

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Caratterizzazione di trigger per un tracciatore di neutroni

Relatore:
Prof. Cristian Massimi

Presentata da:
Irene Incicco

Correlatore:
Dott. Riccardo Ridolfi

Anno Accademico 2022/2023

Abstract

I rivelatori di neutroni sono strumenti essenziali per lo sviluppo della ricerca nell'ambito della fisica nucleare e delle alte energie e possono avere numerose applicazioni. In questa tesi sono descritti il principio di uno dei dispositivi in fase di studio per lo sviluppo di rivelatori capaci di tracciare neutroni veloci e le applicazioni che un tale sistema potrebbe avere. Il dispositivo è costituito da un cubo scintillatore accoppiato ad un sistema ottico, questo è capace di ricavare un'immagine della luce di scintillazione generata a seguito dell'interazione con lo scintillatore delle particelle secondarie le quali sono prodotte da neutroni nell'attraversamento del mezzo materiale. Dall'immagine così ricavata è poi possibile ricostruire la quantità di moto del neutrone. Inoltre è stato studiato e analizzato il segnale prodotto da un dispositivo appositamente assemblato e composto da un cubo scintillatore accoppiato ad un tubo fotomoltiplicatore e ad un fotomoltiplicatore al silicio, studiando la risposta dei due sensori di luce e confrontando le loro prestazioni.

Indice

| | |
|--|-----------|
| Introduzione | 4 |
| 1 Interazione radiazione materia e applicazioni dei tracciatori di neutroni | 6 |
| 1.1 Interazione radiazione materia | 6 |
| 1.1.1 Particelle pesanti cariche | 6 |
| 1.1.2 L'interazione dei neutroni | 9 |
| 1.1.3 Rivelazione di neutroni | 11 |
| 1.2 Terapia a fasci di ioni | 12 |
| 1.2.1 Principio di funzionamento | 12 |
| 1.2.2 L'esperimento FOOT | 14 |
| 1.2.3 Monitoraggio della dose in tempo reale | 14 |
| 1.3 Tracciatori di neutroni | 15 |
| 1.3.1 Recoil Proton Track Imaging techniques | 15 |
| 1.3.2 RIPTIDE: Recoil Proton Track Imaging DEtector | 16 |
| 2 Rivelazione di luce | 18 |
| 2.1 Gli scintillatori | 18 |
| 2.1.1 Caratteristiche generali | 19 |
| 2.1.2 Gli scintillatori organici | 21 |
| 2.1.3 Risposta dell'emissione luminosa | 24 |
| 2.2 I tubi fotomoltiplicatori | 24 |
| 2.2.1 Struttura base | 25 |
| 2.2.2 Parametri operativi | 28 |
| 2.3 I fotomoltiplicatori al silicio | 33 |
| 2.3.1 Il fotodiodo a valanga | 34 |
| 2.3.2 Caratteristiche e parametri operativi | 35 |
| 2.4 Confronto tra SiPM e PMT | 37 |
| 3 Caratterizzazione del sistema PMT-scintillatore-SiPM | 40 |
| 3.1 La strumentazione | 40 |
| 3.2 Montaggio del rivelatore a scintillazione | 44 |

| | | |
|-----|----------------------------------|-----------|
| 3.3 | Setup dell'esperimento | 46 |
| 3.4 | Analisi dati | 47 |
| | Conclusioni | 54 |

Introduzione

I rivelatori di neutroni sono strumenti essenziali per lo sviluppo della ricerca nell'ambito della fisica nucleare e delle alte energie e possono avere numerose applicazioni.

Poiché i neutroni sono particelle prive di carica, la loro rivelazione è possibile solamente sfruttando le reazioni nucleari che hanno luogo nell'interazione dei neutroni stessi con il mezzo materiale attraversato.

La maggior parte dei rivelatori di neutroni sfruttano la reazione di diffusione elastica: il neutrone incidente trasferisce parte della sua energia cinetica ad un nucleo del mezzo materiale, dando vita ad un nucleo di rinculo. I rivelatori di neutroni sono quindi formati dalla combinazione di un convertitore, che favorisce le reazioni nucleari indotte dai neutroni, e di un rivelatore di particelle cariche o radiazione elettromagnetica. I rivelatori di neutroni possono funzionare come contatori, indicando il numero delle interazioni che si verificano nel rivelatore, o come spettrometri, fornendo informazioni sulla distribuzione energetica della radiazione incidente. Ad oggi non esistono invece rivelatori capaci di determinare la direzione di arrivo del neutrone e di ricostruirne contemporaneamente l'energia.

Diverse campi, in particolare quello medico, possono beneficiare della realizzazione di un dispositivo capace di tracciare i neutroni: nella terapia a fasci di ioni per il trattamento di masse tumorali tale rivelatore potrebbe essere utile nel monitoraggio della posizione del fascio utilizzato o nella valutazione radioprotezionistica dell'area in cui viene svolto il trattamento. Inoltre un dispositivo di questo tipo potrebbe essere incorporato in alcuni esperimenti di fisica nucleare che potrebbero beneficiare dell'utilizzo di rivelatori di neutroni, come ad esempio FOOT.

Sono in corso diversi progetti per lo sviluppo di tali tracciatori, uno di questi, descritto in questa tesi, è RIPTIDE. Il dispositivo in questione è costituito da un cubo scintillatore plastico equipaggiato con due o più sistemi ottici accoppiati con sensori CMOS (o dispositivi MCP) e con dei fotomoltiplicatori al silicio usati come trigger in modo tale da sincronizzare i sistemi ottici. L'obiettivo di RIPTIDE è quello di ricostruire la traccia del neutrone dopo aver ricavato un'immagine della luce di scintillazione prodotta dai protoni di rinculo originati dall'interazione dei neutroni con lo scintillatore.

Nel Capitolo 1 viene analizzata l'interazione delle particelle pesanti cariche e dei neutroni nella materia, in modo tale da riuscire a interpretare i segnali prodotti dall'in-

terazione dei neutroni e dei muoni in uno scintillatore plastico. Inoltre vengono analizzati il processo di rivelazione dei neutroni e le applicazioni che potrebbe avere un rivelatore di neutroni con capacità di tracciamento.

Nel Capitolo 2 vengono descritti nel dettaglio i principi di funzionamento e le caratteristiche di uno scintillatore plastico e di PMT e SiPM, due sensori di luce che si possono utilizzare per analizzare la luce di scintillazione. Inoltre, nell'ultima parte del capitolo vengono descritte le differenze tra questi due sensori.

Infine nel Capitolo 3 viene presentato il lavoro di laboratorio svolto per la costruzione di un rivelatore a scintillazione e la sua successiva caratterizzazione mediante l'utilizzo di muoni cosmici. Il cubo scintillatore plastico utilizzato è stato rivestito con un foglio riflettente e accoppiato (su due lati opposti) ad un PMT e un SiPM. I segnali dei due sensori sono stati acquisiti in coincidenza, in modo tale da poter rivelare ogni singolo evento con entrambi i sensori. In particolare, l'analisi svolta successivamente all'acquisizione dei segnali ha l'obiettivo di confrontare le prestazioni dei due sensori di luce.

Capitolo 1

Interazione radiazione materia e applicazioni dei tracciatori di neutroni

1.1 Interazione radiazione materia

Una descrizione del comportamento delle particelle pesanti cariche e dei neutroni nella materia è di fondamentale importanza nello sviluppo di questa tesi per comprendere a fondo il meccanismo di interazione dei muoni in uno scintillatore plastico (per poi procedere con la sua caratterizzazione) e per comprendere le applicazioni che uno scintillatore di questo tipo può avere nell'ambito della rivelazione di neutroni.

1.1.1 Particelle pesanti cariche

Il passaggio di particelle cariche attraverso la materia è caratterizzato da una perdita di energia da parte della particella stessa e da una deflessione della sua direzione di incidenza. Questi due effetti sono nella maggior parte dei casi il risultato di uno dei due processi: collisioni anelastiche con gli elettroni degli atomi del materiale e/o diffusione elastica con i nuclei.

È necessario separare le particelle cariche in due classi: la classe degli elettroni e positroni e quella delle particelle pesanti (ovvero le particelle più pesanti degli elettroni), tra cui i muoni.

Dei due processi elettromagnetici le collisioni anelastiche sono dominanti e quasi esclusivamente le uniche responsabili della perdita di energia da parte delle particelle pesanti nella materia: l'energia è trasferita dalla particella all'atomo causando una ionizzazione o un'eccitazione di quest'ultimo. Queste collisioni possono essere divise in due gruppi: le

collisioni che originano solamente un'eccitazione dell'atomo, e le collisioni in cui l'energia trasferita è sufficiente a causarne la ionizzazione.

Nella diffusione elastica con i nuclei l'energia trasferita nelle collisioni è invece molto piccola, le masse dei nuclei, infatti, sono generalmente molto più grandi rispetto le particelle incidenti.

Poiché il numero di collisioni anelastiche per lunghezza di percorso è generalmente grande, è conveniente lavorare con la quantità media di energia persa per unità di lunghezza. Questa quantità è chiamata potere frenante (*stopping power*) dE/dx ed è descritta dalla formula di Bethe Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.1)$$

dove ρ , Z , A sono rispettivamente densità, numero atomico e peso atomico del materiale assorbente ed I è l'energia media di ionizzazione. Le caratteristiche del fascio incidente sono definite da z carica della particella incidente e da $\beta = v/c$ con v velocità del fascio, da cui si ricava $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. W_{max} è l'energia massima trasferita in una singola collisione, mentre δ e C sono la correzione di densità e di shell. Delle due correzioni, la prima ha un ruolo importante ad alte energie e deriva dal fatto che anche il campo elettrico della particella incidente polarizza gli atomi lungo il percorso, l'altra è fondamentale a basse energie (quindi basse velocità) poiché in questo caso l'assunzione che l'elettrone sia stazionario rispetto la particella incidente non è più valida. Le altre quantità sono costanti: r_e e m_e sono raggio e massa dell'elettrone, N_a il numero di Avogadro. In

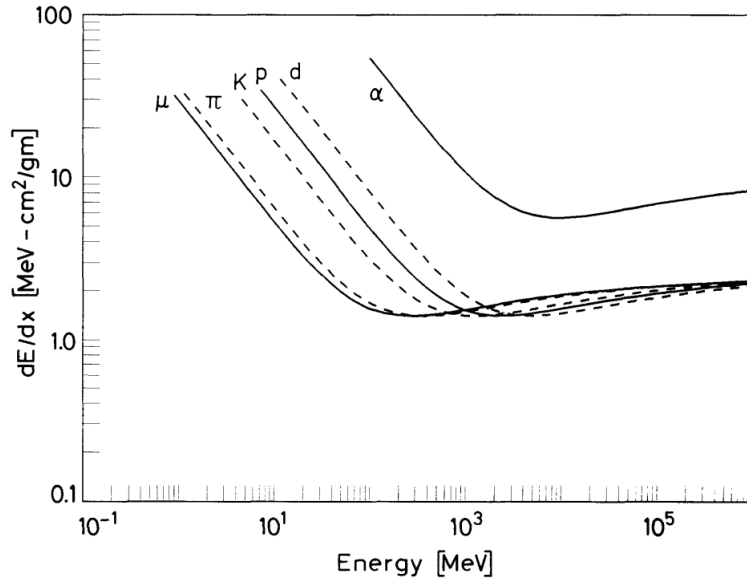


Figura 1.1: Stopping power dE/dx in funzione dell'energia per diversi tipi di particelle

Figura 1.1 è rappresentata la dipendenza del potere frenante dall'energia della particella incidente, come è ben visibile l'andamento varia al variare del tipo di particella, oltre a dipendere dal materiale specifico [1].

Ad energie non relativistiche lo stopping power segue l'andamento del termine dominante $1/\beta^2$ e decresce all'aumentare della velocità (e quindi dell'energia) fino a raggiungere un minimo per $v \simeq 0.96c$, e quindi $\gamma = 3.5$. Le particelle di questa energia sono chiamate *Minimum Ionizing Particles* (MIP) e sono capaci di attraversare grandi spessori di materia senza perdere frazioni significative di energia. Inoltre è interessante notare come la posizione del minimo sia legata alla massa della particella considerata ($E_{min} \sim 2.5c^2massa$). Oltre questo minimo, al crescere dell'energia cinetica della particella incidente, il termine $1/\beta^2$ diventa circa costante e dE/dx cresce leggermente, la curva diventa sempre più piatta fino a creare una zona chiamata plateau di Fermi (la crescita relativistica causata della dipendenza logaritmica in Equazione 1.1 è cancellata dalla correzione di densità). In figura non è riportato il comportamento ad energie molto basse: per queste la formula di Bethe Block non risulta più valida. A velocità minori comparabili alla velocità degli elettroni degli orbitali del materiale, dE/dx raggiunge un massimo e poi scende di nuovo bruscamente. Qui molti effetti complessi entrano in gioco: il più importante la tendenza della particella a "raccogliere" elettroni.

Per lo scopo di questa tesi, l'attenzione è rivolta in particolare alla perdita di energia nella zona iniziale ovvero a basse energie del fascio incidente e al minimo di ionizzazione. Nel Capitolo 3, infatti, viene trattata la caratterizzazione di uno scintillatore plastico effettuata sfruttando i muoni cosmici. Al livello del mare (in prima approssimazione) i muoni possono essere considerati al minimo della loro ionizzazione e quindi nel punto più basso della curva in Figura 1.1. I muoni, come tutte le altre particelle MIP, perdono una piccola quantità della loro energia attraversando il mezzo e quindi possono viaggiare attraverso materiali molto spessi senza essere bloccati [2].

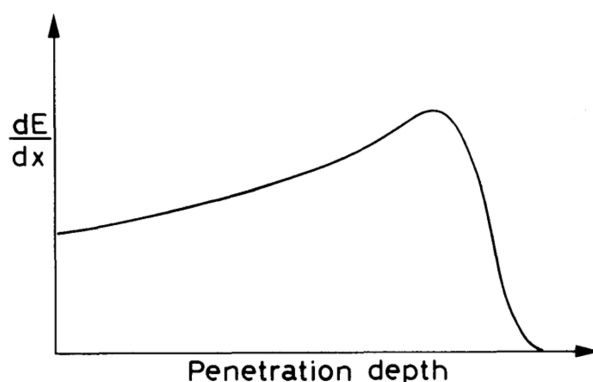


Figura 1.2: Curva di Bragg della variazione di dE/dx in funzione dello spessore di penetrazione nel materiale

Come visto, a basse energie dE/dx ha lo stesso andamento di $1/\beta^2$, perciò al diminuire della velocità della particella nel mezzo, aumenta l'energia rilasciata. Infatti, nel momento in cui una particella pesante rallenta propagandosi nel mezzo, la sua energia cinetica diminuisce e di conseguenza cambia anche il suo tasso di perdita di energia, questo aumenta all'aumentare della profondità e raggiunge un massimo alla fine del percorso. L'andamento particolare in questione prende il nome di curva di Bragg ed è rappresentato in Figura 1.2 [1]. La maggior parte dell'energia viene rilasciata vicino al termine della traiettoria, fino al momento in cui si arriva ad un massimo noto come picco di Bragg. Infine, dE/dx si annulla bruscamente nel momento in cui la particella inizia a raccogliere elettroni.

Caratteristiche dei muoni al livello del mare

I raggi cosmici primari sono particelle accelerate provenienti da sorgenti astrofisiche e che bombardano continuamente la terra [3]. Nel momento in cui entrano nell'atmosfera terrestre i raggi cosmici primari interagiscono con i nuclei dell'aria e producono flussi di particelle secondarie che a loro volta producono particelle terziarie e così via. L'insieme di queste particelle crea una cascata chiamata *air shower*. I muoni provengono prevalentemente dal decadimento di pioni e kaoni carichi secondari, più nel dettaglio:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{o} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.2)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{o} \quad K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.3)$$

I muoni atmosferici sono le particelle cariche più abbondanti che arrivano al livello del mare e sono le uniche capaci di penetrare profondamente nel suolo. Il motivo per cui ciò è possibile risiede nella loro piccola perdita di energia nell'attraversare tutta l'atmosfera ($\sim 2\text{GeV}$), nel loro lungo tempo di vita e nella loro piccola sezione d'urto di interazione. Vengono prodotti ad un'altitudine di 15 km e la loro energia media al livello del mare è pari a circa 4GeV. Inoltre la loro intensità dipende dall'angolo dello zenit, ovvero l'angolo di inclinazione rispetto la direzione verticale. Infine, come già illustrato, i muoni al livello del mare sono al minimo della loro ionizzazione, perciò la loro perdita energetica nell'attraversare un mezzo è circa costante ed è pari a $2\text{MeVcm}^2/\text{g}$, come risulta evidente dalla Figura 1.1.

1.1.2 L'interazione dei neutroni

I neutroni sono particelle senza carica elettrica, non sono quindi soggetti ad interazioni di Coulomb con gli elettroni o con i nuclei della materia. Il loro principale mezzo di interazione è attraverso la forza forte con il nucleo. Questo tipo di reazioni sono molto più rare rispetto alle interazioni coulombiane delle particelle cariche a causa del corto raggio di interazione della forza forte: i neutroni devono avvicinarsi ad una distanza

$\simeq 10^{-13}$ cm dal nucleo prima che si possa verificare un'interazione e che un rivelatore possa individuarli. Inoltre la materia è per la maggior parte costituita da spazio vuoto, questo spiega perché è possibile osservare sperimentalmente che il neutrone è una particella molto penetrante.

Nel momento in cui il neutrone interagisce con un nucleo, in base alla sua energia, possono verificarsi diversi processi:

1. diffusione elastica con il nucleo: è il meccanismo principale di perdita energetica (e quindi rallentamento) per i neutroni;
2. diffusione anelastica: il nucleo passa ad uno stato eccitato e può poi decadere emettendo raggi gamma e/o particelle (tra cui neutroni). Per dar vita a questo processo ed eccitare il nucleo, un neutrone deve avere un'energia dell'ordine del MeV o maggiore;
3. cattura radiativa dei neutroni: la sezione d'urto ha un tipico andamento $\simeq 1/\nu$ dove ν è la velocità del neutrone. Perciò l'assorbimento del neutrone da parte di un nucleo è più probabile a basse energie;
4. fissione: il nucleo bersaglio si spacca in uno o più frammenti. Avviene ad energie dell'ordine del meV/eV nel caso di ^{233}U , ^{235}U e ^{238}Pu , e ad energie superiori al MeV per gli altri attinidi.

Poiché le interazioni dei neutroni dipendono fortemente dall'energia è utile classificarli in base ad essa: sopra $\simeq 100$ MeV si parla di neutroni ad alta energia, per energie tra qualche decina di MeV e qualche centinaio di keV si hanno i neutroni veloci, tra $\simeq 100$ keV e $\simeq 0.1$ eV i neutroni epitermici mentre ad energie più basse comparabili all'agitazione termica alla temperatura ambiente (ovvero $E \simeq kT \simeq 1/40$ eV = 0.025 eV) i neutroni lenti. Nella regione epitermica le sezioni d'urto delle reazioni mostrano particolari strutture note come risonanze, per questo motivo si può parlare anche di regione di risonanza.

I neutroni lenti, quindi, possono interagire tramite diffusione elastica trasferendo piccole quantità di energia o possono originare reazioni nucleari.

Il neutrone veloce, invece, una volta entrato nel mezzo, subisce un processo di rallentamento detto moderazione: colpisce un nucleo dopo l'altro elasticamente o anelasticamente, spostandosi avanti e indietro e perdendo energia fino ad essere in equilibrio termico con gli altri atomi. A questo punto il neutrone si diffonde attraverso il mezzo fino a che non viene catturato da un nucleo o entra a far parte di altri tipi di reazioni nucleari. Nel caso dei neutroni veloci l'importanza della diffusione diventa maggiore (rispetto al caso dei neutroni lenti) poiché in una collisione il neutrone può trasferire una quantità apprezzabile di energia. In questo caso le radiazioni secondarie sono prodotte da *nuclei di rinculo* i quali hanno raccolto abbastanza energia dalla collisione.

Lo scattering elastico è il meccanismo principale di perdita di energia per i neutroni veloci nel rallentamento all'interno del mezzo: per ogni processo di diffusione con un nucleo generico con numero di massa A , è possibile stimare l'energia finale del neutrone dopo la diffusione. Per un neutrone di energia iniziale E_0 , l'energia sarà compresa nell'intervallo [1]:

$$\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_0 < E < E_0 \quad (1.4)$$

Nel caso particolare della diffusione elastica con un protone, cioè $A = 1$, in Equazione 1.4 si ottiene: $0 < E < E_0$, ovvero il neutrone potrebbe perdere anche tutta la sua energia in un solo urto. Perciò il rallentamento dei neutroni è più efficiente quando vengono utilizzati protoni o nuclei leggeri, questo spiega l'utilizzo di materiali contenenti idrogeno come materiali moderatori.

Se l'energia cinetica del neutrone veloce è abbastanza elevata, nel processo di rallentamento possono verificarsi diffusioni anelastiche: il nucleo di rinculo dopo la collisione è lasciato in uno dei suoi stati eccitati. Il nucleo, poi, si diseccita rapidamente, emettendo un raggio gamma insieme ad un neutrone. Questi fotoni rappresentano una complicazione indesiderata nella risposta della maggior parte dei rivelatori di neutroni veloci basati sullo scattering elastico.

1.1.3 Rivelazione di neutroni

Poiché i neutroni sono particelle prive di carica, la loro rivelazione è possibile solamente sfruttando le reazioni nucleari che hanno luogo nell'interazione dei neutroni stessi con il mezzo materiale che attraversano.

Tra le reazioni nucleari descritte precedentemente, la più utilizzata nella rivelazione di neutroni veloci è la reazione di diffusione elastica: un neutrone incidente trasferisce parte della sua energia cinetica al nucleo, dando vita ad un nucleo di rinculo. Anche i neutroni lenti possono interagire attraverso diffusione elastica con i nuclei ma a causa della loro piccola energia cinetica possono trasferire pochissima energia al nucleo. L'energia dei nuclei di rinculo può essere rivelata ad energie del fascio incidente dell'ordine del MeV. Inoltre il bersaglio più utilizzato per la rivelazione è l'idrogeno poiché la sezione d'urto neutrone-protone è relativamente grande, nell'urto a due corpi i neutroni possono trasferire fino a tutta la loro energia ai protoni. Il rivelatore di neutroni RIPTIDE, illustrato nella Sezione 1.3.2, si basa proprio su questo principio di funzionamento.

La progettazione e la costruzione vera e propria di rivelatori di neutroni è quindi complessa. Una semplice camera di ionizzazione che sfrutta processi elettromagnetici per il rivelamento delle particelle cariche può rivelare solo indirettamente i neutroni analizzando le particelle cariche prodotte da questi attraverso le reazioni nucleari. I rivelatori di neutroni sono quindi formati dalla combinazione di un convertitore, che favorisce le reazioni nucleari indotte da neutroni, e di un rivelatore di particelle cariche

o radiazione elettromagnetica. I neutroni interagiscono in modo diverso con la materia in base alla loro energia, perciò nella scelta del rivelatore bisogna considerare anche il range energetico del neutrone.

In generale i rivelatori di particelle cariche possono essere classificati in base alle loro caratteristiche fisiche, per esempio: rivelatori a gas, a stato solido, a scintillazione e rivelatori passivi [2]. In particolare un rivelatore a scintillazione sfrutta la capacità di alcuni materiali di emettere fotoni visibili (luce di scintillazione) quando eccitati da radiazioni ionizzanti. La rivelazione dei neutroni veloci con questi materiali è resa possibile grazie alla presenza di nuclei che hanno un'elevata sezione d'urto nell'interazione con i neutroni. Inoltre gli scintillatori plastici, poiché composti da idrocarburi (idrogeno e carbonio), hanno un'alta densità protonica che favorisce il meccanismo di funzionamento desiderato e poiché sono poco costosi e facilmente reperibili, rappresentano la scelta più diffusa. Gli scintillatori verranno trattati più nel dettaglio nella Sezione 2.1.

1.2 Terapia a fasci di ioni

I rivelatori di neutroni possono funzionare come contatori, indicando il numero delle interazioni che si verificano nel rivelatore, o come spettrometri, fornendo informazioni sulla distribuzione energetica della radiazione incidente. L'imaging delle tracce dei nuclei protonici di rinculo è un tema all'avanguardia nei sistemi di rivelazione di neutroni ed ha numerose applicazioni, perciò il suo studio e sviluppo è di particolare interesse. Uno dei campi in cui la costruzione di questi tipi di rivelatori può portare grandi benefici è la terapia medica con fasci di ioni pesanti.

1.2.1 Principio di funzionamento

I fasci di particelle nucleari cariche (come protoni, raggi γ e ioni pesanti) ad alta energia, possono essere utilizzati nella tecnica della radioterapia per il trattamento dei tumori. Una certa quantità di radiazione viene inviata sul paziente con lo scopo di bloccare la riproduzione delle cellule tumorali danneggiandone il DNA e minimizzando i danni alle cellule sane. Le cellule malate hanno una maggiore radiosensibilità di quelle sane poiché normalmente non sono in grado di riparare i danni genici provocati dalle radiazioni e vanno facilmente incontro a morte: per questa ragione i trattamenti radioterapici vengono somministrati a basse dosi frazionate, ripetendo il trattamento con una cadenza temporale tale da dare la possibilità alle cellule sane di riparare i danni al loro DNA, senza permettere un'eccessiva crescita di quelle malate. Durante il trattamento però, soprattutto nel caso della radioterapia tradizionale con utilizzo di raggi γ , una grande porzione del corpo del paziente è sottoposto alla radiazione, il danneggiamento di molte cellule sane (appartenenti ad esempio ad altri organi localizzati vicino la zona del trattamento) potrebbe generare ulteriori tumori indotti dalle radiazioni. Per questo motivo,

molte ricerche in questo ambito sono finalizzate a migliorare i trattamenti cercando di ridurre la dose di radiazione rilasciata ai tessuti sani.

L'adroterapia

La terapia a fasci di ioni è una tecnica piuttosto recente che prevede l'utilizzo di fasci di ioni come protoni o ioni più pesanti (fino al ^{12}C), con energie del fascio tra 200 MeV e 400 MeV.

Rispetto alla terapia tradizionale con i fotoni, questa tecnica, chiamata adroterapia, offre vantaggi significativi nel caso del trattamento di tumori localizzati e profondi [4]. La curva che descrive la dose rilasciata dal fascio di ioni attraversando i tessuti è caratterizzata da una piccola dose di ingresso e un evidente picco massimo (picco di Bragg) a fine percorso, per poi avere una brusca diminuzione della dose subito dopo il massimo (come già precedentemente visto per l'interazione di particelle cariche con un mezzo generico nella Sezione 1.1.1).

Con l'adroterapia è quindi possibile rilasciare molta radiazione quasi esclusivamente nella zona del tumore, inoltre, grazie alla bassa diffusione laterale delle particelle del fascio nell'attraversamento del mezzo, gli effetti collaterali ai tessuti circostanti sono bassi ed è possibile erogare la dose con precisione millimetrica. Ciò permette l'utilizzo dell'adroterapia nel caso di trattamenti di tumori radioresistenti localizzati in prossimità degli organi a rischio. Inoltre, la posizione del picco massimo di dose rilasciata dipende dall'energia iniziale del fascio, perciò è possibile stabilire il punto esatto in cui rilasciare la quantità di energia massima.

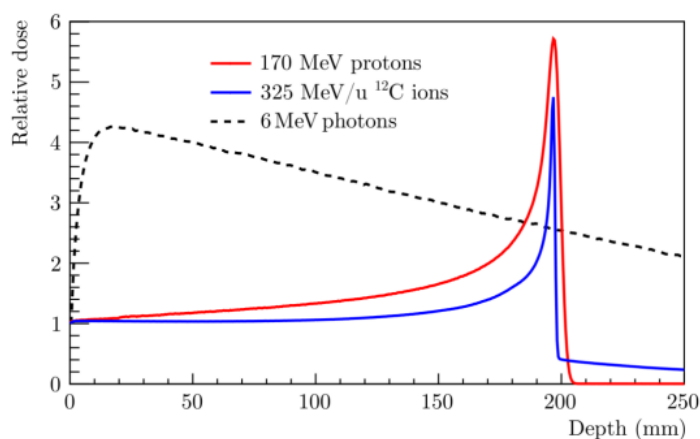


Figura 1.3: Curve profondità-dose di ioni del ^{12}C con energia pari a 325 MeV in blu, di protoni con energia di 170 MeV in rosso, di fotoni con energia pari a 6 MeV in nero.

Osservando la Figura 1.3 è possibile fare un confronto tra la dose rilasciata nei tessuti umani nel caso dell'utilizzo di radiazioni elettromagnetiche (raggi x o fasci di fotoni con energia di 6 MeV), di fasci di particelle come protoni (di 170 MeV) o di ioni carbonio (con energia di 325 MeV per nucleone). Dalla Figura 1.3 è evidente come ioni più pesanti dei protoni (come gli ioni carbonio) mostrano un'efficacia migliore nella regione del picco di Bragg, il quale risulta più stretto di quello dei protoni. D'altra parte però, la curva dello ione carbonio dopo il picco presenta una piccola "coda" assente nel caso dei protoni. Questa coda è dovuta ai nuclei prodotti dagli ioni in reazioni nucleari di frammentazione: nel caso di interazioni anelastiche nucleo-nucleo dopo la collisione le particelle primarie non rimangono invariate e si ha la creazione di piccoli frammenti. I nuclei di frammentazione possono avere una velocità confrontabile a quella delle particelle del fascio primario e per questo motivo possono raggiungere profondità superiori a quelle in cui gli ioni che li hanno prodotti si arrestano [5]. La migliore efficacia nella regione del picco di Bragg rende comunque gli ioni pesanti particolarmente interessanti. La terapia tumorale con protoni è una modalità di trattamento ormai consolidata, l'utilizzo degli ioni pesanti è ancora limitato solo a poche strutture ospedaliere.

1.2.2 L'esperimento FOOT

L'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) ha l'obiettivo di migliorare la precisione delle tecniche adroterapiche per la cura dei tumori attraverso lo studio del comportamento dei fasci di particelle utilizzati [6]. In particolare si pone l'obiettivo di misurare le sezioni d'urto di frammentazione a seguito delle interazioni tra fascio e bersaglio. L'intento è quello di stimare in maniera accurata quali frammenti sono prodotti nell'interazione dei protoni con il corpo umano.

Il principio base di FOOT è il seguente: un fascio di particelle viene inviato contro un bersaglio di un materiale specifico e una serie di rivelatori posti attorno al punto di interazione rivelano le particelle prodotte. La novità è quella di poter rivelare i frammenti di bersaglio a basse energie, questo risulta possibile sfruttando la cinematica inversa: ad esempio, invece di studiare il risultato dell'interazione di un protone del fascio con un bersaglio di carbonio, viene studiato l'esito dell'interazione di un fascio di carbonio su un bersaglio di protoni.

Poiché FOOT è stato disegnato per lo studio di particelle cariche, un'interessante upgrade del sistema potrebbe essere ottenuto aggiungendo dei rivelatori di neutroni con capacità di tracciamento, poiché anche queste particelle sono abbondantemente prodotte nella frammentazione.

1.2.3 Monitoraggio della dose in tempo reale

Un altro campo in cui un rivelatore di neutroni con capacità di tracciamento potrebbe essere molto utile è quello del monitoraggio del fascio nella terapia a fasci di ioni.

Per fare in modo che la dose di radiazione assorbita da tessuti sani o organi a rischio sia minima, è necessario avere la sicurezza che durante il trattamento la radiazione colpisca solamente la zona interessata, facendo particolare attenzione alla localizzazione del picco di Bragg. Spostamenti millimetrici dovuti al movimento del paziente a causa della respirazione o del battito cardiaco devono essere tenuti in considerazione nel posizionamento corretto del fascio. Per questo motivo è necessario includere nel macchinario utilizzato per irradiare il paziente dei sistemi di controllo che riescano a verificare la posizione del fascio in tempo reale.

Normalmente viene utilizzata a questo scopo la tecnica della PET (*Positron Emission Tomography*). Tra i prodotti della frammentazione nucleare dovuta alla collisione del fascio con gli atomi del corpo umano vi sono anche nuclei radioattivi, questi frammenti sono instabili: tramite un decadimento β^+ si ha la produzione di un positrone che, dopo aver percorso pochi micrometri, si annichila con un elettrone generando due fotoni emessi nella stessa direzione ma con versi opposti. I due fotoni vengono rivelati in coincidenza utilizzando dei rivelatori collocati intorno al paziente. La tecnica della PET permette di stimare la posizione di annichilazione del positrone, la posizione della produzione dei frammenti radioattivi e quindi la posizione del fascio.

Un altro prodotto della frammentazione nucleare sono i neutroni, anche in questo caso un dispositivo capace di rivelare la traccia dei neutroni in tempo reale potrebbe essere una buona soluzione alternativa nel monitoraggio della posizione del fascio.

Il fascio di particelle ad alta energia può inoltre interagire con diverse componenti dell'apparato per l'erogazione del fascio. La radiazione diffusa in questa interazione deve essere monitorata e schermata. Anche in questo caso il tracciamento dei neutroni veloci, data la loro alta penetrabilità, può avere fondamentale importanza nella valutazione radioprotezionistica dell'area in cui è svolto il trattamento.

1.3 Tracciatori di neutroni

Ad oggi non esistono rivelatori capaci di ricostruire la traccia di un neutrone; tuttavia ci sono diversi progetti in corso per lo sviluppo di tali tracciatori di neutroni, uno di questi, di particolare interesse in questo lavoro di tesi, è RIPTIDE. Ciascuna delle applicazioni precedentemente trattate (e altre come la radioprotezione spaziale) possono beneficiare della sua realizzazione.

1.3.1 Recoil Proton Track Imaging techniques

La tecnica RPTI (Recoil Proton Track Imaging) è una tecnica innovativa di rivelazione dei neutroni in via di sviluppo negli ultimi anni, il suo scopo è quello di ricavare informazioni sulla quantità di moto dei neutroni dalle tracce lasciate nel mezzo scintillatore dalle particelle secondarie.

Questa tecnica di rivelazione necessita di due elementi: un elemento convertitore neutrone-protone capace di emettere radiazione in corrispondenza del protone di rinculo e un sistema di imaging della traccia del protone. Il primo è costituito da uno scintillatore organico plastico, il secondo da un dispositivo di imaging in tempo reale. La diffusione deve essere elastica poiché la tecnica RPTI richiede l'assunzione di conservazione di momento ed energia.

Questa tecnica è utilizzata in diversi progetti: può essere sfruttata una diffusione elastica singola per ottenere l'energia e la direzione del neutrone conoscendo la posizione della sorgente di neutroni o diffusioni elastiche multiple (doppie o triple) per determinare completamente la traccia del neutrone e la sua energia.

1.3.2 RIPTIDE: Recoil Proton Track Imaging DEtector

Il rivelatore RIPTIDE (Recoil Proton Track Imaging DEtector) è un rivelatore di immagini di tracce di protoni di rinculo per neutroni veloci, ha l'obiettivo di rivelare i neutroni con la tecnica RPTI sia nella modalità a diffusione singola che multipla.

Per poter sfruttare questo rivelatore per realizzare progressi scientifici nel campo di fisica nucleare, astrofisica, terapia delle particelle e altre applicazioni sono necessarie una serie di caratteristiche: l'efficienza di rivelamento dovrebbe essere superiore al 10% (consentendo comunque il tracciamento dei neutroni in tempo reale), il rivelatore dovrebbe permettere la lettura veloce del singolo evento con una risoluzione temporale dell'ordine di pochi ns, la risoluzione angolare realizzabile dovrebbe essere dell'ordine di pochi gradi. Infine i raggi γ e le particelle cariche dovrebbero essere facilmente distinguibili.

Nel caso della diffusione elastica singola, se è nota la posizione della sorgente, è possibile ottenere l'energia del neutrone dalla relazione:

$$E_n = \frac{E_p}{\cos^2(\theta)} \quad (1.5)$$

dove E_n e E_p sono rispettivamente l'energia del neutrone prima della diffusione e l'energia del protone dopo [7].

L'idea base è quella di ricavare un'immagine stereoscopica della luce di scintillazione prodotta dai protoni di rinculo originati dalla diffusione elastica (singola o multipla) tra neutroni e protoni in uno scintillatore plastico. La ricostruzione della traccia tridimensionale del protone di rinculo è ottenuta dalla proiezione 2D sul piano ortogonale. Lo scintillatore plastico centrale, detto volume attivo, è circondato da due o più sistemi ottici accoppiati o con sensori CMOS (sensori di acquisizione di immagini, ogni pixel di cui è costituito contiene un fotodiode e tre transistor) o con dispositivi MCP (Micro Channel Plates). Inoltre vengono utilizzati dei fotomoltiplicatori al silicio che lavorano come trigger in modo tale da sincronizzare i tre sistemi ottici per l'acquisizione del frame. Uno schema del rivelatore che descrive il principio di funzionamento di RIPTIDE è mostrato in Figura 1.4 [8].

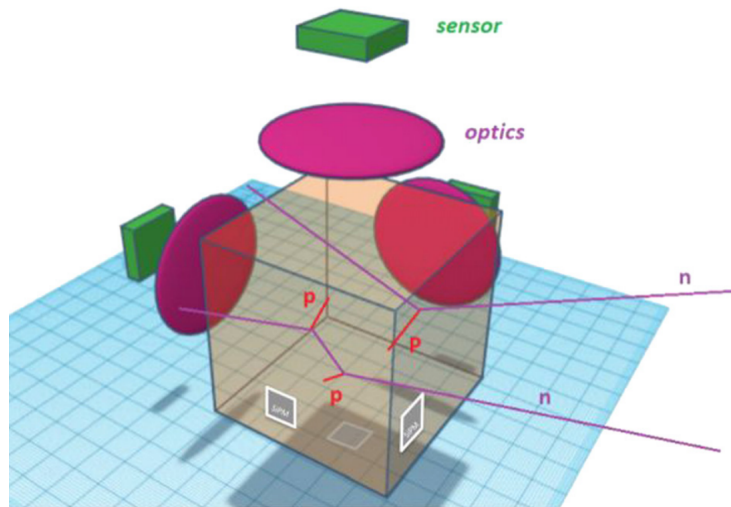


Figura 1.4: Configurazione minima del rivelatore RIPTIDE con un cubo scintillatore, SiPM, lenti e sensori ottici. In figura è possibile osservare un neutrone che interagisce una volta e un altro che interagisce due volte nello scintillatore, producendo protoni di rinculo.

Da un punto di vista geometrico è possibile ricostruire la quantità di moto del neutrone in due casi: per una singola diffusione conoscendo il vertice primario della traiettoria del neutrone o per diffusioni doppie o multiple.

In sintesi, ricostruendo le tracce dei protoni di rinculo e correlando l'informazione spaziale all'informazione temporale, il sistema permette di recuperare la direzione e l'energia dei neutroni. Infine, è interessante notare che la possibilità di ricostruire le tracce delle particelle dalla luce di scintillazione permette di ricavare il tasso di perdita di energia per unità di lunghezza. In questo modo, tramite la dE/dx è possibile identificare la particella che ha prodotto la traccia. Questa caratteristica è molto rilevante perché permette di sopprimere drasticamente il fondo.

Capitolo 2

Rivelazione di luce

In questo capitolo vengono descritte e analizzate le componenti utilizzate per costruire un rivelatore a scintillazione, la sua caratterizzazione (trattata nel Capitolo 3) ha lo scopo di confrontare le prestazioni di due diversi sensori di luce: un SiPM e un PMT.

2.1 Gli scintillatori



Figura 2.1: Diverse tipologie di materiali scintillatori.

Uno scintillatore è un sensore di radiazione ionizzante: uno dei dispositivi di rivelazione di particelle più utilizzati al giorno d'oggi nella fisica nucleare e delle particelle. Viene sfruttata la proprietà di alcuni materiali (Figura 2.1) di emettere impulsi di luce quando attraversati da una particella o più in generale da radiazione.

Per analizzare e ricavare informazioni riguardo la radiazione emessa dallo scintillatore è necessario convertire il segnale luminoso in segnale elettrico utilizzando dei dispositivi di amplificazione come tubi fotomoltiplicatori (PMT), fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) o altri tipi di sensori.

Atmosfera terrestre e acqua sono, sorprendentemente, esempi comuni di materiali scintillatori, basti pensare al fenomeno ottico delle aurore polari causato dall'interazione di protoni ed elettroni di origine solare con la ionosfera terrestre. I due materiali trovano applicazione nell'osservatorio di raggi cosmici Pierre Auger in Argentina, costituito da due rivelatori: uno di superficie, formato da molteplici rivelatori Cherenkov ad acqua (l'effetto Cherenkov si verifica quando una particella carica in un mezzo materiale si muove più velocemente di quanto fa la luce nello stesso mezzo e si ha un'emissione di radiazione elettromagnetica), e uno di fluorescenza, il quale sfrutta dei telescopi capaci di individuare la luce di fluorescenza emessa dalle particelle dello sciame che attraversano l'atmosfera (il concetto di fluorescenza sarà approfondito in seguito) [9]. Un altro esempio di utilizzo è l'infrastruttura di ricerca KM3NeT, in fase di costruzione nel Mar Mediterraneo e la quale ospiterà due telescopi per la rivelazione di neutrini. I rivelatori sono costituiti da strutture verticali con sensori ottici che rivelano la luce Cherenkov generata dalle particelle secondarie prodotte nelle interazioni dei neutrini con l'acqua [10].

2.1.1 Caratteristiche generali

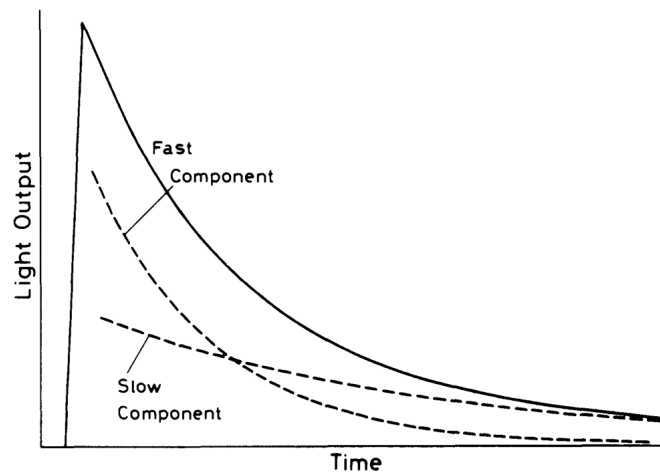


Figura 2.2: Luce di scintillazione nelle due componenti veloce e lenta. La linea continua rappresenta la curva di decadimento della luce totale.

Le proprietà più rilevanti di uno scintillatore sono:

1. sensibilità all'energia: oltre un certo minimo energetico, la maggior parte degli scintillatori ha un comportamento circa lineare rispetto all'energia depositata. La luce in uscita da uno scintillatore è direttamente proporzionale all'energia incidente di eccitazione. Nel caso di amplificazione del segnale con tubi fotomoltiplicatori, poiché questi sono dispositivi lineari, anche l'ampiezza del segnale elettrico finale è proporzionale all'energia depositata. Questo fa sì che lo scintillatore possa essere utilizzato come spettrometro;
2. risposta in tempo veloce: la risposta e i tempi di recupero sono brevi rispetto ad altri tipi di rivelatori. Perciò, gli scintillatori possono essere utilizzati per ricavare in maniera accurata la differenza di tempo tra due eventi e sono utili in situazioni in cui si hanno segnali con una frequenza elevata poiché i tempi morti (tempo necessario allo scintillatore per tornare allo stato iniziale dopo aver rivelato un evento) sono ridotti;
3. distinzione della forma dell'impulso: è possibile distinguere il tipo di particella incidente analizzando la forma degli impulsi di luce emessi poiché diverse particelle hanno poteri di ionizzazione differenti. Questa tecnica è nota come *pulse-shape discrimination*.

I materiali scintillatori sono caratterizzati dalla proprietà nota come luminescenza. I materiali luminescenti, quando esposti a specifiche forme di energia, la assorbono e riemettono nella forma di luce visibile. Questa proprietà è ben visibile in Figura 2.1, dove sono rappresentati alcuni tipi di materiali scintillatori e i diversi colori dipendono dalla diversa luce di scintillazione emessa. Se si ha riemissione immediatamente dopo l'assorbimento si parla di fluorescenza immediata (o *prompt fluorescence*), se invece la riemissione è ritardata perché lo stato eccitato è metastabile e la luce emessa ha lunghezza d'onda maggiore, si parla di fosforescenza. Per questo motivo, la maggior parte degli scintillatori hanno due componenti di riemissione: una detta componente veloce, o immediata, e l'altra detta componente lenta, o ritardata. Queste sono dovute rispettivamente all'emissione della luce di fluorescenza e fosforescenza e sono rappresentate insieme alla curva di decadimento totale in Figura 2.2 [1].

L'evoluzione nel tempo del processo di riemissione, quindi, può essere descritta dall'esponenziale a due componenti:

$$N = Ae^{\left(\frac{-t}{\tau_f}\right)} + Be^{\left(\frac{-t}{\tau_s}\right)} \quad (2.1)$$

dove N è il numero di fotoni emessi al tempo t e τ_f e τ_s le costanti di decadimento di componente veloce e lenta mentre A e B dipendono dal tipo di materiale (generalmente è la componente veloce a dominare).

Sebbene esistano molti materiali scintillatori, non tutti possono essere utilizzati come dispositivi di rivelazione, sono necessarie le seguenti caratteristiche:

1. alta efficienza nella conversione dell'energia di eccitazione delle particelle cariche incidenti in radiazione di fluorescenza;
2. trasparenza alla propria radiazione di fluorescenza così da permettere la trasmissione e non l'assorbimento della luce prodotta dalla diseccitazione;
3. riemissione della luce visibile in un intervallo spettrale compatibile con la risposta spettrale del sensore di luce utilizzato. Nel caso dell'utilizzo di un fotomoltiplicatore l'indice di rifrazione del materiale scintillatore deve essere simile a quello del vetro (~ 1.5) per permettere l'accoppiamento al sensore di luce;
4. costante di decadimento τ piccola.

Esistono diversi tipi di materiali scintillatori con diverse proprietà: si possono avere scintillatori organici sotto forma di cristalli organici puri, soluzioni organiche liquide o più comunemente scintillatori plastici. Si possono utilizzare poi scintillatori inorganici, generalmente cristalli di alogenuri alcalini contenenti piccole impurità dopanti. Infine si possono avere scintillatori a base di miscele gassose o vetro. Generalmente gli scintillatori inorganici emettono una quantità maggiore di luce e hanno un comportamento più lineare ma sono lenti nei tempi di risposta, gli scintillatori organici, d'altro canto, sono più veloci ma hanno una resa di luce minore.

2.1.2 Gli scintillatori organici

Dato lo sviluppo di questo lavoro di tesi, è necessario spiegare nel dettaglio il principio di funzionamento degli scintillatori organici ed in particolar modo del tipo di scintillatore utilizzato, uno scintillatore plastico.

Gli scintillatori organici sono composti di idrocarburi aromatici contenenti strutture di anelli benzenici legati o condensati. La loro caratteristica principale è il loro breve tempo di decadimento (nell'ordine di pochi nanosecondi o meno).

La luce di scintillazione nasce dalle transizioni degli elettroni di valenza liberi delle molecole delle sostanze. Questi elettroni non sono legati fortemente a nessun atomo della molecola in cui si trovano e occupano gli orbitali molecolari di tipo π . I livelli energetici di molecole di questo tipo sono mostrati in Figura 2.3 dove si possono distinguere una serie di stati di singoletto (spin 0) indicati come S_0 , S_1 , S_2 e un set di livelli elettronici di stati di tripletto (spin 1) indicati con T_1 , T_2 , T_3 [11]. Il ground state è il singoletto S_0 sopra il quale si collocano gli stati di singoletto eccitati. Ognuna delle configurazioni elettroniche in figura è ulteriormente suddivisa in una serie di livelli più vicini tra loro rispetto ai livelli elettronici e che corrispondono ai vari stati vibrazionali della molecola. Lo stato vibrazionale più basso del ground state è rappresentato in figura come S_{00} ed è lo stato in cui si trovano le molecole a temperatura ambiente poiché l'energia termica media è minore dell'energia di separazione tra due livelli vibrazionali. La separazione

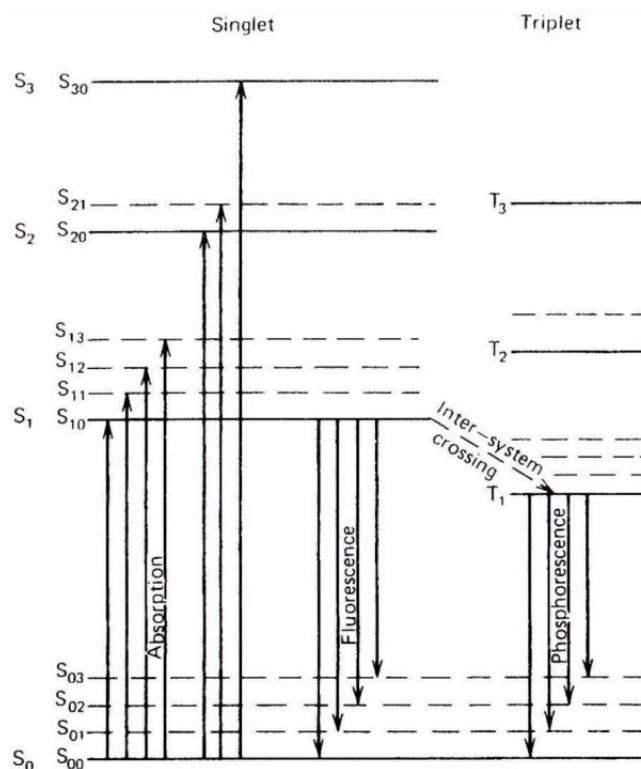


Figura 2.3: Diagramma dei livelli energetici di una molecola di un oscillatore organico. Gli stati di singoletto S sono separati da quelli di tripletto T.

energetica tra i livelli elettronici è dell'ordine di qualche eV mentre due livelli vibrazionali sono separati da qualche decimo di eV.

L'energia di ionizzazione della radiazione incidente viene assorbita ed eccita sia i livelli elettronici che quelli vibrazionali: gli stati elettronici di singoletto ad energia più alta come S_2 o S_3 dopo essere stati eccitati decadono immediatamente allo stato S_1 senza emissione di radiazione, tramite un processo noto come degradazione interna. In maniera simile i vari stati con energia vibrazionale in eccesso, come S_{11} o S_{12} , decadono rapidamente allo stato S_1 perdendo la loro energia vibrazionale. Si ha così una insieme di molecole eccitate nello stato S_{10} : a questo punto la probabilità di avere una transizione tra questo stato e uno degli stati vibrazionali dello stato fondamentale elettronico S_0 è molto alta. Queste transizioni danno luogo all'emissione della luce di scintillazione principale, o luce di fluorescenza immediata, descritto dalla componente veloce dell'Equazione 2.1. Il fatto che S_{10} decade in uno degli stati vibrazionali di S_0 con un'emissione di energia di radiazione di poco minore rispetto quella richiesta invece per la transizione da S_0 a uno dei livelli vibrazionali di S_1 (osservando la Figura 2.3 le linee che rappresentano l'assorbimento sono più lunghe delle linee che rappresentano l'emissione della luce

di fluorescenza) spiega la trasparenza dello scintillatore alla sua stessa radiazione, questo autoassorbe solamente una piccola parte della luce di fluorescenza.

D'altra parte, attraverso una specifica transizione, alcuni stati eccitati di singoletto possono essere convertiti in stati di tripletto, così nella diseccitazione da T_1 a S_0 si ha un'emissione di luce ritardata o luce di fosforescenza. Poiché lo stato eccitato di partenza in questo caso è uno stato di tripletto, mentre lo stato fondamentale è di singoletto, la diseccitazione sarebbe proibita per le regole di selezione; in realtà ciò si traduce in una minor probabilità che essa si verifichi: una transizione dal livello di tripletto T_1 allo stato fondamentale S_0 ha un tempo di vita medio maggiore di 10^{-4} s, mentre nel caso della fluorescenza e di transizioni dal livello di singoletto S_1 si ha un tempo di vita medio di circa 10^{-8} s secondi [12]. Inoltre, poiché lo stato T_1 ha energia minore rispetto S_1 , la lunghezza d'onda di questo spettro sarà maggiore di quella dello spettro della fluorescenza.

Il contributo della componente lenta alla luce totale in uscita è significativo solo in alcune tipologie di materiali organici e per questo motivo generalmente si è interessati solamente al contributo dato dalla fluorescenza immediata.

Gli scintillatori plastici

In fisica nucleare e delle alte energie gli scintillatori plastici sono tra i rivelatori organici più utilizzati: poiché hanno buona flessibilità sono reperibili in molte forme differenti, inoltre sono relativamente economici e sono la scelta migliore nel caso in cui si è alla ricerca di scintillatori solidi di grande volume. D'altra parte possono degradarsi se esposti per lungo tempo ad alti livelli di radiazione o se messi in contatto con solventi organici. Sono soluzioni di materiali scintillatori organici (composti come ad esempio il PBD, p-Terfenili e PBO) in solventi plastici allo stato solido. I solventi polimerici più utilizzati sono il poliviniltoluene, il polifenilbenzene ed il polistirene. In quest'ultimo caso, ad esempio, si ha un solvente composto dello stirene monomero in cui è dissolto uno specifico scintillatore organico, il composto è poi polimerizzato ricavandone un materiale solido.

Gli scintillatori plastici sono caratterizzati da un segnale molto veloce con una costante di decadimento di 2 – 3 ns e da un alto light output. A causa di questo veloce decadimento, nella descrizione dell'impulso luminoso bisogna tener conto del tempo di salita del segnale. La descrizione matematica migliore dell'evoluzione temporale del processo di riemissione è la convoluzione di una Gaussiana $f(\sigma, t)$ con un'esponenziale:

$$N(t) = N_0 f(\sigma, t) e^{\left(\frac{-t}{\tau}\right)} \quad (2.2)$$

dove σ è la deviazione standard della Gaussiana.

2.1.3 Risposta dell'emissione luminosa

La quantità fondamentale nella caratterizzazione di uno scintillatore è detta luce in uscita o *light yield* e si riferisce alla sua efficienza nel convertire l'energia di ionizzazione in fotoni, è una grandezza molto importante poiché determina l'efficienza e la risoluzione dello scintillatore e dipende dal tipo di particella e dalla sua energia. Inoltre, per un dato tipo di particella, non sempre varia linearmente al variare dell'energia.

L'efficienza di scintillazione è definita come la frazione di energia di tutte le particelle incidenti che è convertita in luce visibile e in generale è minore per particelle più pesanti. Inoltre, tradizionalmente il *light yield* di uno scintillatore è riferito all'antracene ed è dato come percentuale di questo composto. Infine, quando si considera l'efficienza di un rivelatore a scintillazione bisogna tener conto anche dell'efficienza del sensore di luce al quale è accoppiato.

Fino ad ora abbiamo assunto che gli scintillatori abbiano un comportamento lineare rispetto all'energia di scintillazione $L \propto \Delta E$. In realtà, la risposta di uno scintillatore è una funzione complessa non solo dell'energia, ma anche del tipo di particella e della sua specifica ionizzazione. Nei materiali organici la non linearità è facilmente osservabile a basse energie e la deviazione è maggiore all'aumentare della ionizzazione delle particelle.

2.2 I tubi fotomoltiplicatori

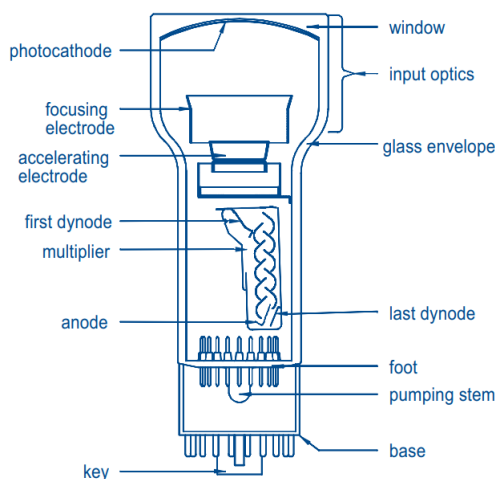


Figura 2.4: Diagramma schematico di un tubo fotomoltiplicatore.

I tubi fotomoltiplicatori (PMT) sono dispositivi che convertono la luce in una corrente di elettroni misurabile. Sono estremamente sensibili e in fisica nucleare e delle alte energie sono in genere associati a rivelatori a scintillazione.

2.2.1 Struttura base

In Figura 2.4 è rappresentato un tipico tubo fotomoltiplicatore: è costituito da un catodo fatto di un materiale fotosensibile seguito da un sistema di collezionamento di elettroni, una sezione per la moltiplicazione degli elettroni (o serie di dinodi) e infine un anodo da cui si ricava il segnale finale. Tutte le parti sono chiuse in un tubo di vetro sottovuoto. I PMT possono essere di diverse grandezze e le architetture principali sono due: *head on*, in cui il fotocatodo è collocato nella parte superiore del dispositivo come in Figura 2.4 e *side on*, in cui il fotocatodo è collocato lateralmente al bulbo di vetro.

Durante l'utilizzo un alto voltaggio è applicato al catodo, ai dinodi e all'anodo cosicché lungo tutta la struttura è presente un potenziale "a scala". Quando un fotone incide sul fotocatodo un elettrone viene emesso tramite effetto fotoelettrico. Grazie al voltaggio applicato, l'elettrone è poi diretto e accelerato verso il primo dinodo, lo colpisce e trasferisce un po' della sua energia agli elettroni nel dinodo. Ciò causa l'emissione di elettroni secondari i quali, a loro volta, sono accelerati verso il dinodo successivo dove vengono rilasciati altri elettroni in maggiore quantità poi nuovamente accelerati. Si crea così una cascata di elettroni lungo la serie di dinodi, arrivati all'anodo questa cascata è raccolta per creare una corrente che può essere amplificata e analizzata.

I fotomoltiplicatori possono essere utilizzati in modalità continua, ovvero sotto costante illuminazione, o in modalità pulsata, come nel caso dell'utilizzo di scintillatori. In entrambi i casi, se si assume che i sistemi di catodo e anodo sono lineari, la corrente in uscita dal fotomoltiplicatore è direttamente proporzionale al numero di fotoni incidenti. Così, poiché uno scintillatore produce fotoni in maniera proporzionata all'energia depositata, un rivelatore di radiazioni prodotto accoppiando uno scintillatore ad un fotomoltiplicatore sarà capace di fornire informazioni non solo sulla presenza delle particelle ma anche sull'energia rilasciata nello scintillatore. Analizziamo nel dettaglio le varie parti di cui è costituito un PMT.

Il fotocatodo

Come già visto, il fotocatodo converte i fotoni incidenti in elettroni attraverso l'effetto fotoelettrico. Per facilitare il passaggio di questa luce, il materiale fotosensibile è depositato in uno strato sottile posizionato a ridosso di una sorta di finestra di vetro o quarzo. Dalla nota formula di Einstein:

$$E = h\nu - \phi \quad (2.3)$$

dove E è l'energia cinetica dell'elettrone emesso, h la costante di Planck, ν la frequenza della luce incidente e ϕ la funzione lavoro, è evidente che è richiesta una frequenza minima prima che si verifichi l'effetto fotoelettrico. L'efficienza della conversione fotoelettrica, però, varia fortemente con la frequenza della luce incidente e con la struttura del materiale.

La risposta spettrale complessiva è espressa dall'efficienza quantistica o *quantum efficiency* $\eta(\lambda)$:

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{numero di fotoelettroni emessi}}{\text{numero di fotoni incidenti sul catodo } (\lambda)} \quad (2.4)$$

dove λ è la lunghezza d'onda della luce incidente. Una quantità equivalente è la *cathode radiant sensitivity* definita come:

$$S(\lambda) = \frac{I_k}{P(\lambda)} \quad (2.5)$$

dove I_k è la corrente di fotoelettroni emessa dal catodo mentre $P(\lambda)$ è il potere radiante incidente. In generale, scegliendo uno specifico materiale per il fotocatodo, la risposta spettrale è tale che solo una certa banda di lunghezze d'onda è convertita efficacemente, quindi, nel momento della scelta del PMT, bisogna considerare la sensibilità alla lunghezza d'onda della luce incidente.

La maggior parte dei fotocatodi utilizzati sono fatti di materiali semiconduttori formati dall'antimonio insieme ad uno o più metalli alcalini. La scelta dei semiconduttori invece dei metalli o altre sostanze fotoelettriche risiede nella loro quantum efficiency nel convertire un fotone in un elettrone utilizzabile (i metalli hanno efficienza minore dello 0.1%, ovvero per una quantità media di 1000 fotoni viene liberato un fotoelettrone, mentre i semiconduttori dell'ordine del 10 – 30%). Questa differenza è spiegata dalla loro struttura intrinseca: quando un elettrone assorbe un fotone a una certa profondità nel materiale, viaggiando verso la superficie subisce una perdita di energia dovuta alle collisioni con gli elettroni atomici lungo il percorso. Nei metalli questi elettroni atomici sono essenzialmente liberi quindi l'energia trasferita nella collisione è molto alta e la probabilità di raggiungere la superficie con abbastanza energia da vincere la barriera di potenziale è molto ridotta, questo riduce il volume utilizzabile del materiale a uno strato molto sottile vicino alla superficie, lo spessore di questo strato è noto come *escape depth*. Dall'altra parte i semiconduttori hanno una struttura energetica a bande con solo pochi elettroni approssimativamente liberi (quelli nelle bande di conduzione e valenza), i restanti elettroni sono fortemente legati agli atomi. Un fotoelettrone emesso dalla banda di conduzione o di valenza incontra meno elettroni liberi prima di raggiungere la superficie, le uniche altre possibili collisioni sono quelle con gli elettroni legati al reticolo di atomi. A causa della massa molto più grande del reticolo nelle collisioni viene trasferita poca energia, il fotoelettrone può raggiungere la superficie con abbastanza energia tale da staccarsi dalla superficie. L'*escape depth* è molto più grande e l'efficienza di conversione maggiore.

Il sistema di input degli elettroni

Dopo l'emissione dal fotocatodo, gli elettroni devono essere collezionati e concentrati verso la prima parte della sezione di moltiplicazione degli elettroni. Questo viene effettuato

dal sistema di input ottico, nella maggior parte dei casi applicando un campo elettrico. In Figura 2.4 si può osservare la struttura del sistema in questione: viene utilizzato un elettrodo accelerante allo stesso potenziale del primo dinodo in combinazione con un elettrodo di focalizzazione. Tralasciando il design specifico, devono essere rispettate due richieste fondamentali:

1. più elettroni emessi possibili devono raggiungere la sezione di moltiplicazione degli elettroni, indipendentemente dal punto di origine sul catodo;
2. il tempo richiesto da un elettrone emesso dal fotocatodo per viaggiare dal catodo al primo dinodo deve essere il più indipendente possibile dal punto di emissione. Questo punto è importante per avere fotomoltiplicatori veloci poiché questa caratteristica determina la risoluzione temporale del detector.

La sezione di moltiplicazione degli elettroni

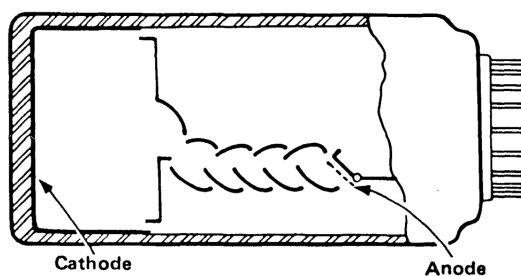


Figura 2.5: Configurazione a focalizzazione lineare per un fotomoltiplicatore.

Il sistema di moltiplicazione degli elettroni amplifica la debole fotocorrente primaria utilizzando una serie di elettrodi a emissione secondaria detti dinodi in modo tale da produrre una corrente misurabile all'anodo del fotomoltiplicatore. Il guadagno di ogni elettrodo è noto come fattore di emissione secondaria δ . Il principio alla base dell'emissione degli elettroni secondari è molto simile a quello descritto per l'emissione dei fotoelettroni tranne per il fatto che qui si parla di elettroni invece che di fotoni.

Durante l'impatto l'energia è trasferita direttamente agli elettroni nel materiale del dinodo permettendo agli elettroni secondari di lasciare il materiale. Per le motivazioni precedentemente illustrate, anche in questo caso è preferito l'utilizzo di materiali semiconduttori. Inoltre, deve essere mantenuto tra i dinodi un campo elettrico costante in modo tale da accelerare e guidare gli elettroni lungo il moltiplicatore.

I dinodi devono quindi essere fatti di un materiale che abbia le seguenti caratteristiche:

1. fattore di emissione secondaria δ alto (numero medio di elettroni secondari emessi per un elettrone primario);

2. stabilità dell'effetto dell'emissione secondaria all'applicazione di alte correnti;
3. basso rumore (bassa emissione termionica).

I PMT più utilizzati contengono in genere da 10 a 14 stadi.

Esistono fotomoltiplicatori di diverse forme e grandezze, la loro configurazione può essere diversa da caso a caso, fatto che influenza i tempi di risposta e l'intervallo di linearità. Alcune configurazioni in uso sono: tenda veneziana, box e griglia, focalizzazione lineare, focalizzazione circolare, piastra a microcanali. Le prime quattro sono le strutture più comuni, in particolar modo la configurazione a focalizzazione lineare, rappresentata in Figura 2.5, è l'opzione favorita e quella con migliori prestazioni. Gli elettroni vengono riflessi da un dinodo all'altro, lo spazio è utilizzato in maniera efficiente cosicché possano essere utilizzati molti dinodi, infine catodo e anodo sono ben isolati quindi non c'è il rischio di feedback.

2.2.2 Parametri operativi

Guadagno e tensione di alimentazione

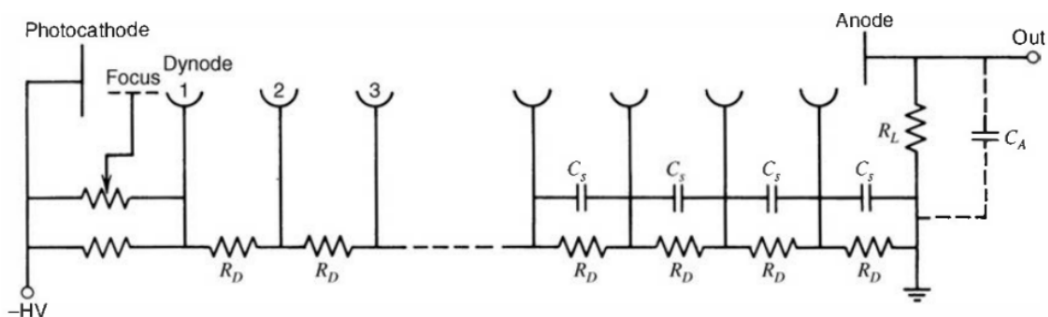


Figura 2.6: Diagramma di un partitore di tensione per l'alimentazione di un PMT: qui l'alto voltaggio è applicato al dinodo e l'anodo è posto a massa tramite la resistenza di carico R_L .

Il fattore di amplificazione complessivo o guadagno di un PMT dipende dal numero di dinodi nella sezione di moltiplicazione e dal fattore di emissione secondaria δ il quale è funzione dell'energia dell'elettrone primario. Nella catena di moltiplicazione l'energia degli elettroni incidenti su ciascun dinodo è funzione della differenza di potenziale V_d tra i dinodi, si può scrivere:

$$\delta = KV_d \quad (2.6)$$

dove K è una costante di proporzionalità. Assumendo che il voltaggio applicato sia equamente diviso lungo i dinodi, il guadagno complessivo del PM è:

$$G = (\delta)^n = (KV_d)^n \quad (2.7)$$

Dalla Equazione 2.7 è possibile calcolare il numero di stadi n richiesti per avere un certo guadagno fissato G con una tensione di alimentazione minima V_b . Operare a voltaggi minimi è utile dal punto di vista del rumore ma entra in conflitto con altri fattori che richiedono l'utilizzo di voltaggi maggiori.

Un'altra importante relazione è quella che descrive la variazione in guadagno rispetto la tensione di alimentazione:

$$\frac{dG}{G} = n \frac{dV_d}{V_d} = n \frac{dV_b}{V_b} \quad (2.8)$$

Ad esempio, per $n = 10$ si ha un 10% di variazione nel guadagno per una modifica dell'1% in V_b , perciò è molto importante che ci sia una stabilità nella tensione applicata. Per mantenere una stabilità ad esempio dell'1% nel guadagno, la tensione di amplificazione deve essere regolata all'interno di una variazione dello 0.1%.

Il metodo più comune per mantenere un voltaggio stabile è l'utilizzo di un generatore di alta tensione stabilizzato in combinazione con un partitore di tensione, come mostrato in Figura 2.6. Il sistema di partizione consiste in una catena di resistenze scelte in modo tale da fornire il voltaggio desiderato a ciascun dinodo. Nel progettare un tale partitore di tensione è importante prevenire il verificarsi di grandi variazioni di potenziale tra i dinodi a causa di variazioni di correnti nel tubo a vuoto. Queste variazioni causerebbero cambiamenti nel guadagno complessivo e nella linearità del PMT. Per questo motivo è importante che la corrente nella catena di resistenze (nota come *bleeder current*) sia grande in confronto alla corrente del tubo. La variazione di guadagno rispetto la corrente dell'anodo è:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{I_{an}}{I_{bl}} \frac{n(1 - \delta) + 1}{(n + 1)(1 - \delta)} \quad (2.9)$$

dove I_{an} è la corrente media nell'anodo, I_{bl} la bleed current, n il numero di stadi e δ il fattore di emissione secondaria.

Quindi per mantenere una linearità dell'1%, è necessaria una I_{bl} pari a 100 volte I_{an} . Nel caso in cui si lavora in modalità pulsata, possono verificarsi picchi di corrente ancora più grandi, soprattutto negli ultimi stadi. Per evitare cadute momentanee di potenziale dovute a questi picchi, si possono mantenere gli ultimi dinodi ad un potenziale fisso aggiungendo dei condensatori di disaccoppiamento i quali forniscono la carica necessaria nel periodo durante il quale si verifica il picco e si ricaricano nei periodi senza picchi.

Il fotomoltiplicatore può essere utilizzato sia con alti voltaggi positivi che negativi purché il potenziale dei dinodi sia di segno opposto rispetto a quello fotocatodo.

Linearità

La linearità di un fotomoltiplicatore dipende fortemente dal tipo di configurazione dei dinodi. In generale, per avere un dispositivo lineare, la corrente ad ogni stadio deve essere completamente raccolta nello stadio successivo, in modo da ottenere una rigida proporzionalità con la corrente iniziale nel catodo. Ovviamente, la corrente dipende dalla differenza di voltaggio applicata: data una corrente iniziale, la curva caratteristica di catodo e anodo, rappresentata in Figura 3.2, aumenta con il crescere del potenziale applicato fino a raggiungere un livello di saturazione oltre il quale la corrente rimane costante.

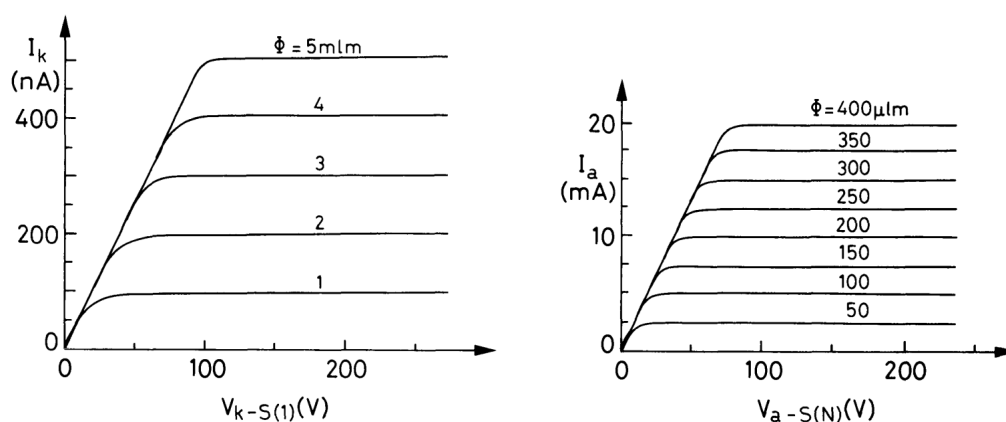


Figura 2.7: Caratteristiche corrente-tensione di catodo e anodo del PMT per diverse intensità di luce di illuminazione.

L'effetto è dovuto alla formazione di una carica spaziale attorno l'elettrodo emettitore: una nuvola di elettroni tende ad annullare il campo elettrico in questa regione ed impedisce l'accelerazione degli elettroni emessi successivamente verso l'elettrodo ricevente. Per evitare l'accumulo di carica spaziale si può aumentare il voltaggio, come regola generale, quindi, le correnti di catodo, dinodo e anodo dovrebbero sempre essere nella zona piatta della curva caratteristica in cui sono costanti. Mantenere questi voltaggi richiede molta attenzione a causa della loro influenza sulla corrente, è importante lavorare a voltaggi sufficientemente alti per assicurarsi di essere nella parte piatta della curva caratteristica. Lo stesso discorso vale anche per i dinodi ed in particolare per gli ultimi dove la corrente è alta e la probabilità che si crei la distribuzione spaziale di carica è maggiore. Per assicurare la linearità, la distribuzione di voltaggio in questi ultimi stadi è generalmente più alta di quella degli stadi precedenti nella maggior parte dei partitori di tensione.

La forma dell'impulso

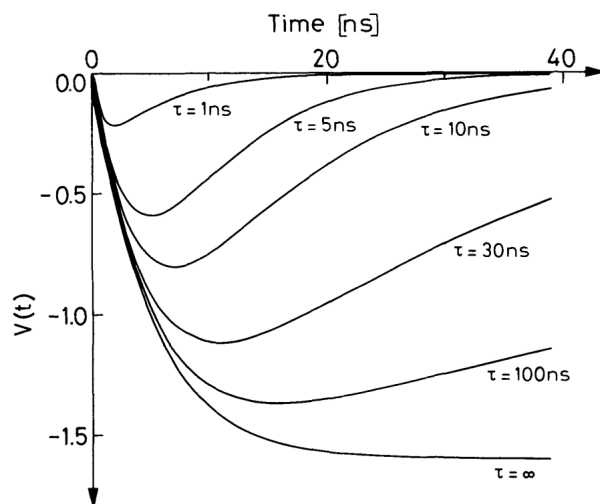


Figura 2.8: Segnali in uscita da un fotomoltiplicatore al variare di τ .

Il segnale in uscita dall'anodo è un impulso di corrente la cui carica totale è proporzionale al numero iniziale di elettroni emessi dal fotocatodo: di fatto il fotomoltiplicatore soddisfa i requisiti di un generatore di corrente ideale. Perciò, come elemento circuitale, il PMT può essere equivalentemente rappresentato come un generatore di corrente in parallelo con una resistenza R e una capacità C (rappresentano la resistenza e la capacità intrinseca dell'anodo più quella di altri elementi che potrebbero essere nel circuito di uscita come ad esempio la resistenza dei cavi). Assumendo che la luce in ingresso al PMT derivi da uno scintillatore e sia quindi descritta da un decadimento esponenziale, la corrente all'anodo è data da:

$$I(t) = \frac{GNe}{\tau_s} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (2.10)$$

con G guadagno del PMT, N numero di fotoelettroni emessi dal catodo, e carica dell'elettrone e τ_s costante di decadimento dello scintillatore. Si ha poi l'equazione della forma:

$$I(t) = \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt} \quad (2.11)$$

che ha la soluzione:

$$V(t) = \begin{cases} -\frac{GNeR}{\tau - \tau_s} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], & \tau \neq \tau_s \\ \frac{GNeR}{\tau_s^2} t \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right), & \tau = \tau_s \end{cases} \quad (2.12)$$

dove $\tau = RC$.

In Figura 2.8 è mostrato l'andamento del segnale in uscita da un PMT per costanti di decadimento differenti:

- per $\tau \ll \tau_s$ il segnale è piccolo ma riproduce fedelmente il tempo di decadimento (o *decay time*) del segnale iniziale, il tempo di salita (o *rise time*) è breve ed è dato dal τ del circuito di uscita. In questo caso si parla di modalità di funzionamento in corrente, poiché $V(t)$ è data dalla corrente attraverso la resistenza;
- per $\tau \gg \tau_s$ l'ampiezza del segnale diventa più grande, lo stesso accade per il tempo di decadimento che è qui determinato dal τ del circuito di uscita mentre il tempo di salita è approssimativamente dato da τ_s . Qui si parla di modalità di funzionamento in voltaggio poiché $V(t)$ è dato dal voltaggio ai capi della capacità C .

La seconda modalità di funzionamento è la più utilizzata: si ottiene un segnale molto largo e libero dalle fluttuazioni grazie a C sebbene il tempo di decadimento del segnale più lungo limiti il tasso di conteggio. Scegliere l'altra modalità permette di avere un tasso di conteggio più alto ma un segnale in uscita più piccolo e molto più sensibile alle piccole fluttuazioni sul fotocatodo. Per avere ottime prestazioni, infine, è possibile scegliere un circuito di uscita su misura per lo scintillatore utilizzato modificando la resistenza dell'anodo per ottenere un τ adatto, la capacità C è scelta più piccola possibile in modo tale da massimizzare l'ampiezza.

Tempi di risposta e risoluzione

La risoluzione temporale di un fotomoltiplicatore è influenzata dalla variazione del tempo impiegato dai singoli elettroni ad attraversare il PMT e dalle fluttuazioni dovute al rumore statistico.

Gli elettroni impiegano tempi diversi ad attraversare il PMT per due ragioni: la prima è che ogni elettrone deve percorrere un tragitto differente per arrivare al primo dinodo, la seconda è che ogni elettrone è emesso dal fotocatodo con diversa direzione e/o energia rispetto agli altri. I diversi tempi impiegati dagli elettroni a transitare dal catodo al primo dinodo sono associati alla geometria del sistema: i vari elettroni sono emessi in punti differenti del fotocatodo, perciò a distanze diverse dal primo dinodo (anch'esso spesso è di forma asimmetrica e contribuisce ad aumentare l'effetto). Un modo per ridurre questo fenomeno è quello di applicare un campo elettrico graduato in modo tale che gli elettroni emessi ai bordi del fotocatodo siano accelerati più degli altri. Per quanto riguarda l'energia e la direzione si ha invece un effetto chiamato *transit time spread*: indipendentemente dal punto di emissione sul fotocatodo gli elettroni emessi ad energie più alte e a direzioni più vicine alla normale al catodo arrivano al dinodo in minor tempo rispetto agli elettroni emessi ad energie più basse e/o direzioni più parallele alla superficie. L'effetto può essere ridotto aumentando il campo elettrico.

La seconda sorgente di *jitter* temporale è dovuta alle fluttuazioni naturali nella corrente nel PMT a causa della natura statistica dell'effetto fotoelettrico e del processo di emissione secondaria. In questo caso si può parlare di rumore statistico, questo costituisce una limitazione fondamentale alla risoluzione temporale del PM.

Rumore

Anche quando un fotomoltiplicatore non è illuminato, una piccola corrente scorre, questa corrente è chiamata *dark current* e deriva da diverse sorgenti: emissione termionica dal catodo e dai dinodi, correnti di dispersione (attraverso l'elettrodo o i pin del PMT), contaminazione radioattiva, fenomeno della ionizzazione, fenomeno della luce. Il rumore termico è la componente principale, questo contributo è descritto dall'equazione di Richardson:

$$I = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \quad (2.13)$$

dove A è una costante, ϕ la funzione lavoro, T la temperatura e k la costante di Boltzmann. In genere la *dark current* è molto piccola (minore di qualche nanoampere).

Un altro fattore da considerare è quello del rumore statistico, come già precedentemente illustrato questo è dovuto alla natura statistica della fotoemissione e del processo di emissione secondaria. Per una certa intensità di luce, il numero di fotoelettroni emessi dal fotocatodo e di elettroni secondari emessi nel sistema di moltiplicazione fluttua nel tempo. Infine l'esposizione alla luce ambientale mentre il PMT è sottoposto a voltaggio comporta un aumento della *dark current* o danneggia il PMT mentre l'eventuale presenza di campi magnetici altera il segnale in uscita (deviano la cascata di elettroni riducendo la corrente).

2.3 I fotomoltiplicatori al silicio

Il SiPM (*Silicon PhotoMultiplier*) o MPPC (*Multi-Pixel Photo Counter*) è un fotorivelatore a stato solido composto da più pixel (da qualche centinaio a diverse decine di migliaia) formati da fotodiodi a valanga (*Avalanche PhotoDiode*, APD) che funzionano in modalità Geiger [13]. In un singolo pixel di un SiPM, oltre ad un fotodiodo a valanga, è presente un resistore di quenching, isolato dal fotodiodo con uno strato di ossido di silicio, i vari pixel sono poi connessi elettricamente in parallelo a creare una matrice con un'anodo e un catodo. La struttura di un SiPM è rappresentata in Figura 2.9.

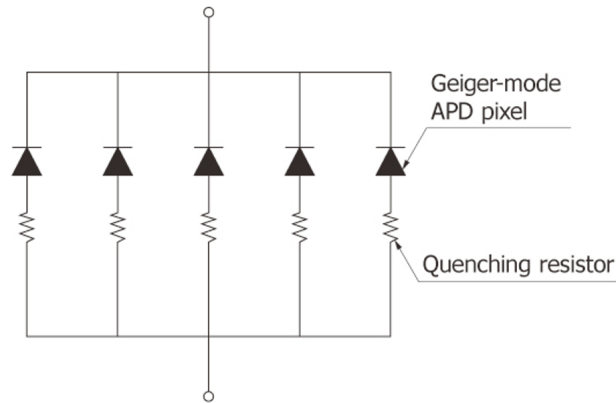


Figura 2.9: Struttura schematizzata di un SiPM [13].

2.3.1 Il fotodiode a valanga

Per comprendere il funzionamento di un SiPM è necessario spiegare il principio di funzionamento di un fotodiode e in particolar modo di un fotodiode a valanga.

Un fotodiode è un diode p-n a semiconduttore in polarizzazione inversa: quando un fotone con una certa energia colpisce la regione di svuotamento (che si crea nella giunzione a causa dei diversi drogaggi del diode) può creare una coppia elettrone-lacuna la quale contribuisce alla formazione di corrente elettrica grazie alla presenza del campo elettrico nella regione di svuotamento. Un fotone, però, può generare una sola coppia elettrone-lacuna e se il fotodiode è esposto a ridotta illuminazione il segnale è molto difficile da rivelare. Per questo motivo vengono utilizzati i fotodiodi a valanga, variando la tensione e introducendo il concetto di moltiplicazione interna.

Aumentando la tensione ai capi della giunzione aumenta il campo elettrico all'interno della regione di svuotamento, di conseguenza gli elettroni delle coppie elettrone-lacuna generate dai fotoni incidenti si muovono acquisendo energia cinetica sufficiente alla rottura dei legami covalenti del reticolo cristallino. Così, nelle collisioni con il reticolo, vengono create altre coppie: altri elettroni acquisiscono energia cinetica tramite il campo elettrico, collidono con il reticolo e generano a loro volta altre coppie innescando un processo di moltiplicazione a valanga.

Quando però la tensione di polarizzazione inversa che alimenta l'APD supera la tensione di breakdown, il campo elettrico al suo interno diventa estremamente intenso e porta la valanga ad una situazione di autosostentamento: in questo caso entrambi i portatori di carica (elettroni e lacune) acquisiscono l'energia necessaria alla creazione di altre coppie elettrone-lacuna. Per poter utilizzare il dispositivo in questo regime viene inserito un meccanismo che blocca la moltiplicazione a valanga e ripristina il sistema nel suo stato iniziale, in particolare si utilizza una resistenza detta di *quenching*. Quando si innesca una valanga nell'APD, la tensione ai capi della giunzione scende a causa della

caduta di tensione presente sulla resistenza di quenching, la valanga si autosostiene fino a che la tensione ai capi dell'APD non scende sotto la tensione di breakdown. A questo punto la valanga si interrompe e il dispositivo si ricarica, riportandosi nelle condizioni iniziali. Questa modalità di funzionamento con scarica e successivo ripristino è chiamato modalità Geiger.

Il motivo per il quale è più conveniente lavorare in modalità Geiger, applicando una tensione in ingresso di poco superiore alla tensione di breakdown, è che in questo caso il guadagno del SiPM è molto più alto del caso in cui vengono utilizzate tensioni di poco sotto la tensione di breakdown, infatti anche un singolo fotone riesce ad innescare il processo di moltiplicazione.

2.3.2 Caratteristiche e parametri operativi

Il SiPM ha un'eccezionale capacità di conteggio dei fotoni, opera a bassa tensione ed è immune agli effetti dei campi magnetici. Inoltre ha un guadagno intrinseco molto alto e un rumore molto basso. L'intera area attiva è ridotta (da 6×6 mm a 1.3×1.3 mm).

Ogni pixel del SiPM emette un impulso con la stessa ampiezza quando rivela un fotone. Se più fotoni incidono e sono rivelati da più pixel differenti nello stesso momento, vengono generati più impulsi e l'ampiezza del segnale in uscita è la sovrapposizione delle singole ampiezze dei vari segnali generati dai singoli APD, come visibile in Figura 2.10.

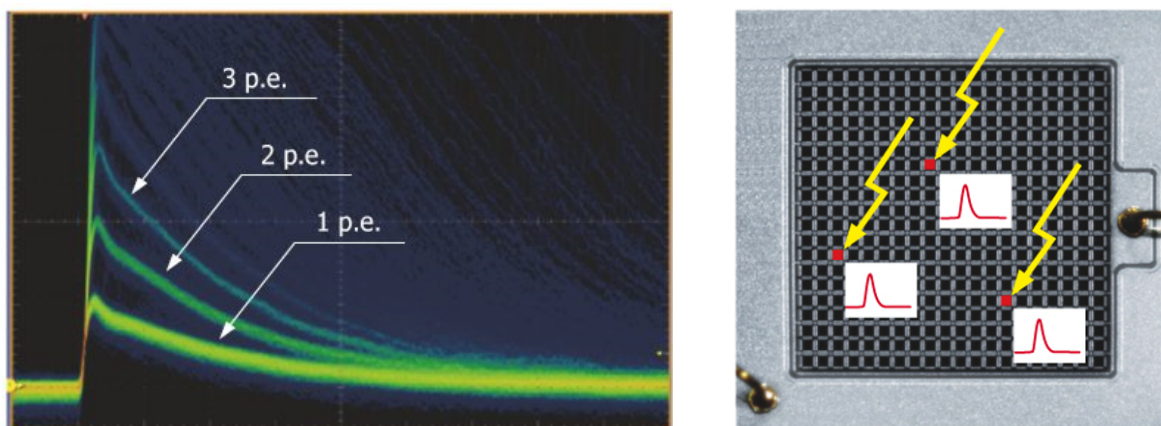


Figura 2.10: Forma del segnale in uscita da un SiPM colpito da più fotoni ottenuto utilizzando un amplificatore lineare (a sinistra) e conteggio dei fotoni (a destra) [13].

Ogni pixel, però, può generare solamente un impulso e della stessa forma indipendentemente dal numero di fotoni che stanno incidendo su esso nello stesso momento. La linearità del segnale di uscita del SiPM, quindi, peggiora all'aumentare del numero di fotoni incidenti, per questo motivo è importante scegliere un SiPM che abbia abbastanza pixel in relazione alla luce incidente. La distribuzione del numero di fotoni rivelati

durante un certo periodo può essere stimata misurando la carica in uscita dal SiPM utilizzando ad esempio un amplificatore di carica.

Le caratteristiche del SiPM variano notevolmente a seconda della tensione operativa e della temperatura ambiente. In generale, l'aumento della tensione operativa aumenta il campo elettrico all'interno del SiPM e quindi migliora il guadagno, l'efficienza di rilevamento dei fotoni e la risoluzione temporale. D'altra parte, aumenta anche i componenti indesiderati e di conseguenza il rumore. La tensione di funzionamento deve essere impostata attentamente per ottenere le caratteristiche desiderate.

I parametri operativi più importanti nella descrizione di un SiPM sono:

- la tensione V_{bias} da applicare per operare con un SiPM, questa è indicata nelle specifiche del sensore ed è generalmente data da:

$$\Delta V = V_{bias} - V_{bd} \quad (2.14)$$

dove V_{bd} è la tensione di breakdown che delimita il punto nel quale il campo elettrico generato nella regione di svuotamento è sufficiente a creare una scarica Geiger. V_{bias} è maggiore di V_{bd} e la loro differenza ΔV è definita come *overvoltage*;

- il guadagno, funzione dell'overvoltage e della grandezza delle microcelle. Ogni microcella genera una quantità di carica uniforme e quantizzata ogni volta che viene captato un fotone, il guadagno di una microcella è definito come la carica prodotta dalla microcella Q attivata fratto la carica di un elettrone q :

$$G = \frac{Q}{q} = \frac{C\Delta V}{q} \quad (2.15)$$

dove C è la capacità della microcella e ΔV l'overvoltage;

- la PDE (*Photon Detection Efficiency*), è una grandezza che indica la frazione di fotoni incidenti rivelati dal SiPM e quindi esprime la capacità del dispositivo di rivelare fotoni, è definita come il prodotto di tre fattori: la *quantum efficiency* (numero medio di coppie elettroni-lacuna creato dalla conversione di un fotone incidente nella regione di svuotamento), la probabilità di valanga P_a (probabilità che una coppia elettrone-lacuna inneschi un processo di moltiplicazione a valanga) e l'efficienza geometrica (rapporto tra l'area fotosensibile e l'area totale del dispositivo).

Infine, i SiPM sono affetti da varie tipologie di rumore [14]. Una tra le principali sorgenti di rumore è il *crossstalk*: è possibile che durante la moltiplicazione a valanga in uno degli APD venga prodotto un fotone ottico, che può essere rivelato da uno APD vicino, dando il via alla moltiplicazione a valanga e quindi ad un segnale spurio. Altri fenomeni che contribuiscono al rumore sono l'*afterpulsing* e la *dark current*. L'afterpulse

avviene quando dei portatori generati dalla valanga vengono intrappolati da impurità nel materiale e rilasciati solo successivamente: questo porta alla generazione di una seconda valanga a breve distanza temporale dalla prima. L'afterpulse può anche essere indotto otticamente: durante ogni valanga vengono prodotti fotoni secondari, questi possono essere riassorbiti dallo stesso APD, generando una coppia di portatori che per diffusione può innescare una seconda valanga. La dark current è la principale fonte di rumore di un SiPM: è dovuta alla generazione termica di coppie elettrone-lacuna nella regione di svuotamento, queste possono generare valanghe di portatori e quindi produrre un segnale in uscita. Il fenomeno è osservabile in assenza di fascio di fotoni incidente e il conteggio nell'unità di tempo di questi impulsi è denominato *dark count rate*.

2.4 Confronto tra SiPM e PMT

Il SiPM e il PMT sono due valide alternative nella raccolta della luce di uscita da uno scintillatore. I due sensori hanno caratteristiche differenti, metterle a confronto è interessante e può aiutare nella scelta del giusto sensore di luce in base alle esigenze specifiche del caso [15]. Inoltre nella caratterizzazione dello scintillatore (Capitolo 3) sono stati accoppiati a quest'ultimo un SiPM e un PMT in modo tale da analizzare il segnale di luce generato da uno stesso muone incidente contemporaneamente con i due dispositivi e confrontare le due prestazioni.

Struttura e funzionamento

- Il PMT lavora ad alte tensioni $\sim 1000V$ mentre la tensione operativa di un SiPM si aggira attorno ai $\sim 60V$;
- il PMT ha una grande area sensibile di 1.3 cm^2 (diametro $1/2''$) mentre il SiPM ha area sensibile di 0.01 cm^2 .

Copertura spettrale e sensibilità

- In base al range spettrale su cui si vuole lavorare (dall'UV all'IR) ci sono diversi tipi di PMT. Si può invece utilizzare lo stesso SiPM per range spettrali dall'UV al NIR;
- per un PMT la quantum efficiency dipende dal materiale di cui è fatto il fotocatodo e dal tipo di vetro. Nel caso di un SiPM la PDE (photon detection efficiency) è funzione dell'overvoltage;
- in un PMT la sensibilità può essere adattata al caso specifico variando il materiale del fotocatodo. In un SiPM la sensibilità è invece limitata dal fatto che può essere costituito solo da silicio.

La sensibilità spettrale di un SiPM è più alta di quella di un PMT data la stessa regione spettrale.

Guadagno

- Il guadagno di un PMT e quello di un SiPM sono molto simili, circa $10^5 - 10^7$;
- il guadagno di un PMT dipende dal numero di dinodi e dal voltaggio fornito mentre il guadagno di un SiPM dipende dalla grandezza di una microcella e dall'overvoltage. Inoltre per un dato PMT è possibile variare il guadagno di un fattore 1000 variando il numero di dinodi attivi o il voltaggio fornito.

Range dinamico e linearità

- La linearità in un PMT è funzione della corrente nel partitore di tensione. Nel SiPM la linearità è limitata dal numero di microcelle e dalla lunghezza del *recovery time* (intervallo di tempo che deve trascorrere dopo che si è verificato un impulso prima che un secondo impulso possa ripresentarsi). Aumentando il numero di microcelle migliora la linearità;
- nella pratica in un PMT se la corrente dell'anodo è minore dell'1% della corrente del partitore il PMT è considerato lineare. In un SiPM per avere buone prestazioni tutta l'area attiva dovrebbe essere illuminata.

Rumore

- La densità di dark count rate in un PMT può essere molto bassa (~ 100 counts/s/mm²) mentre in un SiPM è alta ($\sim 10^5$ counts/s/mm²);
- la densità di dark count rate in un PMT dipende solo dalla temperatura mentre in un SiPM dipende sia dalla temperatura che dall'overvoltage;
- il dark count rate è indipendente dal guadagno in un PMT ma non in un SiPM.

Il PMT ha quindi rumore più basso di un SiPM.

Infine in Tabella 2.1 sono riportati altri paragoni tra i due dispositivi, in particolare l'isteresi è il fenomeno secondo il quale il funzionamento del dispositivo dipende dalla storia del suo funzionamento, da cosa è accaduto in passato.

| Parametri | PMT | SiPM |
|----------------------------------|--|--|
| Campo magnetico | influenza le prestazioni | non ha effetto |
| Urti e vibrazioni | generalmente fragile | molto resistente |
| Resistenza alle radiazioni | eccellente | buona ma può essere danneggiato da lunghe esposizioni a neutroni |
| Esposizione alla luce ambientale | può essere danneggiato, necessita protezione | poco sensibile |
| Isteresi | sì e varia in base al modello | no |
| Costo | basso per grandi taglie ($> 200mm^2$) | basso per piccole taglie ($< 200mm^2$) |
| Timing | veloce/molto veloce | veloce |

Tabella 2.1: Ulteriori elementi di confronto tra PMT e SiPM.

Capitolo 3

Caratterizzazione del sistema PMT-scintillatore-SiPM

Dopo aver analizzato il principio di funzionamento di uno scintillatore plastico e le caratteristiche di un PMT e di un SiPM, in questo capitolo viene descritto il lavoro di laboratorio svolto per la costruzione di un rivelatore a scintillazione e la sua successiva caratterizzazione mediante l'utilizzo di muoni provenienti da raggi cosmici. L'analisi dati svolta ha lo scopo di confrontare le prestazioni dei due sensori di luce utilizzati nell'acquisizione contemporanea di segnali provenienti dallo stesso evento.

3.1 La strumentazione

Lo scintillatore EJ-200

Lo scintillatore EJ-200, equivalente del commerciale BC-408, è uno scintillatore plastico composto dal polimero base poliviniltoluene, ha la forma di un cubo di volume $6 \times 6 \times 6$ cm³ ed ha due fondamentali proprietà: grande lunghezza di attenuazione ottica (distanza dopo la quale la luce inizialmente prodotta nella diseccitazione si attenua di un fattore e) e risposta in tempo veloce. Queste due caratteristiche lo rendono adatto per l'utilizzo in sistemi di misura del tempo di volo. Inoltre l'alto light yield e lo spettro di emissione compatibile con i comuni fotomoltiplicatori lo rendono una buona scelta per molte applicazioni industriali come la misurazione ambientale di radiazioni e la protezione da esse, ambiti in cui l'elevata sensibilità e l'uniformità del segnale sono requisiti fondamentali [16].

Lo spettro di emissione caratteristico dello scintillatore EJ-200 è riportato in Figura 3.1: si può notare la presenza di un picco a 425 nm ovvero nella regione blu-viola dello spettro di luce visibile. Conoscere lo spettro di emissione è fondamentale per scegliere il

senso di luce migliore da accoppiare allo scintillatore. Le caratteristiche tecniche dello scintillatore sono invece riportate nella tabella in Figura 3.2.

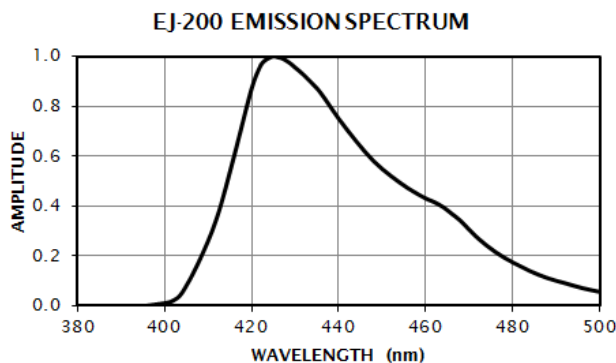


Figura 3.1: Spettro di emissione dello scintillatore EJ-200.

| PROPERTIES | EJ-200 |
|--|--------|
| Light Output (% Anthracene) | 64 |
| Scintillation Efficiency (photons/1 MeV e ⁻) | 10,000 |
| Wavelength of Maximum Emission (nm) | 425 |
| Light Attenuation Length (cm) | 380 |
| Rise Time (ns) | 0.9 |
| Decay Time (ns) | 2.1 |
| Pulse Width, FWHM (ns) | 2.5 |
| H Atoms per cm ³ (×10 ²²) | 5.17 |
| C Atoms per cm ³ (×10 ²²) | 4.69 |
| Electrons per cm ³ (×10 ²³) | 3.33 |
| Density (g/cm ³) | 1.023 |

Figura 3.2: Caratteristiche tecniche dello scintillatore EJ200.

Il tubo fotomoltiplicatore R2496

Il tubo fotomoltiplicatore HAMAMATSU R2496 (Figura 3.3, sinistra) è un PMT a risposta veloce con fotocatodo composto da materiali bialcalini. I dinodi sono a focalizzazione lineare ed hanno 8 stadi. Il PMT è di tipo frontale (*head on*): riceve la luce incidente attraverso l'estremità del bulbo di vetro e il fotocatodo si trova nella superficie interna della finestra di ingresso della luce. Tra le caratteristiche tecniche vi sono una tensione di alimentazione consigliata di -1500 V e un range di risposta spettrale che va da 160 nm a 650 nm con un massimo per 420 nm. La curva che descrive la risposta spettrale in

funzione della cathode radiant sensitivity e della quantum efficiency (descritte in Sezione 2.2.1) è rappresentata sulla destra della Figura 3.3 [17].

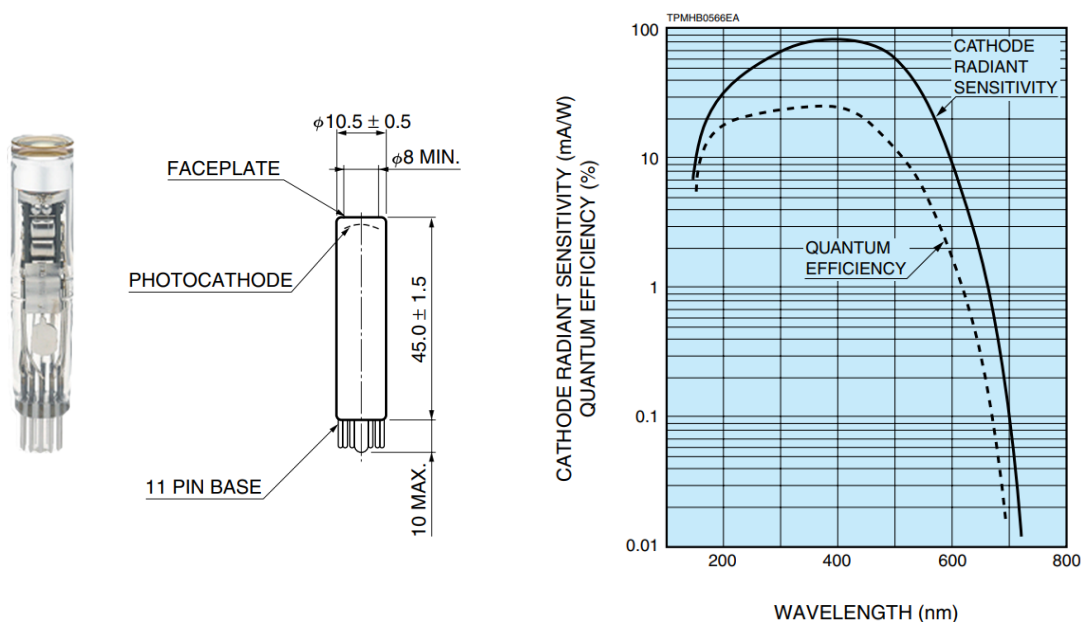


Figura 3.3: Il tubo fotomoltiplicatore HAMAMATSU R2496 con una sua schematizzazione (a sinistra, le grandezze sono in mm) e la sua risposta spettrale (a destra).

Il SiPM serie S13360

Il sensore HAMAMATSU S13360-3050 CS (Figura 3.4) è un fotomoltiplicatore al silicio con la particolare caratteristica di avere basso rumore ed è quindi adatto a misurazioni di precisione. Dalla sua risposta spettrale (Figura 3.5) è possibile vedere come l'efficienza sia massima per fotoni con una lunghezza d'onda vicina a 450 nm.

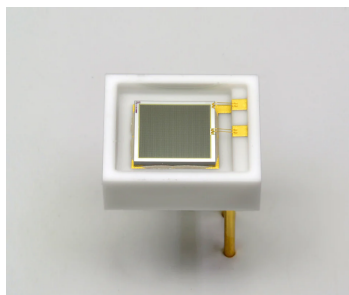


Figura 3.4: Il SiPM HAMAMATSU S13360-3050 CS.

Il SiPM in questione ha un'area attiva di $3 \times 3 \text{ mm}^2$ e la sua schematizzazione è rappresentata in Figura 3.6. La tensione di breakdown del SiPM utilizzato è pari a $V_{br} = (53 \pm 5) \text{ V}$ e la tensione operativa consigliata è $V_{bias} = V_{br} + 3 \text{ V}$ [18].

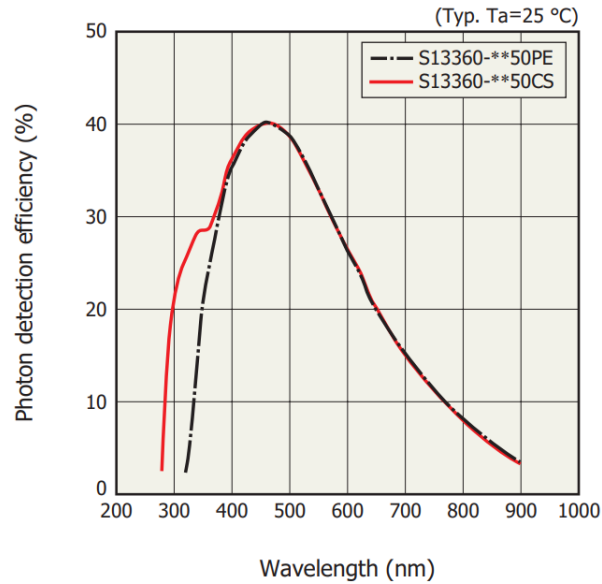


Figura 3.5: Risposta spettrale del SiPM S13360-3050 CS (in rosso).

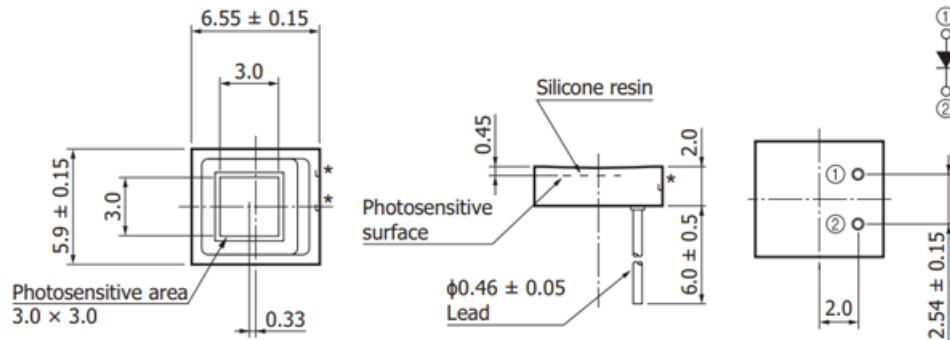


Figura 3.6: Schematizzazione del SiPM S13360-3050 CS, le misure sono in mm.

3.2 Montaggio del rivelatore a scintillazione

Nella costruzione di un rivelatore a scintillazione è molto importante raccogliere la più grande quantità possibile di fotoni di scintillazione e fare in modo che arrivino fino al sensore di luce in maniera efficiente. La luce emessa in un certo punto del cubo viaggia in tutte le direzioni, una volta arrivata al bordo dello scintillatore può essere totalmente riflessa o riflessa parzialmente e trasmessa, perciò normalmente solo una frazione della luce iniziale arriverebbe al PMT o al SiPM.

Per evitare che la maggior parte della luce di scintillazione vada persa, come primo step il cubo scintillatore è stato rivestito con un foglio riflettente cosicché i fotoni, una volta arrivati al bordo del cubo, non possono fuoriuscire e riflettono più volte fino a colpire i due sensori di luce. Il cubo scintillatore è stato maneggiato con dei guanti per evitare di danneggiarlo e prima di rivestirlo sono state ricavate nel foglio riflettente due piccole fessure in corrispondenza di due lati opposti del cubo, necessarie per la successiva collocazione del PMT e del SiPM. Nella fase del rivestimento è stata fatta particolare attenzione nel tenere il foglio riflettente il più in tensione possibile in modo da assicurare una superficie omogenea e una buona riflessione. In Figura 3.7 è possibile osservare il momento del posizionamento del cubo scintillatore sul foglio riflettente con ricavate le fessure.

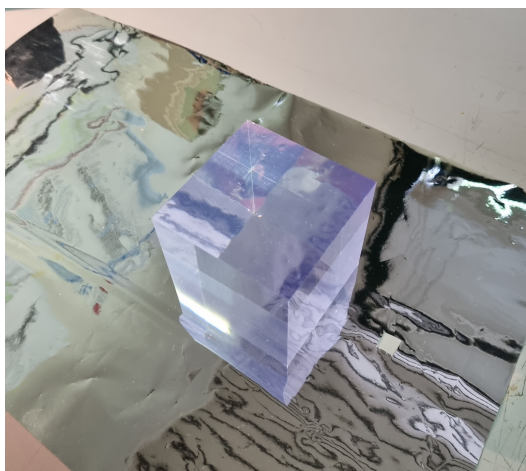


Figura 3.7: Cubo scintillatore posizionato sul foglio riflettente con fori per i sensori di luce.

Dopo aver rivestito il cubo si passa in genere alla fase di accoppiamento con i due sensori in cui è necessario far sì che la luce trasmessa dal cubo al PMT e al SiPM sia massima. Il contatto ottico deve essere fatto attraverso un materiale il cui indice di rifrazione sia il più simile possibile a quello dello scintillatore, della finestra del PMT e del SiPM. A questo scopo in corrispondenza delle due fessure è stato distribuito del grasso al silicone (comunemente detto grasso ottico) in maniera non uniforme.

Per evitare l'ingresso all'interno del dispositivo di fotoni provenienti dall'esterno e per mantenere fermi i due sensori, il cubo è stato inserito all'interno di un involucro di rivestimento di colore nero appositamente realizzato. Il PMT e il SiPM sono stati collocato nell'involucro come mostrato in Figura 3.8.



Figura 3.8: Posizionamento del SiPM all'interno dell'involucro di rivestimento.

Spingendo il cubo all'interno del rivestimento il grasso ottico si è adattato alle superfici dei sensori permettendo un buon accoppiamento ottico. Infine i due pin del SiPM sono stati saldati a due cavi elettrici per permetterne l'alimentazione. In Figura 3.9 è mostrato il dispositivo completo.

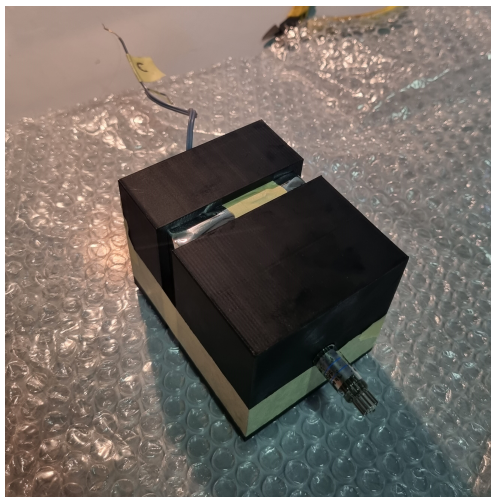


Figura 3.9: Rivelatore completo.

3.3 Setup dell'esperimento

Per poter utilizzare il rivelatore e poter raccogliere informazioni sui vari eventi, il SiPM è stato connesso ad un circuito esterno (come consigliato nelle specifiche dello strumento [18]) precedentemente costruito su una scheda elettronica e mostrato in Figura 3.10 [13]. Il resistore da $1\text{k}\Omega$ e il condensatore da $0.1\mu\text{F}$ sulla parte dell'alimentatore fungono da filtro passa-basso per eliminare il rumore ad alte frequenze. La resistenza da $1\text{k}\Omega$ è, inoltre, una resistenza di protezione contro la corrente eccessiva.

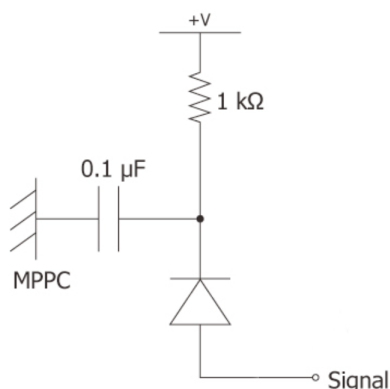


Figura 3.10: Circuito connesso al SiPM (o MPPC).

Il PMT è stato alimentato tramite un modulo CAEN di alta tensione posto in un crate NIM.

Inizialmente i segnali in uscita sono stati visualizzati tramite l'utilizzo di un oscilloscopio, connettendo l'anodo del PMT al canale 0 e il canale 1 al segnale in uscita dal circuito con il SiPM. Impostando una soglia di tensione sull'oscilloscopio oltre la quale attivare l'acquisizione del segnale (livello di trigger) sono stati eseguiti dei test su entrambi i canali per verificare che il rivelatore funzionasse correttamente.

In seguito, dopo una serie di valutazioni, per il PMT è stata impostata una tensione di alimentazione di -1300V , inferiore (in modulo) rispetto alla tensione consigliata dalle specifiche del sensore ma con la quale si ottenevano andamenti migliori (a causa della presenza di luce esterna). Per il SiPM, tramite l'utilizzo di una scheda apposita configurabile da PC, è stata impostata una tensione di polarizzazione di 56V .

Per il salvataggio dei dati i due sensori sono stati scollegati dall'oscilloscopio e connessi al canale 0 (PMT) e canale 1 (SiPM) di un digitizer nel quale è presente un ADC, un sistema che campiona il segnale analogico trasformandolo in digitale. Il digitizer utilizzato appartiene alla digitizer family 743 della CAEN, ha 12 bit di risoluzione e un'alta frequenza di campionamento. In questo caso specifico è stata selezionato un passo di campionamento di 0.625 ns . Dopo aver impostato i due livelli di trigger a -0.7V

per il PMT e 0.013V per il SiPM, l'acquisizione è stata effettuata richiedendo un AND dei due canali. L'ampiezza del segnale prodotto dai sensori dipende da diversi fattori: in particolare la distanza tra il sensore e il punto di passaggio della particella all'interno dello scintillatore ha un impatto importante sulla creazione dei segnali. Per questo motivo e a causa delle caratteristiche dei due sensori e del rivelatore (ad esempio alcuni fotoni potrebbero non essere riflessi correttamente a causa di pieghe nel rivestimento riflettente) non sempre è possibile rivelare uno stesso evento con entrambi i sensori contemporaneamente. L'AND dei due canali permette di massimizzare il numero di dati raccolti selezionando solamente i casi in cui sia il PMT che il SiPM vengono colpiti dalla luce di scintillazione. In particolare è stato impostato un gate length di 15 ns: i due segnali possono essere considerati in coincidenza e vengono memorizzati solamente se la distanza temporale tra il primo e il secondo è minore del gate length.

Infine, prima di iniziare ad acquisire i segnali, il dispositivo è stato coperto con un telo scuro in modo da evitare che eventuali fotoni provenienti dall'esterno interagissero con il rivelatore.

3.4 Analisi dati

L'analisi effettuata sui dati ricavati in laboratorio ha l'intento di stimare il rise time e il decay time dei segnali acquisiti con i due sensori di luce.

Mediante un programma di lettura di dati da file appositamente scritto (utilizzando il C++ come linguaggio di programmazione) e sfruttando il software ROOT, i singoli eventi sono stati inseriti all'interno di un Tree. I Tree (appartenenti alla classe TTree) sono delle strutture dati di ROOT utili per immagazzinare, leggere e analizzare grandi quantità di dati, costituite da n-tuple di variabili. I dati sono organizzati in "Branches", per questa analisi ne sono stati utilizzati tre: uno contenente il numero dell'evento e due per i dati dell'acquisizione del canale 0 (PMT) e del canale 1 (SiPM) entrambi memorizzati come vettori di double. Una volta riempito il Tree è stata eseguita l'analisi dati vera e propria.

Per ottenere gli istogrammi dei vari eventi è stato utilizzato il metodo "SetBinContent" assegnando ai contenuti dei vari bin i valori di voltaggio letti dal Tree (tramite due cicli for).

In Figura 3.11 sono rappresentati gli istogrammi dei segnali acquisiti al variare del tempo con il PMT e il SiPM (per un singolo evento). I due istogrammi, poiché hanno ampiezze molto differenti tra loro, sono stati normalizzati per permettere un facile confronto. Inoltre, poiché il tubo fotomoltiplicatore utilizzato lavora a voltaggi negativi, l'istogramma del PMT è stato invertito di segno. Osservando la figura in questione è possibile notare senza fare ulteriori analisi come le forme dei due istogrammi siano molto diverse tra loro, il PMT raggiunge il massimo più velocemente del SiPM, il quale impiega più tempo anche nella discesa dal massimo allo zero. In particolar modo, in quest'ulti-

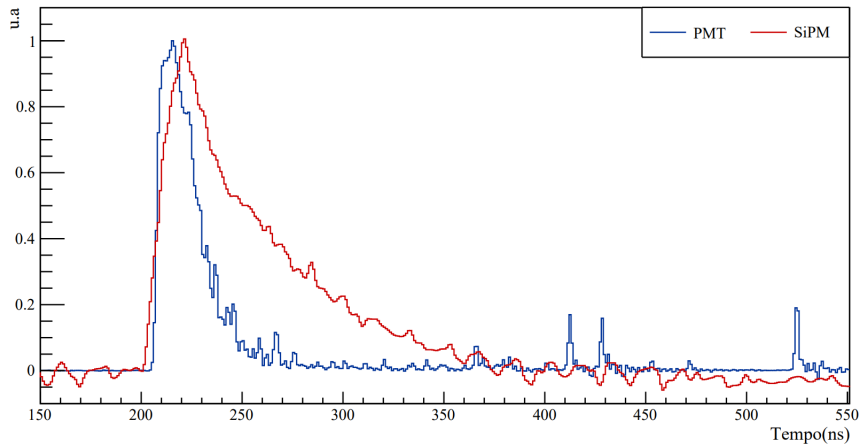


Figura 3.11: Istogrammi dei segnali in uscita dal PMT (in blu) e dal SiPM (in rosso) per un singolo evento. Il segnale del PMT è stato invertito di segno ed entrambi gli istogrammi sono stati normalizzati.

mo tratto l'andamento dell'istogramma del SiPM si discosta notevolmente da quello del PMT: questa differenza è dovuta al tempo caratteristico di recupero del SiPM.

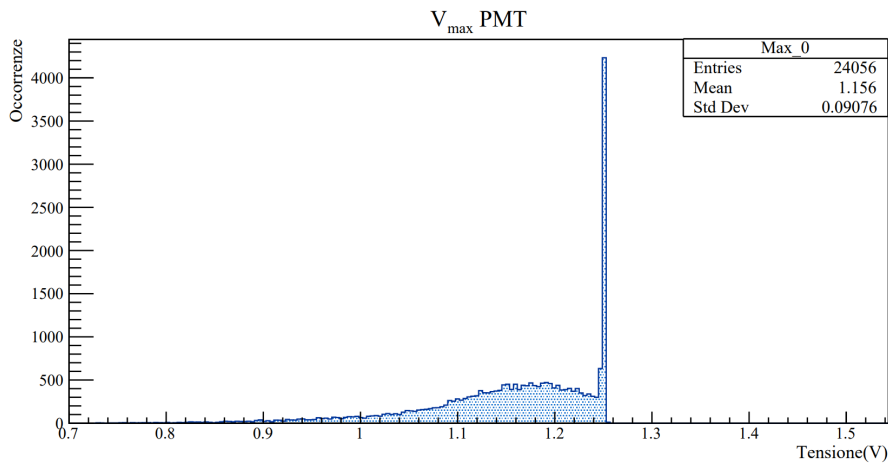


Figura 3.12: Istogramma delle tensioni massime dei segnali del PMT, il picco presente sulla destra è dovuto al fatto che nell'acquisizione alcuni segnali sono fuori scala.

Prima di passare a ricavare i tempi di salita e di decadimento sono stati ottenuti due istogrammi contenenti i valori di tensione massima raggiunta dai due segnali per ogni evento. Le Figure 3.12 e 3.13 rappresentano gli istogrammi contenenti rispettivamente i massimi dei segnali del PMT e del SiPM. Osservando la Figura 3.12 è possibile notare la presenza di un picco anomalo: durante l'acquisizione alcuni segnali sono usciti dalla scala preimpostata, il voltaggio massimo reale da loro raggiunto è superiore a quello ricavato

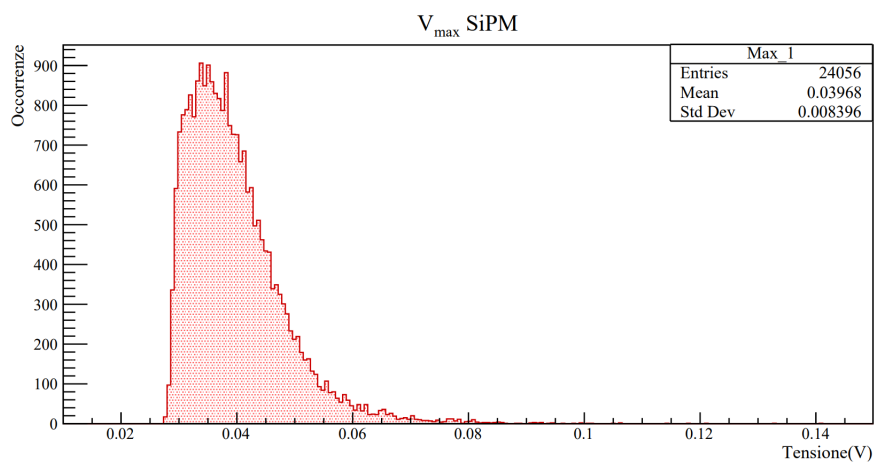


Figura 3.13: Istogramma delle tensioni massime dei segnali del SiPM.

nell'analisi ma non è possibile ottenere informazioni a riguardo, perciò per calcolare il rise time del PMT è stata effettuata una selezione scegliendo solamente i segnali con massimo inferiore a 1.24 V.

I rise time dei segnali sono stati ottenuti ricavando il numero del bin in corrispondenza del 90% del massimo dell'istogramma e quello in corrispondenza del 10%. Facendo la sottrazione dei due, moltiplicando per il periodo di acquisizione pari a 0.625 ns e ripetendo il procedimento per entrambi i canali e per tutti gli eventi (tramite un ciclo for), sono stati riempiti due nuovi istogrammi.

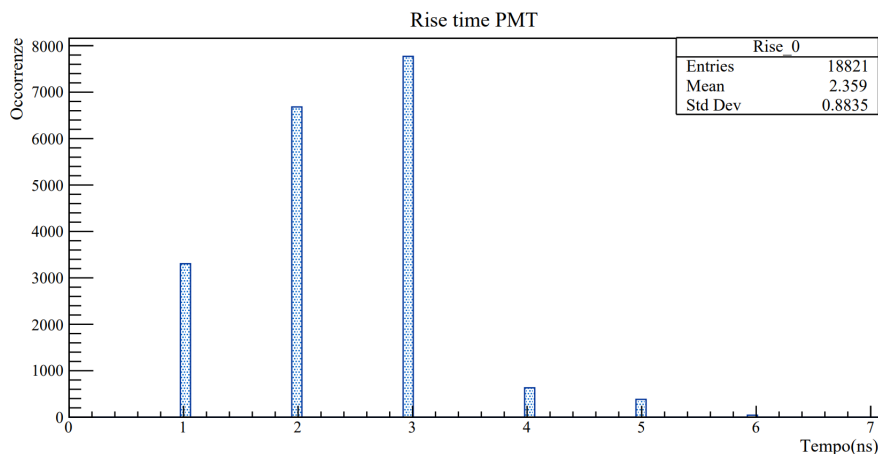


Figura 3.14: Istogramma dei rise time dei segnali del PMT.

Il primo, rappresentato in Figura 3.14, contiene i rise time di tutti gli eventi rivelati dal PMT, il secondo invece, rappresentato in Figura 3.15, contiene i rise time degli eventi rivelati dal SiPM.

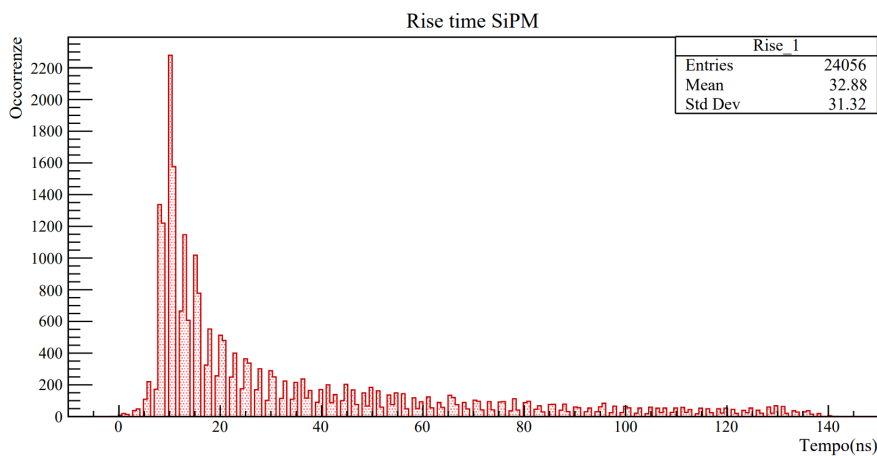


Figura 3.15: Istogramma dei rise time dei segnali del SiPM.

Osservando i due istogrammi è possibile confermare ciò che era già possibile notare in Figura 3.11: i segnali del PMT hanno in media un rise time inferiore rispetto ai segnali del SiPM.

D'altra parte i decay time sono stati ottenuti effettuando dei fit con ROOT. Nel caso del PMT i singoli istogrammi dei segnali sono stati fittati nel range tra il picco massimo e l'azzeramento del segnale tramite l'utilizzo di una funzione esponenziale a due parametri della forma:

$$f(x) = e^{p_0 + p_1 x} \quad (3.1)$$

Un esempio di fit di un istogramma del segnale in uscita dal PMT è riportato in 3.16.

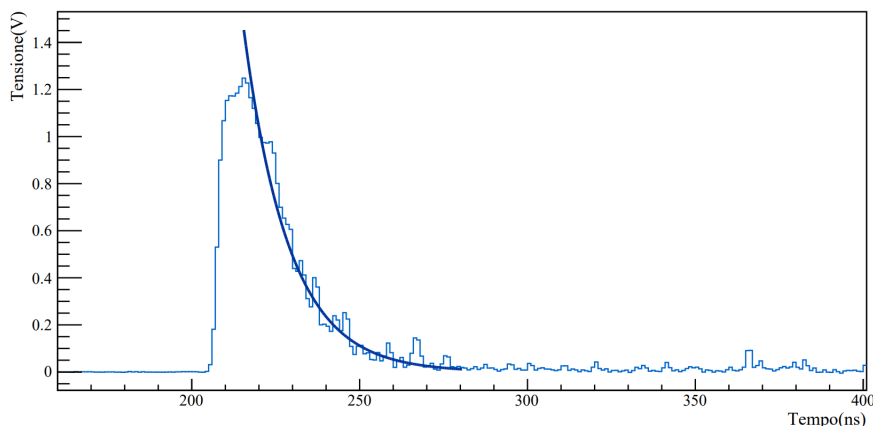


Figura 3.16: Istogramma di un segnale in uscita dal PMT e relativo fit (in blu).

Per ogni evento è stato estratto dal fit il parametro p_1 . Dai parametri così ricavati sono stati ottenuti i tempi di decadimento facendo il reciproco, cambiando il segno e

moltiplicandoli per il tempo di campionamento. I vari decay time sono poi stati inseriti all'interno dell'istogramma in Figura 3.17.

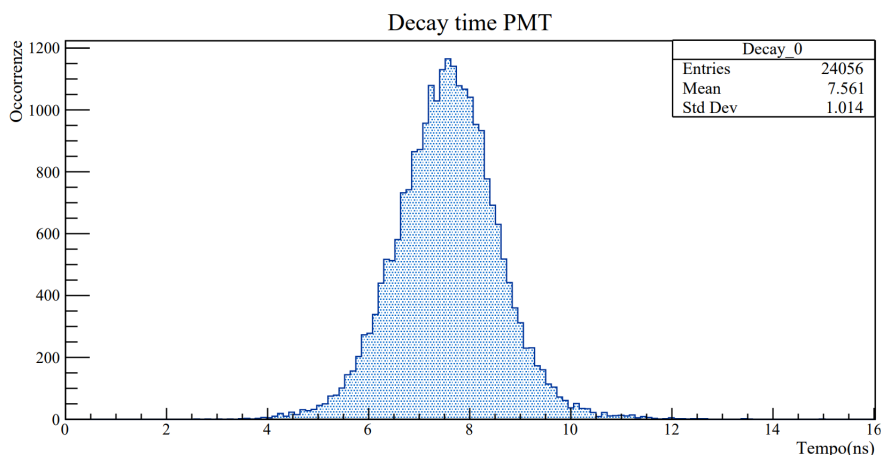


Figura 3.17: Istantogramma dei decay time dei segnali del PMT.

Nel caso del SiPM, come osservato in Figura 3.11 e a causa del tempo caratteristico di recupero, l'andamento del segnale nell'intervallo tra il massimo e lo zero varia perciò effettuare il fit con una singola funzione esponenziale non è sufficiente. Per questo motivo sono stati effettuati due fit differenti in due diversi intervalli (ricavati in base al punto in cui l'andamento cambia) tra il picco massimo e lo zero in modo tale da descrivere al meglio il segnale. Come funzione di fit è stata utilizzata nuovamente l'Equazione 3.1. Un esempio dei fit effettuati su un singolo evento è mostrato in Figura 3.18.

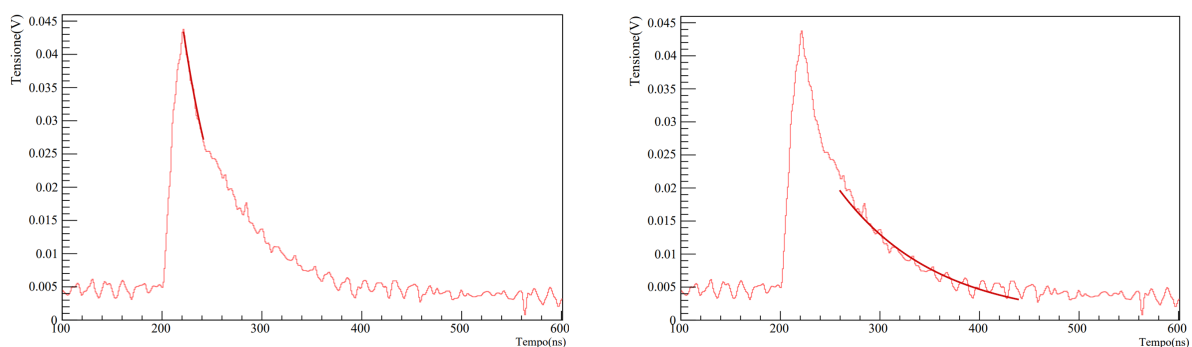


Figura 3.18: Istantogramma di un segnale in uscita dal SiPM e relativo fit sul primo tratto (a sinistra) e sul secondo (a destra).

Così, ricavando p_1 da ogni singolo segnale prima da un fit poi dall'altro, sono stati riempiti due diversi istogrammi contenenti i decay time come fatto in precedenza per il PMT. L'istogramma dei tempi di decadimento ricavati fittando il primo tratto della

curva è rappresentato in Figura 3.19 mentre l'istogramma dei decay time ricavati fittando il secondo tratto è rappresentato in Figura 3.20.

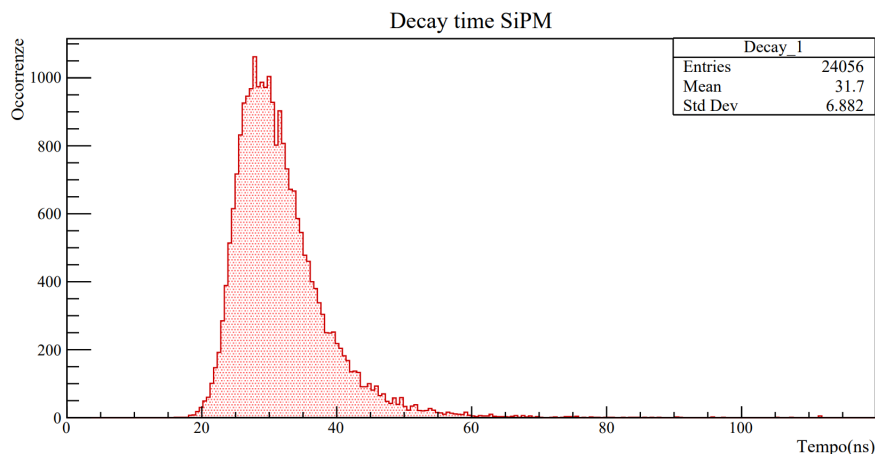


Figura 3.19: Iistogramma dei decay time dei segnali del SiPM ottenuti dal fit del primo tratto dell'intervallo tra il massimo e lo zero.

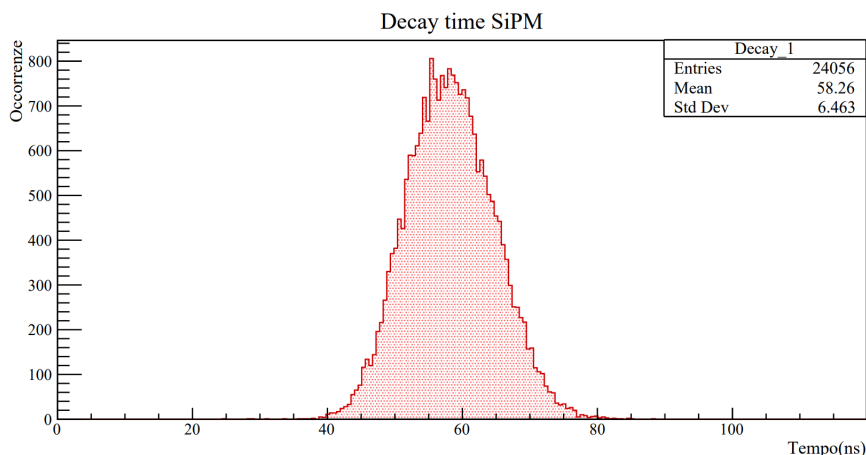


Figura 3.20: Iistogramma dei decay time dei segnali del SiPM ottenuti dal fit del secondo tratto dell'intervallo tra il massimo e lo zero.

Anche in questo caso è possibile notare osservando gli istogrammi come il tempo di decadimento medio del segnale del PMT sia differente e inferiore a quello del SiPM (entrambi i valori medi ottenuti per il PMT dai due fit sono inferiori al decay time medio del SiPM).

In particolare sono stati ottenuti i seguenti risultati: osservando gli istogrammi nelle Figure 3.14 e 3.15 il valore medio del rise time ricavato analizzando i segnali del PMT è compreso tra 2 ns e 3 ns mentre nel caso del SiPM questo si aggira intorno ai 33 ns.

D'altra parte, per ottenere i valori medi dei decay time ricavati analizzando i segnali del PMT e quelli del SiPM (con fit diversi per i due intervalli) è stato eseguito un ulteriore fit degli istogrammi nelle Figure 3.17, 3.19 e 3.20 con una distribuzione gaussiana. Per il PMT è stato ottenuto un decay time medio pari a (7.55 ± 0.01) ns. Per il SiPM, invece, nel caso dell'istogramma ricavato dai fit sul primo tratto è stato ottenuto un valore medio del tempo di decadimento pari a (30.56 ± 0.03) ns, nel caso dell'istogramma ricavato dai fit sul secondo tratto un valore pari a (58.28 ± 0.04) ns. Le incertezze dei vari parametri sono quelle derivanti dai fit con la funzione gaussiana.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato messo in evidenza come diverse applicazioni potrebbero beneficiare della realizzazione di un dispositivo capace di tracciare neutroni veloci. A tal proposito, dopo aver descritto l'interazione delle particelle e in particolare dei neutroni nella materia, è stato analizzato il principio di funzionamento del rivelatore RIPTIDE il cui obiettivo è quello di ricostruire la quantità di moto di un neutrone mediante l'acquisizione di immagini della luce di scintillazione prodotta dai protoni di rinculo originati dall'interazione dei neutroni con il rivelatore.

Dopo aver descritto nel dettaglio i principi di funzionamento e le caratteristiche di uno scintillatore plastico e di due sensori di luce (un PMT e un SiPM) che si possono utilizzare per analizzare la luce di scintillazione e aver analizzato le differenze tra i due, è stata descritta la procedura di montaggio del rivelatore di cui è poi stata fatta la caratterizzazione. In particolare sono stati utilizzati un cubo scintillatore plastico EJ-200, un tubo fotomoltiplicatore HAMAMATSU R2496 e un fotomoltiplicatore al silicio HAMAMATSU S13360-3050 CS: il cubo è stato rivestito con un foglio riflettente ed inserito in un involucro di copertura, i due sensori sono stati accoppiati allo scintillatore tramite l'utilizzo di grasso al silicone per garantire un buon contatto ottico.

La caratterizzazione dello scintillatore è stata effettuata tramite l'utilizzo di muoni cosmici. Dopo aver connesso il PMT al canale 0 e il SiPM al canale 1 di un digitizer, i dati sono stati acquisiti in coincidenza. Questi, in seguito, sono stati analizzati in termini di rise time e decay time dei due sensori.

Il valore medio del rise time ottenuto nel caso del PMT è compreso tra 2 ns e 3 ns, mentre per il SiPM si aggira intorno ai 33 ns. D'altra parte il valore medio del decay time nel caso PMT è pari a (7.55 ± 0.01) ns, mentre nel caso del SiPM risulta essere (30.56 ± 0.03) ns per il fit del segnale sul primo tratto dell'intervallo tra il massimo e lo zero e (58.26 ± 0.04) ns per il fit sul secondo tratto dello stesso intervallo.

Perciò, il PMT è risultato essere più veloce del SiPM sia nei tempi di salita che nei tempi di decadimento (entrambi i decay time medi del SiPM ottenuti dai due fit sono più grandi del decay time medio ottenuto per il PMT). Dall'altro lato però, come sottolineato nella Sezione 2.4, il PMT, a differenza del SiPM, necessita di alte tensioni di alimentazione e risente degli effetti di campi magnetici esterni, ha sensibilità spettrale minore del SiPM ed è generalmente fragile e meno compatto rispetto al fotomoltiplicatore

al silicio.

In conclusione, sebbene il PMT abbia un rumore più basso del SiPM e a seguito dell'analisi effettuata risulti più veloce nell'acquisizione degli stessi segnali, il SiPM resta la scelta più comune nei rivelatori attuali.

Bibliografia

- [1] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [2] Claudia Pisanti. *RIPTIDE: a novel recoil proton track imaging detector concept*. PhD thesis, Alma Mater Studiorum, università di Bologna, 2021/2022.
- [3] Stefano Cecchini and Maurizio Spurio. Atmospheric muons: experimental aspects. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 1(2):185–196, 2012.
- [4] Dieter Schardt, Thilo Elsässer, and Daniela Schulz-Ertner. Heavy-ion tumor therapy: Physical and radiobiological benefits. *Reviews of modern physics*, 82(1):383, 2010.
- [5] Raffaele Fedele Laitano. *Fondamenti di dosimetria delle radiazioni ionizzanti*. ENEA, 2011.
- [6] Giuseppe Battistoni, Marco Toppi, and Vincenzo Patera. Measuring the impact of nuclear interaction in particle therapy and in radio protection in space: the foot experiment. *Frontiers in Physics*, 8:568242, 2021.
- [7] Agatino Musumarra, Franco Leone, Cristian Massimi, Maria Grazia Pellegriti, Francesco Romano, Roberto Spighi, and Mauro Villa. Riptide: a novel recoil-proton track imaging detector for fast neutrons. *Journal of Instrumentation*, 16(12):C12013, 2021.
- [8] P Console Camprini, F Leone, C Massimi, A Musumarra, MG Pellegriti, C Pisanti, F Romano, R Spighi, N Terranova, and M Villa. A proton-recoil track imaging system for fast neutrons: the riptide detector. *Journal of Instrumentation*, 18(01):C01054, 2023.
- [9] INFN OCRA. L'osservatorio pierre auger. <https://web.infn.it/OCRA/losservatorio-pierre-auger/>.
- [10] INFN. Km3net. <https://www.lns.infn.it/it/ricerca/progetti/km3net.html>.

- [11] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2000.
- [12] Consiglio Nazionale delle Ricerche. La fluorescenza. https://creo.na.cnr.it/wp-content/uploads/2021/10/att579_SchedaLab_Teoria.pdf.
- [13] HAMAMATSU. What is mppc (sipm). https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/mppc/what_is_mppc.html.
- [14] Stefan Gundacker and Arjan Heering. The silicon photomultiplier: fundamentals and applications of a modern solid-state photon detector. *Physics in Medicine & Biology*, 65(17):17TR01, 2020.
- [15] HAMAMATSU. Low light detection: Pmt v. sipm. <https://www.hamamatsu.com/eu/en/resources/webinars/detectors/low-light-detection-pmt-sipm.html>.
- [16] Eljen technology. <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212>.
- [17] HAMAMATSU. Photomultiplier tube r2496. https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/R2496_TPMH1229E.pdf.
- [18] HAMAMATSU. Mppc s13360 series. https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf.