenti al trattamento di alcune decine di pazienti.

Lo studio per lo sviluppo di un contatore di particelle in adroterapia è quindi una sfida complessa e presenta notevoli difficoltà, richiedendo lo studio di diversi tipi di rivelatore e lo sviluppo di un'elettronica dedicata. In questa tesi si sono indagati le caratteristiche di un tipo particolare di sensore al silicio per valutarne la possibilità di utilizzarlo per lo scopo descritto. Nel prossimo capitolo verranno quindi descritte le caratteristiche generali dei rivelatori al silicio, mentre nel capitolo successivo si descriveranno dei rivelatori al silicio innovativi, che hanno le caratteristiche adatte relativamente al rapporto segnale/rumore elevato anche per spessori molto sottili.

Capitolo 2

Rivelatori a semiconduttore

In questo capitolo sono trattate le proprietà generali dei semiconduttori, i concetti di drogaggio e giunzione p-n, i metodi di polarizzazione diretta e inversa. Viene descritto come sensori basati su semiconduttori vengano utilizzati come rivelatori di particelle.

2.1 Proprietà fisiche dei semiconduttori

I materiali utilizzati nei dispositivi elettronici sono suddivisi in tre tipologie, in base alle loro proprietà di conduzione elettrica: conduttori, isolanti e semiconduttori. La grandezza fisica che distingue i diversi tipi di materiale è la resistività elettrica, definita come il rapporto tra campo elettrico E e densità di corrente elettrica J :

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

La resistività rappresenta quindi l'attitudine di un materiale ad opporsi al passaggio di corrente elettrica, e la sua unità di misura è $\Omega \cdot m$.

Nei conduttori la resistività è piuttosto bassa (nel rame per esempio vale circa $10^{-8} \Omega \cdot m$); al contrario, negli isolanti è piuttosto elevata (la resistività dell'aria è dell'ordine di $10^{16} \Omega \cdot m$); nei semiconduttori infine assume valori compresi fra quelli precedenti ma può anche essere modificata intervenendo direttamente sulla struttura del materiale oltre ad avere una dipendenza dalla temperatura.

In un reticolo cristallino gli atomi si dispongono in modo da realizzare una struttura spaziale regolare e periodica; l'unità più piccola del reticolo viene detta *cella elementare o unitaria*, ed è ripetuta in tutte le dimensioni. Le proprietà fisiche di un materiale cristallino dipendono dal tipo di legame tra gli atomi della struttura. Nei semiconduttori ad esempio, il legame è di tipo *covalente*, cioè atomi adiacenti condividono elettroni di valenza, rimanendo reciprocamente legati. Il silicio, attualmente il materiale semiconduttore più utilizzato, ha quattro elettroni di valenza messi a disposizione per legarsi ad atomi adiacenti (Figura 2.1). Per temperature prossime allo zero, tutti gli elettroni della struttura sono impiegati nei legami covalenti e non ci sono elettroni disponibili per la

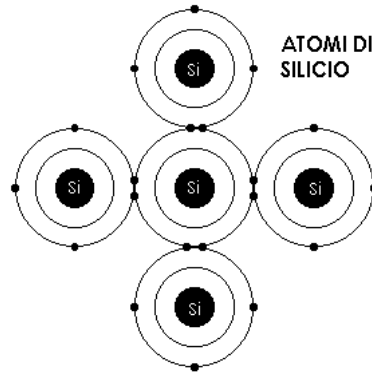


Figura 2.1: Atomi di silicio legati da legami covalenti.

conduzione elettrica; il materiale si comporta così da isolante. All'aumentare della temperatura aumenta l'energia termica trasferita al reticolo, causando la rottura di qualche legame; il risultato è che alcuni elettroni vengono liberati e possono in questo modo contribuire alla conduzione. Quando un elettrone si allontana dalla struttura, lascia dietro di sé una vacanza di carica, che si comporta a tutti gli effetti come una particella di carica positiva, chiamata *lacuna*.

2.2 Struttura a bande

In un atomo isolato gli elettroni possono assumere livelli di energia discreti, mentre in una struttura cristallina si formano delle bande di energia continue, occupabili dagli elettroni della struttura [14]. In un solido, a temperatura $T = 0$ K, gli elettroni obbediscono al principio di Pauli, e riempiono gli stati elettronici consentiti, partendo dal livello energetico più basso. A temperature superiori la distribuzione degli elettroni è descritta dalla distribuzione di Fermi-Dirac:

$$f(E) = \left(1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}\right)^{-1} \quad (2.2)$$

dove $f(E) = dn/dE$, è la densità di elettroni di energia E ad una temperatura T , ed E_F è l'energia di Fermi [15].

Nei materiali si formano due bande, la *banda di valenza* e la *banda di conduzione*. Nei conduttori le due bande sono sovrapposte e ogni elettrone contribuisce alla conduzione. Negli isolanti e nei semiconduttori invece le due bande sono separate fra loro dalla *banda proibita*, detta *gap*, non occupabile dagli elettroni. In Figura 2.2 è riportato uno schema della struttura a bande per i tre tipi di materiale. Negli isolanti il gap è grande, circa 10 eV, nei semiconduttori invece è ridotto; ad esempio nel silicio, a temperatura e pressione ambientale, è di circa 1.12 eV. Nei semiconduttori bastano dunque anche temperature relativamente basse per portare alcuni elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione.

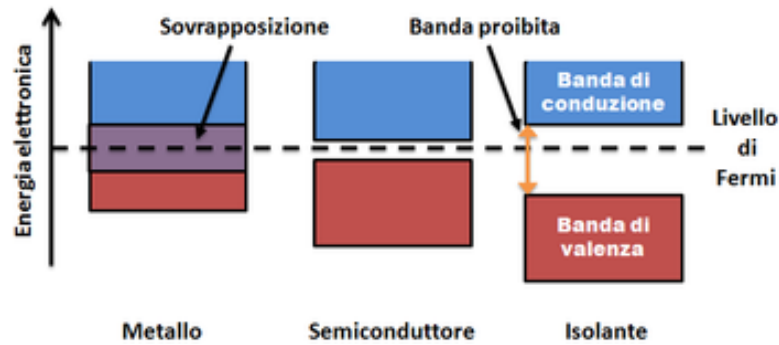


Figura 2.2: Struttura a bande per diversi tipi di materiale.

2.3 Semiconduttori intrinsechi ed estrinsechi

Un semiconduttore può essere intrinseco oppure estrinseco, e ciò dipende dalla presenza o meno nella struttura di impurità, cioè atomi differenti da quelli del cristallo. Nei semiconduttori intrinsechi il materiale è puro, cioè la sua struttura cristallina è costituita tutta dagli stessi atomi, o le impurità sono talmente ridotte da non influire sul comportamento elettrico del materiale; nei semiconduttori estrinsechi invece sono state introdotte delle impurità tramite un processo che prende il nome di *drogaggio*.

2.3.1 Semiconduttori intrinsechi

Nel caso del silicio intrinseco le cariche che possono contribuire alla conduzione elettrica sono soltanto quelle prodotte per eccitazione termica. La densità di elettroni di conduzione è dato dalla seguente relazione:

$$n_i = T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (2.3)$$

dove E_g rappresenta il gap fra la banda di valenza e quella di conduzione, k è la costante di Boltzmann e T è la temperatura. Per valori di $T = 300$ K la densità di elettroni di conduzione vale 10^{16} m^{-3} . Pur trattandosi di una densità bassa, è sufficiente a generare una corrente continua misurabile in presenza di campo elettrico, tuttavia non tale da poter utilizzare il silicio intrinseco come rivelatore. Nei semiconduttori intrinsechi la densità di elettroni (n) è uguale a quella delle lacune (p):

$$n = p = n_i \quad (2.4)$$

Inoltre la *legge dell'azione di massa*, assicura che il prodotto fra elettroni e lacune sia costante in condizioni di equilibrio termico:

$$pn = n_i^2 \quad (2.5)$$

2.3.2 Semiconduttori estrinsechi

Nel caso del silicio drogato la conducibilità cambia drasticamente. E' possibile drogare un semiconduttore con atomi *pentavalenti* o *trivalenti*. Se viene introdotto un atomo pentavalente (es. fosforo), si forma un nuovo livello energetico al di sotto della banda di conduzione e l'impurità viene detta *donatore* o *donore*; in un semiconduttore drogato con donori vi è un eccesso di elettroni. Se invece viene introdotto un atomo trivalente (es. alluminio) si forma un livello energetico vicino alla banda di valenza e l'impurità prende il nome di *accettore*; in questo caso vi è un eccesso di lacune. La densità di atomi accettori e donori si indicano rispettivamente con i simboli N_A e N_D . Il portatore la cui concentrazione è maggiore nel materiale viene detto *maggioritario*. La densità di carica nei semiconduttori deve comunque rimanere nulla e ciò si può esprimere matematicamente con la relazione:

$$N_D + p - N_A - n = 0 \quad (2.6)$$

Valori tipici di drogaggio per rivelatori al Silicio variano da 10^{12} atomi/cm³ fino a 10^{18} atomi/cm³ nell'elettronica CMOS.

Drogando il materiale con atomi pentavalenti (drogaggio di tipo n) si ottiene un eccesso di elettroni nella struttura che, anche a basse temperature, saranno in grado di contribuire alla conduzione. Se le impurità introdotte sono invece atomi trivalenti (drogaggio di tipo p) si ottiene un eccesso di lacune che si comportano come cariche positive libere di muoversi nella struttura. Un silicio fortemente drogato si indica spesso con il simbolo n^+ oppure n^{++} per drogaggi di tipo n , e p^+ oppure p^{++} per drogaggi di tipo p . Nella Figura 2.3 sono riportati la configurazione elettronica per silicio drogato n (in alto a sinistra) e p (in alto a destra); in basso sono riportati i corrispondenti livelli energetici introdotti dall'aggiunta di accettori o donori.

2.4 Correnti di deriva e di diffusione

Le correnti che si instaurano nei semiconduttori in presenza di un campo elettrico sono generate sia dal flusso di elettroni e che da quello delle lacune. Esistono due tipi di corrente: la corrente di deriva o *drift*, dovuto alla presenza di un campo elettrico E applicato dall'esterno, e una corrente di diffusione, generata invece da un gradiente di concentrazione dei portatori nel dispositivo stesso. Nel caso della corrente di deriva, le velocità degli elettroni e delle lacune sono date, rispettivamente dalle seguenti relazioni:

$$v_n = -\mu_n E \quad (2.7)$$

$$v_p = \mu_p E \quad (2.8)$$

dove μ_n e μ_p definiscono le mobilità degli elettroni e delle lacune. La mobilità di portatori di carica indica la capacità di una particella carica di muoversi in un materiale in presenza di un campo elettrico e si misura in $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. I valori di mobilità nel silicio sono di

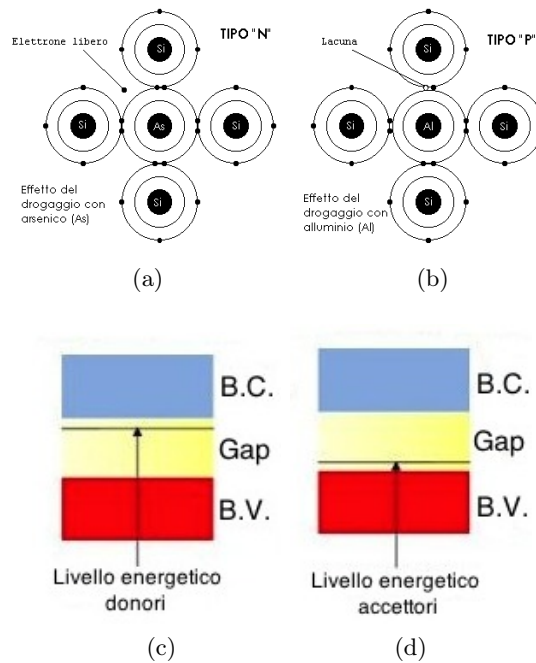


Figura 2.3: In alto: impurità di tipo n nella struttura del silicio (a sinistra) e impurità di tipo p (a destra); in basso i rispettivi nuovi livelli energetici formati dopo il processo di drogaggio.

circa $1500 \text{ cm}^2/Vs$ per gli elettroni, mentre per le lacune è di circa 3 volte minore ($500 \text{ cm}^2/Vs$). La mobilità è costante solo a bassi valori di campo elettrico, man mano che questo cresce le velocità dei portatori tendono a saturare, come mostrato in Figura 2.4. Inoltre le mobilità diminuiscono all'aumentare della temperatura e della concentrazione di droganti. Nel caso del silicio è possibile assumere che il loro valore coincida con quello del semiconduttore intrinseco fino a concentrazioni dell'ordine dei 10^{15} cm^{-3} .

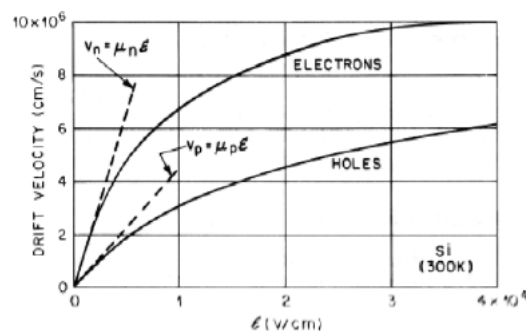


Figura 2.4: Velocità di deriva nel silicio in funzione del campo elettrico.

La corrente di diffusione è invece presente anche in assenza di un campo elettrico esterno ed è dovuta ad un gradiente di concentrazione delle cariche nei dispositivi. I portatori liberi tendono a muoversi dalla regione ad alta concentrazione di carica a quella con concentrazione minore. Considerando quindi sia la componente di diffusione che quella di deriva, la corrente totale nel dispositivo sarà data dalla somma di questi due termini.

2.5 Giunzione p-n

Una giunzione p-n si ottiene quando una regione del silicio di tipo p è affiancata ad un'altra di tipo n. In Figura 2.5 è riportato lo schema di una giunzione p-n. Gli elettroni della zona di tipo n si muovono per diffusione verso la zona p, dove sono presenti più lacune, mentre queste ultime si muovono verso la parte n. Gli elettroni nella regione p e le lacune nella regione n si ricombinano con le lacune e con gli elettroni che sono i portatori maggioritari in queste regioni. Si forma così, nei pressi della giunzione, una regione priva di carica detta *regione di svuotamento* o *depletion layer*, dove rimangono solo gli ioni positivi degli atomi donatori e gli ioni negativi degli atomi accettori; queste sono cariche fisse e immobili nel reticolo e danno luogo ad un campo elettrostatico E che si oppone al moto di diffusione. All'equilibrio si forma una barriera di potenziale che tipicamente è pari al (50 – 90)% del gap e che dipende dal drogaggio dei semiconduttori. Il campo elettrico che si viene a creare produce un potenziale ai capi della giunzione detto *potenziale di contatto* e indicato con il simbolo V_d .

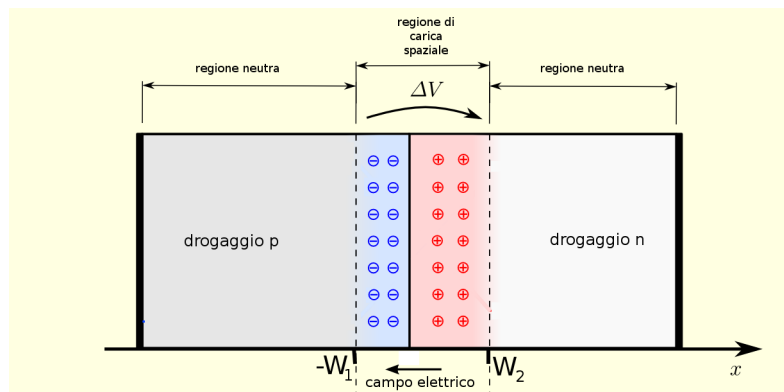


Figura 2.5: Esempio della struttura di una giunzione pn.

Considerando una densità di carica costante e un valore nullo per il campo elettrico ai bordi della regione, dalla legge di Gauss si ottiene l'andamento del campo elettrico in funzione della profondità nella regione di svuotamento:

$$E(x) = \frac{\rho}{\varepsilon_{Si}}(x - x_p) \quad (2.9)$$

Il potenziale di contatto, detto anche *potenziale di built-in*, è invece dato dalla seguente relazione:

$$V_d = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (2.10)$$

In Figura 2.6 sono riportati gli andamenti del campo elettrico e del potenziale in funzione della posizione nella regione svuotata. Come accennato in precedenza il valore del campo elettrico è nullo ai bordi della regione e massimo nella zona di contatto; la tensione invece è massima a uno dei due estremi e diminuisce fino a un valore (definito pari a 0) all'altro capo della giunzione.

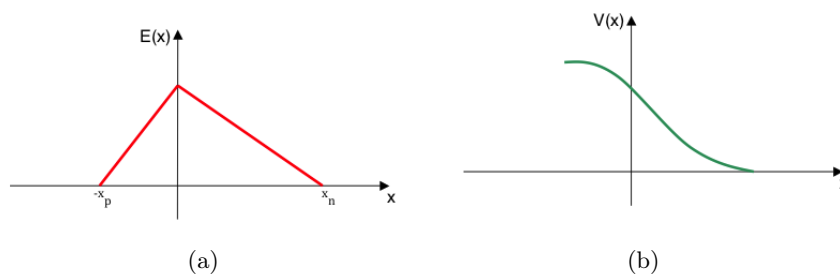


Figura 2.6: Andamento del campo elettrico in funzione della posizione nella giunzione (sinistra) e andamento della tensione (destra).

2.5.1 Polarizzazione della giunzione p-n

Una giunzione viene polarizzata applicando una differenza di potenziale V_{Bias} ai suoi estremi.

La polarizzazione si dice diretta quando si applica un potenziale positivo al lato p e negativo al lato n ($V_{Bias} > 0$), abbassando così la barriera di potenziale del rivelatore. In questo caso le lacune nel lato p e gli elettroni nel lato n vengono spinti verso il centro della giunzione e si riduce così l'ampiezza della regione di svuotamento.

La polarizzazione si dice invece inversa quando il potenziale nella regione p è inferiore a quello della regione n ($V_{Bias} < 0$), producendo in questo caso un aumento della barriera di potenziale. Elettroni e lacune si allontanano dal centro della giunzione e la regione di svuotamento si allarga.

Nel caso di polarizzazione inversa la larghezza della regione di svuotamento dipende sia dalla tensione di built-in che da quella di bias secondo la formula seguente:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_d + V_{Bias})} \quad (2.11)$$

In base all'Equazione (2.11) la regione di svuotamento si estende maggiormente nella regione della giunzione con drogaggio minore.

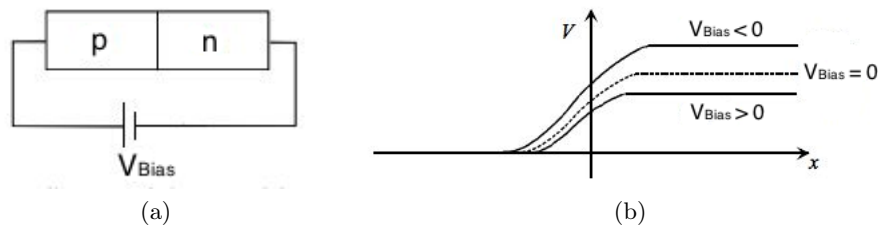


Figura 2.7: A sinistra giunzione p-n polarizzata, a destra potenziale in funzione della profondità della giunzione nel caso di polarizzazione diretta ($V_{Bias} > 0$) e inversa ($V_{Bias} < 0$).

Nella giunzione p-n i portatori di maggioranza sono le lacune nella zona p e gli elettroni nella zona n; questi non sono in grado di muoversi nel caso di polarizzazione inversa della giunzione. I portatori di minoranza invece, elettroni nella zona p e lacune nella zona n, sono prodotti dall'eccitazione termica di elettroni attraverso il gap, e possono muoversi nel campo elettrico in presenza di una polarizzazione inversa, producendo una corrente, detta corrente di buio. Studiando il comportamento di una giunzione nel caso di polarizzazione diretta e inversa si ottiene la caratteristica che descrive l'andamento della corrente in funzione della tensione applicata, come ad esempio quella mostrata nella figura seguente.

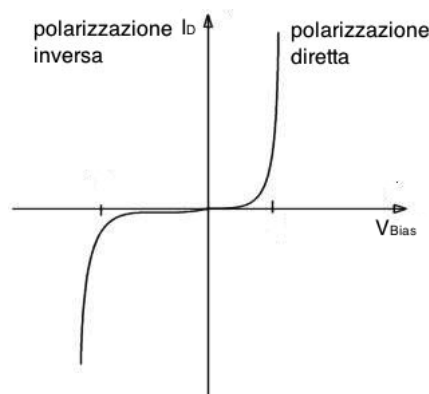


Figura 2.8: Andamento della corrente in funzione della tensione di polarizzazione applicata.

Nel caso di polarizzazione diretta, la corrente è trascurabile per tensioni inferiori alla tensione di built-in, per poi aumentare bruscamente al di sopra di quella soglia. Nel caso di tensioni negative la corrente è debole, di circa $0.5 \mu A$ ed è dovuta essenzialmente alla creazione di portatori di carica a causa dell'agitazione termica. Al di sopra di un valore di soglia (detta tensione di *breakdown*) si ha un forte aumento della corrente che può provocare guasti interni e danneggiare il dispositivo.

2.6 Rivelatori a stato solido

Per costruire rivelatori di particelle si possono utilizzare giunzioni di vari tipi, come ad esempio quelle che si ottengono accoppiando due semiconduttori p^+ - n . La parte n , solitamente più spessa, prende il nome di substrato ed è utilizzata come regione sensibile per la rivelazione; la parte p^+ è molto più sottile e più drogata per creare la giunzione.

Il funzionamento dei rivelatori a stato solido è molto simile a quello di una camera di ionizzazione: una particella ionizzante che attraversa la giunzione polarizzata inversamente genera coppie elettrone-lacuna, che migrano verso gli elettrodi seguendo le linee di campo e generano un segnale elettrico misurabile.

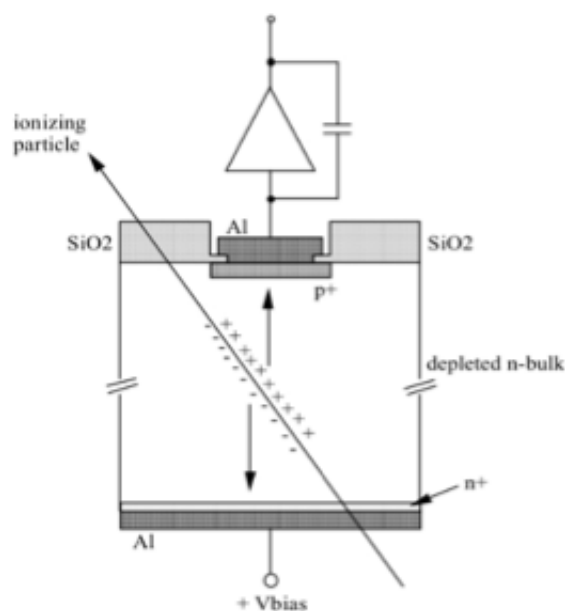


Figura 2.9: Particella ionizzante che attraversa un rivelatore a stato solido.

In Figura 2.9 è rappresentato un tipico rivelatore al silicio, in cui la giunzione è data dal contatto tra la zona p^+ ad alto drogaggio e il substrato drogato di tipo n . Un ulteriore strato di drogaggio n^+ al fondo del rivelatore è utilizzato per permettere il contatto elettrico per la polarizzazione del dispositivo. Quando si applica una polarizzazione inversa abbastanza elevata, la regione di svuotamento si estende su tutta la regione del substrato, che diventa la regione attiva per la rivelazione del passaggio di particelle. Una particella ionizzante crea coppie elettrone/lacuna che derivano nel campo elettrico della giunzione, inducendo un segnale rivelabile sul contatto elettrico con lo strato p^+ . L'ossido di silicio (SiO_2) è utilizzato come isolante, mentre lo strato di alluminio serve per i collegamenti con le tensioni di polarizzazione e con l'elettronica di lettura.

Dal punto di vista elettrico, la struttura della giunzione completamente svuotata si comporta come un condensatore a facce piane e parallele, con spessore pari a quello della regione svuotata. La tensione necessaria per svuotare completamente la regione (tensione di svuotamento) è data dalla relazione:

$$V' = N_D \frac{eW^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \quad (2.12)$$

dove N_D rappresenta la concentrazione dei portatori, W lo spessore del substrato, e la carica elementare ed ε_{Si} la permittività del silicio. Per valori di tensione di bias inferiori alla tensione di svuotamento la capacità della giunzione è inversamente proporzionale alla radice quadrata di V' , mentre per valori maggiori rimane costante essendo il sensore completamente svuotato. Il vantaggio principale dei rivelatori a semiconduttore sta nell'energia necessaria per creare una coppia elettrone-lacuna, che è fino a 10 volte minore rispetto ai rivelatori a gas. L'energia di ionizzazione del silicio infatti vale ad esempio 3.6 eV mentre l'energia di ionizzazione dell'azoto vale 14.59 eV. Tenuto anche conto della maggiore densità, i rivelatori a stato solido permettono quindi di produrre segnali elevati anche con spessori molto sottili; altri vantaggi sono una maggiore risoluzione spaziale e temporale.

2.7 Formazione del segnale nei rivelatori

Il segnale che si genera in un rivelatore a stato solido è dato dalla corrente indotta dal movimento delle cariche formatesi per ionizzazione. Il segnale inizia quindi appena le cariche generate si muovono, e termina quando sono tutte raccolte dai rispettivi elettrodi.

Il segnale in un rivelatore è descritto dal teorema di Shockley-Ramo [16] che si basa sulla variazione istantanea delle linee di flusso del campo elettrico prodotte dalla carica che si muove verso un elettrodo. Approssimando un sensore come un condensatore a facce piane e parallele e considerando una carica elettrica in movimento, la densità delle linee di campo sugli elettrodi dipende dalla posizione della particella, come si osserva in Figura 2.10.

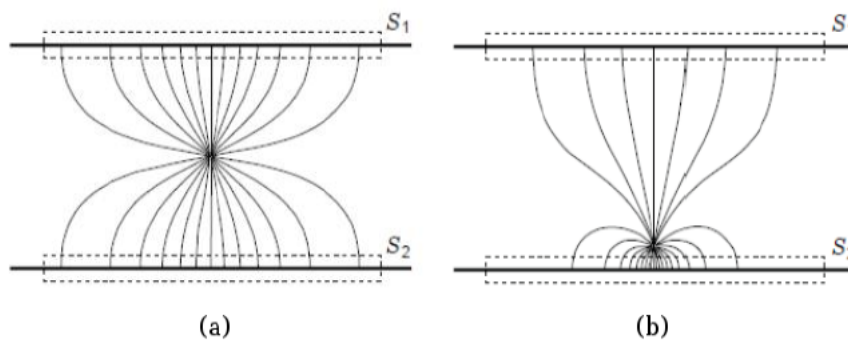


Figura 2.10: Linee di campo di una carica elettrica in un condensatore.

Secondo il teorema di Ramo, la corrente indotta su un elettrodo è data dalla seguente relazione:

$$I_k(t) = -q \vec{v}(x) \cdot \vec{E}_k(x) \quad (2.13)$$

dove il pedice k indica l'elettrodo in esame, x è la distanza della carica dall'elettrodo di riferimenti, $\vec{v}(x)$ rappresenta la velocità della carica, ed $\vec{E}_k(x)$ (*weighting field*), è definito come il campo elettrico ottenuto ponendo a 1 il potenziale dell'elettrodo k , e a 0 il potenziale di quelli restanti.

Il weighting field si misura in cm^{-1} e non dipende dalla distribuzione delle cariche e dalla tensione applicata, ma soltanto dalla geometria degli elettrodi e dalle impedenze con cui sono connessi a massa. Siccome elettroni e lacune si muovono in direzione opposte, queste generano sullo stesso elettrodo una corrente dello stesso segno. Tenendo conto delle diverse mobilità per elettroni e lacune, la raccolta della carica indotta avviene in tempi diversi per i due tipi di particella. Assumendo un sensore di spessore d ed una carica generata ad una distanza x dall'elettrodo di riferimento, i tempi di raccolta di elettroni e lacune sono dati dalle seguenti espressioni:

$$t_n = \frac{x}{v_n} = \frac{x \cdot d}{\mu_n V_{Bias}} \quad (2.14)$$

$$t_p = \frac{d-x}{v_p} = \frac{(d-x) \cdot d}{\mu_p V_{Bias}} \quad (2.15)$$

Dalle espressioni precedenti notiamo che i tempi di raccolta per elettroni e lacune differiscono a causa sia della differente mobilità delle particelle sia della distanza dagli elettrodi in cui vengono generati.

2.8 Il rumore elettronico

L'elettronica di lettura è una componente chiave dei moderni sistemi di rivelazione. L'informazione su un fenomeno fisico avvenuto nel volume di un rivelatore viene estratta a partire da un parametro del segnale generato, come la corrente, la carica o il tempo. Siccome il segnale generato non è molto intenso è necessario utilizzare degli amplificatori. Un amplificatore, oltre a fornire in uscita un segnale di ampiezza maggiore di quello in ingresso, inevitabilmente introduce un rumore e un'alterazione del segnale iniziale.

Per capire da cosa dipende il rumore elettronico introdotto da un amplificatore collegato ad un sensore, consideriamo il moto di cariche all'interno di un sensore, che produce una corrente indotta pari a:

$$i = \frac{nev}{l} \quad (2.16)$$

dove n è il numero di portatori di carica, v la loro velocità, e il valore della carica elementare ed l la distanza fra gli elettrodi di lettura [17]. Considerando il numero di particelle prodotte e la loro velocità statisticamente scorrelate è possibile esprimere le

fluttuazioni sulla corrente date dai contributi dovuti alle fluttuazioni in velocità e alle fluttuazione sul numero di particelle come:

$$\langle di \rangle^2 = \left(\frac{ne}{l} \right)^2 \langle dv \rangle^2 + \left(\frac{ev}{l} \right)^2 \langle dn \rangle^2 \quad (2.17)$$

Le fluttuazioni casuali sulla velocità sono dovute all'agitazione termica, fornendo un contributo di rumore termico (*thermal noise*). Siccome la componente di rumore termico è costante per unità di banda passante viene definito come *white noise*.

Le fluttuazioni nel numero di cariche produce un rumore chiamato *shot noise* che dipende principalmente dal processo statistico di produzione e ricombinazione delle cariche, nonché della probabilità di superare la barriera di potenziale. Anche lo shot noise è un rumore a larga banda (*white noise*).

I due contributi di rumore descritti, essendo entrambi a banda larga, producono un rumore che dipende dalla banda passante dello stadio di amplificazione. Un sistema di amplificazione con uno stadio passa basso (come quello di un *Charge Sensitive Amplifier*) avrà un rumore più basso di quello in uscita da un amplificatore a larga banda, nonostante quest'ultimo sia capace di rivelare segnali più veloci.

Un parametro che caratterizza l'effetto di un rumore è il *rapporto segnale/rumore*, indicato con il simbolo S/N. Questa grandezza mette in relazione la potenza del segnale utile rispetto a quella del rumore elettronico. Il rumore in uscita viene spesso definito come *Equivalent Noise Charge* (ENC), definito come la carica in ingresso necessaria affinché il rapporto segnale/rumore sia uguale ad 1.

In Figura 2.11 è riportato un circuito per l'acquisizione dei dati, che è formato da un rivelatore e da altri elementi quali resistenze e capacità, oltre all'amplificatore, che può avere una banda passante stretta o larga e che aumenta il segnale generato nel sensore.

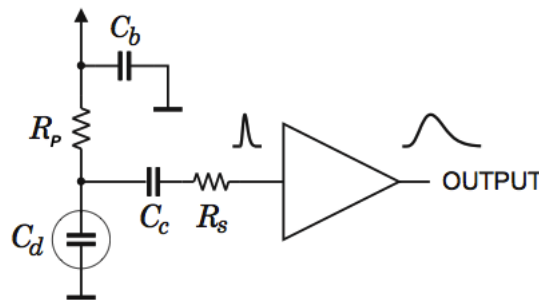


Figura 2.11: Circuito di un sistema d'acquisizione.

Tenendo conto delle correnti parassite, della capacità del sensore e delle resistenze in serie e in parallelo nella catena d'acquisizione, l'ENC può essere espresso tenendo conto dei contributi di questi elementi:

$$ENC = \sqrt{ENC_i^2 + ENC_C^2 + ENC_{R_p}^2 + ENC_{R_s}^2} \quad (2.18)$$

dove il primo termine tiene conto delle correnti parassite nel sistema, il secondo della capacità del rivelatore, il terzo delle resistenze in parallelo ed il quarto delle resistenze in serie. Il contributo maggiore è dato dal termine che dipende dalla capacità del sensore:

$$ENC_C = a + b \cdot C \quad (2.19)$$

dove a e b sono parametri che dipendono dall'amplificatore in uso, e C è la capacità totale in ingresso a questo. La capacità del sensore è quella di un condensatore a facce piane e parallele:

$$C = \epsilon_0 \epsilon_{Si} \frac{A}{l} \quad (2.20)$$

dove A rappresenta la superficie utile e l lo spessore del sensore. Al diminuire dello spessore quindi aumenterà la capacità del sensore e quindi il suo contributo al rumore del sistema.

2.9 Tipologie di rivelatori al silicio

Nei seguenti paragrafi vengono descritte alcune tipologie di rivelatori al silicio che è possibile produrre sfruttando le proprietà delle giunzioni p-n.

2.9.1 Rivelatore PiN

Un PiN è formato da due regioni fortemente drogate p ed n fra le quali vi è una regione di materiale semiconduttore intrinseco, come mostrato in Figura 2.12. La regione intrinseca di un rivelatore PiN è quella sensibile al passaggio di una particella e può essere larga a piacere in modo da espandere la sensibilità del dispositivo ad una regione più ampia. Un diodo PiN obbedisce alle equazioni standard dei diodi per segnali di bassa frequenza, mentre per segnali ad alta frequenza si comporta come una resistenza; in questo caso il suo valore di resistenza è inversamente proporzionale alla tensione di bias applicata. Rispetto ad un diodo tradizionale formato dalla giunzione p-n, la regione di svuotamento è molto grande, praticamente costante e non dipende dalla tensione di polarizzazione applicata.

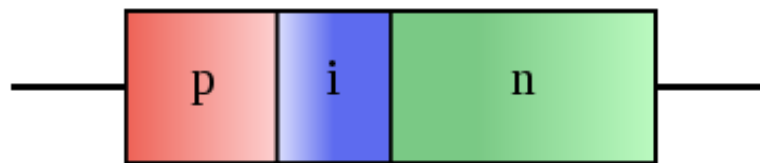


Figura 2.12: Diodo PiN.

2.9.2 Rivelatori a microstrip

I rivelatori a microstrip sono utilizzati per ottenere un'informazione spaziale accurata sulla posizione della particella che ha attraversato il suo volume sensibile. In Figura 2.13 è riportato un rivelatore di questo tipo, che è caratterizzato dalla segmentazione di un elettrodo in tante strisce (*strip*) parallele tra loro, ognuna è accoppiata ad un canale dedicato dell'elettronica di lettura. La spaziatura fra le strip è detta passo ed è tipicamente compresa fra 50 e 100 μm .

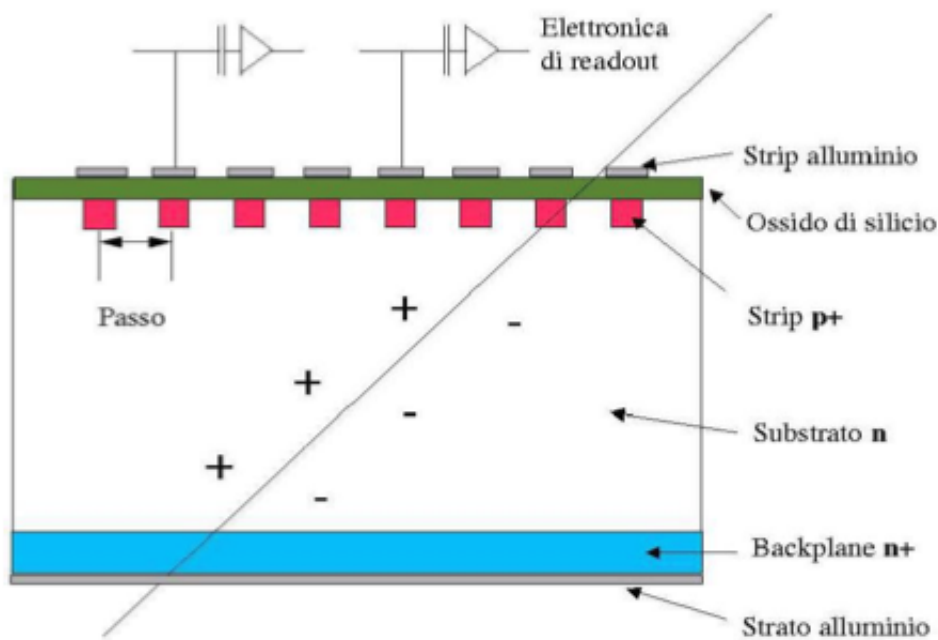


Figura 2.13: Rivelatore a microstrip.

La struttura di un sensore a microstrip è praticamente identica a quella di un diodo, come quello mostrato in Figura 2.12, con la differenza sostanziale che uno degli elettrodi di lettura è segmentato. Lo strato di ossido di silicio implementato sopra gli elettrodi è un isolante e si comporta come un condensatore, bloccando la componente continua di corrente e permettendo il passaggio dell'impulso del segnale. Sono inoltre presenti un *bias ring*, che fornisce tensione ad ognuna delle strip e polarizza le giunzioni opportunamente, e un *guard ring* in grado di modificare il campo elettrico agli estremi delle strip in modo da limitare le irregolarità dovute agli effetti di bordo.

Quando la particella attraversa il sensore perde energia ionizzando il mezzo, le coppie elettrone-lacuna generate migrano verso i rispettivi elettrodi inducendo un segnale sulle strip dovuto al movimento delle cariche. La posizione del passaggio della particella è determinato dalla strip colpita con una risoluzione pari a:

$$\sigma_x = \frac{p}{\sqrt{12}} \quad (2.21)$$

dove p è il passo delle strip. La risoluzione può essere eventualmente migliorata tenendo conto della ripartizione di carica tra strip vicine.

Sfruttando le differenti direzioni di deriva di elettroni e lacune è possibile costruire dei rivelatori a doppia faccia, cioè segmentando entrambi gli elettrodi: in questo modo è possibile ricavare due misure della posizione, eventualmente su direzioni ortogonali, misurando i segnali indotti ai due lati del sensore.

2.9.3 Rivelatori a pixel

I rivelatori a pixel costituiscono la struttura più segmentata possibile per la misura della posizione delle particelle incidenti. In questi rivelatori la regione di lettura del rivelatore è suddivisa in celle indipendenti, ognuna collegata ad un canale dedicato dell'elettronica di acquisizione. Attualmente esistono due tipologie di rivelatori di questo tipo: ibridi e monolitici. Nei primi l'elettronica di lettura viene prodotta a parte ed in seguito accoppiata al rivelatore, mentre nei rivelatori monolitici l'elettronica di lettura e il sensore sono modellati sullo stesso substrato.

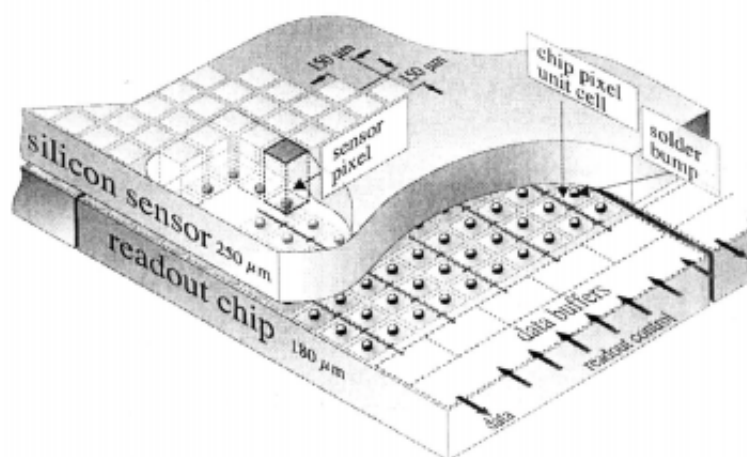


Figura 2.14: Rivelatore a pixel accoppiato ad un chip di elettronica ibrida.

Nella configurazione ibrida l'elettronica e il sensore sono collegati con la tecnica di *Bump Bonding* che consiste nell'utilizzo di sferette metalliche (dette *solder balls*) che collegano i singoli pixel ai contatti del chip di lettura, come mostrato in Figura 2.14.

2.10 Metodi di produzione del silicio

Nel seguente paragrafo vengono accennate le tecniche di produzione del silicio utilizzate attualmente per costruire sensori sottili e resistenti. I modi descritti sono: crescita epitassiale, processo di Czochralski e metodo *floating zone*.

La crescita epitassiale consente di accrescere uno strato di silicio monocristallino su un substrato, anche esso costituito da silicio monocristallino, che ne indirizza la crescita. Con questa tecnica è anche possibile depositare materiali differenti (come metalli o isolanti) nella struttura, per realizzare le connessioni necessarie al chip di lettura.

Il processo Czochralski, indicato con il simbolo CZ, consiste nel sollevamento verticale di un seme monocristallino di silicio immerso in pochi mm di silicio puro fuso. Quando vengono a contatto con il seme monocristallino, gli atomi di silicio fuso si orientano secondo il reticolo cristallino del seme. La temperatura del silicio fuso è mantenuta di poco superiore a quella di fusione (1414°C) e, aderendo al seme, che gradualmente viene estratto dalla massa fusa, si solidifica rapidamente conservando la struttura del seme a cui aderisce (Figura 2.15). Una volta ottenuta la struttura desiderata è necessario tagliarla tramite opportune lame di diamante ottenendo dei dischi sottili chiamati *wafers*, che costituiscono il supporto per diversi dispositivi.

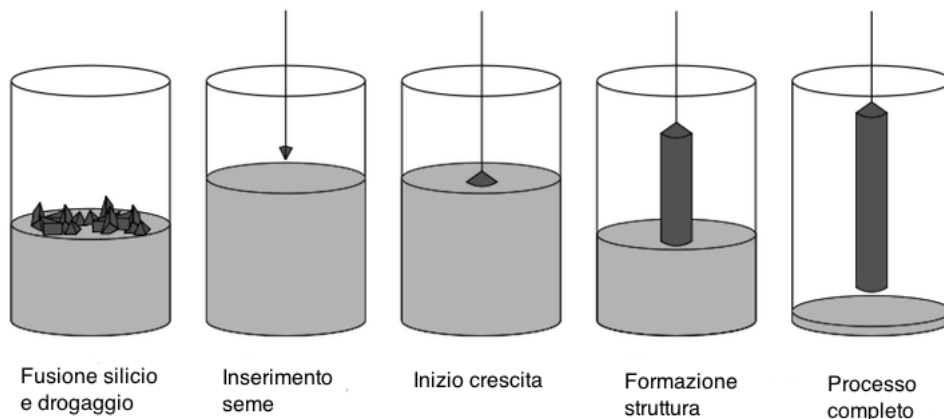


Figura 2.15: Crescita cristallo con metodo Czochralski.

Nel metodo *float zone*, indicato con il simbolo FZ, un cristallo con struttura e composizione spuria si muove in una zona dove il materiale è liquido partendo da un seme cristallino che, come nel metodo precedente, ne orienta gli atomi nella zona fusa. Questo metodo permette di ottenere monocristalli di alta purezza e cristallinità; infatti questo metodo era inizialmente usato per purificare i cristalli ottenuti con il metodo CZ. Nel metodo FZ la fusione avviene nel vuoto o in un gas inerte, ma vi sono problematiche correlate al collasso della zona fusa che rimane compatta e solidale al solido grazie alle

forze di tensione superficiale del fuso. In Figura 2.16 è riportata un apparato per la crescita del silicio con il metodo FZ.

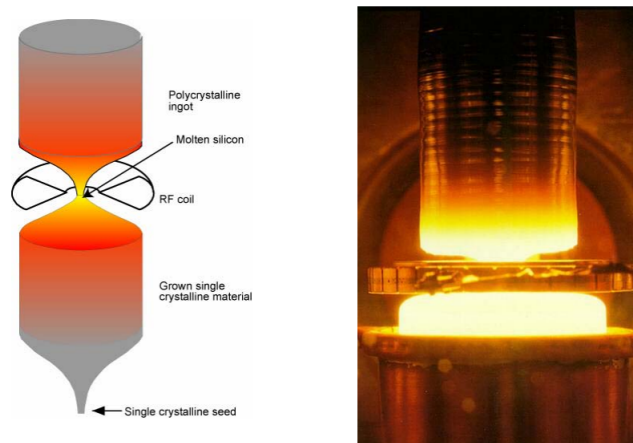


Figura 2.16: Crescita cristallo con metodo Float Zone.

2.11 Produzione dei sensori

Una volta prodotti i wafer è possibile procedere alla costruzione del sensore. Questo consiste in varie fasi in cui il wafer di silicio viene lavorato con diverse tecniche. Come primo passo avviene il processo di ossidazione tramite il quale viene fatto crescere uno strato ossidante in presenza di ossigeno o vapore acqueo, che fungerà da materiale isolante nel sensore. In seguito avviene il processo di rimozione di parte dell'ossido con la *fotolitografia selettiva*, in cui il wafer viene ricoperto da un materiale fotoresistente che si indurisce in presenza di radiazione elettromagnetica. Attraverso una maschera che segue uno schema preciso in base alla segmentazione richiesta in superficie, il wafer viene irraggiato con una luce specifica, in modo che le parti non illuminate possano essere rimosse insieme al materiale sottostante. Infine si rimuove anche lo strato fotoresistente in modo che il materiale conduttore assuma lo stesso schema della maschera applicata.

Tramite il processo di impiantazione ionica, vengono inseriti degli ioni nella struttura del solido alternandone le proprietà fisiche. Per effettuare il processo è necessario avere una sorgente di ioni, un acceleratore di particelle e un sistema di guide per far impattare gli ioni sul materiale che si desidera drogare. La profondità di penetrazione dipende dall'energia degli ioni, dalla specie ionica in uso e dal materiale irraggiato, ed è solitamente compresa fra 10 nm e 1 μm ; infatti questa tecnica è utilizzata per drogare elementi superficiali del materiale irraggiato. Uno dei vantaggi principali dell'impiantazione ionica è la possibilità di realizzare profili di drogaggio estremamente precisi, controllando sia il numero di ioni da impiantare che la loro profondità. Una problematica è invece legata al danneggiamento strutturale indotto dagli urti degli ioni con il materiale, che è però mi-

nimizzabile con trattamenti termici successivi; infatti scaldando il materiale, le impurità diffondono in esso ed è possibile realizzare strutture di spessori differenti. Il risultato del processo dipende dalla quantità di ioni impiantati, che determina la concentrazione di drogaggio, e dall'energia iniziale degli ioni, che determina la profondità.

Vengono poi realizzate le metallizzazioni tramite tecniche come la *deposizione chimica da vapore* (CVD) [19]. Infine il sensore realizzato viene nuovamente ricoperto da uno strato isolante con delle aperture per i contatti con l'elettronica di lettura.

Capitolo 3

Sensori al silicio con guadagno

Lo sviluppo di rivelatori a stato solido ha portato a strutture via via più complesse. Al fine di migliorare le efficienze di rivelazione, in particolare per il rilevamento di singoli fotoni, sono stati sviluppati sensori con un profilo di drogaggio tale da permettere una moltiplicazione interna delle cariche prodotte per ionizzazione. Nei seguenti paragrafi verranno descritti due esempi di rivelatori al silicio con strato di guadagno interno, gli Avalanche Photodiode (APD) e i Silicon Photon Multiplier (SiPM). Vengono quindi descritti rivelatori innovativi con guadagno, chiamati Ultra Fast Silicon Detector (UFSD) che hanno proprietà tali da permettere la misura simultanea della posizione e del tempo di passaggio di una particella con precisioni molto elevate. Questi rivelatori si prestano anche ad essere utilizzati per conteggi veloci del numero di particelle, essendo possibile produrli con spessori ridotti pur mantenendo un elevato rapporto segnale/rumore.

3.1 Guadagno nei dispositivi a stato solido

Il guadagno in un dispositivo a semiconduttore è dato dalla moltiplicazione delle cariche tramite un processo che prende il nome di *ionizzazione da impatto* [20]. Questo processo moltiplicativo avviene in particolari regioni del sensore, dove sono presenti campi elettrici intensi che accelerano le particelle cariche generate, fino a raggiungere un'energia superiore all'energia di gap del semiconduttore: l'energia acquistata può così essere sufficiente a creare coppie elettrone-lacuna nelle collisioni della carica con il reticolo. Se il campo elettrico nel dispositivo è abbastanza elevato, le cariche secondarie prodotte possono a loro volta liberarne delle altre e così via in un processo di *moltiplicazione a valanga*, che segue un andamento di tipo esponenziale:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{\alpha \cdot x} \quad (3.1)$$

dove N_0 è il numero di cariche iniziali, x è lo spessore della regioni di amplificazione del rivelatore e α è il *coefficiente di ionizzazione*, che rappresenta la probabilità per un portatore di carica che percorre una distanza unitaria, di generare una coppia elettrone-lacuna tramite ionizzazione da impatto. Per un campo elettrico di circa 300 kV/cm i valori tipici di tali coefficienti rispettivamente per elettroni e lacune sono:

$$\alpha_e = 0.66 \text{ coppie}/\mu\text{m} \quad (3.2)$$

$$\alpha_h = 0.17 \text{ coppie}/\mu\text{m} \quad (3.3)$$

Il guadagno del dispositivo è dato dal rapporto del numero di portatori presenti dopo la ionizzazione rispetto al numero di portatori iniziali:

$$G = \frac{N(x)}{N_0} = e^{\alpha \cdot d} \quad (3.4)$$

dove d è la larghezza della zona di moltiplicazione.

3.2 Avalanche Photodiode e Silicon Photomultiplier

Questo tipo di dispositivo, indicato con il simbolo *APD*, è un rivelatore al silicio che sfrutta l'effetto fotoelettrico per generare un segnale. Siccome un fotone crea soltanto una coppia elettrone-lacune è necessario una moltiplicazione interna della carica prodotta; questo avviene aggiungendo uno strato di guadagno che sfrutta i principi della moltiplicazione a valanga. In Figura 3.1 è riportata la struttura di un rivelatore di questo tipo, costituito da quattro strati drogati con concentrazioni differenti; a partire dall'alto:

- una regione fortemente drogata n^+ (10^{17} cm^{-3});
- una regione drogata p ;
- una regione π , costituita da semiconduttore intrinseco;
- una regione fortemente drogata p^+ (10^{17} cm^{-3}).

Quando gli elettroni generati dal passaggio di una particella ionizzante raggiungono la regione ad alto campo elettrico in prossimità delle regioni più drogate (Figura 3.1), producono una valanga di coppie elettrone-lacuna. Guadagni tipici del rivelatore APD sono dell'ordine di 10^2 – 10^3 .

Il fotomoltiplicatore SiPM (*Silicon Photomultiplier*) invece è costituito da una matrice di microcelle che operano in modalità Geiger e collegate tra loro con resistenze di disaccoppiamento. Sebbene ogni microcella funzioni in modalità digitale, un SiPM fornisce un'informazione sul numero ed energia dei fotoni a partire dal numero di microcelle attivate. Guadagni tipici di un SiPM sono dell'ordine di 10^5 – 10^7 . Dimensioni caratteristiche dei pixel sono comprese fra $15 \mu\text{m}$ e $70 \mu\text{m}$ con una densità compresa fra 100 mm^{-2} e 4000 mm^{-2} . Dimensioni tipiche di un SiPM sono di alcuni mm^2 di area ed uno spessore di $300 \mu\text{m}$. In Figura 3.2b è riportato lo schema della struttura di un SiPM. Come si nota, la regione di svuotamento è piuttosto sottile e questo comporta segnali rapidi e rende questi rivelatori adatti per applicazioni che richiedono ottime risoluzioni temporali.

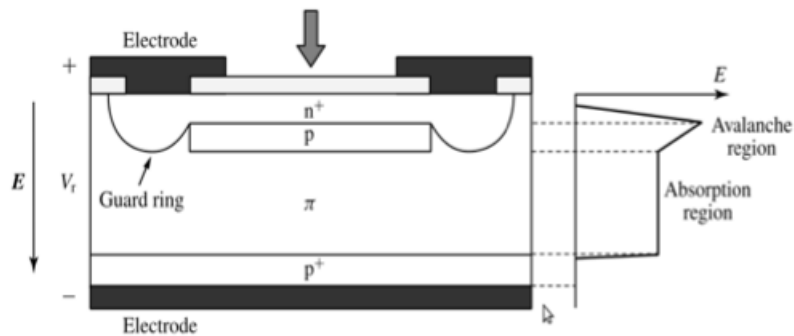


Figura 3.1: Struttura di un APD.

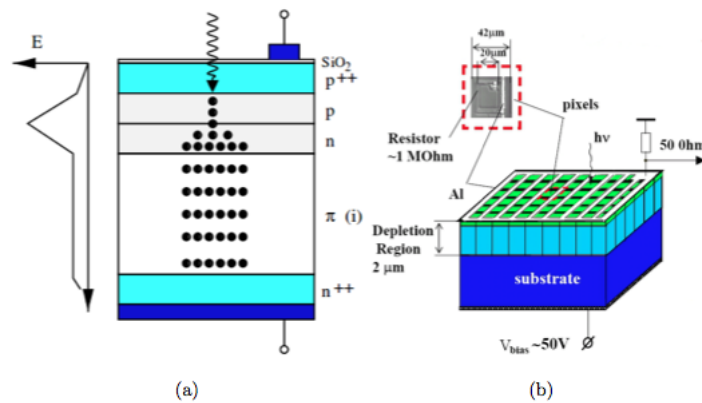


Figura 3.2: a) Principio di funzionamento di un APD; b) Struttura di un SiPM.

APD e SiPM sono caratterizzati da elevate efficienze, e forniscono segnali veloci con buoni rapporti segnale/rumore. Sono ottimi rivelatori per fotoni di alta energia. Tuttavia, la generazione di molteplici cariche al loro interno produce un tempo morto elevato, compreso nell'intervallo $3\div 20$ ns.

APD e SiPM non sono quindi sensori adatti per essere impiegati come contatori di singole particelle poiché hanno dei tempi morti eccessivi per l'applicazione d'interesse. Inoltre gli APD non possono essere segmentati in una struttura a pixel. Per questo motivo è necessario utilizzare un sensore che, mantenendo il vantaggio dei rivelatori a guadagno per quanto riguarda l'efficienza di rivelazione e il rapporto segnale/rumore, permetta di mantenere tempi di raccolta e tempi morti molto brevi, mantenendo allo stesso tempo la possibilità di essere segmentato in pixel. Nuovi rivelatori con guadagno, chiamati *Ultra Fast Silicon Detector* (UFSD), sono descritti nei paragrafi successivi.

3.3 Low Gain Avalanche Detector

I Low Gain Avalanche Detector (LGAD) sono sensori innovativi con strato moltiplicativo di guadagno, progettati e prodotti dal Centro Nacional de Microelectronica (CNM) di Barcellona. La differenza fra APD e LGAD sta nella regione di guadagno; negli APD il guadagno è elevato e può arrivare a valori di 10^3 , negli LGAD il guadagno invece è molto più modesto, di circa 10 in modo da avere un controllo maggiore sulla moltiplicazione di carica nel dispositivo, limitare la saturazione del segnale e mantenere tempi morti brevi. L'introduzione dello strato di guadagno controllato permette di avere un segnale maggiore rispetto ad un rivelatore al silicio tradizionale, pur mantenendo tempi morti corti e la possibilità di segmentare il rivelatore in pixel o strip.

Il layer di guadagno produce una regione con campo elettrico elevato dove avviene il processo di moltiplicazione di carica. Per ottenere un guadagno costante in ogni punto del rivelatore è necessario che il campo elettrico sia il più possibile uniforme; a tal fine è necessario un controllo accurato dell'uniformità delle concentrazioni di drogaggio nello strato di guadagno e viene introdotto un *guard ring*, in grado di ridurre gli effetti di bordo.

In Figura 3.3 è riportato lo schema di un prototipo di un sensore LGAD. La parte centrale larga $5000 \mu\text{m}$ rappresenta l'area sensibile al passaggio di particelle, circondata da un overlap metallico di $120 \mu\text{m}$ di spessore ed un *collector ring* anche esso largo $120 \mu\text{m}$. Le parti esterne contengono strutture elettroniche per test e un *channel stopper*.

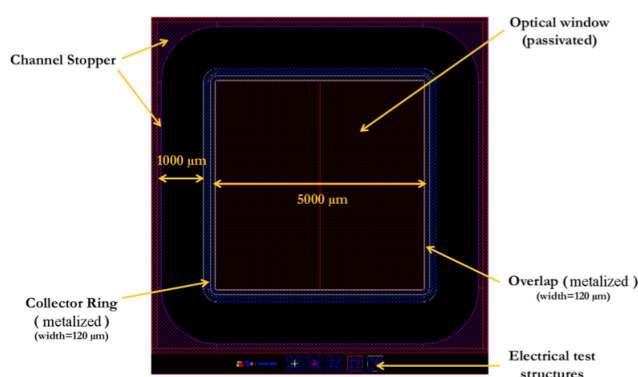


Figura 3.3: Vista dall'alto di un sensore LGAD.

In Figura 3.4 è riportata la sezione trasversale di un sensore, dove sono visibili, a partire dall'alto:

- un doppio strato di ossido, $\text{SiO}_2 - \text{Si}_3\text{N}_4$ di circa 400 nm che serve da isolante;
- la metallizzazione in grigio, di circa $1.5 \mu\text{m}$ e collegata a terra;
- uno strato di SiO_2 per l'elettrodo di lettura in marrone;

- l'elettrodo fortemente drogato n^{++} (10^{18} cm^{-3}), utilizzato per la lettura del segnale, con uno spessore di $1 \mu\text{m}$;
- lo strato di guadagno drogato p con boro di $5 \mu\text{m}$ di spessore, rappresentato in azzurro;
- il bulk poco drogato p di $300 \mu\text{m}$ in giallo;
- uno strato drogato p^{++} di $1 \mu\text{m}$;
- uno spessore metallico di $1 \mu\text{m}$.

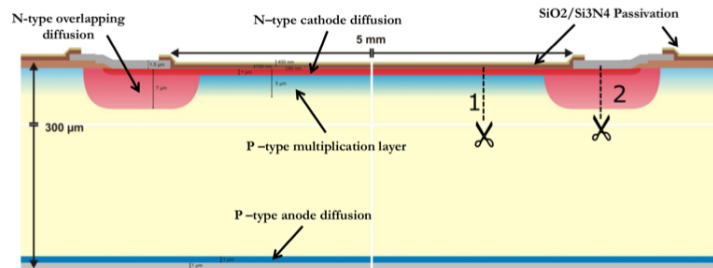


Figura 3.4: Struttura interna di un sensore LGAD.

In Figura 3.5 sono riportati i profili di drogaggio del dispositivo lungo la linea di taglio indicata con 1 in Figura 3.4. La linea rossa rappresenta la concentrazione di fosforo dell'elettrodo n^{++} in funzione della profondità, mentre la linea blu rappresenta la concentrazione di boro nella regione drogata p. La zona in cui le concentrazioni di fosforo e boro si compensano rappresenta la regione ad alto campo dove avviene il guadagno. Il secondo profilo mostra il profilo di drogaggio lungo il taglio 2; si nota che la concentrazione di fosforo è di un ordine di grandezza maggiore e diminuisce con la profondità finché non entra nella regione del bulk.

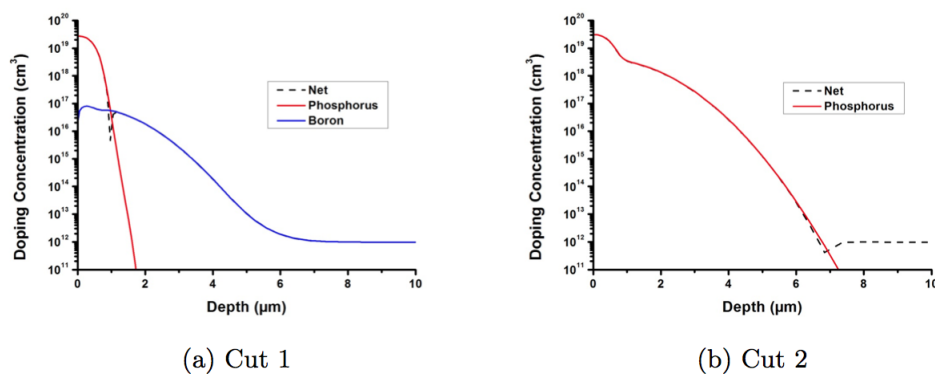


Figura 3.5: Profili di drogaggio in funzione della profondità lungo le linee 1 (a) e 2 (b).

3.4 Ultra Fast Silicon Detectors

Una branca dello sviluppo di sensori LGAD contempla l'ottimizzazione di questi rivelatori per misure temporali di elevata precisione, con la prospettiva di sviluppare sensori segmentati in grado di fornire simultaneamente misure spaziali con risoluzioni dell'ordine di $10 \mu\text{m}$ e temporali con risoluzioni dell'ordine di 10 ps . Si tratta di prestazioni non raggiungibili con i rivelatori attuali, che sono ottimizzati per fornire alte risoluzioni spaziali o per misure accurate di tempo, ma non permettono di misurare entrambe con accuratezza. Questi rivelatori innovativi, chiamati *Ultra Fast Silicon Detector* (UFSD) devono avere spessori molto sottili, di poche decine di μm , per consentire dei tempi di raccolta molto brevi e misure temporali con una risoluzione elevata. Le caratteristiche temporali della risposta dei rivelatori UFSD sono discusse più in dettaglio nel paragrafo successivo.

Spessori molto sottili hanno come inconveniente che la carica rilasciata è ridotta proporzionalmente allo spessore della zona attiva del sensore. L'utilizzo di UFSD permette proprio di compensare questa perdita di segnale, grazie al guadagno interno intrinseco di questi rivelatori. Un'altra problematica relativa all'uso di sensori sottili è legata all'aumento della capacità del sensore e quindi, per motivi descritti nel paragrafo 2.8, all'aumento del rumore del sistema.

Le applicazioni di sensori UFSD sono molteplici: possono trovare impiego negli esperimenti di fisica delle alte energie; possono essere utilizzati in tecniche che richiedono la misura del tempo di volo di una particella, come la *Positron Emission Tomography* (PET) o altre tecniche di ricostruzione di immagini. Infine, nell'ambito dell'argomento di questa tesi, i sensori UFSD possono essere utilizzati come contatori di particelle ad alta frequenza. I seguenti capitoli descrivono quindi le caratterizzazioni e le misure eseguite su questi sensori, nell'ottica di capirne le caratteristiche nell'ambito di tale applicazione.

3.4.1 Risoluzione temporale di sensori UFSD

In questo paragrafo sono descritte le caratteristiche temporali di un sensore UFSD accoppiato ad un circuito in grado di misurare il tempo del segnale. La Figura 3.6 mostra uno schema tipico dell'elettronica necessaria per effettuare misure temporali; il rivelatore viene descritto come una capacità con un generatore di corrente in parallelo. Il segnale in uscita dal sensore viene amplificato, per poi essere confrontato in un comparatore con una soglia fissa. Il fronte di salita dell'impulso in uscita dal discriminatore è infine utilizzato per la misura temporale utilizzando un Time-To-Digital Converter (TDC).

La risoluzione temporale del sistema dipende principalmente da tre termini:

$$\sigma_t^2 = \sigma_{TW}^2 + \sigma_J^2 + \sigma_{TDC}^2 \quad (3.5)$$

Il termine σ_{TDC} è il contributo alla risoluzione temporale dovuto alla sensibilità del TDC, pari a:

$$\sigma_{TDC} = \frac{TDC_{bin}}{\sqrt{12}} \quad (3.6)$$

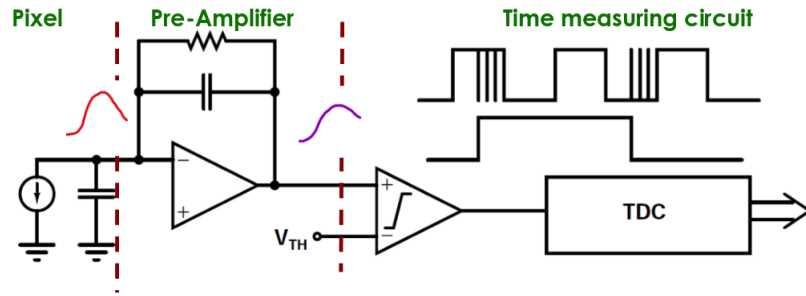


Figura 3.6: Schema di apparato per misure temporali con sensori al silicio.

dove TDC_{bin} è l'ampiezza temporale corrispondente ad un conteggio del TDC.

Il termine σ_{TW} rappresenta il contributo alla risoluzione temporale dovuta al *time walk*, ovvero alla dipendenza del tempo misurato dall'ampiezza del segnale. Questo effetto è dovuto al fatto che, in presenza di un valore di soglia fissa nel comparatore, segnali di ampiezze differenti supereranno la soglia in istanti di tempo diversi come rappresentato in Figura 3.7. In prima approssimazione, considerando un segnale di ampiezza massima S , con una soglia impostata a V_{th} e un tempo di salita t_r indipendente dall'ampiezza, il tempo t_d al quale il segnale supera la soglia, è all'incirca pari a:

$$t_d = \frac{t_r V_{th}}{S} \quad (3.7)$$

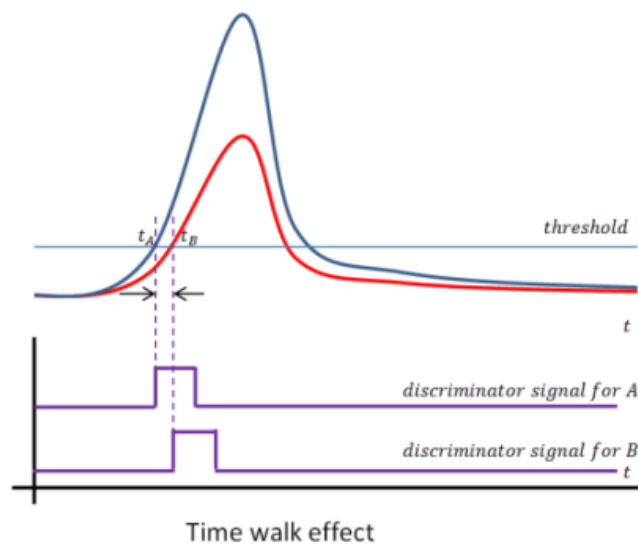


Figura 3.7: Effetto di time-walk in presenza di una soglia fissa.

L'incertezza dovuta al time-walk può essere definita come l'RMS della distribuzione di tempi t_d :

$$\sigma_{tw} = [t_d]_{RMS} = \left[\frac{t_r V_{th}}{S} \right]_{RMS} \quad (3.8)$$

Dall'espressione precedente si nota che gli effetti del time walk aumentano al diminuire dell'ampiezza del segnale; per sensori sottili quindi il contributo sarà maggiore rispetto a segnali generati in sensori più spessi. Inoltre dipende dalla soglia impostata, come mostrato in Figura 3.8 dove sono riportate le distribuzioni di t_d per quattro differenti soglie. L'effetto del time walk può essere ridotto utilizzando una tensione di soglia bassa, il che comporta però l'aumento della probabilità che eventi di rumore vengano registrati come segnali. Un aumento del segnale in un sensore UFSD permette quindi di mantenere soglie relativamente basse per mitigare l'effetto del time-walk.

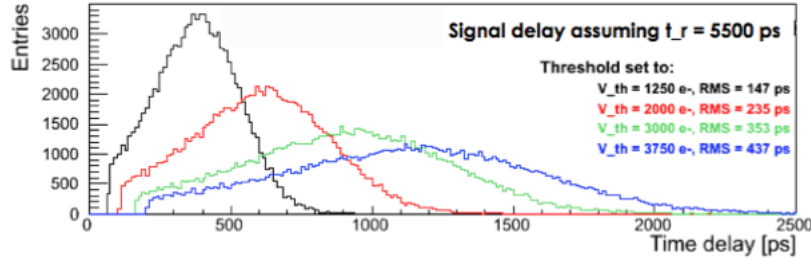


Figura 3.8: Distribuzione del t_d per quattro differenti valori di soglia.

Gli effetti del time walk possono essere attenuati anche con l'utilizzo di un *Constant Fraction Discriminator* (CFD). L'operazione elettronica di un CFD corrisponde a produrre un impulso ad una frazione fissata dell'ampiezza, in modo da compensare gli effetti del time-walk dovuti alle fluttuazioni dell'altezza dei segnali.

Il secondo termine σ_J nell'Equazione 3.5 è dovuto all'incertezza nella misura temporale dovuta alle fluttuazioni del segnale a cause del rumore; questo effetto è chiamato *jitter*. In questo caso il rumore si va a sommare al segnale producendo un'incertezza sull'istante in cui il segnale risultante supera il valore di soglia, come mostrato in Figura 3.9.

La distribuzione del rumore di un sistema ha normalmente una distribuzione gaussiana centrata sullo zero, la cui RMS indica l'ampiezza del rumore, ed è indicata con il simbolo N . L'effetto del jitter è direttamente proporzionale ad N e inversamente proporzionale alla pendenza del segnale, ovvero al rapporto tra l'ampiezza S ed il tempo di salita t_r :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{S}{t_r} \quad (3.9)$$

Il contributo di jitter σ_J alla risoluzione temporale può quindi essere espressa come:

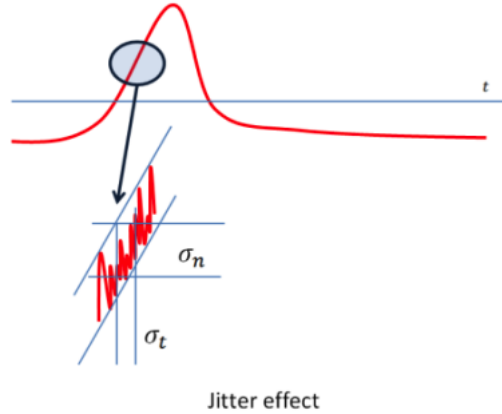


Figura 3.9: Fluttuazioni nella temporizzazione del segnale causate dagli effetti del jitter.

$$\sigma_J = \frac{N}{dV/dt} = \frac{t_r}{S/N} \quad (3.10)$$

Come si nota dall'espressione precedente, l'errore del jitter è direttamente proporzionale al tempo di salita del segnale e inversamente proporzionale al rapporto segnale/rumore (S/N). Sensori UFSD sottili con guadagno permettono di ridurre il tempo di salita t_r e di avere un rapporto S/N più elevato di un sensore tradizionale, portando così ad un minor effetto di jitter sulla risoluzione temporale.

3.5 Weightfield 2

Weightfield 2 [23] è un programma sviluppato presso il Dipartimento di Fisica e l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare di Torino che permette di simulare sensori UFSD con lo scopo di determinarne segnale prodotto in risposta al passaggio di diversi tipi di particelle. Weightfield 2 si basa su Weightfield, un programma di simulazione dell'Istituto HEPHY Vienna [24] in grado di simulare la corrente indotta in un diodo al silicio eventualmente segmentato in microstrip. La versione modificata permette di aggiungere il modello dello strato di guadagno in modo da simulare la moltiplicazione della carica. Il programma è scritto in C++ e utilizza il framework ROOT [25].

Dall'interfaccia principale, mostrata in Figura 3.10, è possibile scegliere diverse impostazioni, tra cui:

- tipo di particella (MIP con ionizzazione uniforme o con simulazione delle fluttuazioni nel deposito di energia, particelle alpha, particelle cariche pesanti quali protoni e ioni carbonio) e la loro energia cinetica;
- proprietà del rivelatore (tipo, geometria, numero di strip, fattore di guadagno, tensione di bias e di svuotamento);

- elettronica di lettura (effetti di amplificazione e costanti di tempo).

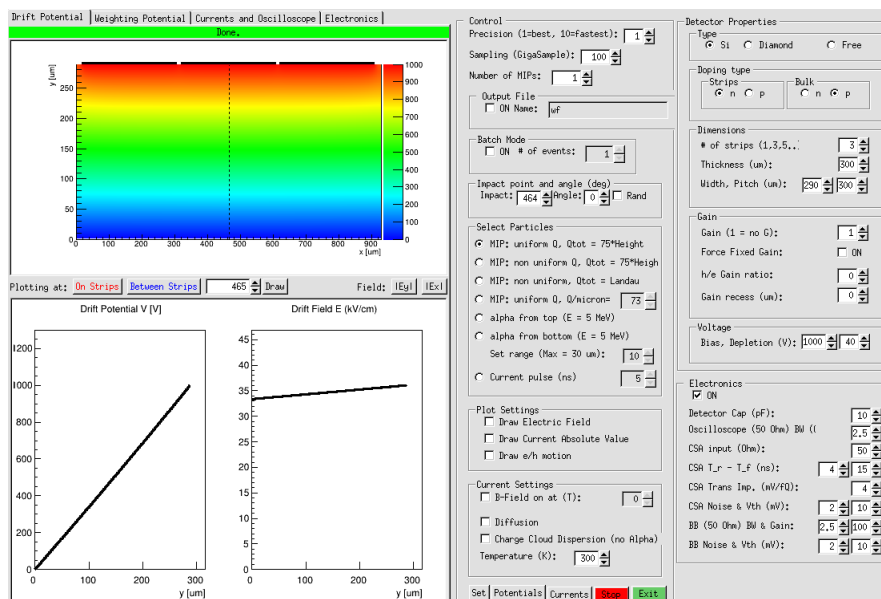


Figura 3.10: Interfaccia del programma di simulazione Weightfield 2.

La corrente indotta su un elettrodo è calcolata con il teorema di Ramo (paragrafo 2.7). La velocità delle cariche nel campo elettrico è calcolata a partire dalle espressioni descritte nel paragrafo 2.4, utilizzando delle relazioni empiriche che tengano conto delle velocità di saturazione per elevati campi elettrici. Per ottenere risultati con una buona statistica viene utilizzato il *batch mode* che permette di simulare la corrente prodotta da un certo numero di particelle e di valutare le fluttuazioni nei segnali.

Un segnale tipico prodotto da una particella al minimo di ionizzazione è mostrato in Figura 3.11. In questa figura le curve colorate rappresentano i contributi alla corrente degli elettroni (blu) e lacune (rosso) iniziali prodotte dalla ionizzazione primaria, mentre il contributo al segnale degli elettroni e delle lacune di guadagno sono rappresentate rispettivamente dalla curva viola e celeste. La curva verde rappresenta la corrente totale, mentre le curve nere la tensione misurata dopo lo stadio di amplificazione. Il contributo principale al segnale è dato dalle lacune di guadagno, che dominano nella generazione del segnale. Le fluttuazioni nel numero di cariche prodotte sono riprodotte utilizzando le parametrizzazioni nelle distribuzioni di Landau aspettate su singoli spessori di di $5 \mu\text{m}$ del rivelatore.

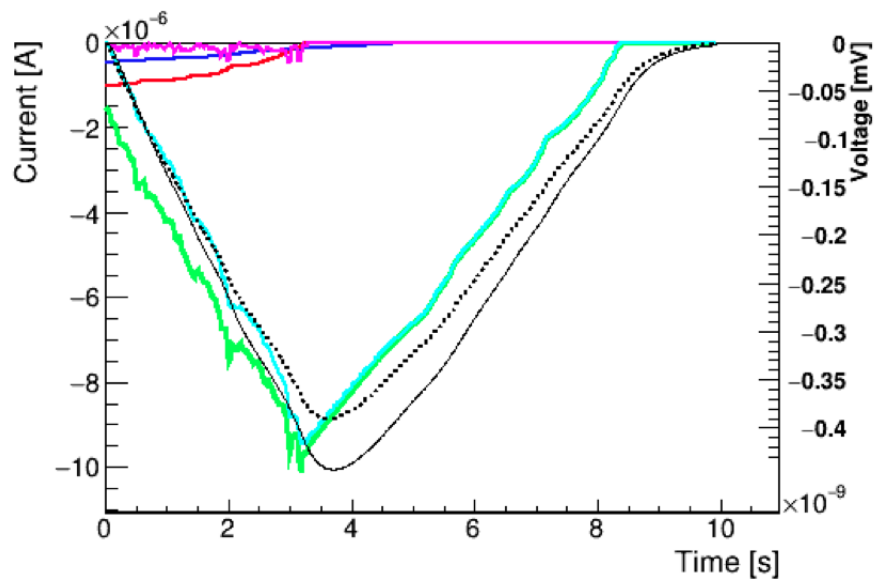


Figura 3.11: Contributi alla corrente delle diverse cariche primarie (elettroni in blu e lacune in rosso) e secondarie (elettroni in viola e lacune in celeste) prodotte in un diodo UFSD. La curva verde rappresenta il segnale totale, e le curve nere quello in uscita dallo stadio di amplificazione e misurato in un oscilloscopio.

Capitolo 4

Caratterizzazione in laboratorio di sensori UFSD

In questo capitolo vengono descritte le misure che hanno permesso di caratterizzare in laboratorio alcuni sensori UFSD. Le misure eseguite includono lo studio dell'andamento delle curve corrente-tensione e capacità-tensione: dalla prima è possibile verificare il valore della tensione di svuotamento, dalla seconda invece si ricava il profilo di drogaggio del sensore in esame. Prima di procedere con l'analisi dei dati vengono descritti gli strumenti utilizzati per le misure di laboratorio.

4.1 Lista dei sensori analizzati

I sensori utilizzati sono stati fabbricati dal Centro Nacional de Microelectronica (CNM) di Barcellona in due diversi lotti di produzione. Si tratta di diodi di spessore $300\ \mu\text{m}$ e con un'area utile di $25\ \text{mm}^2$ descritti nel paragrafo 3.3 del capitolo precedente. Nella Tabella 4.1 sono riassunte alcune caratteristiche dei sensori analizzati.

Il primo diodo ha uno strato di moltiplicazione, con un guadagno nominale di circa 10, mentre il secondo è privo di questo strato ed è utilizzato per confronto. Il terzo diodo, anche esso privo di strato di guadagno, è dotato di un guard ring che uniforma il campo elettrico come descritto nella sezione 2.9.2. Ognuno di questi sensori è dotato di metallizzazioni agli estremi a cui è possibile applicare le tensioni di polarizzazione, sia positive che negative, in base alle caratteristiche del dispositivo. Ogni sensore è

Run	Sensore	Guadagno nominale	V_{break}	Guard Ring
6474	W8B4	$\simeq 10$	$> 500V$	No
6474	W9B6	No	$> 500V$	No
7509	W2G8	No	$> 500V$	Si

Tabella 4.1: Lista dei sensori disponibili in laboratorio.

inoltre dotato una una finestra nella metallizzazione esterna per permettere il passaggio di impulsi laser.

4.2 Apparato sperimentale

L'apparato sperimentale con cui sono state le misure è mostrato un Figura 4.1 e consiste nei seguenti strumenti:

- Un generatore di tensione;
- Un misuratore LCR;
- Un amplificatore;
- Un oscilloscopio;
- Un generatore di impulsi laser;
- Un PC per il controllo da remoto della strumentazione e per l'acquisizione dei dati.

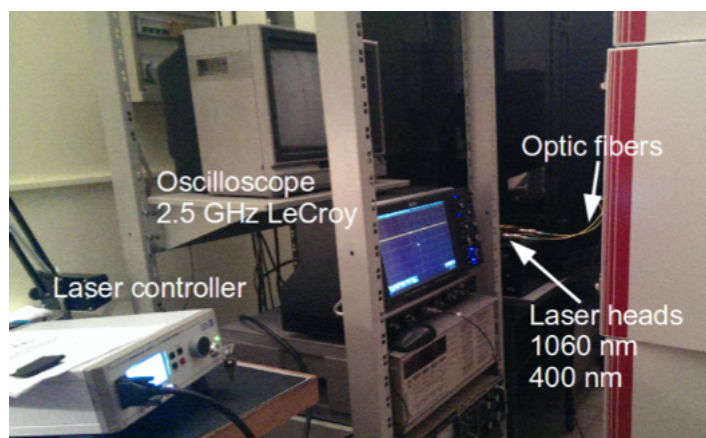


Figura 4.1: Apparato sperimentale di laboratorio.

4.2.1 Il generatore di tensione

Il generatore di tensione utilizzato per polarizzare i sensori è il modello Keithley 2410 (Figura 4.2) in grado di generare tensioni comprese fra -1000 V e +1000 V con una sensibilità dell'ordine del mV e misurare correnti comprese fra 10 pA e 1 A. Una volta impostata una corrente massima erogabile, vengono forniti opportuni valori di tensione al sensore con rampe di salita controllate da computer tramite un'interfaccia GPIB.



Figura 4.2: Il generatore di alta tensione.

4.2.2 Il misuratore LCR

La misura della capacità dei sensori è stata effettuata con un Agilent E4980A Precision LCR Meter (Figura 4.3). Questo strumento è in grado di misurare i parametri di L , C ed R di un'impedenza.

L'impedenza Z di un sensore è una grandezza complessa che può essere espressa come:

$$Z = R + jX \quad (4.1)$$

dove la parte reale R rappresenta la resistenza elettrica, mentre la parte immaginaria X è la reattanza che può avere caratteristiche capacitive o induttive. Per effettuare le misure di impedenza, al sensore in esame viene applicato un segnale sinusoidale di frequenza e ampiezza opportuna. Lo strumento determina quindi il valore della resistenza a partire dalla misura di corrente e il valore di reattanza dallo sfasamento tra corrente e tensione del circuito.

Per l'analisi è stata impostata una frequenza di 20 kHz con un'ampiezza di 20 mV; il valore di 20 kHz è stato scelto analizzando il comportamento della capacità in funzione della frequenza, che risultava essere costante per frequenze maggiori di 10 kHz. L'accuratezza delle misure ottenute è dello 0.05%.

4.2.3 Gli amplificatori

Per amplificare il segnale del sensore sono stati utilizzati due amplificatori della *Ci-videc Instrumentation*: un C2 Broadband Amplifier (nel seguito indicato con BB) e un C6 Fast Charge Sensitive Amplifier (nel seguito indicato con CSA) [26].

Il BB è un amplificatore di corrente con un basso rumore e con banda passante estesa da 1 MHz a 2 GHz, e quindi adatto per misurare transienti veloci. Ha un guadagno di 40 dB e il rumore in uscita è di 2.5 mV RMS.



Figura 4.3: Il misuratore LCR Agilent E490A.

Il CSA invece è un amplificatore che fornisce un segnale proporzionale alla carica raccolta. La sua costante di tempo produce un segnale in uscita con un tempo di salita di 3.5 ns. Si tratta quindi di un amplificatore non adatto a misure di transienti veloci, ma al contempo permette di ridurre le fluttuazioni di rumore del segnale in ingresso. Entrambi gli amplificatori sono dotati di un ingresso HV (*High Voltage*) per fornire la tensione di polarizzazione del sensore.

In Figura 4.4 sono riportati gli schemi elettrici dei due tipi di amplificatori utilizzati.

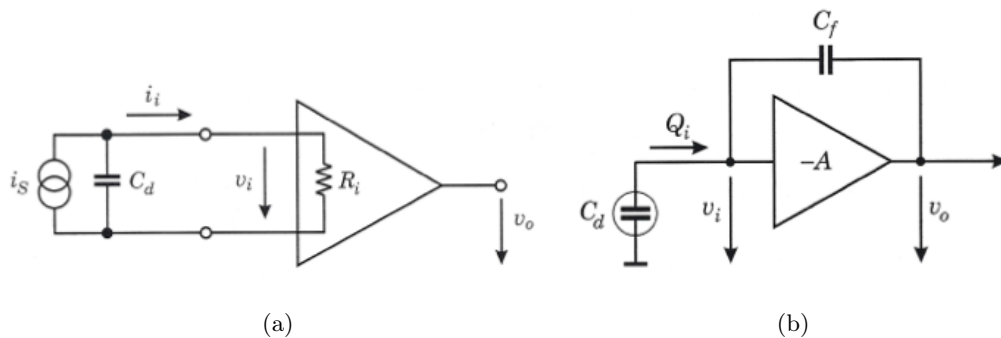


Figura 4.4: Schema di un amplificatore BB (sinistra) e di un CSA (destra).

4.2.4 L'oscilloscopio

L'oscilloscopio utilizzato per analizzare i segnali è un LeCroy WaveRunner 625Zi, con un'ampiezza di banda di 2.5 GHz ed una frequenza di campionamento di 40 Gsample/s. Lo strumento è controllato da remoto con un programma scritto in LabView e le forme d'onda sono salvate su file per essere quindi analizzate con programmi sviluppati nell'ambito del lavoro di tesi.



Figura 4.5: Oscilloscopio LeCroy WaveRunner 625Zi.

4.2.5 Il laser

Per simulare il passaggio di particelle nel diodo e misurarne il segnale prodotto si è utilizzato un Picosecond Diode Laser della Advance Diode Laser System associato al controller EIG2000DX. Questo strumento è dotato di due teste che emettono impulsi laser di breve durata (30 ps) con due possibili lunghezze d'onda: una lunghezza d'onda $\lambda = 1064$ nm, in grado di attraversare tutto lo spessore del silicio simulando così la ionizzazione prodotta da una particella al minimo di ionizzazione, e una lunghezza d'onda $\lambda = 400$ nm, che penetra solo nei primi $10 \mu\text{m}$ dello spessore del silicio e quindi in grado di simulare la ionizzazione di una particella alpha poco penetrante.

4.3 Caratterizzazione dei sensori

La caratterizzazione dei sensori è consistita nel misurare l'andamento dei profili corrente-tensione (I-V) e capacità-tensione (C-V); da quest'ultima si è ricavato l'andamento dei valori di $1/C^2$ rispetto alla tensione di polarizzazione applicata, da cui è stato possibile estrarre un'informazione sul profilo di drogaggio in funzione della profondità.

4.3.1 Curva I-V

La prima misura effettuata è consistita nel ricavare l'andamento della corrente in funzione della tensione applicata al sensore. Questo andamento permette di ricavare la tensione di svuotamento del sensore. I valori di tensioni applicati per ricavare la curva erano compresi fra 0 V e 150 V con una corrente massima erogabile dal generatore di circa 1 mA. Tramite il programma d'acquisizione è stato ottenuto l'andamento della curva I-V per il sensore con guadagno, come mostrato in Figura 4.6, dove sull'asse delle ascisse sono riportati i valori di tensione espressi in volt, e sull'asse delle ordinate la corrente espressa in ampere.

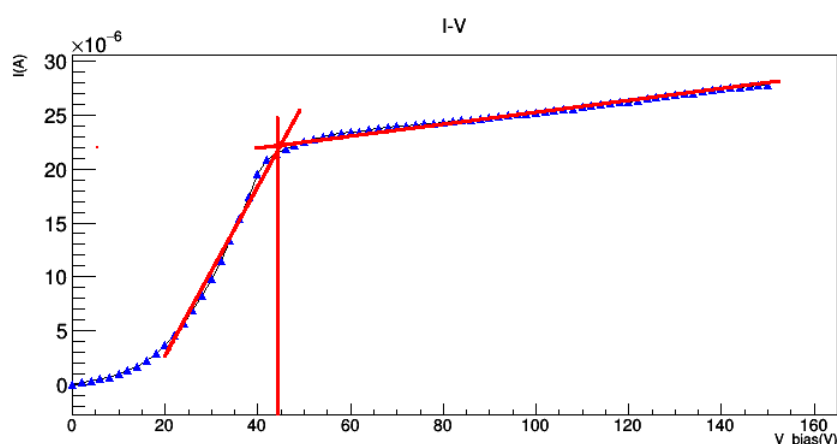


Figura 4.6: Andamento della curva I-V per il sensore W8B4.

Dalla curva si nota un innalzamento della corrente per valori di tensione compresi fra 0 V e 40 V, corrispondente all'intervallo di tensioni in cui il volume del sensore non è ancora completamente svuotato; al di sopra dei 40 V il sensore è completamente svuotato e la corrente rimane relativamente stabile con un valore di circa $25 \mu\text{A}$. Per ottenere un valore preciso della tensione di polarizzazione del dispositivo, sono state effettuate delle interpolazioni lineari separatamente per la parte iniziale e per quella del plateau. Il valore della tensione di svuotamento, definito dall'intersezione delle due rette, è pari a $V = (44.4 \pm 0.7) \text{ V}$.

4.3.2 Curva C-V

Nelle Figure 4.7 a) e b) sono riportati gli andamenti delle capacità in funzione delle tensioni applicate, rispettivamente per il sensore con guadagno (W8B4) e per quello standard senza guadagno (W2G8). Sull'asse delle ascisse sono riportate le tensioni espresse in volt, sull'asse delle ordinate i valori di capacità espressi in farad.

Si noti la differenza dei profili dei due sensori, dovuta alla presenza o meno dello strato di guadagno aggiuntivo. Per il rivelatore con strato di guadagno si nota una prima regione in cui la capacità decresce fino ad un valore di tensione corrispondente alla tensione di svuotamento, dopodiché la capacità diminuisce drasticamente per poi rimanere costante per tensioni superiori. Per quanto riguarda invece il sensore senza guadagno il valore di capacità decresce più lentamente fino ad un valore costante alla tensione di svuotamento. I valori di capacità ottenuti in condizione di svuotamento per i sensori analizzati sono di 58.84 pF per il sensore W8B4 con strato di guadagno, 26.01 pF per il sensore senza guadagno W2G8 e di 13.32 pF per il sensore W9B6. Tenendo conto che la capacità di un sensore può essere identificata con un condensatore a facce piane e parallele, eseguendo il calcolo si ottiene un valore di capacità di 8 pF per un sensore con un'area di $25 \mu\text{m}$ e spessore di $300 \mu\text{m}$. Questo valore si discosta da quelli ottenuti, ma è necessario tenere conto delle aree effettive dei sensori, della presenza o meno del guard

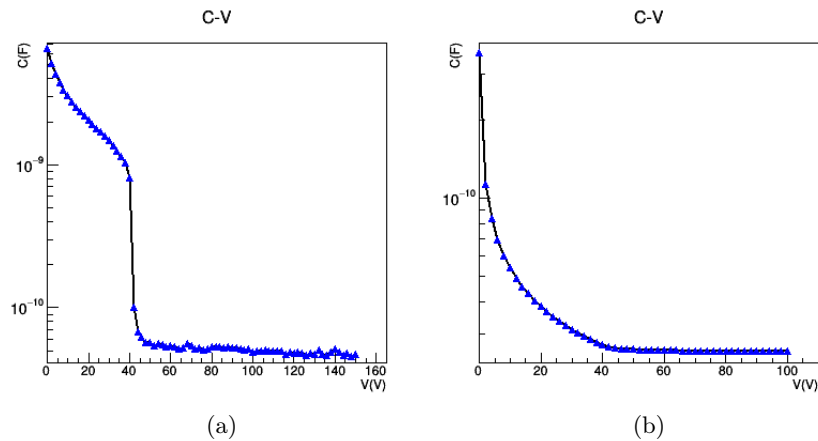


Figura 4.7: Andamento della curva C-V per sensore con guadagno W8B4 (sinistra) e sensore senza guadagno W2G8 (destra).

ring e dello strato di guadagno. Le curve C-V sono un ulteriore strumento per determinare il valore della tensione di svuotamento, che in questo caso risultava compatibile con il valore determinato nel paragrafo precedente.

4.3.3 Curva $1/C^2$ -V e stima del profilo di drogaggio

Le curve $1/C^2$ -V permettono di ottenere informazione sulla struttura interna dei dispositivi, come il profilo di drogaggio, e il valore della tensione di svuotamento. Rispetto al sensore senza guadagno, il sensore UFSD ha una giunzione aggiuntiva corrispondente all'interfaccia tra l'elettrodo n^+ e il layer p^+ , come si può notare in Figura 4.8.

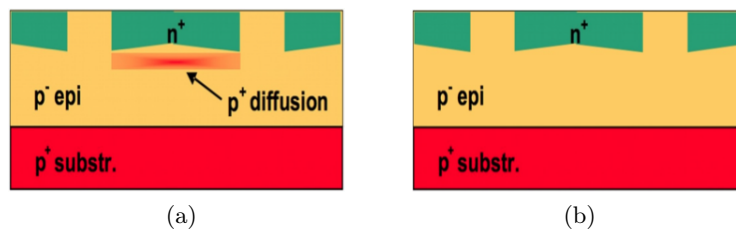


Figura 4.8: Schema sensori con strato di guadagno (sinistra) e senza (destra).

Le curve $1/C^2$ ottenute per i due sensori sono mostrate in Figura 4.9. La parte iniziale della curva per il sensore con guadagno corrisponde allo svuotamento iniziale della giunzione tra l'elettrodo n^+ e lo strato di guadagno p^+ . La salita rapida rappresenta invece lo svuotamento del substrato p in corrispondenza della tensione di svuotamento. In un sensore tradizionale lo svuotamento del substrato avviene invece più lentamente, con un andamento della capacità direttamente proporzionale all'inverso della radice quadrata della tensione applicata:

$$\frac{1}{C^2} = \begin{cases} \frac{2V}{qN_D\epsilon_{Si}A^2} & \text{per } V < V_{depl} \\ \text{costante} & \text{per } V > V_{depl} \end{cases} \quad (4.2)$$

In entrambi i casi la capacità assume un valore costante al di sopra della tensione corrispondente allo svuotamento completo.

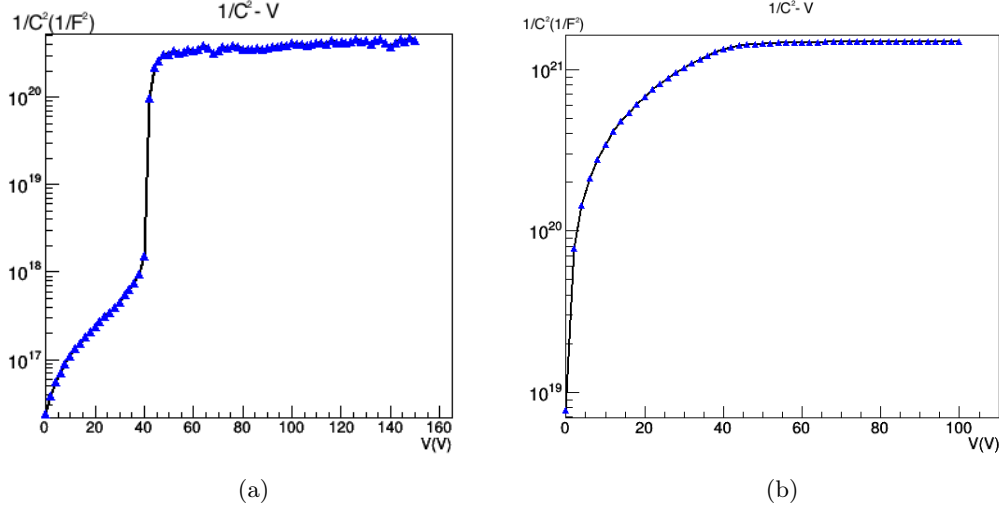


Figura 4.9: Andamento della curva $1/C^2-V$ per un sensore con guadagno (sinistra) e per un sensore senza guadagno (destra).

Dalle curve $1/C^2-V$ è possibile ricavare il valore della tensione di svuotamento in modo analogo a quanto illustrato nel paragrafo 4.3.1. In Figura 4.10 è mostrato ad esempio come è determinata la tensione di svuotamento del sensore senza guadagno, dall'intersezione delle due rette ottenute da un'interpolazione lineare della curva nelle due regioni di salita e di valore costante. Il valore determinato per la tensione di svuotamento per il sensore senza guadagno è di 43.89 V.

A partire dall'Equazione 4.2, è possibile ottenere la concentrazione di portatori N_D (e quindi il profilo di drogaggio), considerando la derivata di $1/C^2$ in funzione di V :

$$N(W) = \frac{2}{q\epsilon_{Si}A^2 \frac{d(1/C^2)}{dV}} \quad (4.3)$$

Ogni valore della tensione di bias corrisponde ad un valore larghezza della zona di svuotamento, pari a:

$$W = \epsilon_0\epsilon_{Si} \frac{A}{C} \quad (4.4)$$

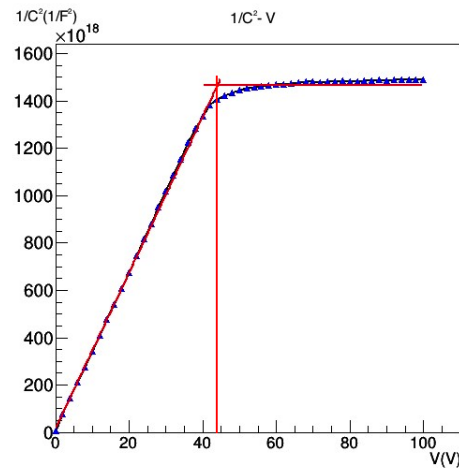


Figura 4.10: Andamento di $1/C^2$ -V per il sensore senza guadagno in scala lineare.

Dalla curva $1/C^2$ è quindi possibile, utilizzando le Equazioni 4.3 e 4.4, ricavare il profilo di drogaggio in funzione dello spessore della zona di svuotamento, come mostrato in Figura 4.11 per il sensore con guadagno.

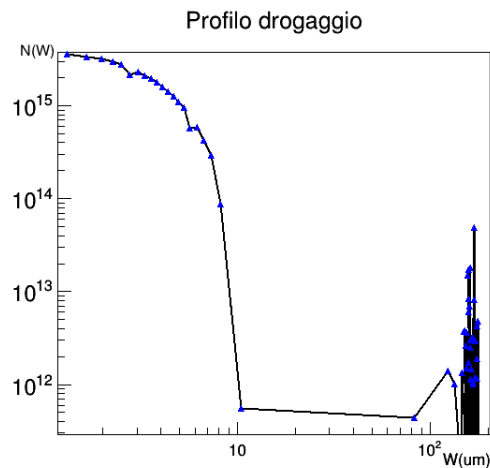


Figura 4.11: Andamento del profilo di drogaggio in funzione della larghezza della zona di svuotamento per il sensore W8B4.

Come si può notare dalla Figura 4.11 la concentrazione di droganti è molto alta nei primi μm nel sensore per poi decrescere molto rapidamente; questa regione corrisponde all'elettrodo n^+ e al layer di guadagno p^+ . La regione lineare corrisponde al bulk del sensore, mentre la parte finale corrisponde al substrato p^+ (Figura 4.8a).

4.4 Segnali con impulsi laser

L'ultima parte degli studi in laboratorio è consistita nell'acquisizione dei segnali generati nei sensori in risposta ad impulsi laser. In questo studio si è utilizzata solo la lunghezza d'onda di 1064 nm in modo da simulare una particella al minimo di ionizzazione. I segnali ottenuti sono poi stati confrontati con quelli generati dal programma di simulazione Weightfield 2, con lo scopo di validare i parametri della simulazione per poterla utilizzare per la simulazione di sensori sottili.

Tramite l'utilizzo del software di simulazione è stato simulato un sensore di $300 \mu\text{m}$ con un guadagno nominale di 10. Sono stati impostati tre valori di tensione di bias rispettivamente di 600 V, 800 V e 1000 V, ma sono riportati come esempio solo i risultati ottenuti a 1000 V.

Sono state simulate le stesse elettroniche di lettura del segnale, elencate nel seguito. L'impedenza d'ingresso dell'oscilloscopio è stata impostata a 50Ω e la sua banda passante a 2.5 GHz. Per l'amplificatore CSA si è impostato un valore di resistenza d'ingresso uguale a 50Ω , una costante di tempo $\tau = 4 \text{ ns}$ e un rumore di 2 mV. Per il BB si è scelta una resistenza d'ingresso pari a 50Ω , un fattore di guadagno 100 e un rumore di 2 mV.

In Figura 4.12 è riportato come esempio lo sovrapposizione fra i segnali ottenuti dalla simulazione (in rosso) e quelli degli impulsi laser (in nero) per l'amplificatore BB; mentre in Figura 4.13 è riportata la sovrapposizione ottenuta per l'amplificatore CSA sempre a 1000 V.

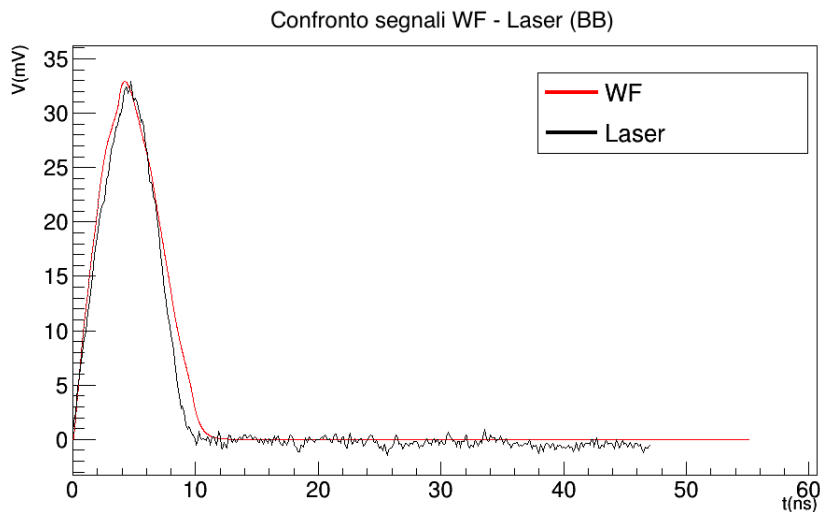


Figura 4.12: Confronto segnali generati con impulso laser e segnali simulati con Weightfield a 1000 V per un amplificatore BB.

Dai risultati ottenuti si nota una buona sovrapposizione fra il segnale generato dal Weightfield 2 e quelli misurati in risposta agli impulsi del laser, soprattutto per l'amplificatore BB; per il CSA invece la discesa del segnale si discosta leggermente da quello

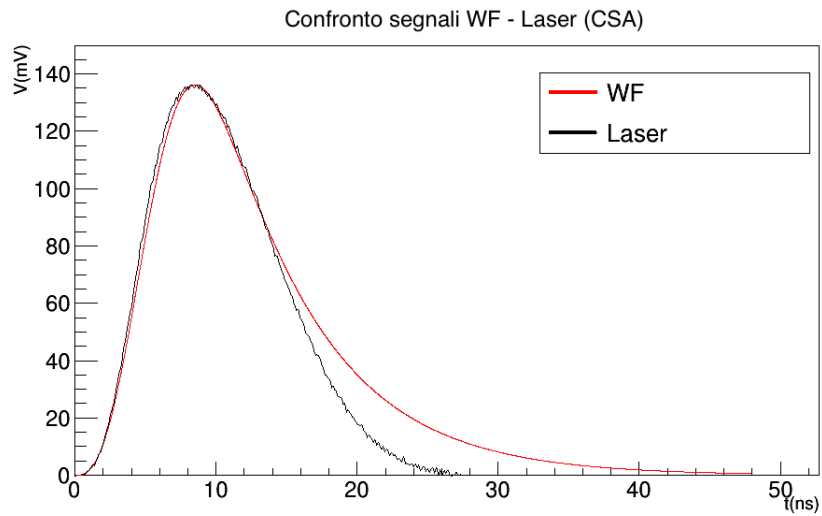


Figura 4.13: Confronto segnali generati con impulso laser e segnali simulati con Weightfield a 100 V per un amplificatore CSA.

simulato. Le curve ottenute con l'amplificatore CSA sono più larghe a causa dello stadio di shaping, ma meno rumorose; al contrario i segnali del BB sono più stretti ma affetti da maggiore rumore.

Capitolo 5

Analisi dati da test su fascio

In seguito alle caratterizzazioni di laboratorio, le proprietà dei sensori UFSD sono state studiate analizzando i dati raccolti in due distinti test su fascio eseguiti al CERN. Lo scopo principale dei test è di studiare la risposta dei sensori accoppiati a diversi tipi di amplificatori.

5.1 Setup sperimentale

In seguito sono descritti i setup sperimentali utilizzati in due test beam su fascio; in entrambi i casi sono stati acquisiti segnali da diversi sensori posti lungo la linea del fascio utilizzando un oscilloscopio veloce con un trigger fornito esternamente al passaggio di ogni particella. In entrambi i test sono stati utilizzati i due tipi di amplificatore, un Broadband ed un CSA con le caratteristiche descritte nel paragrafo 4.2.3. In entrambi i test beam i segnali da diversi sensori venivano letti da un oscilloscopio veloce, e le forme d'onda di tutti i canali venivano salvate su file per le analisi successive. Ogni segnale acquisito rappresenta i valori in tensione campionati in un intervallo di circa 20 ns attorno al segnale di trigger.

5.1.1 Primo Test Beam

Il primo test beam è stato effettuato a Settembre 2014 presso l'area T9 del Proton Synchrotron del CERN con particelle π^- da 10 GeV, energia alla quale i pioni si comportano come delle particelle al minimo di ionizzazione. I sensori analizzati erano un silicio standard ed un UFSD, oltre a due sensori al diamante che però non sono stati presi in considerazione in questo lavoro di tesi. Come trigger si è utilizzata la coincidenza di due piccoli scintillatori disposti ortogonalmente l'uno rispetto all'altro; la frequenza di trigger era inferiore ad 1 Hz, evitando in tal modo fenomeni di pile-up mentre il jitter del segnale di trigger era di circa 2 ns.

I dati forniti dal primo test beam consistevano in 6 file differenti, contenenti per ogni trigger le informazioni sui segnali raccolti con i 4 canali dell'oscilloscopio. Nella Tabella

sono riportati per ogni file le liste dei sensori collegati ai diversi canali, con il tipo di amplificatore accoppiato.

File	Canale 0	Canale 1	Canale 2 (V_{Bias})	Canale 3 (V_{Bias})
1(<i>tb1</i>)	Dia	Dia	UFSD (BB) (1000 V)	Si (BB) (500 V)
2(<i>tb1</i>)	Dia	Dia	UFSD (CSA) (1000 V)	Si (CSA) (500 V)
3(<i>tb1</i>)	Dia	Dia	UFSD (BB) (1000 V)	Si (BB) (500 V)
4(<i>tb1</i>)	Dia	Dia	UFSD (BB) (1000 V)	Si (BB) (500 V)
6(<i>tb1</i>)	Dia	Dia	UFSD (CSA) (600 V)	Si (CSA) (500 V)

Tabella 5.1: Nomi dei file, sensori e amplificatori utilizzati in diverse fasi del primo test beam.

I sensori UFSD sono stati polarizzati con una tensione di 1000 V in tutti i test, ad eccezione dell'ultimo in cui è stato utilizzato un valore di 600 V; la tensione di bias del sensore senza guadagno è stata fissata a 500 V.

5.1.2 Secondo Test Beam

Il secondo test beam è stato effettuato a Novembre 2014 presso la North Area del Super Proton Synchrotron (SPS) del CERN con un fascio di particelle π^- da 400 GeV. I sensori analizzati in questo caso erano due UFSD. Il trigger era fornito da un sensore SiPM con un jitter trascurabile; il rate del trigger era relativamente elevato, di circa 1 kHz, producendo eventi di pile-up con probabilità non trascurabile. In Figura 5.1 è riportato il posizionamento dei sensori, dove la linea rossa indica il fascio di particelle che attraversa i sensori.



Figura 5.1: Posizionamento di diversi sensori lungo la linea di fascio.

Siccome in questo test beam sono stati caratterizzati solo sensori UFSD associati rispettivamente ad un amplificatore BB e a un CSA, in Tabella 5.2 vengono soltanto riportati soltanto i valori di tensione di polarizzazione utilizzati.

File	Tensioni (V)
1(<i>tb2</i>)	800
2(<i>tb2</i>)	800
7(<i>tb2</i>)	1000
8(<i>tb2</i>)	800
9(<i>tb2</i>)	600

Tabella 5.2: File utilizzati e tensioni applicate ai sensori del secondo test beam.

5.2 Visualizzazione dei segnali e riduzione del rumore

Come primo passo dell'analisi dei dati è stato sviluppato un programma di lettura dei file, basato sul framework ROOT, che permettesse di visualizzare i segnali di ogni evento. In Figura 5.2 è riportato un esempio di segnali ricavati dal file 1(*tb1*). C'è da sottolineare che in questo test beam non si hanno sempre coincidenze tra tutti e quattro i canali, a causa di un allineamento non perfetto dei rivelatori e dell'area relativamente ampia della zona di coincidenza dei due scintillatori usati per il trigger rispetto alle dimensioni dei sensori. Come si evince dalla Figura 5.2, i segnali acquisiti sono affetti da un rumore considerevole, in particolare quelli in uscita dall'amplificatore a banda larga (canale 2).

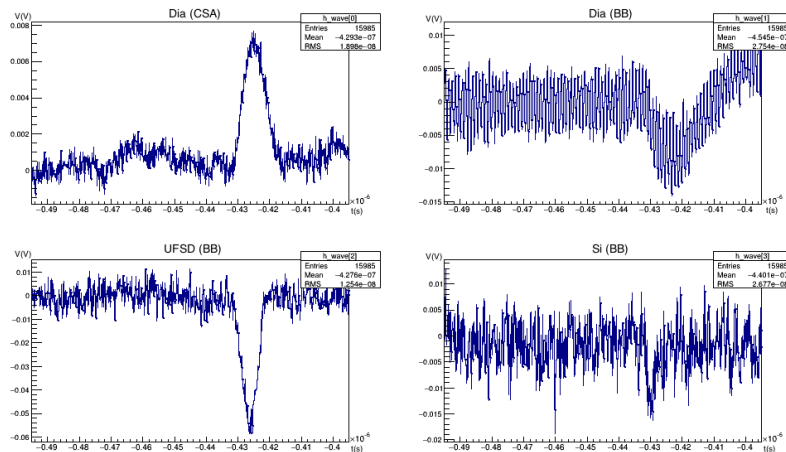


Figura 5.2: Esempio di segnali acquisiti durante il primo test beam.

L'effetto del rumore è tale da rendere difficoltoso l'applicazione degli algoritmi descritti nel seguito per l'analisi delle caratteristiche temporali dei segnali. Per mitigarne l'effetto è stato quindi deciso di rimuovere parte del rumore applicando un filtro passa-basso. Il filtro è stato applicato utilizzando la trasformata di Fourier del segnale e tagliando le frequenze superiori ad una soglia. Un'antitrasformata è quindi applicata allo spettro tagliato per ricostruire il segnale dopo l'applicazione del filtro.

Un esempio di trasformata di Fourier è mostrato in Figura 5.3, dove in alto è ripro-

dotto un segnale corrispondente al passaggio di una particella visualizzato nel dominio del tempo (a sinistra) e della frequenza (a destra), mentre in basso sono visualizzati i segnali e la loro trasformata nel caso di un evento in cui non si è registrato il passaggio di particelle. Dall'andamento della trasformata di Fourier, in presenza e in assenza di segnale, si vede che questo è concentrato a basse frequenze.

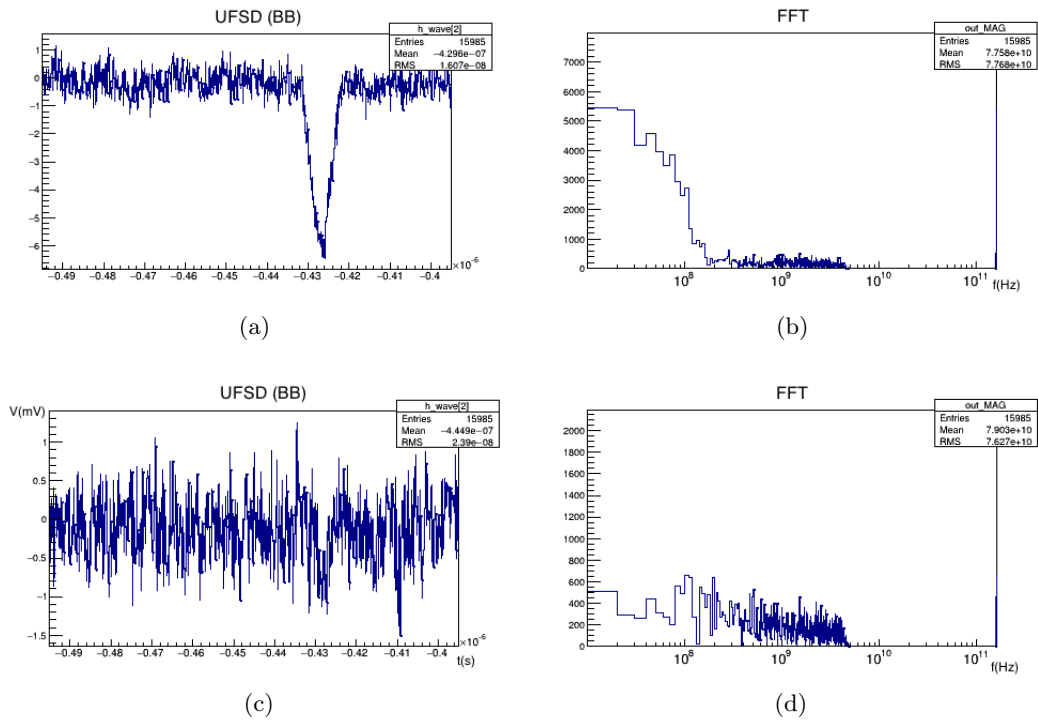


Figura 5.3: In alto a sinistra un segnale e a destra la sua trasformata di Fourier; in basso un evento di rumore con affianco la sua trasformata.

Dopo aver provato ad applicare alcune soglie è stato deciso di tagliare ad una frequenza di 500 MHz. In Figura 5.4 sono riportati gli stessi segnali della Figura 5.2 ripuliti con l'algoritmo di filtro introdotto. Lo stesso filtro è stato applicato ai file di entrambi i test beam.

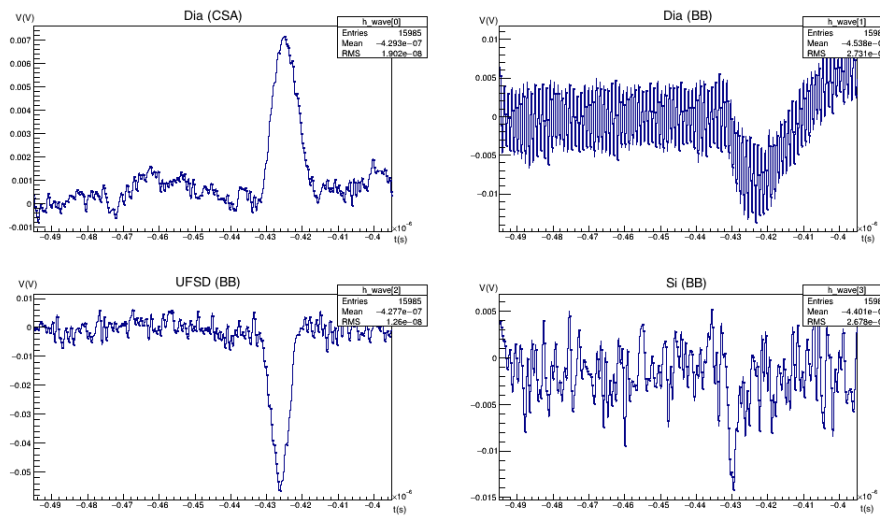


Figura 5.4: Segnali ricostruiti dopo l'applicazione di un filtro passa-basso.

5.3 Programma di analisi

Per l'analisi dei segnali acquisiti si è sviluppato un programma che fosse in grado di ricavare le seguenti informazioni in modo del tutto automatico e indipendente dai dettagli dell'elettronica di lettura: piedistallo e deviazione standard di rumore, trasformata e anti-trasformata di Fourier dopo l'applicazione di un taglio in frequenza, tempo di salita dei segnali, distribuzione in ampiezza e integrale del segnale, distribuzione dei tempi per determinare la risoluzione temporale dei sensori analizzati.

Poiché i segnali misurati avevano segni differenti a seconda del canale e del run di acquisizione, come primo passo è stato necessario definire un metodo che determinasse in modo automatico il segno dei segnali su ogni canale. Questo è stato fatto impostando due soglie fisse, uguali in modulo ma di segno opposto, e contando il numero di volte in cui i segnali sui quattro canali superavano la soglia positiva o negativa; dalla differenza tra i due conteggi è stato ricavato il segno del segnale sul rispettivo canale. Si sono quindi trasformati i segnali in modo che fossero tutti positivi in modo da poter applicare nel seguito gli stessi algoritmi su ogni canale.

5.3.1 Misura del piedistallo e del rumore

In seguito alla correzione dei segni è stata eseguita la misura del piedistallo e del rumore analizzando gli istogrammi che riportano la distribuzione dei valori di tensione campionati per ogni evento. In assenza di segnale ci si aspetta una distribuzione Gaussiana centrata sul valore di piedistallo e la cui larghezza è legata allo scarto quadratico medio (RMS) del rumore.

In Figura 5.5 sono riportati due esempi di distribuzioni per il primo test beam (a) e per il secondo (b). Queste distribuzioni includono tutti i valori campionati, incluso il

contributo del piedistallo prima e dopo l'intervallo di tempo in cui era eventualmente presente il segnale di passaggio della particella. Nel primo test beam la maggior parte degli eventi sono costituiti soltanto da rumore perché gli eventi che registrano un'effettivo passaggio di una particella sono relativamente pochi rispetto al numero totale, a causa di un'area di trigger degli scintillatori maggiore delle dimensioni dei sensori. Nei dati del secondo test beam si nota che gli istogrammi della presentano una coda più pronunciata associata alla presenza di segnale sovrapposto al rumore (Figura 5.5b).

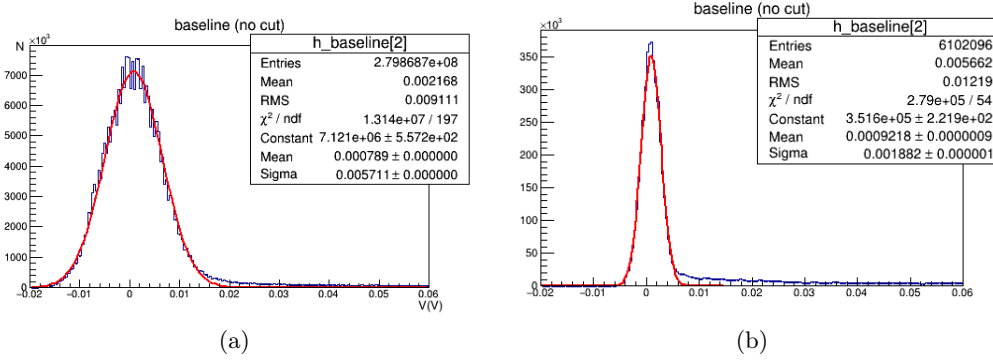


Figura 5.5: A sinistra la distribuzione di valori di tensione per un canale nel primo test-beam; a destra la distribuzione dei valori di tensione nei dati del secondo test-beam, entrambi per sensori UFSD accoppiati all'amplificatore CSA.

E' stata sviluppata una procedura iterativa per separare in modo automatico il contributo del rumore dal segnale. A partire dagli istogrammi descritti precedentemente, si sono determinati il valore medio (V_{mean}) e la deviazione standard (σ_{noise}) della distribuzione. Si è quindi costruito un nuovo istogramma, in cui fossero esclusi i contributi dei valori di tensione superiore ad una soglia definita come:

$$V_{thr} = V_{mean} + N \cdot \sigma_{noise} \quad (5.1)$$

dove N rappresenta un numero intero. La procedura è stata ripetuta iterativamente fino ad ottenere valori stabili di V_{mean} e σ_{noise} . A causa dei diversi rapporti tra il segnale e il rumore, si sono scelti dei valori diversi di N per il sensore senza guadagno ($N = 3$) e per il sensore UFSD ($N = 8$). I valori dei piedistalli e del rumore sono stati definiti rispettivamente dal valore medio e dalla deviazione standard di un fit gaussiano delle distribuzioni ottenute, e riportato nelle Tabelle 5.3 e 5.4 per i diversi sensori utilizzati nei due test-beam e per diversi tipi di amplificatore e di tensione applicata.

File - Amp	Mean UFSD (mV)	Sigma UFSD (mV)	Mean Si (mV)	Sigma Si (mV)
1(<i>tb1</i>) - BB	-0.54	3.75	-2.63	3.87
2(<i>tb1</i>) - CSA	-0.79	5.71	0.16	1.17
3(<i>tb1</i>) - BB	-0.11	3.93	-2.52	3.91
4(<i>tb1</i>) - BB	-0.13	3.98	-2.45	3.91
6(<i>tb1</i>) - CSA	0.82	3.05	0.26	1.13

Tabella 5.3: Valori medi e deviazioni standard ottenute da un fit gaussiano delle distribuzioni di piedistallo per sensori UFSD e silicio standard misurate nel primo test-beam.

V(V) UFSD	Mean BB (mV)	Sigma BB (mV)	Mean CSA (mV)	Sigma CSA (mV)
800 V	1.10	2.48	0.92	1.88
800 V	1.16	2.47	1.05	1.88
1000 V	1.01	2.71	2.11	2.92
800 V	0.95	2.54	2.19	1.79
600 V	1.06	2.45	2.06	1.48

Tabella 5.4: Valori medi e deviazioni standard ottenute da un fit gaussiano delle distribuzioni di piedistallo per sensori UFSD ottenuti con l'amplificatore BB e CSA misurati nel secondo test beam.

Come atteso dalle specifiche degli amplificatori, il rumore del BB è maggiore di quello ottenuta con il CSA, che è più basso a causa del fattore di filtro introdotto dalle costanti RC del circuito integratore.

5.3.2 Distribuzioni delle altezze dei segnali

Il segnale raccolto è proporzionale alla carica prodotta nel silicio. Tuttavia mentre un amplificatore ad alta banda produce in uscita un valore di tensione proporzionale alla corrente istantanea in ingresso, in un CSA il valore della tensione in uscita è proporzionale alla carica integrata. L'informazione sull'ampiezza del segnale è quindi proporzionale all'integrale del segnale in uscita da un amplificatore BB, e all'altezza massima per un amplificatore CSA.

In ogni caso per caratterizzare il rapporto segnale/rumore sono stati creati gli istogrammi delle ampiezze massime sia per l'amplificatore CSA che per il BB. Ci si aspetta che queste distribuzioni riflettano le fluttuazioni di Landau della carica rilasciata nel sensore. Gli istogrammi ottenuti sono quindi fittati con delle distribuzioni di Landau, come mostrato nelle Figure 5.6 e 5.7. Si noti come i segnali degli UFSD sono in entrambi i casi ben separati dal piedistallo di rumore. Il rapporto segnale/rumore (S/N) è definito quantitativamente come il rapporto tra il valore più probabile (MPV) del fit della distri-

buzione di Landau dei segnali e la deviazione standard della distribuzione gaussiana del rumore, calcolata come:

$$S/N = MPV/\sigma_{noise} \quad (5.2)$$

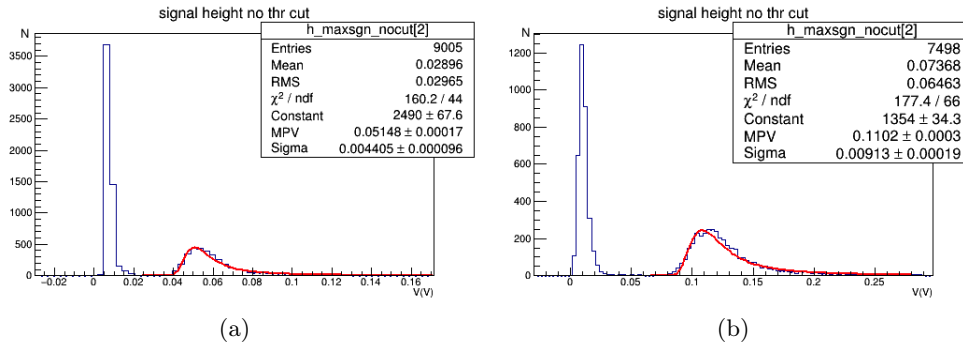


Figura 5.6: Distribuzione delle altezze massime dei segnali per un file del primo test beam. Le ampiezze si riferiscono a sensori UFSD, accoppiati a amplificatore BB (sinistra) e CSA (destra) polarizzati con $V_{Bias} = 1000$ V e 600 V.

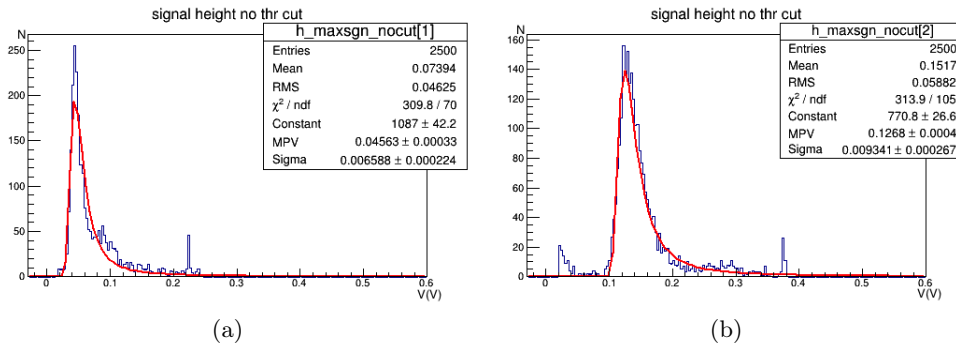


Figura 5.7: Distribuzioni delle altezze massime dei segnali ottenute dai dati del secondo test-beam (BB a sinistra e CSA a destra) per un sensore UFSD polarizzato con $V_{Bias} = 800$ V.

A causa dell'elevata frequenza di particelle del fascio, nelle distribuzioni ottenute dai dati del secondo test beam si può chiaramente notare degli effetti di pile-up oltre ad un picco dopo la coda della distribuzione generato da eventi in cui il segnale saturava. L'assenza di rumore nella distribuzione del BB è invece dovuta al fatto che i dati del secondo test beam contenevano tutti un segnale, per cui veniva sempre individuato un massimo assoluto; nel caso del CSA si nota una piccola distribuzione di rumore invece.

In Tabella 5.5 sono riportati per i dati del primo test beam i valori della deviazione standard del rumore ottenuti dai fit gaussiani delle distribuzioni mostrate in Figura 5.6, i

valore delle MPV delle Landau ottenuti dai fit delle distribuzioni delle altezze e i rapporti segnale/rumore ottenuti per sensori UFSD e diodo senza guadagno. In Tabella 5.6 sono riportati invece i valore ottenuti dal secondo test beam per i soli sensori UFSD.

Sensore-Amp- V_{Bias}	σ_{noise} (mV)	MPV (mV)	S/N
UFSD BB (1000 V)	3.75	51.48	13.73
UFSD CSA (600 V)	3.05	110.20	36.13
Si BB (500 V)	3.87	15.09	3.89
Si CSA (500 V)	1.17	13.74	11.74

Tabella 5.5: Deviazioni standard del rumore, MPV della distribuzione di Landau e valore del S/N ottenuto.

Amplificatori (V)	$\sigma_{noise}(mV)$	MPV (mV)	$(S/N)_{UFSD}$
Broadband (600 V)	2.45	29.60	12.08
Broadband (800 V)	2.48	45.63	22.03
BraodBand (1000 V)	2.71	54.02	19.93
CSA (600 V)	1.48	107.76	72.81
CSA (800 V)	1.79	126.78	70.83
CSA (1000 V)	2.92	183.40	62.81

Tabella 5.6: Deviazioni standard del rumore, MPV della distribuzione di Landau e valore del S/N ottenuto per sensori UFSD con i dati ottenuti dal secondo test su fascio.

Dai risultati del primo test è possibile confrontare le caratteristiche di un sensore normale e di un UFSD, sebbene non siano presenti dei dati raccolti con analoghe tensioni di polarizzazione. Il rumore misurato sia con l'amplificatore BB che CSA è compatibile per i due tipi di sensori, mentre il segnale dei UFSD è in entrambi i casi maggiore. Il rapporto S/N è circa 4 volte maggiore per gli UFSD rispetto ai sensori senza guadagno accoppiati ad amplificatori BB. Quando accoppiati ad amplificatori CSA il rapporto S/N degli UFSD è 10 volte maggiore di quello dei silici senza guadagno.

Dai dati del secondo test si possono evincere le proprietà dei sensori UFSD al variare della tensione di polarizzazione. Quando accoppiati ad amplificatori BB, il rumore è pressoché indipendente dalla tensione di polarizzazione (e di valore compatibile con le specifiche dell'amplificatore), mentre il segnale aumenta con la tensione di polarizzazione. Il rumore in uscita da un amplificatore CSA dipende invece dalla carica raccolta, e cresce con la tensione di polarizzazione. Il rapporto S/N per un sensore UFSD accoppiato con un amplificatore CSA è quindi pressoché costante al variare della tensione di polarizzazione.

5.3.3 Tempi di salita dei segnali

Per lo studio delle proprietà temporali del sensore è stata utilizzata la soglia definita nella sessione ?? per discriminare i segnali dal rumore. Per i dati del secondo test beam, al fine di eliminare il contributo di eventi di pile-up, è stato inoltre applicato un limite superiore all'altezza (per sensori accoppiato ad amplificatori CSA) o area (per amplificatori BB) del segnale per isolare solo eventi corrispondenti al passaggio di una sola particella. Per ogni segnale è stato calcolato il tempo di salita, definito come la differenza temporale tra gli istanti in cui il segnale raggiunge rispettivamente il 10% e il 90% dell'altezza massima.

Le distribuzioni dei tempi di salita misurati per un sensore UFSD sono mostrate negli istogrammi riportati in Figura 5.8 e Fig. 5.9 rispettivamente per i dati dal primo e dal secondo test beam. Per ognuna delle due figure sono mostrate le distribuzioni dei tempi di salita per il sensore accoppiato ad un amplificatore BB (a sinistra) e ad un amplificatore CSA (a destra), con sovrapposta la curva gaussiana che meglio interpola i dati. Queste distribuzioni sono state fittate con delle distribuzioni gaussiane, i cui valori medi e deviazioni standard sono riportati nelle Tabelle 5.7 e 5.8 rispettivamente per il primo e il secondo test beam.

Osservando i dati del secondo test beam si nota che i valori medi dei tempi di salita per il sensore accoppiato all'amplificatore Broadband sono più bassi di quelli ottenuti utilizzando un amplificatore CSA. Questa differenza è compatibile con il contributo al tempo di salita delle costanti di tempo dell'amplificatore CSA, che produce un allargamento (*shaping*) dell'andamento temporale del segnale. Viceversa, la deviazione standard trovata per il sensore accoppiato all'amplificatore BB risulta più alta rispetto a quella ottenuta per un amplificatore CSA. Anche questo andamento è coerente con il comportamento di un amplificatore di corrente ad ampia banda che, sebbene fornisca misure temporali più accurate per fronti di salita veloci, produce un segnale in uscita con un rumore maggiore che contribuisce alle incertezze di jitter nelle misure temporali. Per quanto riguarda la distribuzione ottenuta per il BB del secondo test beam si nota la presenza di eventi prima della distribuzione vera e propria dovuta ad eventi di rumore sopra soglia.

V_{Bias} - Amp	Mean UFSD (ns)	Sigma UFSD (ns)	Mean Si (ns)	Sigma Si (ns)
1000 V - BB	3.60	0.42	2.03	1.48
1000 V - CSA	5.45	0.35	7.44	0.83
1000 V - BB	3.46	0.36	2.05	1.46
1000 V - BB	3.58	0.41	2.06	1.35
600 V - CSA	6.57	0.38	6.89	0.72

Tabella 5.7: Valori medi e deviazioni standard dei tempi di salita per il sensore UFSD del primo test-beam.

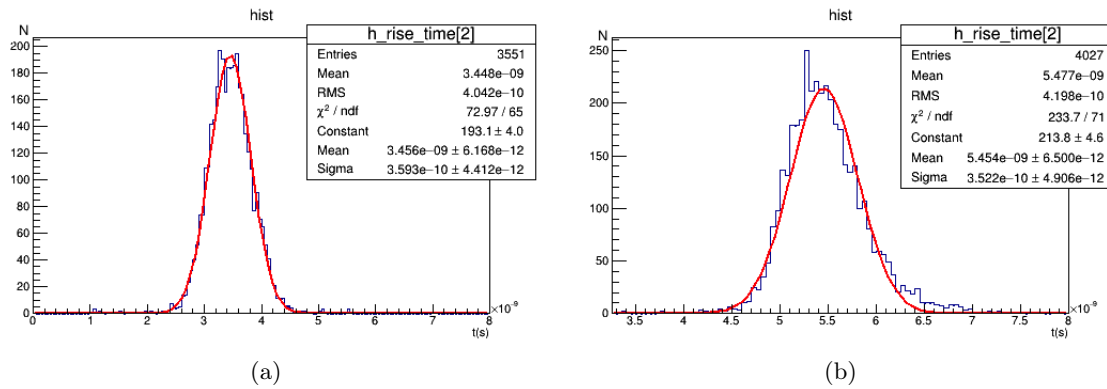


Figura 5.8: Istogrammi dei tempi di salita misurati con i dati del test beam 1, per un sensore UFSD accoppiato ad un amplificatore BB (a sinistra) e CSA (a destra) con $V_{Bias} = 1000$ V.

V(V) - Sensore	Mean BB (mV)	Sigma BB (mV)	Mean CSA (mV)	Sigma CSA (mV)
800 V - UFSD	3.29	0.44	6.14	0.14
800 V - UFSD	3.28	0.45	6.14	0.14
1000 V - UFSD	3.19	0.32	5.89	0.15
800 V - UFSD	3.20	0.46	6.14	0.15
600 V - UFSD	3.61	0.68	6.61	0.17

Tabella 5.8: Valori medi e deviazioni standard dei tempi di salita per i sensor UFSD del secondo test-beam.

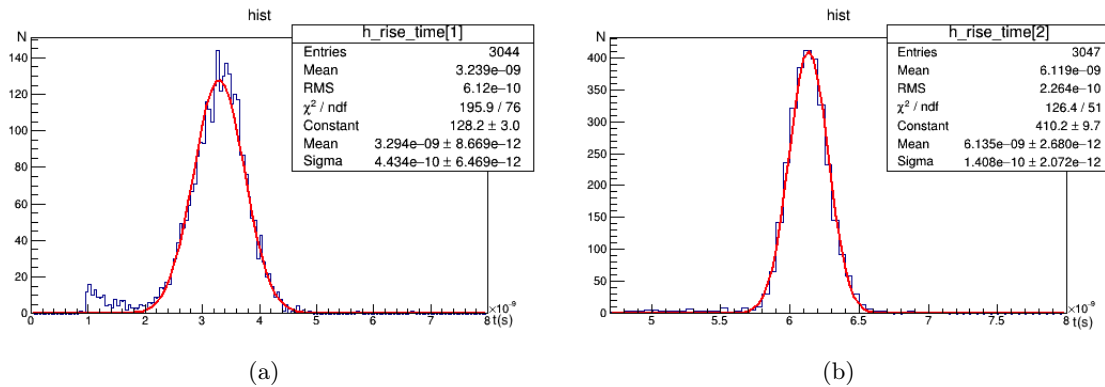


Figura 5.9: Istogrammi dei tempi di salita misurati con i dati del test beam 2, per un sensore UFSD accoppiato ad un amplificatore BB (sinistra) e CSA (destra) con $V_{Bias} = 800$ V.

5.3.4 Risoluzioni temporali

Per definire la risoluzione temporale si è simulato un *Constant Fraction Discriminator* (Sezione 3.4.1) in modo da determinare il tempo corrispondente ad un segnale che raggiunge una frazione predefinita dell'altezza massima. Si sono quindi ricavate le distribuzioni dei tempi corrispondenti a soglie definite per diverse percentuali dell'altezza massima, per valutare in quali condizioni la risoluzione temporale è minima.

Le risoluzioni temporali, determinate dalla deviazione standard delle distribuzioni temporali per il primo test beam, sono riportate in Figura 5.10 rispettivamente per l'amplificatore BB e CSA.

I risultati sono stati ottenuti confrontando i tempi dei segnali dell'UFSD con quelli del rivelatore a diamante, poiché il jitter del trigger era elevato. Come si nota dai grafici, per l'amplificatore CSA la risoluzione minima è attorno al 50% dell'altezza massima del segnale, e corrisponde a circa 420 ps; per l'amplificatore BB invece il risultato migliora, raggiungendo una risoluzione minima di circa 350 ps sempre al 50% dell'altezza massima. Questi valori rappresentano la convoluzione della risoluzione dei sensori UFSD e del diamante, non essendo possibile separare i due contributi.

I risultati ottenuti dal secondo test beam sono invece riportati in Figura 5.11, in cui il confronto è stato eseguito direttamente con il trigger, che aveva un jitter trascurabile. Le due serie di punti corrispondono al sensore accoppiato rispettivamente ad un amplificatore BB (blu) e CSA (rosso). La risoluzione temporale minima di 160 ps la si ottiene con un amplificatore BB con una soglia del CFD compresa tra il 20% e il 40%. Le risoluzioni temporali ottenute con l'amplificatore CSA sono di circa 200 ps e quasi indipendenti dalla soglia impostata sul discriminatore CSA.

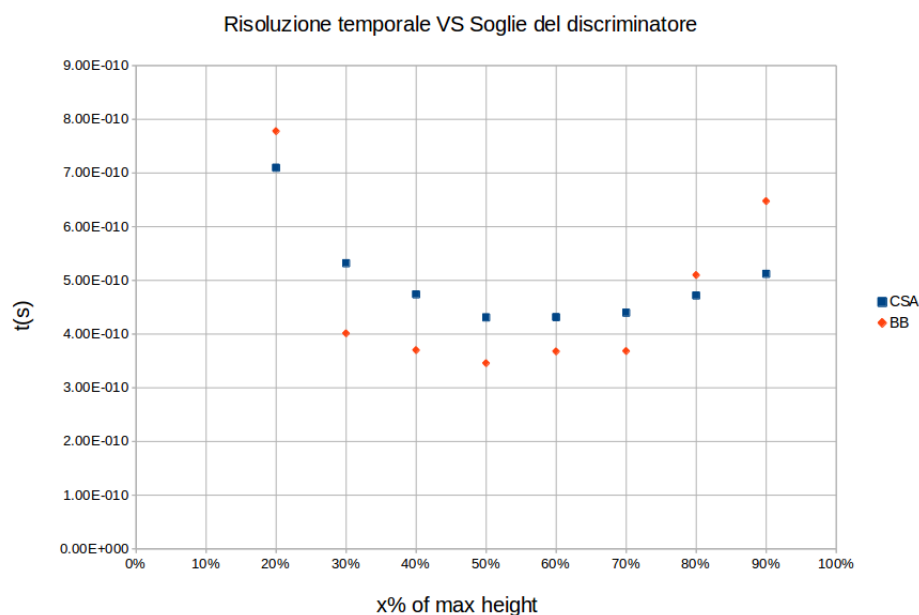


Figura 5.10: Andamento della deviazione standard delle distribuzioni temporali al variare della soglia rispetto al picco massimo del segnale per il BB del primo test beam.

5.4 Confronto della forma dei segnali con la simulazione del sensore

L'ultima parte dello studio è consistita nel confronto della forma dei segnali misurata nel test beam con il risultato della simulazione con il programma Weightfield 2. Dal pannello di controllo di Weightfield 2 sono stati quindi impostati i seguenti parametri di simulazione: spessore del sensore di $300 \mu\text{m}$, tensione di svuotamento di 40 V e tensioni di bias di 600 V , 800 V e 1000 V ; come particelle sono state simulate delle MIP in cui le fluttuazioni di Landau sono state incluse nella generazione delle cariche prodotte. Sono stati inoltre simulati le bande passanti degli amplificatori BB e CSA utilizzati. Per il confronto, i segnali dal test beam e dalla simulazione sono stati normalizzati alla stessa ampiezza massima (per l'amplificatore CSA), o alla stessa area (per l'amplificatore BB).

In Figura 5.12 sono mostrati i segnali acquisiti sovrapposti a quelli simulati con una tensione di polarizzazione di 800 V ; i segnali simulati con Weightfield 2 sono le curve in rosso, mentre quelli ottenuti dal test beam sono le curve in blu. Le curve mostrate si riferiscono al valore medio dei segnali ottenuti dalla simulazione di 1000 particelle e dalla misura di 1000 segnali nel test beam.

Escludendo le code a tempi elevati per un amplificatore CSA, la simulazione riproduce ragionevolmente bene la forma dei segnali misurati nel test beam per diverse tensioni di polarizzazione. Si è mostrato nella sezione 4.4 come un buon accordo si ha anche tra i segnali misurati in laboratorio con impulsi laser e le simulazioni. Si ritiene quindi che il

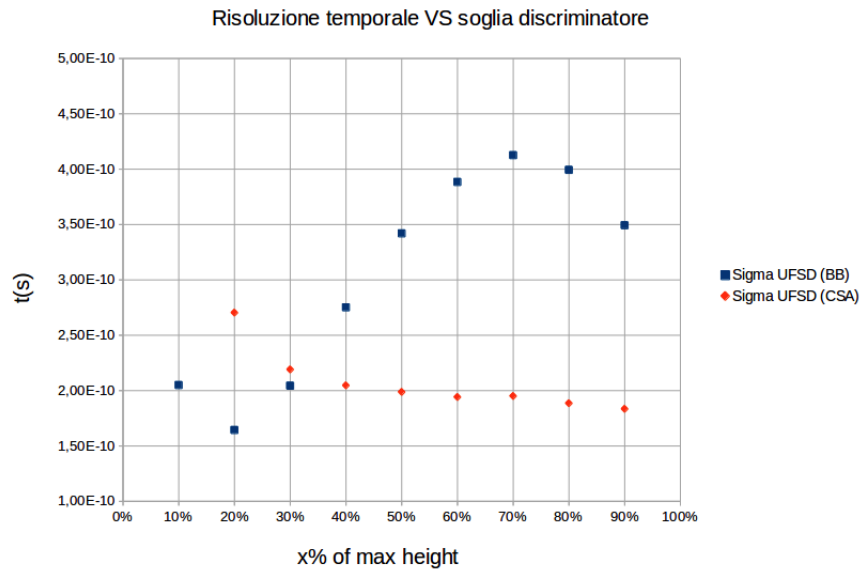


Figura 5.11: Andamento della deviazione standard delle distribuzioni temporali al variare della soglia rispetto al picco massimo del segnale.

programma di simulazione Weightfield 2 sia in grado di riprodurre bene le caratteristiche dei sensori UFSD utilizzati nelle misure descritte in questa tesi, e che possa quindi essere utilizzato per simulare la forma dei segnali anche per sensori più sottili, quali quelli che si attende di dover utilizzare per sfruttare questi tipi di rivelatori come contatori veloci di particelle.

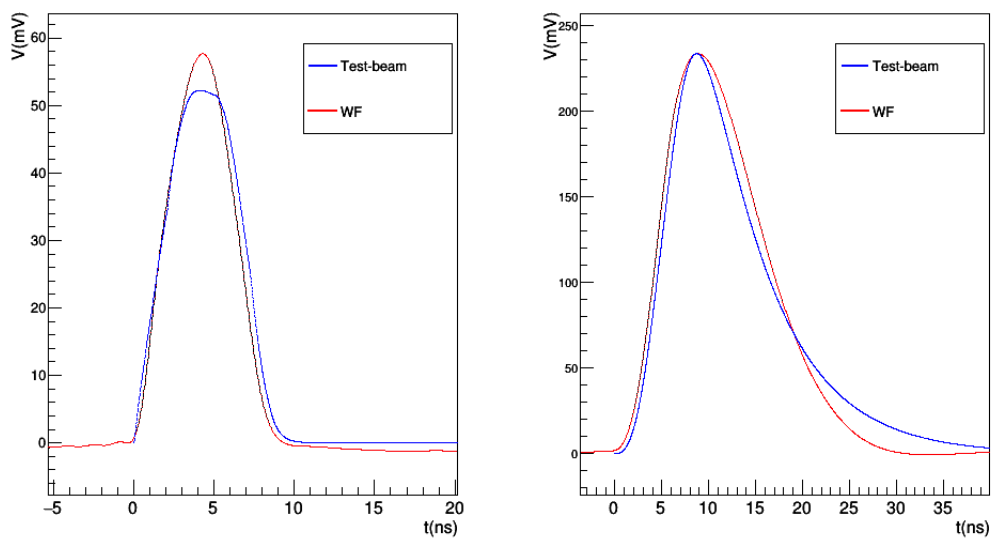


Figura 5.12: Confronto delle forme dei segnali misurati nel test beam e ottenute dalla simulazione per un sensore UFSD accoppiato ad un BB (sinistra) o un CSA (destra), per una tensione di 800 V.

Capitolo 6

Simulazione di sensori sottili

In quest'ultimo capitolo si sono simulati dei sensori UFSD sottili utilizzando il software Weightfield 2. Lo scopo della simulazione è di capire la durata dei segnali prodotti dal passaggio di una particella, e se l'amplificazione interna delle cariche dei sensori UFSD possa permettere una buona discriminazione tra il segnale e il rumore anche per sensori sottili. Lo scopo è mantenere un rapporto segnale/rumore sufficientemente alto da permettere di discriminare il segnale con un'ottima efficienza e allo stesso tempo mantenere la frazione di conteggi falsi inferiori allo 0.1%, come discusso nella sezione 1.6.2 del primo capitolo, per poter utilizzare il sensore per contare i singoli ioni di un fascio usato in adroterapia.

Si ricorda che un tale contatore deve essere in grado di contare fino a frequenze di circa 10 GHz con un errore massimo sul numero di particelle identificate inferiore a 0.1%. Per contenere le richieste sulla frequenza e limitare l'effetto di pile-up, si adotterà una segmentazione a pixel con circa 10^4 pixel/cm², e con ogni pixel letto indipendentemente con una frequenza di circa 1 GHz. Il tempo di raccolta del segnale dovrà quindi essere inferiore a 1 ns e il rapporto segnale/rumore inferiore allo 0.1% e la probabilità di eventi spuri dovuti al rumore inferiore allo stesso valore.

6.1 Parametri di simulazione

Tramite l'utilizzo del software Weightfield 2 è stato simulato un sensore con spessore di 50 μm e con un fattore di guadagno nominale di 10. È stata impostata una tensione di svuotamento di 20 V ed una tensione di bias di 180 V.

In seguito sono elencate le caratteristiche dell'elettronica di lettura simulata. L'impedenza d'ingresso dell'oscilloscopio è stata impostata a 50 Ω e la sua banda passante a 2.5 GHz. Per l'amplificatore CSA si è impostato un valore di resistenza d'ingresso uguale a 50 Ω , una costante di tempo $\tau = 4$ ns e un rumore di 2 mV. Per il BB si è scelta una resistenza d'ingresso pari a 50 Ω , un fattore di guadagno 100 e un rumore di 2 mV.

Sono state simulate delle particelle al minimo di ionizzazione, in modo da riprodurre le condizioni dei test beam. Tramite il batch-mode si è simulato il passaggio di molte

particelle nel rivelatore al fine di ottenere una buona statistica, ma per problemi di tempo di calcolo non è stato possibile superare alcune migliaia di eventi.

6.2 Simulazione di sensori sottili

Prima di procedere con l'analisi vera e propria di sensori sottili è necessario verificare che la corrente indotta dal passaggio di una particella al minimo di ionizzazione generi un segnale inferiore ad 1 ns, come è richiesto per poter utilizzare il sensore come contatore di singole particelle. Non tenendo ancora conto dell'elettronica, il risultato che si ottiene è riportato in figura 6.1.

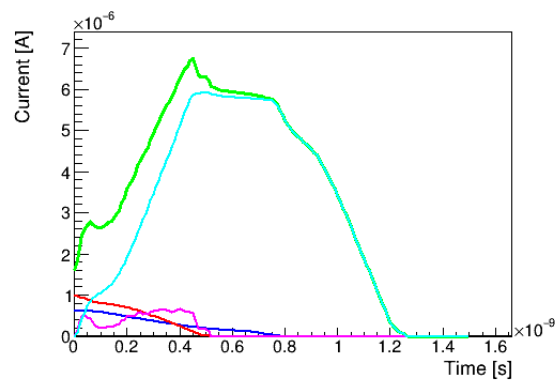


Figura 6.1: Corrente prodotta da una MIP in un sensore da $50 \mu\text{m}$, con i contributi degli elettroni primari (in rosso), elettroni di guadagno (in viola), lacune primarie (in blu), lacune di guadagno (in turchese) e corrente totale (in verde).

Come si nota la durata è di poco superiore ad 1 ns, e quindi accettabile per conteggi alla frequenza di circa 1 GHz.

Il potere di discriminazione dei segnali rispetto al fondo di rumore si basa sulla definizione di un valore di soglia tale da selezionare con alta efficienza il passaggio di una particella, mantenendo al contempo una probabilità relativamente bassa che fluttuazioni di rumore sopra soglia diano luogo ad eventi spuri. Le distribuzioni delle altezze massime ottenute dalle simulazioni di Weightfield 2 sono state interpolate con delle distribuzioni di Landau per estrarne la MPV e la larghezza della distribuzione. I fit corrispondenti sono mostrati nelle Figure 6.2 e i valori delle MPV e delle sigma ottenuti dai fit in Tabella 6.1.

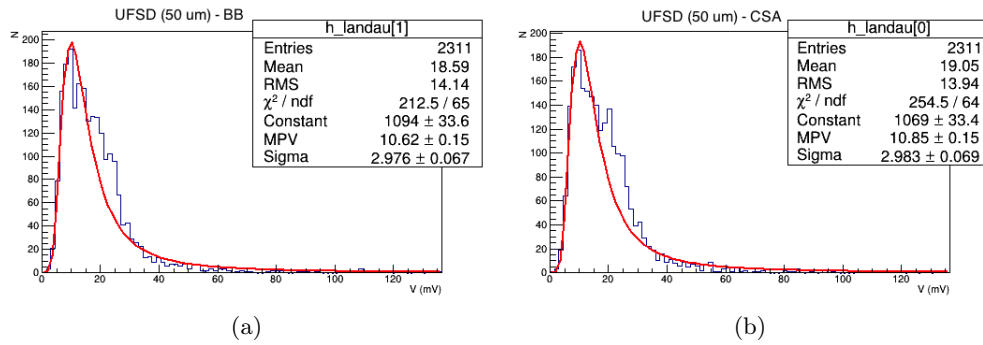


Figura 6.2: Andamento delle ampiezze dei segnali da una MIP simulati con Weightfield 2 per un sensore di $50 \mu\text{m}$ di spessore per il BB (sinistra) e il CSA (destra).

	BB $50 \mu\text{m}$ (mV)	CSA $50 \mu\text{m}$ (mV)
MPV	10.62	10.85
Sigma	2.98	2.98

Tabella 6.1: MPV e sigma dei fit delle distribuzioni.

Dai dati ottenuti dalla simulazione non è possibile ottenere informazioni sulla distribuzione del rumore per il sensore sottile. Come punto di partenza si sono quindi utilizzati i valori delle deviazioni standard del rumore misurati dai dati del secondo test su fascio 5.3.1, e richiamati in tabella 6.2 per il sensore di $300 \mu\text{m}$ utilizzato nel test e per una tensione di polarizzazione di 800 V.

	CSA	BB
Sigma (mV)	1.79	2.48

Tabella 6.2: Valori dei fit ottenuti per il rumore dai dati del test beam.

In Figura 6.3 sono riportati in scala logaritmica gli andamenti delle distribuzioni di Landau ottenute dalla simulazione assieme al rumore di riferimento estrapolato dai dati del test beam.

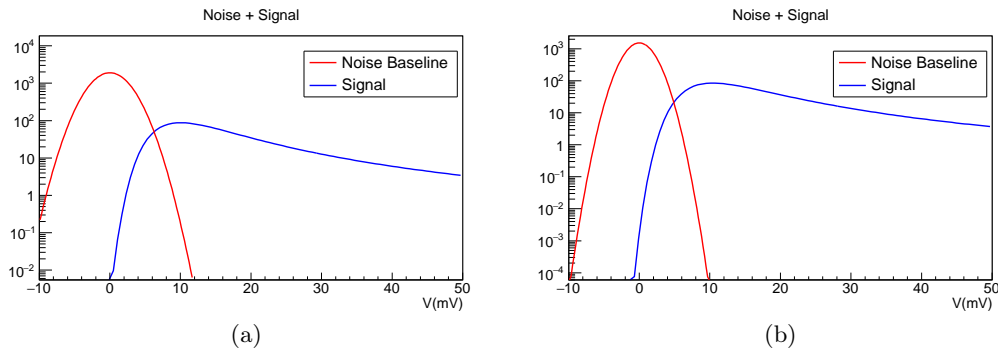


Figura 6.3: Piedistallo di rumore misurato con dati del test beam e andamento di Landau dei segnali stimata con Weightfield 2 per un sensore di $50 \mu\text{m}$ per amplificatore BB (sinistra) e CSA (destra).

Come si può notare, a differenza di quanto osservato nel paragrafo 5.3.2, in cui la distribuzione del rumore è nettamente separata dal segnale, in questo caso, a causa dello spessore e del segnale ridotto, vi è un sovrapposizione fra le due distribuzioni. Impostando quindi una determinata soglia di discriminazione per tagliare il rumore è possibile che alcuni eventi sotto soglia vengano persi oppure che eventi di rumore sopra soglia generino conteggi errati. E' quindi necessario stimare l'inefficienza del sistema, cioè la probabilità di perdere eventi, e il contributo di rumore espresso in frequenza di eventi spuri in funzione di diversi valori di soglia impostati.

Per ogni valore di soglia, l'inefficienza è stata calcolata come il rapporto tra l'area della distribuzione di Landau compresa tra 0 e il valore di soglia fissato rispetto all'area totale della distribuzione. Il valore di inefficienza ottenuto in funzione della soglia applicata è mostrato in Figura 6.4. Un valore di inefficienza inferiore al massimo prefissato dello 0.1% lo si ottiene con una soglia di circa 2 mV.

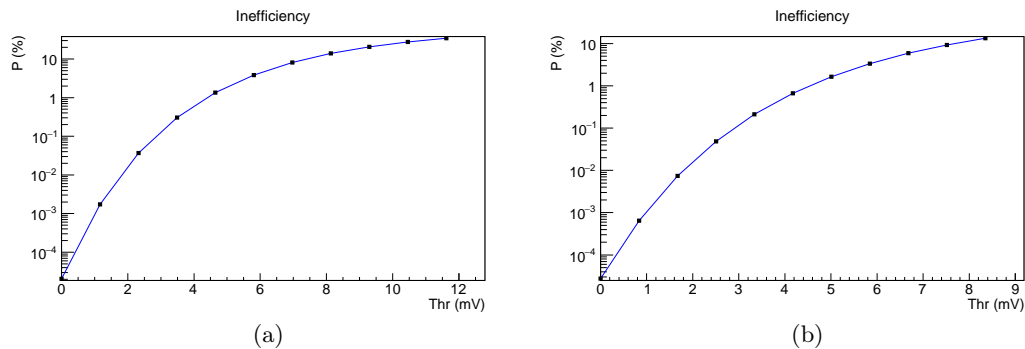


Figura 6.4: Inefficienza di rivelazione per un sensore di $50 \mu\text{m}$ con amplificatore BB (sinistra) e CSA (destra).

La frequenza di eventi di rumore dovuto al superamento della soglia di discriminazione

è stata invece stimata a partire dall'area della gaussiana ottenuta dalla distribuzione dei valori di rumore campionati e calcolata al di sopra del valore di soglia. Si tratta di una stima per eccesso della frequenza di rumore, poiché tiene conto di tutti i campioni di rumore al di sopra della soglia ($area_{noise}$). Poiché la distribuzione di piedistallo è stata stimata su un intervallo fissato di tempo Δt , la frequenza di eventi di rumore in Hz è pari a:

$$f_{noise} = \frac{area_{noise}}{\Delta t \cdot N} \quad (6.1)$$

La stima della frequenza di eventi spuri dovuti al rumore è riportata in Figura 6.5 in funzione del valore di soglia.

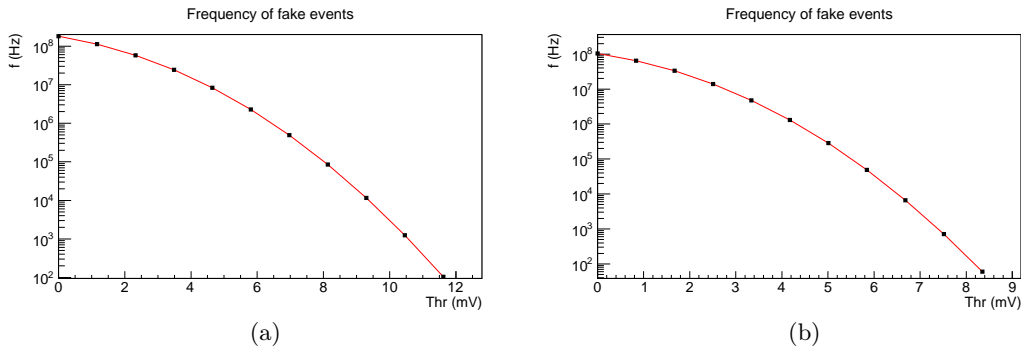


Figura 6.5: Frequenza di eventi di rumore in funzione della soglia di discriminazione per amplificatore BB (sinistra) e CSA (destra).

Ad un valore di soglia di 1 mV la frequenza di rumore è di 10^8 Hz, sicuramente inaccettabile per l'utilizzo del sensore come contatore di particelle.

C'è tuttavia da tener conto che il rumore del segnale misurato da un sensore accoppiato ad un amplificatore dipende in prima approssimazione dalla sua capacità, come discusso nella sezione 2.8. Se si considera quindi un sensore con la stessa area di rivelazione di quelli analizzati ma con uno spessore di $50 \mu\text{m}$, la capacità aumenta e così il rumore. Tuttavia, il contatore dovrà avere un numero di pixel elevato per poter avere un controllo della probabilità di pile-up, dell'ordine di 10^4 cm^{-2} per un area di ogni pixel di circa $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Si è quindi considerato, in modo conservativo, la capacità di un sensore di area $0.8 \times 0.8 \text{ mm}^2$ e spessore di $50 \mu\text{m}$, pari a 1 pF, cioè di un fattore 10 minore di quella del sensore utilizzato nelle misure descritte nei capitoli precedenti. Assumendo il rumore direttamente proporzionale alla capacità, si ottiene una distribuzione del rumore mostrata in Figura 6.6 e confrontata con le distribuzioni di Landau delle ampiezze del segnale simulato per uno spessore di $50 \mu\text{m}$.

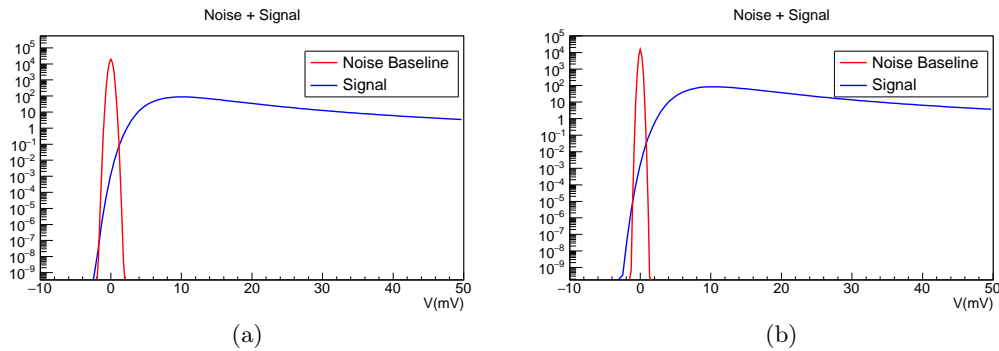


Figura 6.6: Piedistallo di rumore misurato con dati del test beam e andamento di Landau dei segnali stimata con Weightfield 2 per un sensore di $50 \mu\text{m}$ per amplificatore BB (sinistra) e CSA (destra).

Come si evince dalla figura, il rumore stimato per sensori sottili e pixel di pitch di poco inferiore ad 1 mm , è già sufficientemente basso da permettere una migliore separazione del segnale dal rumore. Le frequenze di eventi spuri dovuti al rumore sono stimate come descritto poco prima in funzione della soglia di discriminazione, e i risultati sono mostrati in Figura 6.7.

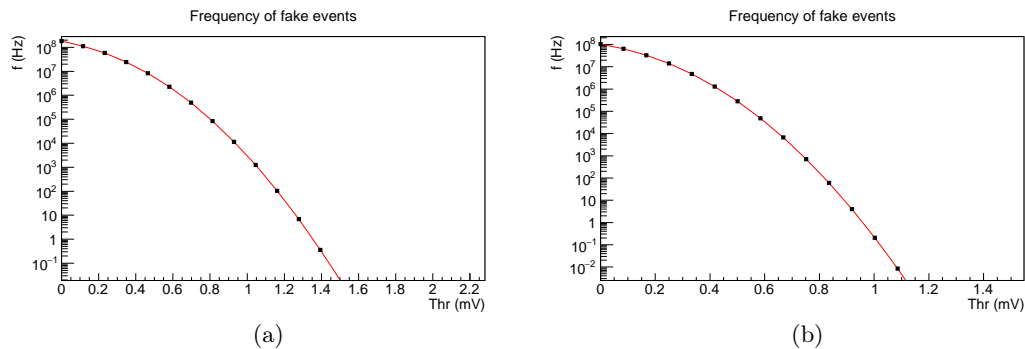


Figura 6.7: Frequenza di eventi di rumore in funzione della soglia di discriminazione stimate per un sensore di $50 \mu\text{m}$ di spessore di $0.8 \times 0.8 \text{ mm}^2$ accoppiato ad un amplificatore BB (sinistra) e CSA (destra).

Con una soglia poco superiore a 1 mV (sufficiente a mantenere l'inefficienza inferiori allo 0.1%), la frequenza di eventi spuri è stimata essere di circa 10^3 Hz . Questo permette di mantenere una probabilità di eventi falsi dovuti al rumore inferiore allo 0.1% per conteggi a frequenze superiori a 1 MHz , il che è accettabile per le applicazioni di cui si è discusso nel paragrafo 1.6.2.

Per pixel più piccoli con un pitch di circa $100 \mu\text{m}$ ci si aspetta un'ulteriore diminuzione della capacità del sensore e quindi del livello di rumore associato al segnale in uscita dagli

amplificatori. C'è inoltre da notare che gli ioni utilizzati in adroterapia non sono particelle al minimo di ionizzazione, e che quindi le richieste sul rapporto S/N sono meno stringenti di quelle mostrate in questo capitolo

Si vuole in ogni caso sottolineare che i calcoli presentati sono stime di massima, e che è necessario uno studio più approfondito dell'elettronica di lettura e della risposta di sensori sottili per poter stimare più accuratamente le proprietà di discriminazione del segnale associato al passaggio delle particelle rispetto al rumore.

Tornando al discorso iniziale, per cui il segnale generato deve essere inferiore ad 1 ns, simulando anche l'elettronica di lettura si ottiene un buon risultato con l'amplificatore BB, accoppiato ad un sensore di capacità 1 pF con segnali di durata poco superiore ad 1 ns, come mostrati in Figura 6.8; il CSA non riesce ad ottenere questo risultato invece a causa del suo stadio di shaping.

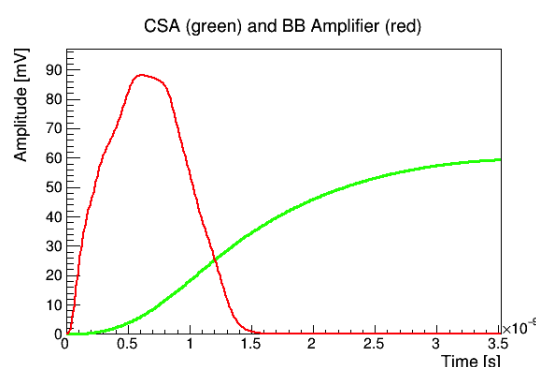


Figura 6.8: Segnale generato dall'amplificatore BB (in rosso) inferiore ad 1 ns e dal CSA (in verde).

6.3 Discussione e prospettive future

Nei capitoli precedenti si sono mostrati gli studi su sensori UFSD con un meccanismo di guadagno interno che permette di produrre segnali più ampi rispetto a sensori al silicio tradizionali senza guadagno. Grazie al loro aumentato rapporto S/N, sono possibili misure temporali più accurate, ed è possibile costruire sensori sottili che mantengano una buona separazione del segnale dal fondo.

La costruzione e lo studio delle proprietà di questi nuovi rivelatori è solo all'inizio. Nei prossimi mesi saranno prodotti e studiati sensori più sottili e segmentati, per capire tutti gli effetti che nello studio preliminare presentato in questa tesi non sono stati accennati. E' necessario ad esempio ottimizzare il disegno del sensore in modo tale che il guadagno sia uniforme su tutta l'area del rivelatore, capire come limitare gli effetti di cross-talk tra pixel adiacenti. Si tratta di studi già in corso per ottimizzare la produzione di nuovi sensori nel prossimo futuro, ma di cui non si è accennato in questa sede.

Il disegno dell'elettronica per un applicazione dei sensori UFSD come contatori veloci non è ancora iniziato. La difficoltà è nel far convivere un tempo di risposta molto veloce,

e quindi una banda passante degli amplificatori molto ampia, con un rumore molto ridotto. Nel futuro questi aspetti vanno capiti a fondo e sarà necessario definire un disegno dell'elettronica in previsione della preparazione di prototipi di chip di lettura, non appena sensori UFSD con opportuna segmentazione saranno disponibili.

Non si è inoltre accennato in questa tesi alla difficoltà di operare i rivelatori e l'elettronica di lettura accoppiata in un ambiente in cui sono sottoposti ad un'alta dose di radiazione. I prototipi di sensori UFSD attuali sono stati testati a flussi di particelle cariche, e hanno mostrato una riduzione del guadagno di circa il 20% ad una dose di 10^{14} n_{eq}/cm^2 (1 n_{eq} è l'effetto equivalente di un neutrone di 1 MeV) e una sparizione del guadagno ad una dose corrispondente a 10^{15} n_{eq}/cm^2 . La resistenza alla radiazione dovrà essere aumentata di almeno un ordine di grandezza per l'utilizzo del sistema in un fascio terapeutico per un tempo sufficiente per il trattamento di una decina di pazienti. Sono in corso studi per capire se altri elementi di drogaggio (ad esempio gallio invece di boro nelle regioni drogate p) possano fornire una maggiore resistenza alle radiazioni.

Anche l'elettronica di lettura dovrà essere in grado di funzionare alle stesse dosi. Particolarmente delicato è l'apparire di *Single-Event-Upsets* (SEU, ovvero modifica di un bit) nella parte digitale dell'elettronica. Questi effetti possono essere mitigati utilizzando più contatori in parallelo in modo ridondante dal cui confronto può essere identificato un evento di SEU e corretto. Un'altra tecnica consiste nell'incorporare nel conteggio un'informazione aggiuntiva (codifica di Hamming) che permetta di ricostruire l'informazione iniziale nel caso di un bit sbagliato.

Le difficoltà da superare per arrivare alla costruzione di un contatore di ioni per uso in adroterapia sono quindi molteplici, ma in ogni caso tutte superabili con la tecnologia attualmente disponibile, e utilizzando i risultati degli studi in corso per il disegno e la costruzione di rivelatori ed elettronica veloce e resistente alle radiazioni da utilizzare negli esperimenti di LHC ad alta luminosità. Raggiungere gli obiettivi preposti, ed essere in grado di costruire un contatore per ioni in adroterapia è quindi una sfida che porterà al miglioramento dell'accuratezza nel monitoraggio della dose durante i trattamenti adroterapici.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi si sono presentate le misure condotte su rivelatori innovativi al silicio con strato di guadagno interno, detti Ultra Fast Silicon Detector, con lo scopo di studiare la possibilità di utilizzarli come contatori di singole particelle per il controllo della dose in applicazione adroterapiche.

Sono stati analizzati tre sensori, di cui due silici tradizionali ed un UFSD. Sono stati ricavati gli andamenti della corrente e della capacità in funzione della tensione da cui sono stati estrapolati i profili di drogaggio dei dispositivi.

In seguito è stata effettuata un'analisi dei sensori con i dati raccolti durante due test su fascio al CERN, da cui sono state stimate le risoluzioni temporali, il rapporto segnale/rumore ed il comportamento dei sensori associati ad elettroniche di lettura differenti.

E' stato fatto un confronto fra i segnali ottenuti nei test beam con quelli simulati con un programma di simulazione di sensori con guadagno (Weightfield 2) con lo scopo di validare il programma ed effettuare simulazione di sensori sottili.

Infine si sono simulati dei sensori di $50 \mu\text{m}$ e $100 \mu\text{m}$ per determinarne la distribuzione dei segnali aspettati, che sono stati confrontati con una stima del rumore che ci si aspetta per sensori sottili.

I risultati ottenuti sono la base per lo sviluppo di nuovi dispositivi basati su questi sensori in grado di controllare in modo estremamente accurato il rilascio di dose in un trattamento terapeutico con particelle cariche.

Bibliografia

- [1] Edward L. Alpen, *Radiation Biophysics*, Second Edition, Academic Press, 1997
- [2] F. Krumheich, *Properties of Electrons, their Interactions with Matter and Applications in Electron Microscopy*, Laboratory of Inorganic Chemistry, ETH Zurich
- [3] H. Bethe and W. Heitler, *On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons*, in Proc. Royal Soc. London, vol. A 146, pp. 83-112, 1934
- [4] L. Landau, *On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization*, Journal of Physics, USSR 8, 1944, 201 -205
- [5] P. Montagna, *La perdita di energia per ionizzazione*, INFN, Pavia
- [6] S. Meroli et al., *"Energy loss measurement for charged particles in very thin silicon layers"*, JINST, 6 P06013, 2011
- [7] H. Tsujii et al., *Carbon-Ion Radiotherapy – Principles, Practices and Treatment Planning*, Springer, 2012
- [8] D. Schardt, T. Elsasser, *Heavy-ion tumor therapy: Physical and radiobiological benefits* Reviews of Modern Physics, Volume 82, 2010
- [9] R.B. Howkins et al., *A Microdosimetric-Kinetic Model for Cell Killing by Protracted Continuous Irradiation II: Brachytherapy and Biologic Effective Dose*, Radiation Research 182(1), pp. 72-82, 2014
- [10] S. Rossi, *The status of CNAO*, The European Physical Journal Plus 126, Springer, 2011
- [11] S. Giordanengo et al., *The CNAO Dose Delivery System for ion pencil beam scanning radiotherapy*, Medical Physics 42 (1), 2015
- [12] A. La Rosa et al., *Design and test of a 64-channel charge measurement ASIC developed in CMOS 0.35 technology*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A583 (2007), 461-468

- [13] Documento, *IEC 60602-2-64*, 2012
- [14] P. Yu, M. Cardona *Fundamentals of Semiconductors - Physics and Materials Properties* Springer, 4th Edition, pp. 58-68
- [15] B. Van Zeghbroek, *Principles of electronic devices*, Department of Electrical and Computer Engineering, 2011
- [16] S. Ramo, *Currents Induced by Electron Motion*, Proceedings of the I.R.E., pp. 584-585, 1939
- [17] H. Spieler, *Analog and Digital Electronics for Detectors*, Lawrence Berkeley National Laboratory, California, 2003, pp. 14-26
- [18] H. Spieler, *Semiconductor Detectors Part 1 & 2*, SLUO Lectures on Detector Techniques, October 30, 1998, pp. 20-42
- [19] J.R. Creighton et al., *Introduction to Chemical Vapor Deposition (CVD)*, ASM International, 2001
- [20] W. Maes, K.De Meyer, R. Van Overstraeten, *Solid State Electronics*, vol.33, 1990
- [21] D. Schardt T. Elsasser, *Heavy-Ion tumor therapy: Physical and radio-biological benefits*, Reviews of modern physics, Volume 82, 383, February 2010
- [22] F. Cenna, *Signal Formation in Innovative Silicon Detector*, Master's Thesis, 2013/14
- [23] <http://personalpages.to.infn.it/~cartigli/Weightfield2/Main.html>
- [24] <http://www.hephy.at/en/research/departments/semiconductor-detectors/detector-simulation/>
- [25] <https://root.cern.ch/drupal/>
- [26] <http://www.cividec.at/Preamplifiers>
- [27] P. Fernandez-Martinez et al. *Simulation of new p-type strip detectors with trench to enhance the charge multiplication effect in the n-type electrodes*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A - Accelerators, Spectrometers, Detectors and associated equipment, Volume: 658 (1), pp. 98-102, 2011
- [28] N. Cartiglia et al., *Performance of Ultra-Fast Silicon Detectors*, JINST 9 C02001, 2014