

ALMA Mater Studiorum
Universita' degli Studi di Bologna

FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Studio del segnale dei fotomoltiplicatori
del veto di muoni
dell'esperimento XENON1T
presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso

Candidato:

Giuseppe Morana

Relatore:

Chiar.ma Prof.

Gabriella Sartorelli

Co-relatori:

Dott. Marco Garbini

Dott. Marco Selvi

Indice

Introduzione	1
1 La Materia Oscura	3
1.1 Evidenze sperimentali	4
1.1.1 Curve di rotazione	4
1.1.2 Lensing gravitazionale	6
1.1.3 Osservazione del Bullet cluster	8
1.1.4 Anisotropie della radiazione cosmica di fondo	9
1.1.5 Proprietà della materia oscura	12
1.2 Candidati per la materia oscura	12
1.2.1 Materia oscura barionica	12
1.2.2 Materia oscura non barionica	13
1.3 Ricerca di materia oscura non barionica	15
1.3.1 Ricerca di WIMP	15
1.3.2 Ricerca di assioni	19
1.3.3 Produzione di WIMP negli acceleratori di particelle	20
1.4 Esperimenti di rivelazione delle WIMP	20
1.4.1 Esperimenti di rivelazione diretta	21
1.4.2 Esperimenti di rivelazione indiretta	22
2 L'Esperimento XENON ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso	27
2.1 Principio di funzionamento dei rivelatori del progetto XENON	28

2.2	Fasi del Progetto	30
2.2.1	XENON10	30
2.2.2	XENON100	31
2.2.3	XENON1T	33
2.3	Water tank e veto di muoni	37
2.4	Contributi al fondo	39
2.4.1	Fondo interno	39
2.4.2	Fondo intrinseco	40
2.4.3	Fondo esterno	40
3	Test in acqua del fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912ASSY HQE	45
3.1	Il Fotomoltiplicatore	46
3.2	I Fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912ASSY HQE	48
3.3	Test in acqua del fotomoltiplicatore	51
3.3.1	Effetto Cherenkov	51
3.3.2	Set-up sperimentale per i test in acqua	53
3.4	Misure sperimentali	57
3.4.1	Misure di guadagno	57
3.4.2	Misure di carica con diverse configurazioni	60
3.5	Risultati delle misure sperimentali	68
4	Simulazione Monte Carlo e confronto con le misure sperimentali	69
4.1	GEANT4	69
4.2	Descrizione della geometria del set-up sperimentale	70
4.3	Generazione dei muoni	71
4.4	Simulazione della risposta del fotomoltiplicatore	72
4.5	Lunghezza d'assorbimento in acqua	73
4.6	Studio della riflettività	74
4.7	Confronto con le misure sperimentali	76
4.7.1	Caso con pareti in PVC nero	76
4.7.2	Caso con pareti in acciaio inox	78
4.7.3	Caso con pareti ricoperte con il riflettore DF2000MA	80

4.7.4	Simulazione dell'effetto di assorbimento e wavelenght shift (WLS) del riflettore DF2000MA	82
4.8	Confronto Dati-Monte Carlo: Risultati	84
	Conclusioni	91
	Bibliografia	91

Introduzione

Le osservazioni astronomiche compiute nel corso dell'ultimo secolo indicano che circa il 90% della massa dell'Universo è composta da materia oscura. Tale materia ha una grande importanza sull'aggregazione e distribuzione delle masse all'interno delle galassie e degli ammassi di galassie e gioca un ruolo fondamentale nelle teorie sulla formazione ed evoluzione dell'Universo.

Nel corso degli anni si sono sviluppate molte teorie sulla natura delle particelle che compongono la materia oscura, senza però avere le necessarie conferme sperimentali. La ricerca di materia oscura è quindi fondamentale non solo per verificarne l'esistenza, ma anche per indagarne le proprietà e discriminare tra i vari modelli teorici.

Ad oggi, i candidati più promettenti al ruolo di costituenti della materia oscura sono particelle massive debolmente interagenti, indicate con il termine WIMP (Weakly Interacting Massive Particle). Per cercare di rivelare tali particelle, sono stati realizzati esperimenti che impiegano diverse tecniche di rivelazione. In particolare, l'esperimento XENON presso i 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), è dedicato alla rivelazione diretta della materia oscura tramite l'osservazione di diffusioni elastiche di WIMP su nuclei bersaglio di Xenon liquido.

Il rivelatore delle WIMP è costituito da una camera TPC (Time Projection Chamber) contenente Xenon nella doppia fase liquido-gas.

Poiché le sezioni d'urto di interazione tra materia oscura e materia ordinaria sono estremamente piccole, è necessario avere una massa del bersaglio molto elevata ed un livello del segnale di fondo estremamente basso. Per raggiungere tali obiettivi, la collaborazione XENON, basandosi anche sull'esperienza acquisita nelle prime due fasi del progetto (XENON10 e XENON100), sta costruendo un rivelatore di grandi di-

mensioni, XENON1T. L'esperimento è progettato per raggiungere una sensibilità di un fattore 100 superiore a quella fissata attualmente da XENON100, permettendo così di estendere il campo di ricerca delle WIMP (l'esperimento XENON1T sarà pronto a prendere dati nel 2014).

Il numero di eventi attesi da interazioni di WIMP è piccolo, diventa necessario, quindi, studiare e limitare il più possibile i contributi al segnale di fondo (radioattività ambientale, radiazione cosmica, etc...). In particolare per ridurre il fondo dovuto a neutroni e gamma prodotti dalla radioattività naturale della roccia e quello dovuto ai neutroni indotti da muoni cosmici, la TPC sarà posizionata al centro di un contenitore cilindrico riempito con acqua ultrapura (Water Tank). La Water Tank ha la duplice funzione di schermo d'acqua passivo e di veto per i muoni. All'interno della Water Tank, infatti, saranno posizionati dei fotomoltiplicatori in grado di rivelare il passaggio dei muoni per mezzo della rivelazione della luce Cherenkov emessa in acqua. Le pareti interne della Water Tank saranno ricoperte da un sottile foglio riflettente (DF2000MA) che permetterà di aumentare l'efficienza del veto di muoni. Il sistema di veto permetterà di ridurre in modo significativo il fondo esterno.

Nel Capitolo 1 della tesi sono presentate le prime evidenze sperimentali che hanno portato a ipotizzare l'esistenza della materia oscura. Sono, inoltre, descritti i diversi candidati per la composizione della materia oscura. Infine sono passati in rassegna alcuni degli esperimenti dedicati alla rivelazione, attraverso tecniche dirette o indirette, della materia oscura.

Nel capitolo 2 è descritto il principio di funzionamento della TPC dell'esperimento XENON, con particolare attenzione a XENON1T. Sono inoltre descritte le diverse sorgenti che contribuiscono al fondo.

Nel Capitolo 3 sono presentati i risultati dei test in acqua di uno dei fotomoltiplicatori Hamamatsu R5192 HQE che saranno utilizzati nel sistema di veto per i muoni. I test sono rivolti non solo a controllare il corretto funzionamento in acqua del fotomoltiplicatore ma anche a studiare gli effetti del foglio riflettente (DF2000MA) sul segnale del fotomoltiplicatore.

Infine, nel Capitolo 4, sono presentate le simulazioni Monte Carlo utilizzate per descrivere e interpretare i risultati sperimentali ottenuti.

Capitolo 1

La Materia Oscura

Molte osservazioni astronomiche evidenziano come solo il 4% della massa totale dell'Universo sia sotto forma di materia ordinaria (barionica e leptonica), mentre il 23% della massa totale dell'Universo è costituito da materia oscura che non emette radiazione elettromagnetica, da cui l'aggettivo oscura, e osservabile attraverso gli effetti gravitazionali che produce. Vi è infine un 75% dell'Universo costituito da Energia Oscura, responsabile dell'accelerazione dell'espansione dell'Universo, vedi Figura 1.1. In questo capitolo saranno descritte le evidenze sperimentali, i principali candidati e alcuni esperimenti dedicati alla rivelazione e studio della materia oscura.

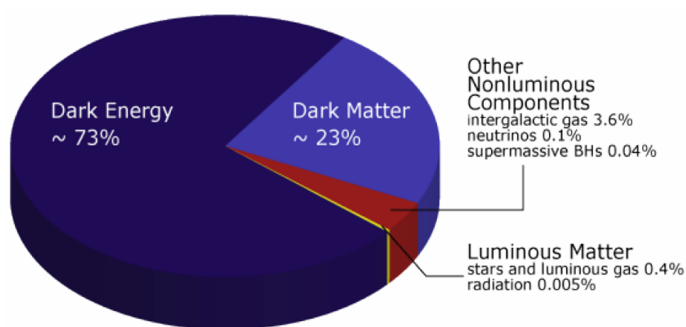


Figura 1.1: *Componenti fondamentali dell'universo conosciuto.*

1.1 Evidenze sperimentali

L'esistenza della materia oscura è stata postulata in seguito a risultati sperimentali inattesi; in particolare le evidenze a sostegno dell'esistenza della materia oscura sono:

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

1.1.1 Curve di rotazione

Le prima evidenza sperimentale fu fornita intorno al 1930 da Fritz Zwicky [1] che studiando il moto delle galassie nei cluster evidenziò anomalie interpretabili come effetti gravitazionali dovuti alla materia oscura. Altre conferme di anomalie nelle curve di rotazione delle galassie si ebbero poi successivamente.

Dal punto di vista astronomico si può ottenere una stima della materia contenuta all'interno di una galassia attraverso la misura della distribuzione di velocità delle stelle che compongono la galassia stessa. La curva di rotazione di una galassia descrive la distribuzione della velocità delle stelle in funzione della distanza dal centro galattico. Se la materia luminosa fosse l'unica esistente all'interno della galassia, ci aspetteremmo che la velocità di rotazione delle stelle decresca all'aumentare della distanza dal centro della galassia con un andamento $V(r) \sim \frac{1}{\sqrt{r}}$, come avviene per un sistema planetario. Infatti assumendo una distribuzione sferica della materia all'interno della galassia e applicando il teorema del viriale, la velocità rotazionale v_r può essere espressa come:

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

dove $M(r)$ è la massa in funzione del raggio r :

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

G_N è la costante gravitazionale, r è il raggio e $\rho(r)$ è la densità in funzione del raggio. La misura della curva di rotazione di numerose galassie ha mostrato, invece, che la velocità delle stelle resta costante (o almeno per una distanza dal centro della galassia maggiore di 10 Kpc) [2], come mostrato ad esempio nella curva di rotazione della galassia NGC 6503 in Figura 1.2.

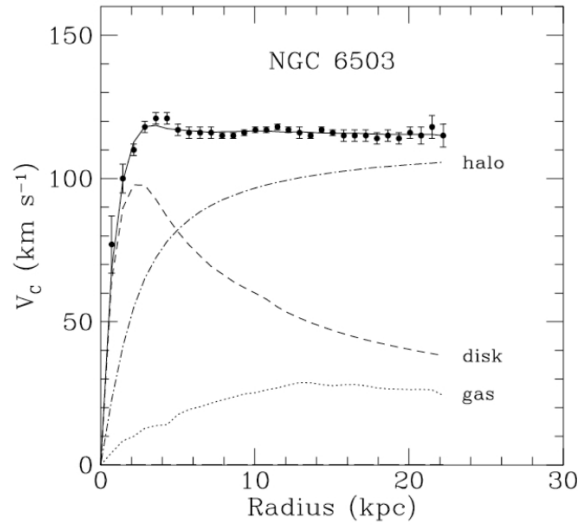


Figura 1.2: Curva di Rotazione della galassia a spirale NGC6503 con il contributo dell'alone galattico, disco galattico e gas.

Tale discrepanza può essere spiegata ammettendo la presenza di un alone di massa invisibile attorno alla materia luminosa. Basandosi sull'influenza gravitazionale osservata si pensa che la materia oscura dovrebbe essere distribuita sfericamente in una corona (alone) ed avere una distribuzione della densità di materia del tipo:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \left(\frac{r}{a}\right)^2} \quad (1.3)$$

dove $\rho(r)$ è la densità di materia in funzione del raggio, ρ_0 è la densità locale di materia oscura ed a è un parametro ricavato dal fit dei dati sperimentali. Dalla curva di rotazione si ha che per le regioni più esterne della galassia, quindi per grandi r , $\rho \sim r^{-2} \implies M(r) \approx r \implies v \sim const$, mentre per piccoli r , quindi vicini al centro

galattico, $\rho \sim r^{-1} \implies M(r) \approx r^3 \implies v \approx r$. Ad esempio per NGC 6503 si ottiene una densità di materia oscura di $\rho_0 \sim 0.4 \text{ GeV cm}^{-3}$ con $a \sim 3 - 5 \text{ kpc}$.

1.1.2 Lensing gravitazionale

La teoria della relatività generale di Einstein prevede che i campi gravitazionali curvino lo spazio-tempo. La gravità può quindi modificare il percorso della luce, agendo come una lente e formando immagini distorte di una sorgente luminosa. L'effetto è del tutto analogo a quello che si ottiene usando delle lenti rifrattive, da qui il nome di lente gravitazionale. Tale fenomeno è ampiamente utilizzato in astronomia per valutare l'intensità dei campi gravitazionali generati da galassie e ammassi di galassie. L'effetto di lente gravitazionale ha fornito importanti indizi anche nello studio della materia oscura.

Supponiamo di avere un ammasso di materia oscura interposto tra un oggetto luminoso, come una galassia o un quasar, e la Terra. Se il campo gravitazionale di questo ammasso è molto intenso, si osservano diverse distorsioni ottiche dell'oggetto. Il risultato è la creazione di immagini multiple che si concentrano su archi di luce, come mostrato in Figura 1.3.

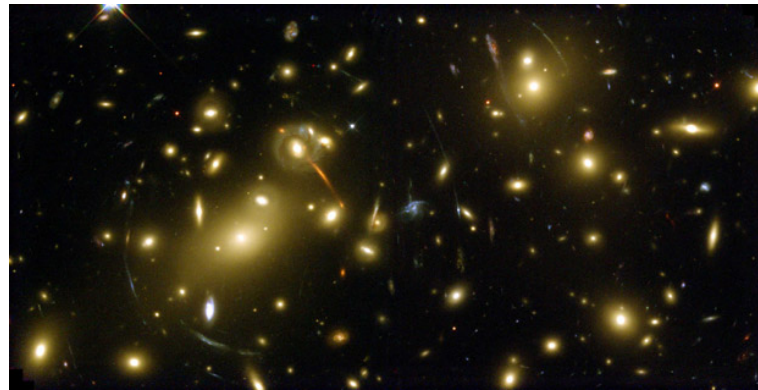


Figura 1.3: Immagini distorte dal lensing gravitazionale dell'ammasso di galassie Abel 2218.

La deflessione della luce dipende dall'intensità del campo gravitazionale. La relazione che lega l'angolo di deflessione del raggio luminoso, α , alla massa che genera il campo

gravitazionale, M , può essere approssimata da [2]:

$$\alpha \sim \sqrt{\frac{GM}{dc^2}}. \quad (1.4)$$

dove G è la costante gravitazionale, c è la velocità della luce nel vuoto e d è il parametro d'impatto. Dalla misura di α e d si può stimare la massa totale M . Applicando questa tecnica per misurare la massa delle galassie e degli ammassi di galassie, si ottiene una massa che è molto maggiore della massa calcolata attraverso lo studio della luminosità, poichè questo approccio fornisce una stima della sola materia barionica e leptonica. Con questa tecnica, inoltre, è possibile costruire mappe tridimensionali degli ammassi di materia oscura [2], come mostrato in Figura 1.4.

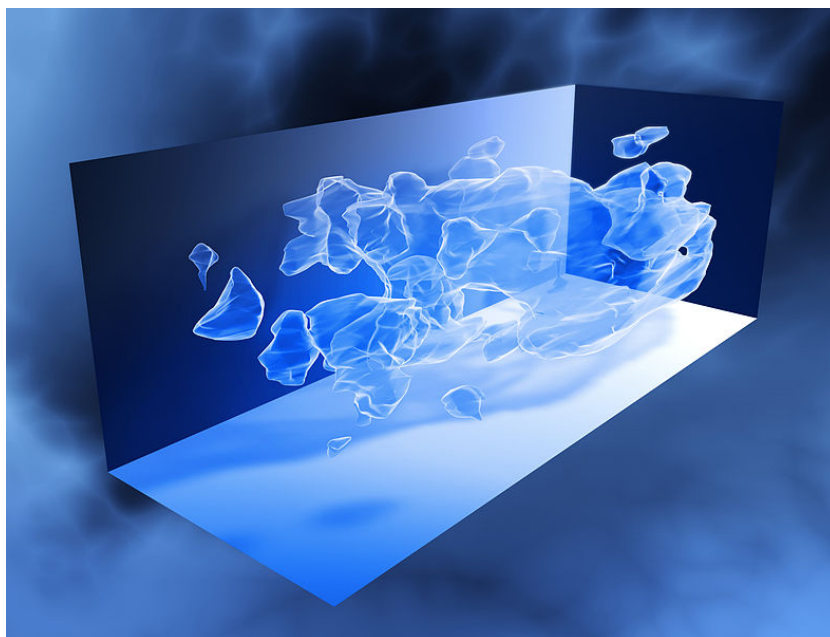


Figura 1.4: *Mappe 3D di un ammasso di Materia Oscura ottenuto tramite la tecnica del lensing gravitazionale.*

1.1.3 Osservazione del Bullet cluster

Un'ulteriore conferma della presenza di materia oscura è stata fornita dal Bullet Cluster osservato nel 2004, Figura 1.5.



Figura 1.5: *Bullet Cluster 1E0657-56, Chandra X-ray Observatory.*

Consiste in due ammassi di galassie che si sono scontrati. L'immagine è stata ottenuta utilizzando sia telescopi tradizionali, quindi sensibili alla materia ordinaria, rappresentata in rosso, sia con la tecnica della lente gravitazionale, sensibile anche alla materia oscura, rappresentata in blu. L'urto tra i due ammassi fornisce la rarissima opportunità di vedere come la materia oscura interagisce con se stessa e con la materia ordinaria. Le due componenti, infatti, sembrano totalmente disaccoppiate ed è evidente che interagiscono in modo differente. Dalla Figura 1.5 si nota, ad esempio, che la parte in rosso, ovvero la materia barionica, è più schiacciata nella regione della collisione rispetto a quella in blu, la materia oscura. Ciò può essere spiegato considerando che le nubi di gas caldo, di tipo barionico, interagiscono sia tramite la forza gravitazionale sia attraverso quella elettromagnetica, rallentandosi reciprocamente, mentre le nubi di ma-

teria oscura, avendo solo interazioni di tipo gravitazionale, si attraversano senza quasi influenzarsi. Anche in questo caso, la massa barionica contenuta nei due ammassi non è in grado di spiegare l'effetto gravitazionale osservato [2].

1.1.4 Anisotropie della radiazione cosmica di fondo

La Radiazione Cosmica di fondo (CMB, Cosmic Microwave Background) fu postulata dal fisico russo Gamow già nel 1948 e successivamente fu scoperta dai fisici americani Penzias e Wilson nel 1964. La CMB è una radiazione isotropa e oltre a fornire conferme sulla teoria del Big Bang, è ricca di informazioni su com'era l'Universo quando aveva solo 400.000 anni. La sua formazione è dovuta ai processi di ricombinazione e disaccoppiamento che portarono l'Universo a essere trasparente ai fotoni. Secondo il Modello Standard dell'evoluzione dell'Universo, dopo l'era radiativa inizia l'era della materia. In questa fase i costituenti fondamentali di tutto l'Universo sono: fotoni, neutrini, elettroni, protoni, neutroni, piccole quantità di elio e altri elementi leggeri. A una temperatura di circa $T = 140.000$ K le principali interazioni tra radiazione e materia sono l'effetto Compton, Compton Inverso e Bremsstrahlung. Tali processi permettono uno scambio energetico tra radiazione e materia creando un equilibrio termico tra le due componenti. I fotoni hanno un libero cammino medio molto piccolo poiché interagiscono frequentemente. Con l'espansione e il conseguente raffreddamento inizia la formazione dell'idrogeno, gli elettroni sono catturati dai protoni e i processi sopra elencati non sono più efficienti nel mantenere la materia ionizzata. Avviene dunque il disaccoppiamento tra radiazione e materia e la ricombinazione degli elettroni con i protoni per formare l'atomo di idrogeno. In questa fase dell'Universo il libero cammino medio dei fotoni aumenta, poiché diminuisce la probabilità di interazione tramite urto compton e compton inverso. L'Universo passa da opaco a trasparente.

Questa radiazione primordiale, libera di propagarsi in ogni direzione, si è raffreddata con l'espansione dell'Universo fino ad assumere una lunghezza d'onda nelle microonde e una temperatura di circa 3 K. La CMB porta quindi l'impronta di come era l'Universo nel momento in cui si è formata, Figura 1.6 [2].

Le misure evidenziano fluttuazioni di temperatura della CMB che riflettono le flut-

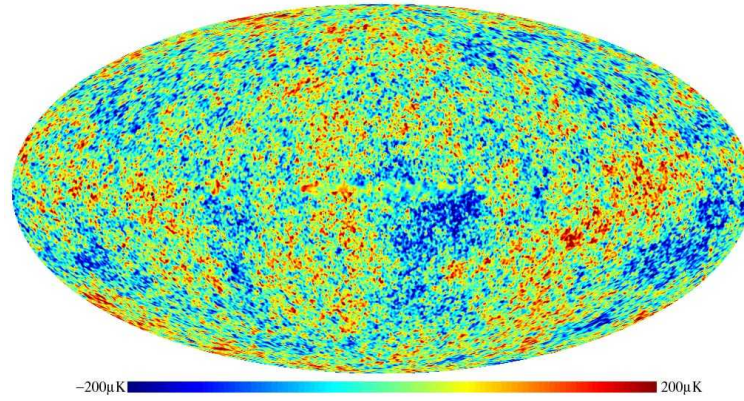


Figura 1.6: *Mappa della Radiazione Cosmica di Fondo ottenuta con il satellite WMAP.*

tuazioni di densità della materia al momento della formazione della radiazione cosmica di fondo.

Le variazioni di temperatura della CMB possono essere espresse come combinazione lineare di armoniche sferiche, in tal modo le relative fluttuazioni di temperatura in funzione della posizione angolare (θ, ϕ) risultano essere:

$$\frac{\delta T}{t}(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (1.5)$$

con a_{lm} coefficienti complessi.

Le anisotropie di temperatura in funzione dello sviluppo in multipoli hanno l'andamento mostrato in Figura 1.7. I coefficienti, che determinano la forma dello spettro, sono stati calcolati assumendo varie abbondanze per le componenti dell'Universo e per diversi valori dei parametri cosmologici (come la costante di Hubble, il parametro di accelerazione etc.). In particolare, variando la quantità di materia oscura e i vari parametri cosmologici, la forma dello spettro si modifica come mostrato qualitativamente in Figura 1.8. Quindi confrontando lo spettro teorico ottenuto per diverse abbondanze di materia oscura con lo spettro delle anisotropie misurato sperimentalmente, possiamo avere una stima dell'abbondanza di materia oscura nell'Universo. I risultati ottenuti sono in accordo con l'ipotesi che il 23% della materia dell'Universo è materia oscura [2].

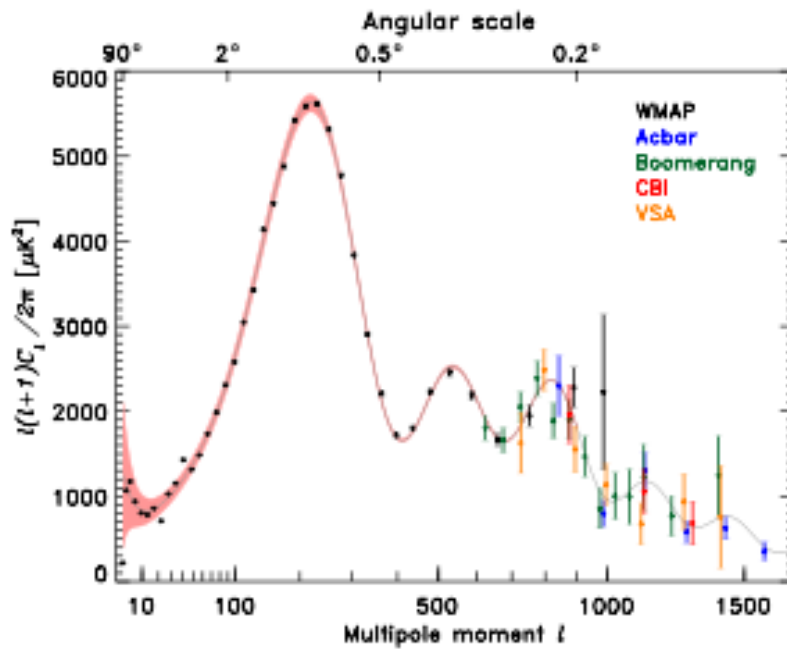


Figura 1.7: Spettro delle anisotropie di temperatura ottenuto tramite diversi satelliti.

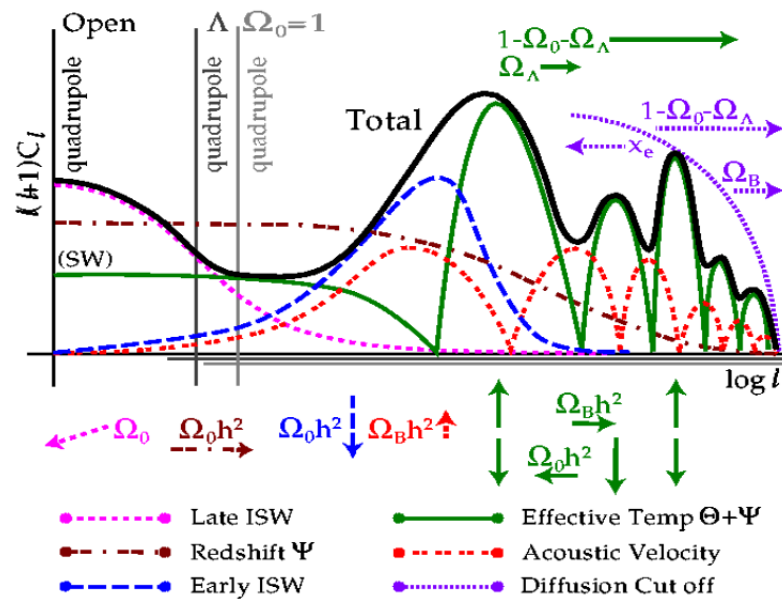


Figura 1.8: Rappresentazione schematica di come varia lo spettro delle anisotropie al variare della quantità di materia oscura Ω_0 e dei parametri cosmologici.

1.1.5 Proprietà della materia oscura

Le evidenze sperimentali fin qui illustrate permettono di ricavare le seguenti proprietà della materia oscura:

- La materia oscura non emette o assorbe luce, quindi non interagisce in modo elettromagnetico.
- L'auto-interazione della materia oscura con se stessa è estremamente debole. Questo comporta una sezione d'urto estremamente piccola per uno scattering tra particelle di materia oscura. Tale proprietà è particolarmente evidente nel Bullet Cluster.
- L'interazione tra materia ordinaria e materia oscura è estremamente debole. Esse interagiscono gravitazionalmente e al più debolmente, con sezioni d'urto molto piccole, tipiche dei processi deboli.

1.2 Candidati per la materia oscura

La materia oscura può essere ricercata sia tra la materia barionica sia tra la materia non barionica. Varie particelle sono state proposte come candidati per la materia oscura. Nel seguito descriveremo alcuni di tali candidati.

1.2.1 Materia oscura barionica

Per materia oscura barionica si intende materia ordinaria che non emette luce poiché fredda. I candidati per la materia oscura barionica comprendono i gas non luminosi e gli oggetti astrofisici massivi chiamati MACHOS (Massive Compact Halo Object) come: buchi neri, stelle di neutroni, nane bianche, stelle molto deboli e oggetti non luminosi come pianeti e nane brune. La quantità totale di materia oscura barionica può essere dedotta dal processo di nucleosintesi dovuta al Big Bang che ha lasciato una traccia nella Radiazione Cosmica di Fondo. Ogni osservazione indica che tale materia non è sufficientemente abbondante per costituire la materia oscura.

1.2.2 Materia oscura non barionica

La materia oscura non barionica può essere divisa in due categorie:

- La materia oscura non barionica calda, ovvero materia oscura costituita da particelle leggere e relativistiche. A causa della loro piccola massa, nell'Universo primordiale si sarebbero potute formare soltanto le strutture più estese, mentre gli oggetti più piccoli, come galassie e ammassi stellari, avrebbero dovuto formarsi come conseguenza della frammentazione delle strutture maggiori;
- La materia oscura non barionica fredda, ovvero particelle massive non relativistiche. Tale materia tende a raggrupparsi in strutture partendo da piccoli raggruppamenti di stelle che poi si uniscono per generare le galassie e gli ammassi di galassie.

Un buon candidato per rappresentare la materia oscura calda è il neutrino, poiché è una particella poco massiva, relativistica e interagisce solo debolmente. Tuttavia dalle misure sull'oscillazione di sapore dei neutrini si trova un limite superiore per la massa di $m_\nu < 0.05$ eV, quindi il loro contributo alla massa totale di materia oscura è veramente esiguo [2]. È necessaria una particella più massiva.

Considerando la materia oscura fredda, i principali candidati sono gli assioni e le WIMP.

L'assione nasce come soluzione del problema della violazione della simmetria CP nelle interazioni fondamentali e dalla necessità di spiegare l'assenza del momento di dipolo elettrico nel neutrone. Nel 1977 Peccei e Quinn suggerirono che la violazione CP esiste solo nelle interazioni deboli ed è dovuta alla rottura di simmetria. Per ogni rottura di simmetria fondamentale è necessario introdurre un bosone propagatore e in questo caso fu introdotto il bosone di Nambu-Goldstone [2]. Questa nuova particella fu associata all'assione, particella priva di carica elettrica, con spin zero e con una massa teorica compresa tra 10^{-5} e 10^{-2} eV. Si pensa che gli assioni siano stati prodotti in maniera non termica e in grande quantità nei primi istanti dopo il Big Bang e che non siano mai stati in equilibrio termodinamico con le altri componenti dell'Universo. A causa della loro debolissima interazione con la materia ordinaria ed essendo non

relativistici furono proposti come candidato ideale per la materia oscura fredda.

Con WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) si indicano particelle massive senza carica elettrica e carica di colore, interagiscono solo gravitazionalmente e debolmente con sezioni d'urto molto piccole tipiche dei processi deboli. Tale particella non è prevista dal Modello Standard delle particelle elementari. I candidati al ruolo di WIMP si possono ricercare, ad esempio, nelle estensioni supersimmetriche al Modello Standard o nel modello GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking). Vediamo alcuni candidati ideali:

- **Il Neutralino:**

Secondo la teoria supersimmetrica (SUSY), per ogni particella esiste un partner supersimmetrico. In particolare un fermione avrà partner supersimmetrico di tipo bosonico e viceversa. Esempi di queste particelle sono il fotino, il gravitino, il seletrone e così via.

Il neutralino è un oggetto complesso formato da fotino, zino (particella supersimmetrica del bosone Z) e da due higgsini. È una particella massiva che potrebbe ben rappresentare le particelle di materia oscura fredda.

- **Lo Sneutrino:**

Sempre nell'ambito della teoria SUSY, il partner supersimmetrico del neutrino, lo sneutrino, è stato considerato un buon candidato, in quanto dovrebbe avere una massa compresa tra 550 GeV e 2300 GeV. La teoria prevede una densità residua dal Big Bang compatibile con quella osservata per la materia oscura [2].

- **Il Gravitino:**

Il gravitino è il partner supersimmetrico del gravitone. È la particella più leggera dei modelli GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking) [2]. Tali particelle interagiscono solo gravitazionalmente e sono molto difficili da osservare. La loro esistenza è altamente supportata da motivazioni teoriche, ma pone problemi in cosmologia, in particolare nella predizione delle abbondanze degli elementi leggeri.

1.3 Ricerca di materia oscura non barionica

La ricerca di particelle di materia oscura di tipo non barionico si effettua attraverso diverse tecniche di rivelazione. Di seguito sono descritte le principali.

1.3.1 Ricerca di WIMP

Le due tecniche principali di rivelazione delle WIMP sono:

1. Rivelazione diretta;
2. Rivelazione indiretta.

Anche se sono tecniche molto diverse tra loro, sono complementari. I due metodi sono sensibili a differenti regioni energetiche e a differenti proprietà delle WIMP. Per entrambi è necessario determinare la densità di materia oscura, ovvero la distribuzione di WIMP intorno alla galassia, poichè ciò ne determina sezione d'urto e probabilità di interazione.

1. La rivelazione diretta è basata sul passaggio delle particelle di materia oscura attraverso un apposito rivelatore. Le WIMP interagiscono direttamente con i nuclei atomici che costituiscono il rivelatore stesso, vedi Figura 1.9. Il processo più probabile è la collisione elastica. Al fine di stimare il numero di collisioni è necessario definire quale forza elementare è coinvolta in questa interazione. La forza gravitazionale è trascurabile, ed escludendo l'interazione elettromagnetica e forte possiamo sperare che queste particelle interagiscano debolmente con i nuclei che compongono il rivelatore con sezione d'urto per l'interazione estremamente piccola. Se $\frac{dN}{dt}$ è il numero di collisioni WIMP-nucleo per unità di tempo, ϕ è il flusso di WIMP e N_t è il numero di nuclei bersaglio per unità di volume, otteniamo:

$$\frac{dN}{dt} = \phi \sigma_A N_t \quad (1.6)$$

dove σ_A è la sezione d'urto per l'interazione WIMP-Nucleo indipendente dallo spin.

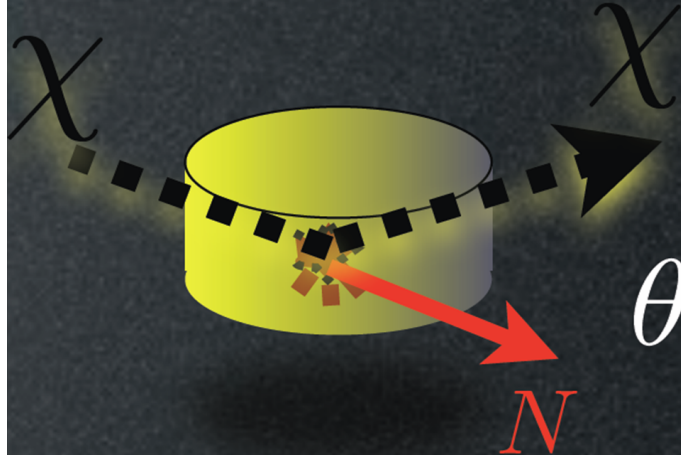


Figura 1.9: Rappresentazione di un urto tra WIMP e nucleo del rivelatore.

σ_A è dipendente dalla massa delle particelle coinvolte ed è definita come [2]:

$$\sigma_A = \frac{\mu_A^2}{\mu_n^2} \sigma_n C \quad (1.7)$$

dove μ_A^2 e μ_n^2 sono la massa invariante del nucleo e della WIMP rispettivamente, C è un parametro che dipende dalla specifica struttura del nucleo e σ_n è definita come:

$$\sigma_n = \frac{\mu_A^2}{\sigma_A \mu_n^2}. \quad (1.8)$$

Per ottenere il numero di interazioni dobbiamo considerare l'energia di rinculo del nucleo bersaglio. In particolare per una collisione elastica nel centro di massa lo spettro energetico del rinculo dR/dE_R può essere scritto come [2]:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \exp \left[- \left(\frac{E_R}{E_0 r} \right) \right] \quad (1.9)$$

dove E_R è l'energia cinetica di rinculo del nucleo, E_0 è l'energia cinetica della WIMP, R_0 è il rate totale e r è un fattore cinematico che dipende dalla massa delle particelle coinvolte nell'interazione:

$$r = \frac{4M_{WIMP}M_N}{(M_{WIMP} + M_N)^2} \quad (1.10)$$

si osserva che l'energia di rinculo dipende, dunque, dall'energia cinetica della WIMP, che, essendo non relativistica, si può approssimare a $E_0 = \frac{1}{2}M_{WIMP}v_0^2$. È evidente che la velocità v_0 , cioè la velocità relativa tra le WIMP e il rivelatore, è un parametro fondamentale se vogliamo conoscere lo spettro energetico del nucleo di rinculo e quindi sapere quale potrebbe essere l'intensità del segnale sul nostro rivelatore [2]. Dopo l'urto elastico il nucleo bersaglio può generare un segnale rivelabile. I segnali generati sono rari e deboli, dunque diventa fondamentale poterli distinguere dai segnali di fondo dovuti all'interazione della materia ordinaria con il nostro rivelatore.

2. La rivelazione indiretta delle WIMP è basata sulla rivelazione della radiazione prodotta dall'annichilazione delle WIMP stesse. L'annichilazione può produrre raggi gamma, neutrini, elettroni, positroni, protoni e antiprotoni, come mostrato in Figura 1.10. Questa annichilazione può avvenire dove c'è una grande

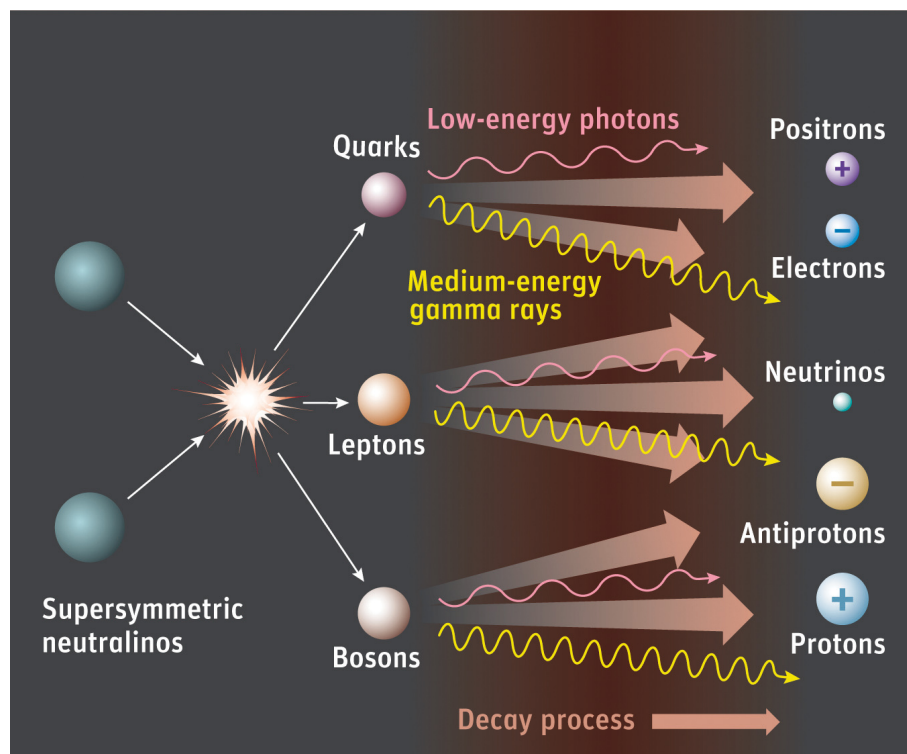


Figura 1.10: *Possibili processi di annichilazione della WIMP.*

densità di materia oscura. In base alle particelle generate dall'annichilazione ci sono diverse tecniche sperimentali per osservarle [2]:

- **Raggi Gamma:** l'osservazione diretta dei raggi γ deve essere effettuata dallo spazio in quanto, nel range di energie dal GeV al TeV, la produzione di coppie limita la lunghezza d'interazione dei fotoni a circa $38 \text{ g} \cdot \text{cm}^2$, mentre l'atmosfera terrestre ha una profondità di circa $1030 \text{ g} \cdot \text{cm}^2$. Pertanto non è possibile rivelare direttamente i raggi gamma da terra. È possibile farlo indirettamente attraverso appositi telescopi che riescono ad individuare la luce prodotta dagli sciami elettromagnetici prodotti dai raggi gamma quando interagiscono con la nostra atmosfera. La rivelazione diretta, invece, utilizza opportuni telescopi su satelliti posti fuori dall'atmosfera terrestre.
- **Neutrini:** dall'annichilazione della materia oscura in quark pesanti, bosoni di gauge, τ e bosoni di Higgs si possono generare neutrini. Tali neutrini possono essere rivelati con la nuova generazione di telescopi per neutrini astrofisici (sottomarini o sotto-ghiaccio) in fase di costruzione in diverse parti del mondo.
- **Protoni, Antiprotoni, Elettroni e Positroni:** La ricerca di materia oscura può avvenire anche attraverso gli spettri energetici dei positroni e degli antiprotoni cosmici. Attraverso diversi satelliti si è misurato un'abbondanza di positroni maggiore del previsto. La sorgente di questi positroni è sconosciuta e potrebbe essere legata all'annichilazione della materia oscura. È da notare che protoni, antiprotoni, elettroni e positroni sono particelle cariche, quindi le loro traiettorie sono deflesse dai campi magnetici galattici. Questo è un problema poiché non è possibile risalire direttamente alle loro sorgenti e quindi non siamo in grado di associarli direttamente alla presenza di materia oscura.
- **Radiofrequenze:** Le emissioni radio provenienti dalle galassie, in particolare dal loro centro, possono provare indirettamente l'esistenza della materia oscura. Infatti i protoni e gli elettroni originati dall'annichilazione

delle WIMP possono emettere radiazione di sincrotrone durante la loro propagazione nei forti campi magnetici galattici. È necessario, per potere fare delle comparazioni, conoscere in modo approfondito il profilo di densità della materia oscura, in particolare nelle regioni più interne, di cui purtroppo si conosce ancora molto poco [2].

1.3.2 Ricerca di assioni

La rivelazione degli assioni è basata sul fatto che quando interagiscono con un campo magnetico di alta intensità, possono essere convertiti in fotoni, e viceversa. Tale processo prende il nome di effetto Primakoff, vedi Figura 1.11. Poiché gli assioni hanno piccola massa e non sono relativistici, producono fotoni di bassa energia (onde radio).

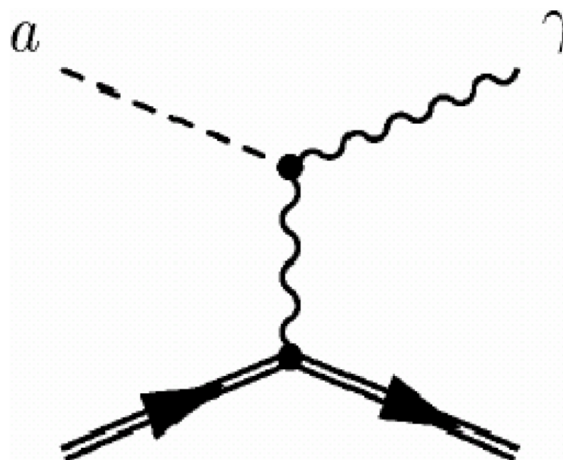


Figura 1.11: *Diagramma di Feynman per il processo di Primakoff.*

Alcuni esperimenti per la ricerca di assioni sono ad esempio l'esperimento ADMX (Axion DarkMatter Experiment) [2] che mira a rivelare, attraverso un campo magnetico di intensità pari a 8 T, gli assioni galattici prodotti nei primi stadi di formazione dell'Universo. L'esperimento CAST (Cern Axion Solar Telescope) [2], sfrutta un campo magnetico da 9 T per rivelare gli assioni prodotti dal sole. Infine l'esperimento PVLAS

(Polarizzazione del Vuoto con LASer) [2] cerca, invece, di produrre assioni in laboratorio, attraverso l'uso di un fascio di fotoni all'interno di un campo magnetico molto intenso. La ricerca di assioni ha per ora dato esiti negativi.

1.3.3 Produzione di WIMP negli acceleratori di particelle

Con LHC (Large Hadron Collider) e con le nuove scale di energia raggiungibili, si può pensare alla produzione diretta delle WIMP all'interno dell'acceleratore. Attraverso lo scontro di protoni di elevata energia si potrebbero produrre particelle oltre il modello standard come quelle previste dalla teoria SUSY, la quale prevede buoni candidati per la materia oscura. Ci sono diversi processi possibili per la produzione delle WIMP. I due canali più ricercati producono un trigger composto da 4 jet e 4 leptoni con energia mancante dovuta alla WIMP o produzione di un singolo jet con energia mancante, vedi Figura 1.12.

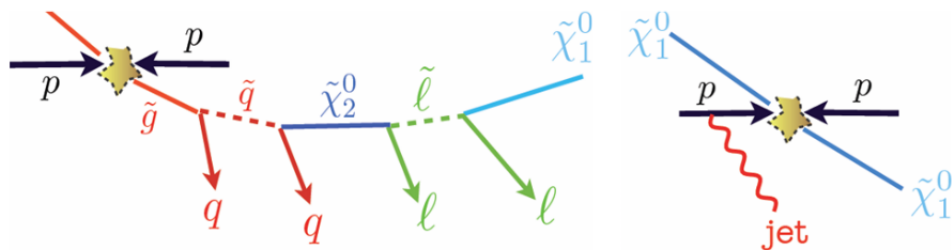


Figura 1.12: Segnale atteso per la produzione di particelle di materia oscura all'interno di LHC.

1.4 Esperimenti di rivelazione delle WIMP

In questo paragrafo sono presentati alcuni esperimenti dedicati alla ricerca delle WIMP. Sono stati suddivisi in base al tipo di rivelazione, diretta o indiretta.

1.4.1 Esperimenti di rivelazione diretta

Gli esperimenti di rivelazione diretta sono tutti basati sull'interazione delle WIMP con il rivelatore stesso. Alcuni dei più importanti esperimenti che utilizzano tecniche di rivelazione diretta sono:

- **CDMS-II (Cryogenic Dark Matter Search II)**

È un rivelatore costituito da dischi di Germanio e Silicio. Questi dischi sono mantenuti a temperature criogeniche ($T < 50$ K). La WIMP interagendo attraverso urto elastico sui nuclei degli atomi che costituiscono la struttura cristallina dei dischi, inducono vibrazione nei legami interatomici, facendo vibrare la struttura cristallina del solido e causando un aumento di temperatura. Quello che si osserva, attraverso appositi termistori, è l'aumento di temperatura dovuto alla collisione. [3].

- **CRESST (Cryogenic Rare Event Search Superconducting Thermometers)**

È un rivelatore installato ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso. Cerca le WIMP attraverso collisioni tra le WIMP e i nuclei del rivelatore solido. Ha un'alta sensibilità solo per bassi valori della massa delle WIMP, $m_{WIMP} < 5$ GeV, e con sezioni d'urto dell'ordine del 10^{-8} pb, [4].

- **DAMA (DARk MATter search)**

È un esperimento situato ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), costituito da 250 kg di NaI(Tl), cerca il segnale prodotto dalla ionizzazione del mezzo dovuta all'energia di rinculo fornita dalle collisione delle WIMP con i nuclei che compongono il mezzo stesso. I dati pubblicati dal progetto DAMA hanno fornito dei limiti sulla massa della WIMP e sulla sezione d'urto per la collisione elastica, $m_{WIMP} = 44$ GeV e $\sigma = 5.4 \cdot 10^{-6}$ pb, [5].

- **EDELWEISS (Experience puor Detector Les WIMPs en Site Souterrain)**

L'esperimento utilizza rivelatori solidi di temperatura al germanio, ovvero bolometri. Attraverso le collisioni delle WIMP sui nuclei si ha un aumento di temperatura rivelabile da opportuni termistori. Anche questo esperimento non ha fornito prove sull'esistenza della materia oscura [6].

- **LUX (Large Underground Xenon)**

Si trova nella miniera di Homestake in Sud Dakota (USA), in una miniera di ferro a 1460 metri sotto terra. LUX utilizza dei cilindri contenenti 350 kg di Xenon sia in fase gassosa che in fase liquida. Lo Xenon può scintillare e ionizzarsi quando i nuclei che lo compongono sono colpiti da WIMP. Al fine di ridurre il rumore di fondo l'intero rivelatore è ricoperto da circa 1 metro di piombo e rame altamente puri. Il progetto è ancora in fase di costruzione e sarà uno dei rivelatori diretti di materia oscura più sensibili mai costruiti [7].

- **Progetto XENON**

È un progetto nato nel 2002 presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso. È diviso in tre fasi XENON10, XENON100 e XENON1T. Il rivelatore è costituito da una TPC (Time Projection Chamber) a doppia fase che utilizza lo Xenon sia come bersaglio per le WIMP sia come mezzo sensibile. XENON100 è in fase di acquisizione dati ed ha permesso di fissare un limite più stringente per la sezione d'urto WIMP-Nucleo indipendente dallo spin, raggiungendo una sensibilità di 10^{-45} cm^2 per WIMP di massa pari a 55 GeV. XENON1T, in costruzione a partire dal 2013, permetterà di aumentare la sensibilità rispetto a XENON100 di 2 ordini di grandezza. Il Capitolo 2 è dedicato a una descrizione di tale progetto.

1.4.2 Esperimenti di rivelazione indiretta

Gli esperimenti di rivelazione indiretta mirano a osservare i prodotti di annichilazione delle particelle di materia oscura all'interno della nostra galassia e fuori di essa, attraverso satelliti o telescopi a terra. Di seguito sono riportati alcuni importanti esperimenti per la rivelazione indiretta della materia oscura:

- **PAMELA (Payload for Antimatter Exploration and Light-nuclei Astrophysics)**

L'esperimento PAMELA è un satellite che studia le abbondanze di antimateria ad energie superiori al GeV. Ci ha fornito il rapporto tra protoni e antiprotoni, elettroni e positroni nei raggi cosmici primari. È stata osservata un'anomalia tra i valori sperimentali e quelli teorici. In particolare è stato misurato un eccesso

di positroni ad alte energie che potrebbe essere prodotto dall'annichilazione di particelle di materia oscura. [8].

- **EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope)**

È un telescopio per i raggi gamma. È sensibile a energie comprese tra 30 MeV a 30 GeV. I dati raccolti da EGRET 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 in modo isotropo, indicando un possibile segnale di annichilazione di materia oscura nell'alone galattico. Lo spettro energetico misurato è compatibile con WIMP di massa compresa tra 50 GeV e 100 GeV. L'analisi della distribuzione angolare di questi raggi gamma, inoltre, è compatibile con la distribuzione di densità di materia oscura calcolata attraverso osservazioni astrofisiche [9].

- **FERMI (GLAST, Gamma-ray Large Area Space Telescope)**

È il successore di EGRET ed ha osservato raggi gamma nell'intervallo energetico tra 10 MeV e oltre i 100 GeV. Le osservazioni di GLAST potranno fornire precise stime sulla massa delle WIMP [10].

- **WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)**

Il satellite WMAP ha come scopo principale quello di comporre una mappa dettagliata della radiazione cosmica di fondo (CMB). Lo studio delle anisotropie di temperatura nello spettro della CMB ha permesso una stima della densità di materia oscura in tutto l'universo. Inoltre il satellite è stato in grado di rivelare un eccesso di emissione nelle microonde proveniente dalle regioni più interne della galassia, compatibile con la presenza di materia oscura con massa delle WIMP intorno ai 100 GeV e con sezione d'urto di annichilazione pari a $2 \cdot 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$. Tuttavia l'eccesso di emissione osservato si presta anche ad altre interpretazioni di origine stellare [11].

- **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 sensibili alla radiazione gamma di energia superiore a 100 GeV. Osservando il centro galattico hanno fornito indicazioni su un eccesso di raggi gamma con energie dell'ordine del TeV. Lo spettro angolare ed energetico osservato è compatibile con l'annichilazione di materia oscura con masse delle WIMP molto grandi, di circa 15 TeV. La distribuzione angolare del segnale, inoltre è compatibile con la distribuzione di densità di materia oscura ottenuta attraverso diverse osservazioni astrofisiche.

- **SPI (SPectrometer Integral)**

È uno spettrometro ad alta risoluzione per energie comprese tra 20 keV e 8 MeV, montato sul satellite INTREGRAL. SPI ha raccolto informazioni sull'emissione dovuta all'annichilazione tra elettroni e positroni in raggi gamma provenienti dal centro della galassia. I positroni potrebbero essere prodotti dall'annichilazione delle WIMP. [12].

- **HEAT (High-Energy Antimatter Telescope)**

È un rivelatore su pallone in grado di misurare il flusso di elettroni e positroni nei raggi cosmici primari per energie comprese tra 1 e 50 GeV. Lo spettro dei positroni registrato è superiore a quello atteso, ciò suggerisce l'esistenza di una sorgente extra di antimateria attribuibile all'annichilazione di particelle di materia oscura. Il fit sui dati ha fornito una massa della WIMP di circa 380 GeV [13].

- **BESS (Ballon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer)**

È un esperimento su pallone che fa uso di uno spettrometro magnetico abbinato ad un sistema di misura di tempo di volo ed un rivelatore Cherenkov. Lo scopo è la rivelazione del flusso di positroni e antiprotoni nei raggi cosmici primari. BESS ha misurato lo spettro degli antiprotoni tra 0.18 e 4.20 GeV, osservando un'abbondanza maggiore di quella attesa, ciò potrebbe essere dovuto all'annichilazione di particelle di materia oscura [14].

- **AMS-2 (Alpha Magnetic Spectrometer)**

È uno spettrometro installato nella Stazione Spaziale Internazionale con l'obiettivo di studiare i raggi cosmici primari e, in particolare, la loro componente di antimateria. I principali obiettivi dell'esperimento sono: la ricerca di nuclei di antimateria, la ricerca di materia oscura nei canali di decadimento in positroni, antiprotoni e raggi gamma, misura delle abbondanze degli isotopi leggeri fino al carbonio e misura dello spettro di raggi gamma per energie comprese tra 30 e 300 GeV. La grande accettazione geometrica di AMS-2 ed il lungo tempo di esposizione permetteranno di ottenere una statistica significativa fino ad energie dell'ordine del TeV. Queste caratteristiche fanno di AMS-2 lo spettrometro per raggi cosmici primari più potente mai costruito, [15].

Capitolo 2

L'Esperimento XENON ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso

Come evidenziato nel Capitolo 1 le interazioni della materia oscura sono caratterizzate da sezioni d'urto molto piccole; la rivelazione diretta della materia oscura richiede, quindi, l'utilizzo di rivelatori di grande massa; inoltre è di fondamentale importanza ridurre a livelli trascurabili i segnali dovuti al fondo, utilizzando materiali ultrapuri per la costruzione dei rivelatori e collocando i rivelatori stessi in ambienti a bassa radioattività, come ad esempio nei laboratori sotterranei. Il progetto XENON presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) è un esperimento per la ricerca diretta di materia oscura, mediante l'utilizzo di una Time Projection Chamber (TPC) riempita con Xenon che funge sia da bersaglio per le interazioni di WIMP sia come mezzo sensibile. Il progetto è diviso in tre fasi XENON10, XENON100 e XENON1T, corrispondenti a masse crescenti di Xenon utilizzato.

Nel seguito saranno descritti sia il principio di funzionamento sia lo stato attuale dell'esperimento con particolare attenzione al rivelatore XENON1T che sarà costruito a partire dal 2013.

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 due fasi, contenente Xenon (Xe) allo stato liquido e allo stato gassoso. È necessario, quindi, avere un sistema criogenico che mantenga lo Xe ad una temperatura di circa 160 K.

Utilizzare lo Xe sia come bersaglio per le interazioni di WIMP sia come mezzo sensibile comporta diversi vantaggi. Viste le piccole sezioni d'urto in gioco, è necessario utilizzare un mezzo ad alta densità per aumentare la probabilità di interazione: lo Xe possiede un numero atomico pari a 131 ed una densità, al punto triplo (165 K), di 2.96 g/cm^3 . Inoltre possiede isotopi instabili ma con un tempo di vita medio molto breve. Lo Xe è 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): una particella che interagisce con lo Xe liquido produce sia cariche libere sia fotoni. L'emissione di fotoni può avvenire sia direttamente sia indirettamente a causa della ricombinazione di coppie e^- -ione.

Il volume sensibile di Xe si trova all'interno della TPC, schematicamente mostrata in Figura 2.1. Alle estremità della TPC si trovano rispettivamente un catodo e un anodo, che consentono di generare un campo elettrico all'interno dello Xe. Le due fasi dello Xe sono separate da una griglia che permette di mantenere il campo elettrico a valori differenti tra le due regioni. Alle estremità della TPC si trovano due matrici di fotomoltiplicatori. Una particella che interagisce nel rivelatore produce fotoni da scintillazione diretta e coppie e^- -ione. Parte delle coppie forniscono un contributo alla scintillazione diretta attraverso emissione di fotoni da ricombinazione, mentre parte degli elettroni, per effetto del campo elettrico applicato, migrano verso l'anodo. Una volta raggiunta la superficie di separazione liquido e gas, gli elettroni sono estratti nello Xe gassoso dove, per effetto del campo elettrico applicato, si verifica il processo di scintillazione proporzionale [19].

Le due matrici di fotomoltiplicatori permettono di rivelare i fotoni prodotti dalla scintillazione diretta (denominato segnale S1) e dalla scintillazione proporzionale (deno-

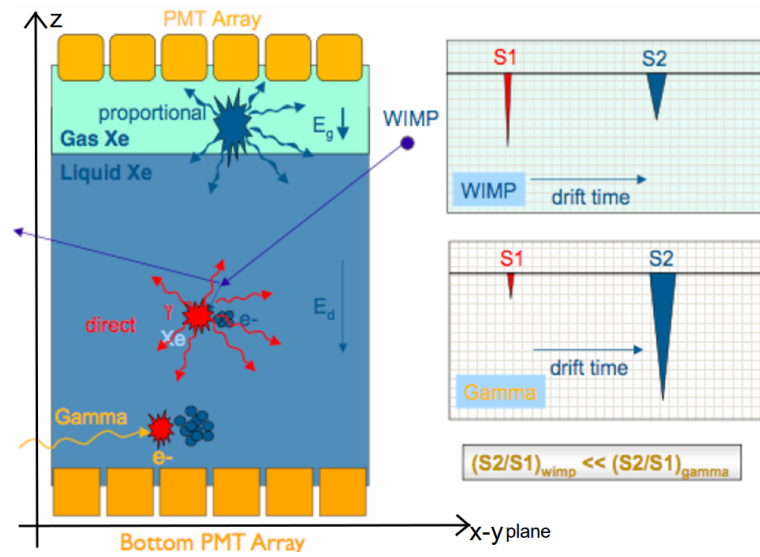


Figura 2.1: *Meccanismo di generazione dei segnali all'interno della TPC.*

minato segnale S2). Dal rapporto tra i segnali di scintillazione S1 e S2, Figura 2.1, 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. A parità di energia cinetica, un nucleo che rincula è molto più lento rispetto a un elettrone. Dalla formula di Bethe-Block sappiamo che in regime non relativistico la perdita di energia per ionizzazione ha un andamento come β^{-2} [20]. Quindi un nucleo produce una maggiore densità di ioni, aumentando così la probabilità di ricombinazione rispetto al rinculo di un elettrone, con conseguente diminuzione del segnale proporzionale, si ha quindi:

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

Usando questa tecnica si ottiene un'efficienza nel rigetto del fondo di circa il 99.5% [19].

La TPC inoltre permette di ottenere anche le coordinate (x,y) del punto d'interazione, attraverso l'analisi della configurazione dei segnali nelle due matrici di PMT e la coordinata z attraverso la misura del ritardo temporale tra i segnali S1 ed S2. La ricostruzione del vertice d'interazione è importante, poichè consente di selezionare gli eventi nelle regioni più interne del rivelatore e quindi maggiormente schermate da

segnali di fondo (fiducializzazione del volume).

2.2 Fasi del Progetto

Il progetto XENON è articolato in tre fasi, ciascuna delle quali coincide con la realizzazione di un rivelatore su scala crescente: XENON10, attivo dal 2005 al 2007, XENON100 attualmente in fase di acquisizione dati e XENON1T in fase di progettazione.

2.2.1 XENON10

XENON10, in funzione ai LNGS dal 2005 al 2007, è stato la prima fase del progetto. Era costituito da una TPC cilindrica di PTFE (Politetrafluoroetilene) con un diametro interno di 20 cm e 15 cm di altezza, contenente 15 kg di Xe con una massa fiduciale di 5.4 kg [16]. La Figura 2.2 mostra schematicamente la struttura di XENON10.

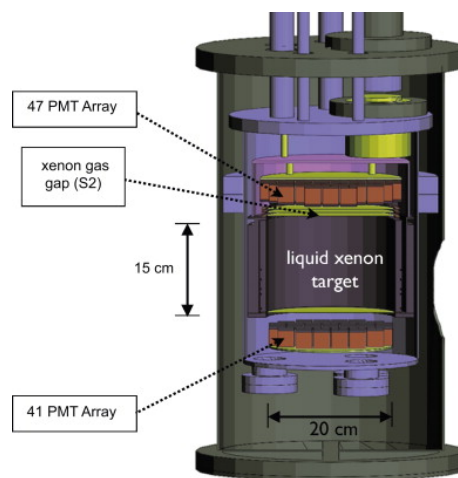


Figura 2.2: Rappresentazione geometrica della struttura del rivelatore XENON10.

L'analisi dei dati acquisiti in 58.6 giorni ha permesso di stabilire un limite superiore per la sezione d'urto WIMP-nucleo indipendente dallo spin di $8.8 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$ per WIMP di massa 100 GeV e di $4.5 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$ per WIMP di massa 30 GeV. La Figura 2.3

mostra i risultati ottenuti dall'esperimento per la la sezione d'urto, indipendente dallo spin, in funzione della massa della WIMP.

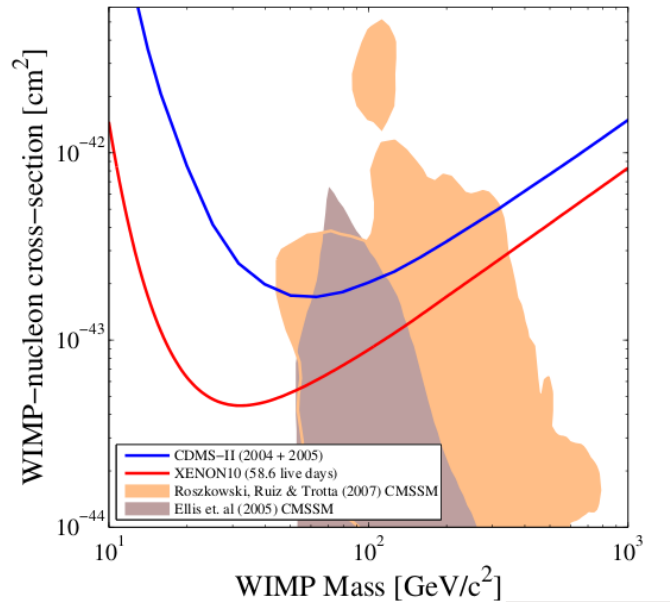


Figura 2.3: Limite sperimentale per la sezione d'urto WIMP-Nucleo indipendente dallo spin (90% CL) in funzione della massa della WIMP.

2.2.2 XENON100

Il principio di funzionamento di XENON100 è lo stesso di XENON10, ma è stato aumentato il volume sensibile del rivelatore: si è passati infatti dai 15 kg di Xe del rivelatore precedente ai 161 kg di cui 62 kg costituiscono il volume sensibile e i restanti 99 kg sono utilizzati come veto [17]. La Figura 2.4 mostra schematicamente la struttura del rivelatore XENON100.

Sebbene la massa utile sia stata aumentata di circa un fattore 10 il segnale di fondo è stato ridotto di un fattore 100, grazie al lavoro di studio sui materiali del rivelatore che ha permesso di ridurre il fondo interno (dovuto alla radioattività dei materiali di cui il rivelatore è costituito) ed anche grazie all'utilizzo di sistemi di purificazione dello Xenon (che permette di eliminare il kripton che costituisce in fondo intrinseco). Inoltre

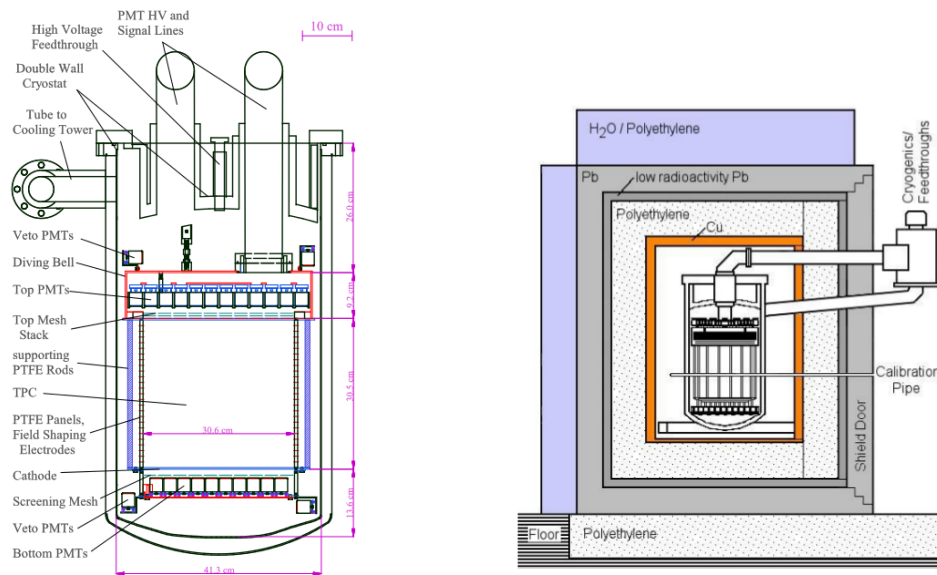


Figura 2.4: Schema della TPC di XENON100 (sinistra) e struttura schematica del rivelatore e degli schermi passivi (destra).

sono stati utilizzati schermi passivi per ridurre il fondo esterno (radiazione cosmica), come mostrato in Figura 2.4. La collaborazione ha recentemente pubblicato [18] i risultati relativi ad un run di acquisizione dati di 13 mesi (corrispondente ad un tempo di esposizione di $224.6 \text{ giorni} \times 34 \text{ kg}$). L'analisi dei dati non ha fornito alcuna evidenza per interazioni di WIMP. Sono stati osservati due eventi nella regione energetica d'interesse ma consistenti con il segnale di fondo atteso di 1.0 ± 0.2 eventi. I risultati ottenuti hanno permesso di fissare un limite più stringente sulla sezione d'urto indipendente dallo spin, per un urto elastico WIMP-Nucleo e per WIMP di massa superiore a 8 GeV , con un minimo di 10^{-45} cm^2 per massa delle WIMP di 55 GeV (90% CL), vedi Figura 2.5. L'analisi dei dati raccolti nel corso di 13 mesi non ha fornito alcuna evidenza dell'esistenza delle WIMP, in particolare sono stati osservati due eventi nella regione energetica di interesse ma statisticamente consistenti con il segnale di fondo [18].

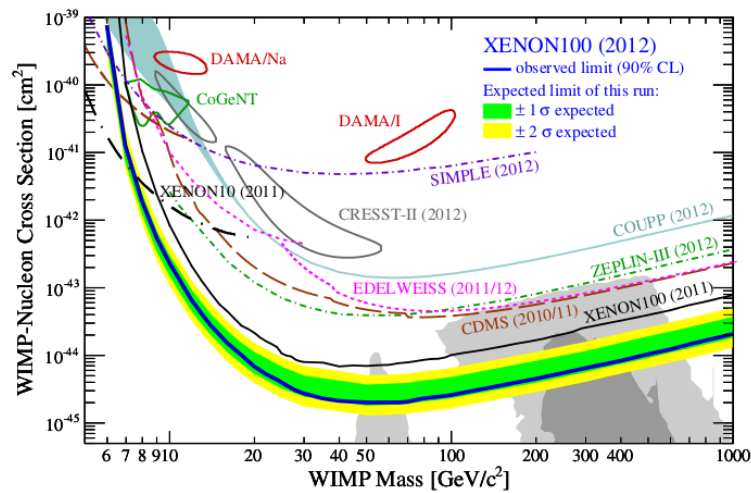


Figura 2.5: Limite sperimentale per la sezione d'urto WIMP-Nucleo indipendente dallo spin (90% CL) in funzione della massa della WIMP [18].

2.2.3 XENON1T

XENON1T è la terza fase del progetto XENON e sarà collocato nella sala B dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) [19], vedi Figura 2.6.

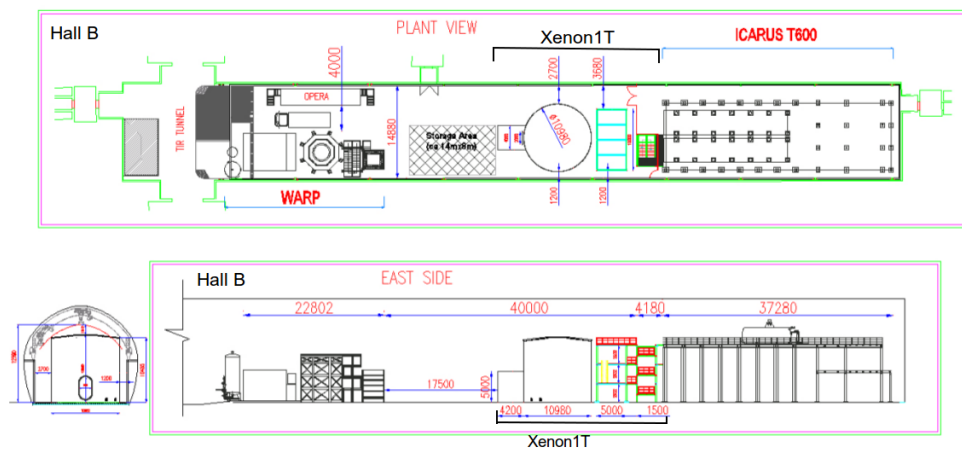


Figura 2.6: L'esperimento XENON1T nella sala B ai LNGS [19].

La TPC di XENON1T sarà collocata all'interno di una Water Tank cilindrica, 10 m di altezza e 10 m di diametro, riempita d'acqua (vedi seguito). Un disegno schematico dell'esperimento è mostrato in Figura 2.7.

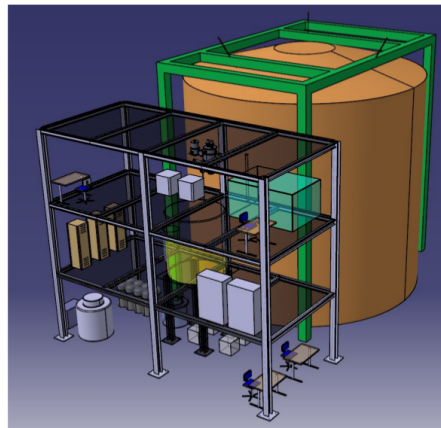
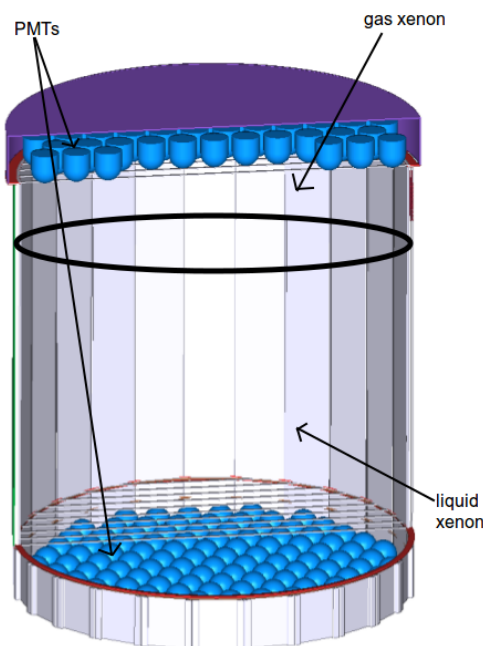


Figura 2.7: Rappresentazione della water tank e della struttura di supporto contenente i dispositivi necessari al funzionamento del rivelatore.

La Figura 2.8 mostra un disegno della TPC di XENON1T e una tabella in cui sono riportate le principali caratteristiche del rivelatore. Il volume sensibile di Xe liquido si



<i>TPC Dimension and Fields</i>	
Height	95.0 cm
Diameter	97.2 cm
Active LXe Mass	1972 kg
Fiducial Mass (10 cm cut)	996 kg
<i>TPC Fields and Grids</i>	
Nominal Drift Field	1.0 kV/cm
Operating Cathode Voltage	-95.0 kV
Nominal Extraction Field	13.0 kV/cm
Operating Anode Voltage	4.5 kV
Xenon Gas Gap	2.5 mm
Grid Diameter	97.2 cm
Ring Material	SS 316Ti
Wire Diameter	140 μm
Wire Spacing	5 mm
<i>Inner Cryostat</i>	
Height	\gtrsim 130 cm
Diameter	107 cm
Total LXe Mass	2665 kg^a

Figura 2.8: Rappresentazione schematica della TPC (sinistra). Principali caratteristiche tecniche (destra) [19].

trova all'interno di un cilindro di 97.2 cm di diametro e 95 cm di altezza. La massa totale di Xenon liquido all'interno della TPC sarà di circa 2.6 tonnellate, di cui 996 kg costituiscono la massa fiduciale. Per immagazinare lo Xe è stato sviluppato un opportuno serbatoio in acciaio inox costituito da una doppia parete con vuoto isolante, vedi Figura 2.9.



Figura 2.9: *Tanica per l'immagazzinamento dello Xenon liquido.*

Lo Xe sarà poi immesso nel rivelatore attraverso la pressurizzazione del serbatoio ad opera di un "riscaldatore" posto alla sua base.

Il campo elettrico di deriva avrà un'intensità dell'ordine di 1 kV/cm mentre quello di estrazione avrà intensità dell'ordine di 100 kV/cm, ciò garantisce un'efficace estrazione, del 100%, degli elettroni dalla fase liquida alla fase gassosa. La raccolta della luce avverrà tramite due gruppi di 121 fotomoltiplicatori, disposti uno sulla superficie superiore della camera, all'interno della fase gassosa, ed uno sulla superficie inferiore, all'interno della fase liquida. I fotomoltiplicatori scelti sono gli Hamamatsu R11410 (Figura 2.10), soddisfano le condizioni di bassa radioattività richiesta dall'esperimento. ad hanno un'elevata efficienza quantica ($\sim 35\%$) per fotoni intorno ai 175

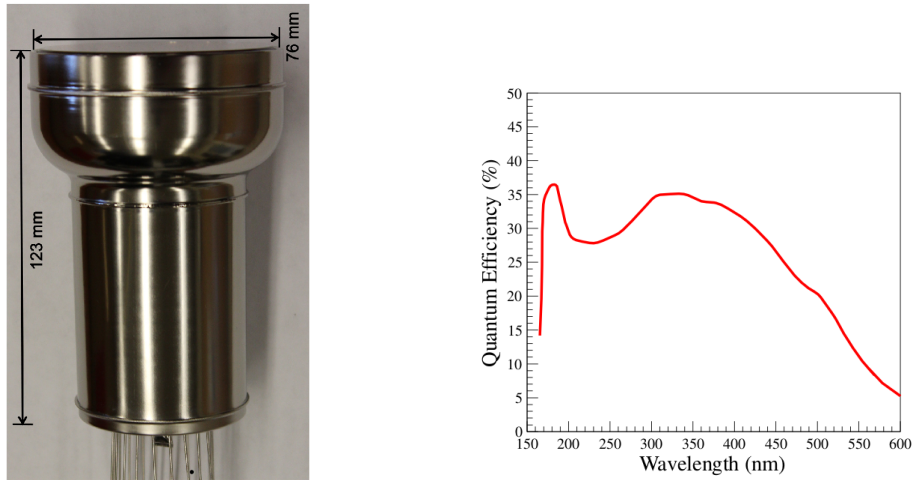


Figura 2.10: Foto di un fotomoltiplicatore Hamamatsu R11410 (sinistra). Efficienza quantica degli Hamamatsu R11410 (destra).

nm (VUV), (Figura 2.10). Il maggior volume sensibile, la water tank per il veto di muoni e l'utilizzo di materiali ultrapuri, permetterà a XENON1T di raggiungere sensibilità di due ordini di grandezza migliori delle attuali. I grafici in Figura 2.11 mostrano la sensibilità attesa di XENON1T per sezioni d'urto WIMP-Nucleo indipendenti dallo spin e massa della WIMP fino a 1000 GeV.

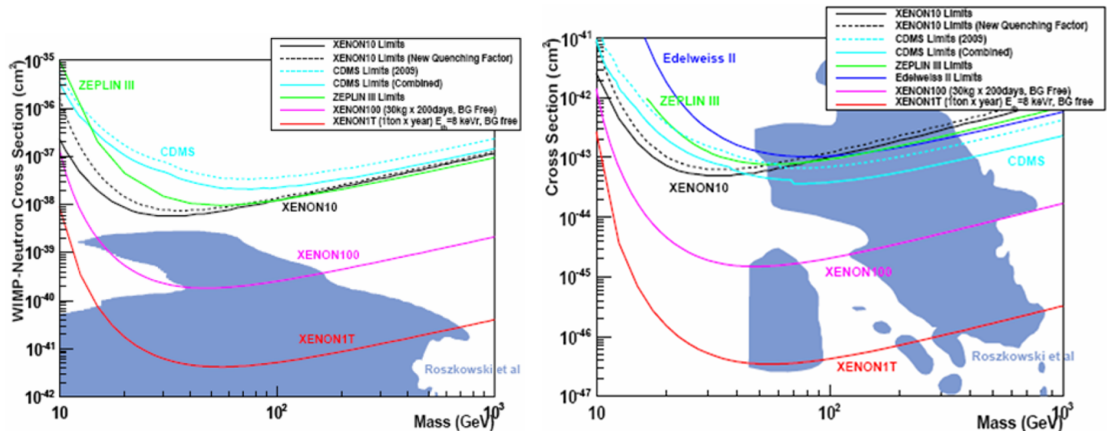


Figura 2.11: Sezione d'urto WIMP-Nucleo indipendente dallo spin in funzione della massa della WIMP. La parte ombreggiata si riferisce ai valori ottenuti dai modelli teorici [19].

Come mostrato in figura la sensibilità migliora ulteriormente rispetto ai limiti attuali.

La Figura 2.12 mostra, per sezione d'urto WIMP-Nucleo indipendente dallo spin, la sensibilità e il numero di eventi attesi in funzione del tempo di esposizione. Considerando, ad esempio, una sezione d'urto di $\sigma = 1 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ e una massa per le WIMP di 100 GeV, il numero di eventi atteso in anno è di circa $1000 \cdot \text{ev} \cdot \text{ton}^{-1} \cdot \text{anno}^{-1}$.

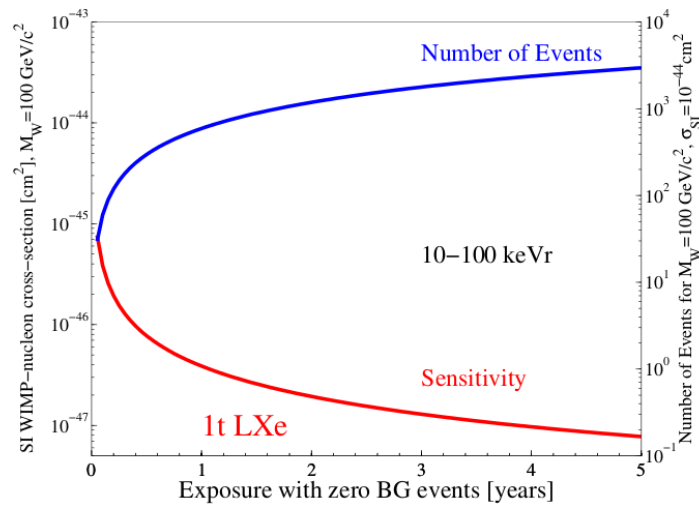


Figura 2.12: Sensibilità in funzione del tempo di esposizione e numero di eventi in funzione del tempo di esposizione [19].

2.3 Water tank e veto di muoni

In questa terza fase del progetto XENON è stato inserito un sistema per ridurre ulteriormente il fondo dovuto alla radioattività ambientale. La TPC sarà, infatti, installata all'interno di una Water Tank, Figura 2.13, cioè un recipiente cilindrico in acciaio inox, di 10 m di diametro e 10 m d'altezza, riempito d'acqua e le cui pareti interne saranno ricoperte da un sottile foglio di materiale riflettente (DF2000MA) [26]. Lo scopo del foglio riflettente DF2000MA è quello di aumentare la riflettività delle pareti interne della water tank. Il foglio ha, inoltre, proprietà di wavelength shift, cioè sposta la lunghezza d'onda dei fotoni Cherenkov prodotti dai muoni, in un intervallo adatto ai

fotomoltiplicatori così da permettere una maggiore efficienza nella raccolta della luce. I fotomoltiplicatori scelti per il sistema di veto dei μ sono gli Hamamatsu R5912, vedi Figura 2.14. I risultati dei test in acqua del foglio riflettore e i risultati dei test in acqua di un fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912 sono presentati nei prossimi capitoli.

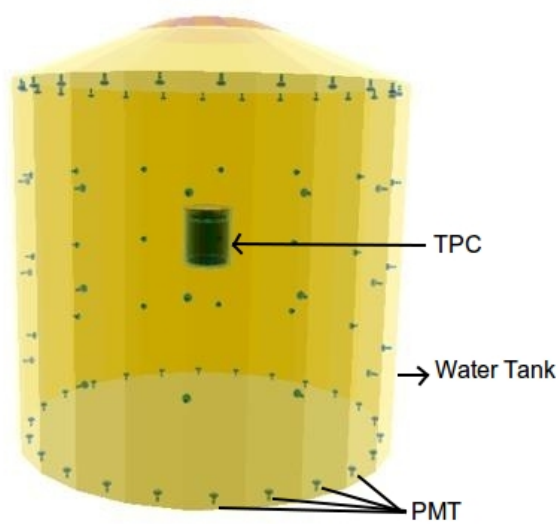


Figura 2.13: *Rappresentazione geometrica della Water Tank, della posizione degli 84 fotomoltiplicatori e della TPC.*



Figura 2.14: *Foto di un PMT Hamamatsu R5912*

2.4 Contributi al fondo

Tutti gli esperimenti dedicati alla rivelazione e studio di eventi rari, come l'interazione di materia oscura, devono avere un basso contributo al segnale dovuto al fondo.

In XENON1T le principali sorgenti di segnale dovuto al fondo sono: il fondo interno, il fondo intrinseco e il fondo esterno.

2.4.1 Fondo interno

Il fondo interno è dovuto alla radioattività dei materiali di cui è costituito il rivelatore. Tra i principali elementi contaminanti presenti nei materiali che costituiscono il rivelatore vi sono il potassio (^{40}K), il cobalto (^{60}Co), l'uranio (U) e il torio (Th).

In particolare il cobalto e il potassio presentano decadimento gamma in cui il fotone prodotto può interagire tramite collisione Compton inversa su un elettrone. L'elettrone, rinculando, può generare un segnale nella TPC. La riduzione di tale fondo può avvenire sia utilizzando materiali ultrapuri, sia mediante la fiducializzazione del volume. Le simulazioni mostrano che il numero di eventi di questo tipo di fondo possono essere ridotti a $0.07 \cdot ev \cdot ton^{-1} \cdot anno^{-1}$.

Per quanto riguarda l'uranio e il torio, le loro catene di decadimento possono generare reazioni di tipo (α, n). I neutroni prodotti in tali reazioni costituiscono un segnale di fondo. Tale contributo al fondo interno può essere efficacemente ridotto, non solo attraverso l'uso di materiali ultrapuri, ma anche considerando il tipo di segnale prodotto. Infatti tali neutroni sono termalizzati attraverso collisioni multiple con i nuclei di Xe. Ciò produce eventi multipli facilmente riconoscibili. Le simulazioni Monte Carlo effettuate [19], mostrano che il numero di eventi attesi di tale tipo è $0.1 \cdot ev \cdot ton^{-1} \cdot anno^{-1}$. Il livello di fondo totale dal materiale del rivelatore è, a questo punto, ben al di sotto del tasso atteso di eventi da WIMP di 100 GeV di massa con sezione d'urto di $10^{-47} cm^2$, il cui valore è di circa $1.1 \cdot ev \cdot ton^{-1} \cdot anno^{-1}$.

2.4.2 Fondo intrinseco

La principale componente al fondo intrinseco è costituita dalla contaminazione dello Xe da parte del ^{85}Kr e da parte del Rn. Il livello di tali contaminazioni non deve essere maggiore di 1 parte per trilione (1ppt).

Per ridurre la concentrazione di ^{85}Kr 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). La velocità di purificazione prevista è di circa 0.6 kg/h.

Per purificare lo Xe dal Radon si può utilizzare, invece, un metodo di purificazione *on line*, ovvero durante la ricircolazione dello Xe. A tale scopo si pensa di utilizzare atomi di carbonio, i quali sono ottimi assorbitori di Rn. Tale metodo potrebbe però non essere altamente efficiente in quanto il carbonio è un ottimo assorbitore anche di Xe. Dunque utilizzare una colonna di carbonio potrebbe non essere molto efficiente. 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 Rn sarebbe catturato prima dal carbonio, permettendo la purificazione.

Anche la presenza di impurità elettronegative può essere un problema per XENONIT; infatti la TPC ha una regione di deriva di circa 95 cm e le impurità elettronegative, quali O_2 e H_2O , possono catturare gli elettroni che derivano.

2.4.3 Fondo esterno

I due principali contributi al fondo esterno sono:

- Neutroni di bassa energia (< 10 MeV) e raggi gamma, provenienti da decadimenti radioattivi di elementi contenuti nella roccia e nel calcestruzzo che circondano la sala B dei LNGS.
- Neutroni di alta energia (fino a decine di GeV), prodotti dalle interazioni dei muoni cosmici nella roccia o nei materiali che costituiscono il rivelatore.

Il primo contributo, cioè i neutroni e i raggi gamma provenienti da decadimenti radioattivi, possono essere efficacemente ridotti utilizzando la water tank come schermo

passivo. In Figura 2.15 è riportato il flusso, in funzione dell'energia, dei raggi gamma 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 raggi gamma. Si osserva che uno spessore d'acqua di 3 metri

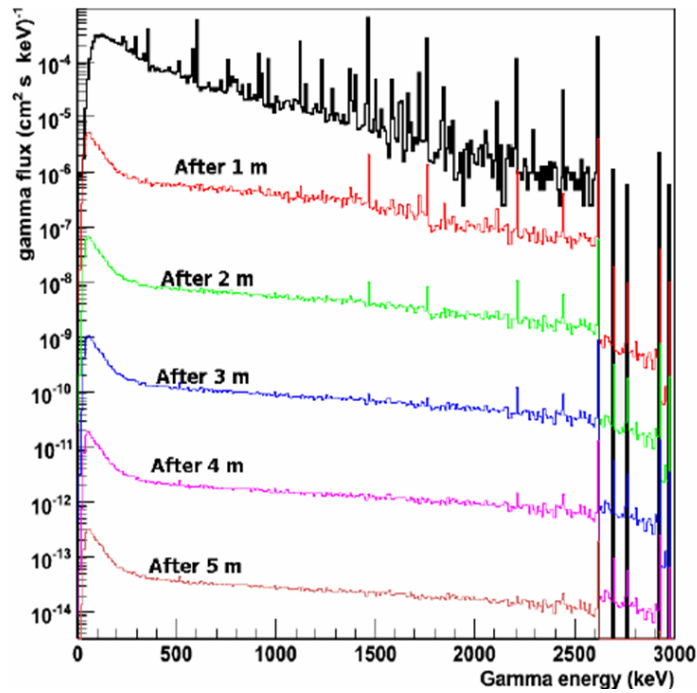


Figura 2.15: *Flusso di raggi gamma misurato all'interno della sala B dei LNGS (linea nera). Risultati della simulazione Monte Carlo del flusso di raggi gamma per diversi spessori di acqua attraversati (linee colorate) [19].*

permette di ridurre il flusso di raggi gamma di un fattore 10^5 .

L'acqua è un efficiente schermo contro questo tipo di fondo, infatti la Figura 2.16 mostra come uno spessore d'acqua di 3 m ed un taglio fiduciale sul volume di Xe di 10 cm, permettono di ridurre il fondo dovuto al singolo urto su un nucleo di Xe fino a $0.05 \text{ ev} \cdot \text{ton}^{-1} \cdot \text{anno}^{-1}$, al di sotto del limite ammesso in XENON1T per ottenere la sensibilità desiderata (linea tratteggiata in blu in Figura 2.16).

Anche il fondo dovuto ai neutroni di bassa energia prodotti nella roccia da reazioni (α, n) (dalle catene di decadimento di ^{238}U e ^{232}Th) può essere efficacemente ridotto utilizzando uno schermo di acqua. La Figura 2.17 mostra il flusso di neutroni

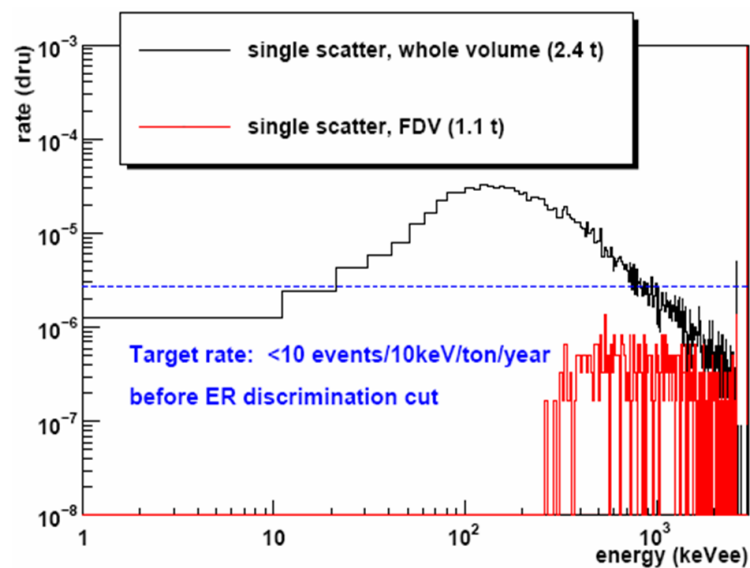


Figura 2.16: *Spettro energetico da rinculo per singolo urto all'interno del volume di Xe liquido (in nero), nel volume fiduciale (in rosso). Fondo massimo ammesso (in blu) [19].*

provenienti dalla roccia e dal calcestruzzo. Le simulazioni Monte Carlo confermano che uno spessore d'acqua di 3 m è sufficiente a ridurre a livelli trascurabili il fondo dovuto a tali neutroni.

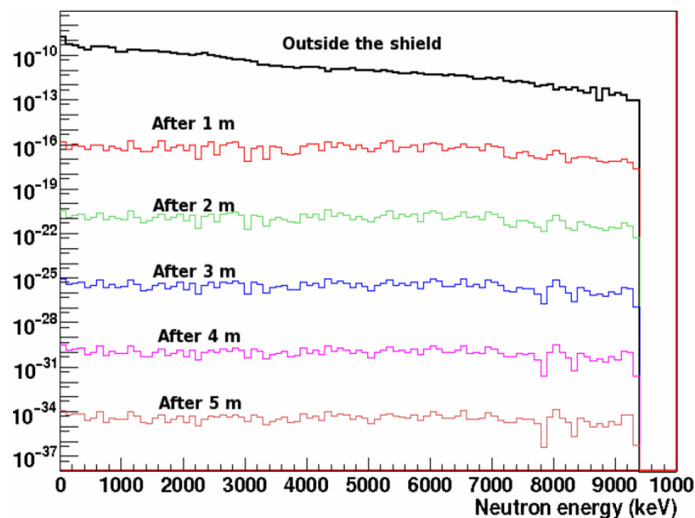


Figura 2.17: *Flusso di neutroni, proveniente dalle rocce e dal calcestruzzo, misurato nella sala B dei LNGS (linea nera). I risultati della simulazione Monte Carlo del flusso di neutroni per diversi spessori d'acqua attraversata (linee colorate) [19].*

I neutroni di alta energia prodotti da reazioni di spallazione o da sciame dovuti a muoni cosmici possono penetrare la water tank e raggiungere la TPC generando falsi eventi. La Figura 2.18 mostra il flusso misurato di tali neutroni e le simulazioni Monte Carlo del flusso di neutroni dopo aver attraversato diversi spessori d'acqua.

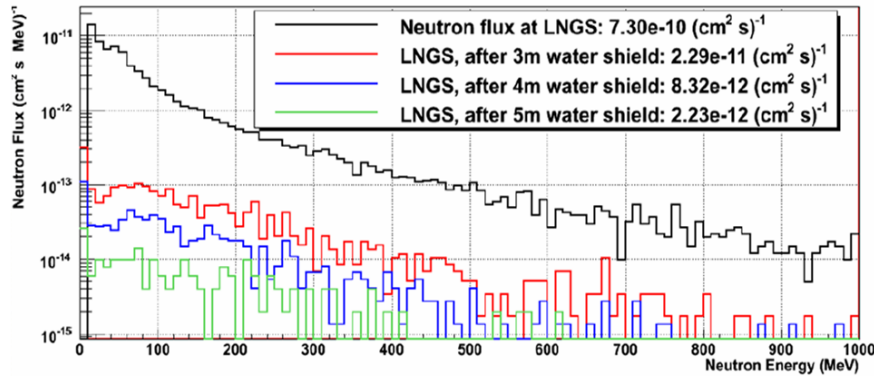


Figura 2.18: *Flusso di neutroni indotti da muoni misurato nella sala B dei LNGS (linea nera). Risultati delle simulazioni Monte Carlo del flusso di neutroni dopo aver attraversato diversi spessori di acqua (linee colorate) [19].*

Dopo 3 m di acqua il flusso di neutroni è ancora troppo alto, per cui l'acqua non è un efficace schermo contro questi neutroni energetici. Per ridurre tale fondo si utilizzerà l'acqua oltre che come mezzo schermante anche come radiatore Cherenkov: si cerca di rivelare il muone che ha indotto il neutrone attraverso la rivelazione della radiazione Cherenkov che esso emette quando attraversa l'acqua.

I neutroni indotti da μ possono propagarsi dalla roccia nella Hall anche a grandi angoli rispetto alla traccia del muoni che li ha generati, per cui vi sono eventi in cui il muone non passa nella water tank ma il neutrone sì.

Le simulazioni hanno evidenziato che variando lo spessore di acqua da 3 a 5 m dal 96% al 99.5% dei neutroni sono moderati e fermati. Uno spessore d'acqua di 4 m permette di ridurre il flusso di neutroni al 1.1% di quello uscente dalla roccia. Propagando tali neutroni all'interno delle Xenon liquido si ottiene il numero di eventi di singolo scatter pari a $0.15 \cdot \text{ev} \cdot \text{ton}^{-1} \cdot \text{anno}^{-1}$ [19] all'interno del volume fiduciale, ben al di sotto del segnale atteso da WIMP di 100 GeV assumendo una sezione d'urto pari a 10^{-47} cm^2 . Vi sono poi neutroni prodotti dall'interazione dei muoni nei materiali che costituiscono il rivelatore stesso, che possono essere estremamente pericolosi nel caso in cui il muone

non sia identificato dal sistema di veto. Le simulazioni Monte Carlo hanno evidenziato che la maggior parte di questi muoni è prodotta nel criostato; Applicando il taglio sul volume fiduciale (1.1 tonnellate di Xe liquido) si ottiene un numero di eventi di singolo scatter pari a $0.18 \cdot \text{ev} \cdot \text{ton}^{-1} \cdot \text{anno}^{-1}$ [19] (Figura 2.19).

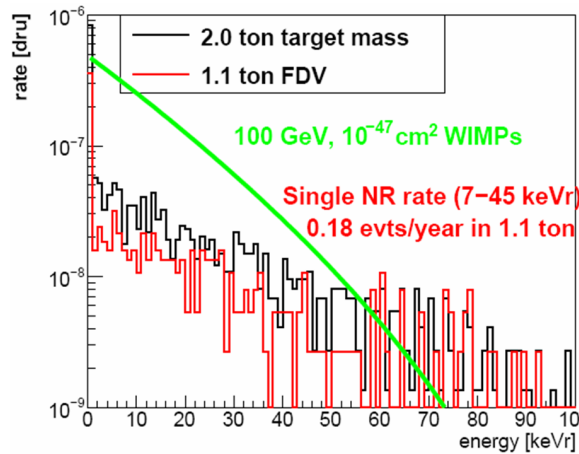


Figura 2.19: Spettro energetico di rinculo per urto singolo di neutroni prodotti da muoni nel criostato, all'intero del volume di Xenon liquido (linea nera), nel volume fiduciale di Xenon (linea rossa). Spettro energetico atteso per eventi WIMPs di massa 100 GeV e sezione d'urto di $\sigma \sim 10^{-47}$ (linea verde) [19].

La Tabella 2.1 mostra un riepilogo dei segnali di fondo attesi. Si ottiene un totale di $0.55 \cdot \text{ev} \cdot \text{ton}^{-1} \cdot \text{anno}^{-1}$.

		$\text{eventi} \cdot \text{ton}^{-1} \cdot \text{anno}^{-1}$
Rumore Interno	Potassio e Cobalto	0.07
Rumore Interno	Uranio e Torio	0.1
Rumore Esterno	Raggi Gamma e Neutroni dalla roccia	0.05
Rumore Esterno	Neutroni indotti da Muoni	0.15
Rumore Esterno	Neutroni dal Criostato	0.18

Tabella 2.1: Tabella riassuntiva degli eventi attesi dovuti al segnale di fondo.

Possiamo dunque affermare che un schermo d'acqua di almeno 4 m di spessore e l'utilizzo di fotomoltiplicatori per rivelare la luce Cherenkov prodotta dal passaggio dei muoni in acqua, permette di ridurre il fondo da raggi gamma e neutroni di varia origine al di sotto dei livelli desiderati. L'efficienza di rivelazione dei muoni che attraversano la water tank è inoltre massimizzata grazie all'applicazione del foglio riflettente DF2000MA sulle pareti interne della water tank.

Capitolo 3

Test in acqua del fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912ASSY HQE

In questo capitolo sono presentati i risultati dei test effettuati su un fotomoltiplicatore (PMT) Hamamatsu R5912ASSY HQE ad alta efficienza quantica (HQE), che farà parte del veto di muoni dell'esperimento XENON1T. I test sono rivolti a controllare il corretto funzionamento del PMT in acqua, a sondare la sua sensibilità alla radiazione Cherenkov e a studiare gli effetti ottici del film riflettente DF2000MA, che rivestirà le superfici interne della water tank. Il PMT è stato posizionato all'interno di una tanica cilindrica in acciaio inox riempita di acqua demineralizzata. Per studiare il comportamento del foglio riflettente DF2000MA, abbiamo effettuato misure in tre differenti configurazioni: pareti interne senza alcun rivestimento, rivestite con il PVC nero assorbente, rivestite con il foglio riflettore DF2000MA.

3.1 Il Fotomoltiplicatore

Un fotomoltiplicatore (PMT) è un dispositivo che permette la rivelazione dei fotoni. Il suo funzionamento si basa principalmente su due processi: l'effetto fotoelettrico e l'emissione secondaria (cioè l'elettromoltiplicazione). Il PMT è tipicamente costituito da un tubo, al cui interno è stato praticato il vuoto, un anodo, un fotocatodo e diversi elettrodi chiamati dinodi, Figura 3.1 [20]. Quando i fotoni colpiscono il fotocato-

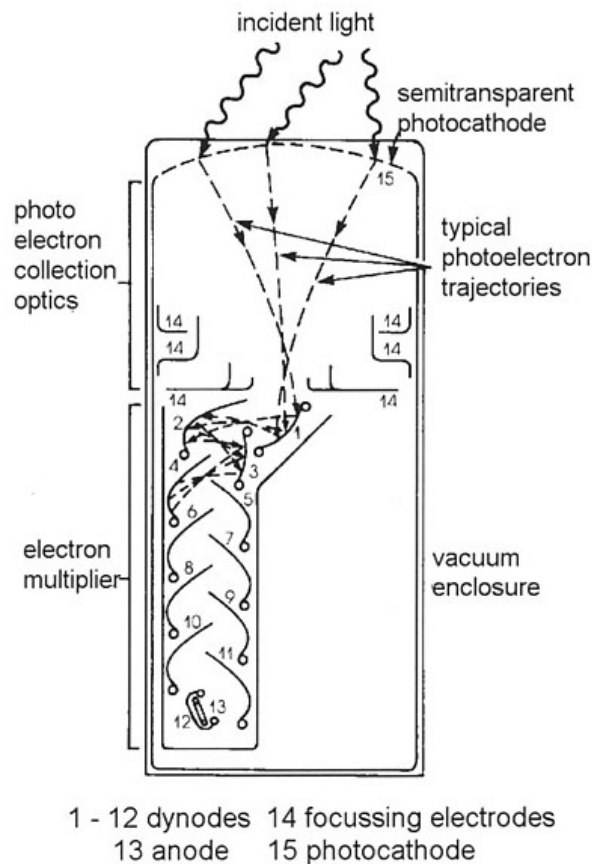


Figura 3.1: *Struttura di un fotomoltiplicatore*

do, il quale è ricoperto interamente da uno strato di materiale sensibile che favorisce l'effetto fotoelettrico, sono emessi elettroni, chiamati fotoelettroni, che sono focalizzati da un'opportuna differenza di potenziale verso i successivi dinodi, nei quali avviene lo sviluppo della valanga elettronica. I dinodi sono degli elettrodi, ciascuno ad un

potenziale superiore al precedente. L'elettrone emesso per effetto fotoelettrico subisce un'accelerazione e acquisisce energia cinetica. Quando l'elettrone colpisce il primo dinodo provoca l'emissione secondaria di diversi elettroni. La struttura del sistema è progettata in modo che ciascun elettrone secondario emesso sia accelerato e provochi l'emissione di diversi elettroni dal dinodo successivo. Si ha così un fenomeno a cascata tra i vari stadi, o valanga, per cui anche un singolo fotone che colpisce il fotocatodo, provoca il passaggio di moltissimi elettroni e quindi genera una corrente elettrica misurabile. La corrente prodotta da un PMT è proporzionale al numero di fotoni che incidono sul fotocatodo. Possiamo introdurre il guadagno del PMT, definito come il numero di elettroni raccolti all'anodo per singolo fotoelettrone emesso dal fotocatodo [20]. Il guadagno dipende dal numero di dinodi all'interno del PMT, mentre il guadagno sul singolo dinodo, dipende dalla tensione applicata. Il guadagno δ sul singolo dinodo è:

$$\delta \propto V_{dinodo}^{\alpha} \quad (3.1)$$

dove V_{dinodo} è la tensione applicata ad un singolo stadio ed α , compreso tra $0.7 < \alpha < 0.8$, è un fattore correttivo [20]. Il guadagno totale può essere espresso come:

$$G = \prod \delta_i \quad . \quad (3.2)$$

Se il guadagno sul singolo dinodo è uguale per tutti gli n stadi, il guadagno totale del PMT diventa direttamente proporzionale alla tensione applicata [21]:

$$G \propto V^{\alpha n} \quad (3.3)$$

con:

$$V = V_{dinodo}(n + 1) \quad . \quad (3.4)$$

Le caratteristiche principali di un PMT sono un basso rumore di fondo, un'elevata velocità di risposta, dell'ordine del nanosecondo, e un guadagno che può variare da $G \sim 10^5 - 10^9$. Un'altra caratteristica fondamentale è l'efficienza quantica (QE) che dipende dal materiale con cui è costruito il fotocatodo. Generalmente si ha un picco di QE per una certa lunghezza d'onda. In un esperimento, dunque, è necessario scegliere

il giusto PMT in base al tipo di luce che si vuole osservare. Infine un fenomeno molto importante dei fotomoltiplicatori è la saturazione: in particolari condizioni il segnale in uscita all'anodo non è più direttamente proporzionale all'intensità di luce incidente sul fotocatodo. Le cause sono molteplici e coinvolgono l'aspetto tecnico costruttivo del PMT [21].

3.2 I Fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912ASSY HQE

I PMT scelti per il veto di muoni di XENON1T sono gli Hamamatsu R5912: sono forniti dalla casa costruttrice in configurazione adatta all'utilizzo in acqua e sono equipaggiati con cavi segnale e alta tensione di 30 m. Tali PMT (Figura 3.2 e Figura 3.3) hanno un fotocatodo di 20 cm di diametro costituito da materiale semiconduttore. Esistono



Figura 3.2: Immagine di un fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912.

due versioni del PMT, una con efficienza quantica standard Figura 3.4, il cui massimo è di $\sim 20\%$ per lunghezza d'onda di 400 nm, e una ad alta efficienza quantica, Figura 3.5, il cui massimo è di $\sim 30\%$ per lunghezza d'onda di 400 nm. Quest'ultima versione è quella scelta per essere usata nel veto di muoni in XENON1T.

Da notare che l'efficienza quantica di questi PMT cade nello spettro di emissione dei fotoni Cherenkov, Figura 3.6. I PMT possono, in determinate condizioni, presentare un comportamento non lineare [22]. In Figura 3.7 è mostrato il grafico della deviazione dal regime lineare, sia in termini di carica raccolta all'anodo, sia in termini

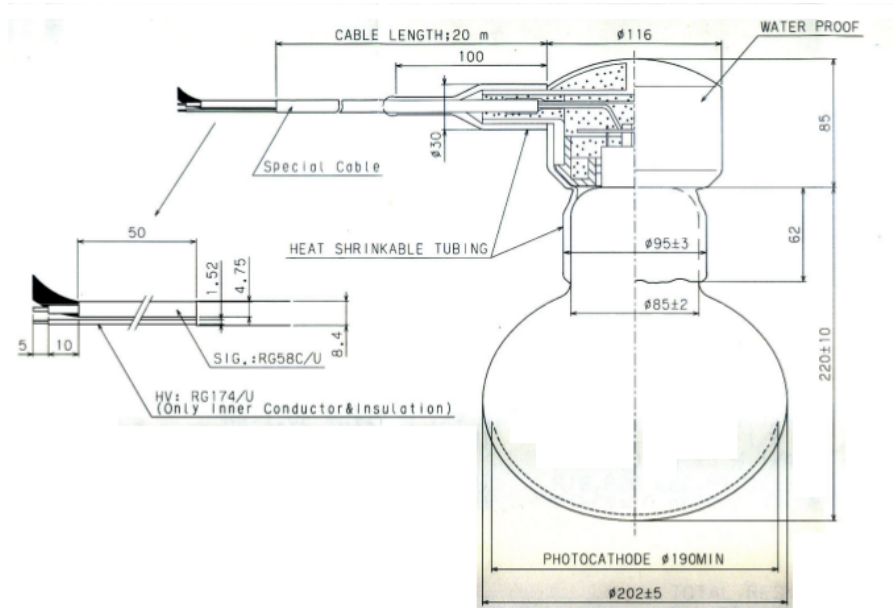


Figura 3.3: Disegno schematico di un fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912ASSY HQE a doppio cavo.

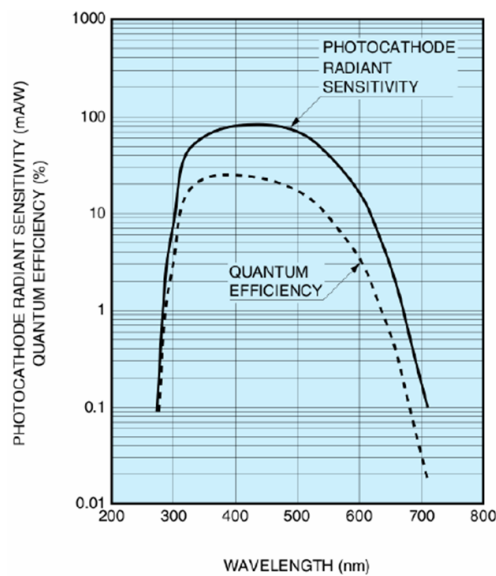


Figura 3.4: Curva di efficienza quantica di un PMT R591ASSY ad efficienza quantica standard.

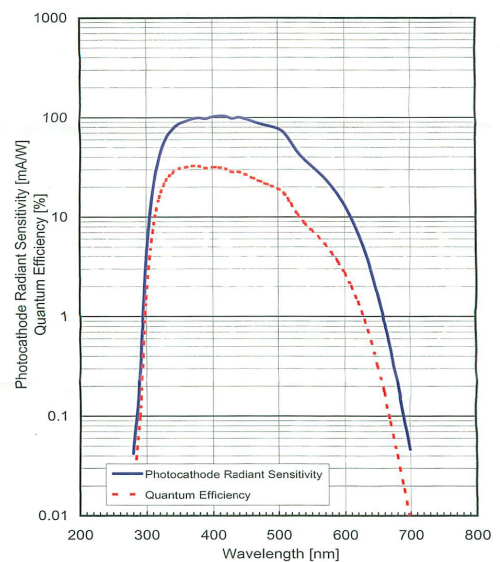


Figura 3.5: Curva di efficienza quantica di un PMT R591ASSY HQE ad alta efficienza quantica.

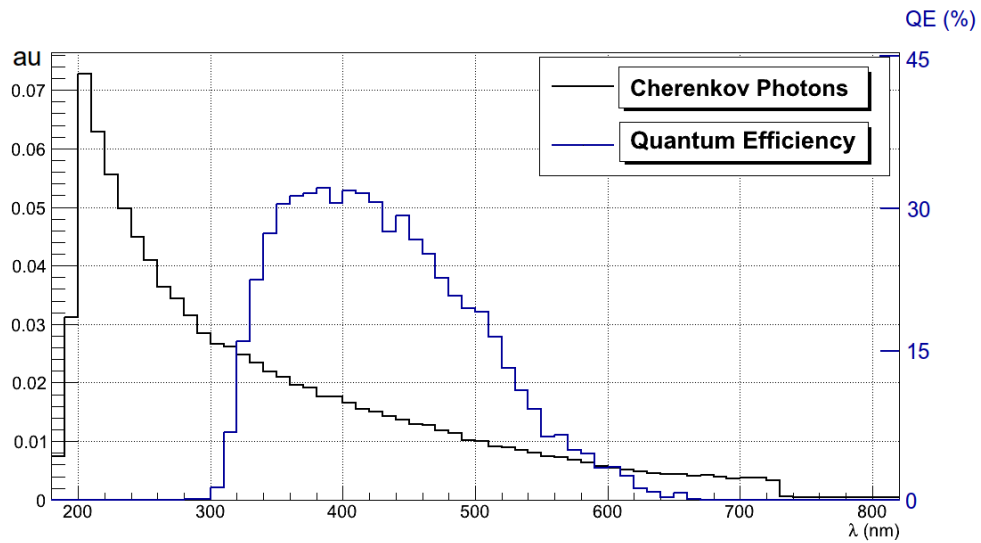


Figura 3.6: Confronto, ricavato dalle simulazioni Monte Carlo, tra l'efficienza quantica degli Hamamatsu R5912 HQE e lo spettro dei fotoni Cherenkov

di numero di fotoelettroni emessi dal fotocatodo. Come si può notare le variazioni della linearità iniziano a manifestarsi intorno ai 200 fotoelettroni per un guadagno di $G = 1 \cdot 10^7$. Infine sempre in [22] la saturazione è parametrizzata attraverso la funzione:

$$S(N_{PE}) = \sqrt{\frac{\sqrt{1 + 8 \left(\frac{N_{PE}}{N_{PE}^{SAT}}\right)^\alpha} - 1}{4 \left(\frac{N_{PE}}{N_{PE}^{SAT}}\right)^\alpha}} \quad (3.5)$$

con $N_{PE}^{SAT} = 1000$ e $\alpha = 2$, per la carica, e $N_{PE}^{SAT} = 500$ e $\alpha = 3$ per l'ampiezza del segnale.

Il fenomeno di deviazione dal regime lineare rappresenta un probabile effetto di cui tener conto nel momento in cui si effettuano misure in acqua di luce Cherenkov, in quanto il numero di fotoni che raggiungono il fotocatodo può essere piuttosto alto.

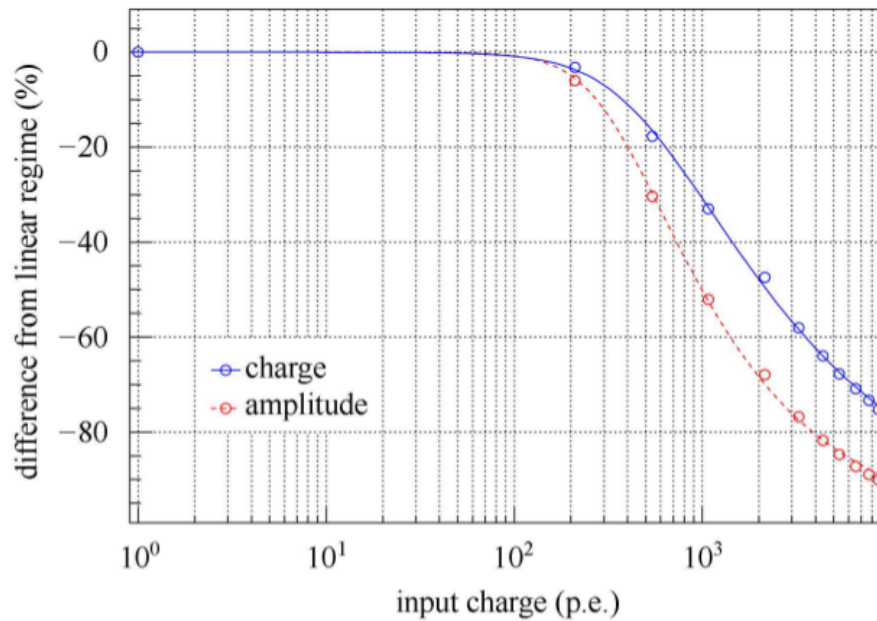


Figura 3.7: Andamento della deviazione dalla linearità degli Hamamatsu R5912 [22].

3.3 Test in acqua del fotomoltiplicatore

I test in acqua hanno lo scopo di valutare sia le prestazioni del fotomoltiplicatore sia l'effetto del foglio riflettore DF2000MA. Nei paragrafi seguenti sono descritti l'effetto Cherenkov, il set-up sperimentale e le misure effettuate.

3.3.1 Effetto Cherenkov

L'effetto Cherenkov consiste nell'emissione di radiazione elettromagnetica da parte di un mezzo le cui molecole sono polarizzate da una particella carica che lo attraversa. L'effetto Cherenkov si manifesta solo quando la velocità della particella nel mezzo attraversato risulta essere superiore alla velocità di propagazione della luce nel mezzo stesso, cioè quando $v > \frac{c}{n}$. La luce è emessa in un cono, con angolo d'apertura θ , misurato rispetto alla direzione della particella, dipendente dalla velocità della particella carica [20]:

$$\cos\theta = \frac{1}{n} \frac{c}{v} \quad (3.6)$$

dove n è l'indice di rifrazione, c è la velocità della luce e v è la velocità della particella, vedi Figura 3.8.

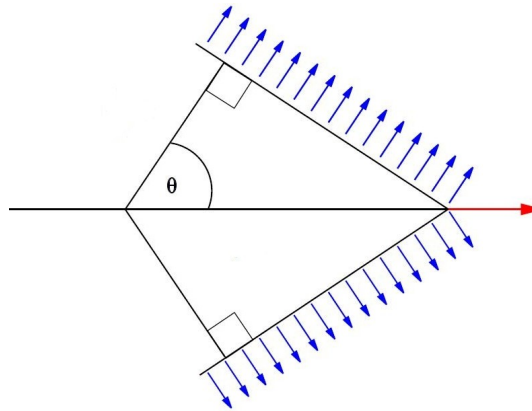


Figura 3.8: *Rappresentazione schematica dell'effetto Cherenkov.*

Lo spettro in lunghezza d'onda dei fotoni emessi è mostrato in Figura 3.9.

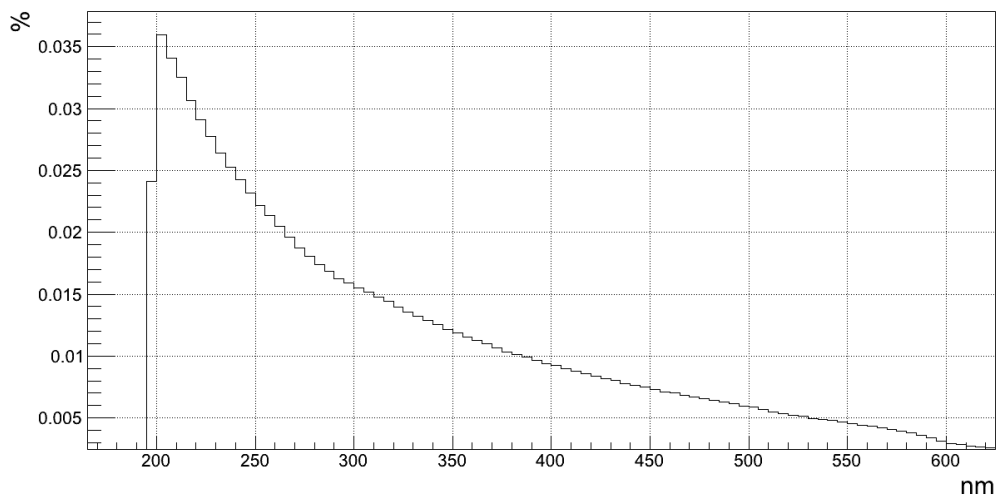


Figura 3.9: *Spettro in lunghezza d'onda dei fotoni emessi per effetto Cherenkov*

3.3.2 Set-up sperimentale per i test in acqua

Per testare il fotomoltiplicatore in acqua abbiamo utilizzato una tank cilindrica di acciaio inox di 84 cm di altezza e 63 cm di diametro, riempita con circa 220 litri di acqua demineralizzata, vedi Figura 3.10. Alla base del contenitore è presente un rubinetto

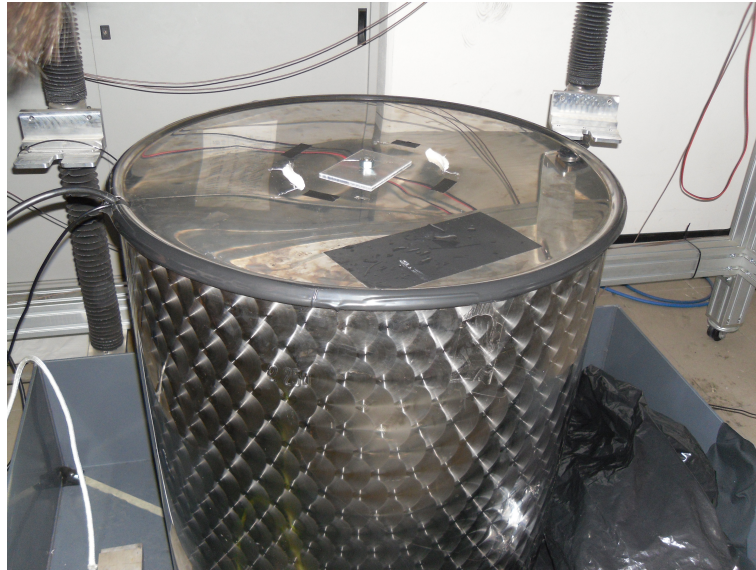


Figura 3.10: Foto della water tank utilizzata per i test.

per le operazioni di riempimento e svuotamento. Mediante un supporto in plexiglass il PMT è stato posizionato sulla superficie superiore interna della tank con il fotocatodo rivolto verso il basso, come mostrato schematicamente in Figura 3.11. Per monitorare la stabilità della risposta del fotomoltiplicatore, attraverso la misura periodica del guadagno, è stato costruito un supporto in metallo solidale con il PMT a cui è stata fissata una fibra ottica che ha il compito di portare al fotocatodo gli impulsi luminosi prodotti da un LED, Figura 3.12.

Per misurare la luce Cherenkov prodotta dal passaggio dei muoni in acqua, il contenitore è stato posizionato al di sotto di un telescopio tracciante per muoni, Figura 3.13 [23]. Il telescopio è costituito da tre rivelatori di tipo Multigap resistive Plate Chamber, una versione di maggior area sensibile ($160 \times 82 \text{ cm}^2$) e più economica rispetto ai rivelatori sviluppati per il sistema di Tempo di Volo (TOF) dell'esperimento ALICE al CERN di Ginevra [24]. Il telescopio permette di ricostruire le tracce dei muoni con

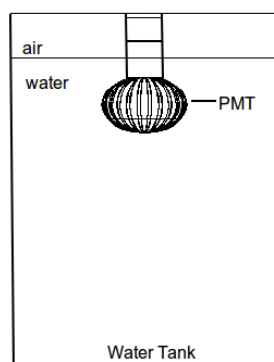


Figura 3.11: *Disegno schematico della water tank e del posizionamento del PMT.*

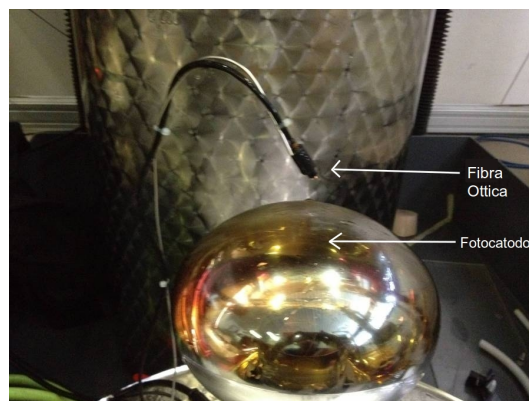


Figura 3.12: *Immagine del PMT e della fibra ottica.*

una risoluzione spaziale dell'ordine del cm^2 [23]. Tra il contenitore di acciaio e il telescopio tracciante è stato inserito un telescopio a scintillazione (denominato “cosmic box”), Figura 3.14, costituito da due rivelatori a scintillazione di $15 \times 15 cm^2$ posti a una distanza di 30 cm. La Figura 3.15 mostra schematicamente il set-up sperimentale, mentre in Figura 3.16 è mostrata una foto del set-up stesso.

Un muone che attraversa il telescopio per muoni cosmici e successivamente la cosmic box genera il segnale di trigger che abilita l'acquisizione del segnale proveniente dal PMT. Il trigger utilizzato per le misure è quindi costituito dall'AND logico tra il trigger del telescopio per muoni cosmici e il trigger della cosmic box. Il sistema di acquisizione è costituito da due sistemi separati: il primo è il sistema di acquisizione, basato su VME, del telescopio per muoni cosmici, che permette di ricostruire le tracce (e il tempo in coordinate UTC) dei muoni che attraversano sia il telescopio che la cosmic box; il secondo è il sistema di acquisizione dei dati del PMT, sempre basato sul VME. In particolare i segnali provenienti dal PMT sono (in presenza del segnale di trigger) digitalizzati utilizzando un digitizer CAEN Mod V1724 a 14 bit e 8 canali; in presenza di un trigger il sistema di acquisizione del PMT digitalizza la forma d'onda del segnale dal PMT, producendo la forma d'onda mostrata in Figura 3.17. Tale forma d'onda può essere poi analizzata attraverso opportuni codici di analisi.

L'utilizzo di due sistemi separati implica la necessità di una sincronizzazione tra i due

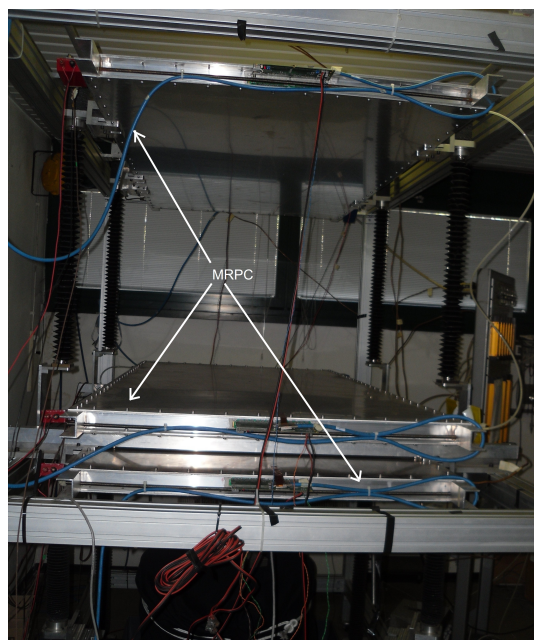


Figura 3.13: *Telescopio per muoni cosmici.*

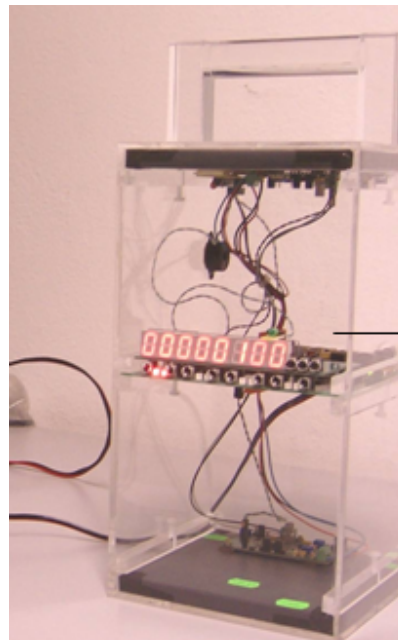


Figura 3.14: *Foto della Cosmic Box.*

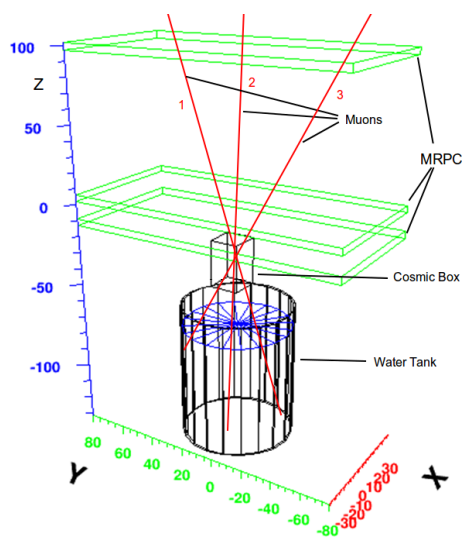


Figura 3.15: *Rappresentazione geometrica del set-up sperimentale.*



Figura 3.16: *Foto del set-up sperimentale.*

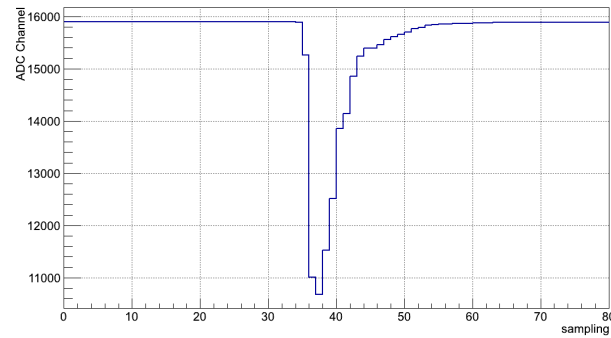


Figura 3.17: Esempio di forma d'onda acquisita attraverso il digitizer CAEN Mod V1724.

sistemi che permette di associare ad ogni muone che genera il trigger il segnale del PMT. Lo schema logico dei due sistemi di acquisizione e della loro sincronizzazione è riportato in Figura 3.18.

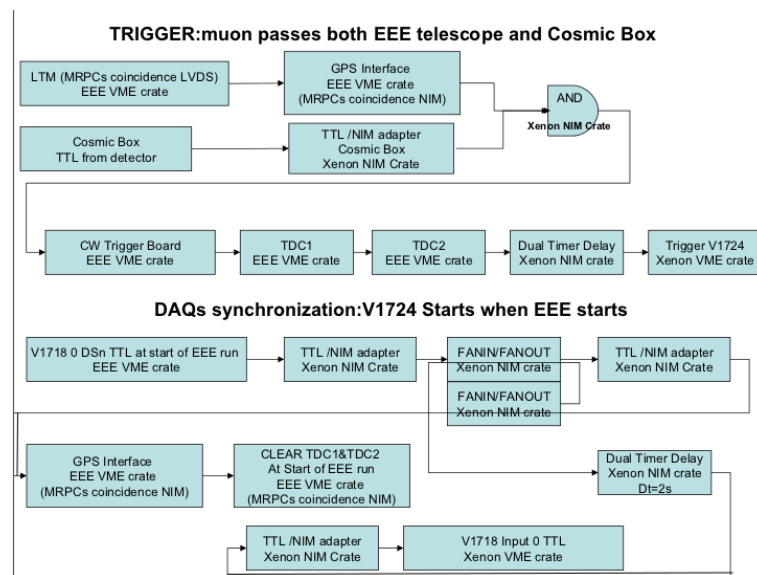


Figura 3.18: Schema dei due sistemi di acquisizione dati (sopra) e della loro sincronizzazione (sotto).

3.4 Misure sperimentali

Nel seguito sono mostrati i risultati sperimentali ottenuti durante il periodo di test del fotomoltiplicatore. In particolare sono descritti la misura del guadagno e le misure effettuate con i muoni atmosferici.

3.4.1 Misure di guadagno

Come evidenziato in precedenza si è introdotto un sistema di calibrazione e monitoraggio del fotomoltiplicatore in acqua. Tale sistema consiste nella misura periodica del guadagno, cioè della carica media raccolta all'anodo per singolo fotoelettrone emesso dal fotocatodo. Idealmente il sistema di moltiplicazione elettronica del PMT dovrebbe produrre un guadagno costante per ogni fotoelettrone ma la natura statistica del processo stesso produce fluttuazioni del guadagno. Per valutare tali fluttuazioni si studia lo spettro di singolo fotoelettrone, cioè lo spettro in carica che si ottiene con eventi in cui il singolo fotoelettrone è emesso dal fotocatodo. La condizione di singolo fotoelettrone si realizza illuminando il PMT con una sorgente luminosa molto debole, in modo che la probabilità che più di un singolo fotoelettrone sia emesso sia molto bassa. A questo scopo è stato utilizzato un LED blu, il cui spettro di emissione in lunghezza d'onda è mostrato in Figura 3.19. Una fibra ottica permette di guidare la luce emessa

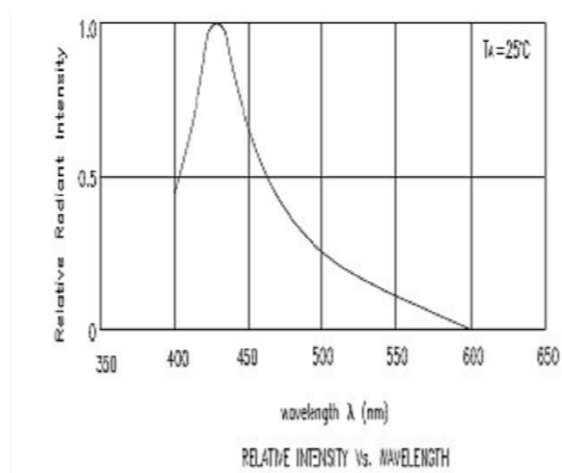


Figura 3.19: Spettro di emissione in lunghezza d'onda del LED.

dal LED sino al fotocatodo del PMT. Il set-up sperimentale utilizzato per le misure di guadagno è mostrato schematicamente in Figura 3.20. Il segnale di trigger del LED

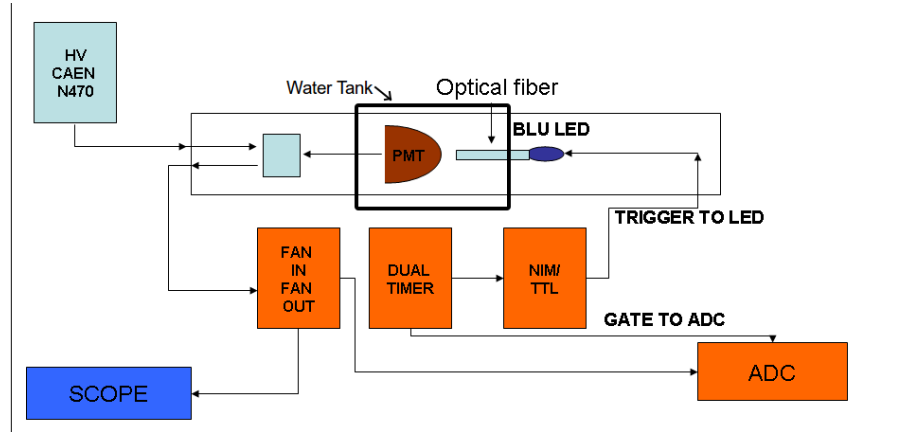


Figura 3.20: Schema del set-up sperimentale per la misura del guadagno.

è generato utilizzando una dual timer e un adattatore di segnali NIM/TTL. Il segnale di trigger al LED può essere variato in durata in modo da variare la durata di accensione del LED e quindi la quantità di luce inviata al fotocatodo. Lo stesso segnale che accende il LED è il trigger del digitizer VME CAEN Modello V1724 utilizzato per digitizzare il segnale corrispondente del PMT. La successiva analisi della forma d'onda acquisita permette di ricavare lo spettro in carica relativo a tali misure. Un esempio dello spettro ottenuto è riportato in Figura 3.21; lo spettro presenta due gaussiane: la prima, intorno allo zero, è il piedistallo, mentre la seconda è il singolo fotoelettrone. I parametri $P1$ e $P4$ rappresentano rispettivamente la carica media del piedistallo e la carica media del singolo fotoelettrone. Dalla posizione dei due picchi e dal Fit sulle due gaussiane possiamo calcolare il guadagno del PMT come:

$$G = \frac{P4 - P1}{e} \quad (3.7)$$

dove e è la carica dell'elettrone. Abbiamo effettuato la misura del singolo fotoelettrone alimentando il PMT ad una tensione di 1515 V, il valore del guadagno è:

$$G = 0.98 \cdot 10^7 \pm 0.004 \quad (3.8)$$

corrispondente ad una carica media raccolta per il singolo fotoelettrone di:

$$\langle Q(SPE) \rangle = 1.544 \pm 0.038 \text{ pC}. \quad (3.9)$$

L'utilizzo del LED e la misura del guadagno ci hanno permesso di monitorare periodicamente il comportamento del PMT. Non è mai stata evidenziata alcuna variazione significativa del guadagno del PMT, Figura 3.22.

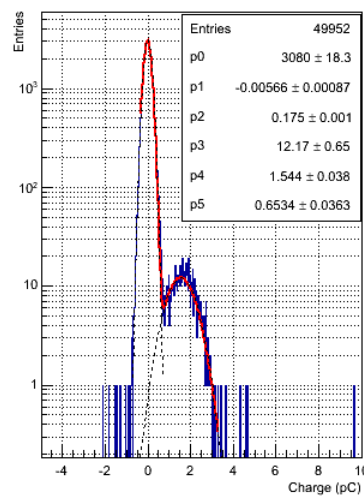


Figura 3.21: *Spettro in carica del singolo fotoelettrone.*

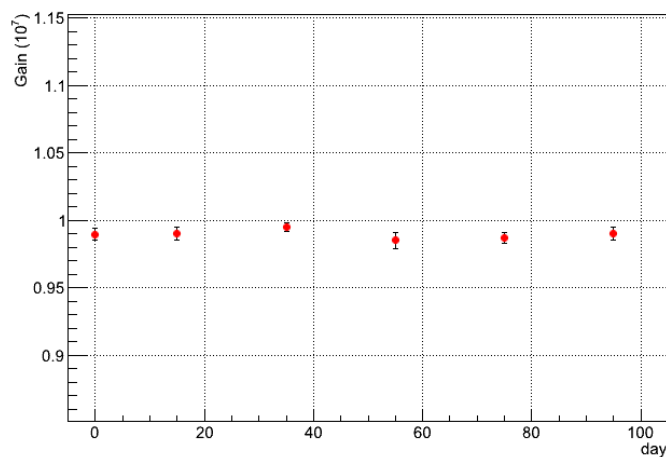


Figura 3.22: *Stabilità del guadagno.*

3.4.2 Misure di carica con diverse configurazioni

Il set-up sperimentale ci permette di effettuare una ricostruzione geometrica delle traiettorie dei muoni che attraversano il nostro apparato e di associare ad ogni muone la carica raccolta dal PMT. La carica raccolta dipende dalla distanza percorsa dal muone in acqua. Maggiore è il percorso in acqua, più grande è la carica raccolta, poichè maggiore è il numero di fotoni Cherenkov emessi. In Figura 3.23 è riportato il sistema di riferimento utilizzato per la ricostruzione delle tracce dei muoni.

In Figura 3.24 è riportata la distribuzione (θ e ϕ) dei muoni selezionati che attraver-

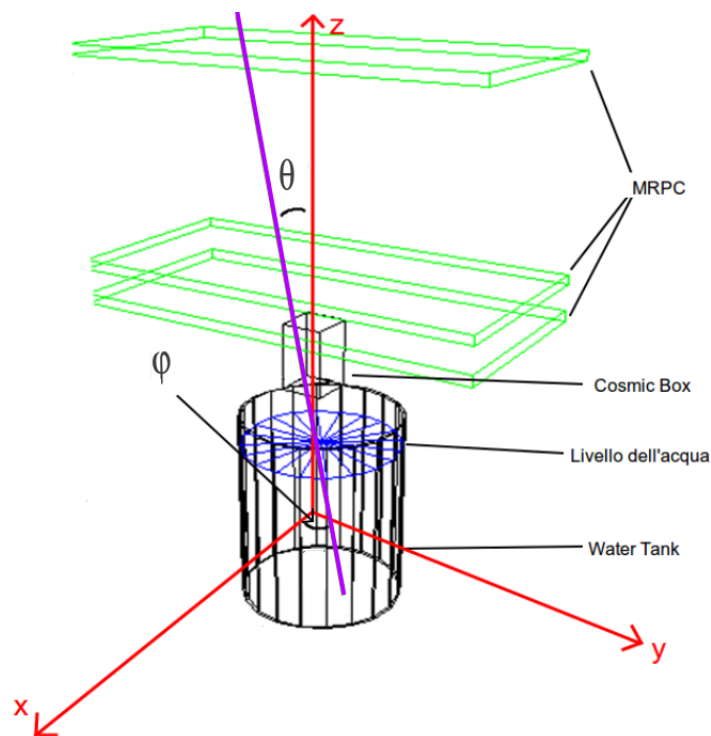


Figura 3.23: Sistema di riferimento utilizzato per la ricostruzione delle tracce dei muoni.

sano l'apparato sperimentale. In Figura 3.25 è riportata la distribuzione della lunghezza in acqua percorsa dai muoni. Si osserva come la maggior parte di essi abbia un percorso maggiore di 70 cm. Nelle misure descritte successivamente faremo una selezione su questi ultimi.

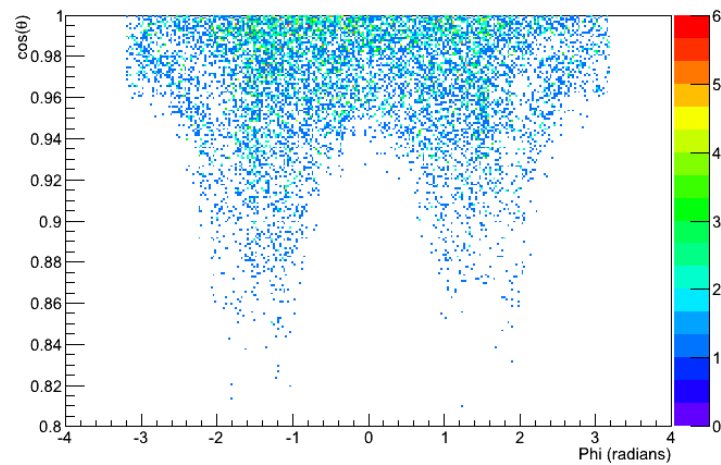


Figura 3.24: *Distribuzione degli angoli θ e ϕ dei muoni che entrano nella water tank.*

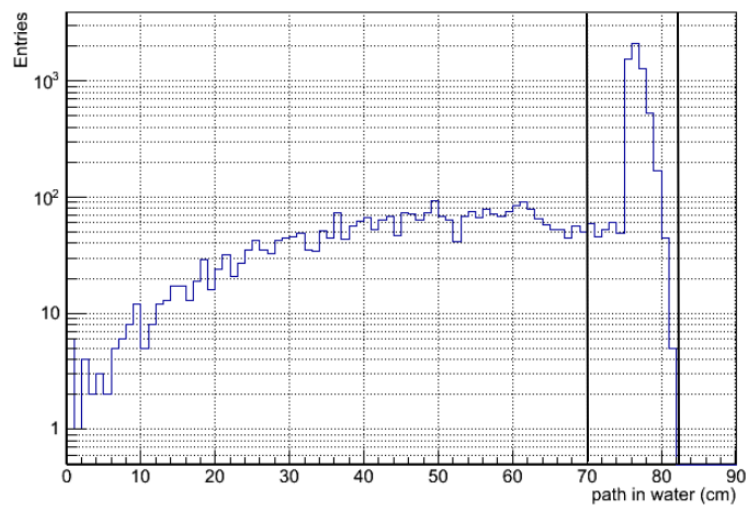


Figura 3.25: *Distribuzione della distanza percorsa dai muoni in acqua.*

Abbiamo misurato la risposta del fotomoltiplicatore alla luce Cherenkov in tre diverse configurazioni sperimentali:

1. risposta alla luce Cherenkov nel caso in cui tutte le pareti interne del contenitore di acqua siano rivestite con materiale assorbente (PVC nero);
2. risposta alla luce Cherenkov nel caso in cui le pareti interne non siano rivestite da alcun materiale (acciaio inox);
3. risposta alla luce Cherenkov nel caso di pareti interne rivestite con il foglio riflettente DF2000MA.

Analizziamo in dettaglio le misure effettuate e i risultati ottenuti:

1. Caso con pareti assorbenti (PVC nero): Le pareti interne della water tank sono state rivestite con del PVC nero usandolo come assorbitore, Figura 3.26: i fotoni Cherenkov prodotti dai muoni saranno quindi in gran parte assorbiti. Il PVC non è però un assorbitore perfetto, per cui mantiene una certa riflettività e alcuni fotoni potrebbero comunque essere riflessi e giungere al fotocatodo del PMT generando un segnale. Ci aspettiamo dunque che l'istogramma della carica raccolta dal PMT contenga una certa quantità di carica, seppur piccola.



Figura 3.26: Foto della water tank rivestita con il PVC nero.

Per l'analisi abbiamo selezionato i muoni che percorrono più di 70 cm in acqua. Lo spettro in carica misurato con il PVC nero è mostrato in Figura 3.27. La carica

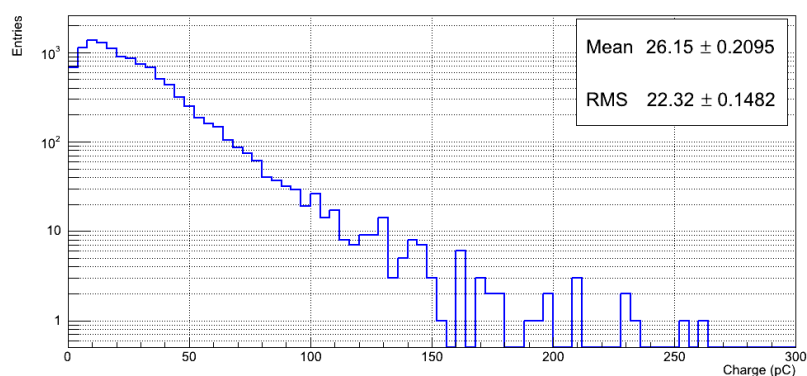


Figura 3.27: Spettro in carica, misure con PVC nero.

media ottenuta è pari a:

$$\langle Q \rangle = 26.15 \pm 0.21 \text{ pC} \quad (3.10)$$

dividendo per la carica media del singolo fotoelettrone (3.9) otteniamo il seguente numero medio di fotoelettroni prodotti:

$$n_{PE} = 17 \pm 1 \quad (3.11)$$

Il risultato ottenuto è in accordo con l'ipotesi che il PVC nero non sia un assorbitore perfetto. Questa ipotesi, inoltre, è stata confermata dalle simulazioni Monte Carlo che saranno presentate nel Capitolo 4. Infine possiamo affermare che questo spettro in carica non è affetto da saturazione in quanto il numero di fotoelettroni prodotto è troppo basso rispetto all'andamento mostrato in Figura 3.4.

2. Caso con pareti in acciaio inox L'acciaio inox è un materiale riflettore. Eliminando il PVC nero e lasciando le pareti di acciaio inox della water tank scoperte, Figura 3.28, ci aspettiamo che il numero di fotoni incidenti sul fotocatodo aumenti. Questo aumento di riflettività si traduce in un aumento del numero di fotoelettroni prodotti e quindi in un aumento della carica media prodotta dal PMT.



Figura 3.28: Foto della water tank con pareti interne in acciaio inox.

Lo spettro in carica in questa configurazione sperimentale è mostrato in Figura 3.29. La carica media vale:

$$\langle Q \rangle = 147.9 \pm 0.9 \text{ pC} \quad (3.12)$$

per un numero medio di fotoelettroni pari a:

$$n_{PE} = 95 \pm 2 \quad (3.13)$$

Confrontando lo spettro ottenuto con i dati relativi alla saturazione si può affermare che lo spettro non è affetto da saturazione in quanto il numero medio di fotoelettroni prodotto è sufficientemente basso. Tuttavia può insorgere per valori in carica superiori ai 300 pC, corrispondente a un numero di 200 fotoelettroni.

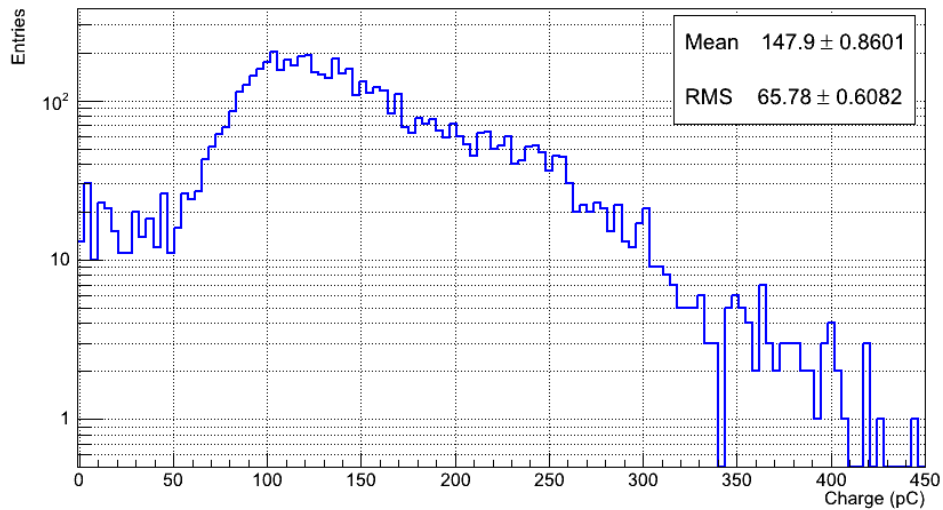


Figura 3.29: Carica raccolta con pareti della water tank in acciaio inox.

3. Caso con pareti rivestite con il foglio riflettente DF2000MA: Il DF2000MA è un foglio riflettente che presenta anche proprietà di wavelenght shift [26]. Le pareti interne della water tank sono state completamente ricoperte con questo riflettore, Figura 3.30. La sua utilità è legata sia alla sua eccellente riflettività, che raggiunge il 100



Figura 3.30: Pareti interne della WaterTank rivestite con il DF2000MA.

% per fotoni ottici, sia alla sua capacità di spostare la lunghezza d'onda dei fotoni incidenti. In particolare i fotoni Cherenkov compresi tra 250 e 380 nm, sono spostati nell'intervallo da 380 a 600 nm, regione in cui il nostro fotocatodo è molto sensibile,

Figura 3.31 [26]. C'è anche assorbimento della luce nell'intervallo tra 250 e 380 nm, Figura 3.32. In generale, però, la riflettività nell'intervallo da 380 a 600 nm è intorno al 100 %, quindi ci aspettiamo che globalmente il riflettore aumenti la carica raccolta dal PMT. Ciò si potrebbe tradurre in una maggiore efficienza dei PMT nella rivelazione di luce Cherenkov e quindi una maggiore efficienza del veto di muoni in XENON1T (Capitolo 2). Dalla misura effettuata è evidente come la carica raccolta è maggiore

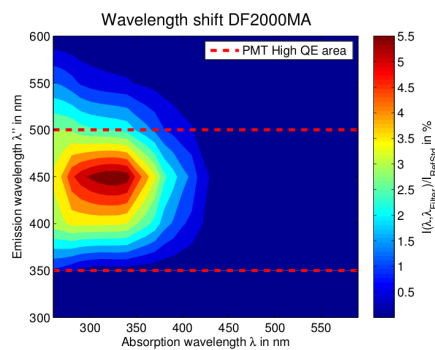


Figura 3.31: *Proprietà di Waveleght shift del DF2000MA [Misure effettuate dall'università di Mainz (Germania)].*

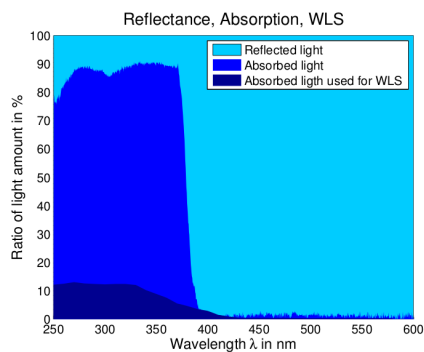


Figura 3.32: *Percentuale di luce riflessa, assorbita e assorbita/riemessa da parte del DF2000MA. [Misure effettuate dall'università di Mainz (Germania)].*

rispetto alle misure mostrate precedentemente, Figura 3.33. Questo risultato conferma l'ottima capacità del riflettore nell'aumentare la riflettività delle pareti alla luce Cherenkov.

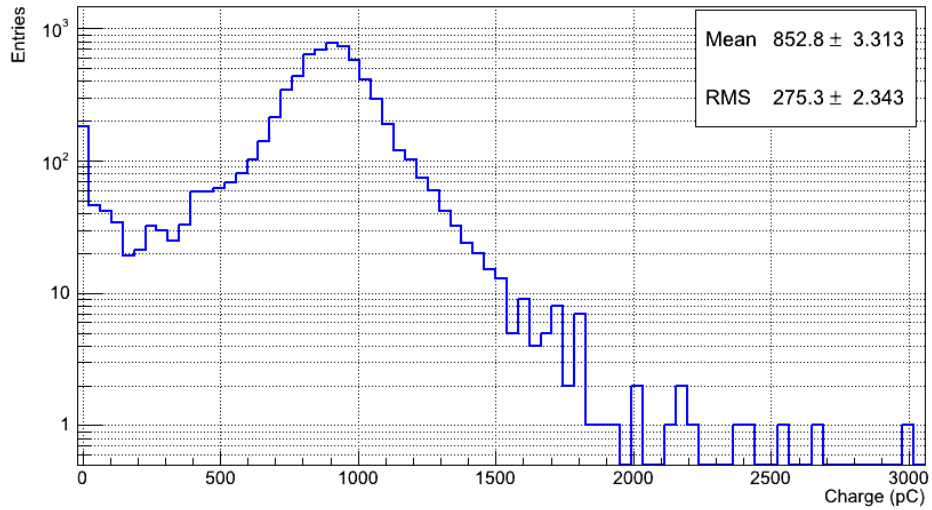


Figura 3.33: Spettro in carica con il DF2000MA.

La carica media raccolta in questa configurazione è di:

$$\langle Q \rangle = 852.8 \pm 3.3 \text{ pC} \quad (3.14)$$

per un numero medio di fotoelettroni prodotti pari a:

$$n_{PE} = 552 \pm 8 \quad (3.15)$$

In questo caso la saturazione del PMT [22] è sicuramente presente, poichè riveliamo un numero medio di fotoelettroni superiore a 200 [22].

3.5 Risultati delle misure sperimentali

Le misure effettuate evidenziano che il fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912 funziona perfettamente anche in acqua. Abbiamo constatato un aumento sostanziale della carica raccolta dal PMT all'aumentare della riflettività delle superfici interne della water tank. In particolare il DF2000MA risulta essere un ottimo riflettore per la luce Cherenkov. Il suo utilizzo aumenta la quantità di fotoni che giungono al fotocatodo, aumentando di circa 6 volte la carica media raccolta dal fotomoltiplicatore rispetto al caso con pareti interne senza alcun rivestimento. Nella Figura 3.34 è mostrata la carica media raccolta nei tre casi. Si osserva chiaramente l'aumento della carica media raccolta all'aumentare della riflettività delle pareti del contenitore. Il capitolo successivo, dedicato

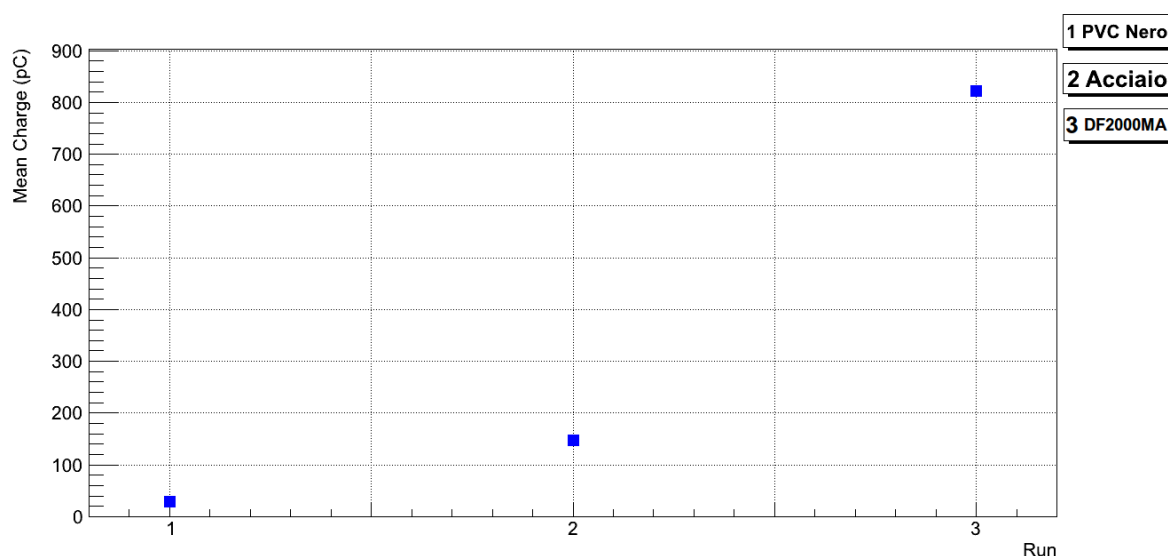


Figura 3.34: Carica media delle tre misure effettuate, 1 PVC Nero, 2 Acciaio, 3 DF2000MA.

alle simulazioni Monte Carlo, ci permetterà di interpretare meglio le misure sperimentali, di indagare sull'effetto della saturazione del PMT e di studiare le proprietà ottiche del riflettore DF2000MA.

Capitolo 4

Simulazione Monte Carlo e confronto con le misure sperimentali

Le simulazioni Monte Carlo permettono di ottenere una grande quantità di informazioni sul processo fisico che si sta studiando. In particolare, se si riesce a descrivere in modo esauriente e completo i processi fisici coinvolti ed il rivelatore utilizzato, la simulazione Monte Carlo è uno strumento molto potente per l'interpretazione e la previsione delle misure sperimentali. Lo scopo del Monte Carlo presentato in questo capitolo è quello di simulare la carica raccolta dal PMT nei tre casi discussi precedentemente: pareti ricoperte con il PVC nero, pareti in acciaio inox, pareti ricoperte con il riflettore DF2000MA.

4.1 GEANT4

GEANT4 è una piattaforma per la simulazione del passaggio di particelle attraverso la materia, utilizzando metodi Monte Carlo. Le sue applicazioni includono: fisica delle alte energie, fisica nucleare, fisica degli acceleratori, medicina e scienza dello spazio [27]. Le simulazioni mostrate in questo capitolo sono state implementate con tale programma. Esso permette di definire volumi, materiali, processi fisici, ma anche superfici riflettenti, proprietà ottiche e molto altro. Il suo utilizzo ci ha permesso di simulare il set-up sperimentale descritto nel Capitolo 3.

4.2 Descrizione della geometria del set-up sperimentale

Il codice di simulazione GEANT4 permette di definire sia la geometria sia i materiali che compongono il set-up sperimentale. In particolare abbiamo definito i seguenti volumi:

- Un cilindro in acciaio inox di 84 cm di altezza e 63 cm di diametro.
- Un cilindro di acqua di 73,5 cm di altezza e 62.8 cm di diametro.
- Un cilindro di aria di 10.5 cm di altezza e 62.8 cm di diametro.
- Un fotomoltiplicatore costituito da un ellissoide di 20 cm di diametro, un fotocatodo semiellittico cavo di 20 cm di diametro, e un PMT body cilindrico di 14 cm di altezza e 5 cm di diametro.

In Figura 4.1 sono mostrati i vari volumi. Ciascun elemento è definito non solo dalle

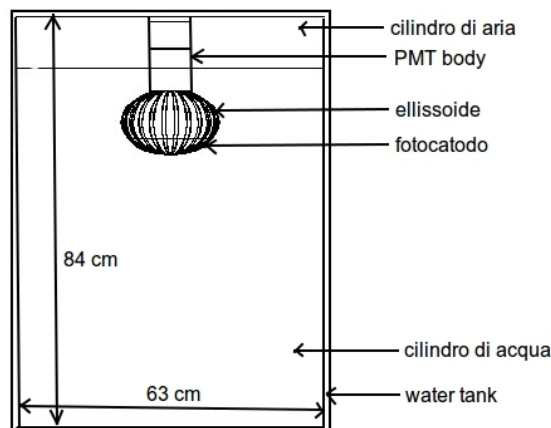


Figura 4.1: *Rappresentazione grafica dei volumi definiti nel Monte Carlo.*

dimensioni ma anche dal materiale di cui è costituito. In Tabella 4.1 sono riportati i materiali di cui sono costituiti i vari volumi definiti. Per studiare i risultati ottenuti sperimentalmente, è stato assegnato, alle superfici interne della water tank, un valore di riflettività variabile.

Volume	Materiale
Water Tank	Acciaio Inox
Cilindro di Acqua	H_2O
Cilindro di Aria	N_2, O
Ellissoide	Vetro
Fotocatodo	Alluminio
PMT Body	Acciaio Inox

Tabella 4.1: Tabella riassuntiva dei volumi e dei materiali utilizzati nel Monte Carlo.

4.3 Generazione dei muoni

Al fine di riprodurre nelle simulazioni le condizioni sperimentali, abbiamo generato muoni conformemente: l'energia dei muoni è stata generata in accordo con lo spettro energetico dei muoni atmosferici [28]; la direzione dei muoni è stata campionata secondo la distribuzione θ e ϕ sperimentale (Figura 3.24). In Figura 4.2 è mostrato il confronto tra la distribuzione della distanza percorsa dai muoni in acqua dai dati e quella ottenuta dal Monte Carlo. Nel seguito selezioneremo solo i muoni che presentano percorsi in acqua maggiori di 70 cm. È importante precisare che nella simulazione le

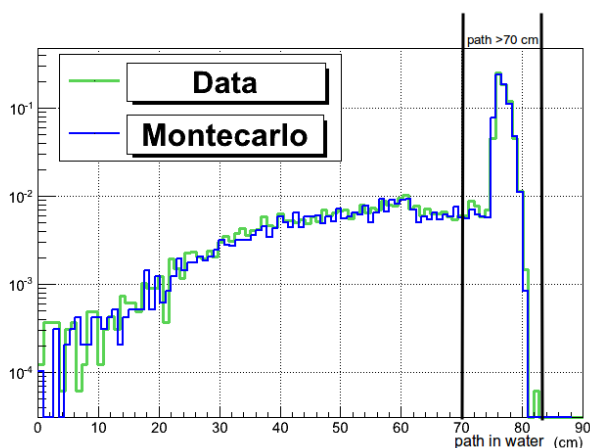


Figura 4.2: Confronto tra dati e Monte Carlo della distanza percorsa dai muoni in acqua.

distanza percorsa dai muoni sono calcolate in maniera analoga a quanto fatto nei dati: considerando il punto di ingresso dei muoni in acqua e la loro direzione, si calcola geometricamente il punto di uscita del muone e il relativo percorso effettuato.

4.4 Simulazione della risposta del fotomoltiplicatore

Per simulare la risposta del fotomoltiplicatore e per ottenere un valore in carica, per ogni muone simulato, contiamo il numero di fotoni che incidono sul fotocatodo; applicando l'effetto dell'efficienza quantica si ottiene il numero di fotoelettroni prodotti dal fotocatodo. Infine otteniamo la quantità di carica Q_i raccolta all'anodo per ogni singolo fotoelettrone come:

$$Q_i = G \cdot e \quad (4.1)$$

dove e è la carica dell'elettrone e G è il guadagno del fotomoltiplicatore distribuito gaussianamente, con valore medio di $0.98 \cdot 10^7$ e una sigma di $0.04 \cdot 10^7$. La carica totale sull'evento è semplicemente la somma della carica raccolta per ciascun fotoelettrone:

$$Q = \sum_{i=1}^{n_{PE}} Q_i \quad (4.2)$$

dove n_{PE} è il numero totale di fotoelettroni prodotto. Al fine di tener conto dell'effetto di saturazione del PMT utilizziamo la parametrizzazione (3.5). La Figura 4.3 mostra l'effetto della saturazione sulla carica raccolta dal PMT nel Monte Carlo. La mancanza di linearità comincia per un numero di fotoelettroni maggiore di 200 [22].

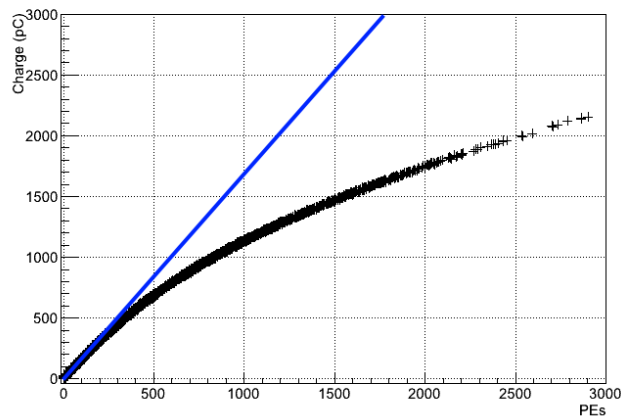


Figura 4.3: *Effetto della saturazione nel Monte Carlo (linea nera). Andamento lineare senza l'effetto di saturazione (linea blu).*

4.5 Lunghezza d'assorbimento in acqua

Un parametro fondamentale della simulazione Monte Carlo è la lunghezza d'assorbimento dei fotoni Cherenkov in acqua. In fisica delle particelle la lunghezza di assorbimento λ_{ab} rappresenta quella lunghezza oltre la quale il flusso di particelle che attraversa un mezzo risulta attenuato di un fattore $\frac{1}{e}$ [20]. In termini di intensità luminosa $I(x)$ possiamo scrivere la legge di assorbimento come:

$$I(x) = I(0)e^{\left(\frac{x}{\lambda_{ab}}\right)} \quad (4.3)$$

dove $I(0)$ è l'intensità luminosa iniziale e x è la distanza percorsa all'interno del mezzo. L'inverso della lunghezza di attenuazione $\mu = \frac{1}{\lambda_{ab}}$ è chiamato coefficiente di assorbimento. La Figura 4.4 mostra la lunghezza di assorbimento in acqua dei fotoni Cherenkov in funzione della loro lunghezza d'onda.

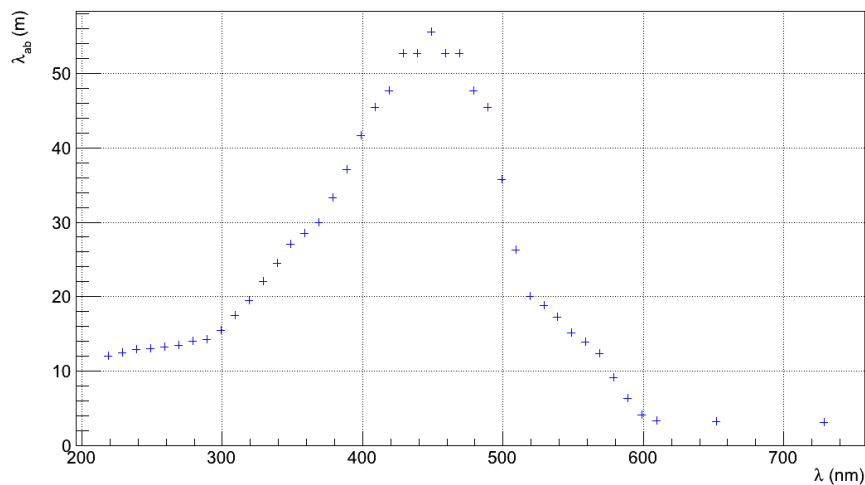


Figura 4.4: Lunghezza di assorbimento dei fotoni Cherenkov in acqua in funzione della loro lunghezza d'onda.

Come si può notare dalla figura la lunghezza d'assorbimento dei fotoni Cherenkov in acqua è molto maggiore delle dimensioni della tank. Ci aspettiamo dunque che l'effetto di assorbimento dei fotoni Cherenkov sia minimo nel nostro set-up sperimentale.

4.6 Studio della riflettività

Abbiamo simulato la carica raccolta dal PMT al passaggio dei muoni in acqua, variando la riflettività delle pareti della tank. In Figura 4.5 sono riportati i risultati ottenuti per le diverse simulazioni effettuate, variando la riflettività dallo 0 % al 100 %. La carica raccolta dal PMT aumenta all'aumentare della riflettività. Il grafico della carica media

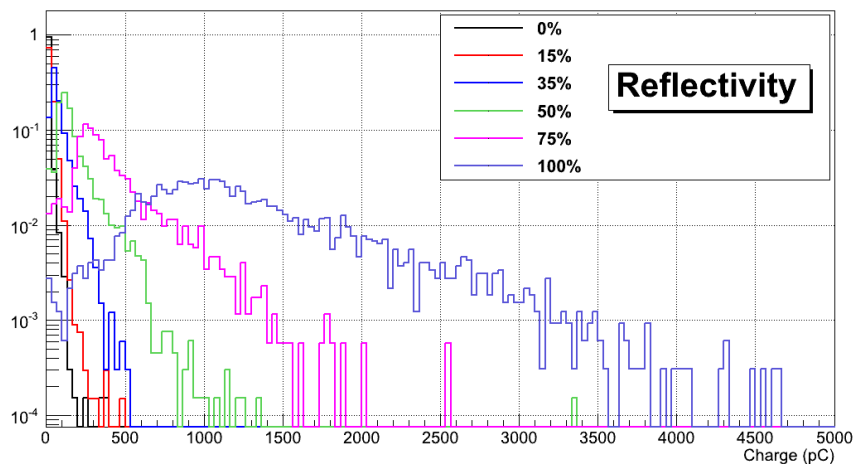


Figura 4.5: Simulazioni Monte Carlo della carica raccolta dal PMT per diversi valori della riflettività delle pareti interne della tank.

in funzione della riflettività è mostrato in Figura 4.6. Confrontando la carica media ottenuta sperimentalmente, possiamo ipotizzare il valore di riflettività delle superfici riflettenti utilizzate in laboratorio. In particolare la Figura 4.6 mostra anche il confronto tra dati e Monte Carlo. Si osserva un buon accordo tra la misura con PVC nero e il Monte Carlo al 15% e tra la misura con l'acciaio inox e il Monte Carlo al 50%. Con il riflettore DF2000MA, che dovrebbe avere una riflettività intorno al 100% [26], c'è una notevole discrepanza. La differenza potrebbe essere causata sia dalla saturazione del PMT, sia dalle proprietà di wavelenght shift ed assorbimento del DF2000MA (Figura 3.31 e 3.32).

Introducendo l'effetto di saturazione del PMT si ottiene l'andamento mostrato in Figura 4.7. Si ottiene un miglior accordo tra dati sperimentali e Monte Carlo. Tuttavia, considerando l'effetto di saturazione, la carica media del Monte Carlo al 100%

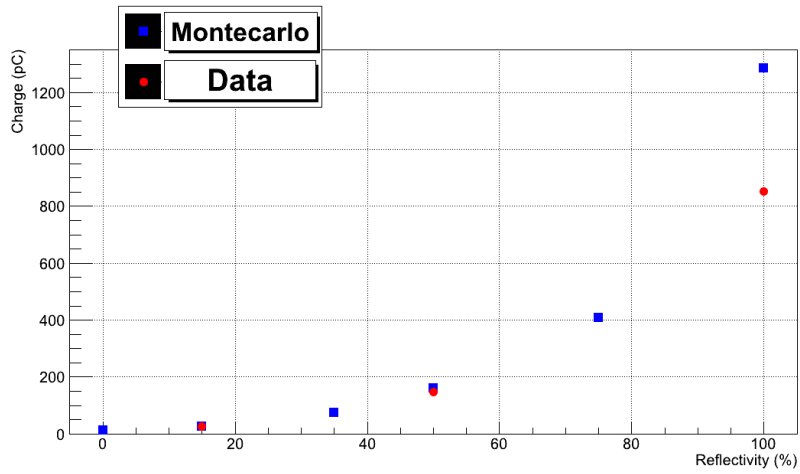


Figura 4.6: Confronto della carica media raccolta in funzione della riflettività.

di riflettività è di circa 100 pC più grande di quella sperimentale. La simulazione presentata nel paragrafo successivo cerca di chiarire questo aspetto, introducendo nel Monte Carlo il wavelength shift e l'assorbimento del riflettore DF2000MA.

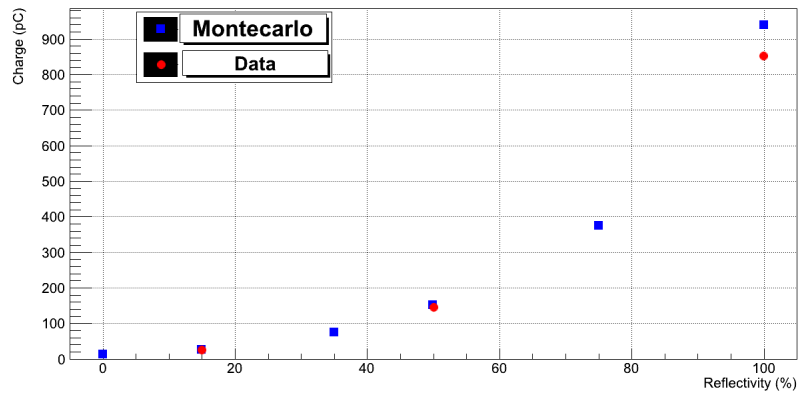


Figura 4.7: Confronto della carica media raccolta in funzione della riflettività applicando al Monte Carlo la saturazione del PMT.

4.7 Confronto con le misure sperimentali

Nel seguito sono riportati i risultati ottenuti dalle simulazioni Monte Carlo e dal confronto con i dati sperimentali.

4.7.1 Caso con pareti in PVC nero

Al fine di confrontare lo spettro in carica ottenuto in fase sperimentale, consideriamo il Monte Carlo con riflettività 0%, assorbitore perfetto, e 15%. In Figura 4.8 è mostrata, a titolo di esempio, la simulazione di un evento in cui le superfici siano perfettamente assorbenti. Si osservano i fotoni emessi nel cono Cherenkov assorbiti dalla pareti in-

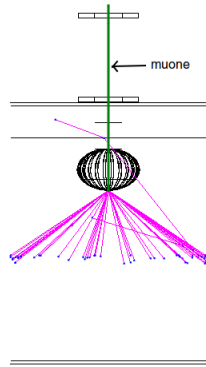


Figura 4.8: Esempio di un evento con riflettività delle pareti interne allo 0%.

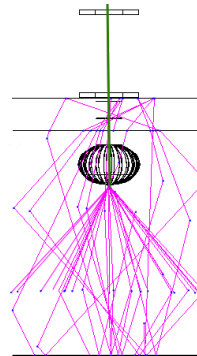


Figura 4.9: Esempio di un evento con riflettività delle pareti interne al 15%.

terne del cilindro. In Figura 4.9, invece, è mostrato un evento in cui la riflettività sia il 15%. In questo caso i fotoni sono in parte riflessi e in parte assorbiti. Il risultato di queste due simulazioni in termini di carica raccolta all'anodo è mostrato nelle Figure 4.9 e 4.10. La carica media raccolta nel Monte Carlo con riflettività allo 0% è più piccola della carica media raccolta in fase sperimentale, Tabella 4.2; inoltre la sovrapposizione dei due spettri, Figura 4.10, evidenzia un disaccordo tra simulazione e dati. Otteniamo invece un ottimo accordo considerando una riflettività nel Monte Carlo del 15% come evidenziato dalla sovrapposizione dei due spettri, dati e Monte Carlo, in Figura 4.11.

La carica media raccolta all'anodo è in accordo con quella misurata in laboratorio. La

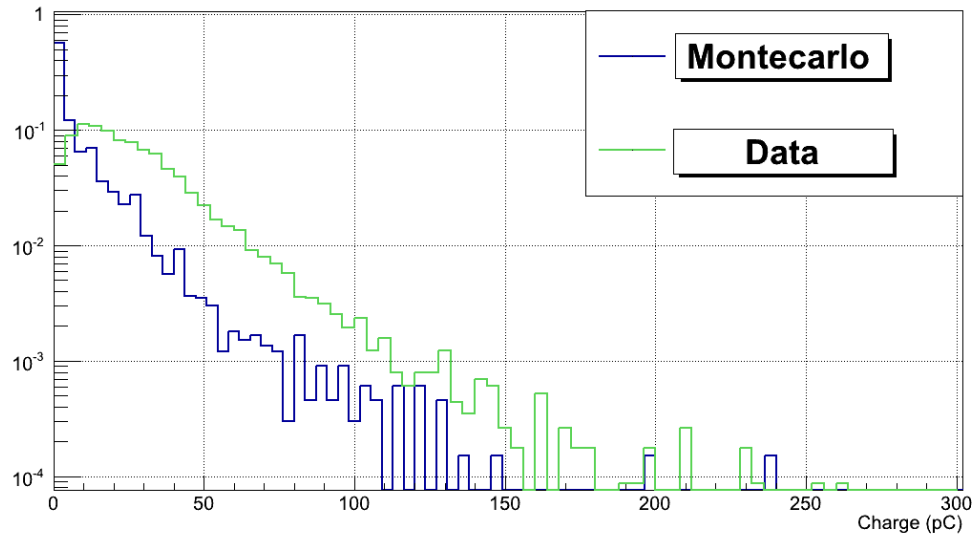


Figura 4.10: Confronto tra Monte Carlo con riflettività 0% e misura con PVC nero.

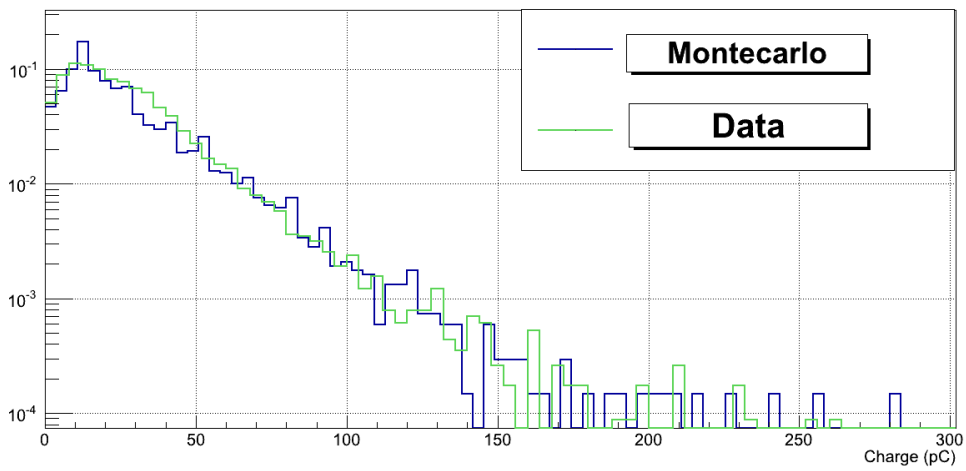


Figura 4.11: Confronto tra Monte Carlo con riflettività 15% e misura con PVC nero.

Tabella 4.2 mostra un riassunto dei valori medi ottenuti nei tre casi.

	Riflettività (%)	Carica Media (pC)	Fotoelettroni
Monte Carlo	0	13.25 ± 0.12	8 ± 1
Monte Carlo	15	26.62 ± 0.25	17 ± 1
Data	PVC Nero	26.15 ± 0.20	17 ± 1

Tabella 4.2: *Tabella riassuntiva della carica media e del numero medio di fotoelettroni. Data con PVC nero, Monte Carlo con riflettività 0%, Monte Carlo con riflettività 15%.*

Dai risultati sperimentali e dalle simulazioni, possiamo concludere che il PVC nero non è un perfetto assorbitore. I dati sperimentali sono ben riprodotti nelle simulazioni, se assegniamo un valore di riflettività del 15 % alle superfici con PVC nero.

4.7.2 Caso con pareti in acciaio inox

I dati sperimentali, nel caso di pareti in acciaio inox, sono in accordo con le simulazioni, se assegnamo un valore di riflettività del 50 % alle superfici interne della tank. I fotoni prodotti rimbalzano un maggior numero di volte, Figura 4.12, aumentando la

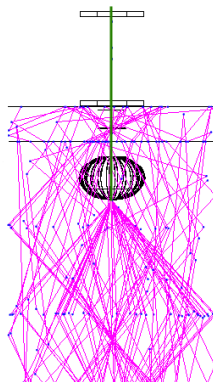


Figura 4.12: *Esempio di un evento con riflettività delle pareti interne al 50%.*

probabilità di incidere sul fotocatodo. Il risultato è un aumento sostanziale della carica media raccolta. La carica raccolta nella simulazione Monte Carlo con il 50% di riflettività delle superfici è mostrata in Figura 4.13. La coda nello spettro ottenuto con il Monte Carlo, che è assente nei dati, dipende dall'effetto di saturazione del PMT,

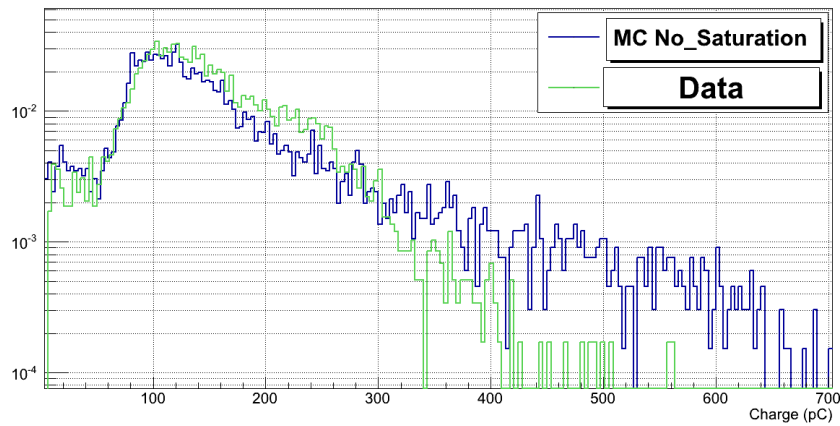


Figura 4.13: *Confronto tra Monte Carlo con riflettività del 50% senza l'effetto di saturazione e misure sperimentali con pareti in acciaio inox.*

poichè ci troviamo in una regione con una carica maggiore di 300 pC corrispondente a 200 fotoelettroni prodotti, Figura 4.3. Inserendo nel Monte Carlo l'equazione 3.5 otteniamo un ottimo accordo tra lo spettro in carica dalla simulazione e dai dati, come mostra la Figura 4.14.

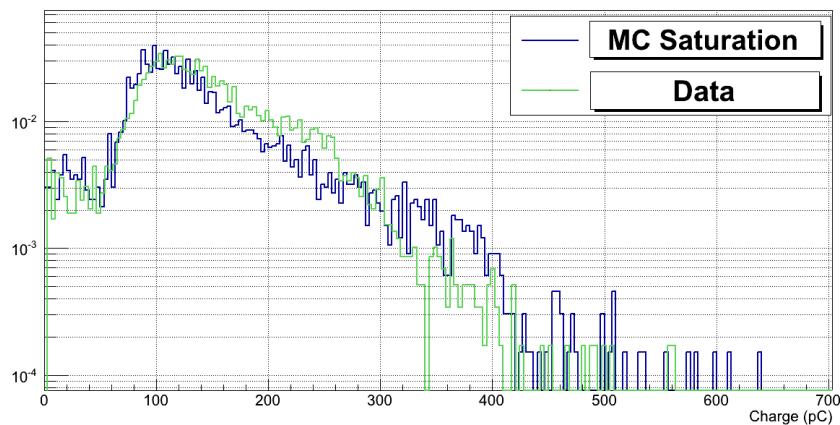


Figura 4.14: *Confronto tra gli spettri in carica dei dati e del Monte Carlo applicando l'effetto di saturazione del PMT.*

La Tabella 4.3 riassume la carica media e il numero medio di fotoelettroni.

	Riflettività (%)	Carica Media (pC)	Fotoelettroni
Monte Carlo	50	160.1 ± 0.9	103 ± 5
Monte Carlo	50 + Saturazione	151.25 ± 0.89	97 ± 3
Data	Acciaio Inox	147.9 ± 0.8	95 ± 2

Tabella 4.3: *Tabella riassuntiva della carica media e del numero medio di fotoelettroni. Dati con acciaio inox, Monte Carlo con riflettività al 50%.*

Dai risultati sperimentali e dalle simulazioni, possiamo concludere che l'aumento di riflettività delle superfici interne della tank aumenta la carica media raccolta dal PMT.

4.7.3 Caso con pareti ricoperte con il riflettore DF2000MA

Il confronto con i risultati sperimentali è stato eseguito con una simulazione Monte Carlo in cui la riflettività delle pareti è stata fissata al 100%. In Figura 4.15 è mostrato un evento con tale valore di riflettività. Il numero di fotoni riflessi è molto maggiore rispetto ai casi mostrati in precedenza. La Figura 4.16 mostra lo spettro in carica ottenuto. Sia per la carica media, Tabella 4.4, sia per la forma dello spettro c'è discrepanza tra Monte Carlo e dati sperimentali. Introducendo l'effetto di saturazione

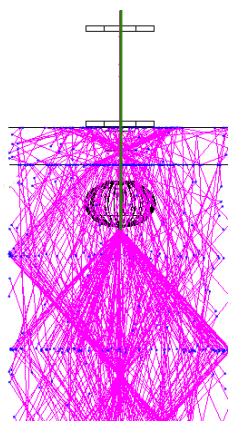


Figura 4.15: *Esempio di un evento con riflettività delle pareti interne al 100%.* nella simulazione Monte Carlo la carica media desce, ma si mantiene a valori più elevati rispetto ai dati sperimentali. La forma dello spettro si modifica eliminando parte della coda, Figura 4.17. Il passo successivo è quello di introdurre l'assorbimento e il wavelength shift del DF2000MA nella simulazione Monte Carlo.

	Riflettività (%)	Carica Media (pC)	Fotoelettroni
Monte Carlo	100	1286.2 ± 6.3	832 ± 12
Monte Carlo	100 + Saturazione	939.2 ± 5.2	608 ± 9
Data	DF2000MA	852.9 ± 3.3	552 ± 8

Tabella 4.4: Tabella riassuntiva della carica media e del numero medio di fotoelettroni nel caso di superfici ricoperte con il riflettore DF2000MA.

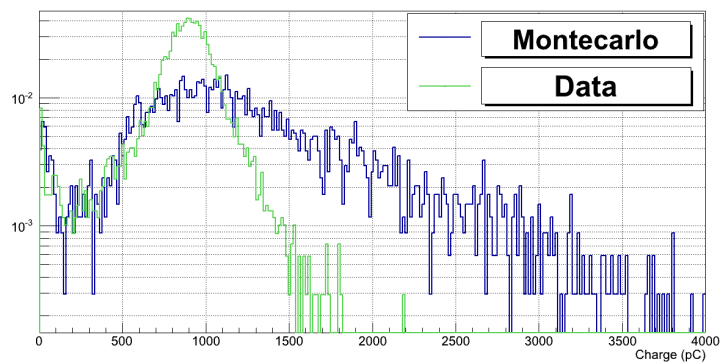


Figura 4.16: Confronto tra lo spettro in carica del Monte Carlo con riflettività 100% e lo spettro in carica della misura con DF2000MA.

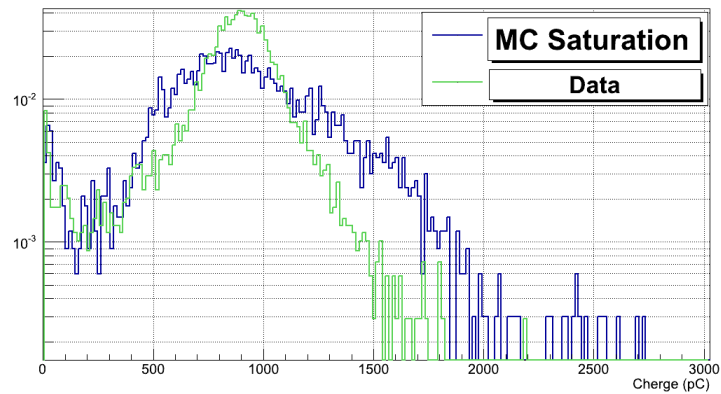


Figura 4.17: Confronto tra lo spettro in carica dai dati e dal Monte Carlo con riflettività del 100%, considerando la saturazione.

4.7.4 Simulazione dell'effetto di assorbimento e wavelenght shift (WLS) del riflettore DF2000MA

Come descritto nel Capitolo 3, il foglio riflettore DF2000MA presenta delle proprietà di assorbimento e di wavelenght shift oltre alla riflettività. Tali proprietà sono state introdotte nella simulazione Monte Carlo. In particolare il DF2000MA presenta un assorbimento di circa il 90% della luce nell'intervallo di lunghezze d'onda compreso tra 250 e 380 nm (Figura 3.32); parte della luce assorbita ($\sim 10\%$) è riemessa con lunghezze d'onda diversa compresa tra 380 e 600 nm (Figura 3.31). In Figura 4.18 sono mostrati lo spettro di emissione Cherenkov (linea nera), lo spettro dopo la riflessione dei fotoni sul foglio DF2000MA (linea rossa) e l'efficienza quantica del fotomoltiplicatore (linea blu). Lo spettro in carica che si ottiene dalle simulazioni in-

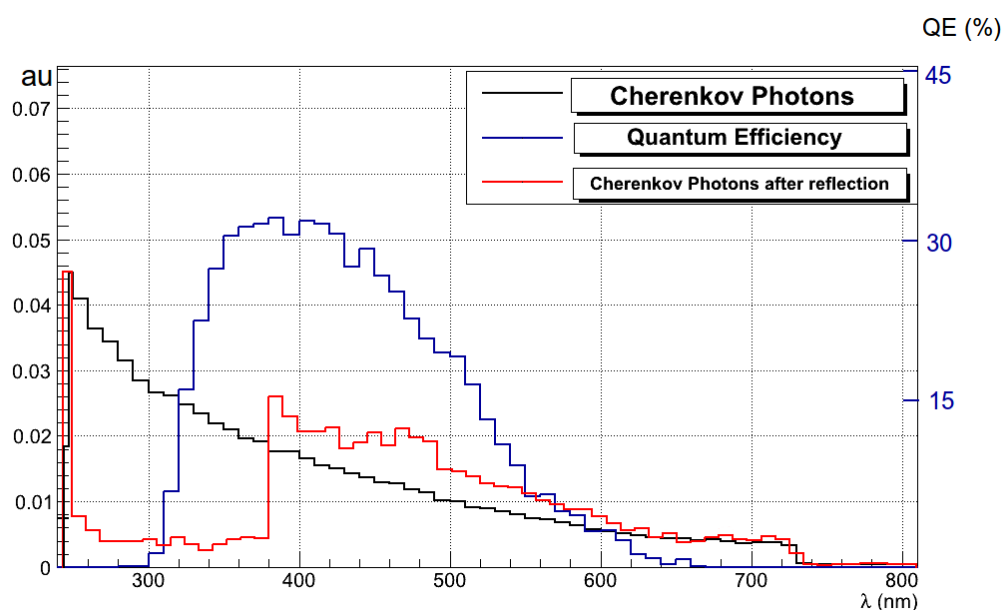


Figura 4.18: *Effetto del WLS e dell'assorbimento sullo spettro dei fotoni Cherenkov ricavato dalle simulazioni Monte Carlo confrontato con l'efficienza quantica del fotomoltiplicatore.*

troducendo questi due ulteriori effetti (WLS, assorbimento) è mostrato in Figura 4.19. Rispetto allo spettro in carica considerando solo la saturazione del PMT (Figura 4.18, caso B della Tabella 4.5), si osserva una riduzione della carica media di circa 100 pC, portando la carica media del Monte Carlo allo stesso valore della carica media dei dati, Tabella 4.5.

Come si può osservare dalla Figura 4.19 il confronto tra dati e Monte Carlo mostra un andamento molto simile per valori di carica sotto i 350 pC. A valori superiori, le due curve hanno andamenti diversi che sono probabilmente dovuti ad altri fenomeni di saturazione quando il PMT lavora in condizioni di illuminazione così elevate e che dovranno essere ulteriormente indagati.

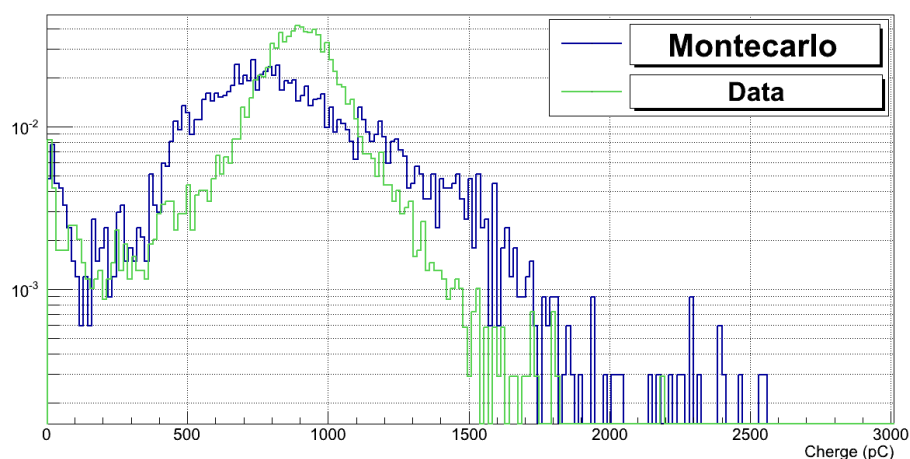


Figura 4.19: Confronto tra lo spettro in carica dei dati e del Monte Carlo con riflettività del 100%, considerando la saturazione, il WLS e l'assorbimento.

	Caso	Riflettività (%)	Carica Media (pC)	Fotoelettroni
M.C.	A	100	1286.2 ± 6.3	832 ± 12
M.C.	B	100 + Saturazione	939.2 ± 5.2	608 ± 10
M.C.	C	100 + WLS + Assorb. + Satur.	847.6 ± 4.9	548 ± 9
Dati		DF2000MA	852.9 ± 3.3	552 ± 8

Tabella 4.5: Tabella riassuntiva della carica media e del numero medio di fotoelettroni nel caso di pareti ricoperte con il DF2000MA.

4.8 Confronto Dati-Monte Carlo: Risultati

La simulazione Monte Carlo sviluppata ha permesso di simulare la risposta del PMT nelle tre configurazioni sperimentali. In particolare abbiamo simulato la risposta, in termini di carica raccolta, del fotomoltiplicatore e le proprietà ottiche, quali la riflettività, l'assorbimento e le proprietà di wavelength shift, del riflettore DF2000MA. La Figura 4.20 mostra il confronto tra la carica media raccolta dal PMT nei tre casi sperimentali (punti rossi) e la carica media raccolta nelle simulazioni Monte Carlo (punti blu). Consideriamo nel Monte Carlo con riflettività del 100% gli ulteriori effetti di assorbimento e di wavelength shift del riflettore DF2000MA.

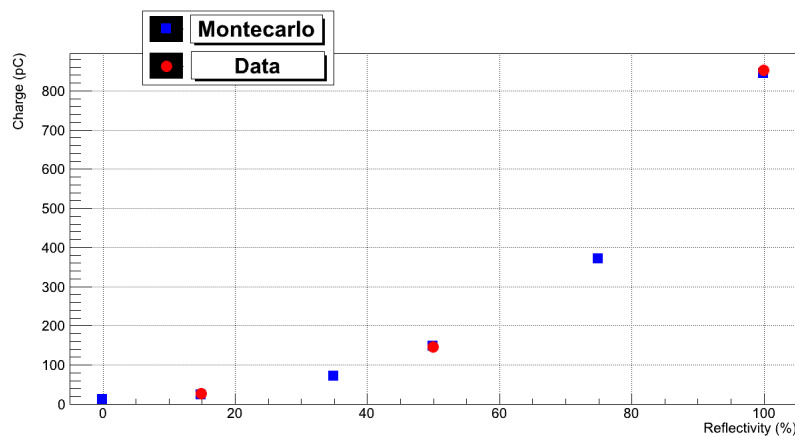


Figura 4.20: *Confronto della carica media tra dati e Monte Carlo, considerando la saturazione, il WLS e l'assorbimento.*

I valori medi della carica raccolta dal PMT nelle tre configurazioni sperimentali sono in accordo con quelli ottenuti nelle simulazioni Monte Carlo. Anche la forma degli spettri in carica ottenuti dalle misure sperimentali con pareti ricoperte in PVC nero (Figura 4.11) e con pareti non ricoperte da alcun materiale (acciaio inox, Figura 4.14) hanno un ottimo accordo con le simulazioni Monte Carlo. Resta un disaccordo nella forma dello spettro della misura sperimentale con il riflettore DF2000MA e il Monte Carlo con riflettività del 100% considerando anche l'assorbimento e il wavelength shift (Figura 4.19). Ciò suggerisce di approfondire lo studio della saturazione del segnale del PMT quando c'è una grande quantità di fotoni che raggiungono il fotocatodo.

Conclusioni

Circa il 90% della massa totale dell'Universo è costituita da materia oscura. Tra i vari candidati al ruolo di costituenti della materia oscura, le WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) sono tra le particelle più accreditate. Si pensa di poter rivelare direttamente le WIMP per mezzo di diffusione su nuclei bersaglio in rivelatori collocati in laboratori sotterranei.

A causa delle piccole sezioni d'urto in gioco il numero atteso di eventi è piuttosto piccolo e sono perciò necessari rivelatori di grande massa caratterizzati da un basso segnale di fondo.

L'utilizzo di gas nobili in fase liquida permette di raggiungere la sensibilità richiesta dalla ricerca delle WIMP.

In particolare l'esperimento XENON1T è progettato per avere una massa fiduciale di circa 1 tonnellata di Xenon liquido e permetterà di raggiungere una sensibilità dell'ordine di $5 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$, due ordini di grandezza al di sotto degli attuali limiti imposti da XENON100.

Per raggiungere questo obiettivo occorre studiare accuratamente i vari contributi al segnale di fondo per poterli ridurre in modo significativo. In particolare il fondo interno ed il fondo intrinseco possono essere efficacemente ridotti sia attraverso un'attenta indagine sui materiali, a bassissima contaminazione di elementi radioattivi, con cui si costruirà il rivelatore, sia tramite una purificazione dello Xenon da elementi contaminanti, sia selezionando gli eventi diffusivi che avvengono nelle regioni più interne del volume sensibile di Xenon (fiducializzazione del volume).

Il fondo esterno può essere efficacemente ridotto attraverso l'utilizzo della Water Tank, sia come schermo di acqua passivo, sia come veto di muoni. In particolare all'interno della Water Tank saranno posizionati dei fotomoltiplicatori capaci di rivelare la luce

Cherenkov prodotta da muoni che possono indurre neutroni.

Testare il corretto funzionamento di questi fotomoltiplicatori in acqua è molto importante per poter determinare l'efficienza del nostro sistema di veto per i muoni. I test presentati nel Capitolo 3 ci permettono di concludere che i fotomoltiplicatori Hamamatsu R5912ASSY HQE funzionano correttamente anche in acqua. La misura periodica del guadagno ha mostrato la stabilità di tali PMT (Figura 3.22). Inoltre, l'utilizzo del riflettore DF2000MA, ha permesso di aumentare la carica media raccolta dal PMT rispetto alla carica media raccolta nel caso con pareti interne ricoperte con il PVC nero e con le parti non ricoperte. In particolare la riflettività raggiunge $\sim 100\%$ per fotoni nell'intervallo di lunghezza d'onda compreso tra 380 e 600 nm, regione in cui abbiamo il massimo dell'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori; mentre l'assorbimento nella regione compresa tra 250 e 380 nm ne riduce leggermente le prestazioni. Possiamo confermare che il DF2000MA permetterà di aumentare in modo consistente l'efficienza del veto di muoni riducendo ulteriormente il contributo al fondo esterno.

Le simulazioni Monte Carlo sviluppate nel Capitolo 4 ci hanno permesso non solo di confrontare le misure sperimentali, ma anche di sondare le proprietà ottiche del foglio riflettente DF2000MA e studiare alcuni aspetti tecnici riguardanti il fotomoltiplicatore come la saturazione.

Abbiamo ottenuto un ottimo accordo tra la forma dello spettro dai dati e dal Monte Carlo, sia con pareti interne ricoperte di PVC nero (Figura 4.11) sia con pareti non ricoperte da alcun materiale (Figura 4.14).

C'è una piccola differenza dello spettro in carica misurato con le pareti interne ricoperte con il riflettore DF2000MA e il Monte Carlo con una riflettività del 100% considerando sia la saturazione, sia l'assorbimento, sia il wavelenght shift (Figura 4.19). Ciò ci suggerisce di indagare ulteriormente su altri fenomeni che possono insorgere quando il PMT lavora in condizioni di elevata illuminazione.

La carica media raccolta nelle tre misure sperimentali è in accordo con la carica media raccolta nelle simulazioni Monte Carlo (Figura 4.20). I risultati ottenuti sono in accordo con le nostre aspettative e confermano il corretto funzionamento in acqua del fotomoltiplicatore Hamamatsu R5912ASSY e le proprietà ottiche di elevata riflettività, di assorbimento e di wavelenght shift del riflettore DF2000MA.

Bibliografia

[1] “The Dark Matter Problem, A Historical Prospective”. Robert H. Sanders, Cambridge 2010.

[2] “Dark Matter and Dark Energy, A Challenge for Modern Cosmology”. S. Matarrese, M. Colpi, V. Gorini, U. Moschella, Springer 2010.

[3] “Results from the Final Exposure of the CDMS II Experiment”, arXiv.org, astro-ph, arXiv:0912.3592, 18 Dec 2009.

[4] “Future Cryogenic Detector Concepts for the CRESST Dark Matter Experiment”, Proc. 9th Int. School on Particles and Cosmology, Kabardino-Balkaria, Baksan Valley, Russia, 15th - 22nd April 1997.

[5] “Results from DAMA at Gran Sasso”, Found. Phys. arXiv:1207.1317, 2010 .

[6] “A search for low-mass WIMPs with EDELWEISS heat-and-ionization detectors”, arXiv.org, astro-ph, arXiv:1207.1815. 7 Jul 2012.

[7] “The LUX Prototype Detector”, D. S. Akerib, arXiv:1207.3665, 2011.

[8] “Chemical Composition of Galactic Cosmic Rays with Space Experiments”, arXiv.org, astro-ph, arXiv:1208.1406, 7 Aug 2012.

- [9] “The Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET)”, NASA, arXiv:1543.1423.
- [10] “The Fermi Large Area Telescope On Orbit: Event Classification, Instrument Response Functions, and Calibration”, G. Ackermann, 2012.
- [11] “The Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Mission”, WMAP collaboration, arXiv.org, astro-ph, arXiv:astro-ph/0301158, 10 Jan 2003.
- [12] “Diffuse emission measurement with INTEGRAL/SPI as probe of cosmic-ray electrons and positrons”, F. Briet, 2011.
- [13] “Pair Production and Radiation Effects in Clouds Illuminated by Gamma Ray Sources”, Muller, arXiv:astro-ph/0107217, 12 Jul 2001.
- [14] “The High-Energy Antimatter Telescope (HEAT, An instrument for the study of cosmic-ray positrons)”, Barwick, 17 May 1998.
- [15] “A high resolution, low power time-of-flight system for the space experiment AMS”, AMS collaboration, 11 May 1999.
- [16] “First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory”, XENON collaboration, 2008, arXiv:0706:0039v2.
- [17] “The XENON100 Dark Matter Experiment”, XENON Collaboration, arXiv:1107.2155v2, 11 Jul 2011.
- [18] “Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100”. XENON Collaboration, arXiv:1207.5988, 25 Jul 2012.
- [19] “Xenon1T at LNGS”, XENON Collaboration, October 2010.

[20] “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, W. Leo, Springer Verlag, 1994.

[21] “PHOTOMULTIPLIER TUBES, Basics and Applications”, Hamamatzu, 2010.

[22] “PMT waveform modeling at the Daya Bay experiment”, PACS: 29.40.Mc1, DOI: 10.1088/1674-1137/36/8/009.

[23] “S. An et al. Multigap resistive plate chambers for EAS study in the EEE Project”. Nucl. Instr. Meth. A, 2007.

[24] “Nucl. Instr. and Meth”, A. Anghinolfi, 2000.

[25] “Sviluppo e test del sistema di fotomoltiplicatori del veto di muoni cosmici dell’esperimento XENON1T”, Fabio Valerio Massoli. 2011.

[26] “Daylighting Film DF2000MA”, Product Bulletin DF2000MA Release A, June 2006.

[27] “Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, Agostinelli, 1 July 2003.

[28] “Particle Data Group”, J. Beringer, Phys. Rev. D86, 010001 (2012).