

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Sviluppo e test
del sistema di fotomoltiplicatori
del veto di muoni cosmici
dell'esperimento
XENON1T

Relatore:
Chiar.ma Prof.ssa G. Sartorelli

Candidato:
Fabio Valerio Massoli

Correlatore:
Dott. Marco Garbini
Dott. Marco Selvi

Sessione II
Anno Accademico 2010-2011

Indice

Introduzione	i
1 La materia oscura	1
1.1 Evidenze della presenza di materia oscura	2
1.1.1 Curve di rotazione	4
1.1.2 Bullet cluster	6
1.1.3 Lensing gravitazionale	7
1.1.4 Anisotropie della radiazione cosmica di fondo	8
1.2 MOND e teoria di Bekenstein	10
1.3 Materia oscura barionica	11
1.4 Materia oscura non barionica	12
1.5 Ricerca di particelle di materia oscura	13
1.5.1 Candidati per la Materia Oscura	15
1.6 Rivelazione della materia oscura	17
1.6.1 Rivelazione degli assioni	17
1.6.2 Rivelazione delle WIMP	18
1.7 Rivelazione diretta	21
1.7.1 CDMS-II	21
1.7.2 DAMA	21
1.7.3 CRESST	22
1.7.4 EDELWEISS	22
1.8 Rivelazione indiretta	22
1.8.1 PAMELA	22
1.8.2 WMAP	24
1.8.3 EGRET/GLAST	24
1.8.4 HESS/CANGAROO/VERITAS	25
1.8.5 SPI/INTEGRAL	25
1.8.6 HEAT	26
1.8.7 BESS	26
1.8.8 AMS-02	26
1.9 Forza oscura	27

1.10	La ricerca continua	27
2	L'esperimento XENON ai LNGS	29
2.1	Principio di funzionamento dei rivelatori del progetto XENON	31
2.1.1	La TPC di XENON1T	33
2.2	I rivelatori di fotoni: QUPIDs	35
2.3	Contributi al fondo	38
2.4	Fondo interno	38
2.5	Fondo intrinseco	39
2.5.1	Purificazione dello Xe	39
2.6	Fondo esterno	39
2.6.1	Neutroni e gamma dalla roccia	40
2.6.2	Neutroni indotti da muoni	43
3	Simulazione Monte Carlo dei neutroni indotti da muoni	47
3.1	Generazione dei μ	48
3.2	Analisi eventi da neutroni	49
4	Test dei fotomoltiplicatori per il veto di μ dell'esperimento XENON1T	57
4.1	Fotomoltiplicatori (PMT)	57
4.2	I PMT del veto di muoni per XENON1T	60
4.3	Misura della curva di guadagno	62
4.3.1	Setup sperimentale	62
4.3.2	Risultati dei test	64
4.4	Misura dei conteggi di buio	69
4.5	Uniformità nella risposta del fotocatodo	72
4.6	Preparazione dei test in acqua del PMT	75
	Conclusioni	81
	Bibliografia	85

Introduzione

La materia che possiamo incontrare sulla Terra è composta essenzialmente da neutroni, protoni ed elettroni. Tutto questo è previsto nel Modello Standard delle particelle elementari. Tuttavia, da attente misure astronomiche, da simulazioni numeriche e da calcoli di teoria nucleare è stato osservato che le particelle che conosciamo rappresentano solo il 15% della massa dell'universo, mentre la restante parte della massa è costituito da un tipo di materia definita *oscura*.

La materia oscura deve il suo nome al fatto che non ha interazione elettromagnetica. Essa infatti interagisce solo gravitazionalmente e debolmente.

L'esistenza di tale specie di materia si rende necessaria sia per spiegare diversi fenomeni osservati sperimentalmente come ad esempio le anomalie nelle curve di rotazione delle galassie a spirale, sia per sostenere teorie riguardanti la formazione delle strutture a grande scala che oggi osserviamo nell'universo. La ricerca in questo campo è dunque di fondamentale importanza, oltre che per spiegare i dati osservati sperimentalmente, anche per determinare quale teoria possa meglio descrivere l'evoluzione dell'universo.

Esistono diversi candidati per la materia oscura. Da simulazioni numeriche risulta che il modello supportato più accreditato è il cosiddetto modello *bottom-up*, il quale prevede una materia oscura detta fredda, cioè costituita di particelle non barioniche e non relativistiche.

I candidati più promettenti, come costituenti principali della materia oscura, sono identificati con l'acronimo di *WIMP* (Weakly Interacting Massive Particle), un esempio dei quali è costituito dal *neutralino*, la particella più leggera che emerge dal Modello Supersimmetrico.

Per cercare di rivelare tale materia, sono stati realizzati esperimenti che impiegano diverse tecniche di rivelazione. Tra questi, l'esperimento XENON, presso ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), a cui partecipano ricercatori dell'università di Bologna e della sezione di Bologna dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). Tale esperimento si occupa della rivelazione diretta della materia oscura tramite la rivelazione di diffusioni elastiche di WIMP su nuclei bersaglio di Xenon liquido.

Poichè le sezioni d'urto di interazione tra materia oscura e materia ordinaria sono estremamente piccole, è necessario raggiungere una massa del bersaglio molto elevata ed un livello del rumore di fondo estremamente basso.

Per raggiungere tale obiettivo, il progetto XENON, basandosi anche sull'esperienza acquisita nelle prime due fasi del progetto stesso (XENON10 e XENON100), ha in previsione la realizzazione di un rivelatore di grandi dimensioni, XENON1T, che riuscirà a raggiungere sensibilità dell'ordine di $5 \cdot 10^{-47} \text{ cm}^2$, superiori dunque a quelle ottenute finora, permettendo così di estendere il campo di ricerca e di confermare eventuali rivelazioni.

Poichè il numero atteso di eventi da WIMP è basso, sarà necessario uno studio accurato di tutte le possibili fonti di background (radioattività ambientale, radiazione cosmica, ecc...), per cercare di ridurle a livelli trascurabili. In particolare per ridurre i contributi al fondo dovuti a neutroni e gamma dalla radioattività della roccia e quello dovuto a neutroni indotti da muoni cosmici, che costituiscono il *fondo esterno*, il rivelatore di XENON1T sarà posizionato al centro di una vasca di contenimento cilindrica riempita con acqua ultrapura. L'acqua sarà utilizzata sia come mezzo schermante, per ridurre il flusso di particelle del fondo, sia come veto attivo per la rivelazione di muoni che possono generare neutroni.

È molto importante riuscire a ridurre il fondo dovuto a neutroni indotti da muoni, poichè tali neutroni possono giungere nello Xenon e originare segnali che possono simulare eventi da WIMP.

All'interno della vasca di contenimento per l'acqua saranno posizionati dei fotomoltiplicatori in grado di riconoscere il passaggio di un muone per mezzo della rivelazione della radiazione Čerenkov emessa. Se operante con elevata efficienza, tale sistema di rivelazione permetterà di ridurre il fondo esterno. È quindi rilevante l'esecuzione dei test sui fotomoltiplicatori che saranno utilizzati per verificarne le prestazioni.

Nel capitolo 1 della tesi sono presentate le prime evidenze sperimentali, anomalie nelle curve di rotazione di galassia a spirale, osservazioni del Bullet cluster, ecc...; che hanno portato a credere nell'esistenza della materia oscura. Sono inoltre posti a confronto due modelli teorici per la descrizione di tale materia, chiamati *materia oscura calda* e *fredda*, e sono descritti i diversi candidati per la composizione di tale materia. Infine sono passati in rassegna una serie di esperimenti dedicati alla rivelazione, attraverso tecniche dirette o indirette, di materia oscura.

Nel capitolo 2 è descritto il principio generale di funzionamento dei rivelatori del progetto XENON, con particolare cura nella descrizione del rivelatore XENON1T. Sono inoltre descritte le diverse sorgenti che contribuiscono al fondo, con particolare attenzione al *fondo esterno*, poichè è quella componente del rumore che richiede, per il suo abbattimento, la realizzazione di

una vasca di contenimento riempita con acqua ed equipaggiata con PMT i cui test sono oggetto del capitolo 4 della tesi.

Nel capitolo 3 sono presentati i risultati dell'analisi dei dati provenienti da una simulazione che permettono di definire alcune proprietà dei muoni cosmici, che giungono nella sala sperimentale B dei LNGS, e dei neutroni da essi prodotti, quali: distribuzione energetica, distribuzione spaziale e distribuzione angolare delle traiettorie dei neutroni rispetto a quelle delle particelle che li hanno generati.

Nel capitolo 4 sono presentati i risultati dei test preliminari sui fotomoltiplicatori scelti per il veto di muoni. La sperimentazione, svolta presso i laboratori della sezione INFN di Bologna, è stata eseguita utilizzando due diverse configurazioni dei PMT, a singolo e a doppio cavo. In particolare sono presentati i risultati relativi alla misura della curva di guadagno dei fotomoltiplicatori ed alla misura del rate dei conteggi di buio.

Infine, per riprodurre più fedelmente le condizioni sperimentali in cui opereranno tali fotomoltiplicatori sono presentati nel quarto capitolo i risultati relativi alla misura della curva di guadagno di un PMT, posto all'interno di un fusto in acciaio inox riempito con acqua demineralizzata.

Capitolo 1

La materia oscura

Tutte le misure e stime astronomiche riguardanti la materia oscura, si basano sulla sua interazione gravitazionale con la materia luminosa. Ci sono due modi per studiare gli effetti della gravità sui corpi celesti: si può osservare il moto di tali corpi, o gruppi di corpi, sotto l'influenza della gravità oppure si possono misurare le variazioni nel cammino dei raggi luminosi dovute alla gravità stessa. Gli effetti della materia oscura non furono rivelati finché gli astronomi non iniziarono a studiare il moto di galassie e di clusters di galassie. Per una tipica galassia a spirale (fig. 1.1) con diametro di circa $15 \cdot 10^4$ anni luce si stima che la quantità di materia oscura sia circa 10^3 volte quella della materia ordinaria: ciò implica che il contributo gravitazionale della materia oscura al moto della galassia è fondamentale.



Figura 1.1: Esempio di galassia a spirale.

La materia ordinaria è raggruppata in sistemi solari (stelle e pianeti), mentre quella oscura è concentrata all'esterno della galassia. Su scala intermedia le osservazioni indicano che materia ordinaria ed oscura giocano ruoli simili, mentre a grandi scale il ruolo della materia oscura è del tutto dominante. Per tale motivo per investigare sulla materia oscura è necessario studiare la dinamica di galassie o di strutture più grandi.

1.1 Evidenze della presenza di materia oscura

Le varie ipotesi sulla presenza nell'universo della materia oscura furono conseguenza di diversi risultati sperimentali inattesi, ottenuti nel corso del tempo. Le evidenze a sostegno dell'esistenza di tale materia furono:

- curve di rotazione anomale delle galassie;
- osservazione del Bullet cluster;
- lensing gravitazionale;
- anisotropie della radiazione cosmica di fondo.

Fritz Zwicky, durante i suoi studi negli anni '30 [1] sul moto delle galassie nel cluster Coma (fig. 1.2), fu il primo ad osservare gli effetti gravitazionali della materia oscura sulle curve di rotazione delle galassie.

Sotto l'effetto della gravità le galassie sono legate a formare dei cluster. A differenza però di quanto accade ad esempio nel sistema solare, in cui i pianeti orbitano attorno ad un corpo centrale molto più pesante, le galassie non orbitano attorno ad un corpo centrale ma eseguono moti più complicati. Nel 1973 Jeremiah Ostriker e James Peebles, astronomi dell'università di Princeton, usarono simulazioni numeriche per studiare l'evoluzione delle galassie. Applicando la tecnica della simulazione a N-corpi, programmarono 300 punti massa per rappresentare gruppi di stelle in una galassia in rotazione attorno al suo centro. La simulazione calcolò la forza gravitazionale tra ogni coppia di punti secondo le leggi Newtoniane e determinò in che modo le masse avrebbero dovuto muoversi per piccoli intervalli di tempo. In questo modo Ostriker e Peebles furono in grado di tracciare il moto dei punti di massa nella galassia allo scorrere del tempo. Per una galassia come la Via Lattea (4×10^{20} m) un punto massa a metà strada tra centro e bordo della galassia dovrebbe muoversi a circa 200 km/s e compiere un'orbita completa attorno al centro in 50 milioni di anni. Ostriker e Peebles trovarono [2] che in un tempo minore del periodo orbitale, molti dei punti massa sarebbero collasati vicino al centro della galassia. Tutto questo ovviamente non porta



Figura 1.2: Immagine del cluster Coma.

ad una galassia a spirale come la nostra. Aggiungendo una distribuzione uniforme di massa circa 10^5 volte la massa totale dei punti utilizzati nella simulazione, essi ottennero risultati in migliore accordo con le osservazioni. I due astronomi avevano solide evidenze numeriche che testimoniavano la necessità dell'esistenza di materia aggiuntiva per osservare i tipi di galassie conosciuti. Circa nello stesso periodo, altri due astronomi Kent Ford e Vera Cooper Rubin, iniziarono uno studio sistematico di stelle nella vicina galassia di Andromeda e di nubi di idrogeno all'interno e vicino ad essa. Rubin e Ford si aspettavano di trovare che l'idrogeno gassoso all'esterno del confine visibile della galassia, si muovesse più lentamente di quello all'interno, come previsto dal teorema del viriale, se la massa nella galassia è concentrata dove la galassia emette luce. Invece essi trovarono che la velocità orbitale delle nubi di idrogeno rimaneva costante all'esterno della galassia. Se il teorema del viriale è valido, allora ciò può essere spiegato assumendo la presenza di materia all'esterno della galassia. Rubin affermò che se la galassia di Andromeda obbedisse alle leggi di Newton, allora dovrebbe contenere materia oscura in quantità che aumentano all'aumentare della distanza dal centro. Nacquero poi anche delle teorie che cercavano di spiegare tali risultati senza ricorrere all'esistenza della materia oscura. Le cosiddette teorie MOND [3] (Modified Newtonian Dynamics), per esempio, cercavano di spiegare i

risultati modificando l'interazione gravitazionale che su scala galattica, o più grande, dipendeva inversamente solo dalla prima potenza della distanza. Tali teorie tuttavia capovolgerebbero completamente la teoria di Einstein della relatività generale. Quest'ultima si basa sul principio di equivalenza secondo cui $m^g = m^i$, che non è più valido nell'ambito delle teorie MOND che prevedono la modifica della gravità o dell'inerzia.

1.1.1 Curve di rotazione

Da un punto di vista astronomico è possibile ottenere una stima della materia presente nell'universo dalle misure della distribuzione di velocità di stelle e galassie. Tali curve storicamente hanno costituito la prima evidenza sperimentale della presenza di aloni di materia oscura. L'esistenza di materia non luminosa e la morfologia della sua distribuzione emergono dal comportamento di un opportuno insieme di oggetti astronomici luminosi (stelle e nubi di gas), che giocano il ruolo di traccianti del campo gravitazionale. Dalla mappatura del campo di velocità ad essi associato è infatti possibile risalire alla distribuzione totale della massa $\rho(r)$.

Consideriamo, ad esempio, il caso di una galassia a spirale. La maggior parte della materia visibile è concentrata nel nucleo centrale; se questa fosse l'unica componente massiva presente o comunque preponderante, ci si aspetterebbe una velocità di rotazione intorno al centro galattico decrescente come $v \propto r^{-1/2}$. Infatti dal teorema del viriale applicato ad un sistema all'equilibrio gravitazionale si ha:

$$\langle v_r^2 \rangle = \frac{G_N M(r)}{\langle r \rangle} \Rightarrow \langle v_r \rangle = \left[\frac{G_N M(r)}{\langle r \rangle} \right]^{1/2}, \quad (1.1)$$

dove

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

Misurando la velocità circolare dei traccianti in funzione della distanza galattocentrica si ottiene una curva di rotazione che si discosta dall'andamento kepleriano atteso a grandi distanze dal centro. A seconda del tipo di traccianti utilizzati sono usate diverse tecniche per la misura della curva di velocità.

Per misurare la curva di rotazione $v = v(r)$ delle nubi di idrogeno, si utilizzano le emissioni radio di tale gas poichè queste ultime non sono fortemente assorbite o diffuse dal mezzo interstellare. Per le curve di rotazione delle galassie si utilizza invece l'effetto Doppler: la parte del disco che si allontana emetterà con uno spettro spostato verso il rosso mentre per la parte che si avvicina sarà spostato verso il blu. Nel corso degli anni sono state misurate le curve di rotazione di diversi tipi di galassie. Babcock ottenne

lo spettro della galassia Andromeda M31 [4], Oort studiò la rotazione della galassia NGC 3115 [5], e tutti trovarono delle anomalie nei dati ottenuti. In figura 1.3 è mostrata una tipica curva di rotazione per una galassia a spirale. La parte centrale ruota come un corpo rigido con $v \propto r$ fino a circa

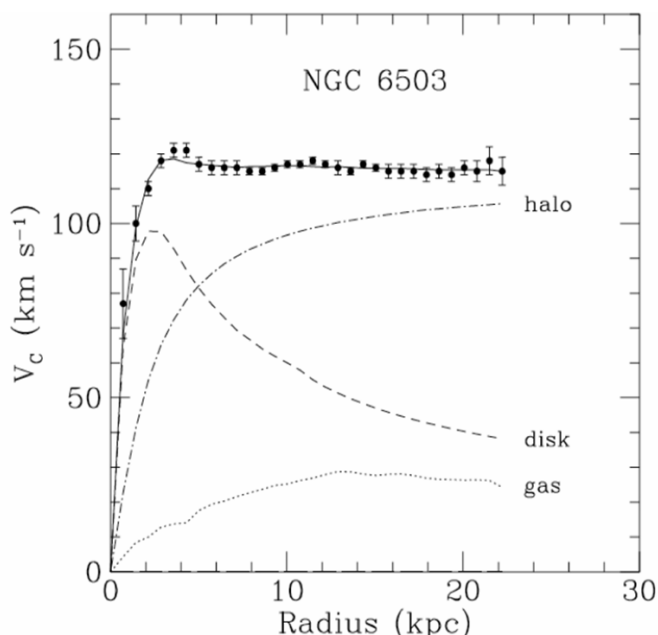


Figura 1.3: Curva di rotazione della galassia NGC 603.

3 kpc dove c'è un massimo dovuto all'attrazione del bulge (gruppo centrale di stelle che si trova nella maggior parte delle galassie a spirale). Dopo tale picco la velocità assume un andamento quasi costante, che rimane tale fino ai bordi della galassia. Le previsioni teoriche basate sulle leggi di Keplero prevederebbero, invece, un andamento diverso: $v \propto r^{-1/2}$. Le osservazioni indicano che la maggior parte della massa non sia all'interno del disco ma bensì all'esterno e che essa aumenti col raggio: $M(r) \propto r$. La densità sembra invece essere proporzionale a r^{-2} , infatti si ha

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{GM(r)m}{r^2}, \quad (1.3)$$

con $M(r)$ che fornisce la massa entro un certo raggio r . Dato che, come visto in precedenza, v è costante si ha

$$\frac{dM(r)}{dr} = \frac{v^2}{G} = 4\pi r^2 \rho, \quad (1.4)$$

da cui

$$\rho(r) = \frac{v^2}{4\pi Gr^2}. \quad (1.5)$$

La caduta della densità nell'alone, stimata solo con la materia luminosa, è molto più rapida. La massa stimata entro un raggio $r = 8$ kpc è circa $9.0 \times 10^{10} M_{\odot}$, mentre nella parte più esterna della galassia, dove la luminosità decresce esponenzialmente, il contributo alla densità di massa visibile è trascurabile. Il valore della massa spiega bene la curva per $r \leq 8$ kpc, ma non riesce a spiegare la curva per distanze maggiori, la quale implica che sia concentrata lì la maggior parte della massa. Tali discrepanze possono essere spiegate ammettendo la presenza di un alone di massa invisibile, che è chiamata materia oscura. Basandosi sulla sua influenza gravitazionale si pensa che la materia oscura dovrebbe essere distribuita sfericamente in una corona (alone) ed avere una distribuzione di massa del tipo

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(r/a)(1+r/a)^2} [6], \quad (1.6)$$

dove ρ_0 e a sono due costanti il cui valore è ricavabile da misure sperimentali. Tale formula fu derivata attraverso simulazioni numeriche sulla formazione dell'alone di materia oscura. Essa si comporta come $1/r$ vicino al centro galattico e come $1/r^3$ ai bordi. L'esistenza di un tale alone di materia oscura non fu accettata da subito, poichè vi erano alcuni problemi come ad esempio il fatto che pur essendoci dimensioni finite per la galassia, una curva di rotazione piatta richiede una $\rho \propto r^{-2}$ che implica una divergenza nella densità per $r \rightarrow 0$ ed una divergenza nella massa per $r \rightarrow \infty$. Si può allora modificare la densità in modo da farla tendere a un valore costante quando $r \rightarrow 0$ usando la legge semplificata di King:

$$\rho'(r) = \frac{\rho_0}{1 + (r/a)^2}. \quad (1.7)$$

Tale relazione non risolve però la divergenza della massa. A fronte di ciò la densità deve almeno decrescere abbastanza rapidamente in modo che la massa integrale $\int_0^{\infty} \rho'(r) 4\pi r^2 dr$ rimanga finita.

1.1.2 Bullet cluster

Il Bullet cluster consiste di due ammassi di galassie in collisioni. Tale fenomeno fu osservato nel 2004. Gli ammassi contengono una componente stellare ed una di gas caldo. Quando due ammassi collidono sappiamo che la parte stellare viene rallentata gravitazionalmente ma non alterata significativamente,

mentre il gas caldo invece si comporta come un fluido le cui particelle interagiscono elettricamente e quindi i due aloni di gas collidono violentemente. Dovremmo aspettarci che questi ammassi quando si intersecano, siano rallentati per poi uscire l'uno dall'altro. Ciò che si notò è che si crearono due componenti distinguibili, indicate in figura 1.4 con due colori diversi: la zona rossa rappresenta il gas caldo che contiene la maggior parte di materia bariónica, la zona blu che contiene la maggior parte dell'alone dell'ammasso (per il calcolo della sua concentrazione è stato utilizzato l'effetto di lensing gravitazionale). La separazione di queste due componenti avviene poichè il gas caldo è rallentato da una forza simile alla resistenza dell'aria mentre la materia oscura che interagisce debolmente con se stessa e con la materia ordinaria non subisce rallentamento e quindi va avanti nel gas creando la separazione dei due tipi di nubi mostrati in figura 1.4. Inoltre, la presenza della materia oscura, la quale interagisce solo gravitazionalmente, permette di legare il gas caldo all'ammasso che contrariamente, ad alte velocità, si disperderebbe nell'universo.

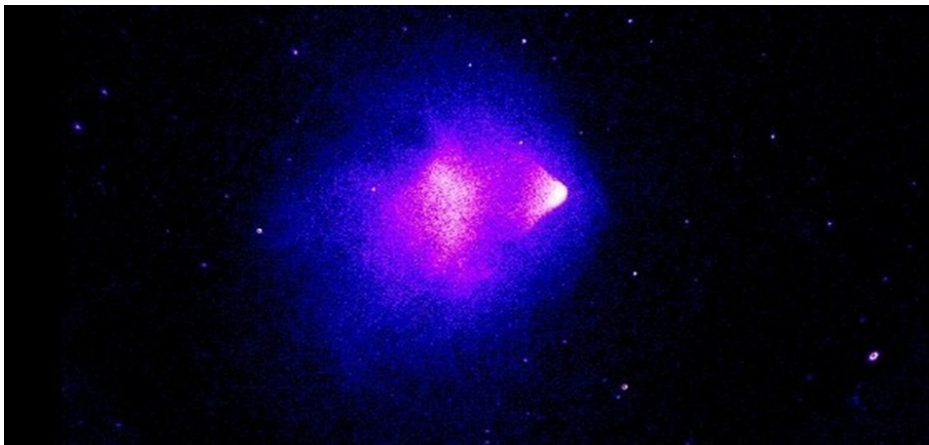


Figura 1.4: Foto in X del Bullet cluster.

1.1.3 Lensing gravitazionale

Le immagini gravitazionalmente distorte dei quasars, da parte di galassie, forniscono un modo per studiare la distribuzione di materia oscura nella galassia stessa. Dalla relatività generale si sa che una qualsiasi distribuzione di massa (visibile o oscura) curva lo spazio-tempo. Tale curvatura distorce l'immagine di qualsiasi quasar la cui luce attraversa la galassia. Tale fenomeno ha come risultato quello di produrre un'immagine distorta o più immagini di

uno stesso oggetto, come mostrato in figura 1.5.

Misure della luminosità delle differenti immagini dei quasar forniscono indizi

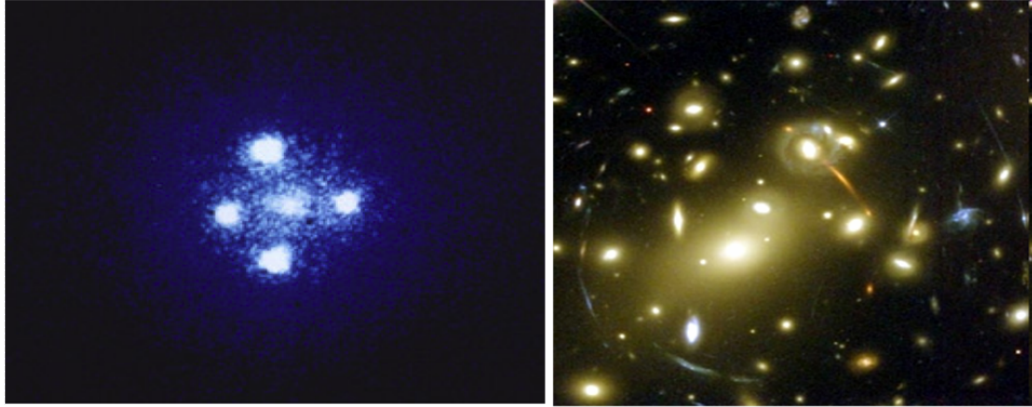


Figura 1.5: A sinistra, immagine multipla di un quasar. A destra, immagini distorte da lensing gravitazionale.

circa la distribuzione di materia nella galassia. Poichè la materia in ogni parte della galassia determina l'intensità della curvatura in quella regione di spazio, la luminosità dell'immagine ci dice in che modo la materia, sia oscura che luminosa, è distribuita. Misure ottiche individuano poi la posizione della materia luminosa.

Per un singolo raggio di luce emesso da una sorgente che si trova in prossimità di una massa M con parametro di impatto b , l'angolo di deflessione subito risulta:

$$\Delta\Phi = \frac{4GM}{b}. \quad (1.8)$$

L'idea di fondo consiste dunque nel determinare la *massa della lente* sulla base dell'alterazione delle proprietà osservate della sorgente.

Tale effetto gravitazionale può allora essere sfruttato per studiare la presenza di oggetti compatti, massivi e poco luminosi che rappresentano la parte barionica della materia oscura detti MACHO (MASSIVE Compact Halo Objects). Dall'analisi di alcune curve di luce si ricavò che ci sono troppi pochi MACHO per rappresentare una frazione significativa della massa contenuta negli aloni oscuri.

1.1.4 Anisotropie della radiazione cosmica di fondo

Alla fine degli anni '70 furono trovate due nuove evidenze dell'esistenza di materia oscura. Simulazioni di formazione di galassie mostrarono che le galassie

ellettiche o a spirale che noi oggi osserviamo, non si sarebbero riuscite a formare senza la presenza di grandi quantità di materia oscura. Un'altra evidenza a supporto della dark matter (DM) proviene da mappature di radiotelescopi, oltre l'atmosfera, della radiazione cosmica di fondo (CMB). Questa nuova evidenza per la materia oscura trae origine nell'universo primordiale. Circa un secondo dopo il Big Bang, gli astrofisici credono che l'universo fosse costituito di un mix ad alta densità di protoni, neutroni, elettroni ed altre particelle subatomiche in equilibrio termico tra di loro. I fotoni non riuscivano a percorrere grandi distanze per via dello scattering di protoni ed elettroni. Dopo circa $3.9 \cdot 10^5$ anni dal Big Bang la temperatura scese a circa 3000 K, e da quel momento elettroni e protoni cominciarono a legarsi ed a formare atomi di idrogeno. Dopo che l'idrogeno primordiale si formò, l'universo divenne così trasparente ai fotoni che essi poterono viaggiare per 13.7 miliardi di anni. Questi fotoni sono quelli che oggi costituiscono il CMB. Prima che si formasse l'idrogeno, la materia si distribuì uniformemente con alcune variazioni di densità, sia per la materia luminosa che per quella oscura, dovute a fluttuazioni quantistiche. La gravità spinse la materia verso il centro di tali fluttuazioni. Mentre la materia oscura continuò a muoversi verso tali centri, la materia luminosa cadde finché la pressione dei fotoni presenti la spinse all'indietro, causando un flusso verso l'esterno. Tale flusso veniva poi invertito nel momento in cui la pressione gravitazionale superava quella dei fotoni. Questa successione di eventi presenta una frequenza che dipende dalle dimensioni della fluttuazione. Questo yo-yoing influenzò anche la temperatura della materia, che aumentava quando essa cadeva verso l'interno e diminuiva quando veniva spinta all'esterno. La materia oscura, non interagendo con i fotoni, non fu soggetta a tale processo. Quando si formò l'idrogeno neutro, le aree in cui la materia cadeva erano più calde delle zone circostanti, mentre quelle più esterne erano più fredde. La temperatura della materia in differenti regioni del cielo riflette la distribuzione di materia oscura nelle fluttuazioni di densità primordiali. Questo scenario, in cui diverse regioni di spazio presentavano diverse temperature, fu impresso nei fotoni del CMB che erano in equilibrio termico con la materia nelle varie regioni dell'universo all'epoca della ricombinazione. Le variazioni di temperatura del CMB (figura 1.6) possono essere espresse come somma di armoniche sferiche, così le relative fluttuazioni di temperatura in funzione della posizione angolare (θ, ϕ) risultano essere:

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \frac{T(\theta, \phi) - \langle T(\theta, \phi) \rangle}{\langle T(\theta, \phi) \rangle} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi), \quad (1.9)$$

con a_{lm} coefficienti complessi.

In questo modo, una mappa delle variazioni di temperatura del CMB, trac-

cia la posizione e la quantità di differenti tipi di materia $3.9 \cdot 10^5$ anni dopo il Big Bang. I fisici americani Alpher, Bethe, Gamow predissero l'esistenza del CMB nel 1948 che 17 anni dopo fu rivelata da Penzias e Wilson. Prime misure mostrarono che l'intensità di fotoni primordiali era costante, a meno dell'1%, lungo il cielo.

Quando furono trovati i valori delle fluttuazioni nel CMB le ampiezze non

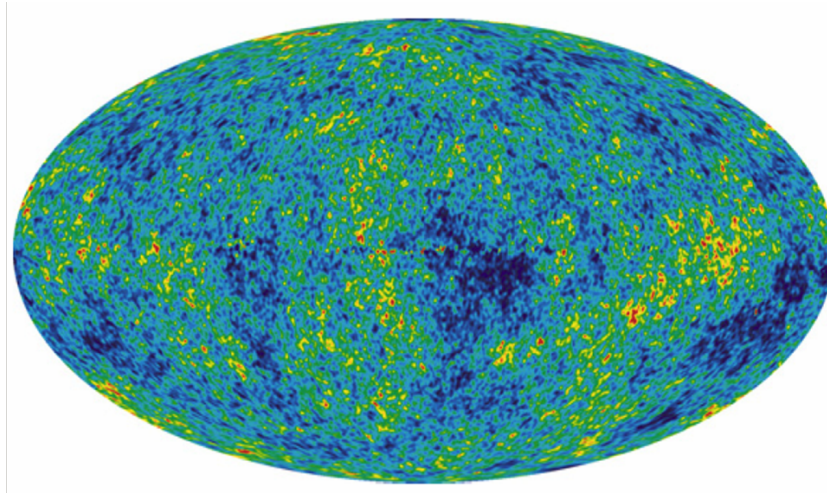


Figura 1.6: Mappa delle variazioni di temperatura nel fondo di radiazione cosmica misurate dal satellite WMAP.

mostravano il valore richiesto dalla teoria. Per risolvere tale problema venne ipotizzata l'esistenza di materia non barionica la quale avrebbe potuto aiutare a spiegare i risultati osservati: le fluttuazioni iniziarono molto prima di quelle del mezzo barionico in modo tale da avere l'ampiezza necessaria al tempo della ricombinazione, ovvero quando elettroni e protoni formarono l'idrogeno neutro. Ciò è possibile in quanto la materia oscura non interagisce con la radiazione, quindi la pressione di radiazione non rallenta inizialmente la crescita delle fluttuazioni. Quindi la materia oscura condensa in un'epoca precedente e forma buche di potenziale, dove la materia barionica quando è libera cade formando le strutture che osserviamo.

1.2 MOND e teoria di Bekenstein

Nel corso degli anni, parallelamente alla ricerca di evidenze sperimentali che confermassero l'esistenza della materia oscura, sono state sviluppate teorie

alternative per cercare di spiegare i dati sperimentali ottenuti. Una di queste teorie è la MOND, proposta dal fisico Milgrom nel tentativo di risolvere il problema delle curve di rotazione delle galassie. Uno dei principali punti della sua idea era che la teoria Newtoniana della gravità fosse solo un'approssimazione valida per grandi accelerazioni, ovvero quelle cui siamo abituati nel Sistema Solare che sono molto più grandi di quelle presenti in strutture cosmiche. Egli introdusse allora un nuovo parametro con le dimensioni di un'accelerazione

$$a_0 \cong 10^{-10} m \cdot s^{-2} \cong H_0 \cdot c, \quad (1.10)$$

che rappresenta un limite inferiore al di sotto del quale la meccanica Newtoniana deve essere modificata. Introducendo tale parametro nelle leggi newtoniane si ottengono risultati in ottimo accordo coi dati sperimentali. Dunque per accelerazioni molto più grandi di tale parametro le leggi newtoniane sono quelle ordinarie, mentre per $a \ll a_0$ si ha $F = m \cdot \mu(\frac{a}{a_0})\bar{a}$, in cui si ha

$$\mu(x) = 1 \quad se|x| \gg 1 \quad (1.11)$$

$$\mu(x) = x \quad se|x| \ll 1. \quad (1.12)$$

Considerando il secondo caso si ottiene allora la seguente espressione per la forza:

$$F = m \frac{a^2}{a_0} = \frac{GMm}{r^2} \implies a = \frac{\sqrt{GMa_0}}{r} = \frac{v^2}{r} \implies v = (GMa_0)^{1/4} = const. \quad (1.13)$$

Come si può osservare, assumendo le ipotesi della MOND, si ottiene un valore costante della velocità di rotazione, ad esempio di una galassia. Tuttavia la teoria di Milgrom presenta il problema di essere non-relativistica.

Bekenstein tentò di risolvere il problema introducendo una teoria detta TeVeS (Tensor Vector Scalar theory) nella quale cerca di riunire la MOND con la relatività generale.

1.3 Materia oscura barionica

L'esistenza di materia oscura barionica appare piuttosto scontata, perchè è estremamente plausibile che oggetti astronomici di debole luminosità assoluta possano sfuggire all'osservazione diretta. Diversi argomenti suggeriscono che gli aloni oscuri delle galassie siano proprio i siti privilegiati per la materia oscura barionica nell'universo attuale. Vari oggetti astronomici come nane bianche, nane brune, stelle di neutroni, buchi neri e nubi di gas freddo, rappresentano candidati a priori possibili di materia oscura barionica.

Tuttavia la maggior parte di questi produrrebbe una quantità eccessiva di elementi pesanti o darebbe luogo a un'emissione elettromagnetica osservabile. Sostanzialmente gli unici candidati realistici risultano essere le nane brune e le nubi fredde di idrogeno molecolare H_2 , la cui esistenza emerge in modo naturale nel contesto dei modelli attuali di formazione galattica. Un tale scenario di materia oscura barionica è caratterizzato da un'emissione diffusa di raggi γ dall'alone oscuro della Via Lattea. Un flusso simile è stato osservato dal rivelatore EGRET a bordo del satellite CGRO [7] e le sue proprietà risultano essere in discreto accordo con l'aspettativa teorica. Questo modello offre anche una spiegazione delle proprietà dei MACHO i quali possono essere osservati, come detto in precedenza, mediante effetti di lensing gravitazionale. I risultati di varie ricerche (es. collaborazioni MACHO ed EROS) hanno mostrato l'esistenza di MACHO con masse da $10^{-6} M_\odot$ a $0.4 M_\odot$, i quali contribuirebbero fino al 20% della massa totale dell'alone galattico [8].

1.4 Materia oscura non barionica

È ormai noto da più di trent'anni che la comprensione del meccanismo di formazione delle strutture cosmiche richiede assolutamente che la maggior parte della materia presente nell'universo sia non barionica. Il processo di aggregazione di materia è fortemente condizionato dal comportamento di queste particelle al momento del loro disaccoppiamento dal resto dell'universo.

In un universo in espansione esiste ad ogni epoca una miscela di specie differenti all'equilibrio termico. Questo è mantenuto fintanto che il tasso di interazione fra le particelle $\Gamma = n\sigma v$ è maggiore del tasso di espansione dell'universo $H(t)$, dove n è la densità numerica. A seconda della massa della particella si hanno velocità relativistiche o non al momento del disaccoppiamento. È possibile suddividere la materia oscura non barionica in due classi:

- la **HDM** (Hot Dark Matter), ipotizzata da Zeldovich che determina il modello *top-down*, il quale prevede che la materia si agglomeri in grandi strutture per poi frammentarsi a formarne di più piccole. Purtroppo la frammentazione prevista da tale modello avviene troppo tardi per essere consistente con i tempi osservati della formazione delle galassie primordiali, dettati dall'età della popolazione stellare vecchia. Inoltre la natura relativistica delle particelle della HDM non permette la formazione di queste grandi strutture data l'elevata energia cinetica delle particelle che quindi tendono a disperdersi nello spazio,

- la **CDM** (Cold Dark Matter), determina invece il modello *bottom-up*, ideato da Peebles [2], il quale prevede che la materia si agglomeri a formare prima oggetti più piccoli (stelle) e poi più grandi (galassie, ammassi, ecc...).

Le simulazioni numeriche del meccanismo in esame dimostrano che in natura si realizza lo schema bottom-up. Inoltre questo comportamento di formazione delle strutture cosmiche sembra quello meglio confermato dall'osservazione delle galassie ad altissimo redshift, che tendono a non essere ancora legate in ammassi di grandi dimensioni mostrando la gerarchia di formazione tipica della materia oscura fredda [9]. Attualmente non possono comunque essere escluse abbondanze di materia oscura calda attorno al 10% del totale.

Per comprendere fino in fondo la composizione dell'universo in termini di materia barionica e non, è necessario uno studio della nucleosintesi primordiale. Dalle misure effettuate si ricava che la materia barionica costituisce solo il 4% della densità critica cosmologica. Solo una piccola frazione, il 10%, della materia si è condensata in stelle visibili, pianeti e oggetti compatti. La restante quantità è dispersa nel mezzo intergalattico oppure concentrata in corone di galassie e ammassi. Indicando con Ω il parametro densità definito come

$$\Omega(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_c(t)}, \quad (1.14)$$

con ρ_c densità critica dell'universo il cui valore attuale è $\rho_{c0} = \frac{3H^2}{8\pi G} = 1.88h^2 \cdot 10^{-29} g cm^{-3} \approx 4 \text{ protoni}/m^3$, si può esprimere l'abbondanza di materia (visibile + invisibile), di materia visibile e la densità totale dell'universo (figura 1.7) come:

$$\Omega_{visibile} \leq 0.01, \quad (1.15)$$

$$\Omega_{barionica} = 0.044 \pm 0.004, \quad (1.16)$$

$$\Omega_{DM} = 0.23 \pm 0.04, \quad (1.17)$$

$$\Omega_0 = 1.02 \pm 0.02. \quad (1.18)$$

Da questi risultati si evince che circa il 23% della materia nell'universo è oscura e che la maggior parte di essa è non barionica.

1.5 Ricerca di particelle di materia oscura

L'interpretazione fisica del suddetto scenario cosmologico comporta che la materia oscura non barionica sia costituita da particelle elementari massive

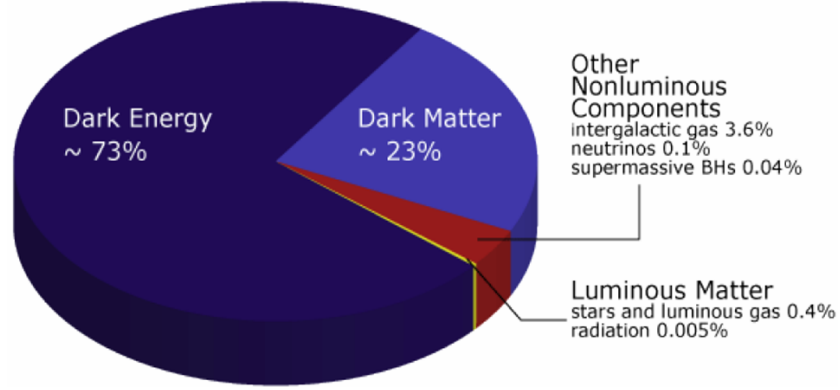


Figura 1.7: Composizione dell'universo.

genericamente designate con l'acronimo WIMP (Weakly Interacting Massive Particle). Queste particelle possiedono una sezione d'urto d'interazione con la materia il cui valore è paragonabile a quella dell'interazione debole:

$$\langle \sigma v \rangle \approx \frac{\alpha^2}{8\pi m_{WIMP}^2}, \quad (1.19)$$

dove $\langle \sigma v \rangle$ indica il tasso di interazione mediato sulla distribuzione delle velocità termiche al momento del disaccoppiamento.

Una generica WIMP stabile nell'universo primordiale, nel regime in cui è relativistica, si mantiene all'equilibrio termico attraverso processi di creazione e annichilazione in particelle più leggere. Quando essa diventa non relativistica, la soppressione esponenziale della sua densità numerica tende a sfavorire i processi di creazione, mentre continuano ad essere operativi quelli di annichilazione. Quando la temperatura diventa inferiore a $T \approx \frac{1}{20}m_{WIMP}$ la WIMP si disaccoppia dal bagno termico. Da questo momento in poi la densità delle WIMP decresce unicamente per effetto dell'espansione cosmica, cioè come $a^{-3} \sim T^3$ anziché esponenzialmente, da cui si ottiene un'abbondanza:

$$\Omega \approx \frac{G^{3/2}T_0^3}{H_0^2 \langle \sigma v \rangle} = \frac{7 \cdot 10^{-27} cm^3 s^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}. \quad (1.20)$$

È inoltre un fatto di grande rilievo concettuale che l'esistenza delle WIMP emerga nell'ambito della fisica delle particelle elementari. Risulta infatti che la maggior parte delle estensioni del *Modello Standard* contengono candidati WIMP. L'attuale interesse teorico è rivolto soprattutto verso le estensioni supersimmetriche del Modello Standard. In tale contesto il candidato più plausibile di WIMP risulta essere il *neutralino*.

Oltre alle WIMP però esiste anche un altro candidato alla materia oscura: l'*assione*. Ad oggi tuttavia nessuno di questi tipi di particelle è ancora stato osservato.

1.5.1 Candidati per la Materia Oscura

Quello che sappiamo su queste particelle è che non interagiscono nè elettromagneticamente nè attraverso l'interazione forte, ma solo gravitazionalmente o debolmente, motivo per il quale è molto difficile osservarle. Per quanto riguarda la HDM, uno dei candidati più accreditati è il **neutrino leggero**. L'universo in cui viviamo è pieno di questo tipo di particella, prodotto in moltissime reazioni nucleari e decadimenti e che fino a poco tempo fa si pensava non massivo. Oggi sappiamo che esso ha massa, il che gli permette di oscillare tra i suoi diversi sapori. Potrebbe essere un buon candidato per la materia oscura ma vi sono altre osservazioni che tendono a diminuire l'importanza del neutrino come componente principale della DM. Primo fra tutti c'è il problema di difficile soluzione riguardante la capacità dei neutrini di formare le strutture cosmiche. Infatti, facendo essi parte della HDM, sono particelle relativistiche e quindi difficili da confinare gravitazionalmente. La loro tendenza a disperdersi in ogni direzione è un ostacolo alla possibilità di innescare il processo di collasso gravitazionale che porterebbe alla successiva formazione di una struttura. Il consorzio 2dF Galaxy Redshift Survey, ha osservato 250000 galassie, realizzando un grafico che ne mostra il numero in rapporto alla distanza fra di loro. Lo studio della correlazione tra queste due grandezze può essere usato per stimare la densità di tutta la materia, luminosa ed oscura, che costituisce l'universo. I calcoli hanno mostrato che i neutrini non possono costituire più del 13% della massa dell'intero universo. Esistono poi anche altri tipi di neutrini, appartenenti a quel gruppo di particelle oltre il Modello Standard, che sono il neutrino di Majorana e quello di Dirac. Sono detti anche **neutrini pesanti** poichè potrebbero avere masse dell'ordine di qualche GeV. La differenza tra i due sta nel fatto che mentre per i neutrini di Dirac particella ed antiparticella sono due entità diverse, per quelli di Majorana esse coincidono. Poichè l'annichilazione dei neutrini di Majorana è soppressa, in quanto porterebbe a due fermioni identici nello stesso stato, essi sembrerebbero candidati migliori rispetto a quelli di Dirac. Tali neutrini dunque sembrerebbero buoni candidati. Tuttavia sono da escludere come componente primaria degli aloni galattici in quanto sulla base del basso tasso d'interazione, si otterrebbe per tali particelle una massa di circa 4 TeV. Con una massa così grande la loro abbondanza fossile risulterebbe troppo piccola per dominare nell'alone galattico.

Sempre nell'ambito di modelli oltre il Modello Standard, continua la ricerca

per i costituenti della materia oscura. È il caso del modello supersimmetrico. In tale ambito infatti si cerca una particella esotica in grado di spiegare la materia oscura. In particolare la superparticella più leggera (LSP) potrebbe costituire la materia oscura fredda. Esistono tre diversi candidati: lo sneutrino (superpartner del fermione), il gravitino ed il neutralino (superpartners dei rispettivi bosoni). Lo **sneutrino** è superpartner del neutrino con spin zero. Non è un buon candidato per LSP poichè in molti modelli la sua annichilazione è veloce e la sua abbondanza è piccola. Il **gravitino** è un fermione dotato di interazioni di tipo gravitazionale con una massa dell'ordine dell'eV. La sua debolissima interazione lo rende molto difficile da osservare e per questo è chiamato super-WIMP. Per lo stesso motivo la sua produzione nell'universo primordiale è troppo inefficiente per spiegare l'abbondanza osservata di materia oscura. Il **neutralino** (χ) è il candidato migliore. Ce ne sono quattro, con massa compresa tra $0.1 \div 1$ TeV, e ognuno di questi è combinazione lineare dei quattro fermioni superpartners corrispondenti ai bosoni B , Z^0 , H_1^0 , H_2^0 , dove i primi due sono i bosoni di gauge neutri della simmetria elettrodebole mentre gli altri due sono i due bosoni di Higgs. I tentativi di rivelare tale particella si basano su diverse tecniche:

- tecniche dirette basate sullo scattering elastico su nuclei;
- tecniche indirette basate su:
 - annichilazione di due neutralini all'interno del sole, della terra o nel centro galattico, con la conseguente comparsa di un flusso di neutrini ad alta energia
 $\chi\bar{\chi} \rightarrow \nu\bar{\nu}$;
 - una linea piccata nello spettro di fotoni a causa di un processo del tipo $\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma$.

Infine abbiamo l'**assione**, una particella con massa prevista nell'intervallo 10^{-6} eV e 10^{-2} eV, con spin e carica nulli che interagisce molto debolmente con la materia ordinaria, cosa che la rende un buon candidato. Nonostante la sua piccola massa questa particella si muove molto lentamente, ragion per cui fa parte della CDM. La densità fossile degli assioni è stimata come

$$\Omega_a^2 \cong 0.8 \times 10^{\pm 0.4} \Theta_i^2 \left(\frac{m_a}{10^{-5} \text{eV}} \right)^{-1.18}, \quad (1.21)$$

Dove Θ è un parametro fondamentale nel modello teorico. Se la loro massa fosse dell'ordine di circa 10^{-5} eV, gli assioni rappresenterebbero la componente principale di materia oscura.

In alcuni esperimenti si ricercano tali particelle sfruttando la loro conversione

in fotoni e viceversa in presenza di forti campi elettromagnetici (effetto Primakoff). Uno di tali esperimenti è CAST, il quale cerca assioni originatisi nel Sole per la presenza di forti campi magnetici interni che convertono i fotoni da raggi-X emessi da elettroni e protoni.

L'esperimento ADMX (Axion Dark Matter Experiment) è invece dedicato alla ricerca di assioni esclusivamente nel range di massa compreso tra $2 \cdot 10^{-6}$ e circa $4 \cdot 10^{-6}$ eV. Fino ad ora però tali particelle non sono state ancora osservate.

1.6 Rivelazione della materia oscura

1.6.1 Rivelazione degli assioni

Il concetto di assione emerse come soluzione al cosiddetto *problema forte-CP*, ovvero come soluzione del problema della violazione della simmetria CP nell'interazione forte. Nel 1977 Peccei e Quinn suggerirono che il fatto che la violazione CP si avesse nelle interazioni deboli e non in quelle forti, fosse dovuta ad una simmetria rotta. Per ogni simmetria rotta è necessario introdurre un cosiddetto bosone di Nambu-Goldstone. Tale nuova particella fu individuata nell'assione il quale, data la sua debolissima interazione con la materia, fu proposto come candidato per la materia oscura.

L'idea base per la loro rivelazione si basa sul fatto che quando interagiscono con un campo magnetico di opportuna intensità, possono essere convertiti in fotoni, e viceversa. Tale processo prende il nome di *effetto Primakoff*, fig 1.8. Poichè gli assioni sono molto leggeri e non si muovono ad alte velocità, tali fotoni saranno di bassa energia, con lunghezza d'onda associata nell'intervallo delle onde radio.

Per rivelare gli assioni è allora necessario un campo magnetico circa 200000 volte più intenso di quello terrestre. Per catturare poi le onde radio prodotte nella conversione della particella, si utilizza un cilindro superconduttore cavo, cioè una cavità risonante. Dimensione e forma del cilindro sono scelte in modo da amplificare onde di particolare frequenza. Per una tipica massa di $2 \cdot 10^{-6}$ eV, circa 10^{30} assioni dovrebbero fluire attraverso il rivelatore ogni secondo. Le onde radio generate nella cavità sono misurate usando uno strumento chiamato **SQUID**, il quale migliora la capacità sperimentale di osservare segnali deboli. Per cercare gli assioni, la cui ipotetica massa è nota, si scandaglia un certo range di lunghezze d'onda variando a piccoli passi la frequenza di risonanza della cavità. Uno degli esperimenti per la ricerca degli assioni fu **ADMX** (Axion Dark Matter Experiment), operativo dal 1995. Nel 2008 vennero fatti alcuni miglioramenti per aumentarne la sensibilità, ma gli

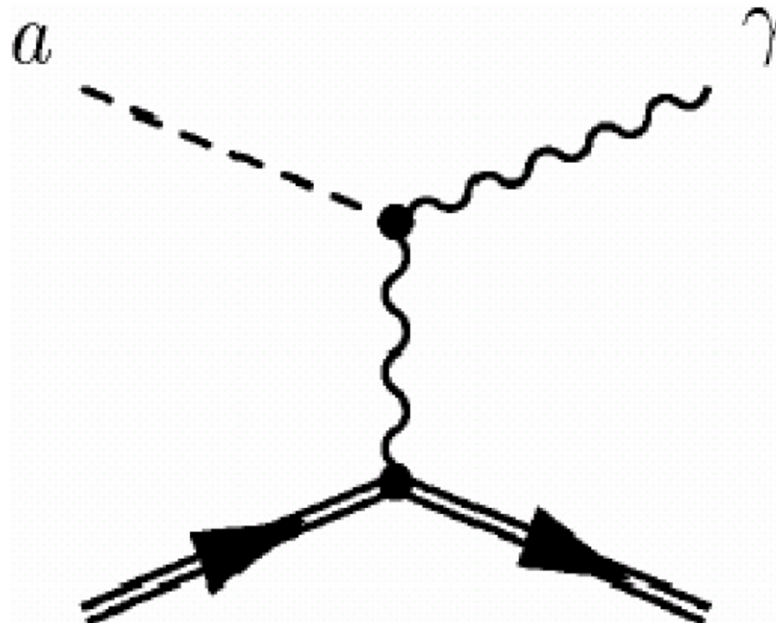


Figura 1.8: Diagramma dell'effetto Primakoff.

assioni non furono mai osservati. Negli ultimi anni diversi altri esperimenti hanno iniziato la loro caccia a tali particelle, come ad esempio l'esperimento italiano **PVLAS** (Polarizzazione del Vuoto con LASer), che cerca piccole variazioni nella polarizzazione della luce che potrebbero derivare dagli assioni oppure come l'esperimento **CAST**, il quale cerca assioni proveniente dal Sole.

1.6.2 Rivelazione delle WIMP

Per quanto riguarda la ricerca delle WIMP, è possibile utilizzare tre diversi metodi di ricerca: indiretto, diretto e produzione nei colliders. Nel primo caso si cerca di osservare particelle derivanti dall'annichilazione delle componenti della materia oscura. Si cercano ad esempio:

- $gamma$, e^+e^- , $p\bar{p}$ da annichilazioni avvenute nel centro galattico o nell'alone;
- $\nu, \bar{\nu}$ da annichilazioni avvenute all'interno di corpi massivi, come ad esempio il Sole.

Negli ultimi anni due satelliti sembrano aver osservato alcuni indizi per la presenza di materia oscura. Il satellite Fermi, lanciato nel 2008 dalla NASA, osservò un eccesso nella popolazione di elettroni e positroni rispetto alla

quantità attesa, cosa che potrebbe essere un indizio per l'annichilazione di materia oscura. Circa nello stesso periodo l'esperimento PAMELA, lanciato nel 2006, rivelò più positroni di quelli previsti. Tuttavia è ancora troppo presto per dire se i satelliti hanno effettivamente osservato presenza di materia oscura.

Nel caso della ricerca diretta invece, si cerca di osservare le interazioni delle WIMP con la materia ordinaria attraverso collisioni (figura 1.9), che possono essere divise in collisioni elastiche o anelastiche e dipendenti o indipendenti dallo spin. Tuttavia ciò non accade molto spesso, le WIMP sono infatti in grado di attraversare la Terra o il Sole senza interagire. La loro velocità, in prossimità del Sistema Solare, è di qualche centinaio di km/s.

Nel caso di urto elastico su un nucleo di materiale bersaglio, quest'ultimo rincula, fig 1.9, con un'energia tipicamente compresa tra 1 e 100 keV per WIMP con massa compresa tra 10 GeV e 1 TeV. L'energia di rinculo del nucleo è

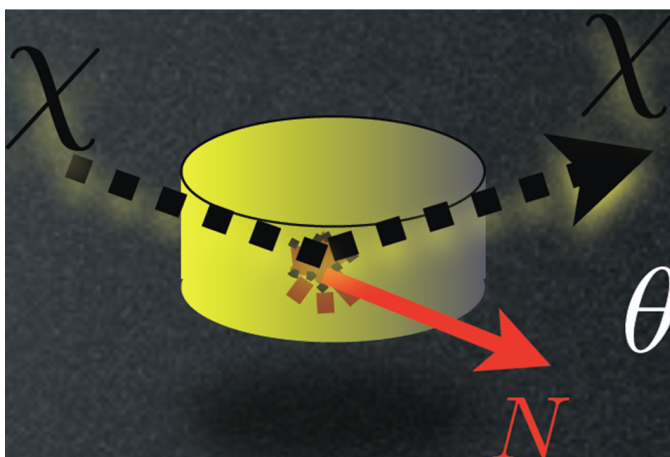


Figura 1.9: Esempio di urto WIMP-nucleo.

descritta dalla seguente formula:

$$E_R = \frac{2\mu^2 v^2}{m_A} \cos^2 \theta_{lab}, \quad (1.22)$$

dove μ è la massa ridotta del sistema WIMP-nucleo, m_A è la massa del nucleo bersaglio, v la velocità della WIMP e θ_{lab} è l'angolo tra la direzione di rinculo del nucleo e quella della WIMP dopo l'urto.

In un urto anelastico invece, il nucleo viene lasciato in uno stato eccitato dal quale poi decade con emissione di un fotone di determinata energia.

Nelle interazioni dipendenti dallo spin, la sezione d'urto d'interazione nucleo-WIMP risulta proporzionale a $\mathbf{J}(\mathbf{J}+1)$, dove \mathbf{J} è il momento angolare totale

del nucleo. In tal caso vengono principalmente usati come bersaglio nuclei di ^{19}F , ^{127}I e ^{131}Xe . Nel caso invece di interazioni indipendenti dallo spin, la sezione d'urto dipendente dal quadrato numero di massa del nucleo bersaglio e domina su quella dipendente dallo spin per grandi A . Per osservare tale tipo di interazioni si utilizzano come bersaglio principalmente Xe o Ge.

I teorici suggeriscono che circa 5 milioni di particelle di materia oscura attraversano ogni secondo un campione di 2 kg di materia ordinaria (il quale contiene all'incirca 10^{25} atomi). Di queste circa una all'anno interagirà con un nucleo, attraverso diffusione elastica. Il nucleo rinculando deposita energia nella materia circostante sotto forma di elettroni da ionizzazione, i quali possono unirsi a ioni per formare atomi neutri, o calore. Il tasso d'interazione atteso dipende dal prodotto del flusso locale di WIMP, fissato dalla densità locale di materia oscura pari a $0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$, dalla velocità media delle WIMP e dalla loro massa, per la sezione d'urto d'interazione.

Distinguere segnali da materia oscura da quelli dovuti ad interazioni con materia ordinaria non è molto semplice. A livello del mare, 100 raggi cosmici attraversano una superficie di un metro quadrato ogni secondo, producendo contaminazione del segnale. Inoltre c'è il problema della presenza di uranio e torio i quali con i loro decadimenti producono segnali di fondo. Un modo per cercare di eliminare o quanto meno ridurre l'interferenza dovuta ai raggi cosmici è quello di posizionare gli esperimenti in tunnel sotto diverse centinaia di metri di terra. Il rivelatore **LUX** (Large Underground Xenon), attualmente in progetto, opererà nella miniera di Homestake in Sud Dakota, sotto 1463 metri di terra. LUX utilizzerà un cilindro contenente 350 kg di Xenon gassoso e liquido, che scintilla e ionizza quando colpito da particelle, incluse le WIMP. Fino ad un metro di piombo o rame altamente puri schermano lo Xenon dalla radioattività ambientale. Esistono anche altri progetti come il progetto internazionale al Gran Sasso, oppure l'esperimento CDMS-II.

Se le WIMP costituissero effettivamente la materia oscura, sarebbe possibile produrle anche in collisioni ad alta energia, come quelle che si hanno al Tevatron o a LHC. In questo caso possono essere utilizzate due diverse tecniche di rivelazione:

- si cercano i prodotti dei decadimenti di particelle, in reazioni come quella mostrata in figura 1.10 (sinistra), in cui il trigger dell'evento è dato dalla presenza di 4jet+4leptoni+energia mancante;
- si cercano eventi caratterizzati dalla presenza di singoli jet, figura 1.10 (destra).

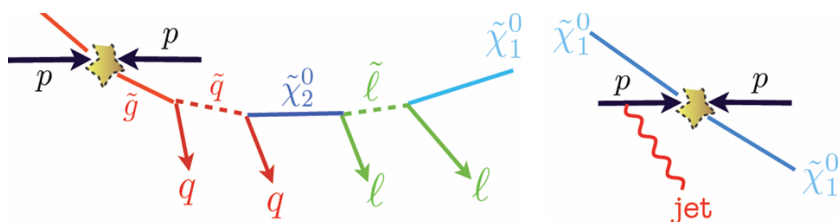


Figura 1.10: A sinistra, evento con segnatura data da 4jet+4leptoni+energia mancante. A destra, evento con segnatura data da singolo jet.

1.7 Rivelazione diretta

Oltre al rivelatore XENON1T (di cui parleremo nel prossimo capitolo), esistono altri rivelatori che sfruttano tecniche di rivelazione dirette per osservare WIMP; alcuni di questi sono brevemente descritti nel seguito.

1.7.1 CDMS-II

Con l'esperimento CDMS-II (Cryogenic Dark Matter Search II) si ha l'obiettivo di misurare il rinculo nucleare dagli eventi di diffusione delle WIMP usando i detector di particelle che operano a temperature criogeniche ($T < 50$ K). Il rivelatore è costituito da dischi di Ge e Si con diametro 7 cm e spessore 1 cm. Quello che si spera di osservare è una variazione di temperatura nel rivelatore dovuta al rinculo di un nucleo. L'energia media rilasciata nel rivelatore è attesa tra i 10 ed i 100 keV. Dai dati raccolti fin'ora si osservano due candidati di eventi ad energie di rinculo di 12.3 keV e 15.5 keV. Poiché la probabilità che questi eventi siano dovuti al fondo è del 23%, il risultato di questa analisi non può essere accettato come prova definitiva per l'esistenza di WIMP.

1.7.2 DAMA

DAMA (DARk MAatter search) è un esperimento di rivelazione diretta della materia oscura, situato ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), attraverso la misura dell'energia di rinculo e ionizzazione prodotta dallo scattering di WIMP sui nuclei. DAMA, costituito da 250 kg di NAI(Tl) ha pubblicato risultati [10] in cui i segnali evidenziano una modulazione che può essere descritta da una funzione sinusoidale di periodo 1 anno e fase 140 giorni, e produce differenze sulla distribuzione di velocità della materia oscura. L'osservazione della modulazione annuale del segnale non ammette

altre possibili spiegazioni ad eccezione dell'effetto dovuto a WIMP nell'alone galattico. I dati di DAMA hanno fornito limiti sulla massa e sezione d'urto di scattering delle WIMP.

1.7.3 CRESST

CRESST (Criogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers) è un altro esperimento di rivelazione diretta installato anch'esso ai LNGS. CRESST usa rivelatori criogenici allo scopo di rivelare eventi di scattering spin-dipendenti tra WIMP e nuclei. CRESST-I, in attività nell'ottobre 2000, aveva una sensibilità a bassi valori della massa delle WIMPs ($m_{CDM} < 5$ GeV) e sezioni d'urto fino a 10^{-8} pb. Sono stati rivelati alcuni eventi di rinculo ad energie di qualche centinaio di keV [11].

1.7.4 EDELWEISS

EDELWEISS (Experience pour Detector Les WIMPs en Site Souterrain) utilizza rivelatori bolometrici al Germanio per effettuare misure spin-indipendenti di scattering WIMP-nucleone. Rivela rinculi elettronici dovuti a scattering di fotoni e rinculi nucleari dovuti a WIMP [12]. EDELWEISS ha escluso i valori di massa e la sezione d'urto trovati dalla collaborazione DAMA (44 GeV e $5.4 \cdot 10^{-6}$ pb) con un livello di confidenza del 99%. La spiegazione di tale incompatibilità potrebbe essere ricercata nella differenza delle velocità di soglia rivelabili. Utilizzando bersagli più massivi, la soglia in DAMA è inferiore a quella di EDELWEISS. Per basse masse delle WIMPs è possibile avere particelle di velocità comprese tra queste due soglie, che apparirebbero visibili per DAMA ma non osservabili in EDELWEISS. Questa ipotesi potrebbe essere testata da CRESST-II.

1.8 Rivelazione indiretta

1.8.1 PAMELA

L'esperimento PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics), fig. 1.11, ha il compito di studiare le abbondanze di antimateria ad energie al di sopra del GeV. Grazie ad esso è stato possibile calcolare il rapporto \bar{p}/p e la frazione di positroni nei raggi cosmici [13], ed è stata portata alla luce un'anomalia nei dati rispetto alle previsioni teoriche.

Per quanto riguarda il primo rapporto, i dati sperimentali sono in accordo con le previsioni teoriche che prevedono la produzione di \bar{p} durante



Figura 1.11: Immagine del satellite PAMELA.

la propagazione dei raggi cosmici, mentre vi è un forte disaccordo tra osservazioni e teoria nella frazioni di positroni, specialmente ad alte energie, spiegabile solo se si considera una sorgente primaria addizionale di questi. Ci sono diverse interpretazioni che si possono dare a tale discrepanza. Una spiegazione potrebbe essere che tali positroni siano in parte i prodotti dell'annichilazione di neutralini. Se ciò fosse vero, rappresenterebbe anche una conferma di modelli supersimmetrici. Il problema in questo caso deriva dal fatto che la discrepanza si nota solo per i positroni e non per gli antiprotoni, che figurano tra i prodotti dell'annichilazione di neutralini. Per ottenere un tale scenario si richiede un neutralino di massa maggiore di 10 TeV, il cui valore non è favorito dalla teoria supersimmetrica. Alternativamente si può pensare a correzioni radiative che aumentano il tasso positronico indotto dalla materia oscura oppure a nuovi bosoni che mediano l'annichilazione quindi sopprimono cinematicamente la produzione di antiprotoni. Questi possono essere ad esempio le particelle KK (Kaluza-Klein), che hanno una massa di circa 800 GeV. Esistono comunque altre spiegazioni che non richiedono l'esistenza di materia oscura. Ad esempio pulsar e stelle di neutroni ruotanti ad alta velocità possono accelerare elettroni primari nella magnetosfera che le circondano, i quali possono poi emettere fotoni che possono produrre coppie e^+e^- che, a loro volta, sono confinati nella nebulosa delle pulsar per circa

10^5 anni prima di scappare nel mezzo interstellare, contribuendo alla componente positronica nei raggi scosmici. Tuttavia i dati raccolti da PAMELA fino ad ora non sono ancora in grado di distinguere se tale eccesso è dovuto all'annichilazione di materia oscura oppure alla produzione da pulsar.

1.8.2 WMAP

Il satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) è stato lanciato nel giugno 2001. Lo scopo principale della missione è tracciare una dettagliata mappa galattica della radiazione cosmica di fondo (CMB) [14]. Lo studio di tali anisotropie nello spettro del CMB condotto da WMAP ha permesso una misura del parametro Ω . Nell'osservazione del cielo a microonde, il satellite ha anche rivelato una componente addizionale nella radiazione a microonde nel range del μm . Questo eccesso di emissione proviene dalle regioni più interne della galassia ($r \sim 1 - 2 \text{ kpc}$), segue una distribuzione a simmetria radiale e decresce rapidamente come $1/r$. Non essendo compatibile con i meccanismi standard di emissione nelle microonde delle sorgenti note, tale emissione potrebbe essere un segnale di annichilazione di coppie di particelle di materia oscura. In particolare la radiazione potrebbe provenire dall'emissione di sincrotrone degli elettroni prodotti da annichilazioni $\chi\bar{\chi}$ in prossimità del centro della galassia. I dati registrati da WMAP sono sostanzialmente compatibili con lo scenario della materia oscura di origine supersimmetrica basata su una massa delle WIMP di 100 GeV con una sezione d'urto di annichilazione pari a circa $2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ e un profilo di densità distribuito come $1/r$ [15]. Tuttavia l'eccesso osservato si presta ad altre possibili spiegazioni; ad esempio gli elettroni energetici potrebbero essere prodotti da un buco nero supermassivo posto in prossimità del centro della galassia.

1.8.3 EGRET/GLAST

Il telescopio a raggi gamma EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) è stato lanciato nel 1991. Esso è sensibile nel range di energia da 30 MeV a 30 GeV. I dati raccolti da EGRET fino al 2001 mostrano per energie al di sopra di 1 GeV la presenza di un eccesso di radiazione gamma rispetto a quella attesa dalle convenzionali sorgenti galattiche. Tale eccesso è osservato con lo stesso spettro in tutte le direzioni, indicando una possibile segnatura di annichilazione di materia oscura nell'alone galattico. In tale ipotesi, lo spettro energetico dell'eccesso osservato può essere usato per porre limiti alla massa delle WIMP, e la mappa tracciata può determinare la struttura a grande scala dell'alone. Ci sono tanti altri processi nella galassia capaci di produrre raggi gamma, come il decadimento dei mesoni π^0 , scat-

tering Compton inverso o emissione di Bremsstrahlung da parte di elettroni energetici. Comunque questi processi hanno uno spettro significativamente differente da quello atteso dall'annichilazione WIMP/neutralini. Lo spettro osservato è compatibile con questa ipotesi per masse delle WIMP comprese tra 50 GeV e 100 GeV circa. L'analisi della distribuzione angolare è compatibile con una distribuzione di densità di materia oscura che presenti anelli a $r = 4.3$ kpc e $r = 14$ kpc, ragionevolmente consistenti con studi indipendenti effettuati sulle curve rotazionali della galassia [7].

Come successore di EGRET, GLAST (Gamma-ray Large Area Space Telescope) [16] ha osservato il cielo a raggi gamma nell'intervallo di energie tra 10 MeV e oltre 100 GeV. Le osservazioni dei fotoni gamma permettono lo studio di linee monoenergetiche e spettri continui dovuti ad annichiazioni di materia oscura, e possono fornire utili indicazioni sulla massa delle WIMP.

1.8.4 HESS/CANGAROO/VERITAS

HESS (High Energy StereoScopy), CANGAROO (Collaboration of Australia and Nipoe for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback) e VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) sono telescopi Čerenkov sensibili alla radiazione gamma alle energie superiori a 100 GeV. Osservazioni del centro galattico con CANGAROO-II e VERITAS hanno fornito le prime indicazioni di un eccesso di raggi gamma ad energie dell'ordine del TeV [17]. La distribuzione spettrale e angolare dell'eccesso osservato da HESS è compatibile con l'annichilazione di materia oscura supersimmetrica, con masse delle WIMP molto grandi, circa 15 TeV e una densità di materia oscura di $\sim 1100 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ per i 10 pc più interni. La distribuzione angolare del segnale fornisce un profilo con andamento $r^{-\alpha}$, con α tra 1 e 2. Le stesse analisi per i dati di CANGAROO-II forniscono invece una massa delle WIMP di ~ 1 TeV. Rispetto ad altri scenari le masse delle WIMP sono inaspettatamente alte. Naturalmente ci sono altri possibili meccanismi di produzione di raggi gamma del TeV, dovuti ad esempio ad interazioni dei raggi cosmici con il gas denso in prossimità del buco nero supermassivo situato al centro della galassia, o alla presenza di giovani *supernovae remnant*.

1.8.5 SPI/INTEGRAL

SPI (SPectrometer Integral) è uno spettrometro ad alta risoluzione nell'intervallo di energia tra 20 keV e 8 MeV a bordo del satellite INTEGRAL (INTERNATIONAL GAMMA-Ray Astrophysics Laboratory). SPI ha raccolto informazioni sulle righe di annichilazione e^+e^- a 511 keV nello spettro dei raggi gamma provenienti dal centro della galassia. I positroni possono essere

prodotti da diversi processi astrofisici, come interazioni tra raggi cosmici e mezzo interstellare, decadimento β^+ di elementi instabili, o annichiazione di WIMP ($\chi\bar{\chi} \rightarrow e^+e^-$). La linea di annichilazione osservata nella regione più interna della galassia potrebbe dunque essere attribuibile alla presenza di materia oscura.

1.8.6 HEAT

HEAT (High-Energy Antimatter Telescope) è un rivelatore su pallone progettato per misurare i flussi di elettroni e positroni nei raggi cosmici tra 1 e 50 GeV. HEAT ha raccolto dati in tre lanci, nel 1994, 1995 e 2000. Lo spettro dei positroni registrato suggerisce una componente extra di antimateria attribuibile a una sorgente primaria di positroni energetici. La materia oscura è un candidato per questa sorgente, ma ci sono altre possibilità come la creazione di coppie in prossimità della magnetosfera delle pulsar. Nell'ipotesi di annichilazione di WIMP, il best fit dei dati ha fornito una massa $m_\chi \sim 380$ GeV, ma utilizzando modelli di propagazione più sofisticati la massa attribuita alle WIMP è notevolmente ridotta [18].

1.8.7 BESS

BESS (Ballon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer) è un altro esperimento su pallone che fa uso di uno spettrometro magnetico abbinato ad un sistema di misura di tempo di volo ed un rivelatore Čerenkov. Lo scopo è la rivelazione di particelle cariche nello spettro dei raggi cosmici, in particolare positroni e antiprotoni. In otto lanci tra il 1993 ed il 2002 BESS ha misurato lo spettro degli antiprotoni tra 0.18 e 4.20 GeV. Le misure ottenute non permettono di dedurre la massa delle WIMP a causa della bassa statistica e delle forti incertezze con cui è noto il meccanismo di produzione secondaria e propagazione di antiprotoni [19].

1.8.8 AMS-02

Lo spettrometro AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer) è stato installato nella Stazione Spaziale Internazionale con l'obiettivo di studiare la radiazione cosmica, in particolare le componenti di antimateria [21]. I principali obiettivi dell'esperimento sono:

- ricerca di nuclei di antimateria;
- ricerca indiretta di materia oscura nei canali di e^+ , \bar{p} e γ ;

- misura delle abbondanze di tutti gli isotopi leggeri dei raggi cosmici fino al carbonio;
- misura degli spettri di raggi γ energetici nella regione 30-300 GeV ancora inesplorata.

La grande accettazione geometrica di AMS-02 ($A_g \sim 0.5 \text{ m}^2 \text{ sr}$) ad energie fino al $\sim \text{TeV}$, ed il lungo tempo di esposizione ($\Delta t \sim 10^8 \text{ s}$) permetteranno di ottenere una statistica significativa fino ad energie dell'ordine del TeV.

1.9 Forza oscura

Parallelamente allo sviluppo di esperimenti sempre più sensibili per rilevare materia oscura, i teorici sviluppano nuovi modelli. Uno dei più accreditati è quello che prevede la presenza di un terzo candidato alla materia oscura, detto **forza oscura**. La teoria delle forze oscure è un'estensione di quella supersimmetrica. Nell'ultima versione di tale teoria oltre alle pesanti WIMP, si assume l'esistenza di una particella, ϕ , con massa compresa tra 2 e 200 volte quella dell'elettrone e con una interazione 1000 volte più debole. L'idea di questa nuova teoria nacque quando l'esperimento italiano DAMA/LIBRA (DARK MATter/Large sodium Iodide Bulk for RARE processes), osservò un eccesso nell'abbondanza di coppie e^-e^+ energetici non accompagnati da eccessi nell'abbondanza di \bar{p} . WIMP ordinarie non possono spiegare tale risultato, mentre nelle versioni delle forze oscure della teoria supersimmetrica, WIMP possono annichilare e produrre particelle ϕ di alta energia, le quali decadono successivamente in coppie e^-e^+ . Se questa teoria fosse corretta, potremmo ottenere evidenza per l'esistenza edelle WIMP nei colliders, andando a cercare eccessi di coppie e^-e^+ . Tuttavia non sono ancora stati osservati risultati in grado di confermare questa teoria.

1.10 La ricerca continua

La materia oscura è oggi un'area di ricerca molto attiva. Nei prossimi anni, studi su grande scala di galassie come lo **Sloan Digital Sky Survey** ed il 2dF Galaxy Redshift Survey, supportati da simulazioni numeriche, continueranno a sviluppare l'immagine del modo in cui la materia oscura è distribuita nella nostra galassia ed a grandi distanze da essa. Miglioramenti nelle misure cosmologiche permetteranno una più precisa conoscenza dei valori dei parametri cosmologici, dai quali ad esempio, otteniamo la quantità

totale dei vari tipi di materia nell'universo. Nuove sonde spaziali, esperimenti basati sul rinculo dei nuclei, continueranno a cercare evidenze di interazioni della materia oscura con quella luminosa, diverse da quelle gravitazionali. Sebbene la sensibilità delle ricerche di materia oscura sulla terra migliorano di un fattore circa 10 ogni qualche anno, bisogna aspettare ancora un pò di tempo prima di ottenere una chiara evidenza sperimentale dell'esistenza di materia oscura.

Capitolo 2

L'esperimento XENON ai LNGS

Le interazioni della materia oscura con quella ordinaria sono caratterizzate da sezioni d'urto molto piccole; per tale motivo la rivelazione diretta di materia oscura richiede rivelatori di grande massa, ultrapuri e situati in ambienti a "bassa radioattività", come ad esempio laboratori sotterranei, in modo da ridurre a livelli trascurabili i segnali dovuti al fondo.

Il progetto XENON presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso è un esperimento per la ricerca diretta di materia oscura mediante l'utilizzo di una Time Projection Chamber (TPC) riempita con Xenon. Il progetto è diviso in 3 fasi: XENON10, XENON100 e XENON1T.

XENON10, in funzione dal 2002 al 2007, utilizzando massa totale di circa 15 kg di Xe ha permesso di raggiungere sensibilità per sezioni d'urto WIMP-nucleo indipendenti dallo spin di $8.8 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ per WIMP di massa pari a 100 GeV.

Il rivelatore XENON100 attualmente in fase di acquisizione dati utilizza una massa di circa 160 kg di Xenon liquido. I risultati ottenuti in un run d'acquisizione di 100 giorni hanno permesso di ottenere una sensibilità di $7 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ per sezioni d'urto WIMP-nucleo indipendenti dallo spin.

Con l'utilizzo di un volume maggiore di LXe, ci si aspetta di poter esplorare zone con sezioni d'urto minori, dell'ordine di $5 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$. È questo il caso dell'esperimento proposto XENON1T, che verrà collocato nella sala sperimentale B dei LNGS, figura 2.1.

La massa totale di LXe, contenuto in una Time Projection Chamber (TPC), è 2.4 tonnellate. Al fine di ridurre ulteriormente il fondo dovuto a γ e neutroni da radioattività naturale e neutroni indotti da muoni cosmici, XENON1T sarà inserito all'interno di un serbatoio cilindrico (di altezza di circa 10 m) riempito con acqua ultrapura ed equipaggiato con fotomoltiplicatori.

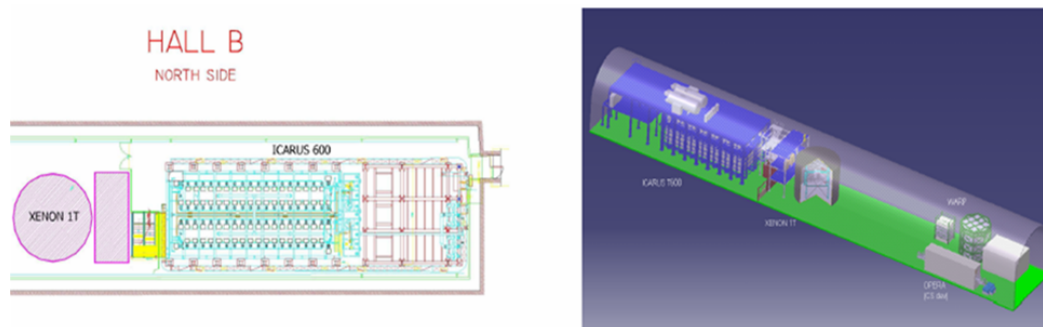


Figura 2.1: Collocazione del rivelatore XENON1T all'interno della sala sperimentale B dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

L'acqua sarà utilizzata come rivelatore Čerenkov, con la luce rivelata da PMT.

Il maggior volume di Xe rispetto a XENON100, permetterà di esplorare regioni di sezione d'urto non accessibili in precedenza, come si può facilmente vedere dalle figura 2.2 e 2.3.

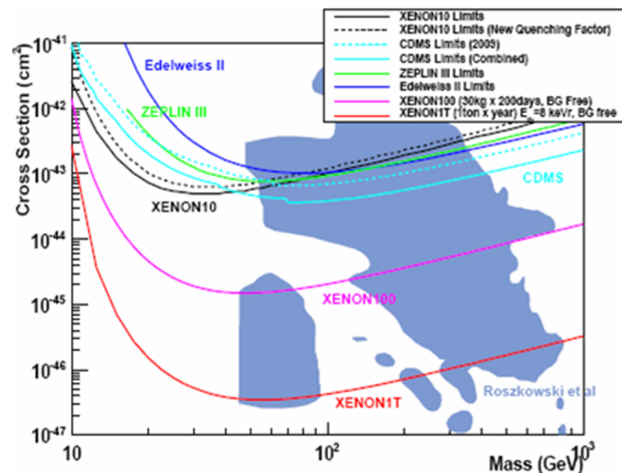


Figura 2.2: Sensibilità attesa per sezioni d'urto indipendenti dallo spin. Le zone ombreggiate rappresentano valori di sezioni d'urto e masse ottenuti da calcoli teorici [20].

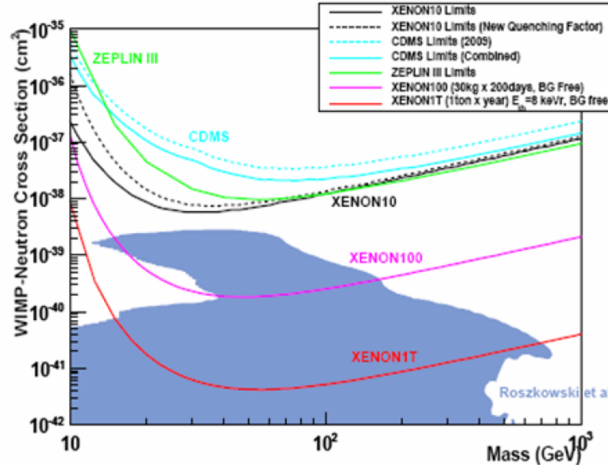


Figura 2.3: Sensibilità attesa per sezioni d'urto dipendenti dallo spin. Le zone ombreggiate rappresentano valori di sezioni d'urto e masse ottenuti da calcoli teorici [20].

2.1 Principio di funzionamento dei rivelatori del progetto XENON

I rivelatori del progetto XENON si basano sull'utilizzo di una Time Projection Chamber (TPC) a doppia fase contenente Xe allo stato liquido ed allo stato gassoso. Tale rivelatore sarà quindi dotato di un sistema criogenico che mantiene lo Xe ad una temperatura di circa 160 K.

Esistono vari motivi per cui è stato deciso di utilizzare lo Xe come sia come bersaglio sia come mezzo col quale rivelare le interazioni della materia oscura. Viste le sezioni d'urto in gioco è necessario avere un mezzo ad alta densità per aumentare la probabilità di interazione e lo Xe possiede un numero atomico pari a 131 ed una densità di 2.96 g/cm^3 al punto triplo (165 K). Possiede circa dieci di isotopi stabili, mentre quelli instabili hanno vita media molto breve. Lo Xe è inoltre un eccellente scintillatore ($\sim 5 \cdot 10^4$ fotoni/MeV, con $\lambda = 178 \text{ nm}$) ed un ottimo mezzo da ionizzare ($\sim 6 \cdot 10^4$ coppie e^- -ione/MeV): in risposta ad una interazione si ha quindi produzione di carica e di fotoni. Inoltre l'emissione di fotoni può avvenire non solo per eccitazione diretta ma anche a causa della ricombinazione di coppie e^- -ione. Alla base ed alla sommità della TPC si trovano rispettivamente un catodo e un anodo, che consentono di generare un campo elettrico all'interno dello Xe, le cui due fasi, liquida e gassosa, sono separate da una griglia che permette di mantenere il campo elettrico a valori differenti in queste due zone.

Alle estremità della camera si trovano due insiemi di fotomoltiplicatori (top e bottom array).

Una particella che interagisce nello Xe liquido produce fotoni da scintillazione diretta e coppie e^- -ione. Parte delle coppie forniscono un contributo alla scintillazione attraverso emissione di fotoni da ricombinazione, mentre parte degli elettroni, per effetto del campo elettrico applicato, migra verso l'anodo. Una volta raggiunta la superficie liquido-gas, gli e^- sono efficacemente estratti nello Xe gassoso dove si verifica il processo di scintillazione proporzionale [22].

I due array di fotomoltiplicatori permettono di rivelare i fotoni da scintillazione primaria (segnale S1) e quelli da scintillazione proporzionale (segnale S2). Come mostrato in figura 2.4, dal rapporto dei segnali di scintillazione proporzionale (S2) e di scintillazione diretta (S1), è possibile discriminare il segnale prodotto dal rinculo di un nucleo dovuto all'interazione di una WIMP, da quello dovuto ad un rinculo elettronico dovuto al fondo.

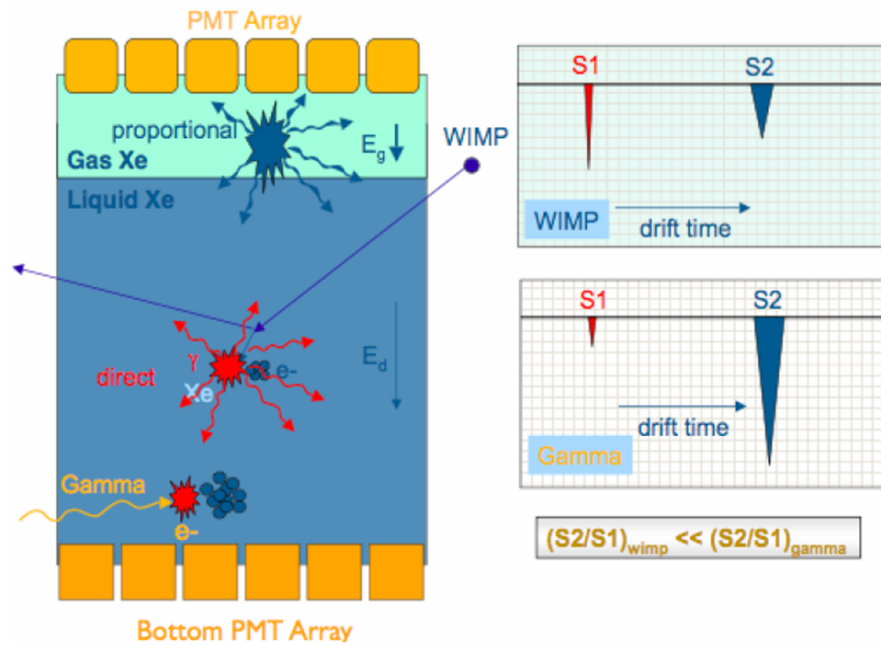


Figura 2.4: Generazione dei segnali nella TPC.

Infatti un nucleo che rincula risulta essere molto più lento di un elettrone che rincula, a parità di energia cinetica.

Dalla formula di Bethe-Block si sa che in regime non relativistico la perdita di energia per ionizzazione va come β^{-2} . Quindi un nucleo darà vita ad una

maggiore densità di ioni aumentando la probabilità di ricombinazione, con conseguente diminuzione del segnale proporzionale. Dunque avremo che:

$$(S2/S1)_{WIMP} \lll (S2/S1)_{e^-}. \quad (2.1)$$

Attraverso tale discriminazione si ottiene un'efficienza nel rigetto di tale fondo al livello del 99.5%. Oltre alla misura dell'energia di rinculo del nucleo, si possono ottenere anche le coordinate spaziali del punto d'interazione con una risoluzione dell'ordine del mm. Infatti attraverso l'analisi della configurazione dei segnali negli array di PMT è possibile ottenere le coordinate x ed y, mentre attraverso la misura del tempo di ritardo l'arrivo dei segnali S1 ed S2, è possibile ottenere la coordinata z dell'evento.

La ricostruzione del vertice d'interazione è di fondamentale importanza, in quanto consente di selezionare eventi nelle regioni più interne del rivelatore e quindi maggiormente schermate da segnali di fondo (fiducializzazione del volume).

2.1.1 La TPC di XENON1T

La TPC del rivelatore XENON1T, figura 2.5, sarà in grado di misurare simultaneamente al livello del keV [23], la luce di scintillazione proveniente dallo LXe (S1) e la ionizzazione proveniente dallo Xe gassoso (S2) attraverso scintillazione proporzionale.

Il volume sensibile di LXe della TPC si trova all'interno di un cilindro, 96 cm di diametro e 95 cm di altezza, rivestito all'interno di PTFE che è un efficace riflettore di raggi VUV oltre ad essere un isolante elettrico. La massa totale dello Xenon sarà di circa 2.4 tonnellate [20]. Il campo elettrico di drift avrà intensità dell'ordine di 1 kV/cm, mentre quello di estrazione avrà intensità dell'ordine di 100 kV/cm, garantendo così un'efficienza di estrazione di circa il 100%. La raccolta della luce avverrà tramite due gruppi da 121 Quartz Photon Intensifying Detectors (QUPIDs) [24] ad elevata efficienza quantica ($\sim 30\%$), disposti uno sulla parete superiore della camera, nel gas, ed uno sul fondo della stessa, immerso nel liquido.

Per immagazzinare lo LXe, sarà utilizzato un serbatoio dedicato, costituito da una doppia parete con vuoto isolante realizzata in acciaio inox a bassa radioattività, figura 2.6.

La massa totale di Xe liquido (circa 3 ton) sarà conservata all'interno di tale contenitore e nel momento dell'utilizzo verrà portata, attraverso pressurizzazione della tanica ad opera di un "riscaldatore" posto alla base della stessa, all'interno del rivelatore.



Figura 2.5: Immagine della TPC di XENON1T.



Figura 2.6: Tanica per lo stoccaggio dello LXe.

2.2 I rivelatori di fotoni: QUPIDs

Per soddisfare le richieste di bassa radioattività di fondo, sono stati sviluppati dei nuovi tipi di fotomoltiplicatori detti QUPIDs [24], figura 2.7.



Figura 2.7: Foto di un prototipo di QUPID.

La superficie emisferica ha buona trasparenza a radiazione con lunghezza d'onda di 175 nm (VUV), valore a cui si ha anche un massimo per l'efficienza quantica ($\sim 33.5\%$) come mostrato in figura 2.8.

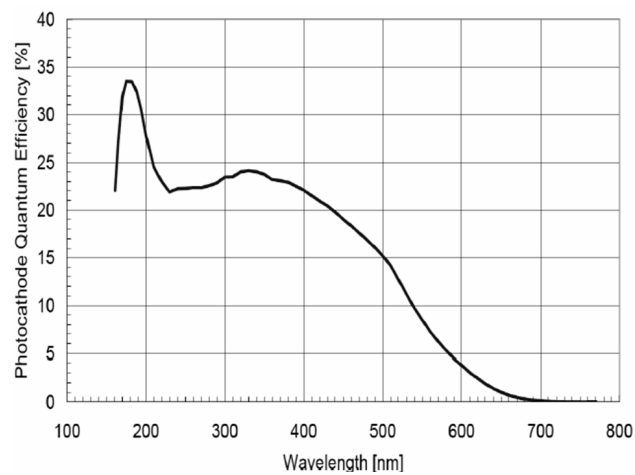


Figura 2.8: Efficienza quantica dei QUPIDs in funzione della λ della radiazione incidente.

In figura 2.9 (destra), è mostrata la traiettoria dei fotoelettroni emessi dal fotocatodo emisferico, i quali sono accelerati da una ΔV di 6 kV e focalizzati su di un fotodiodo a valanga (APD) [25]. Il guadagno in carica finale è di circa $2 \cdot 10^5$.

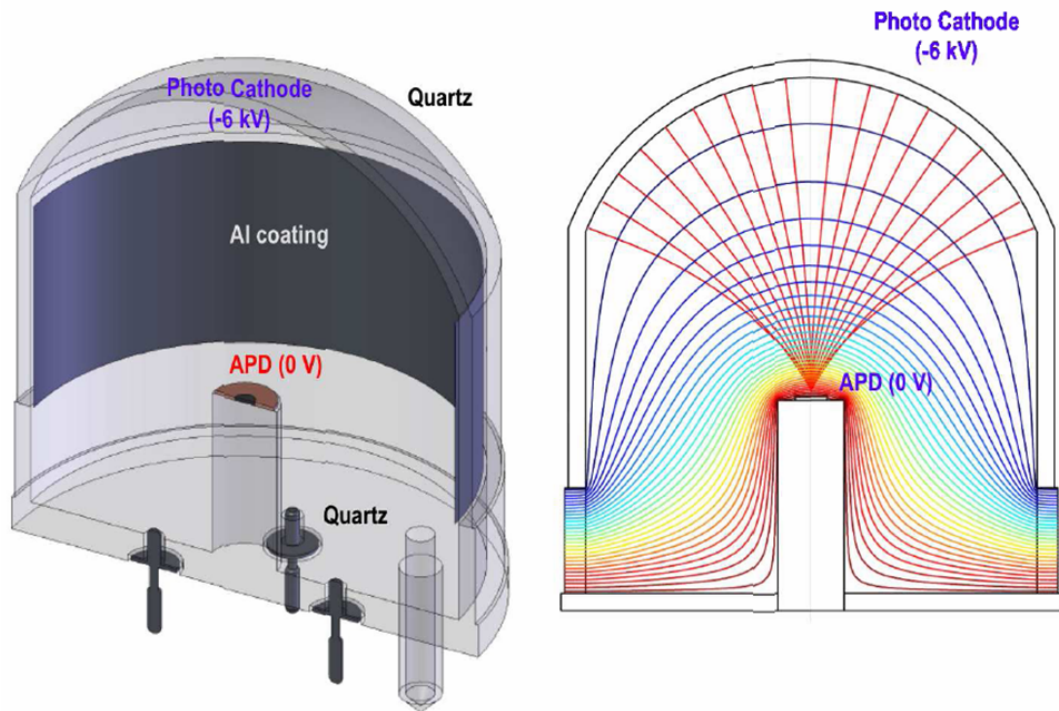


Figura 2.9: A sinistra, struttura di un QUPID. A destra, simulazioni di traiettorie di fotoelettroni.

I QUPIDs necessitano di due alimentazioni:

- un'alta tensione a -6 kV per generare il campo che focalizza sull'APD gli elettroni emessi dal fotocatodo (tensione può essere comune a tutti i QUPID);
- una tensione fino a -300 V per alimentare gli APD, affinché si abbia una risposta uniforme del rivelatore (ogni APD necessita di una propria tensione di bias).

Infatti, considerando la regione energetica di interesse per la ricerca di segnale da WIMP, il segnale dei QUPIDs risulta essere basso. Sarà necessario

quindi utilizzare degli amplificatori. Test preliminari indicano che è possibile posizionare tali amplificatori anche a 2 m di distanza dai sensori, il che permetterebbe di posizionarli all'esterno del rivelatore. Per tale motivo è necessario sviluppare circuiti amplificatori a bassa radioattività in grado di fornire l'amplificazione richiesta. Lo schema preliminare di alimentazione è mostrato in figura 2.10.

Dalla figura si evince che l'alta tensione sarà trasportata da un singolo cavo ad entrambi i gruppi di QUPIDs.

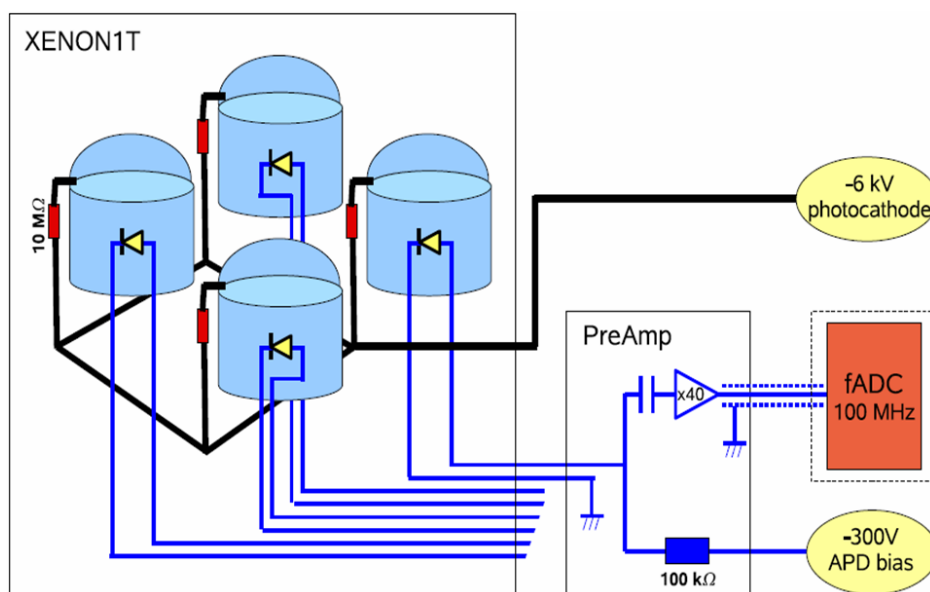


Figura 2.10: Schema di alimentazione ed amplificazione dei QUPIDs.

La resistenza da $10\text{ M}\Omega$, in figura 2.10, è necessaria per proteggerlo da eventuali scariche. La tensione di bias di ogni APD sarà disaccoppiata dal segnale nel pre-amplificatore, così da ottenere un segnale uniforme per tutti gli APDs a diversi bias.

Con la geometria della TPC, descritta nella sezione precedente e con i due gruppi di QUPIDs a disposizione, sono state effettuate delle simulazioni Monte Carlo per determinare l'efficienza nella raccolta di luce. Tale quantità è funzione principalmente di 2 parametri: la lunghezza di assorbimento della luce e la lunghezza di scattering nello LXe. L'assorbimento nello Xe è dovuto principalmente alla presenza di impurità (come ad esempio l'acqua), ecco perchè è necessaria una sua concentrazione al di sotto di 0.1 ppb , equivalente ad una lunghezza di assorbimento nello Xe pari a circa 10 m . Con tale

lunghezza di assorbimento, una lunghezza di scattering di 50 cm ed una riflettività del 95%, si raggiunge (nelle simulazioni) un'efficienza nella raccolta di luce di circa il 33% nelle 1.1 ton di LXe [26].

2.3 Contributi al fondo

Uno dei requisiti fondamentali per un esperimento dedicato alla rivelazione di eventi rari come l'interazione di materia oscura, è quello di avere un basso contributo al segnale da parte del fondo. In XENON1T le principali sorgenti di segnale di fondo sono:

- fondo interno, dovuto alla radioattività dei materiali di cui è costituito il rivelatore;
- fondo intrinseco, dovuto agli isotopi radioattivi nello Xenon;
- fondo esterno, derivante dalla radioattività ambientale e da reazioni indotte da muoni cosmici.

2.4 Fondo interno

Un ruolo molto importante è stato svolto dalla campagna di studio e scelta dei materiali, ultrapuri, da utilizzare per realizzazione di XENON1T. A differenza di XENON100, in questo caso si potrà ottenere un fondo minore utilizzando un criostato in titanio anzichè in acciaio inox e saranno utilizzati QUPID i quali, a differenza dei PMT standard, non avendo catene di resistori, riducono il fondo.

Il decadimento gamma di alcuni elementi, ad esempio ^{40}K e ^{60}Co , presenti all'interno dei materiali utilizzati per la TPC può provocare il rinculo di elettroni. Tale fondo può essere ridotto diminuendo il volume fiduciale dello Xenon, utilizzando cioè parte del rivelatore come schermo per il volume più interno. Le simulazioni mostrano che il numero di eventi di fondo di questo tipo è ridotto a $0.07 \text{ ev} \cdot \text{ton}^{-1} \cdot \text{anno}^{-1}$.

Vi è poi una contaminazione dovuta al rinculo nucleare provocato da reazioni del tipo (α, n) che coinvolgono le catene di decadimento di U/Th presenti nel materiale di cui è costituito il rivelatore. Tale contributo al fondo può però essere efficacemente ridotto: tipicamente i neutroni producono multiple scattering, e quindi possono essere facilmente riconosciuti. Il numero atteso di tali eventi è $0.1 \text{ ev} \cdot \text{ton}^{-1} \cdot \text{anno}^{-1}$.

Il livello di fondo totale dal materiale del rivelatore è a questo punto ben al di

sotto del tasso atteso di eventi da WIMPs da 100 GeV di massa con sezione d'urto 10^{-47} cm^2 , il cui valore è di circa $1.1 \text{ ev} \cdot \text{ton}^{-1} \cdot \text{anno}^{-1}$.

2.5 Fondo intrinseco

La principale componente al fondo intrinseco è costituita dalla contaminazione dello Xe da parte del ^{85}Kr , il quale decade β con end point 687 keV e tempo di dimezzamento pari a 10.76 anni, e da parte del Rn (il livello di tali contaminazioni non deve essere maggiore di 1 ppt).

2.5.1 Purificazione dello Xe

Lo Xe che normalmente si trova in commercio presenta una contaminazione da ^{85}Kr al livello di 1 ppm, troppo elevata per poter utilizzare lo Xe direttamente; infatti tale concentrazione deve essere al livello di 1 ppt.

Per ridurre la concentrazione di tale impurità è possibile utilizzare una colonna di distillazione che purifica lo Xe basandosi sulle temperature di ebollizione (120 K per il Kr e 165 K per lo Xe, ad 1 atm), abbassando la concentrazione del Kr a livello di 1 ppt. La velocità di purificazione prevista è di circa 0.6 kg/h.

Si sta studiando anche un metodo di purificazione *on line* dello LXe dal Rn, durante cioè la ricircolazione dello Xe. A tale scopo si pensa di utilizzare atomi di carbonio che sono ottimi assorbitori di Rn. Tale metodo potrebbe però non essere altamente efficiente in quanto il carbonio è un ottimo assorbitore anche di Xe. Una soluzione potrebbe essere quella di effettuare la purificazione a temperature leggermente maggiori di quella di liquefazione. Infatti allo stato gassoso si osserva che la mobilità del Rn è maggiore di quella dello Xe e quindi il primo sarebbe catturato prima dal carbonio, permettendo una purificazione dello Xe.

Anche la presenza di impurità elettronegative può costituire un problema per XENON1T; infatti la TPC ha una regione di drift di circa 95 cm e le impurità elettronegative, quali O_2 e H_2O , devono avere concentrazioni al di sotto di 1 ppm. Inoltre il livello di purezza dello Xe deve essere mantenuto anche nelle fasi successive al riempimento del rivelatore. Dato che lo Xe liquido risulta essere un solvente efficace può catturare impurità a contatto con i materiali che costituiscono il rivelatore stesso.

2.6 Fondo esterno

I principali contributi al fondo esterno derivano da:

- neutroni di bassa energia (< 10 MeV) e gamma dalla roccia e dalla radioattività del calcestruzzo,
- neutroni di alta energia (fino a decine di GeV) prodotti da interazioni di μ cosmici nella roccia o nei materiali che costituiscono il rivelatore.

Per ridurre il fondo dovuto a sorgenti esterne, la TPC sarà posizionata all'interno di un serbatoio (figura 2.11), riempito con acqua ultrapura.

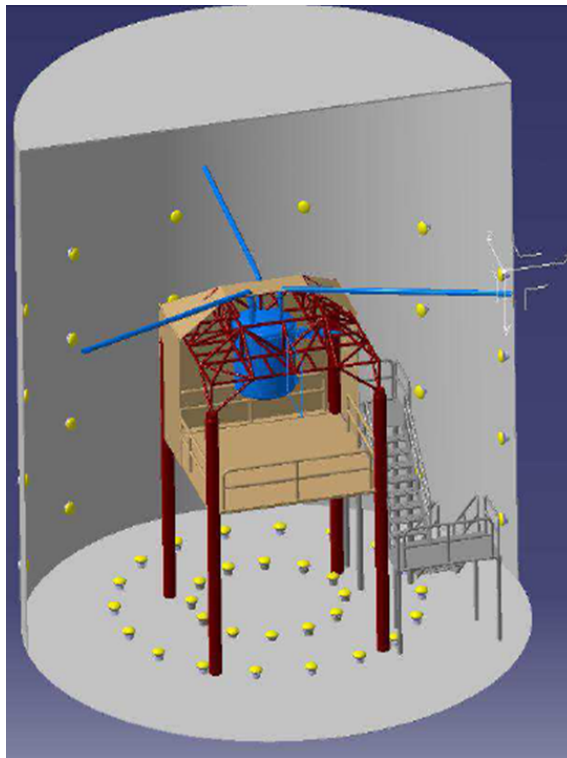


Figura 2.11: Vasca di contenimento per l'esperienza XENON1T.

2.6.1 Neutroni e gamma dalla roccia

In figura 2.12 è riportato il flusso, in funzione dell'energia, dei γ da radioattività ambientale misurato nella sala sperimentale B dei LNGS. Nella stessa figura è riportato il flusso ottenuto, tramite simulazioni MC, al variare dello spessore d'acqua attraversato dai γ .

Quello che si osserva è che uno spessore d'acqua di 3 metri (equivale alla schermatura offerta da uno strato di 20 cm di piombo), permette una

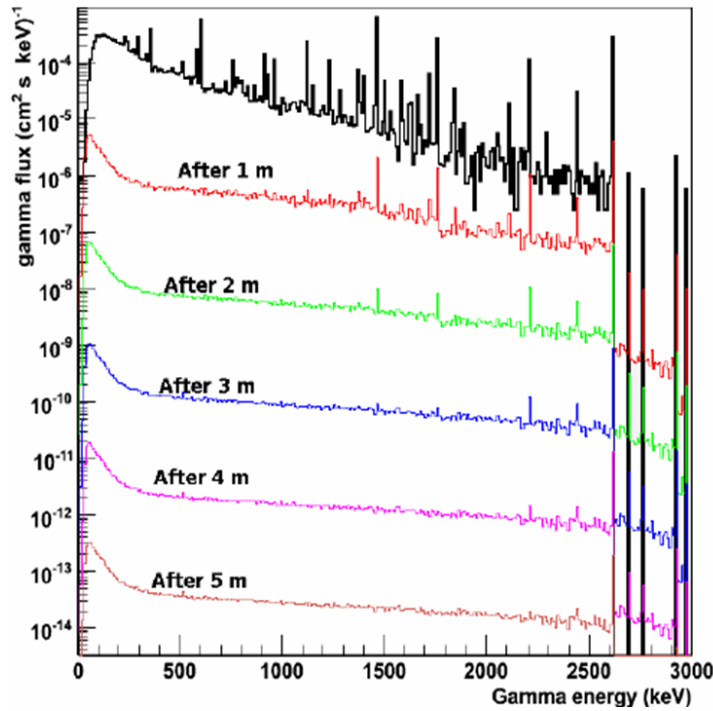


Figura 2.12: Spettro di gamma misurato nella hall B (linea nera) e spettri attesi dopo n metri di acqua attraversati (linee colorate).

riduzione del flusso di γ di un fattore 10^5 . Come si osserva in figura 2.13, uno strato d'acqua di 3 m ed un taglio fiduciale di 10 cm nello strato più esterno dello LXe di XENON1T, permettono di ridurre il fondo dovuto a singoli scattering nell'intero volume di Xe a $0.05 \text{ ev} \cdot \text{ton}^{-1} \cdot \text{anno}^{-1}$.

Tale valore è in accordo con le sensibilità che si vogliono raggiungere con XENON1T.

Uno strato d'acqua di spessore qualche metro, è anche sufficiente a ridurre a livelli trascurabili il contributo al fondo dovuto a neutroni prodotti nella roccia da reazioni (α, n) da parte di ^{238}U e ^{232}Th . Dalla figura 2.14 si osserva che 1 metro d'acqua riduce di un fattore 10^6 il flusso di neutroni di energie dell'ordine del MeV, rendendo il contributo di tale fondo praticamente trascurabile.

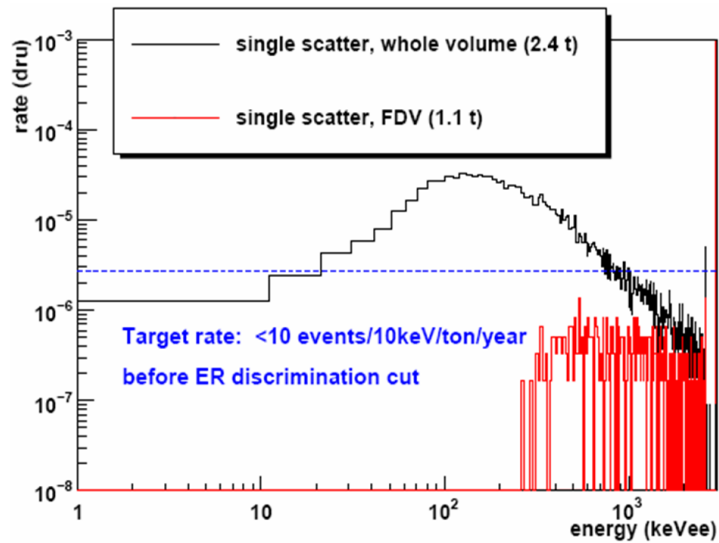


Figura 2.13: Spettro energetico da rinculo di single scattering nell'intero volume di LXe (nero) e nel volume fiduciale (rosso). Valore di fondo massimo desiderato, linea blu tratteggiata.

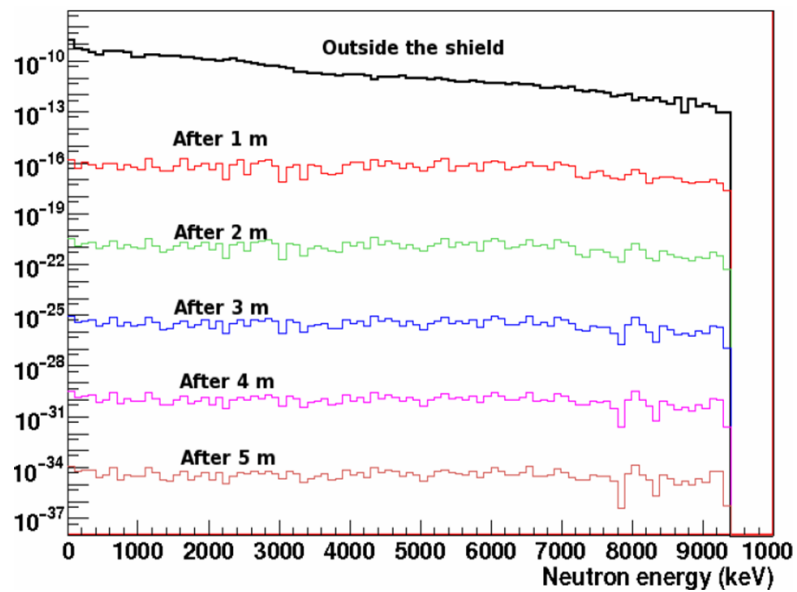


Figura 2.14: Spettro energetico di neutroni da calcestruzzo (linea nera), spettro energetico simulato di neutroni dopo n metri d'acqua (linee colorate).

2.6.2 Neutroni indotti da muoni

Vi sono poi neutroni (la cui energia può essere anche dell'ordine delle decine di GeV) prodotti da reazioni di spallazione o da sciami dovuti a muoni cosmici. Tali neutroni possono penetrare lo spessore d'acqua e giungere nella TPC dando luogo ad eventi che potrebbero simulare l'interazione di una WIMP, figura 2.15.

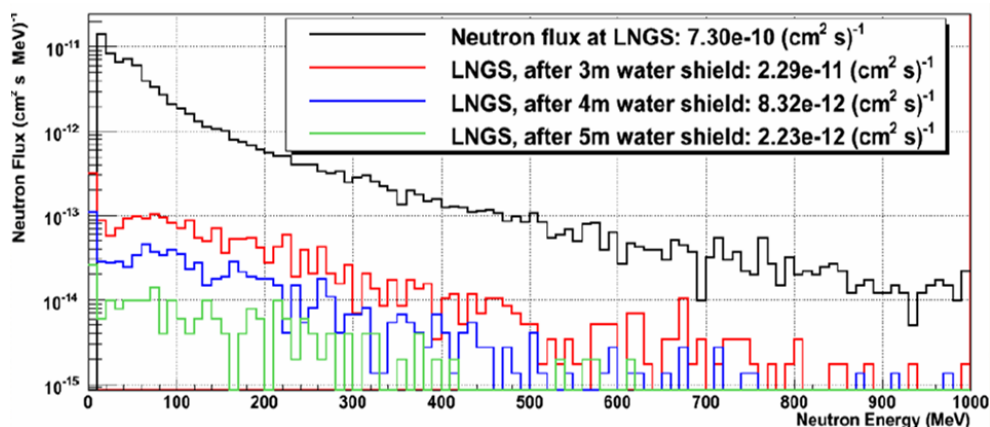


Figura 2.15: Spettro energetico di neutroni indotti da muoni nella roccia ai LNGS (linea nera). Spettro energetico dei neutroni che sopravvivono dopo uno spessore d'acqua di 3, 4 e 5 m (linee colorate).

Per ridurre tale fondo si è utilizzata l'acqua, oltre che come mezzo schermante, come emettitore Čerenkov. In questo caso si cerca di rivelare il muone che ha indotto il neutrone, attraverso la rivelazione della radiazione che esso emette quando attraversa l'acqua.

Tali neutroni, indotti da μ , possono propagarsi dalla roccia nella hall anche a grandi angoli (vedi capitolo 3) rispetto alla traccia del muone che li ha generati. Per cui vi sono eventi in cui il muone non passa all'interno del serbatoio, senza quindi produrre luce Čerenkov che ne permetterebbe la rivelazione, ma il neutrone sì. In tali eventi l'identificazione del neutrone risulta più complessa.

Le simulazioni evidenziano che variando da 3 a 5 m lo spessore dello strato d'acqua attorno al criostato, dal 96% al 99.5% dei neutroni sono moderati e fermati. Con uno spessore d'acqua di 4 m, si ottiene una riduzione del flusso di neutroni al 1.1% di quello uscente dalla roccia. Propagando le tracce dei neutroni superstiti all'interno dello LXe si ottiene un numero di eventi di single scattering pari a $0.15 \text{ ev} \cdot \text{ton}^{-1} \cdot \text{anno}^{-1}$ all'interno del volume fiduciale.

Un tale fondo è ben al di sotto del segnale atteso da WIMPs di 100 GeV assumendo una sezione d'urto pari a circa 10^{-47} cm^2 .

I neutroni infine possono essere prodotti dai muoni, nei materiali che costituiscono il rivelatore stesso. Questi neutroni possono essere estremamente pericolosi nel caso in cui il muone non sia identificato per via di una inefficienza nella rivelazione della luce Čerenkov. Da simulazioni MC si è osservato che la maggior parte dei neutroni di questo tipo è prodotta nel criostato e con il taglio per il volume fiduciale (1.1 ton di LXe) si ottiene un totale di 0.18 eventi di single scattering da neutroni all'anno (fig. 2.16).

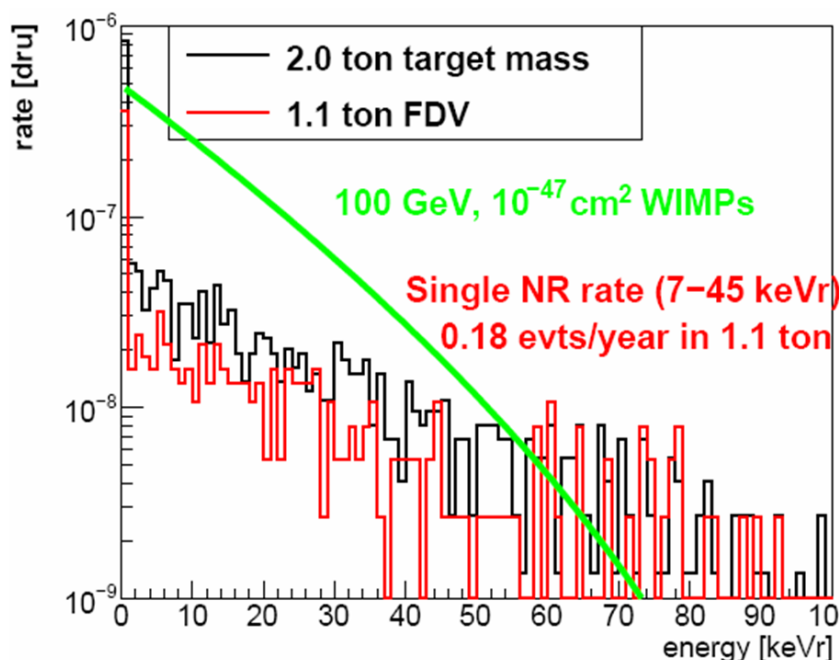


Figura 2.16: Spettro energetico di rinculo da single scattering in 2 ton (linea nera) e 1.1 ton (linea rossa) prodotto da neutroni indotti da muoni nel criostato. La linea verde mostra lo spettro atteso in eventi da WIMPs da 100 GeV con $\sigma \sim 10^{-47} \text{ cm}^2$.

Si può dunque affermare che uno strato d'acqua di spessore 4 m è sufficiente per ridurre il fondo da gamma e neutroni di varia origine, al di sotto dei livelli desiderati.

Per rivelare la luce Čerenkov, sulla superficie laterale ed inferiore della water tank saranno disposti dei fotomoltiplicatori, Hamamatsu R5912ASSY. Alcuni PMT saranno disposti in anelli lungo la superficie laterale mentre al-

tri verranno posizionati sul fondo. La configurazione finale di questi elementi è tutt'ora sotto analisi attraverso simulazioni MC.

Al fine di massimizzare l'efficienza di rivelazione dei μ che attraversano il serbatoio, l'intera superficie interna del serbatoio, sarà ricoperta con un materiale riflettente, VM2000, il quale oltre ad avere funzione riflettente è anche uno spostatore di lunghezza d'onda. Tale caratteristica permetterà di ottimizzare la rivelazione della luce Čherenkov.

Capitolo 3

Simulazione Monte Carlo dei neutroni indotti da muoni

In un esperimento come XENON1T, in cui si cerca di osservare e misurare l'energia di rinculo di nuclei interagenti con WIMP, i neutroni possono dar luogo ad urti in grado di simulare il segnale da materia oscura. Per tale motivo è necessaria una simulazione in grado di fornire sia una stima della frequenza attesa di tali eventi sia una modalità di identificazione. I neutroni più penetranti sono essenzialmente prodotti da muoni, unici componenti dei raggi cosmici in grado di attraversare lo strato di roccia del Gran Sasso e giungere così nella hall dove è situato il rivelatore, che generano sciami ed interagiscono col materiale circostante producendo neutroni, assieme ovviamente ad altre particelle.

È quindi di fondamentale importanza riuscire a determinare l'efficienza del sistema nel riconoscere eventi da neutroni.

Per tale scopo sono state effettuate molte simulazioni, utilizzando GEANT4, in cui sono state prese in considerazione le caratteristiche dei muoni presso i LNGS e si sono opportunamente attivati tutti i processi in grado di produrre neutroni all'interno degli sciami elettromagnetici ed adronici.

L'obiettivo di tale analisi è, in particolare, la stima dell'efficienza nell'abbattimento del fondo dovuto ad eventi generati da neutroni indotti da muoni. Per raggiungere tale obiettivo è quindi necessario uno studio delle caratteristiche come energia, traiettoria, ecc..., dei neutroni e dei muoni.

Nella simulazione si è descritta accuratamente la geometria del setup sperimentale: una sala lunga 100 m, larga 20 m ed alta 15 m, circondata da uno spessore di roccia di almeno 5 m. Al centro della sala è posto il serbatoio di acqua, di diametro 10 m e altrettanto di altezza, al cui centro è inserito il criostato con la TPC, contenente il volume sensibile di LXe.

3.1 Generazione dei μ

Il campione di dati simulati ed analizzati è composto da circa 200 milioni di eventi, che corrispondono ad un tempo totale di acquisizione dati pari a circa 6 anni e 10 mesi (2487 giorni). Il tempo d'osservazione è stato calcolato mediante la relazione:

$$T = \frac{N}{A \cdot \phi}, \quad (3.1)$$

dove N è il numero totale di eventi simulati, A è l'area totale, pari a circa $2.827 \cdot 10^3 \text{ cm}^2$, su cui vengono generati i μ , mentre ϕ è il flusso misurato, espresso in $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, di muoni al Gran Sasso ed è pari a $\sim 0.3265 \cdot 10^{-7} \mu/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$.

Come zona di generazione dei μ abbiamo considerato un cerchio di raggio pari a 30 metri. La densità di muoni per unità di superficie, risulta essere costante con l'aumentare della distanza dal centro del cerchio di generazione. L'uniformità di tale distribuzione è mostrata in figura 3.1.

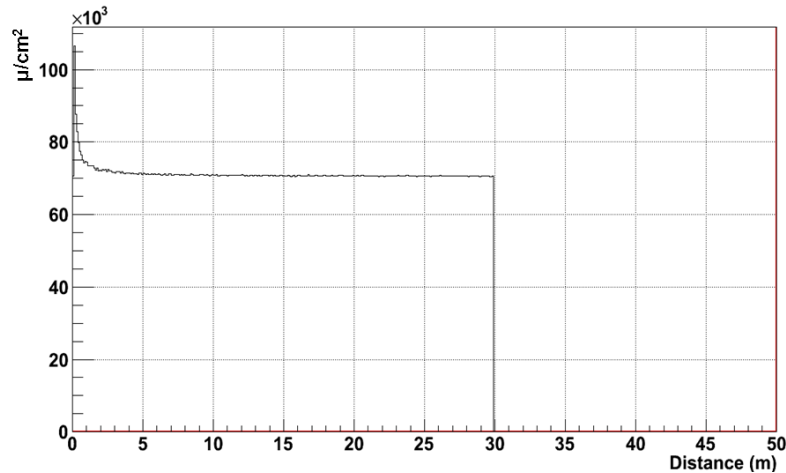


Figura 3.1: Distanza dei μ generati, dall'origine del sistema di riferimento.

Come primo apsetto, abbiamo analizzato lo spettro energetico dei muoni. Tale distribuzione è ottenuta tramite un programma di simulazione chiamato MUSUN, il quale utilizza i risultati dell'esperimento LVD, per produrre il corretto spettro energetico (figura 3.2) e angolare dei muoni alla profondità dei laboratori del Gran Sasso. Il valor medio dell'energia, per i muoni cosmici che entrano nella sala sperimentale dei LNGS dove sarà posizionato il rivelatore XENON1T, risulta pari a $\sim 270 \text{ GeV}$. Abbiamo utilizzato le

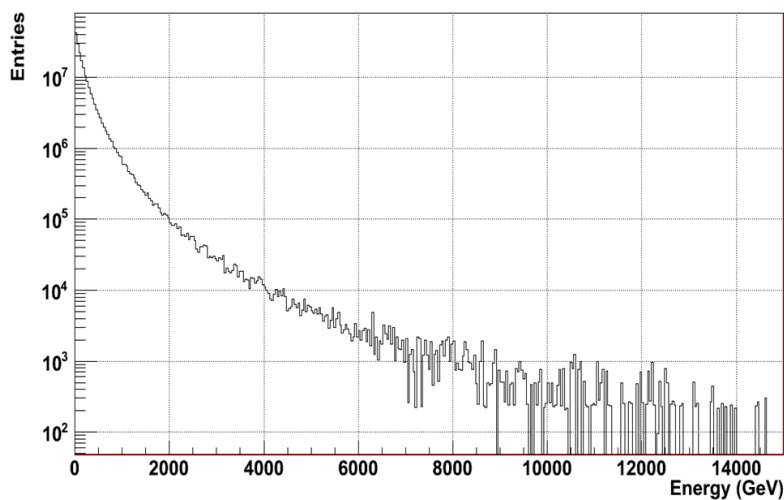


Figura 3.2: Distribuzione di energia dei μ generati.

”Physics list” di GEANT4, chiamate QGSP_BIC_HP, che meglio riproducono lo sviluppo degli sciami adronici ed elettromagnetici (e per tale scopo sono anche utilizzate per le simulazioni dei calorimetri degli apparati ATLAS e CMS ad LHC). Tali librerie sono considerate molto adatte per descrivere la produzione di neutroni negli sciami prodotti dai muoni.

3.2 Analisi eventi da neutroni

Una volta generati i muoni primari e fatti sviluppare completamente tutti gli sciami prodotti, abbiamo registrato le caratteristiche (posizione, momento, energia, tempo) dei neutroni in diverse posizioni notevoli: all’ingresso della sala sperimentale, all’esterno della water tank, all’esterno del criostato.

Il primo passo nell’analisi delle caratteristiche dei neutroni è considerare la distribuzione dei loro punti d’impatto sull’interfaccia roccia-aria, che separa la roccia dalla sala sperimentale. Le figure 3.3 e 3.4 mostrano i risultati di tale analisi in tre prospettive diverse, in cui il sistema di riferimento è così definito:

- l’asse x è l’asse trasversale alla sala sperimentale;
- l’asse y è l’asse longitudinale;
- l’asse z è l’altezza .

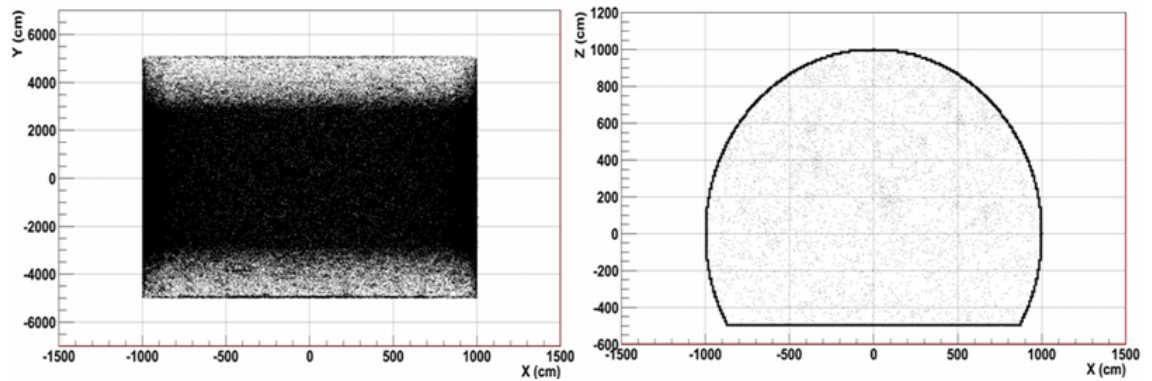


Figura 3.3: Distribuzione dei punti d'impatto dei neutroni sulla superficie roccia-aria nel piano xy (sinistra) e nel piano xz (destra).

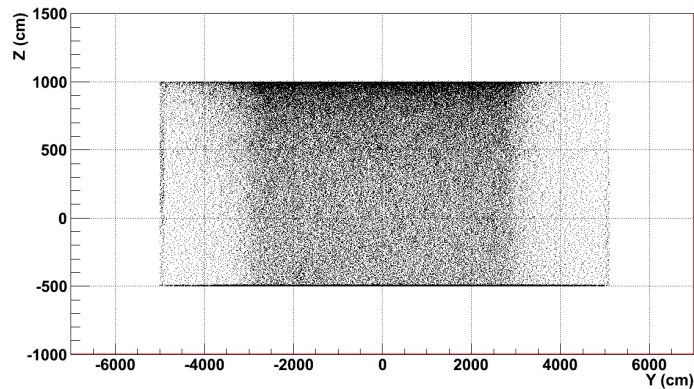


Figura 3.4: Distribuzione dei punti d'impatto dei neutroni sulla superficie roccia-aria nel piano yz.

Come illustrato nel paragrafo 2.6, per ridurre tale fondo è stato progettato un sistema di schermatura costituito da una vasca (water tank) riempita con acqua ultrapura. Oltre a servire come moderatore per i neutroni, l'acqua sarà utilizzata anche come mezzo di emissione di luce Čerenkov per i muoni, fungendo così da veto per tali particelle. In questo modo sarà possibile identificare eventi nel rivelatore come dovuti a neutroni indotti da muoni, rivelando la luce che questi ultimi emettono nel passaggio nell'acqua. Tuttavia i neutroni di alta energia possono essere generati anche a grandi angoli rispetto alla traiettoria del muone, il che potrebbe portare ad eventi in cui il neutrone entra nella water tank mentre il muone no.

È quindi importante l'analisi dello spettro energetico e della distribuzione angolare delle traiettorie dei neutroni rispetto a quelle dei muoni che li hanno generati. I risultati di tale analisi, all'interfaccia roccia-aria, sono mostrati in figura 3.5 ed in figura 3.6 (sinistra). Sulla base della distribuzione angolare, possiamo anche ricavare la distanza tra le traiettorie di neutroni e muoni sempre all'interfaccia roccia-aria (figura 3.6, destra).

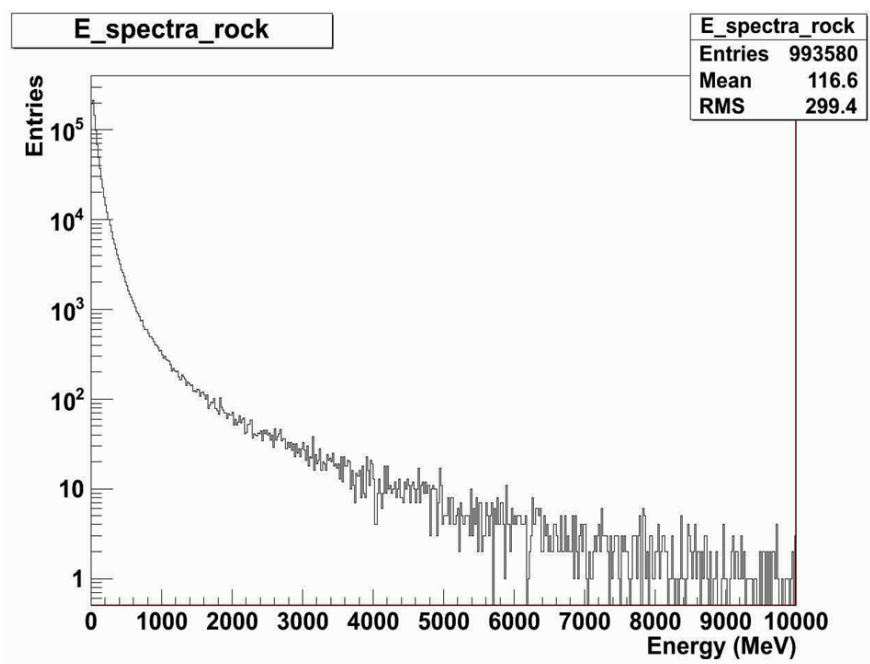


Figura 3.5: Spettro energetico dei neutroni che attraversano la superficie roccia-aria.

Come si può osservare dalla figura 3.6 (sinistra), i neutroni sono principalmente diretti in avanti rispetto alla traiettoria dei muoni, mentre sono circa il 30% quelli diretti all'indietro.

Il passo successivo dell'analisi è lo studio dei neutroni che prodotti nella roccia giungono alla superficie della water tank per poi entrare in acqua. Appartengono, infatti, a questa classe i neutroni che potrebbero giungere fino al rivelatore e produrre un segnale.

La distribuzione dei punti d'impatto dei neutroni sulla water tank sono mostrati nelle figure 3.7 e 3.8, in cui la convenzione per gli assi coordinati è la stessa usata nelle figure 3.3 e 3.4.

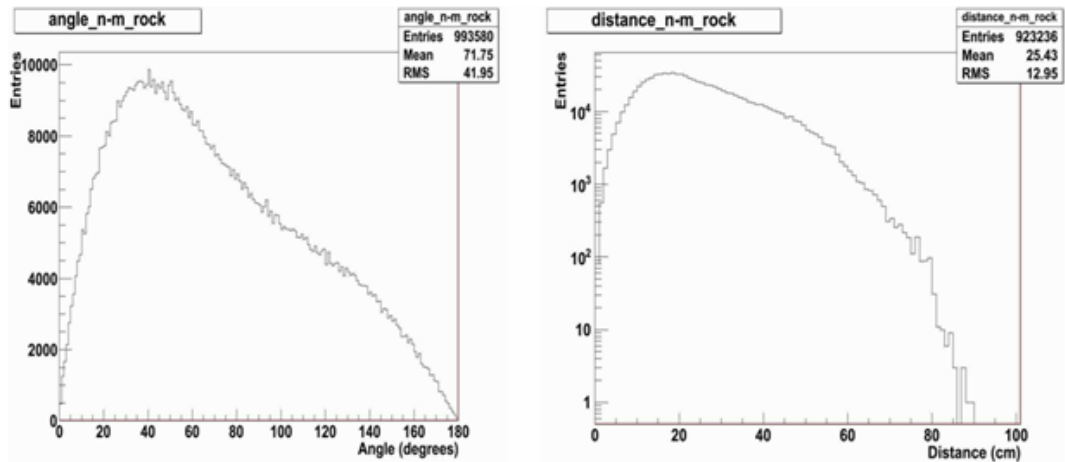


Figura 3.6: Angolo nello spazio (sinistra) e distanza (destra) tra le traiettorie di muoni e neutroni associati.

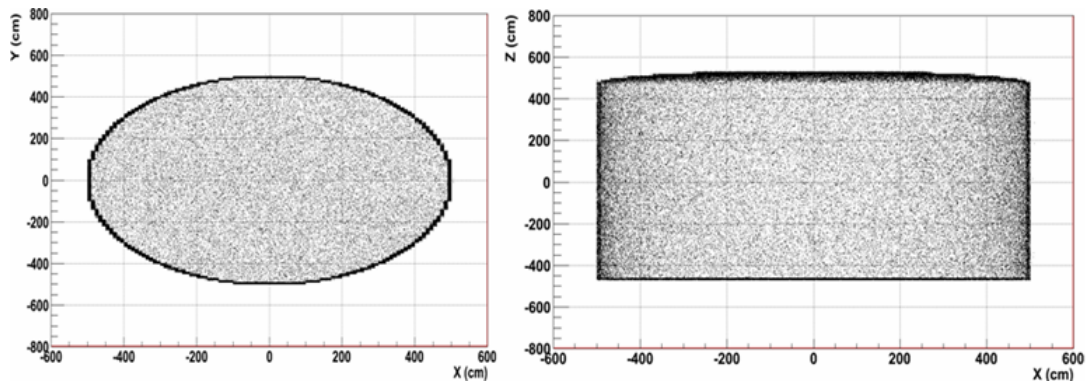


Figura 3.7: Distribuzione dei punti d'impatto dei neutroni sulla water tank nel piano xy (sinistra) e nel piano xz (destra).

Quando i muoni, associati a neutroni che entrano in acqua, passano anch'essi all'interno della water tank, risulta possibile l'identificazione dei neutroni attraverso la rivelazione della luce Čerenkov emessa dai μ .

Dall'analisi della simulazione, in cui sono stati considerati diversi valori del raggio della water tank, risulta che aumentando il raggio aumenta l'efficienza di identificazione dei neutroni, poichè aumenta il numero di muoni che attraversano il volume d'acqua e che generano quindi luce rivelabile.

I risultati di tale studio sono mostrati in tabella 3.1.

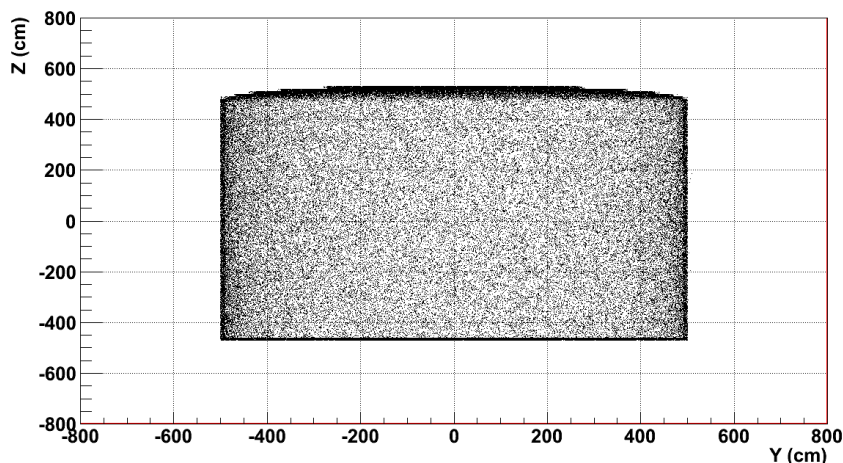


Figura 3.8: Distribuzione dei punti d’impatto dei neutroni sulla water tank nel piano yz.

Water Tank radius (cm)	Efficiency
200	15.0%
300	18.9%
400	25.2%
500	32%
600	41.7%

Tabella 3.1: Efficienza di identificazione di neutroni attraverso rivelazione di luce Čerenkov, per diversi valori del raggio della water tank.

È poi da considerare il caso in cui i neutroni entrano nella water tank mentre i rispettivi muoni non la attraversano. Nasce quindi il problema di identificazione di questa classe di neutroni.

Lo spettro energetico di tali neutroni è mostrato in figura 3.9 (sinistra), mentre la loro distribuzione angolare, rispetto ai muoni che li hanno generati, è mostrata in figura 3.9 (destra).

Date le caratteristiche dei muoni simulati, possiamo ricavare che i neutroni che giungono alla superficie della water tank (assunta di raggio pari a 5 m), sono circa l’11% di quelli uscenti dall’interfaccia roccia-aria: data l’elevata percentuale, è quindi necessario identificare tali neutroni. A tale scopo sono state considerate altre caratteristiche degli eventi di generazione di particelle da parte di muoni cosmici.

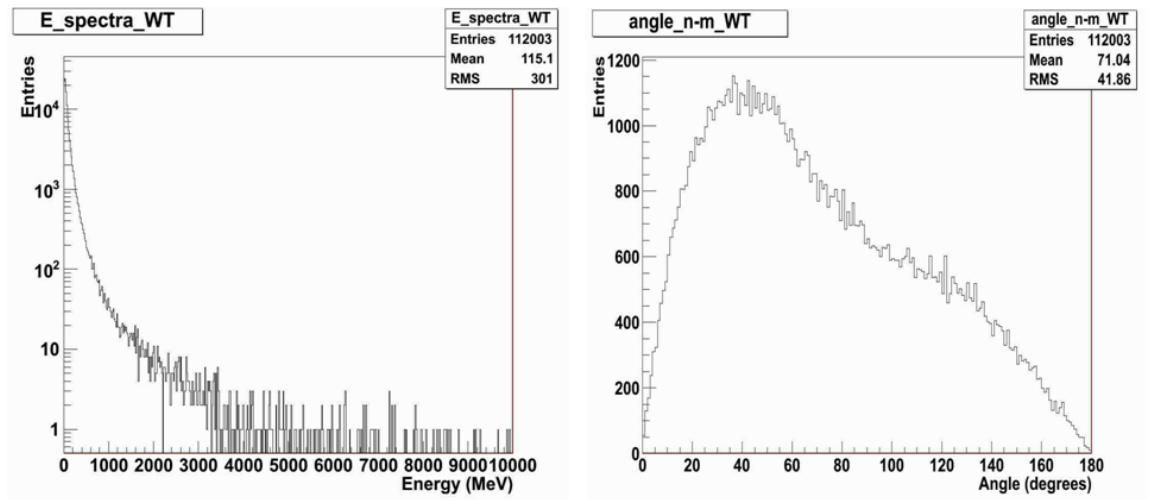


Figura 3.9: A sinistra, spettro energetico dei neutroni che entrano in acqua. A destra, angolo nello spazio tra le trietteorie di muonie neutroni associati che entrano in acqua.

In questo caso, poichè il μ non passa in acqua, abbiamo deciso di utilizzare la luce Čherenkov di tutte le altre particelle cariche generate dai muoni assieme ai neutroni.

A questo scopo abbiamo utilizzato una variabile chiamata *TotPathWater*, la quale per ogni evento fornisce la somma dei cammini in acqua di tutte le particelle cariche sopra soglia Čherenkov, appartenenti allo stesso evento del neutrone in questione, ed è quindi correlata alla quantità totale di luce prodotta.

Consideriamo rivelabili quegli eventi che presentano un *TotPathWater* maggiore di 1 m. Tali eventi risultano essere circa il 25% di quelli che presentano un neutrone che attraversa la water tank, mentre il muone che lo ha generato non passa in acqua.

Dall'analisi svolta risulta quindi che l'efficienza di identificazione dei neutroni che entrano in acqua, considerando sia gli eventi relativi a muoni che entrano nella water tank (di raggio 5 m) sia quelli nei quali i μ non la attraversano, è pari a circa il 57%.

È stata infine determinata la riduzione del flusso di neutroni che dalla water tank, giungono all'interno del criostato. Per ricavare tale attenuazione calcoliamo il rapporto tra i flussi di tali particelle sulla water tank, cilindro equilatero di raggio circa 5 m, e sul criostato, cilindro di altezza 165 cm e raggio 62.5 cm.

Sulla water tank si hanno $1.1 \cdot 10^{-10}$ neutroni/cm²/s, che si riducono sul criostato a $8 \cdot 10^{-13}$ neutroni/cm²/s.

Otteniamo quindi una riduzione del flusso di neutroni, tramite l'utilizzo dell'acqua come schermatura, di circa due ordini di grandezza.

La figura 3.10 mostra le caratteristiche dei neutroni che, penetrando lo spessore di acqua, giungono fino al criostato.

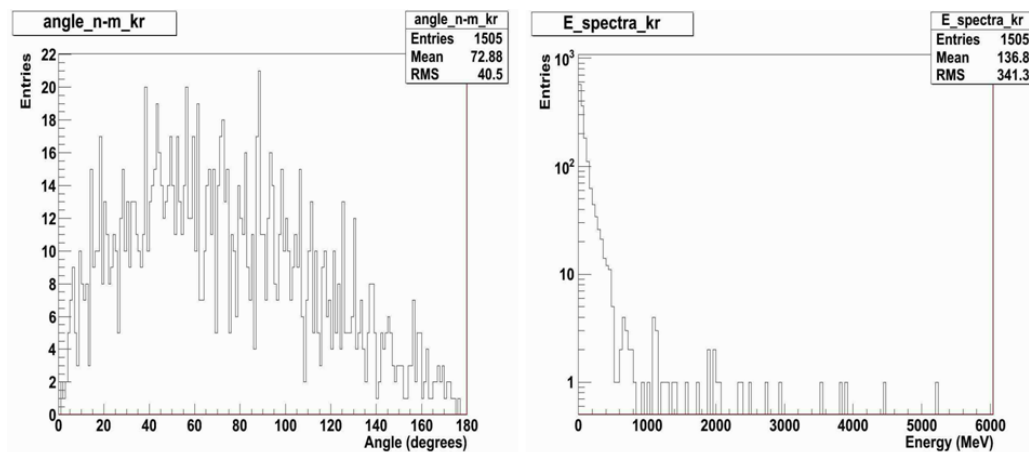


Figura 3.10: A sinistra, angolo nello spazio tra le traiettorie dei neutroni che entrano nel rivelatore e le traiettorie dei muoni. A destra, spettro energetico dei neutroni che entrano nel criostato.

Capitolo 4

Test dei fotomoltiplicatori per il veto di μ dell'esperimento XENON1T

Il rivelatore XENON1T sarà posizionato, per mezzo di un'opportuna struttura di sostegno, al centro di una vasca "water tank" cilindrica (diametro 10 m, altezza 10 m) riempita con acqua ultrapura ed equipaggiata con fotomoltiplicatori (figura 2.11). La water tank ha la funzione di schermo passivo dal fondo dovuto a γ e n di bassa energia, ma anche di schermo attivo o veto per i μ cosmici: infatti i μ che attraversano la water tank producono radiazione Čerenkov che può essere rivelata per mezzo dei fotomoltiplicatori. Ciò permette di riconoscere eventuali segnali nel rivelatore, in coincidenza con un segnale nei PMT della water tank, come dovuti a neutroni prodotti da muoni.

Nel seguito presenterò i risultati del test dei PMT del veto dei μ effettuati presso i laboratori della Sezione INFN di Bologna.

4.1 Fotomoltiplicatori (PMT)

I fototubi, figura 4.1, sono stati i primi rivelatori di luce ad essere costruiti [27]. Sono costituiti da:

- un fotocatodo, che ne rappresenta la superficie sensibile;
- una serie di dinodi, composti da materiali ad alta emissione che servono per l'amplificazione del segnale;
- un anodo, dal quale è prelevato il segnale.

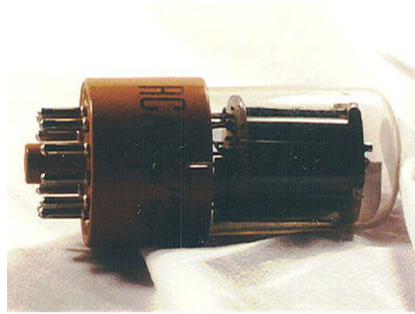


Figura 4.1: Esempio di fototubo.

Tali dispositivi sfruttano l'effetto fotoelettrico: quando un fotone colpisce il fotocatodo, è emesso un fotoelettrone (con una energia cinetica pari all'energia del fotone meno il lavoro di estrazione del materiale utilizzato per realizzare il fotocatodo). Fornendo una tensione di alimentazione al fotomoltiplicatore e grazie ad un opportuno partitore resistivo, fotocatodo e dinodi sono mantenuti ad una tensione crescente ed i fotoelettroni accelerati, incidendo sui dinodi, estraggono mediamente da 2 a 5 elettroni secondari, amplificando il segnale (figura 4.2 sinistra), che può essere prelevato all'anodo.

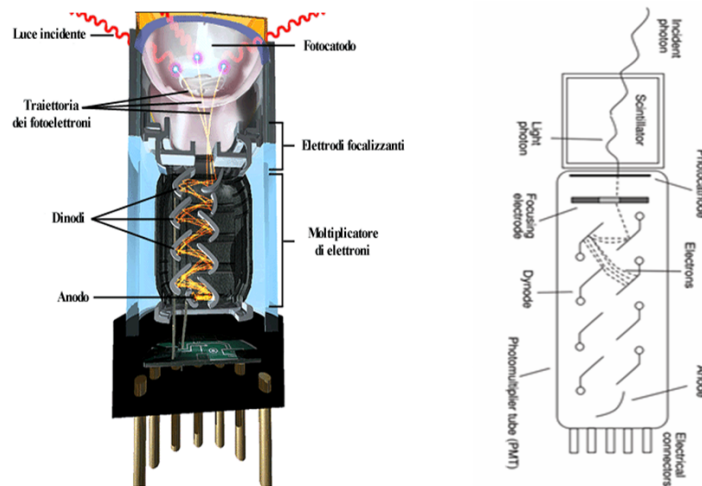


Figura 4.2: Schema di funzionamento di un PMT (sinistra). Schema di un PMT accoppiato ad uno scintillatore (destra).

Di particolare importanza è il sistema di focalizzazione sul primo dinodo,

che deve essere in grado di focalizzare similmente elettroni prodotti in diversi punti del fotocatodo, così da avere uniformità di risposta del PMT.

Di solito i fotomoltiplicatori sono accoppiati a scintillatori dai quali raccolgono luce per produrre il segnale, come mostrato schematicamente in figura 4.2 (destra).

Generalmente il sistema di amplificazione è tale da produrre una corrente misurata direttamente proporzionale al numero di fotoni incidenti.

Si definisce guadagno G il numero di elettroni raccolti all'anodo per singolo fotoelettrone emesso al catodo. Questo è funzione del numero di dinodi, del guadagno per singolo dinodo (δ) e della tensione applicata. Avremo:

$$\delta \propto V_{dinodo}^{\alpha}, \quad (4.1)$$

dove V_{dinodo} rappresenta la tensione applicata ad un singolo stadio e α è un fattore ($0.7 \leq \alpha \leq 0.8$) che tiene conto degli elettroni che non sono raccolti all'anodo. Il guadagno totale vale quindi:

$$G = \prod_{i=1}^n \delta_i. \quad (4.2)$$

Nel caso in cui δ sia uguale per tutti i dinodi si ha:

$$G = \delta^n = [AV_{dinodo}^{\alpha}]^n = \frac{A^n}{(n+1)^{\alpha n}} V^{\alpha n} \propto V^{\alpha n} \quad (4.3)$$

con A costante di proporzionalità, n numero di stadi e V tensione fra anodo e catodo:

$$V = V_{dinodo}(n+1). \quad (4.4)$$

L'intensità del segnale ottenibile con tali dispositivi, aumenta con l'aumentare della tensione di alimentazione, fino ad ottenere guadagni dell'ordine di circa $10^6 \div 10^8$ per fotomoltiplicatori composti da 10 a 14 stadi (dinodi).

La risposta temporale di un PMT dipende quasi esclusivamente dal processo di moltiplicazione elettronica: l'emissione secondaria è un processo statistico e anche se la durata temporale dell'impulso iniziale è trascurabile, il segnale di output presenta una certa dispersione. È da sottolineare, infine, che i PMT dovrebbero avere un basso rumore caratteristico, un'elevata velocità di risposta ($<$ di qualche ns) ed elevata sensibilità per un ampio spettro di lunghezze d'onda (da 100 a 400 nm). Oltre al guadagno ed alla velocità di risposta, un'altra importante caratteristica di un PMT è l'efficienza quantica (QE). Tale quantità è una misura dell'efficienza di conversione della luce, ovvero di fotoni, in fotoelettroni. La QE è funzione della lunghezza della radiazione incidente e tipicamente presenta un picco per un particolare range

di λ , per poi decrescere per altri valori della lunghezza d'onda. Tipi diversi di fotocatodi presentano picchi a diverse λ . A seconda della lunghezza d'onda della radiazione che si vuole rivelare, sono scelti PMT che presentino una QE proprio in accordo con la lunghezza d'onda dei fotoni che si vogliono rivelare.

4.2 I PMT del veto di muoni per XENON1T

I fotomoltiplicatori che saranno utilizzati nel veto di μ dell'esperimento XENON1T sono gli Hamamatsu R5912ASSY (figura 4.3); sono dotati di un fotocatodo bialcane di superficie emisferica con diametro di 20 cm e sono realizzati in modo da poter operare anche in acqua.

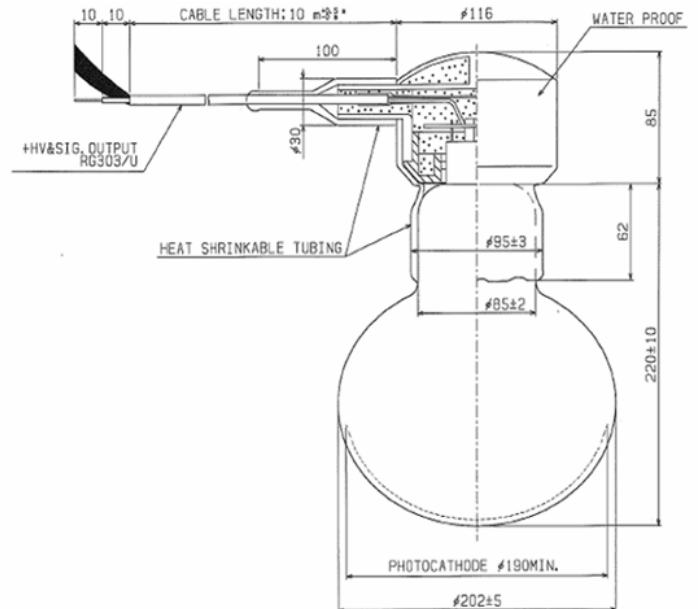


Figura 4.3: Immagine del PMT utilizzato (sinistra) e schema del PMT a singolo cavo nella configurazione finale (destra): dalla figura è possibile notare la base a tenuta stagna per operazioni in acqua.

Tali PMT permettono di rivelare fotoni con λ compresa tra 300 e 650 nm, con un picco di efficienza quantica pari a circa il 30%, per lunghezze d'onda prossime alla radiazione blu (figura 4.4).

Gli obiettivi principali dei test eseguiti sono la misura della curva di guadag-

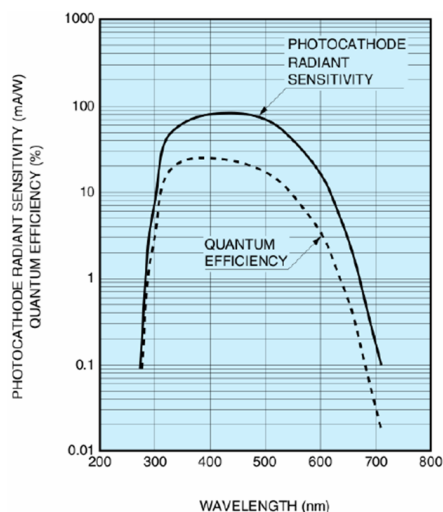


Figura 4.4: Efficienza quantica dei fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912Assy.

no e dei conteggi di dark current. I test sono stati effettuati in due diverse configurazioni dei PMT:

- PMT a singolo cavo, in cui segnale ed alimentazione transitano sullo stesso cavo (figura 4.3, destra);
- PMT a doppio cavo, nel quale sono previsti due cavi separati per segnale ed alimentazione.

Entrambe le configurazioni testate sono equipaggiate con 20 metri di cavo. Per il PMT a singolo cavo è stato necessario realizzare un circuito separatore per disaccoppiare il segnale dall'alimentazione (figura 4.5).

Il test con cavo singolo e doppio è servito per determinare se vi fossero differenze nel comportamento nelle due configurazioni.

In tabella 4.1 sono riportate alcune caratteristiche dei PMT dichiarate nel datasheet fornito dal costruttore [28].

PMT	V per $G = 1 \cdot 10^7$	Rapporto P/V	Dark counts (s^{-1})
Singolo cavo	1410 V	2.63	5700.0
Doppio cavo	1380 V	3.09	7100.0

Tabella 4.1: Caratteristiche dei PMT riportate nel datasheet.

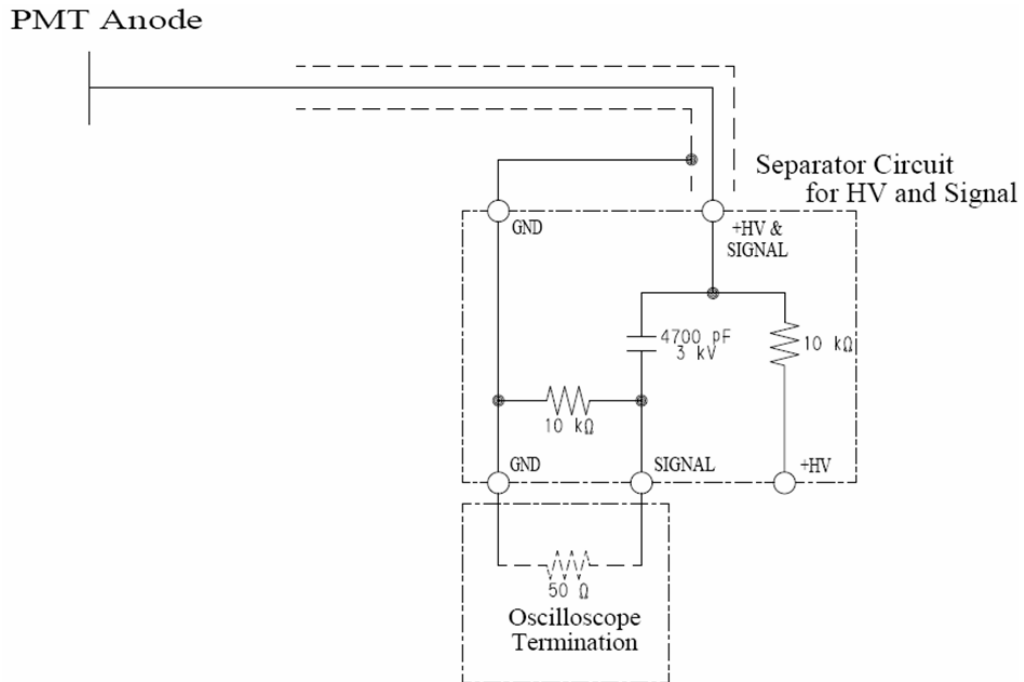


Figura 4.5: Circuito separatore del PMT singolo cavo.

4.3 Misura della curva di guadagno

La curva di guadagno fornisce la risposta del PMT all'emissione di un singolo elettrone (fotoelettrone) al fotocatodo in funzione della tensione di alimentazione del PMT. Il sistema di moltiplicazione (dinodi) dovrebbe idealmente fornire un guadagno costante per ogni elettrone ma la natura statistica del processo di emissione produce fluttuazioni nel guadagno. Per valutare tali fluttuazioni si analizza lo spettro di singolo fotoelettrone cioè lo spettro in carica raccolta all'anodo quando vi è emissione di un singolo fotoelettrone al fotocatodo. La misura del guadagno prevede quindi di inviare al PMT un impulso di luce di bassa intensità in modo che la probabilità che più di un fotoelettrone entri nella catena di moltiplicazione sia molto bassa.

4.3.1 Setup sperimentale

Il setup utilizzato nelle misure effettuate è quello mostrato schematicamente in figura 4.6. Per illuminare il PMT è stato utilizzato un sistema LED blu + fibra ottica, posti all'interno di una scatola oscura assieme al PMT, attivato da un segnale TTL. La durata del segnale TTL determina il tempo di

emissione del LED stesso e quindi la quantità di luce emessa.

Il segnale TTL è stato generato utilizzando una DUAL TIMER (CAEN mod. N93B), la quale permette di regolare la lunghezza di tale impulso. La DUAL TIMER genera anche il segnale di trigger per l'ADC (CAEN mod. V1724) che misura la carica raccolta all'anodo del PMT.

Il segnale in uscita dal PMT è inviato ad un FAN-IN/FAN-OUT (CAEN mod. N625), in modo da inviare il segnale, oltre che all'ADC, anche all'oscilloscopio.

Per prima cosa abbiamo cercato di determinare la durata del segnale di trigger al LED che ci permettesse di osservare lo spettro di singolo fotoelettrone (SPE).

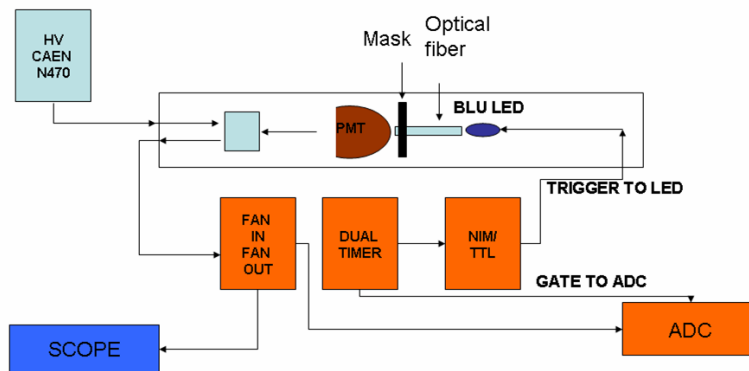


Figura 4.6: Setup sperimentale utilizzato per le misure di guadagno del PMT a singolo cavo.

Scelta una tensione di lavoro del PMT abbiamo diminuito gradualmente la durata del trigger TTL del LED. Abbiamo quindi effettuato vari run di acquisizione: gli spettri in carica misurati con l'ADC presentano un picco di piedistallo ed un secondo picco; diminuendo la durata del segnale di trigger del LED, il secondo picco si sposta verso il piedistallo e, giunto ad una certa distanza da esso, si abbassa: lo spostamento verso sinistra indica che riducendo la luce sul PMT diminuisce il numero di fotoelettroni generati, e quindi la carica raccolta all'anodo, mentre la diminuzione dell'altezza del picco è legata al fatto che si hanno meno eventi con singolo fotoelettrone. In figura 4.7 è mostrato l'andamento degli spettri al diminuire della durata dell'impulso al LED.

Sulla base delle misure effettuate abbiamo deciso di utilizzare un segnale con trigger di durata pari a 25.6 ns (curva rossa in figura 4.7).

Scelto il valore opportuno della durata del trigger, abbiamo poi ripetuto la

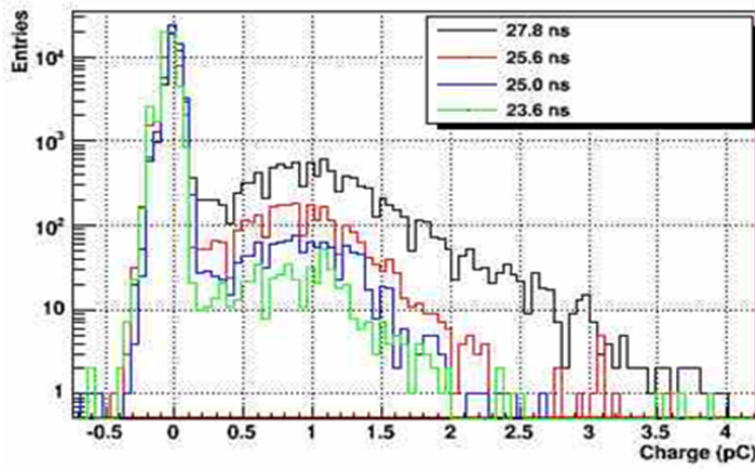


Figura 4.7: Spettri in carica misurati al variare della lunghezza del trigger.

misura dello spettro di singolo fotoelettrone a diverse tensioni di lavoro dei PMT (singolo e doppio cavo).

4.3.2 Risultati dei test

Per ottenere la curva di guadagno, sono stati misurati 5 valori del guadagno per 5 diverse tensioni di alimentazione dei PMT (da 1400 V a 1600 V con passo 50 V). Gli spettri di singolo fotoelettrone per il PMT a singolo cavo sono riportati nelle figure 4.8, 4.9 e 4.10, mentre per il PMT a doppio cavo sono riportati nelle figure 4.11, 4.12 e 4.13.

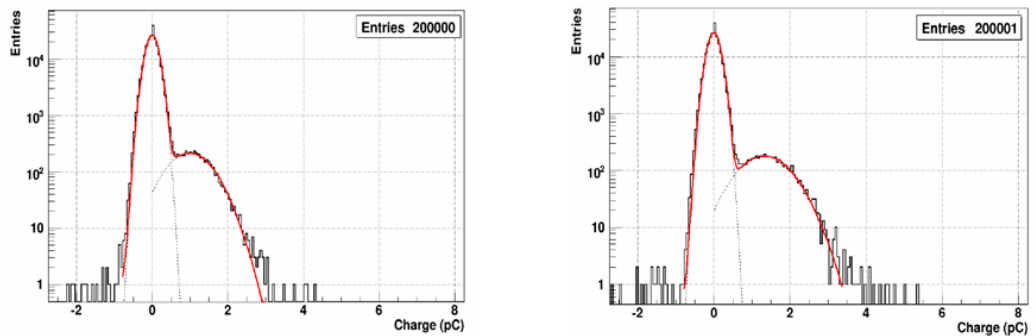


Figura 4.8: Spettro di singolo fotoelettrone alla tensione di 1400 V (sinistra) ed a 1450 V (destra) del PMT a singolo cavo.

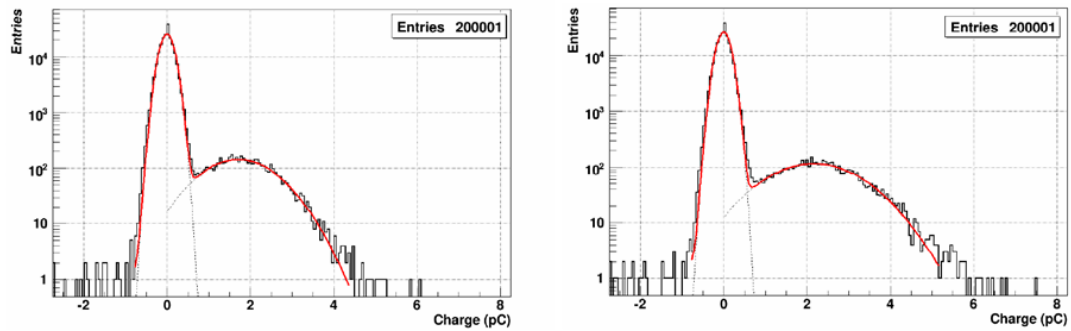


Figura 4.9: Spettro di singolo fotoelettrone alla tensione di 1500 V (sinistra) ed a 1550 V (destra) per PMT a singolo cavo.

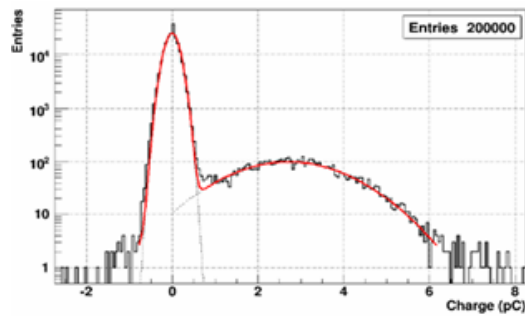


Figura 4.10: Spettro di singolo fotoelettrone alla tensione di 1600 V.

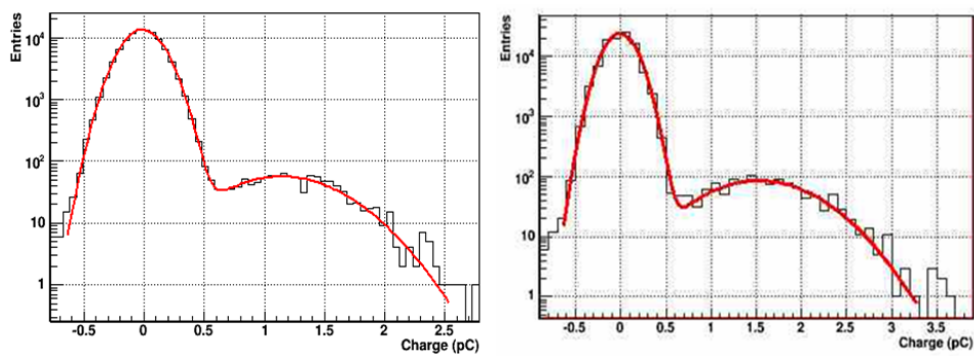


Figura 4.11: Spettro di singolo fotoelettrone alla tensione di 1400 V (sinistra) ed a 1450 V (destra) del PMT a doppio cavo.

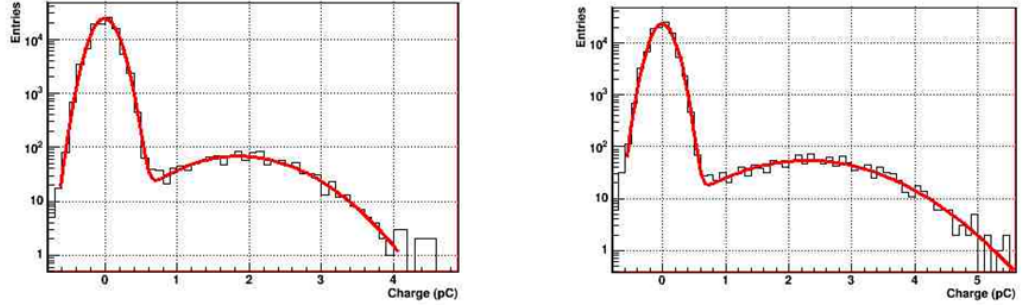


Figura 4.12: Spettro di singolo fotoelettrone alla tensione di 1500 V (sinistra) ed a 1550 V (destra) del PMT a doppio cavo.

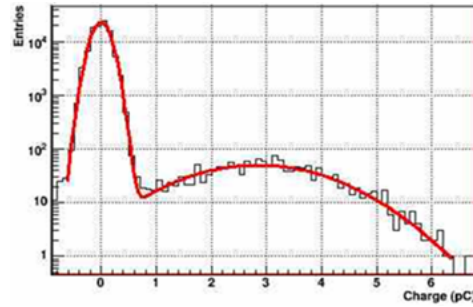


Figura 4.13: Spettro di singolo fotoelettrone alla tensione di 1600.

Per il calcolo del guadagno G a ciascun valore di tensione di alimentazione si è utilizzata la relazione:

$$G = \frac{P_1 - P_0}{e}, \quad (4.5)$$

dove G è il guadagno, P_1 il valore in carica associato al segnale di singolo fotoelettrone, P_0 rappresenta il piedistallo determinato dal rumore di fondo nella porzione di spettro in prossimità dello zero, ed e è la carica dell'elettrone.

Per ottenere la miglior stima di P_0 e P_1 abbiamo eseguito un fit gaussiano dal quale abbiamo estratto i valori dei parametri P_0 , P_1 e dei relativi errori. Tramite la 1.5 è stato poi calcolato il valore del guadagno e dell'errore tramite la formula

$$\delta G \equiv \sqrt{\left(\frac{\partial G}{\partial P_0} \cdot \delta P_0\right)^2 + \left(\frac{\partial G}{\partial P_1} \cdot \delta P_1\right)^2} = \frac{1}{e} \sqrt{\delta P_0^2 + \delta P_1^2} \quad (4.6)$$

Ripetendo la procedura per ciascun valore della tensione applicata abbiamo ottenuto i risultati riportati in tabella 4.2 per il PMT a singolo cavo e 4.3 per il PMT a doppio cavo.

Tensione PMT (V)	$P_0(\times 10^{-3}pC)$	$P_1(pC)$	$G(\times 10^7)$
1400	1.2 ± 0.4	0.990 ± 0.009	0.618 ± 0.005
1450	2.7 ± 0.4	1.329 ± 0.009	0.829 ± 0.006
1500	0.1 ± 0.4	1.714 ± 0.012	1.071 ± 0.007
1550	-0.9 ± 0.4	2.169 ± 0.014	1.356 ± 0.009
1600	-3.0 ± 0.4	2.716 ± 0.017	1.700 ± 0.011

Tabella 4.2: Tabella riassuntiva con i valori ottenuti dai fit degli spettri e valore del guadagno per il PMT a singolo cavo.

Abbiamo infine costruito il grafico delle curve di guadagno riportati nelle figure 4.14 e 4.15, rispettivamente per il PMT a singolo e a doppio cavo.

È stato poi effettuato un fit lineare a tali punti sperimentali e dal fit si è calcolato il valore di tensione da applicare al PMT per ottenere un guadagno di $1 \cdot 10^7$ (valore da confrontare con quello riportato nel datasheet dei fotomoltiplicatori, tabella 4.1).

A tale scopo, si è utilizzato il metodo dei minimi quadrati, relativamente alla relazione $G = A + B \cdot V_{PMT}$, ottenendo i seguenti risultati per il PMT a singolo e a doppio cavo:

$$PMT \text{ a singolo cavo } \begin{cases} A = (-6.59 \pm 0.07) \cdot 10^7; \\ B = (5.14 \pm 0.05) \cdot 10^4 V^{-1}. \end{cases}$$

$$PMT \text{ a doppio cavo } \begin{cases} A = (-6.65 \pm 0.10) \cdot 10^7; \\ B = (5.24 \pm 0.07) \cdot 10^4 V^{-1}. \end{cases}$$

Tensione PMT (V)	$P_0(\times 10^{-2}pC)$	$P_1(pC)$	$G(\times 10^7)$
1400	-1.6 ± 0.2	1.166 ± 0.012	0.730 ± 0.008
1450	-1.0 ± 0.2	1.468 ± 0.015	0.924 ± 0.009
1500	-1.1 ± 0.2	1.837 ± 0.017	1.155 ± 0.011
1550	-1.0 ± 0.2	2.290 ± 0.019	1.440 ± 0.012
1600	-1.1 ± 0.2	2.835 ± 0.020	1.779 ± 0.013

Tabella 4.3: Tabella riassuntiva con i valori ottenuti dai fit degli spettri e valore del guadagno per il PMT a doppio cavo.

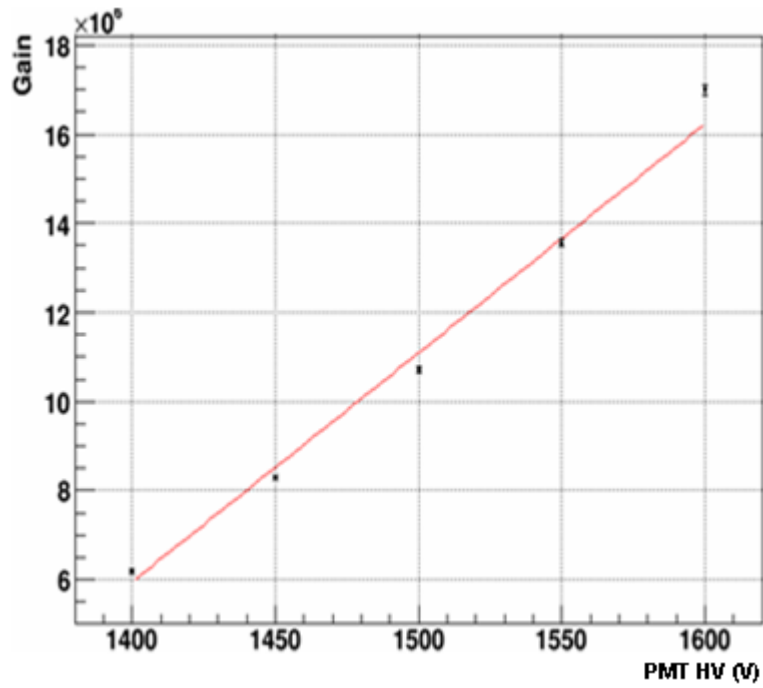


Figura 4.14: Curva di guadagno del PMT a singolo cavo.

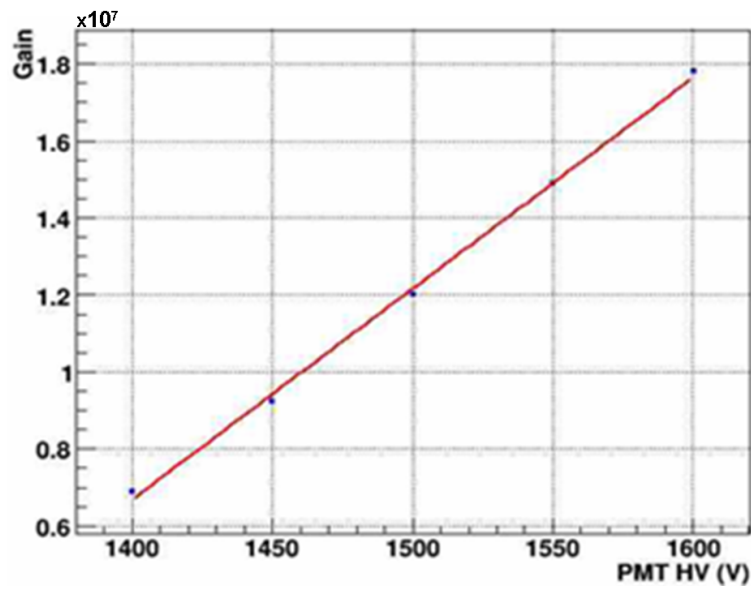


Figura 4.15: Curva di guadagno del PMT a doppio cavo.

La tensione di alimentazione associata ad un guadagno di $1 \cdot 10^7$ risulta quindi, per PMT a singolo e doppio cavo rispettivamente:

$$\begin{aligned} V &= (1479 \pm 18) \text{ V}; \\ V &= (1460 \pm 23) \text{ V}. \end{aligned} \tag{4.7}$$

Come si può notare, le tensioni alle si ottiene un guadagno pari a $1 \cdot 10^7$ risultano maggiori di quelle dichiarate nelle specifiche. Tale differenza è legata al fatto che i test sono stati effettuati con i PMT in configurazione finale, cioè con 20 m di cavo che introducono quindi un'attenuazione del segnale. I test effettuati dalla casa costruttrice sono invece effettuati raccogliendo il segnale alla fine del fototubo, cioè senza cavo.

4.4 Misura dei conteggi di buio

La misura dei conteggi di buio permette di valutare il rate di segnali che si ottengono nel caso in cui non vi siano fotoni incidenti sul fotocatodo. Infatti i materiali utilizzati nei fotomoltiplicatori hanno basse funzioni di lavoro che possono quindi dar luogo ad emissione termica di elettroni. I conteggi di buio indicano quindi il grado di rumorosità del fotomoltiplicatore.

Il setup utilizzato per la misura è schematicamente mostrato in figura 4.16: il segnale proveniente dal PMT, alimentato alla tensione alla quale si ha il guadagno di $1 \cdot 10^7$ e inserito nella scatola a tenuta di luce, è discriminato a diversi valori di tensione di soglia. Per ciascun valore di tale tensione si misura il rate di conteggi.

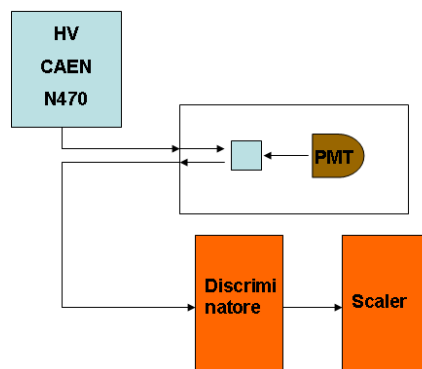


Figura 4.16: Setup sperimentale utilizzato per le misure di conteggi di buio per PMT a singolo cavo.

Per determinare le tensioni di soglia da applicare al discriminatore (CAEN MOD. N840) abbiamo misurato le caratteristiche del segnale di singolo fotoelettrone all'oscilloscopio (LeCroy 104 MXi). In particolare, è stata misurata l'ampiezza del segnale di SPE. In figura 4.17 è riportato un esempio di segnale di singolo fotoelettrone all'oscilloscopio.

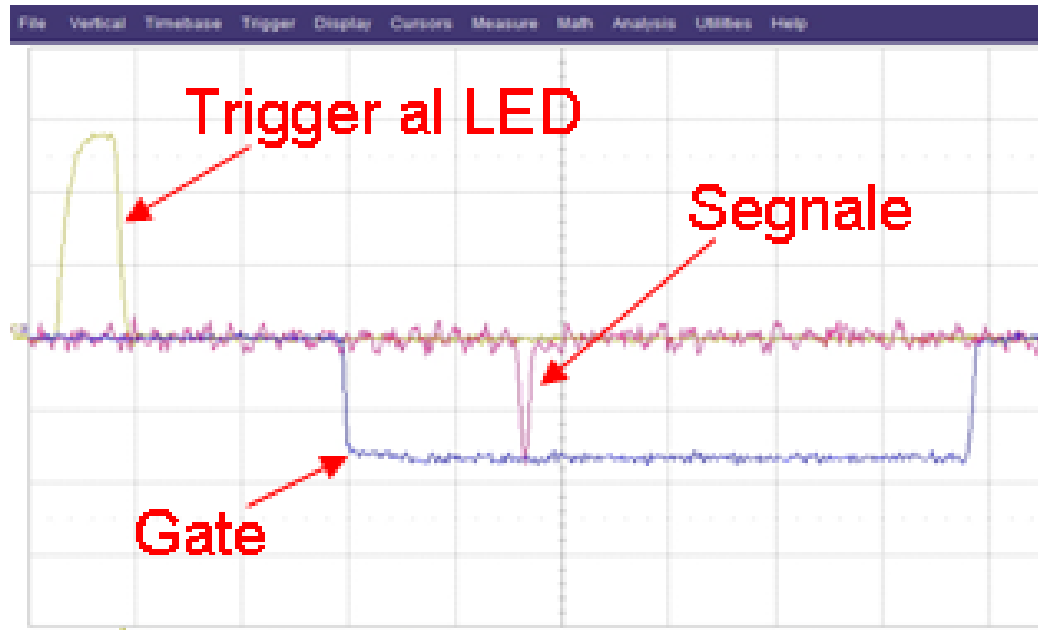


Figura 4.17: Segnale da singolo fotoelettrone visto all'oscilloscopio.

Le misure all'oscilloscopio indicano che l'ampiezza media del segnale di singolo fotoelettrone è di 14 ± 1 mV per il PMT a singolo cavo e di 13 ± 1 mV per il PMT a doppio cavo.

Nelle figure 4.18 e 4.19 sono riportati i risultati della misura dei conteggi di buio in funzione della soglia di discriminazione applicata, in particolare abbiamo utilizzato 4 diversi valori della tensione di soglia corrispondenti a segnali relativi ad 1, 2, 3 e 4 fotoelettroni.

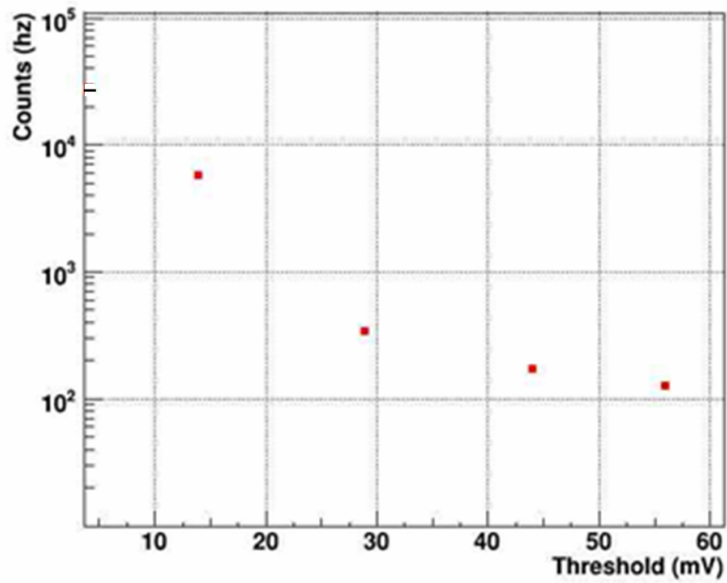


Figura 4.18: Conteggi di buio per diversi valori di soglia per il PMT a singolo cavo.

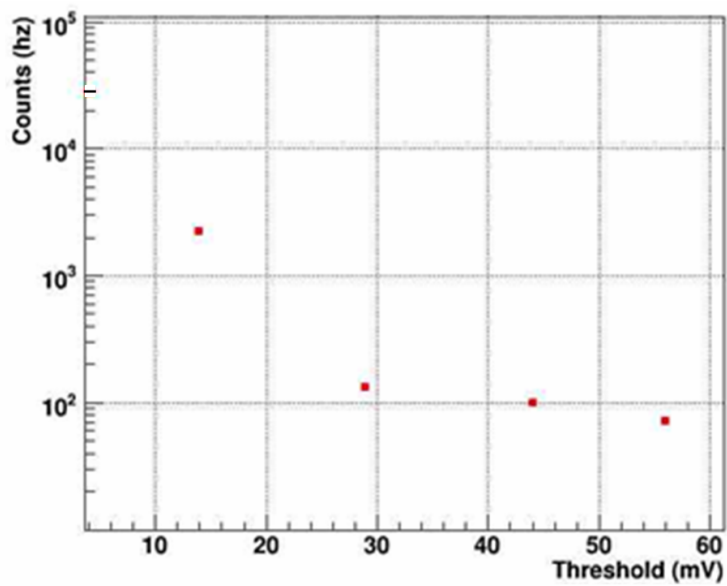


Figura 4.19: Conteggi di buio per diversi valori di soglia per il PMT a doppio cavo.

Dalle figure possiamo notare che i due PMT non presentano particolari differenze anche relativamente ai conteggi di buio.

Il rate dei conteggi di buio può essere utilizzato per avere una prima stima del rate di coincidenze occasionali (dovute cioè a segnali spuri nei singoli PMT) in sede sperimentale. Supponiamo un numero N di PMT e che ciascuno di essi abbia un rate di conteggi di buio pari ad R (data una certa soglia di discriminazione). Supponiamo ora di richiedere come segnale di trigger la coincidenza di k PMT in un Δt di 300 ns (tempo di volo dei μ nei 10 m della water tank), otterremo allora una rate di accidentali pari a:

$$R_k^N = \frac{N!}{(N-k)! k!} k R^k \Delta t^{k-1}. \quad (4.8)$$

Se, ad esempio, richiediamo la coincidenza di 4 PMT discriminati alla soglia di 1 singolo fotoelettrone (rate di singolo $R = 2$ kHz nel caso di PMT a doppio cavo), otteniamo un rate di coincidenze accidentali di 0.4 Hz.

4.5 Uniformità nella risposta del fotocatodo

Dato che i PMT presentano una superficie sensibile molto ampia, abbiamo effettuato alcuni test per verificare l'uniformità della risposta del fotocatodo. Abbiamo posto davanti al PMT una maschera, figura 4.20, che ci permettesse di fissare la fibra ottica in corrispondenza di diversi punti della superficie fotocatodica.

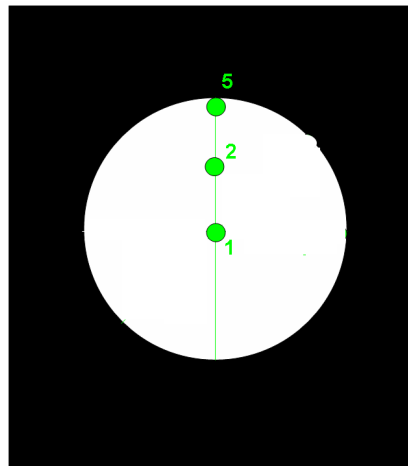


Figura 4.20: Punti in cui è stata posizionata la fibra per i tests. La circonferenza corrisponde alla superficie sensibile del PMT.

In corrispondenza di ciascun punto abbiamo poi ripetuto la misura dello spettro di singolo fotoelettrone. Per tali misure abbiamo utilizzato il fotomoltiplicatore nella configurazione a singolo cavo e lo abbiamo alimentato con la tensione per la quale si ha un guadagno pari a $1 \cdot 10^7$ (1479 V). Gli spettri ottenuti per i punti 1, 2 e 5 sono riportati nelle figure 4.21 e 4.22.

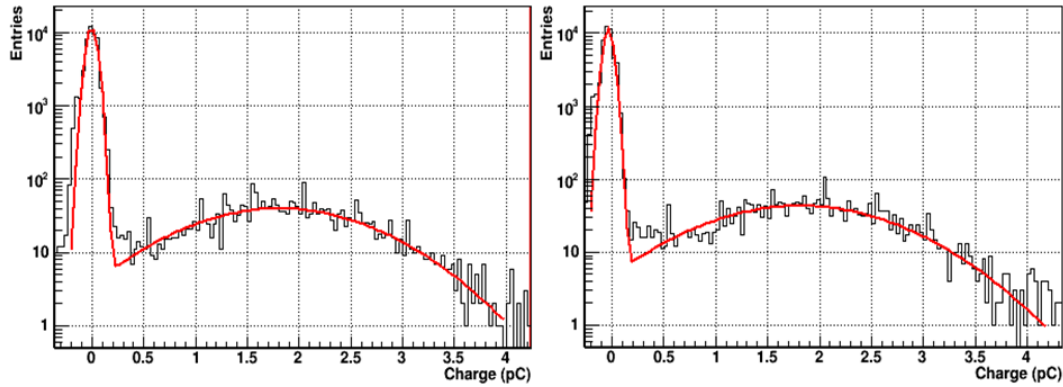


Figura 4.21: Spettri di singolo fotoelettrone corrispondenti a diversi punti in cui è stata posizionata la fibra. In alto a sinistra, punto 1. In alto a destra, punto 2.

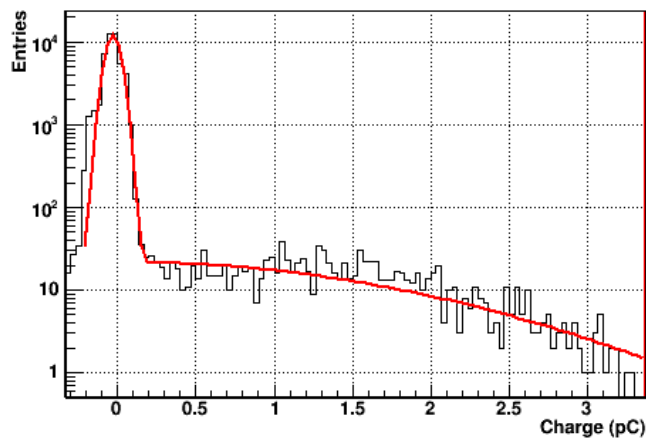


Figura 4.22: Spettro di singolo fotoelettrone corrispondente al punto 5 della superficie del fotocatodo.

Nei punti 1 e 2 lo spettro rimane inalterato. Nel punto 5 invece si osserva

una diminuzione nella luce raccolta. Questo può essere dovuto all'apertura angolare della fibra ottica (30°), per cui nella posizione più esterna una parte della luce che fuoriesce dalla fibra, non interseca la superficie sensibile del PMT.

Abbiamo quindi ripetuto la misura nel punto 5 frapponendo tra la fibra ed il PMT una lente per collimare la luce in uscita dalla fibra. In figura 4.23 è riportata la sovrapposizione degli spettri nei punti 1 e 5 del fotocatodo senza l'utilizzo del focalizzatore, mentre in figura 4.24 è mostrata la sovrapposizione degli stessi spettri della figura precedente ma con l'utilizzo della lente.

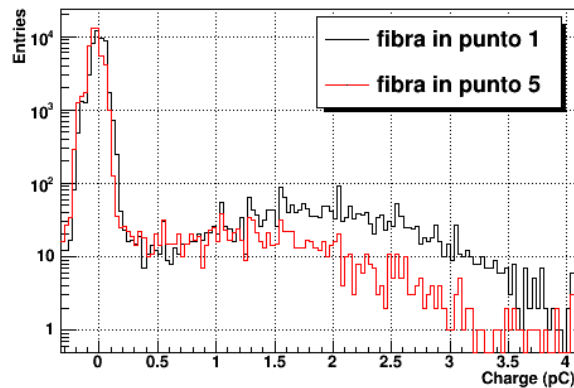


Figura 4.23: Sovrapposizione degli spettri in punti 1 (linea nera) e 5 (linea rossa) senza focalizzatore.

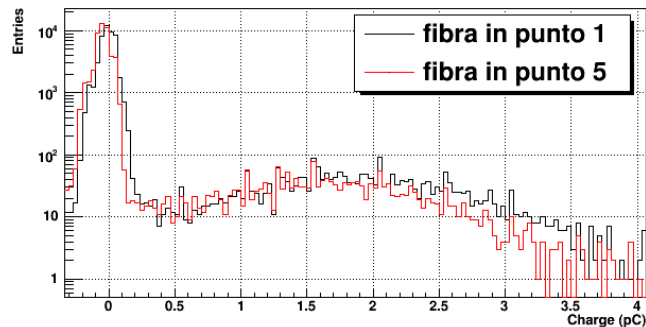


Figura 4.24: Sovrapposizione degli spettri in punti 1 (linea nera) e 5 (linea rossa) con focalizzatore.

Come si può osservare dalla figure precedenti, l'utilizzo di un focalizzatore accoppiato alla fibra ottica permette una migliore sovrapposizione degli spettri, permettendo di attribuire la differenza degli spettri di figura 4.23 non ad una inefficienza delle regioni più esterne del fotocatodo, bensì all'apertura angolare della luce in uscita della fibra ottica.

4.6 Preparazione dei test in acqua del PMT

I fotomoltiplicatori saranno utilizzati per la rivelazione della luce Čerenkov emessa dai μ all'interno dell'acqua presente nella vasca di contenimento di XENON1T. L'emissione di radiazione Čerenkov avviene quando una particella carica si muove in un mezzo materiale con una velocità superiore a quella della luce nello stesso mezzo. Affinchè si abbia emissione di luce Čerenkov deve valere:

$$v_{part} > \frac{c}{n} \Rightarrow \beta_{part} > \frac{1}{n}, \quad (4.9)$$

dove c è la velocità della luce nel vuoto, n l'indice di rifrazione del mezzo e $\beta = v_{part}/c$. Nel caso in cui tale condizione è soddisfatta, si osserva emissione di radiazione elettromagnetica in un cono con angolo al vertice dato da:

$$\theta = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right). \quad (4.10)$$

Nel caso in cui il mezzo attraversato sia l'acqua ($n = 1.333$), l'angolo di emissione è circa 40° . Per effettuare dei test in acqua, il PMT (a singolo cavo) è stato posizionato, mediante un apposito supporto, sul fondo di un contenitore cilindrico (figura 4.25) in acciaio inox riempito con 220 l di acqua demineralizzata.

Al centro del coperchio del barile è stato praticato un foro per permettere l'inserimento di una cannula di materiale plastico all'interno della quale è possibile inserire la fibra ottica per effettuare controlli periodici sul guadagno del PMT, figura 4.26.

Per misurare l'efficienza di rivelazione di muoni, il serbatoio d'acqua è stato posizionato al di sotto del telescopio per muoni realizzato per il progetto EEE (*Extreme Energy Events*) [29], costituito da tre rivelatori *Multigap Resistive Plate Chambers* (MRPC) con superficie di rivelazione di $160 \times 82 \text{ cm}^2$. Tra il barile ed il telescopio è stato inserito inoltre un piccolo telescopio costituito da due rivelatori a scintillazione piani con superficie $15 \times 15 \text{ cm}^2$ distanti 29 cm. Un disegno schematico del setup sperimentale è mostrato in figura 4.27.

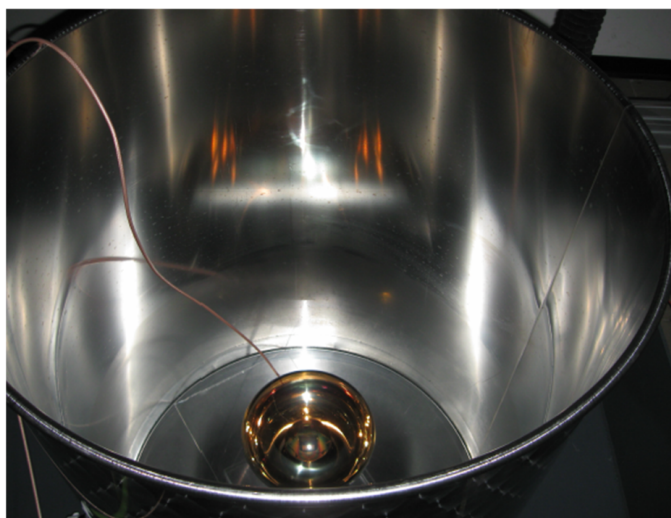


Figura 4.25: Disposizione del PMT all'interno del contenitore.



Figura 4.26: Cannula che permette l'inserimento della fibra ottica all'interno del serbatoio riempito d'acqua.

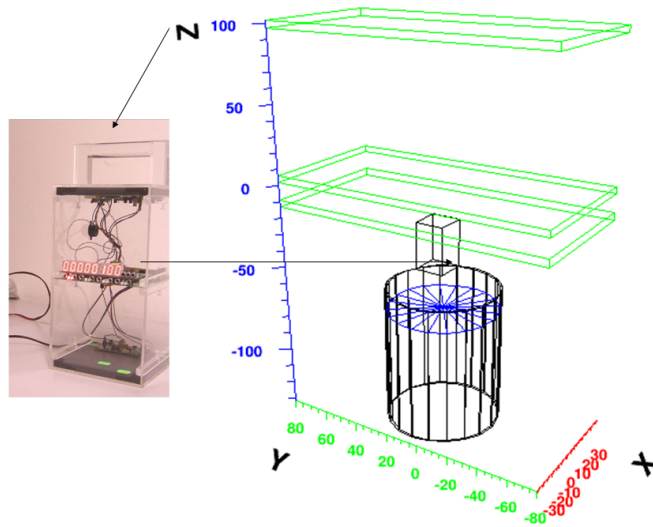


Figura 4.27: Disposizione dei rivelatori per i test in acqua.

Una volta preparato il setup sperimentale abbiamo ripetuto le misure di guadagno e dei conteggi di dark current con il PMT immerso in acqua. Gli spettri di singolo fotoelettrone, per il PMT a singolo cavo immerso in acqua, sono mostrati nelle figure 4.28, 4.29 e 4.30.

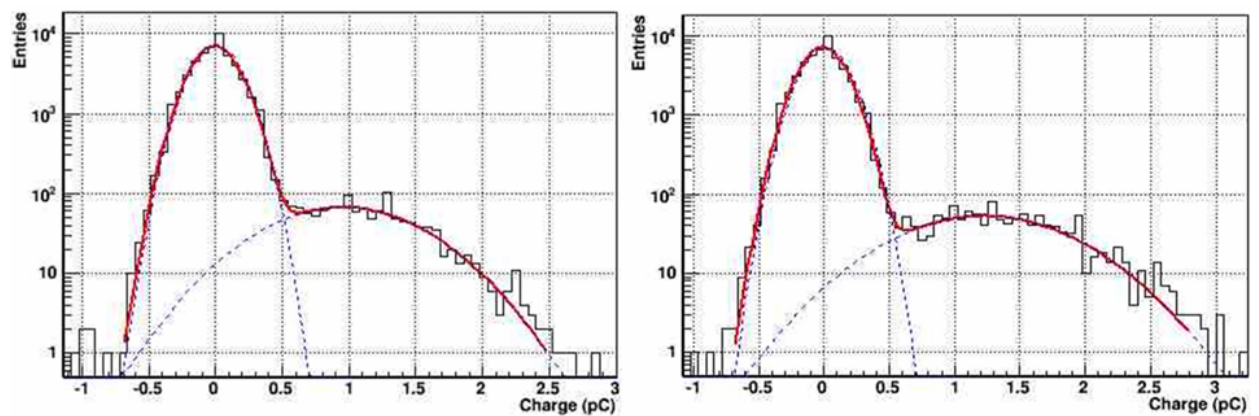


Figura 4.28: Spettro di singolo fotoelettrone all' tensione di 1400 V (sinistra) ed a 1450 V (destra) del PMT a singolo cavo immerso in acqua.

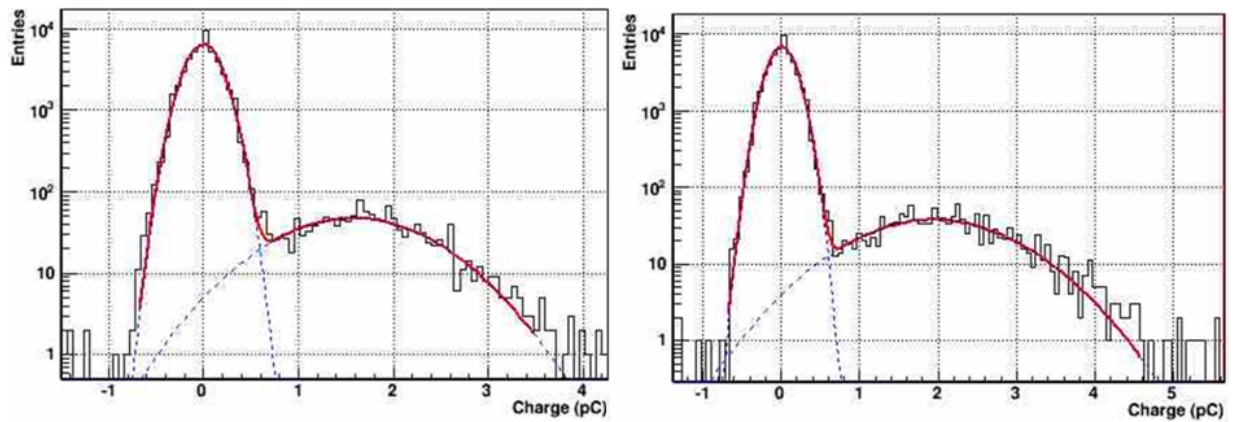


Figura 4.29: Spettro di singolo fotoelettrone all atensione di 1500 V (sinistra) ed a 1550 V (destra) del PMT a singolo cavo immerso in acqua.

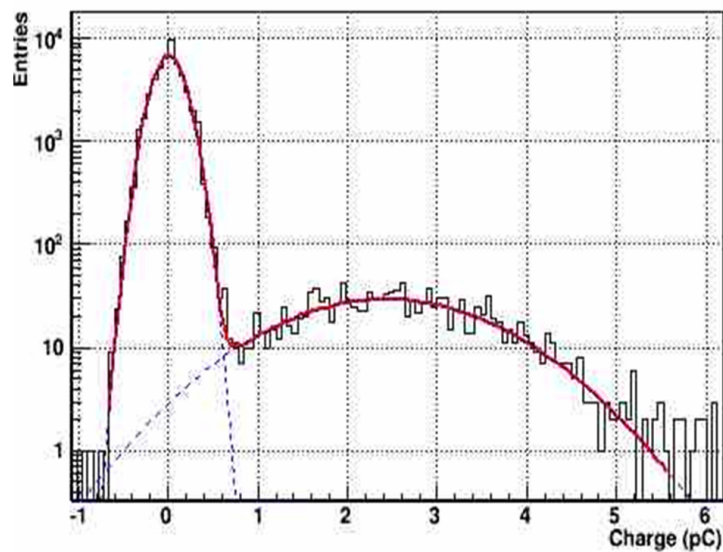


Figura 4.30: Spettro di singolo fotoelettrone all atensione di 1600 V del PMT a singolo cavo in acqua.

Utilizzando la stessa procedura dei test in aria, descritta nella sezione 4.3, è stato ricavato il valore della tensione a cui si ha un guadagno pari a $1 \cdot 10^7$. I risultati ottenuti per ciascun valore della tensione applicata sono riassunti in tabella 4.4; la figura 4.31 mostra la curva di guadagno ottenuta.

Applicando ancora una volta il metodo dei minimi quadrati abbiamo ot-

Tensione PMT (V)	$P_0(\times 10^{-2} pC)$	$P_1(pC)$	$G(\times 10^7)$
1400	-0.6 ± 0.1	0.994 ± 0.009	0.625 ± 0.006
1450	-1.0 ± 0.1	1.267 ± 0.011	0.798 ± 0.007
1500	-0.4 ± 0.1	1.643 ± 0.011	1.029 ± 0.007
1550	0.6 ± 0.1	1.966 ± 0.015	1.225 ± 0.009
1600	0.7 ± 0.1	2.461 ± 0.018	1.534 ± 0.011

Tabella 4.4: Tabella riassuntiva con i valori ottenuti dai fit degli spettri e valore del guadagno per il PMT a singolo cavo immerso in acqua.

tenuto per A e B i valori:

$$\begin{aligned} A &= (-5.51 \pm 0.08) \cdot 10^7; \\ B &= (4.37 \pm 0.05) \cdot 10^4 \text{ V}^{-1}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

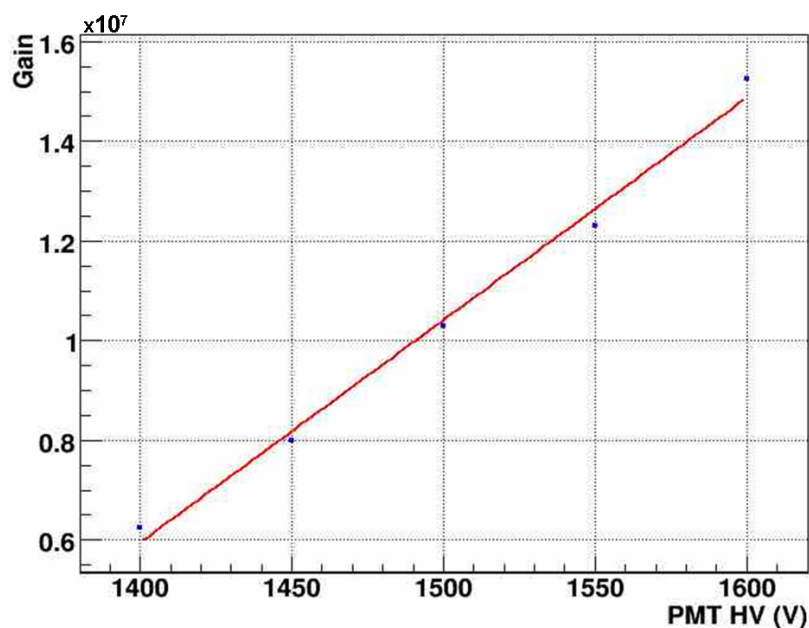


Figura 4.31: Curva di guadagno per PMT a singolo cavo immerso in acqua.

La tensione di alimentazione associata ad un guadagno di $1 \cdot 10^7$ risulta quindi:

$$V = (1490 \pm 25) \text{ V}. \quad (4.12)$$

Infine abbiamo effettuato la misura dei conteggi di buio a diverse soglie (figura 4.32).

Confrontandolo con la misura effettuata con il PMT in aria possiamo osservare che per soglie decrescenti, i conteggi di buio sono più bassi in acqua. Ciò è probabilmente legato alla temperatura dell'acqua. Ciò è probabilmente legato ad una più bassa temperatura del PMT immerso, grazie all'effetto di raffreddamento dell'acqua, rispetto ai test eseguiti in aria all'interno della scatola oscura. Dato che i conteggi di buio sono dovuti ad emissione termica, ad una temperatura minore corrisponde una minore emissione.

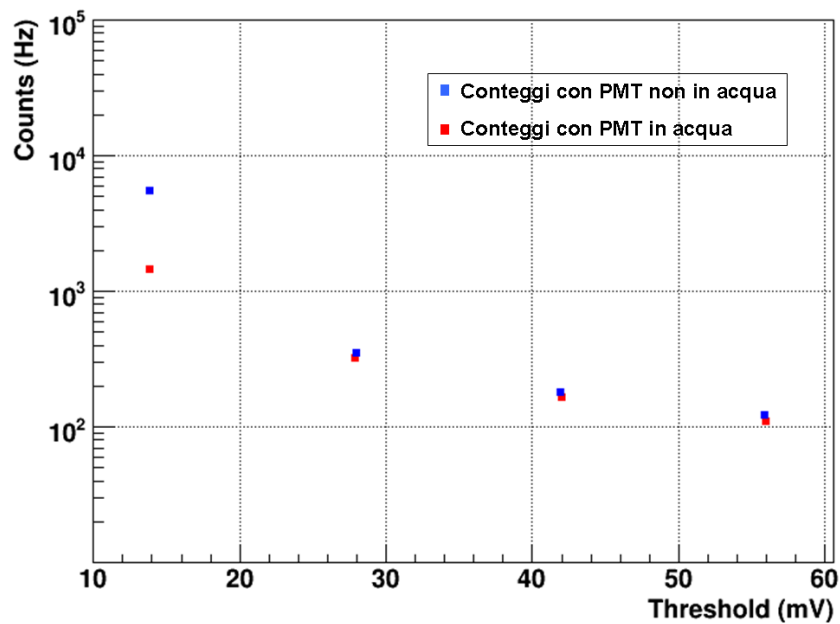


Figura 4.32: Conteggi di buio per PMT a singolo cavo immerso in acqua (punti rossi) e fuori dall'acqua (punti blu).

In conclusione, i test sulle configurazioni a singolo e doppio cavo del PMT Hamamatsu R5912Assy hanno evidenziato che non sussistono differenze di comportamento e che quindi entrambe le configurazioni rispondono alle caratteristiche richieste dal veto di muoni di XENON1T.

Conclusioni

La massa dell'universo in cui viviamo è costituita, in larga percentuale, da *materia oscura* caratterizzata da particelle non barioniche e non relativistiche e che interagiscono solo tramite l'interazione debole e gravitazionale, generalmente identificate con l'acronimo di *WIMP* (Weakly Interacting Massive Particle). Grandi progressi sono stati conseguiti nella realizzazione di esperimenti in grado di rivelare la materia oscura, sia direttamente, cercando di rivelarla attraverso lo scattering elastico su nuclei bersaglio di materia ordinaria, sia indirettamente, attraverso la rivelazione di prodotti di annichilazione.

A causa delle piccole sezioni d'urto in gioco, il numero atteso di eventi è piuttosto basso (circa 1 evt/ton/year) e ciò porta necessariamente alla progettazione e realizzazione di rivelatori dotati di grandi masse sensibili e con un fondo il più basso possibile.

L'utilizzo di rivelatori del tipo *Time Projection Chamber* (TPC) riempiti con gas nobili in fase liquida e gassosa, rappresenta una delle tecniche più promettenti e permette di raggiungere le sensibilità richieste dalla ricerca in questo campo.

Per ridurre il fondo ai valori desiderati, i rivelatori impiegati in tali ricerche sono tipicamente alloggiati in laboratori sotterranei.

L'esperimento XENON1T, che sarà collocato nella sala sperimentale B dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso, utilizzerà una Time Projection Chamber (TPC) in cui il mezzo di deriva ed il bersaglio per le interazioni delle WIMP è lo Xenon liquido (LXe). La massa totale di LXe sarà di 2.4 t (volume fiduciale 1.1 t) e permetterà di raggiungere nella ricerca delle WIMP una sensibilità dell'ordine di $5 \cdot 10^{-47}$ cm² per interazioni con i nucleoni indipendenti dallo spin (due ordini di grandezza al di sotto degli attuali limiti).

Per ridurre il più possibile il fondo, è stato condotto uno studio approfondito delle varie sorgenti che vi contribuiscono. L'analisi ha riguardato i materiali che saranno utilizzati per la costruzione del rivelatore, i quali dovranno essere a bassa radioattività, le proprietà autoschermanti dello Xe ed il suo sistema di purificazione, il contributo della radioattività ambientale (raggi γ e neu-

troni da reazioni del tipo (α, n)) ed il contributo dovuto a neutroni prodotti da muoni cosmici nell'interazione col materiale circostante il rivelatore.

L'utilizzo di uno schermo d'acqua, realizzato attraverso l'impiego di una vasca di contenimento (water tank) riempita con acqua ultrapura, ed equipaggiato con fotomoltiplicatori (PMT) Hamamatsu R5912Assy, permetterà non solo di ridurre il fondo dovuto alla radioattività naturale, ma anche di rivelare il passaggio dei muoni cosmici che possono a loro volta generare neutroni.

Il lavoro di tesi è stato dedicato allo studio, tramite analisi di dati provenienti da simulazioni, di alcune proprietà dei muoni cosmici che giungono nella sala sperimentale in cui sarà posizionato il rivelatore XENON1T, ed al test di due PMT, in due diverse configurazioni (una che prevede un singolo cavo per fornire la tensione di alimentazione e prelevare il segnale, ed una che prevede l'utilizzo di due cavi separati), che saranno utilizzati nel veto di muoni dell'esperimento.

Dall'analisi dei dati è stato osservato che i muoni che giungono nella sala sperimentale hanno una energia media di circa 270 GeV, mentre i neutroni prodotti possono avere energia anche di alcune decine di GeV. Tali neutroni sono prodotti tipicamente a piccoli angoli rispetto alla traiettoria dei muoni che li originano, anche se circa il 30% di essi sono prodotti ad angoli maggiori di 90° rispetto alla direzione del muone. Simulando uno spessore d'acqua che varia da 2 m a 6 m si è osservato che l'efficienza nell'identificazione dei neutroni, indotti da muone, varia dal 15% a circa il 42%. Inoltre, utilizzando uno spessore d'acqua di 5 m si ottiene una riduzione del flusso di neutroni che dalla superficie esterna della water tank giungono al criostato contenente la TPC, di circa un fattore 100.

Sulla base dei risultati dell'analisi di eventi dovuti a neutroni indotti da muoni, è possibile affermare che uno spessore d'acqua di circa 5 m è sufficiente a ridurre il contributo al fondo, da neutroni indotti da muoni, a livelli accettabili.

Il test dei PMT è stato eseguito attraverso l'utilizzo di un opportuno setup sperimentale. In particolare è stata effettuata la misura del guadagno, al variare della tensione di alimentazione dei PMT, per entrambe le configurazioni dei PMT, a singolo ed a doppio cavo. Tale misura è stata poi ripetuta per il PMT a singolo cavo dopo il suo posizionamento in un fusto in acciaio inox contenente acqua demineralizzata, in modo da simulare la condizione sperimentale di lavoro del dispositivo nell'esperimento XENON1T.

Le misure effettuate hanno permesso di ottenere il valore della tensione a cui si ottiene un guadagno pari a $1 \cdot 10^7$, tale tensione vale $V = (1479 \pm 18)$ V per il PMT a singolo cavo e $V = (1463 \pm 23)$ V per quello a doppio cavo. I risultati ottenuti sono stati confrontati con quelli dichiarati della casa costruttrice: 1410 V e 1380 V. La differenza tra le tensioni misurate e quelle

dichiarate può essere attribuita al fatto che la misura effettuata dalla casa madre non prevede i 20 m di cavo utilizzato nei test che introduce un'attenuazione del segnale. Tale attenuazione non compromette la funzionalità dei PMT.

Sono state poi effettuate misure del rate degli eventi di buio, al fine di determinare la rumorosità delle due diverse configurazioni dei PMT. In questo caso sono state effettuate misure del rate per diversi valori della tensione della soglia di discriminazione, corrispondenti a segnali da singolo e multiplo fotoelettrone, del segnale dai PMT.

Anche in questo, le due configurazioni dei fotomoltiplicatori, presentano caratteristiche simili.

È stata ripetuta la misura col PMT a singolo cavo immerso in acqua. Il valore di tensione a cui si ha un guadagno di $1 \cdot 10^7$ è $V = (1490 \pm 25) V$.

È poi stata effettuata la misura del rate degli eventi di buio, per i quali è stata osservata una riduzione rispetto al caso in cui il PMT non era immerso in acqua. Tale riduzione può essere spiegata considerando che l'acqua raffreddando il PMT fa diminuire il rate di conteggi di buio, dato che tali eventi sono dovuti ad emissione termica.

I test effettuati hanno evidenziato che i PMT scelti per il veto di muoni di XENON1T rispondono ai requisiti richiesti in termini di sensibilità al singolo fotoelettrone, linearità del guadagno e rumorosità.

Infatti i risultati ottenuti indicano che i PMT sono sensibili al singolo fotoelettrone; in particolare nonostante i 20 m di cavo necessari in sede sperimentale, che implicano una riduzione di circa il 30% del guadagno nominale, non si osserva una diminuzione significativa nelle capacità di rivelazione dei dispositivi. Inoltre il rate di eventi di buio, anche alla soglia del singolo fotoelettrone, garantisce un rate di coincidenze accidentali tale da permettere al sistema di operare con soglie di rivelazione basse in modo da aumentarne l'efficienza di rivelazione.

Infine il test delle due diverse configurazioni dei PMT non ha evidenziato alcuna differenza di comportamento: ciò permetterà di scegliere la soluzione più opportuna in sede sperimentale.

Bibliografia

- [1] F. Zwicky, 1933, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, Helvetica Physica Acta 6, 110.
- [2] P. J. Peebles, 1975, *Physical cosmology* (Princeton Series in Physics).
- [3] M. Milgrom, 1983, Ap. J. 270, 365.
- [4] H. W. Babcock, 1939, *The rotation of Andromeda Nebula*, Lick Observatory Bulletin 498, 19.
- [5] J. H. Oort, 1940, Ap. J., 91, 273.
- [6] J. F. Navarro, C. S. Frenk, S. D. M. White, 1997, Ap. J. 490, 493.
- [7] W. de Boer et al., 2005, ArXiv:astro-ph/0408272v2.
- [8] C. Alcock et al., 2000, Ap. J. 542, 257.
- [9] E. Diaz et al., 2005, Ap. J. 629, 158.
- [10] R. Bernabei et al., 2010, arXiv:1002.1028v1.
- [11] G. Angloher et al., 2005, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 138, 153.
- [12] L. Chabert, 2004, Eur. Phys. J. C33, 965.
- [13] M. Boezio et al., 2004, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 134, 39.
- [14] C. L. Bennett et al., 2003, Ap. J. Suppl. 148, 175.
- [15] D. P. Finkbeiner, 1998, ArXiv:astro-ph/0409027.
- [16] S. Peirani, R. Mohayaee, J. A. de Freitas Pacheco, 2004, Phys. Rev. D 70, 043053.
- [17] J. A. Hinton (HESS Collaboration), 2004, New Astron. Rev. 48, 331, ArXiv:astro-ph/0403052.

-
- [18] S. W. Barwick et al., 1997, Nucl. Inst. and Meth. 400, 34.
- [19] J. W. Mitchell et al., 2004, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 134, 31.
- [20] E. Aprile and T. Doke, 2010, *Liquid Xenon detectors for particle physics and astrophysics*. Rev. Mod. Phys., vol. 82(3), 2053.
- [21] R. Battiston, 1998, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 65, 19.
- [22] A. I. Bolozdynya, 1999, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sect. A 422, 314.
- [23] E. Aprile et al., 2006, Phys. Rev. Lett. 97, 081302.
- [24] K. Arisaka et al., 2009, Astropart. Phys 31, 63.
- [25] C. Piemonte et al., 2007, *Trans. Nucl. Sci.*, **54**, No.1, 236-244.
- [26] XENON1T at LNGS, *Proposal April 2011*.
- [27] V. K. Zworykin, G. A. Morton, and L. Malter, 1936, *The secondary-emission multiplier-a new electronic device*, Proc. IRE 24, 351.
- [28] Specifiche tecniche; www.hamamatsu.com.
- [29] S. An et al., 2007, *Multigap resistive plate chambers for EAS study in the EEE project*. Nucl. Instr. Meth. A, vol. 581, 209.