

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

Misure di guadagno di fotomoltiplicatori per
il Sistema di Veto di neutroni
dell'esperimento XENONnT

Relatore:

Dott. Marco Garbini

Presentata da:

Andrea Mancuso

Correlatore:

Prof.ssa Gabriella Sartorelli

Anno Accademico 2016/2017

Sommario

Diverse osservazioni, su scala astronomica e cosmologica, suggeriscono l'esistenza di Materia Oscura e che questa componga quasi il 90% della materia dell'Universo. Le particelle candidate più promettenti sono le *Weakly Interacting Massive Particle*. La loro rivelazione è difficile a causa della piccola sezione d'urto prevista; l'osservazione di Materia Oscura necessita quindi di rivelatori ultra puri e ultrasensibili, situati in ambienti in cui i segnali di fondo possano essere ridotti. Il progetto XENON, ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, si pone l'obiettivo di rivelare direttamente le interazioni della Materia Oscura con rivelatori costituiti da una *Time Projection Chamber* contenente Xeno. La fase attuale del progetto è XENON1T; i primi risultati non hanno evidenziato eventi dovuti a Materia Oscura, permettendo invece di fissare un limite per la sezione d'urto WIMP-nucleo, indipendente dallo spin e di migliorare quelli precedentemente ottenuti. Con lo scopo di aumentare ulteriormente la sensibilità, ed eventualmente confermare un'osservazione da parte di XENON1T, la collaborazione sta lavorando alla fase successiva, prevista per il 2019: XENONnT. Per ridurre il fondo dovuto a neutroni generati dai materiali del rivelatore è in progetto un sistema di *Veto di Neutroni* basato su scintillatore liquido dopato con Gadolinio (*Gd*). Tale rivelatore è completato da 120 Fotomoltiplicatori, ovvero dispositivi in grado di convertire il segnale luminoso in un segnale di corrente analizzabile e amplificabile. In questo lavoro di tesi saranno riportati i risultati di primi test di funzionalità di PMT 8" Hamamatsu R5912-100WA-D30, effettuati presso i laboratori dell'Università e della Sezione INFN di Bologna. In particolare è stato misurato il guadagno di tre PMT campione e lo si è confrontato con i valori forniti dalla casa produttrice, allo scopo di valutare un possibile utilizzo dei PMT nel futuro *Veto di Neutroni* di XENONnT.

Indice

| | |
|---|-----------|
| Introduzione | 1 |
| 1 Evidenze dell'esistenza e rivelazione della Materia Oscura | 3 |
| 1.1 Evidenze Sperimentali | 3 |
| 1.1.1 Curve di rotazione | 4 |
| 1.1.2 Lensing gravitazionale e bullet cluster | 5 |
| 1.2 Evidenze Cosmologiche | 6 |
| 1.3 Composizione della Materia Oscura | 8 |
| 1.3.1 Materia Oscura Barionica | 9 |
| 1.3.2 Materia oscura non barionica | 9 |
| 1.4 Metodi di rivelazione | 11 |
| 1.4.1 Rivelazione indiretta | 11 |
| 1.4.2 Rivelazione diretta | 12 |
| 1.5 Il progetto XENON | 12 |
| 1.5.1 Proprietà dello Xeno | 13 |
| 1.5.2 Time Projection Chamber | 13 |
| 1.5.3 Il problema dei segnali di fondo | 14 |
| 1.5.4 Fasi del progetto | 15 |
| 1.6 Prototipo di un Neutron Veto | 17 |
| 1.6.1 Design Concettuale del Veto di Neutroni | 18 |
| 2 Fotomoltiplicatori | 19 |
| 2.1 La fisica dei Fotomoltiplicatori | 19 |
| 2.1.1 Fotoemissione | 19 |
| 2.1.2 Emissione Secondaria | 23 |
| 2.2 Struttura e funzionamento. | 24 |
| 2.2.1 Fotocatodo | 25 |
| 2.2.2 Sistema di input degli elettroni | 27 |
| 2.2.3 Moltiplicatore di elettroni | 27 |
| 2.2.4 Anodo | 30 |
| 2.3 Parametri Operativi | 30 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 2.3.1 | Guadagno | 30 |
| 2.3.2 | Linearità | 31 |
| 2.3.3 | Tempo di Risposta e Risoluzione | 33 |
| 2.4 | Rumore | 34 |
| 2.4.1 | Dark Current | 34 |
| 2.4.2 | Afterpulse | 35 |
| 2.4.3 | Rumore Statistico | 36 |
| 2.5 | Fattori Esterni | 36 |
| 2.5.1 | Esposizione alla luce esterna | 36 |
| 2.5.2 | Presenza di Campi Magnetici | 37 |
| 2.5.3 | Influenza della Temperatura | 37 |
| 3 | Misure di guadagno dei fotomoltiplicatori R5912 | 39 |
| 3.1 | Fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912-100WA-D30 | 39 |
| 3.2 | Setup Sperimentale | 41 |
| 3.2.1 | Elettronica | 42 |
| 3.2.2 | Acquisizione dati | 43 |
| 3.3 | Misure di guadagno | 45 |
| 3.4 | Risultati | 46 |
| | Conclusioni | 46 |
| | Bibliografia | 50 |

Introduzione

La natura della Materia Oscura rappresenta un enigma che, se risolto, potrà condurci ad una comprensione più profonda dell'Universo che ci circonda. Ad oggi è noto che la massa dell'Universo è costituita prevalentemente da Materia Oscura e che questa si distribuisce nelle galassie e negli ammassi di galassie; si tratta di materia non ordinaria che non interagisce elettromagneticamente ma solo gravitazionalmente e debolmente. Sono stati proprio i suoi effetti gravitazionali sulla materia visibile a suggerirne l'esistenza.

Sebbene da un lato la cosmologia osservativa abbia posto dei limiti sulle possibili particelle candidate a comporre la Materia Oscura, vi è ancora una situazione di incertezza. Il Modello Standard infatti, nonostante sia ad oggi la teoria fisica più completa, presenta alcuni limiti; con lo scopo di colmare tali lacune sono nate le più disparate teorie, alcune delle quali propongono diverse particelle come possibili componenti della Materia Oscura. Sulla base delle proprietà previste, si identificano le WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) come le candidate più promettenti. Tali particelle sarebbero state prodotte nel plasma che componeva l'Universo primordiale; la successiva separazione, avvenuta a seguito del raffreddamento dell'Universo, avrebbe permesso che arrivassero fino a noi. I limiti imposti dalla cosmologia richiedono che le WIMP abbiano una massa compresa tra qualche GeV fino a un TeV.

La Materia Oscura può essere rivelata attraverso tecniche dirette, basate sullo studio delle interazioni WIMP-Nuclei bersaglio, o tecniche indirette, atte ad analizzare i prodotti di annichilazione di WIMP. Le osservazioni astronomiche suggeriscono inoltre una sezione d'urto molto piccola che riduce il numero di eventi attesi di interazione. Risulta chiara la necessità di costruire, nel caso di rivelazione diretta, grandi rivelatori, ultra puri e ultrasensibili, situati in ambienti a bassa radioattività. È questo il caso dei rivelatori del progetto XENON ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso. I rivelatori sono situati sotto uno spessore medio di roccia di 1.4 km e sfruttano i segnali di scintillazione generati dalle interazioni nella *Time Projection Chamber*, cuore del rivelatore. I risultati fino ad ora ottenuti da XENON, in tutte le sue fasi, consistono nell'aver fissato un limite di sensibilità, alla sezione d'urto WIMP-Nucleo indipendente dallo spin, sempre inferiore; quelli ottenuti nell'ultima fase del progetto, XENON1T, presentano un minimo di $\sigma_{SI} = 7.7 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$, per WIMP di massa $35 \text{ GeV}/c^2$. Ciò è stato possibile anche grazie ad una riduzione dei segnali di fondo associati ai muoni contenuti nei Raggi Cosmici. Il loro contributo al

rumore, che presenta in verità altre sorgenti altrettanto pericolose, è stato ridotto con la costruzione di una *water tank* per la rivelazione dei muoni, basata sull'effetto Cherenkov. I fotoni così prodotti sono rivelati dai Fotomoltiplicatori (*PMT*), la cui disposizione ottimale al momento della progettazione della *water tank*, è fissata dalle simulazioni di Monte Carlo.

Le altre sorgenti sopra citate, si riferiscono ai neutroni liberati per reazioni di tipo (α, n) a seguito di fissioni spontanee dei materiali che compongono il rivelatore. La collaborazione attualmente è in fase di progettazione dell'upgrade del rivelatore, XENONnT, che avrà lo scopo di raggiungere un limite di $\sigma_{SI} = 1.6 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$ entro il 2022. Risulterà essenziale la riduzione dei neutroni radiogenici; si è discussa pertanto la possibilità di installare un rivelatore di neutroni (*Neutron Veto*), munito di fotomoltiplicatori, al pari del *Muon Veto*.

In questo elaborato saranno presentati i risultati di primi test di funzionalità dei fotomoltiplicatori *PMT* 8" Hamamatsu R5912-100WA-D30; la finalità di questi test è quella di fornire misure preliminari in vista di successive verifiche sull'efficienza di rivelazione, necessari a valutarne il possibile utilizzo nel Veto di Neutroni di XENONnT.

Nel primo capitolo della tesi sono presentate le evidenze sperimentali che hanno portato ad ipotizzare l'esistenza della Materia Oscura. Sono inoltre affrontati i principali problemi legati alla composizione e alle tecniche di rivelazione.

Nel secondo capitolo è descritta la fisica e la struttura dei fotomoltiplicatori, con particolare riguardo ai parametri che ne descrivono il funzionamento nei vari regimi di utilizzo. Nel terzo capitolo infine, vi è una descrizione del setup sperimentale utilizzato per il test; è inoltre discussa la procedura di analisi dati. In ultimo sono mostrati i risultati ottenuti ed il confronto con i dati resi disponibili dalla casa produttrice dei fotomoltiplicatori testati.

Capitolo 1

Evidenze dell'esistenza e rivelazione della Materia Oscura

L'esistenza di materia oscura è supportata da una serie di osservazioni su scala astronomica e cosmologica. La presenza di anomalie nei sistemi astrofisici può essere spiegata sia ammettendo l'esistenza di questo nuovo tipo di materia, che mettendo in discussione le leggi della gravitazione newtoniana e della Relatività Generale (RG). In questo capitolo saranno presentate le evidenze dell'esistenza di materia oscura nell'Universo, le ipotesi sulla sua composizione e le tecniche sperimentali per rivelarla, con particolare riguardo al progetto XENON presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

1.1 Evidenze Sperimentali

La prima evidenza si deve a F.Zwicky nel 1933 [1] a seguito dell'osservazione di una discrepanza nello studio dell'ammasso della Chioma di Bernice: la massa della materia luminosa, risultante dai dati sperimentali, differiva dalle previsioni teoriche, ottenute tramite il teorema del viriale, nota la velocità delle galassie dall'effetto Doppler sullo spettro di emissione. Ammettendo l'esistenza della sola materia visibile, risultava una velocità di dispersione troppo elevata per garantire la stabilità dell'ammasso. Questo risultato fu spiegato ipotizzando la presenza di materia non visibile e pertanto detta *oscura* che, tramite i suoi effetti gravitazionali, dominava la dinamica del cluster.

L'ipotesi di Zwicky, inizialmente ignorata a causa della mancanza di dati relativi ad altri cluster, fu presa in considerazione solo qualche anno dopo, quando furono presentate altre anomalie; queste riguardavano la distribuzione della velocità delle galassie a spirale, il fenomeno di lensing gravitazionale e di bullet cluster.

Lo sviluppo della cosmologia sperimentale favorì anche la presentazione di prove cosmologiche a sostegno dell'ipotesi dell'esistenza di Materia Oscura con componente non barionica.

1.1.1 Curve di rotazione

Esistono diverse tecniche per analizzare la distribuzione di velocità di rotazione in una galassia a spirale. Una delle più utilizzate si basa sulla misura della riga a $\lambda = 21 \text{ cm}$ dell'idrogeno interstellare. Sfruttando quest'ultima, sul finire degli anni '70 V. Rubin e K. Ford [2] rilevarono un'anomalia nella distribuzione della velocità di rotazione della Galassia di Andromeda (M31). La velocità di rotazione si ottiene dalla condizione di orbita stabile [3]:

$$\frac{v^2(r)}{r} = G \frac{M(r)}{r^2} \quad (1.1)$$

e assumendo una distribuzione di massa del tipo:

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(x)x^2 dx \quad (1.2)$$

dove ρ è la densità di materia visibile nella galassia. Approssimativamente la massa di una galassia è concentrata in un nucleo a simmetria sferica, mentre la distribuzione di massa nelle regioni esterne può essere considerata costante; pertanto ci si aspetta un'andamento della velocità in questa regione del tipo:

$$v(r) \propto \frac{1}{\sqrt{r}}. \quad (1.3)$$

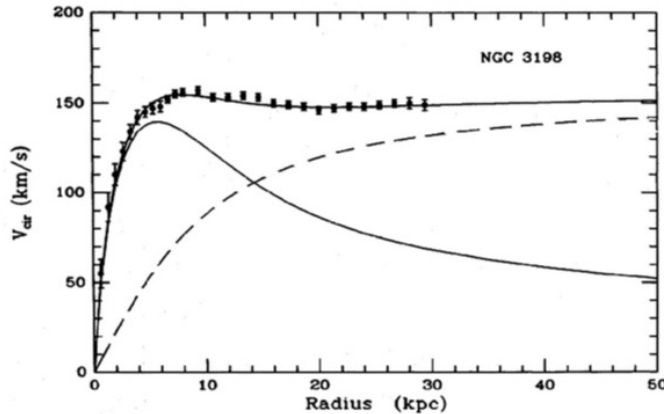


Figura 1.1: Misure della velocità di rotazione delle stelle nella galassia a spirale NGC3198 in funzione della distanza dal centro; la linea continua rappresenta l'andamento previsto per la materia visibile mentre quello tratteggiato rappresenta l'andamento dell'alone oscuro.

Ciò che invece si osserva dalle misure sperimentali (Fig 1.1) è un andamento costante della velocità nella regione esterna. Il modo più naturale per giustificare le osservazioni

è assumere che esista materia non visibile, con una distribuzione di massa proporzionale alla distanza dal centro della galassia, in una componente separata dalle galassie; un alone di materia non visibile chiamata per la prima volta da K.C Freeman " *Corona Oscura*" [4].

1.1.2 Lensing gravitazionale e bullet cluster

La proprietà di oggetti massivi di alterare il cammino dei raggi luminosi rappresenta un importante strumento per la ricerca di Materia Oscura [5]. Quest'effetto è previsto dalla Relatività Generale (RG), secondo la quale una sorgente gravitazionale provoca una modifica della metrica dello spaziotempo in prossimità della sorgente stessa; tale modifica si ripercuote sulla geodetica seguita da un raggio luminoso, il cui percorso risulta alterato (Fig 1.2).

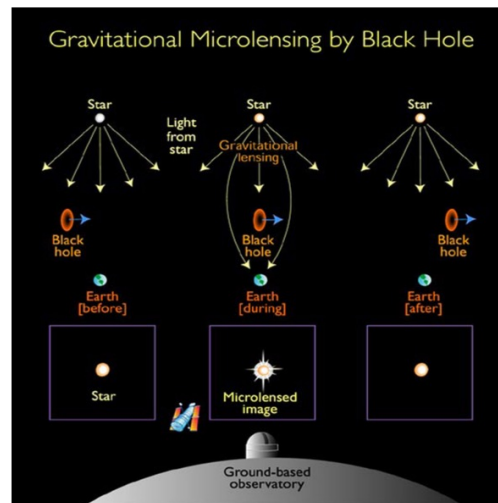


Figura 1.2: Rappresentazione del microlensing: intensificazione di una sorgente luminosa a causa di un corpo astronomico che agisce da lente gravitazionale.

Il fenomeno di lensing gravitazionale, discusso prima da Einstein nel 1936 e successivamente da Zwicky, si verifica ogni qualvolta un oggetto massivo si interpone tra l'osservatore e l'oggetto osservato, producendo immagini multiple (*strong lensing*) o deformate (*weak lensing* o *Microlensing*). Il materiale di studio proviene principalmente dalla sonda spaziale Hubble che vanta la possibilità di offrire immagini della sorgente luminosa di alta qualità e risoluzione. Quest'ultimo parametro risulta essenziale nella rilevazione della distorsione nel caso del *microlensing* poichè, come suggerisce il nome, si ha a che fare con deformazioni dell'ordine dei microsecondi d'arco. Dall'intensità di deformazione si può risalire alla massa della sorgente gravitazionale. La massa così ricostruita, confrontata con quella della materia visibile, nel caso di un ammasso di galassie risulta maggiore. Tale

discrepanza è risolta assumendo la presenza di una grande quantità di Materia Oscura che supera anche quella della materia visibile.

L'effetto di *microlensing* è stato fondamentale nella rilevazione dei *Massive Compact Halo Objects* (MACHOs), corpi celesti come nane bianche, nane brune o buchi neri che sono sostanzialmente invisibili. La loro osservazione è risultata essenziale per dimostrare l'esistenza di una componente barionica della Materia Oscura.

Il lensing gravitazionale è applicato anche allo studio di fenomeni come le collisioni tra due ammassi galattici (*Bullet Cluster*), nelle quali si osserva la separazione tra gas intergalattico e materia stellare. Queste due componenti infatti interagiscono diversamente dal momento che la componente gassosa, oltre ad interagire gravitazionalmente, emette raggi X. A partire da questi ultimi è possibile ricostruire la distribuzione di massa che differisce da quella ottenuta dal lensing gravitazionale. Ciò può essere spiegato ammettendo l'esistenza di Materia Oscura non barionica che, non interagendo elettromagneticamente, prosegue quasi indisturbata nel moto. Quest'ultimo dettaglio permette di prevedere una sezione d'urto di interazione reciproca molto piccola.

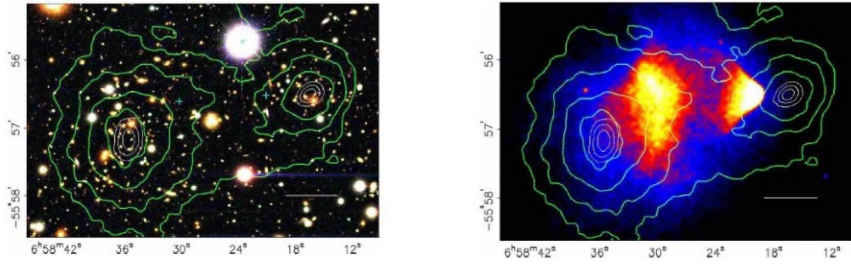


Figura 1.3: Bullet cluster nell'ammasso 1E0657-558. (Sinistra) Immagine ottenuta dal telescopio Magellano nel Campanas Observatory. (Destra) Immagine a raggi X del satellite Chandra. Le curve verdi rappresentano il profilo del potenziale gravitazionale dell'ammasso determinato con il microlensing di galassie distanti. Si può notare come le linee di contorno del potenziale non coincidano con la distribuzione del gas che emette raggi X (che rappresenta la componente barionica dell'ammasso).

1.2 Evidenze Cosmologiche

La teoria della Relatività Generale (RG) definisce un'equazione di campo, lineare nelle derivate seconde della metrica $g_{\mu\nu}$, che permette di definire il campo gravitazionale:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G_N}{c^4}T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \quad (1.4)$$

con $R_{\mu\nu}$ e R tensore e scalare di Ricci, $T_{\mu\nu}$ tensore energia-impulso e Λ costante cosmologica (associata all'energia del vuoto). Il lato sinistro dell'equazione si riferisce alla geometria dell'Universo, mentre a destra è presente la dipendenza dalla quantità di materia. La metrica che risolve l'equazione 1.4 è la metrica di Friedmann-Robertson-Walker (FRW) :

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\psi^2 \right) \quad (1.5)$$

dove $a(t)$ è il *fattore di scala* e k il *parametro di curvatura*. Imponendo la costante cosmologica $\Lambda = 0$ e sostituendo la (1.5) in (1.4) si ottengono due equazioni indipendenti dette *equazioni di Friedmann* dove figurano la densità ρ e la pressione p dell'Universo. A partire dalle equazioni di Friedmann si definisce il *parametro di Hubble* $H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$ ed il *parametro di densità* $\Omega(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_c}$ con ρ_c detta *densità critica* data da:

$$\rho_c(t) = \frac{3H(t)^2}{8\pi G_N} \quad (1.6)$$

Tramite il parametro di densità si possono fare previsioni sulla geometria dell'Universo in base alla relazione tra Ω e il parametro di curvatura:

$$\Omega(t) - 1 = \frac{k}{H^2 a^2} \quad (1.7)$$

Si distinguono quindi tre scenari:

- $\rho < \rho_c \leftrightarrow \Omega < 1 \leftrightarrow k = -1 \leftrightarrow$ Universo Aperto
- $\rho = \rho_c \leftrightarrow \Omega = 1 \leftrightarrow k = 0 \leftrightarrow$ Universo piatto
- $\rho > \rho_c \leftrightarrow \Omega > 1 \leftrightarrow k = 1 \leftrightarrow$ Universo chiuso

che portano a differenti ipotesi di evoluzione [6] : un *Universo aperto* è in continua espansione, analogamente all'*Universo piatto* che però rallenta il processo. Infine nel caso di *Universo chiuso* si prevede un'inversione dell'espansione fino ad un Big Crunch, evento opposto al Big Bang. Le osservazioni suggeriscono un Universo piatto ($\Omega = 1$). Queste riguardano la *radiazione cosmica di fondo*, scoperta da Penzias e Wilson nel 1964 [7], che consiste in fotoni reduci dalle prime fasi dell'Universo, quando la temperatura era dell'ordine di 3000 K. In queste condizioni, gli elettroni si ricombinarono con i protoni e l'Universo risultava trasparente ai fotoni così prodotti. La CMB (*Cosmic Microwave Background*) segue quasi perfettamente lo spettro di corpo nero ideale con temperatura di 2.726 K. Misure precise, effettuate dalla sonda Planck dell'agenzia spaziale ESA (2009-2013), dimostrano la presenza di anisotropie della temperatura dell'ordine di 10^{-5} che forniscono informazioni importanti sulla composizione dell'Universo primordiale [8]; queste

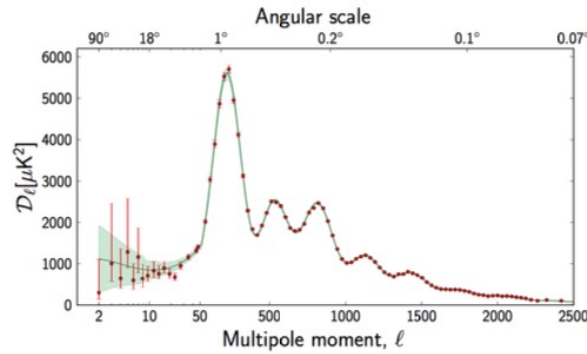


Figura 1.4: Spettro angolare di temperatura della CMB in funzione del momento di dipolo ottenuto con il satellite Planck.

sono originate dalla presenza di buche di potenziale legate alle differenze di concentrazione di Materia Oscura.

Dallo studio delle fluttuazioni dello spettro della CMB (Fig 1.4), in particolare dai picchi di cui è composto, si può risalire ai parametri di un modello cosmologico come le densità di materia barionica $\Omega_{barionica}$, di Materia Oscura Ω_{DM} e di energia oscura Ω_{Λ} nell'Universo. La mappa di anisotropia può essere decomposta in armoniche sferiche secondo:

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) \equiv \sum_{l=2}^{+\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi), \quad (1.8)$$

dove $Y_{lm}(\theta, \phi)$ sono le armoniche sferiche. I valori stimati dei parametri indicano che solo il 5% della materia che compone l'Universo è barionica, mentre il 26% è Materia Oscura; il restante 69%, invece, è costituito da energia oscura.

Il modello cosmologico che rispecchia questi dati con un elevato grado di significatività è denominato Λ CDM (Λ -Cold Dark Matter) e implica il dominio della Materia Oscura fredda nell'evoluzione dell'Universo. Come vedremo, il successo di questo modello permetterà di discriminare tra le varie particelle candidate alla composizione della Materia Oscura.

1.3 Composizione della Materia Oscura

Ad oggi sappiamo che la Materia Oscura presenta due componenti, una barionica e una non barionica. La Materia Oscura barionica consiste in oggetti astrofisici compatti e massivi detti MACHOs. La Materia Oscura non barionica è invece di natura ignota, sebbene esistano diverse teorie per diversi candidati possibili. A seconda che queste particelle

caratterizzino la HDM (*Hot Dark Matter*) o la CDM (*Cold Dark Matter*) si hanno due scenari cosmologici differenti, successivamente confrontati, il secondo dei quali è più accreditato. In questa situazione di incertezza dovuta alla presenza di numerose e varie ipotesi si inseriscono alcune teorie alternative (non discusse in questa trattazione), tra le quali spicca la MOND; il principio comune di queste teorie è la possibilità di una violazione della legge di gravitazione di Newton.

1.3.1 Materia Oscura Barionica

La componente barionica della Materia Oscura è rappresentata dai MACHOs, corpi non luminosi come buchi neri, stelle di neutroni e nane brune. La loro rilevazione è associata al fenomeno del microlensing gravitazionale. Le osservazioni più importanti sono legate ai dati raccolti dall'esperimento in Australia con lo storico Great Melbourne Telescope e l'esperimento EROS in Cile. Quest'ultimo in particolare si occupò dell'osservazione dei corpi celesti nelle Nubi di Magellano individuando ben 8 possibili candidati MACHOs [9]. I risultati ottenuti permettono di escludere un modello in cui l'intero alone galattico di Materia Oscura sia rappresentato interamente dai MACHOs con un livello di confidenza del 95%.

1.3.2 Materia oscura non barionica

Secondo una prospettiva puramente cosmologica, tutta la Materia Oscura dell'Universo è classificabile in Materia Oscura calda (HDM) e fredda (CDM), a seconda che le particelle abbiano avuto o meno velocità relativistiche nelle prime fasi dell'Universo. La differenza tra le due ipotesi consiste nelle modalità formazione di ammassi di galassie nell'Universo primordiale e le nostre informazioni in merito si basano puramente su simulazioni. Tenendo presente che il fattore più importante dell'intero processo evolutivo è l'ordine con cui si sono sviluppate le strutture dell'Universo, distinguiamo in processi *top-down* e *bottom-up*. Nel primo caso si fa riferimento alla formazione di strutture estese antecedente a quella di strutture ridotte che, in un secondo momento, sono state inglobate nelle prime; viceversa, nella seconda ipotesi sono le strutture più piccole ad aver composto le più estese [10].

Il primo scenario è caratteristico di un Universo dominato da HDM. Si tratta di un'ipotesi poco accreditata in virtù delle osservazioni di COBE e WMAP, che richiedono la preesistenza delle strutture piccole; per queste la CDM rappresenta un mezzo migliore in cui le disomogeneità possano essersi raggruppate secondo l'evoluzione bottom-up.

Di seguito saranno elencati i principali candidati per la Materia Oscura ipotizzati in diverse teorie come il Modello Standard (MS), ma anche nel contesto della Supersimmetria (SUSY) e in modelli Extra-dimensionali.

Neutrini fossili

Una volta noto che la Materia Oscura possiede una componente non barionica, risulta naturale prendere in esame le particelle conosciute nel contesto del Modello Standard e che soddisfino le proprietà di essere massive, neutre e debolmente interagenti. Di queste si può considerare solo il neutrino che, a causa della sua velocità relativistica nell'Universo primordiale, rappresenterebbe un candidato valido per la HDM. Per quanto già detto, un Universo dominato da neutrini non sarebbe in accordo con i raggruppamenti osservati di galassie in ammassi. Inoltre, la loro natura fermionica non permetterebbe una distribuzione che generi una densità come quella prevista negli aloni.

Si ritiene che nell'Universo primordiale siano stati prodotti una quantità enorme di neutrini di ogni sapore sopravvissuti fino ad oggi e che compongono una radiazione cosmica analoga alla CMB, ma con una temperatura dell'ordine di $1.95 K$ [11]. Sulla base di tale radiazione, rivelata dalla sonda Planck, è possibile stimare il limite superiore della somma delle masse dei tre tipi di neutrini, pari a $0.17 eV$ [12]. La risultante densità sconferma l'ipotesi dei neutrini fossili come principali componenti della Materia Oscura.

Assioni

Tra le tante particelle candidate a ricoprire il ruolo di Materia Oscura, l'assione fu introdotto in un contesto del tutto indipendente per risolvere un problema fondamentale nella cromodinamica quantistica: la simmetria CP. Secondo un'intuizione del 1976 di R.Peccei e H.Quinn [13], formalizzata successivamente da F.Wilczek, all'interno della teoria dei campi gli assioni ricoprono il ruolo di *Bosoni di Nambu-Goldstone* prodotti dalla rottura spontanea della simmetria.

Si presume che l'assione abbia una massa inferiore a quella dell'elettrone, che sia elettricamente neutro e che abbia spin 0. Queste particelle sarebbero state prodotte copiosamente nei primi istanti dopo il Big Bang, in quantità tali da giustificare la densità di Materia Oscura nell'Universo.

Una caratteristica fondamentale di queste particelle è la correlazione tra la massa e la costante di accoppiamento: la forza di interazione con la materia risulta proporzionale alla massa. Ciò permette di stimare quest'ultima sulla base della densità Ω_a risultante dalle ipotesi cosmologiche. La teoria prevede che possano dare un contributo rilevante alla Materia Oscura solo se avessero massa compresa tra i 10^{-5} e i $10^{-3} eV$.

La rivelazione di queste particelle si basa sull'*effetto Primakoff* per il quale gli assioni in presenza di campi magnetici si convertono in fotoni.

Gli esperimenti principali in questa ricerca sono il CAST (Cern Axion Solar Telescope), che sfrutta il Sole come sorgente di assioni con lo scopo di convertirli in raggi X, e PVLAS. Quest'ultimo si pone su una linea di ricerca diversa, non sfruttando sorgenti cosmologiche o stellari bensì generando gli assioni in laboratorio usando sorgenti laser.

WIMP

Modelli oltre il MS suggeriscono l'esistenza di particelle che potrebbero comporre la Materia Oscura. Le WIMPs (*Weakly Interactive Massive Particles*) rappresentano i candidati più studiati: sono particelle stabili, neutre e aventi massa dell'ordine del GeV fino a TeV. A livello cosmologico si assume che le WIMP fossero presenti nell'Universo primordiale in equilibrio con il plasma e che in un secondo momento, con l'espansione e il raffreddamento, si fosse verificato il disaccoppiamento fino al raggiungimento della densità di Materia Oscura attuale. Ciò si sarebbe verificato in particolare quando la temperatura era tale da rendere il tasso di annichilazione inferiore al tasso di espansione.

Il modello di Supersimmetria (SUSY) si propone come estensione del modello standard per risolvere la distinzione tra bosoni e fermioni nonché l'unificazione dell'interazione forte, debole ed elettromagnetica. In questa teoria sono introdotte nuove particelle tali che, per ciascuna particella del modello standard, esista un partner di spin 1/2; conseguentemente i bosoni sono associati ai fermioni e viceversa. Il neutralino si propone come il partner più leggero dei bosoni del MS soddisfacendo oltretutto anche le proprietà delle WIMP.

Altri candidati emergono in modelli extra-dimensionali, nei quali N dimensioni spaziali sono aggiunte alle classiche 4 dimensioni. La particella più stabile e leggera è chiamata *particella di Kaluza-Klein* e costituisce un buon candidato WIMP.

1.4 Metodi di rivelazione

Gli esperimenti che si occupano della rivelazione della Materia Oscura possono essere divisi in due classi principali, a seconda che sfruttino lo scattering delle particelle su nuclei bersaglio o la ricerca di prodotti di annichilazione [14]. Le tecniche di rivelazione inoltre si diversificano a seconda della natura delle particelle ricercate.

1.4.1 Rivelazione indiretta

Nella rivelazione indiretta si registrano i prodotti di annichilazione delle particelle che compongono la Materia Oscura provenienti da regioni dell'Universo che ne presentano un'elevata densità. In tali regioni possono presentarsi flussi di raggi γ , neutrini, positroni e antiprotoni, derivanti dal processo di annichilazione di WIMP (Fig 1.5).

In particolare, l'osservazione dei raggi γ è compiuta esternamente all'atmosfera terrestre con appositi telescopi in orbita.

I neutrini e gli antineutrini invece, prodotti principalmente in corpi massivi astronomici come il Sole, sono osservati da telescopi sotto grandi masse di ghiaccio e acqua come nel progetto ICECUBE al Polo Sud o il KM3NeT in Sicilia. Infine, è di particolare interesse l'osservazione della produzione di coppie $p\bar{p}$ e e^-e^+ , la quale negli ultimi anni ha evidenziato delle anomalie riconducibili all'annichilazione della Materia Oscura. Tutta-

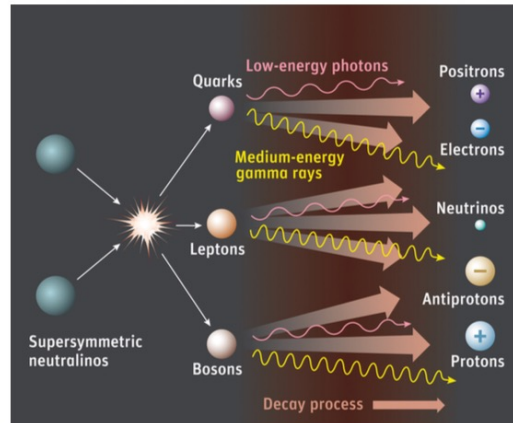


Figura 1.5: Schema dei possibili processi di annichilazione di WIMP.

via, la carica di queste particelle le rende sensibili a possibili deflessioni dovute ai campi elettromagnetici galattici, impedendone la ricostruzione della provenienza.

1.4.2 Rivelazione diretta

Le tecniche di rivelazione diretta si basano sull'analisi degli effetti dello scattering delle WIMP con particolari nuclei bersaglio. I laboratori che si occupano di questo tipo di ricerca, come i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) in Italia, sono situati in profondità al fine di schermare i rivelatori dai Raggi Cosmici. Questi ultimi infatti, insieme alla radioattività delle rocce e dei materiali che costituiscono il rivelatore stesso, rappresentano la maggior parte del rumore di fondo degli esperimenti. La natura prevista delle WIMP è quella di particelle interagenti debolmente con la materia ordinaria e pertanto danno luogo a scattering elastici o anelastici, caratterizzati da sezioni d'urto molto piccole; inoltre tali interazioni possono dipendere o meno dallo spin. A causa delle basse energie in gioco (dell'ordine del keV), sono necessari strumenti ad altissima precisione e che garantiscano una riduzione di tutte le fonti di fondo.

1.5 Il progetto XENON

Tra le varie strategie sperimentali per la rivelazione diretta di WIMP, i rivelatori che utilizzano Xeno liquido sono attualmente i più sensibili. Questo è il caso degli esperimenti realizzati dalla collaborazione XENON.

Inizialmente lo scopo era la realizzazione di un rivelatore sulla scala dei kg in doppia fase con Xeno liquido e gassoso. Tuttavia i risultati ottenuti nel 2007 favorirono la progetta-

zione di un rivelatore più grande, XENON100, con lo stesso principio di funzionamento. Entrambi i rivelatori furono posizionati nel tunnel interferometrico presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso sotto uno strato di 1400 *m* di roccia.

La fase successiva del progetto è XENON1T, con il principale scopo di ridurre notevolmente il rumore di fondo e con una massa bersaglio 30 volte maggiore; l'esperimento è attualmente in fase di presa dati e ha già presentato i primi risultati. Per migliorare ulteriormente la sensibilità ed eventualmente confermarne i risultati, la collaborazione sta lavorando ad una nuova fase del progetto: XENONnT.

1.5.1 Proprietà dello Xenon

I rivelatori del progetto sono realizzati con una *Time Projection Chamber* (TPC) a doppia fase, contenente sia Xenon allo stato liquido (LXe) che gassoso (GXe). La scelta di LXe come bersaglio attivo per la rilevazione diretta di Materia Oscura presenta una serie di vantaggi come:

- Schermatura da sorgenti di rumore esterne per via dell'elevata densità;
- Ottimizzazione del tasso di interazione per la dipendenza della sezione d'urto da A^2 ($A_{Xe} = 131$);
- Presenza di isotopi prevalentemente stabili e di isotopi con spin non nullo che permettono uno studio della dipendenza della sezione d'urto dallo spin;
- Temperatura di condensazione più alta rispetto agli altri gas nobili;
- Emissione di $5 \cdot 10^4$ fotoni con $\lambda = 177.6 \text{ nm}$ per MeV trasmesso e creazione di $6 \cdot 10^4$ coppie elettrone-ione per MeV.

L'esperimento sfrutta principalmente quest'ultima proprietà misurando simultaneamente i segnali di ionizzazione e scintillazione legati alle interazioni elastiche, e da questi individua la natura della particella in questione, discriminando tra WIMP e rumore di fondo.

1.5.2 Time Projection Chamber

All'interno della TPC è contenuto lo Xenon in doppia fase. Le due fasi sono separate da una griglia e le regioni che ne risultano, contenute entrambe all'interno del contenitore cilindrico, presentano due campi elettrici diversi. All'interno della regione di LXe è presente un campo di deriva che si intensifica nella regione del GXe. La TPC inoltre è delimitata da due array di *PMT* (*Photo Multiplier Tubes*); questi risultano essenziali dal momento che l'interazione delle particelle con LXe si risolve con la *scintillazione primaria* (segnale S1), mentre l'estrazione degli elettroni nella regione di GXe produce fotoni per *scintillazione proporzionale* (segnale S2). L'emissione di fotoni legata all'interazione delle

particelle con LXe è associata alla formazione di coppie e^- -ione. Queste possono ricombinarsi partecipando al segnale S1, oppure gli elettroni possono migrare verso l'anodo per via del campo elettrico lungo l'interfaccia liquido-gas, dove sono poi estratti da un campo più intenso generando il segnale S2. I due segnali risultano ritardati (Fig 1.6) a causa del tempo di deriva degli elettroni: sfruttando questa differenza temporale e il punto di osservazione del segnale S2 sull'array di *PMT*, è possibile conoscere le coordinate dell'evento. È quindi possibile "fiducializzare" il volume, restringendo la ricerca di eventi nella regione più interna della TPC, dove i segnali di fondo sono minori.

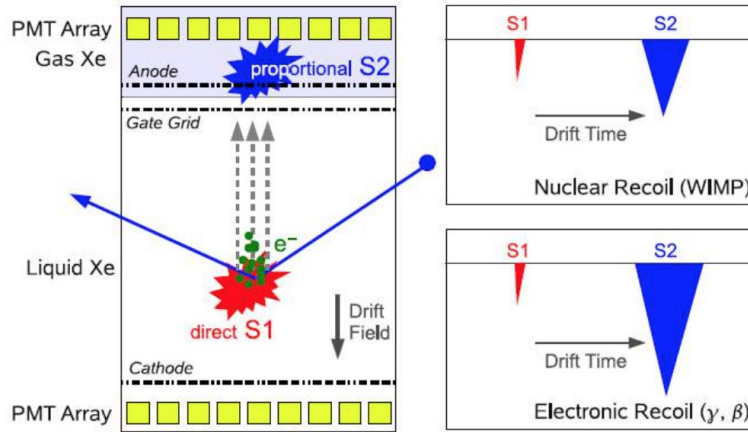


Figura 1.6: (Sinistra) Funzionamento della TPC. (Destra) Rappresentazione del ritardo e delle caratteristiche dei segnali dovuti a *Nuclear recoil* ed *Electron recoil*.

Sulla base dei segnali S1 e S2 è possibile discriminare tra segnale di rinculo nucleare (NR *Nuclear Recoil*) o elettronico (ER *Electron Recoil*). Un nucleo lento che rincula produce una quantità di ioni maggiore rispetto ad un elettrone, causando quindi un aumento della probabilità di ricombinazione e una conseguente diminuzione del segnale proporzionale. Il rapporto dei due segnali è quindi un parametro di discriminazione per i due tipi di evento:

$$\left(\frac{S_2}{S_1} \right)_{WIMP} \ll \left(\frac{S_2}{S_1} \right)_{e^-} \quad (1.9)$$

ed è quindi possibile discriminare segnali di Materia Oscura (NR) da segnali di fondo (ER).

1.5.3 Il problema dei segnali di fondo

Il rumore di fondo rappresenta il problema principale nella rivelazione diretta di Materia Oscura. Per ottenere misure precise per la sezione d'urto dell'interazione WIMP-Nucleo è

necessario ridurre e, ove possibile, eliminare tutte le possibili sorgenti di segnale di background. Queste possono essere interne, intrinseche o esterne.

Il rumore interno è dovuto alla radioattività del materiale che costituisce il rivelatore. Si distinguono una componente elettromagnetica ER ed una di tipo NR. La prima è data dall'emissione γ della catena dell' ^{238}U e del ^{232}Th oppure dal decadimento del ^{60}Co , ^{40}K e ^{137}Cs . Per quanto riguarda eventi di NR, in XENON1T si è stimato che il contributo più importante è legato ai neutroni radiogenici. Questi sono generati tramite reazioni di tipo (α, n) , con energie dell'ordine dei MeV, per fissione spontanea di isotopi delle catene di decadimento dell'Uranio e del Torio che costituiscono parte del materiale del rivelatore.

Il rumore di fondo intrinseco invece è dovuto ad alcuni isotopi distribuiti nel LXe come ^{85}Kr e ^{222}Rn . Per diminuirne le concentrazioni è necessario purificare lo Xenon.

Infine il rumore esterno è dovuto sia alla radioattività naturale che a neutroni di alta energia indotti dai muoni presenti nei raggi cosmici. Quest'ultimi possono essere ridotti costruendo attorno al rivelatore una *water tank*; i muoni in acqua emettono fotoni per effetto Cherenkov e sono rivelati da fotomoltiplicatori che costituiscono il sistema di *Veto di Muoni*.

L'esperimento XENON1T vanta il raggiungimento del minor livello di rumore; con l'upgrade XENONnT si vuole raggiungere l'obiettivo di una sensibilità maggiore. Attualmente è noto come tenere sotto controllo eventi di tipo ER, mentre il rumore neutronico non è trascurabile quando si aumenta il volume fiduciale. Per risolvere tale problema si studia la possibilità di introdurre un *Veto di Neutroni* parallelamente a quello muonico.

1.5.4 Fasi del progetto

Di seguito verrà presentata una carrellata delle caratteristiche e dei principali risultati ottenuti nelle varie fasi del progetto.

XENON10

L'esperimento XENON10 costituì il primo prototipo e fu installato nel 2005, rimanendo attivo fino al 2007. Utilizzava una TPC contenente 15 kg di Xenon per una massa fiduciale di 5.4 kg; Dall'analisi dei dati raccolti tra l'ottobre del 2006 e il febbraio 2007 risultò (al 90% del livello di confidenza) il limite superiore alla sezione d'urto di interazione WIMP-Nucleo indipendente dallo spin $8.8 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ per WIMP di massa 100 GeV/c² e $4.5 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ per WIMP di massa 30 GeV/c² [15].

XENON100

La seconda fase del progetto iniziò nel 2008. Rispetto al precedente, XENON100 presentava 161 kg di LXe per una massa fiduciale di 65 kg; La sensibilità è aumentata di due ordini di grandezza grazie alla scelta di materiali appropriati e ad un aumento del

LXe schermante. Grazie a questi miglioramenti si è ottenuto un limite inferiore per la sezione d'urto di interazioni elastiche, indipendenti dallo spin, WIMP-Nucleo per WIMP di massa $50 \text{ GeV}/c^2$ pari a $1.1 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ (al 90% di livello di confidenza). Per quanto riguarda invece il caso spin dipendente si è ottenuto un minimo pari a $2.0 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ nel caso neutronico e $53 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ per i protoni per WIMP di massa $50 \text{ GeV}/c^2$ (al 90% di confidenza) [16].



Figura 1.7: Rappresentazione della TPC di XENON1T all'interno del criostato (sinistra) e dell'area sperimentale di XENON1T nella Hall B dei Laboraotrio Nazionali del Gran Sasso

XENON1T

XENON1T rappresenta la terza fase del progetto ed è attualmente attiva. Il rivelatore sfrutta una massa di 3500 kg , di cui 2000 kg costituiscono la massa attiva. Dalle simulazioni di Monte Carlo effettuate in queste condizioni si è previsto un limite inferiore per la sezione d'urto pari a $1.6 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$, raggiungibile grazie ad una diminuzione del rumore di fondo di due ordini di grandezza rispetto alla configurazione precedente.

Un'altra caratteristica fondamentale acquisita in questo progetto è un rivelatore di muoni (*Muon Veto*) che consiste in una struttura cilindrica riempita di acqua e dotata di fotomoltiplicatori (*PMT*).

A Maggio 2017 sono stati presentati i primi risultati dell'esperimento XENON1T relativi ad un'acquisizione dati durata 34.2 giorni. I risultati non hanno evidenziato presenza di eventi legati ad interazione di WIMP; hanno tuttavia permesso di porre il limite, per la sezione d'urto di interazioni WIMP-Nuclei indipendente dallo spin, con minimo a $7.7 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ per WIMP di massa $35 \text{ GeV}/c^2$ al 90% di confidenza [17].

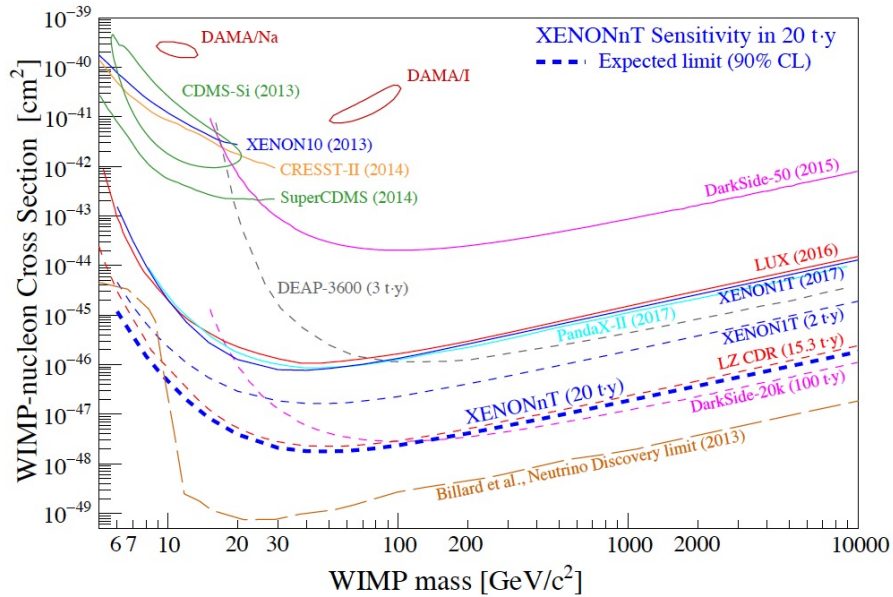


Figura 1.8: Limiti della sezione d'urto WIMP-Nucleo indipendente dallo spin in funzione della massa delle WIMP. La curva tratteggiata blu rappresenta le previsioni per XENONnT.

XENONnT

La struttura di XENON1T è progettata in modo da permettere un rapido sviluppo del progetto successivo XENONnT. La quantità di LXe che può essere contenuta è di circa 8000 *kg* e si prevede il raggiungimento del limite per la sezione d'urto di $1.6 \times 10^{-48} \text{cm}^2$ (Fig. 1.8) entro il 2022 [18]. Questo è possibile solo grazie ad un'ulteriore riduzione del rumore di fondo garantita da un controllo maggiore delle sorgenti radiogeniche.

1.6 Prototipo di un Neutron Veto

Una delle più importanti componenti del rumore nei rivelatori di WIMP proviene da eventi di Nuclear Recoil (NR). Questi nascono dallo scattering dei neutroni all'interno della TPC che causa il rinculo dei nuclei; ciò può produrre un segnale identico a quello che ci si aspetta dalle WIMP. Non tutti i neutroni causano un rumore rilevante: alcuni di questi rinculano con energie troppo elevate, altri producono rinculi multipli. Tuttavia è possibile che un neutrone collida una sola volta e produca un segnale nel range energetico delle WIMP.

Simulazioni Monte Carlo mostrano che neutroni prodotti dalle reazioni di fissione spontanea dei contaminanti radioattivi, presenti nei materiali dei *PMT* e della TPC possono rappresentare un fondo pericoloso per la fase XENONnT. La loro presenza può essere

limitata scegliendo materiali opportuni ma non può essere eliminata del tutto. Per ridurre tale fondo è in fase di studio e progettazione un sistema di rivelazione dei neutroni radiogenici: il sistema di *Veto di Neutroni*.

1.6.1 Design Concettuale del Veto di Neutroni

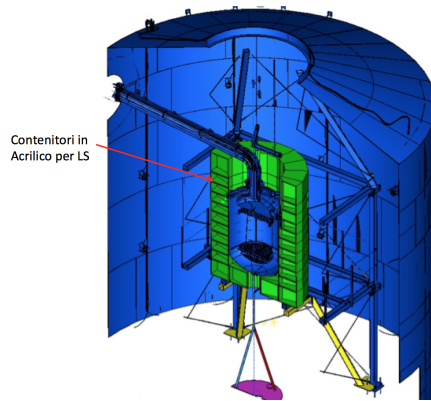


Figura 1.9: Modello di Veto di Neutroni.

Il design del sistema di veto di neutroni (Fig 1.9) del rivelatore XENONnT è ancora in fase di studio; attualmente il sistema è costituito da una serie di recipienti in materiale acrilico, trasparenti alla luce, contenenti lo scintillatore liquido. Si prevede l'utilizzo di liquido scintillante Linear Alkilbenzene (LAB) con drogaggio al Gadolinio (Gd). Tale soluzione garantisce, secondo gli studi Monte Carlo, la maggior efficienza per la cattura neutronica. Elementi come il Gadolinio favoriscono questo processo, avendo un'alta sezione d'urto, e producono γ di circa 8 MeV. Il segnale di cattura quindi può essere rivelato utilizzando dei fotomoltiplicatori; a tale scopo il progetto del *Neutron Veto* prevede l'aggiunta di 120 *PMT* all'interno della water tank (dove ne sono già presenti 84 che costituiscono il sistema di veto dei muoni di XENON1T). La collaborazione sta considerando l'ipotesi di utilizzare lo stesso modello di quelli che caratterizzano il rivelatore di muoni, anche per il veto di neutroni; sono quindi in fase di studio i *PMT Hamamatsu R5912-100WA-D30* ad alta efficienza quantica. In particolare il lavoro di tesi riguarda la preparazione del setup sperimentale e la misura del guadagno di un primo campione di tali *PMT*.

Capitolo 2

Fotomoltiplicatori

I fotomoltiplicatori (*PhotoMultiplier Tube*, *PMT*) sono dispositivi che convertono un segnale luminoso in una corrente elettrica misurabile. Sono estremamente sensibili e, nella fisica nucleare e delle alte energie, sono spesso associati a dei rivelatori a scintillazione. In questo capitolo verranno discusse le principali caratteristiche dei *PMT*; sarà inoltre chiarito il loro ruolo all'interno del rivelatore XENON1T e una loro possibile applicazione nel sistema di veto dei neutroni di XENONnT.

2.1 La fisica dei Fotomoltiplicatori

Prima di studiare la struttura di un tubo fotomoltiplicatore è necessario riassumere i fenomeni fisici che ne caratterizzano il funzionamento [19]: la fotoemissione e l'emissione secondaria.

2.1.1 Fotoemissione

Il fenomeno della fotoemissione, o effetto fotoelettrico, può essere suddiviso in tre fasi (Fig 2.1):

- (a) i fotoni assorbiti trasferiscono energia agli elettroni nel materiale;
- (b) gli elettroni diffondono nel materiale perdendo parte della loro energia;
- (c) alcuni elettroni raggiungono la superficie con energia sufficiente per abbandonarla.

Un raggio gamma di frequenza ν e lunghezza d'onda λ , che incide su un materiale avente potenziale di estrazione ϕ , emette un elettrone con energia data dalla formula di Einstein:

$$E_e = h\nu - \phi. \tag{2.1}$$

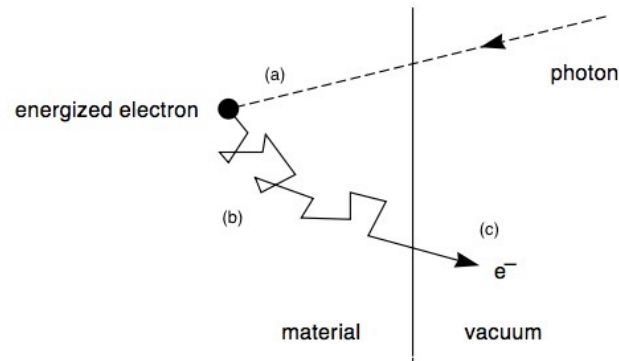


Figura 2.1: Fotoemissione

Non tutti i fotoni incidenti sul materiale fotoemissivo causano l'effetto fotoelettrico; la probabilità (o efficienza) di conversione fotoelettrica varia con la lunghezza d'onda (λ) della luce incidente e a seconda della composizione e dello spessore del materiale fotoemissivo. Il rapporto:

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{numero di elettroni rilasciati}}{\text{numero di fotoni incidenti sul catodo } (\lambda)} \quad (2.2)$$

è chiamato *Quantum Efficiency* (QE) e rappresenta un parametro fondamentale per i fotomoltiplicatori. A causa della perdita di energia che si verifica in ciascuno stadio del processo di fotoemissione l'efficienza quantica è sempre minore di uno.

Assorbimento dei fotoni

Quando la luce colpisce una lastra di materiale fotoemissivo, solo una frazione di questi trasferisce l'energia agli elettroni del materiale; i restanti sono riflessi dalla lastra e non contribuiscono al processo di fotoemissione. Le superfici metalliche risultano molto riflettenti nella regione visibile dello spettro, mentre i semiconduttori hanno coefficiente di riflessione basso.

Nello studio del flusso di fotoni assorbiti entrano in gioco il coefficiente di riflessione del materiale e il coefficiente di assorbimento; quest'ultimo, oltre a dipendere dall'energia dei fotoni, mostra una dipendenza dalla struttura a bande del materiale. Nei metalli (Fig 2.2) la banda di conduzione, a basse temperature, è riempita fino al livello di Fermi mentre i livelli energetici superiori sono per lo più vuoti. In tal caso è possibile che gli elettroni della banda di conduzione siano eccitati dai fotoni e siano emessi nel vuoto; questo è possibile se l'energia dei fotoni è maggiore della separazione energetica tra il livello di Fermi e l'energia del vuoto.

Nei semiconduttori e negli isolanti, il livello di Fermi è nella banda proibita e l'occupazione

della banda di conduzione, anche a temperatura ambiente, è comunque troppo bassa per garantire un apprezzabile effetto fotoelettrico. Gli elettroni possono essere emessi solo dai livelli superiori della banda di valenza.

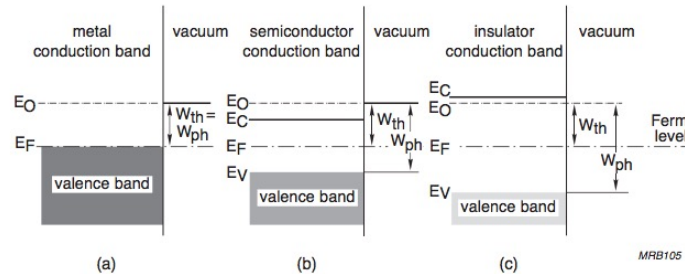


Figura 2.2: Bande energetiche in (a) metalli, (b) semiconduttori, (c) isolanti.

In uno strato di spessore dx , il numero di elettroni n_e eccitati dal trasferimento di energia è proporzionale al flusso di fotoni assorbiti $\phi_p(\nu, x)$ come funzione della distanza dalla superficie della lastra e dell'energia dei fotoni:

$$\frac{dn}{dx} = -\alpha_e \frac{d\phi_p(\nu, x)}{dx} \quad (2.3)$$

dove α_e rappresenta la frazione di fotoni assorbiti che eccita gli elettroni; per la luce visibile generalmente $\alpha_e = 1$.

Diffusione degli elettroni

La diffusione degli elettroni all'interno del materiale differisce nel caso in cui si tratti di un metallo o di un semiconduttore.

La probabilità che un elettrone eccitato sia emesso dipende principalmente dai processi che causano una perdita di energia e che governano il passaggio verso la superficie.

Nei metalli la banda di conduzione è parzialmente occupata dagli elettroni liberi, in equilibrio termico con il reticolo cristallino; gli elettroni eccitati perdono energia tramite le collisioni con gli altri elettroni liberi e tornano in uno stato di equilibrio dopo aver percorso una distanza relativamente breve. Dal momento che gli elettroni richiedono una certa energia per poter abbandonare la superficie, solo quelli che sono eccitati vicino ad essa possono contribuire al processo di fotoemissione. La regione spaziale occupata da tali elettroni è chiamata *escape depth* ed è dell'ordine di pochi nanometri.

Nei semiconduttori la banda di conduzione è quasi vuota e la probabilità che elettroni eccitati collidano con altri elettroni liberi, durante la diffusione nella banda di conduzione, è trascurabile. La perdita di energia è dovuta principalmente all'interazione con il reticolo cristallino (con la creazione di fononi) ed è trascurabile a causa della differenza

di massa. Pertanto gli elettroni eccitati possono viaggiare per lunghe distanze attraverso il materiale prima di tornare all'equilibrio termico. Una volta in equilibrio, percorrono distanze altrettanto lunghe prima di ricombinarsi con le lacune e tornare nella banda di valenza.

L'esistenza della barriera energetica alla superficie rende l'emissione di elettroni all'equilibrio impossibile, come nei metalli. Solo gli elettroni aventi un eccesso di energia possono sfuggire. Dal momento che la perdita di energia attraverso collisioni elettrone-fonone è di circa 0.05 eV e il cammino libero medio tra due collisioni varia tra i 2.5 e i 5.0 nm, l'*escape depth* è di qualche decina di nanometri.

È possibile modificare la barriera energetica di certi semiconduttori in modo da raggiungere un'affinità elettronica negativa e permettere che anche gli elettroni all'equilibrio termico (aventi quindi energia di pochi kT oltre il livello più basso della banda di conduzione) possano essere emessi. In questo modo l'*escape depth* diventa uguale alla lunghezza di diffusione degli elettroni all'equilibrio termico, raggiungendo una dimensione di qualche micrometro.

Barriera di Potenziale

Per comprendere il meccanismo per il quale gli elettroni sono emessi nel vuoto, possiamo considerare prima il caso dei metalli.

Nella banda di conduzione tutti i livelli energetici superiori al livello di Fermi sono per lo più vuoti (Fig. 2.2). L'energia potenziale E_0 di un elettrone nel vuoto supera il livello di Fermi (E_F) di un valore W_{th} (thermoionic work function):

$$W_{th} = E_0 - E_F \quad (2.4)$$

Per rendere possibile l'emissione, un elettrone che occupa il livello energetico più alto nel metallo deve guadagnare sufficiente energia da superare la *barriera di potenziale*. L'energia in eccesso può provenire da un aumento di temperatura o da un fotone. Nel secondo caso la funzione W_{th} deve essere uguale all'energia di soglia dell'effetto fotoelettrico W_{ph} . In un metallo pertanto si ha fotoemissione solo se

$$h\nu \geq W_{th} \quad (2.5)$$

Per la maggior parte dei metalli W_{th} è maggiore di 3 eV; solo per i metalli alcalini è sufficientemente bassa da permettere la fotoemissione in risposta a luce visibile.

Consideriamo ora il caso dei semiconduttori. La banda di valenza, avente limite superiore E_v , è completamente piena mentre quella di conduzione, avente limite inferiore E_c , è vuota. Pertanto, un'efficienza di emissione alta si può raggiungere solo impartendo agli elettroni della banda di valenza energia sufficiente per superare il gap tra le bande E_g e l'affinità elettronica E_A della banda di conduzione:

$$E_g = E_c - E_v \qquad E_A = E_0 - E_c \qquad (2.6)$$

Pertanto in un semiconduttore la soglia di reazione è:

$$W_{ph} = E_g + E_A \qquad (2.7)$$

sempre maggiore di $W_{th} = E_0 - E_F$.

I semiconduttori generalmente hanno W_{th} compresa tra 5-6 eV essendo quindi sensibili

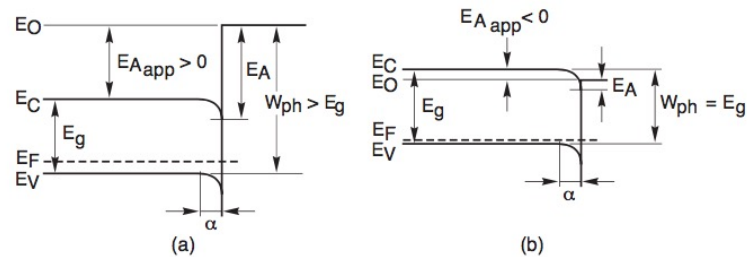


Figura 2.3: Bande energetiche per materiali con affinità elettronica (a) positiva e (b) negativa

a lunghezze d'onda dell'ordine di 300 nm . È possibile inoltre ridurre la funzione di lavoro trattando in maniera appropriata la superficie del semiconduttore: ad esempio è possibile far assorbire metalli alcalini. Infatti a causa dell'assorbimento si ha un cambiamento locale dell'occupazione dei livelli energetici che provoca una "curvatura" delle bande soprattutto nei livelli inferiori (Fig 2.3). Nel caso in cui il semiconduttore sia anche drogato, il livello minimo di conduzione può essere portato al di sopra dell'energia del vuoto: si parla di *affinità elettronica apparente negativa*. È quindi possibile eccitare gli elettroni all'equilibrio termico e causarne l'emissione, dal momento che l'energia di soglia coincide con l'energia del gap ($W_{ph} = E_g$).

Scegliendo appropriatamente il semiconduttore e il trattamento superficiale, è possibile produrre materiali fotosensibili anche a più lunghezze d'onda ed avere un'efficienza di emissione maggiore.

Spesso si sfrutta anche l'effetto Schottky per cui un campo elettrico esterno riduce la barriera di potenziale influenzando quindi l'efficienza di fotoemissione.

2.1.2 Emissione Secondaria

L'emissione secondaria è un processo simile all'effetto fotoelettrico, solo che avviene a seguito dell'assorbimento di elettroni. Così come nel caso della fotoemissione possiamo distinguere i tre step di assorbimento, diffusione ed emissione. Il range energetico di interesse in questo caso è di qualche centinaio di eV. Gli elettroni primari possono perdere energia secondo tre diversi processi:

- ionizzazione di atomi nei livelli energetici inferiori: si tratta di tutte le collisioni elastiche ed anelastiche tra gli atomi e gli elettroni che aumentano sempre in numero;
- emissione di raggi X nel riempimento delle shell interne; questi possono in parte essere emessi e in parte eccitare altri elettroni;
- eccitazione di elettroni dei livelli della banda di valenza.

La profondità di penetrazione R nel materiale è data da :

$$R = \int_0^{E_p} \frac{dE}{|dE/dx|} \quad (2.8)$$

La perdita di energia degli elettroni primari di energia E_p (per elettroni a bassa energia) può essere approssimativamente descritta da:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E_p}{R} \quad (2.9)$$

La densità di elettroni liberi invece si può assumere proporzionale alla perdita di energia del raggio incidente, secondo:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{1}{\epsilon} \left| \frac{dE}{dx} \right| \quad (2.10)$$

dove n è il numero di elettroni liberi ed ϵ è l'energia media richiesta per generare la coppia elettrone-lacuna.

Gli elettroni liberati quindi migrano verso la superficie. Nel farlo, perdono parte della loro energia in eccesso con le collisioni con altri elettroni e con le interazioni con il reticolo. Solo gli elettroni che raggiungono la superficie con energia maggiore della barriera di potenziale contribuiscono all'emissione secondaria. Più vicini alla superficie sono gli elettroni eccitati, maggiore è la probabilità di fuga. Inoltre, il numero di elettroni totali eccitati, aumenta proporzionalmente all'energia iniziale degli elettroni primari. Il rapporto tra il numero di elettroni secondari emessi e il numero di elettroni primari è chiamato *coefficiente di emissione secondaria* δ .

Le caratteristiche dei metalli per la fotoemissione si riscontrano anche nel meccanismo di emissione secondaria: presentano una bassa *escape depth* (3 nm) e un altrettanto basso coefficiente di emissione secondaria.

Semiconduttori e isolanti, che hanno basse barriere di potenziale, sono invece dei buoni emettitori secondari.

2.2 Struttura e funzionamento.

La figura 2.4 mostra gli elementi più importanti di cui è costituito un fotomoltiplicatore. Tra essi notiamo:

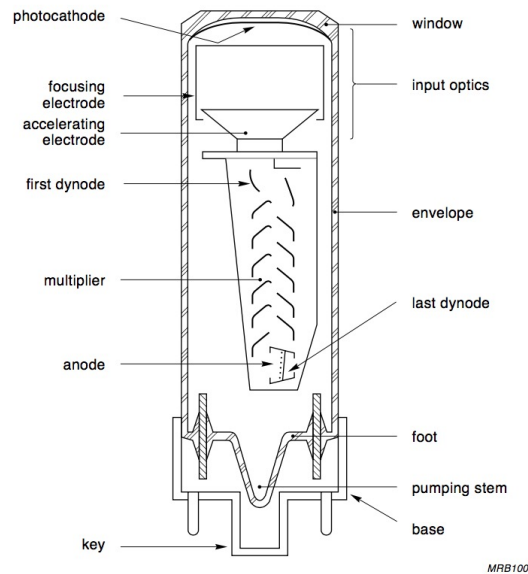


Figura 2.4: Rappresentazione schematica di un tubo fotomoltiplicatore (*PMT*)

- un fotocatodo costituito di un materiale fotosensibile che converte un flusso di fotoni in uno di elettroni;
- un sistema di raccolta di elettroni che focalizza e accelera il flusso degli elettroni;
- un moltiplicatore di elettroni che consiste in una serie di elettrodi che emettono elettroni (dinodi);
- un anodo che raccoglie il flusso di elettroni e produce il segnale in uscita.

Quando un fotone, proveniente ad esempio da un fenomeno di scintillazione, incide sul fotocatodo, un elettrone è emesso per effetto fotoelettrico. Ai capi del fototubo è applicata una differenza di potenziale ripartita tra i vari dinodi (Fig 2.5); a causa di questa, l'elettrone mobile si dirige verso il primo dinodo. Qui, a seguito della collisione, avviene l'emissione secondaria di elettroni che sono a loro volta accelerati verso il secondo dinodo e così via. Si genera così una cascata di elettroni che giunge all'anodo dove è raccolta per produrre una corrente.

Di seguito verranno analizzati nel dettaglio i vari componenti del fotomoltiplicatore.

2.2.1 Fotocatodo

Il fotocatodo converte la luce incidente in elettroni per effetto fotoelettrico. Per ridurre la riflessione dei fotoni, il materiale fotosensibile è rivestito di una finestra fatta di vetro

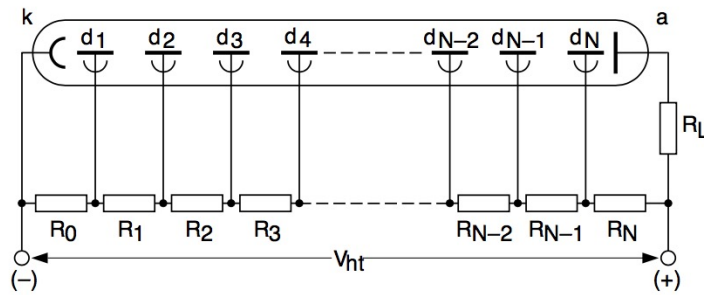


Figura 2.5: Partitore di tensione in un *PMT*

o quarzo.

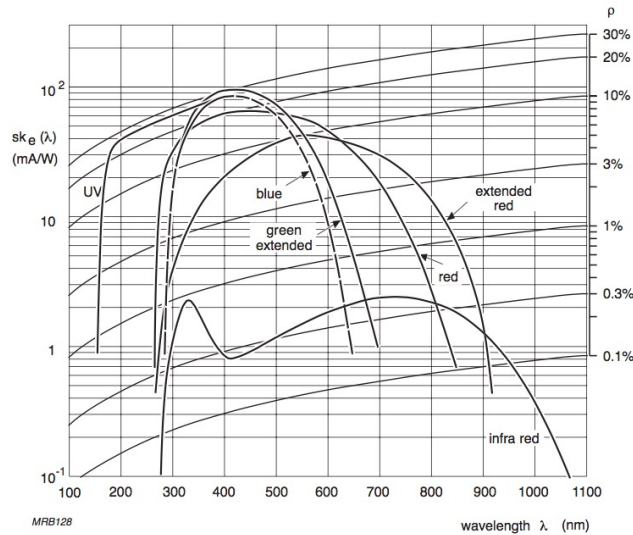


Figura 2.6: Caratteristiche di risposta spettrale per diversi tipi di materiali.

La figura 2.6 mostra l'andamento della *sensibilità spettrale* $sk_e(\lambda)$, parametro analogo alla quantum efficiency, dato da:

$$sk_e(\lambda) = \lambda \eta(\lambda) \frac{e}{hc}. \tag{2.11}$$

che si misura in $[A/W]$. Ciascun materiale possiede un picco di risposta in una data lunghezza d'onda, come ad esempio per $\lambda = 400 \text{ nm}$ (Fig 2.6); la conoscenza del range di lunghezze d'onda associate alla risposta del dispositivo è importante per determinarne le possibili applicazioni.

La maggior parte dei fotocatodi utilizzati sono costituiti da semiconduttori formati dall'Antimonio (Sb) legato ad uno o più metalli alcalini ($SbCs$, $SbKCs$, $SbNa_2KCs$). La scelta di semiconduttori piuttosto che metalli o altri materiali fotoelettrici è legata all'efficienza quantica che risulta molto maggiore nei primi; nei metalli non supera lo 0.1%, mentre nei semiconduttori si raggiungono valori dell'ordine del 30%. Il motivo di questa differenza risiede nella struttura intrinseca di metalli e semiconduttori.

Recentemente sono stati sviluppati fotocatodi composti da materiali con affinità elettronica negativa, come il Fosforo di Gallio (GaP) altamente drogato con Zinco (Zn) e Cesio (Cs); l'efficienza quantica in questo caso raggiunge valori dell'ordine del 80% [20].

2.2.2 Sistema di input degli elettroni

Lo scopo di questo sistema è quello di indirizzare i fotoelettroni verso il primo dinodo; perciò deve soddisfare due principali richieste:

- Massimizzare la *collection efficiency*, ovvero il rapporto tra il numero di elettroni che raggiungono il primo dinodo e quello degli elettroni emessi dal fotocatodo;
- Il tempo impiegato dagli elettroni per raggiungere il dinodo deve essere indipendente dalla loro velocità iniziale e dalla posizione di partenza; questa richiesta è importante dal momento che determina la risoluzione temporale del rivelatore.

In particolare il secondo problema è risolto modificando la geometria del fotocatodo o con l'applicazione di un campo elettrico variabile con la distanza.

2.2.3 Moltiplicatore di elettroni

Il *Moltiplicatore di elettroni* amplifica la corrente debole iniziale sfruttando emissioni secondarie nei dinodi; questi sono sistemati in modo che il campo elettrico tra loro accelera gli elettroni provocando collisioni con energie di qualche centinaio di eV. Il numero di elettroni aumenta da un dinodo al successivo e quindi la corrente è amplificata. Gli elettroni di conduzione dei metalli tendono ad ostacolare l'emissione, pertanto gli elettrodi possono essere composti da isolanti o semiconduttori. In ogni caso, un buon materiale per un dinodo, oltre che avere un elevato valore del *fattore di emissione secondaria* δ (guadagno dell'elettrodo), deve garantire una certa stabilità sotto grandi correnti e un basso rumore (generalmente derivante da emissioni termo-ioniche).

Così come per i fotocatodi, è possibile sfruttare materiali come GaP ad affinità elettronica negativa per poter aumentare il guadagno dei singoli dinodi e diminuire il numero di step del moltiplicatore.

I dinodi possono essere organizzati secondo diverse configurazioni (Fig 2.7). La geometria collettiva influenza sia il tempo di risposta che la linearità del fotomoltiplicatore;

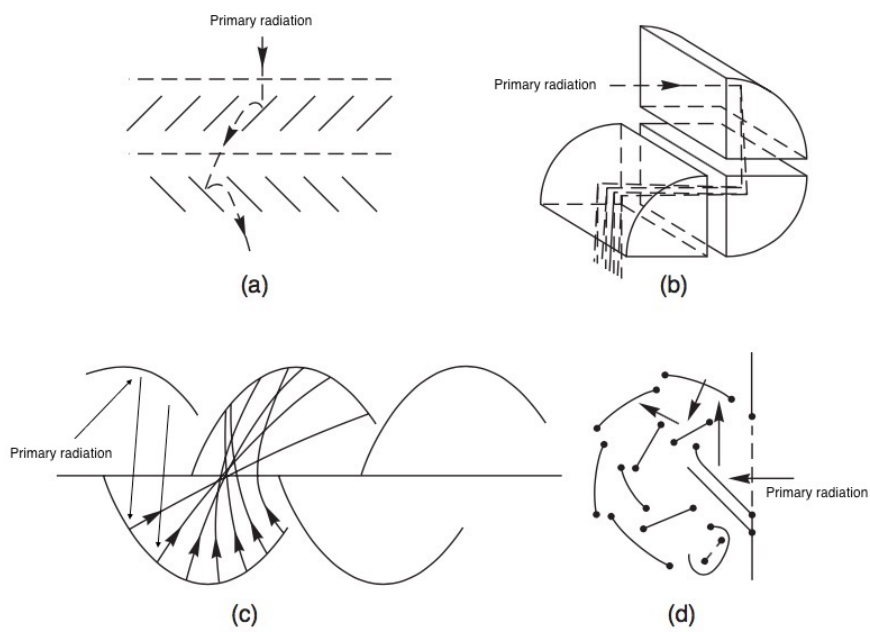


Figura 2.7: Diverse configurazioni di dinodi per i *PMTs* . (a) Venetian-blind, (b) box and grid, (c) linear focused, (d) side-on configuration (circular focused)

quest'ultima è essenziale perchè la corrente in uscita sia direttamente proporzionale al numero di fotoni incidenti. Si distinguono le seguenti configurazioni:

- Venetian-blind: i dinodi sono organizzati in fasce parallele e sono inclinati di 45° rispetto l'asse del tubo. Questa configurazione offre una vasta superficie per gli elettroni emessi dal catodo e pertanto si può usare un sistema di input elementare. Offre inoltre un'alta *collection efficiency* e una buona stabilità del guadagno a discapito del tempo di risposta.
- Box and Grid: Anche in questo caso si ha una vasta superficie di raccolta per il primo dinodo e quindi un'buona efficienza; tuttavia il campo elettrico tra i dinodi è basso ed il tempo di risposta non è ottimizzato.
- Linear focused: I dinodi sono progettati in modo da garantire il passaggio progressivo di elettroni da un elettrodo all'altro. Questo riduce la variazione del tempo di transito tra due step. Per raggiungere un miglior allineamento tra l'input e il moltiplicatore il primo dinodo ha una forma diversa dai successivi.
- Circular focused: A differenza del precedente offre una struttura maggiormente compatta.
- Microchannel plate: Questo dispositivo consiste in una piastra di vetro di piombo perforata da un array di canali microscopici (tipicamente di diametro di $10 - 100 \mu\text{m}$) orientati parallelamente tra loro (Fig 2.8). La superficie interna di questi canali è trattata con materiale semiconduttore che funge da emettitore di elettroni; in fondo alla fessura si trova una piastra metallica che permette l'applicazione di una differenza di potenziale lungo il tubo. Ciascun canale si comporta come un dinodo continuo.

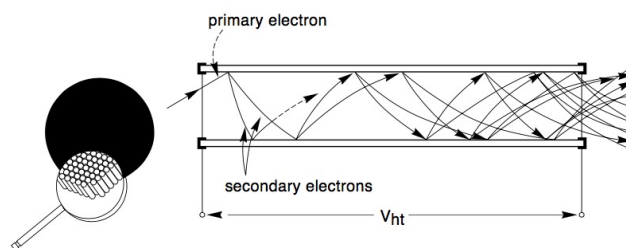


Figura 2.8: Rappresentazione schematica di un microchannel plate.

2.2.4 Anodo

La forma e la posizione degli elettrodi alla fine del moltiplicatore differisce da quella dei dinodi usati nella regione iterativa. La geometria infatti deve permettere la raccolta di tutti gli elettroni secondari emessi dall'ultimo dinodo e assicurare una riposta lineare. L'anodo o collettore è una griglia disposta in prossimità dell'ultimo dinodo (Fig 2.9).

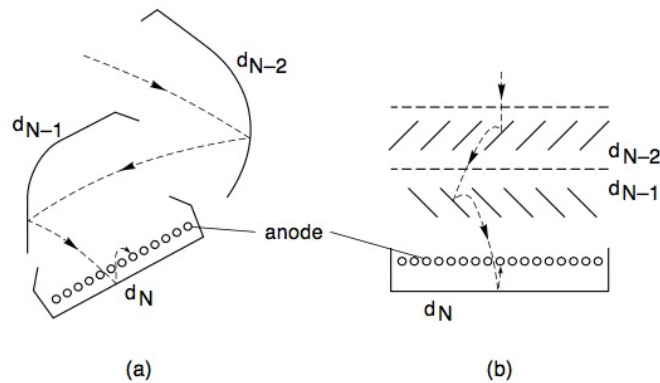


Figura 2.9: Diverse configurazioni della regione di raccoglimento (a) con focusing dynodes, (b) con venetian-blind dynodes.

2.3 Parametri Operativi

Nell'utilizzo dei fotomoltiplicatori si fa spesso riferimento ad una serie di parametri che ne riassumono l'efficienza e il funzionamento nei diversi regimi di illuminazione. In questo paragrafo verranno definiti i più comuni parametri.

2.3.1 Guadagno

In un fotomoltiplicatore si definisce *guadagno* il rapporto tra il numero di elettroni raccolti all'anodo e il numero di fotoelettroni emessi al catodo. Il fattore di amplificazione di un dinodo è anche noto come *fattore di emissione secondaria* δ ; quest'ultimo rappresenta il numero di elettroni secondari emessi a seguito dell'interazione con l'elettrone primario proveniente da un dinodo precedente. Il fattore di emissione secondaria è proporzionale alla tensione tra i due dinodi secondo:

$$\delta \propto (V_d)^\alpha \quad (2.12)$$

dove α è un fattore correttivo, tipicamente $0.65 \leq \alpha \leq 0.75$.

Se il numero di fotoelettroni che colpiscono il primo dinodo è n_k e il guadagno del dinodo è δ_1 , allora il numero di elettroni secondari sarà $n_k\delta_1$; se il secondo dinodo ha un guadagno di δ_2 si avranno $n_k\delta_1\delta_2$ elettroni e così via fino ad arrivare all'anodo; se N è il numero di dinodi allora il numero di elettroni raccolti all'anodo è

$$n_{anodo} = n_k \prod_{i=1}^N \delta_i. \quad (2.13)$$

Il fattore di amplificazione a questo punto è semplicemente dato dal rapporto tra n_{anodo} e n_k , ovvero dal prodotto dei guadagni dei singoli dinodi:

$$G = \prod_{i=1}^N \delta_i \quad (2.14)$$

Assumendo che il fattore di emissione sia lo stesso per tutti i dinodi, si ha:

$$G = \delta^N = [A(V_d)^\alpha]^N = \frac{A^N}{(N+1)^{\alpha N}} V^{\alpha N} \propto V^{\alpha N} \quad (2.15)$$

con A costante di proporzionalità e V tensione di alimentazione del fototubo che, essendo ripartita tra i dinodi (Fig 2.5), vale $V = (N+1)V_d$.

La maggior parte dei *PMT* contiene dai 10 ai 14 dinodi con un guadagno complessivo dell'ordine di 10^7 .

Occorre adesso giustificare l'assunzione di uniformità dei fattori di emissione secondaria dei vari dinodi in (2.15): idealmente, l'elettromoltiplicatore dovrebbe fornire un guadagno costante, fissata l'energia, per tutti gli elettroni che entrano nel dinodo; nella pratica questo non avviene a causa della natura statistica del processo di emissione secondaria. Elettroni aventi la stessa energia che interagiscono con i dinodi produrranno diversi numeri di elettroni secondari e quindi una fluttuazione nel guadagno.

Per poter stimare l'intensità delle fluttuazioni si ricorre allo *spettro di singolo elettrone*; questo rappresenta lo spettro del segnale in uscita dal *PMT* in risposta all'ingresso di un singolo elettrone nel moltiplicatore. Può essere ottenuto illuminando il *PMT* con una luce debole in modo che la probabilità di produzione di più di un fotoelettrone sia trascurabile.

Per ciascun evento di singolo elettrone si avranno forme d'onda diverse. Integrando ciascun impulso di corrente si ottiene la carica totale e quindi il guadagno di ciascun evento. Analiticamente gli spettri di elettrone singolo (Fig 2.10) sono rappresentati dalla distribuzione di Polya (detta anche binomiale negativa).

2.3.2 Linearità

La linearità di un *PMT* dipende fortemente dalle configurazioni dei dinodi e dalla corrente nel tubo. In generale si richiede che il flusso di elettroni dello step precedente sia completamente raccolto nel successivo, in modo da conservare una proporzionalità rispetto alla

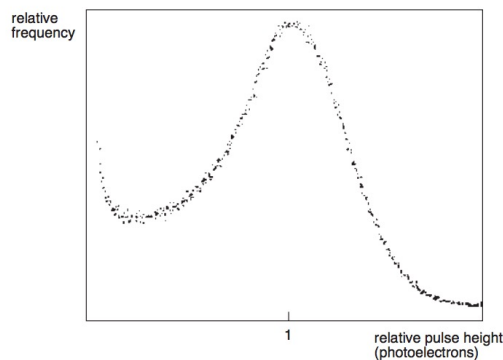
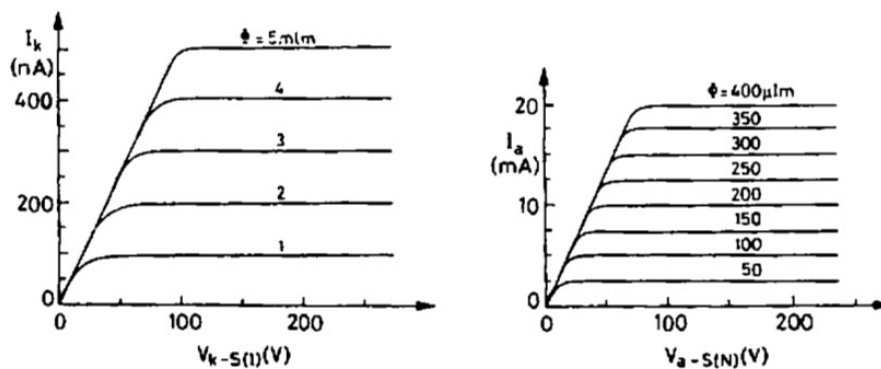


Figura 2.10: Spettro di singolo elettrone.

corrente iniziale del catodo. La raccolta del flusso dipende inoltre dal voltaggio tra i vari elettrodi: in figura (Fig 2.11) è mostrata la dipendenza funzionale delle correnti di anodo e catodo in funzione del voltaggio, per varie illuminazioni.


 Figura 2.11: Caratteristiche corrente-tensione del catodo e dell'anodo in un *PMT* sotto diverse illuminazioni.

La corrente cresce all'aumentare del voltaggio applicato fino ad un livello di saturazione, che si raggiunge quando tutta la corrente è raccolta. L'iniziale dipendenza dal potenziale è dovuta alla formazione di un accumulo di carica attorno all'elettrodo; questa nuvola elettronica tende a schermare il campo della regione ed è attenuata solo aumentando il voltaggio applicato.

Si può assumere che la corrente di catodo, dinodo e anodo sia, in condizioni di utilizzo del dispositivo, nella regione di saturazione della curva caratteristica. Nel mantenere questi voltaggi bisogna tuttavia fare attenzione all'andamento della corrente nel tubo. La resistività del fotocatodo, ad esempio, è un fattore molto importante: normalmente risulta alta, dell'ordine di qualche decina di $M\Omega$; per questo motivo, l'emissione di piccole correnti di

fotoelettroni può causare una grande variazione del potenziale della membrana fotoemissiva, andando a modificare la differenza di potenziale con il primo dinodo e alterando la collection efficiency.

Un altro problema è rappresentato dalla presenza della resistenza di carico collegata all'anodo, che fa sì che il voltaggio diminuisca aumentando la corrente; ciò causerebbe una variazione della differenza di potenziale tra l'ultimo dinodo e l'anodo. Per prevenire questi fenomeni occorre lavorare in determinati range di corrente e tensione.

2.3.3 Tempo di Risposta e Risoluzione

Sono due i principali fattori che influenzano la risoluzione temporale dei fotomoltiplicatori:

- variazioni nel tempo di transito degli elettroni nel fototubo;
- fluttuazioni dovute al rumore statistico.

Il primo fattore può nascere sia dalla differenza del cammino che i fotoelettroni compiono per raggiungere il sistema di input (come mostrato in figura), che dalle energie con cui sono emessi.

La differenza del cammino è accentuata anche da possibili asimmetrie del dinodo, per cui la differenza del tempo di transito (transit time difference) è legata alla geometria del sistema:

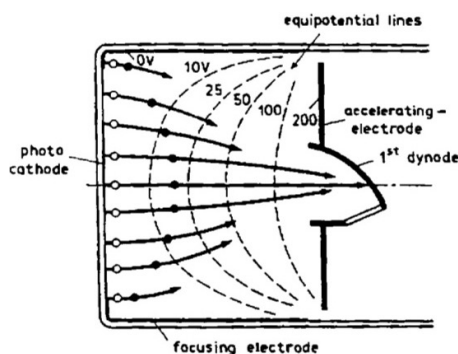


Figura 2.12: Differenza nei tempi di transito

Un modo per risolvere tale fenomeno è l'utilizzo di catodi di forma sferica in modo da eguagliare le distanze. Alternativamente si può pensare di applicare un campo elettrico variabile che cresce all'aumentare della distanza dall'asse del fototubo. Oltre agli effetti geometrici possono presentarsi variazioni dipendenti dall'energia e dalla direzione degli elettroni emessi. Questo effetto, diverso dal precedente (*transit time spread*), è indipendente dalla posizione in cui i fotoelettroni sono emessi e dipende solo dalla velocità iniziale espressa come somma delle due componenti nelle direzioni perpendicolare e

parallela all'asse:

$$v = v_{\perp} + v_{\parallel}. \quad (2.16)$$

La differenza temporale può essere espressa come:

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2m_e W}{e^2 E^2}} \quad (2.17)$$

dove $m_e = 9.1 \times 10^{-28} \text{ g}$ è la massa dell'elettrone, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ è la carica dell'elettrone, E è il modulo del campo elettrico [V/m] e infine W è l'energia cinetica associata alla componente della velocità normale al fotocatodo, ovvero $v_{\perp}^2/2m_e$. Per alcuni valori tipici $E = 4 \text{ kV/m}$, $W = 0.4 \text{ eV}$, $\Delta t = 0.5 \text{ ns}$.

2.4 Rumore

In questo paragrafo saranno presentati i possibili fenomeni e segnali che possono interferire con le misure di corrente e di voltaggio, limitandone l'accuratezza. I fenomeni in questione sono la *Dark Current*, l'*Afterpulse* e il rumore statistico.

2.4.1 Dark Current

La Dark Current è la corrente che attraversa il circuito dell'anodo quando il voltaggio è applicato al fotomoltiplicatore, in assenza di luce. Presenta due componenti: la prima è continua ed è dovuta alla dispersione sul vetro e sulla superficie isolante, la seconda è ad intermittenza e consiste in impulsi di pochi nanosecondi. La Dark Current varia sia secondo le condizioni esterne (voltaggio applicato, guadagno, temperatura, umidità etc.) che secondo l'utilizzo passato del *PMT* (condizioni di illuminazione passate etc.). In alcuni casi si tratta di effetti temporanei, mentre altri possono essere permanenti. Questi ultimi sono:

- Correnti di dispersione;
- Emissione termoionica;
- Contaminazione radioattiva;
- Fenomeni di luce;

dei quali il rumore termico rappresenta la principale componente.

Il contributo dell'emissione termoionica è descritto dall'equazione di Richardson:

$$I = AT^2 \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right) \quad (2.18)$$

dove A è una costante, T è la temperatura e k è la costante di Boltzmann. Invece ϕ è la costante che ha le dimensioni di un'energia ed è legata all'energia di soglia dell'effetto fotoelettrico. Chiaramente la diminuzione della temperatura comporta una riduzione di questa componente.

I materiali radioattivi di cui è composto il vetro o il supporto possono causare l'emissione di elettroni nel fotocatodo o nei dinodi. La radiazione in questione può sia colpire direttamente gli elettrodi che causare la fluorescenza del vetro stesso. In entrambi i casi una piccola corrente è misurata. In generale quando ci si riferisce alla Dark Current si fa riferimento a correnti dell'ordine di qualche nanoampere.

2.4.2 Afterpulse

Gli Afterpulse, come suggerisce il nome, sono dei segnali che compaiono sulla scia di un vero impulso. Gli Afterpulses hanno due principali cause:

- Reazioni luminose;
- Ionizzazione di gas residui.

che possono essere distinte in base al tempo che separa l'Afterpulse dal segnale reale.

Reazioni Luminose

Un elettrodo bombardato dagli elettroni emette dei fotoni. Sebbene l'efficienza luminosa di questi fenomeni sia molto bassa, in alcuni tubi è possibile che la luce emessa, anche negli step finali del moltiplicatore, possa tornare indietro raggiungendo il fotocatodo e originando il segnale di Afterpulse. Quest'ultimo sarà sfasato rispetto al segnale reale di un ritardo, dato dalla somma del tempo di transito degli elettroni e dei fotoni (tipicamente si tratta di 20/100 ns).

Ionizzazione di gas residui

Per far sì che la cascata di elettroni non perda energia interagendo con l'aria, nel fotomoltiplicatore è mantenuto il vuoto. Tuttavia può succedere che gas residui all'interno del fototubo siano ionizzati dagli elettroni in moto, causando un segnale di afterpulse. Queste tracce sono ad esempio lasciate a causa di emissioni dei materiali che compongono la struttura. Gli ioni generati (usualmente H_2^+ , He^+ o CH_4^+) si dirigono verso il catodo dove possono causare l'emissione di altri elettroni. La differenza di tempo tra il segnale reale e l'afterpulse è data dal tempo di transito di questi ioni; quest'ultimo dipende sia dalla loro massa che dal campo presente all'interno del *PMT*.

2.4.3 Rumore Statistico

La natura statistica dei fenomeni che stanno alla base della fisica dei fotomoltiplicatori rappresenta la causa principale del rumore, il quale non può essere ridotto o cancellato. Per una data luminosità il numero di fotoelettroni emessi, così come quello di elettroni secondari, fluttua nel tempo; come conseguenza diretta la corrente all'anodo fluttuerà attorno ad un valore medio (Fig 2.13).

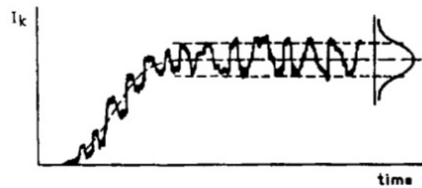


Figura 2.13: Fluttuazioni del segnale di corrente.

L'intensità del rumore è misurata dalla varianza delle fluttuazioni della corrente dell'anodo attorno al valore medio.

Le fluttuazioni statistiche in un *PMT* possono essere originate nel fotocatodo o nel sistema di dinodi. Nel primo caso sono legate alla natura statistica dell'effetto fotoelettrico; le fluttuazioni possono quindi essere calcolate assumendo una distribuzione di Poisson per il numero di fotoni incidenti sul fotocatodo nell'intervallo di tempo τ e una distribuzione binomiale per il numero di fotoelettroni rilasciati. A questo rumore si aggiungono le fluttuazioni originate nel moltiplicatore: queste non sono dovute solo alla natura statistica dell'emissione secondaria, ma anche alle differenze nei tempo di transito degli elettroni e nella non uniformità del fattore di emissione secondaria. Le intensità di queste fluttuazioni possono essere stimate prendendo in considerazione lo spettro di singolo elettrone. In ogni caso quest'ultima componente è trascurabile, contribuendo solo per il 10% al rumore statistico.

2.5 Fattori Esterni

Alcune sorgenti di rumore esterno possono essere attenuate con un corretto utilizzo del fotomoltiplicatore nelle giuste condizioni esterne. Occorre far attenzione oltre che all'esposizione alla luce dell'ambiente, anche alla presenza di campi magnetici e alla temperatura esterna.

2.5.1 Esposizione alla luce esterna

Data l'estrema sensibilità alla luce dello strumento occorre evitare di esporre il *PMT* in ambienti luminosi; questo è vero sia nel caso in cui sia applicata una tensione rendendo

lo strumento operativo, sia quando è spento. Nella prima situazione infatti, a seguito di un esposizione ad una luce ambientale, le intense correnti nel tubo possono dare luogo ad effetti di instabilità (risolvibili conservando il tubo in un lungo periodo all'oscurità) o addirittura rompere il dispositivo.

Inoltre se anche il dispositivo fosse spento, sarebbe meglio non esporlo ad una luce troppo intensa; ciò che ne può risultare è un'elevata Dark Current che decade dopo un certo tempo dipendente dall'intensità dell'illuminazione.

2.5.2 Presenza di Campi Magnetici

Un campo magnetico, seppur non intenso, devia la traiettoria della cascata di elettroni da quella ottimale, influenzando l'efficienza del *PMT*. La componente più sensibile a questi campi magnetici è il sistema di input degli elettroni, in cui può capitare che questi ultimi non raggiungano mai il primo dinodo. È chiaro quindi che l'orientazione del tubo rispetto al campo magnetico influenza il suo funzionamento [21]. Si può dimostrare che:

- la corrente dell'anodo decresce all'aumentare del flusso del campo magnetico;
- l'influenza del campo è minore quando è orientato come l'asse del *PMT* .

È possibile schermare il *PMT* disponendo lungo il tubo una lega mu-metal.

2.5.3 Influenza della Temperatura

Per la maggior parte dei *PMT* gli effetti della temperatura sono piccoli rispetto ad altri fattori. A seconda delle applicazioni però possono presentarsi diversamente. Per esempio abbiamo una componente che influenza il rumore data dall'equazione di Richardson, che mostra una chiara dipendenza dalla temperatura T . Si ha una dipendenza dalla temperatura anche per quanto riguarda la sensibilità spettrale del fotocatodo; la struttura a bande, il livello di Fermi e la resistenza dipendono dalla temperatura. Tuttavia in questo contesto è difficile valutare questi cambiamenti e si fa riferimento a dei range in cui il dispositivo si comporta in un certo modo.

Capitolo 3

Misure di guadagno dei fotomoltiplicatori R5912

Come evidenziato nel primo capitolo, per il rivelatore XENONnT è in fase di studio un sistema di Veto di Neutroni basato su scintillatore liquido (LAB+Gd); il tutto dovrebbe circondare il criostato che ospita la TPC. Nella fase attuale del progetto per il Veto di Neutroni è previsto l'utilizzo di 120 *PMT* Hamamatsu R5912 8". Tre *PMT* provenienti da due diverse produzioni e con diversa richiesta di efficienza quantica, sono stati forniti dalla casa madre per effettuare primi test di funzionalità; questi sono necessari prima di procedere all'eventuale verifica dell'efficienza di rivelazione di neutroni. In particolare per il mio lavoro di tesi mi sono occupato della preparazione di un setup sperimentale atto a effettuare prime misure di guadagno dei tre *PMT* a disposizione.

3.1 Fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912-100WA-D30

I fotomoltiplicatori resi disponibili nei laboratori di Bologna sono gli Hamamatsu R5912-100WA-D30. Sono dotati di 10 dinodi e di un fotocatodo bialcale, avente una superficie emisferica di 20 *cm* (Fig. 3.1). I *PMT* utilizzati sono diversi tra loro, presentando differenti efficienze quantiche come si evidenzia nella tabella 3.1; tuttavia risultano sensibili a fotoni di lunghezza d'onda nell'intervallo [300–700] *nm* e presentano un picco di efficienza quantica per lo stesso valore di λ pari a 390 *nm*.

Lo schema del circuito interno dei *PMT* è mostrato in figura 3.2 e le tensioni di alimentazione, indicate dalla casa produttrice Hamamatsu per raggiungere il guadagno di 1×10^7 , sono riassunte nella Tabella 3.2. L'analisi del guadagno dei fotomoltiplicatori si basa sullo studio dello *spettro di singolo fotoelettrone*; per ottenere quest'ultimo, un segnale luminoso generato da un LED è inviato tramite una fibra ottica al fototubo, con un'intensità tale da garantire una probabilità bassa di emissione di più di un fotoelettrone ad opera del fotocatodo. Occorre precisare che i fotomoltiplicatori testati sono i R5912-

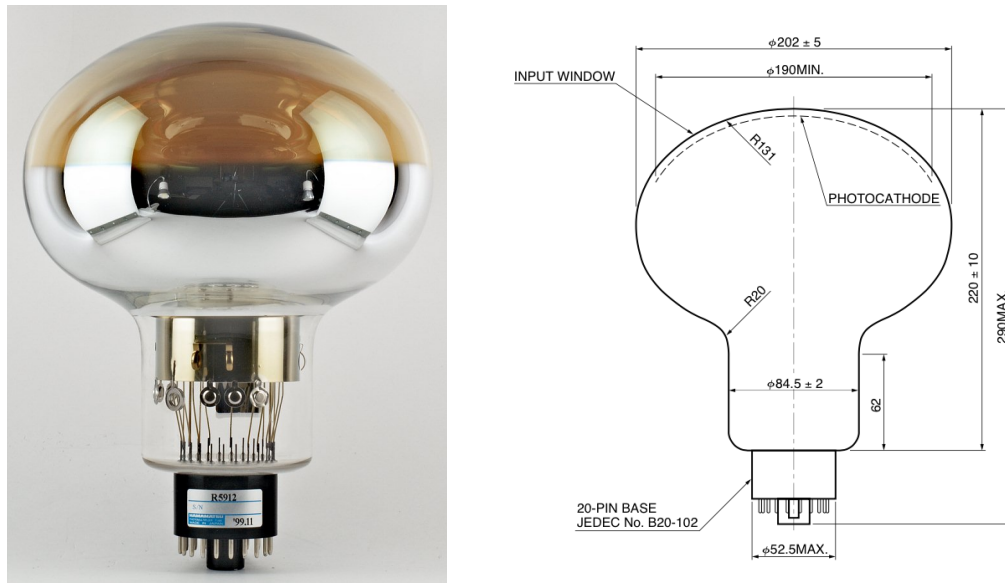


Figura 3.1: (a) Fotomoltiplicatore 8" R5912 e (b) schema delle componenti strutturali.

| Serial No. | Q.E. _{max} ($\lambda = 390 \text{ nm}$) |
|------------|--|
| SQ0247 | 36.4% |
| SQ0249 | 36.4% |
| SQ0251 | 37.7% |

Tabella 3.1: Efficienza quantica massima dei 3 fotomoltiplicatori R5912 utilizzati per il test.

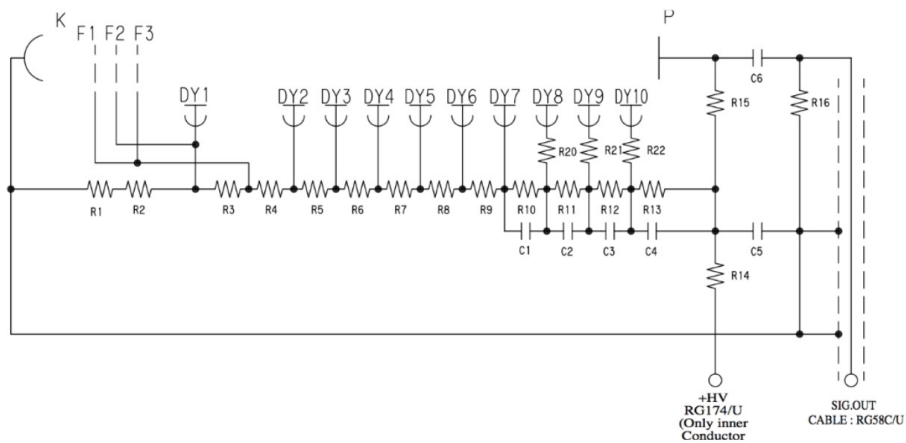


Figura 3.2: Schema elettrico del fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912, dotato di 10 dinodi.

| Serial No. | Tensione di Alimentazione (V) |
|------------|-------------------------------|
| SQ0247 | 1490 |
| SQ0249 | 1550 |
| SQ0251 | 1610 |

Tabella 3.2: Tensioni di alimentazione dei vari PMT per ottenere il guadagno di 10^7 .

100WA-D30 e rappresentano una variante dei R5912 ASSY HQE, installati nel *Muon Veto* di XENON1T. Le differenze riguardano alcune delle resistenze del circuito di partizione e la struttura dei cavi di alimentazione e del segnale raccolto; la lunghezza è per entrambi i modelli di 30 m ma nella versione più recente si ha struttura coassiale.

3.2 Setup Sperimentale

Per il test dei tre *PMT* si utilizza un setup sperimentale già presente nel laboratorio (Fig 3.3).

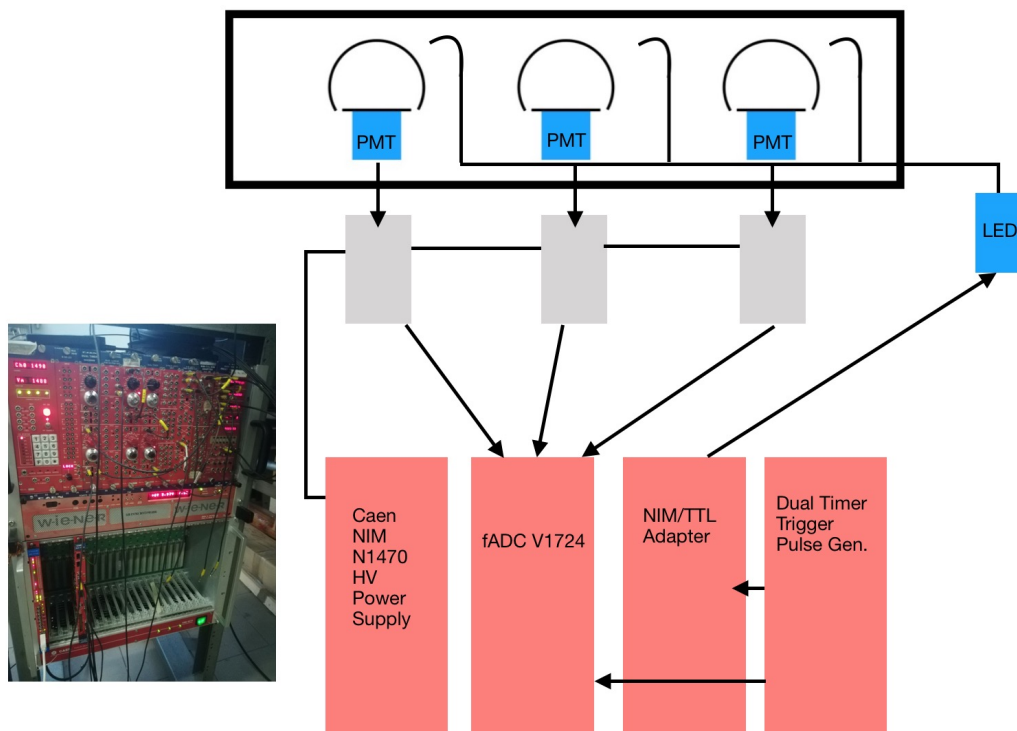


Figura 3.3: Rappresentazione schematica dell'intero setup sperimentale.

I fotomoltiplicatori sono posizionati all'interno di una scatola in legno, a tenuta di luce (Fig. 3.5). Con le dovute attenzioni, volte a preservare l'isolamento, i cavi di 30 m sono fatti uscire dalla scatola mediante dei passacavi. Infine il tutto è ricoperto da un telo nero.

La sorgente luminosa consiste in un LED accoppiato ad una fibra ottica e pilotato in tensione tramite il modulo CAEN mod. SP5601. L'accoppiamento è realizzato mediante 3 fibre raggruppate ad un'estremità; ciascuna delle tre fibre operative è quindi ancorata ad un supporto verticale, posizionato in prossimità del *PMT* corrispondente (Fig 3.4).



Figura 3.4: PMT all'interno della scatola a tenuta di luce.

3.2.1 Elettronica

L'elettronica utilizzata consiste di:

- 1 ALIMENTATORE CAEN mod. N1470 a 4 canali per alimentare i *PMT*;
- 1 Digitizer CAEN mod. V1724 a 8 canali (fADC, *flash Analog to Digital Converter*);
- 1 DUAL TIMER CAEN mod. N93B, per generare un segnale di lunghezza temporale fissata;
- 1 adattatore NIM/TTL CAEN mod.N89 che genera un segnale TTL.

Il funzionamento del sistema è basato sulla generazione di un segnale TTL (ad opera del DUAL TIMER accoppiato al convertore NIM/TTL); tale segnale è infatti impiegato



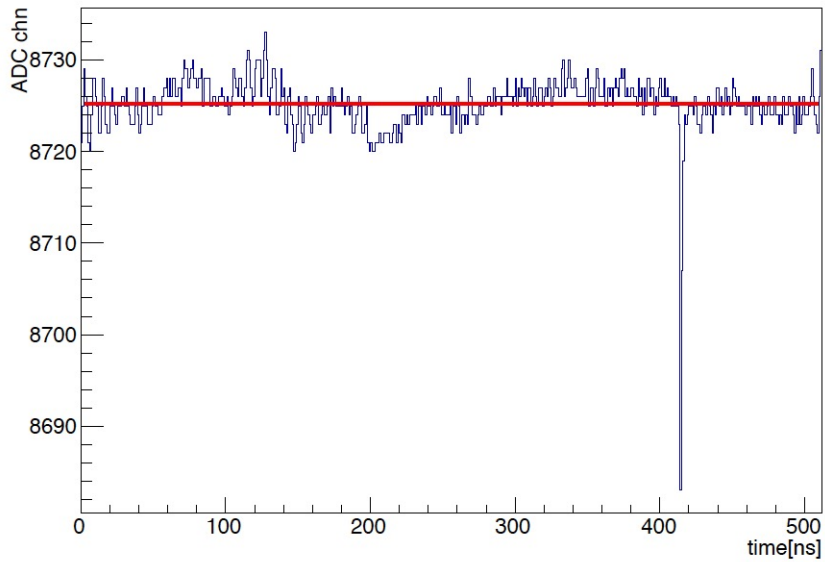
Figura 3.5: Scatola nera in legno in cui sono disposti i *PMT* per il test.

come trigger per il LED. È risultato utile, per lo studio dei segnali in uscita, l'utilizzo di un oscilloscopio, al quale è inviato in ingresso direttamente il segnale dei *PMT*; sul display dell'oscilloscopio è possibile controllare sia l'intervallo di tempo del trigger del LED che il segnale del *PMT*. Una volta raggiunta una riduzione accettabile del rumore e la visualizzazione di una risposta chiara del *PMT* si è proceduto all'acquisizione dei dati.

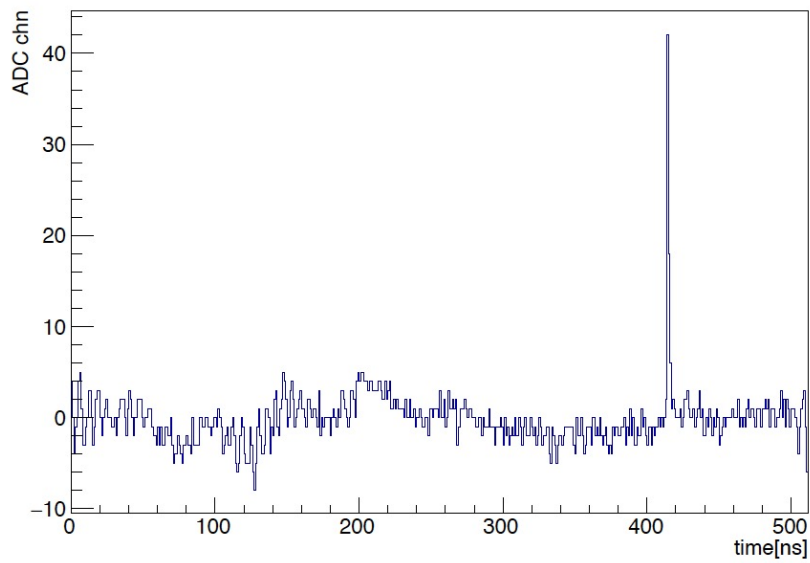
3.2.2 Acquisizione dati

Per l'acquisizione, il segnale proveniente dal *PMT* è digitalizzato dal *fADC* a 14 bit, con *range dinamico* di 2.25 V. Il sistema di acquisizione (DAQ) è poi completato con la connessione via USB ad un computer, realizzata attraverso un *bridge* CAEN mod. V1718. Per quanto riguarda il software di acquisizione, si è ottimizzato un programma preesistente, scritto in LABVIEW; in questo modo, il software produce un file di testo contenente le waveform di ogni evento, consistente nel valore (espresso in canali ADC) del segnale per ciascun campionamento, di durata 5.12 μ s. I file così prodotti sono poi analizzati con un programma da me sviluppato in ambiente ROOT. In figura 3.6(a) è mostrato un esempio di waveform acquisita. In ascissa è riportato il numero del campionamento, corrispondente ad un istante di tempo (tenuto conto che si effettua un campionamento ogni 10 ns), mentre in ordinata è riportata la misura in unità di ADC; da qui la conversione in tensione (V) si effettua secondo:

$$V = \frac{2.25}{2^{14}} \cdot (ADC_{chn}) \quad (3.1)$$



(a)



(b)

Figura 3.6: Esempio di un evento con segnale attorno ai $4 \mu\text{s}$ (a) e waveform invertita rispetto alla baseline (di colore rosso) (b).

Per quanto riguarda l'analisi dei dati effettuata con ROOT, è risultato utile invertire e traslare le waveform (Fig. 3.6(b)). Per fare ciò si è determinata la *baseline* effettuando un fit lineare sui primi 200 campionamenti; a quel punto si è sottratto a ciascuna waveform il valore di tensione corrispondente alla baseline in modo da traslarle e poi invertirle. Una volta ottenute le nuove waveform si procede con l'integrazione e si ottiene quindi la carica presente nel segnale:

$$Q_{out} = \int_t^{t+dt} \frac{V}{R} dt' \quad (3.2)$$

dove R è l'impedenza del Digitizer che secondo le specifiche riportate nel manuale (reperibile online) vale 50Ω .

3.3 Misure di guadagno

Lo scopo della misura è stato quello di verificare che il guadagno dei *PMT* corrispondesse a quello riportato dalla casa produttrice, per una determinata tensione nominale.

Per ottenere la misura del guadagno si analizzano eventi di singolo fotoelettrone. Lo spettro in carica associato si ottiene dall'equazione 3.2 ed è caratterizzato sia da un rumore gaussiano detto *pedistallo* centrato in $0 pC$ (che rappresenta la componente maggiore), che da una seconda gaussiana centrata attorno al valore in carica del singolo fotoelettrone. I dati sono stati ottenuti in diverse *run* caratterizzate da diverse frequenze di trigger per il LED ma con una finestra di campionamento comune di $5.12 \mu s$. La scelta dell'intervallo di integrazione nella (3.2) è stata effettuata analizzando, per ciascun *PMT*, un segnale di waveform cumulativo, ottenuto sommando tutte le forme d'onda; questo intervallo differisce in ogni *PMT* dal momento che i segnali relativi risultano diversi. Gli spettri in carica ottenuti sono quindi stati fittati utilizzando una funzione composta da due gaussiane:

$$f(x) = A_N e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_N}{\sigma_N} \right)^2} + A_{s.p.e.} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu_{s.p.e.}}{\sigma_{s.p.e.}} \right)^2} \quad (3.3)$$

dove A_N , μ_N e σ_N sono la costante di normalizzazione, il valore medio e la deviazione standard del pedistallo, mentre $A_{s.p.e.}$, $\mu_{s.p.e.}$ e $\sigma_{s.p.e.}$ sono relativi al segnale di singolo fotoelettrone (s.p.e.). In questa trattazione è trascurato l'andamento esponenziale tra le due gaussiane, dovuto ai fotoelettroni sottoamplificati. Sulla base della fisica dei fotomoltiplicatori è possibile attribuire la causa di questo terzo segnale a diversi eventi:

- l'urto anelastico di un fotoelettrone con il primo dinodo può causare una diminuzione dell'energia del fotoelettrone che, giungendo al secondo dinodo, emette meno elettroni a causa della minore energia
- alcuni fotoelettroni possono deviare dalle linee di campo elettrico saltando uno step del moltiplicatore e riducendo il segnale all'anodo di un fattore pari al coefficiente di emissione secondaria del dinodo;

- alcuni fotoni possono attraversare il catodo ed interagire direttamente con il primo dinodo, producendo un segnale ridotto del valore pari al guadagno del primo dinodo.

3.4 Risultati

In figura 3.7 sono riportati gli spettri in carica ottenuti per i tre *PMT* R5912-100WA-D30 alimentati alla tensione nominale, per la quale la casa madre indica un guadagno di 1×10^7 .

Il guadagno può essere ottenuto a partire dai parametri estratti dal fit (3.3) secondo:

$$G = \frac{\mu_{s.p.e.} - \mu_N}{e} \quad (3.4)$$

mentre l'incertezza risulta dalla formula di propagazione degli errori:

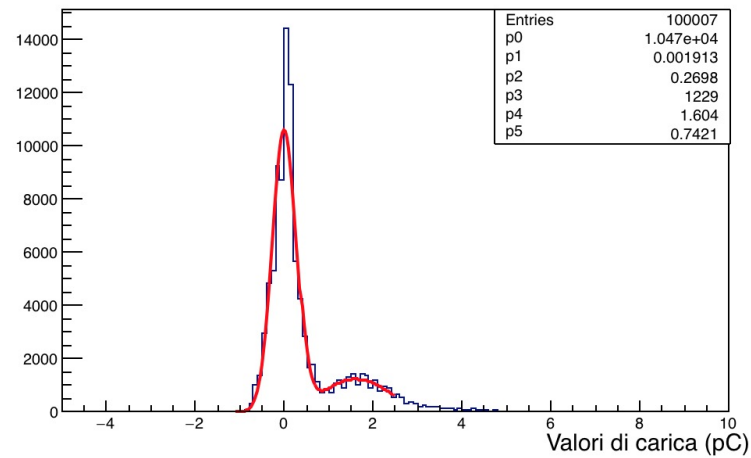
$$\delta G = \sqrt{\left(\frac{\partial G}{\partial \mu_{s.p.e.}} \delta \mu_{s.p.e.}\right)^2 + \left(\frac{\partial G}{\partial \mu_N} \delta \mu_N\right)^2} = \frac{\sqrt{\delta \mu_{s.p.e.}^2 + \delta \mu_N^2}}{e} \quad (3.5)$$

Le incertezze sui valori medi $\mu_{s.p.e.}$ e μ_N sono date dalle deviazioni standard dalla media. Nella tabella 3.3 sono riportati i risultati del test per i tre *PMT*; in particolare vengono presentati i guadagni e la carica di singolo fotoelettrone con relative incertezze.

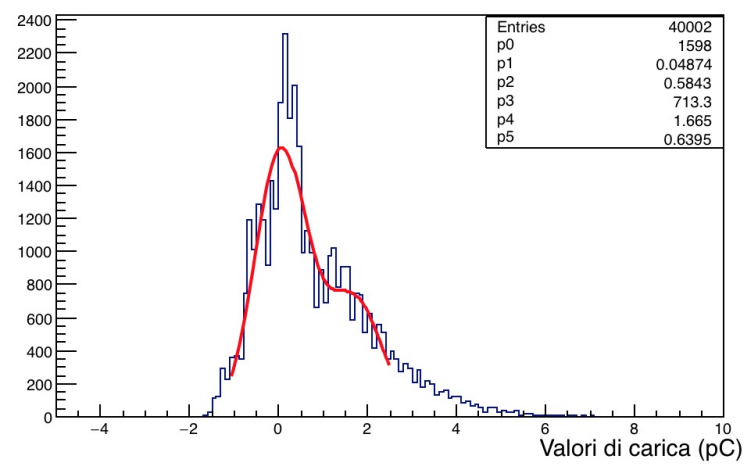
| Serial No. | $\mu_{s.p.e.} (pC)$ | $\mu_N (pC)$ | Guadagno ($\times 10^7$) |
|------------|---------------------|-------------------|----------------------------|
| SQ0247 | 1.604 ± 0.006 | 0.002 ± 0.001 | 1.000 ± 0.004 |
| SQ0249 | 1.649 ± 0.006 | 0.03 ± 0.004 | 1.006 ± 0.004 |
| SQ0251 | 1.765 ± 0.005 | 0.197 ± 0.004 | 0.979 ± 0.004 |

Tabella 3.3: Risultati del test di funzionalità dei *PMT*.

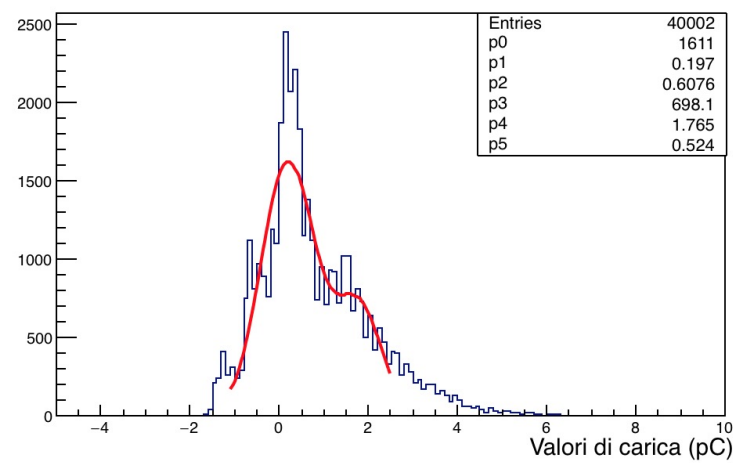
I risultati sono coerenti con le specifiche proposte dalla casa madre che indicano un guadagno, alla tensione nominale, pari a 1×10^7 . Tuttavia è possibile osservare sia dagli spettri in carica (Fig 3.7) che dai risultati (Tabella 3.3) il diverso comportamento dei *PMT* SQ0249 e SQ0251 rispetto al SQ0247; i primi presentano una componente di rumore di fondo più pronunciata, che per quanto possibile, è stata controllata via software. I risultati sono in buon accordo, entro le incertezze, con le specifiche fornite dalla casa madre e sono il punto di partenza per future misure che riguarderanno l'efficienza di rivelazione di neutroni e l'utilizzo di tali *PMT* nel Veto di Neutroni di XENONnT.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.7: Spettri in carica per i *PMT* (a) SQ0247 (b) SQ0249 (c) SQ025.

Conclusioni

Negli ultimi anni sono diverse le tipologie di rivelatori sviluppati con lo scopo risolvere il problema della Materia Oscura, oggetto di indagini sia in campo astronomico che cosmologico. Le osservazioni sperimentali in merito e i risultati teorici ottenuti finora hanno permesso di raggiungere importanti traguardi nella realizzazione di esperimenti in grado di rivelare la Materia Oscura; questi si basano su tecniche dirette (che analizzano le interazioni con nuclei bersagli) o indirette (che mirano ad osservare i prodotti di annichilazione della materia oscura). Sulla base delle osservazioni astronomiche è possibile dedurre una proprietà fondamentale per la Materia Oscura, ovvero che le interazioni che la caratterizzano presentano sezioni d'urto molto piccole; ciò rende il numero di eventi atteso piuttosto basso (si parla di circa 1 evento/ton/year). Pertanto, la Materia Oscura è rivelabile direttamente solo attraverso grandi rivelatori sensibili e situati in ambienti a bassa radioattività; in questo modo infatti si cerca di ridurre gli unici eventi osservati a quelli desiderati. Il rivelatore del progetto XENON presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) è situato sotto uno spessore minimo di roccia di 1.4 km e sfrutta la rivelazione diretta; in particolare in XENON si cercano di evidenziare le interazioni tra WIMP (*Weakly Interactive Massive Particle*) ed un bersaglio di Xenon liquido contenuto nella Time Projection Chamber (TPC). Le WIMP infatti rappresentano le particelle candidati più promettenti per la composizione della Materia Oscura, per via della loro massa prevista e per le interazioni che le caratterizzano. Attualmente il rivelatore del progetto è XENON1T e ha pubblicato recentemente (Maggio 2017) i primi risultati ottenuti, relativi ad un'acquisizione durata 34.2 giorni; nonostante tali risultati non abbiano evidenziato eventi legati ad interazioni di WIMP, hanno permesso di porre il limite per la sezione d'urto di interazioni WIMP-Nuclei indipendente dallo spin, con minimo a $7.7 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ per WIMP di massa 35 GeV/c².

XENON1T rappresenta solo una fase di un progetto in continua evoluzione; è previsto per il 2019 l'upgrade del rivelatore, XENONnT, con l'obiettivo di raggiungere una sensibilità dell'ordine di $1.6 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$ per la sezione d'urto entro il 2022. La differenza sostanziale che permetterà di raggiungere tale valore sarà la presenza di un sistema di *Veto di Neutroni (Neutron Veto)*; occorre infatti rivelare i neutroni emessi dai materiali che compongono il rivelatore stesso e che, in quanto tali, danno origine un segnale non eliminabile. Con lo scopo di rivelare tali neutroni, che potenzialmente potrebbero dar

luogo a segnali di interazione simili agli eventi desiderati, il *Neutron Veto* sarà costituito da uno scintillatore liquido, composto da sostanze che favoriscono il processo di cattura neutronica, e sarà circondato da 120 Fotomoltiplicatori (*PMT*). In vista di una grade richiesta di tali dispositivi, sono iniziati i test di funzionalità dei *PMT* atti a garantire l'efficienza di rivelazione necessaria. Il mio lavoro di tesi si pone in questa fase di testing del progetto; in particolare mi sono occupato di effettuare primi test di funzionalità su tre *PMT* 8" Hamamatsu R5912-100WA-D30, resi disponibili nei laboratori della sezione INFN di Bologna. Le misure effettuate sono volte a confrontare il guadagno dei fotomoltiplicatori rispetto ai valori forniti dalla casa produttrice; i risultati ottenuti potrebbero infatti rappresentare un riferimento per successivi test di efficienza, previsti per poter valutare un futuro utilizzo in XENONnT. Per effettuare le misure mi sono occupato di ottimizzare un setup ed un software di acquisizione preesistenti e di realizzare un programma di analisi dati in ROOT. Quest'ultimo ha permesso di analizzare le forme d'onda acquisite per i tre *PMT* e di determinare le varie grandezze in gioco.

Dai risultati ottenuti si è osservata una corrispondenza con i valori forniti dalla casa produttrice, sebbene per due *PMT* il segnale di singolo fotoelettrone presenti una componente di rumore di fondo. In conclusione, il setup sperimentale utilizzato ed il programma di elaborazione dati si sono rivelati idonei al test di funzionalità e i *PMT* non hanno mostrato segni di anomalie o malfunzionamento; possono pertanto essere sottoposti a successive verifiche di efficienza di rivelazione.

Bibliografia

- [1] F. Zwicky. "On the masses of nebulae and clusters of nebulae". *The Astrophysical Journal*, 86, n.3, 1927.
- [2] V. C. Rubin, K. Ford. "Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions". *The Astrophysical Journal*, 379, n.159, 1970.
- [3] M. Spurio. *Particles and Astrophysics A Multi-Messenger Approach*, Springer, 2015.
- [4] K. Freeman, G. McNamara, *In Search of Dark Matter*, Springer, 2006, ;
- [5] G. Bertone, *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches*, Cambridge University Press, 15 febbraio 2010;
- [6] E. Kolb, M. Turner *The Early Universe*, Addison-Wesley, 1994;
- [7] S. Dodelson, *Modern Cosmology*, Academic Press, 2003;
- [8] S. Braibant, G. Giacomelli, M. Spurio, *Particelle ed interazioni fondamentali*, Springer, 2009;
- [9] B. Caccianiga *Corso di Introduzione all'Astrofisica*, 2009/2010;
- [10] J. Einasto (Tartu Observatory, ICRANet) *Dark Matter*, [arXiv:1308.2534v1], 2013;
- [11] S. Weinberg, *Cosmology*, 2008, Oxford University Press;
- [12] F. Couchot et al., *Cosmological constraints on the neutrino mass including systematic uncertainties.*, www.arXiv.org, Agosto 2017;
- [13] G. Carugno, "Un vento leggero. Assioni per spiegare la materia oscura", www.asimmetrie.it;
- [14] T. Undagoitia, L. Rauch (Max-Planck-Institut) "Dark Matter direct-detection experiments", www.arXiv.org, 2015;

-
- [15] J. Angle et al. (XENON Collaboration), *First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory*, Phys. Rev. Lett. 100, 021303, Gennaio 2008;
- [16] E. Aprile et al. *Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data*, [arXiv:1104.2549v3], 2011;
- [17] E. Aprile et al. *First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment*, [arXiv:1705.06655v2], Maggio 2017.
- [18] G. Plante (XENON Collaboration) *The XENONnT Project*, Columbia University, 2016;
- [19] S.O. Flykt, C. Marmornier, *Photomultiplier Tubes principles & applications*, 2002;
- [20] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, p.169-189, Springer-Verlag, 1987;
- [21] Hamamatsu Photonics, *Photomultiplier Tubes-Basics and Applications*, 2007.