UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali.
Corso di Laurea in Fisica

Metodi per il controllo della stabilità delle proprietà ottiche dello scintillatore di Borexino

Relatore interno: Prof. Silvia BONETTI
Relatore esterno: Dott. Barbara CACCIANIGA

Tesi di:
Alessandro FONTANA
Matr. n. 616506
Codice PACS 29.85.c

Anno Accademico 2005/2006

Alla mia Famiglia

Un servo non è più grande del suo padrone
Giovanni 13,16

Introduzione

Borexino è un rivelatore a scintillatore organico situato nei Laboratori sotterranei del Gran Sasso (LNGS), il cui scopo principale è la misura del flusso di neutrini solari prodotti nella reazione di cattura elettronica su ^7Be ($E_\nu = 0.866 MeV$) nel Sole, mediante la rivelazione della luce di scintillazione generata dagli e^- diffusi nello scattering elastico $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$. In particolare il rivelatore permetterà la ricostruzione dell'energia degli eventi e quindi dello spettro energetico continuo dell'elettrone diffuso, caratterizzato da un energia massima di 660 keV. Si attendono in Borexino circa 36 eventi da neutrino solare al giorno per 100 tonnellate di scintillatore, nell'ipotesi di oscillazione di neutrino con soluzione *Large Mixing Angle*, in un intervallo di energia compreso tra 250 e 800 keV. Il numero di eventi attesi è molto basso e la loro energia cadrà in un intervallo dove è presente il fondo dovuto alla radioattivà naturale, ne consegue che tutti i componenti del rivelatore, in particolare lo scintillatore, devono soddisfare a condizioni di radiopurezza molto restrittive. Le concentrazioni massime richieste di ^{238}U e ^{232}Th per lo scintillatore di Borexino sono di 10^{-16} g/g. Inoltre verrà applicato un taglio energetico a 250 keV per eliminare l'intervallo energetico in cui il segnale da neutrino è sovrastato dai decadimenti del ^{14}C presente nello scintillatore organico. Il fondo di μ cosmici è ridotto di 6 ordini di grandezza dallo spessore della roccia della montagna (equivalente a 3800 metri d'acqua).

Il rivelatore è strutturato come una serie di sfere concentriche. Nella sfera più interna si trova lo scintillatore, 300 tonnellate di miscela binaria di Pseudocumene ($C_6H_3(CH_3)_3$)) come solvente e PPO ($C_{15}H_{11}NO$) come soluto in una concentrazione di 1.5 g/l: questa zona costituisce la parte attiva del rivelatore. Più esternamente, separata dalla parte attiva da un vessel in nylon di 8.5 m di diametro, è presente un *buffer* composto da Pseudocumene e Dimetilftalato (DMP, 5 g/l). Lo scintillatore e il buffer sono contenuti all'interno di un serbatoio sferico di acciaio inossidabile (diametro 13.7 m) sul quale sono montati 2214 tubi fotomoltiplicatori che raccolgono la luce di scintillazione; il *buffer* serve ad isolare la parte attiva dello scintillatore dal fondo dovuto alla radioattività della sfera d'acciaio e dei fototubi. Per

ridurre la diffusione del ^{222}Rn proveniente dalla sfera d'acciaio e dai fototubi è presente un ulteriore vessel di nylon del diametro di 11 m. La sfera d'acciaio è inserita all'interno di una tanica che verrà riempita con acqua di elevata radio-purezza che servirà a schermare la parte più interna del rivelatore dalla radioattività della roccia circostante. 200 fototubi, montati anch'essi sulla sfera ma rivolti verso l'esterno, serviranno a rivelare la luce Cherenkov emessa dai μ cosmici residui che attraversano l'acqua.

Al fine di ridurre ulteriormente il contributo del fondo esterno dovuto all'emissione di raggi γ da parte dei materiali che circondano lo scintillatore è necessario definire, durante l' analisi dati, un volume fiduciale che racchiude le 100 tonnellate più interne di scintillatore. È indispensabile, quindi, ricostruire la posizione del vertice di interazione per poter selezionare e rigettare gli eventi della parte più esterna del volume attivo dove il segnale da neutrino è fino a cento volte inferiore rispetto al fondo. Per far questo è stato implementato dalla collaborazione di Borexino un algoritmo di ricostruzione della posizione, basato sulla misura del tempo di arrivo dei fotoni di scintillazione ai fototubi e sulla conoscenza dell'evoluzione temporale del segnale di scintillazione, che cerca la posizione del vertice di interazione che massimizza una funzione di *likelihood*; l'algoritmo è inserito all'interno di Echidna, il codice ufficiale di ricostruzione dati di Borexino. Una prima parte del lavoro di tesi è consistita nella fase di test e di debugging del codice di ricostruzione della posizione utilizzando dati simulati con il codice GEANT4. In particolare, in questo lavoro di tesi, ci si è concentrati sul problema degli eventi che sistematicamente vengono ricostruiti più internamente rispetto alla posizione nella quale sono stati generati. I test sulla ricostruzione della posizione hanno anche permesso di trovare alcuni errori nella simulazione della geometria di Borexino definita in GEANT4.

Per raccogliere un campione di interazioni di neutrini statisticamente significativo, l'acquisizione dati di Borexino dovrà durare molti anni e pertanto è necessario che le proprietà dello scintillatore non cambino significativamente per periodi di tempo relativamente lunghi. Altri esperimenti di fisica del neutrino, basati sulla rivelazione di luce emessa da scintillatori organici, hanno messo in evidenza che il contatto prolungato nel tempo dello scintillatore con oggetti metallici può provocare un deterioramento delle qualità ottiche dello scintillatore stesso. Al fine di monitorare variazioni relative della trasparenza dello scintillatore è stato realizzato un sistema di fibre ottiche che porta la luce emessa da un dispositivo laser ($\lambda = 394\ nm$) verso 31 posizioni della sfera per inviare la luce al suo interno: 19 di tali fibre sono orientate e collimate affichè il fascio di luce emesso non attraversi la parte attiva dello scintillatore, pertanto permetteranno di monitorare la trasparenza del liquido di buffer, mentre le altre 12 sono ottimizzate per inviare un fascio

luminoso radiale che attraversa sia lo scintillatore che il buffer. Nell'ambito dello sviluppo del codice Echidna, il candidato si è occupato dell'implementazione di un algoritmo per monitorare la stabilità della trasparenza dello scintillatore e del buffer, attraverso l'utilizzo del sistema di laser succitato e sfruttando la possibilità di Borexino di raccogliere luce su un angolo solido di 4π. Le informazioni sulla distribuzione angolare e sul tempo di volo della luce laser raccolta dai fototubi nel rivelatore permettono di distinguere la luce trasmessa dal mezzo attraversato e la luce diffusa, o assorbita e successivamente riemessa, lungo una direzione diversa da quella di incidenza, dando quindi un'informazione sulla trasparenza del mezzo. L'algoritmo è stato sviluppato, ed è stata valutata la validità del sistema di controllo della trasparenza dello scintillatore, usando sia dati simulati sia dati reali raccolti durante un "Run di acquisizione" che si è tenuto tra il 29 Marzo e il 7 Aprile 2006, con il rivelatore pieno d'aria tenuta a pressione tra i vessel di nylon.

Usando i dati raccolti è stato inoltre possibile valutare la bontà del codice di simulazione in condizioni particolari col rivelatore pieno d'aria e i vessels installati. Infine sono stati eseguiti, durante questo lavoro di tesi, dei test sulla ricostruzione di eventi laser simulati col rivelatore riempito con scintillatore.

Il lavoro di tesi è organizzato in sei capitoli. Nel primo capitolo viene introdotto il problema del neutrino solare, la fisica del neutrino e il fenomeno delle oscillazioni e vengono presentati i risultati fondamentali degli esperimenti di fisica del neutrino solare. Nel secondo capitolo viene descritto il tipo di contributo che Borexino potrà dare nell'ambito della ricerca sul neutrino solare, viene descritto con un certo dettaglio il rivelatore e le principali sorgenti di fondo per Borexino e i metodi per ridurlo. Nel capitolo 3 vengono introdotti i sistemi laser per il controllo del rivelatore in particolare il sistema per l'allineamento temporale dei tubi fotomoltiplicatori e il sistema per il controllo della trasparenza dello scintillatore.

Il lavoro del candidato è descritto nei capitoli 4, 5 e 6. Nel capitolo 4 vengono descritte le caratteristiche generali del codice di ricostruzione dati e vengono presentati i risultati di alcuni test sul codice di ricostruzione della posizione e dell'energia che hanno consentito sia di migliorare il codice di ricostruzione stesso sia di correggere alcune incongruenze presenti nel codice di simulazione degli eventi.

Nel capitolo 5 vengono analizzati i dati acquisiti durante l'Air Run che si è tenuto tra il 29 Marzo e il 7 Aprile 2006 durante il quale sono stati effettuati dei test sul sistema di laser per il controllo della trasparenza. In questo capitolo vengono anche definite le prime quantità fondamentali che potranno essere utili per il controllo della trasparenza dello scintillatore e viene infine effettuato un confronto tra i dati e le simulazioni.

Nel capitolo 6, infine, vengono presentati i risultati ottenuti analizzando eventi di laser del sistema di controllo della trasparenza simulati in presenza di scintillatore. I risultati di queste analisi e dei dati reali hanno permesso di definire le quantità maggiormente sensibili a variazioni della lunghezza di assorbimento dello scintillatore e hanno permesso di scrivere un modulo del programma di ricostruzione dati dedicato al controllo della trasparenza dello scintillatore.

Indice

Introduzione **i**

1 Il problema del neutrino solare nel 2006 **1**
1.1 Cenni al Modello Standard del Sole 2
1.1.1 Reazioni nucleari nel Sole e flussi di neutrini 3
1.2 Cenni agli esperimenti storici 5
1.2.1 Esperimenti radiochimici 5
1.2.2 Esperimenti a effetto Cherenkov 7
1.2.3 Il problema dei neutrini solari 8
1.3 Richiami di fisica del neutrino 10
1.3.1 Proprietà del neutrino 10
1.3.2 Neutrini di Dirac e di Majorana e termini di massa . . 11
1.3.3 Oscillazioni nel vuoto 13
1.3.4 Oscillazioni nella materia 15
1.3.5 Prime evidenze sperimentali dell'oscillazione di neutrini 18
1.4 Due esperimenti recenti: SNO e KamLAND 21
1.4.1 SNO 22
1.4.2 KamLAND 24

2 Borexino: struttura del rivelatore e fisica **33**
2.1 Fisica del neutrino solare a Borexino 33
2.1.1 Tasso di interazione in diversi scenari di oscillazione . . 34
2.1.2 Variazioni nel tempo del flusso di neutrini da ^7Be . . . 38
2.2 Riepilogo delle sorgenti di fondo 39
2.2.1 Fondo interno 39
2.2.2 Fondo esterno 44
2.3 Il rivelatore 47
2.3.1 Lo scintillatore per Borexino 48
2.3.2 I vessels di nylon 49
2.3.3 Il buffer 50
2.3.4 I fototubi 50

2.3.5 Water Tank e rivelatore di muoni 52
2.4 Sistemi ausiliari 53
2.4.1 Purificazione del PC 53
2.4.2 Purificazione dell'acqua 55
2.4.3 Elettronica e DAQ 55
2.4.4 Il Counting Test Facility (CTF) 57

3 Sistema di laser per il controllo della stabilità del rivelatore 63
3.1 Sistema di equalizzazione in tempo e carica dei PMT 63
3.2 Scintillatori organici 65
3.2.1 Generalità sul processo di scintillazione 66
3.2.2 Efficienza di scintillazione e *quenching* per lo scintillatore di Borexino 68
3.2.3 Distribuzione temporale del segnale di scintillazione . . 70
3.2.4 Propagazione della luce nello scintillatore 70
3.3 Sistemi per il controllo delle proprietà ottiche dello scintillatore 74
3.3.1 Sistema di laser "interno" per il controllo della trasparenza dello scintillatore 75
3.3.2 Caratteristiche del sistema laser per il controllo della trasparenza 77

4 Simulazioni e ricostruzioni 85
4.1 Il codice di ricostruzione dati Echidna 85
4.1.1 Generalità 85
4.1.2 Principi generali del progetto 87
4.1.3 Moduli per la calibrazione dei PMT 89
4.2 Ricostruzione della posizione e dell'energia 92
4.2.1 Ricostruzione della posizione 92
4.2.2 Ricostruzione dell'energia 98
4.3 Codice GEANT4 per Borexino 103
4.4 Codice di GEANT4 per la simulazione di eventi di laser 105

5 Test del sistema di laser 107
5.1 Laser radiali 110
5.1.1 Distribuzione temporale della carica 110
5.1.2 Carica sul picco di luce diretta e sulla luce riflessa . . . 113
5.1.3 Baricentro di carica sul picco diretto 116
5.2 Laser obliqui 119
5.2.1 Distribuzione temporale e angolare della carica 119
5.2.2 Carica del picco di luce diretta 123

5.3 Dati raccolti prima dell'installazione dei vessels (Air Run gennaio 2003) 125
5.4 Simulazione di eventi laser in aria 127
5.4.1 Simulazione dei fasci radiali in aria 127
5.4.2 Simulazioni dei fasci obliqui in aria 129

6 Simulazioni di eventi di laser 133
6.1 Simulazioni in scintillatore dei laser obliqui 134
6.1.1 Lunghezza d'assorbimento relativa 134
6.1.2 Studio della saturazione dei canali 138
6.2 Simulazioni in scintillatore dei laser radiali 142
6.3 Modulo per il controllo della trasparenza 148

Conclusioni 153

A Definizione del Piano $x' - y'$ 155

Bibliografia 156

Ringraziamenti 159

Capitolo 1

Il problema del neutrino solare nel 2006

Sono ormai molti gli esperimenti che hanno eseguito studi nel ramo della fisica dei neutrini solari, che è punto di incontro dell'astrofisica e della fisica delle particelle elementari. Gli esperimenti definiti storici (Homestake, GALLEX, SAGE, Kamokande e Super-Kamiokande) sono concordi nello stabilire l'esistenza di un deficit nel flusso di neutrini che giungono dal sole, questa evidenza sperimentale è conosciuta come *problema del neutrino solare*. Lo studio dei neutrini solari oltre ad aver indotto una profonda investigazione sulla bontà del Modello Standard del Sole, gioca un ruolo determinante nello studio delle caratteristiche non standard del neutrino stesso. Infatti tale ramo di ricerca, oltre ad aver portato alla luce per la prima volta l'esistenza del problema del neutrino solare, ha anche indicato la soluzione a questo problema che risiede nel meccanismo di propagazione dei neutrini ed è legato al processo di oscillazione di *flavour* dei neutrini stessi, processo che implica la non conservazione del numero leptonico e una massa non nulla per il neutrino, e dunque prevede per questa particella caratteristiche che non rientrano nel Modello delle interazioni Elettrodeboli. Non va infine dimenticato il particolare interesse che ruota attorno al neutrino connesso allo studio delle reazioni nucleari stellari, dato che questa particella, proprio per la sua bassa sezione d'urto, è l'unico strumento che può permettere misure dirette sulle reazioni nucleari che avvengono nel *core* stellare. In questo capitolo introduttivo verranno richiamati alcuni concetti chiave sul Modello Standard del Sole e sugli esperimenti che hanno evidenziato il problema dei neutrini solari, sui possibili modi per includere una massa non nulla del neutrino nella teoria delle particelle e sulle oscillazioni di flavour di neutrino. Infine un ultimo paragrafo è dedicato agli esperimenti più recenti, SNO (neutrini solari) e KamLAND (neutrini da reattore), che hanno contribuito significativamen-

te alla questione delle oscillazioni permettendo di individuare con precisione la regione dello spazio dei parametri $\Delta m^2, \tan^2 2\theta$ di interesse per i neutrini solari.

1.1 Cenni al Modello Standard del Sole

Il Modello standard del sole è un modello teorico che descrive l'evoluzione della stella, le sue caratteristiche macroscopiche e le reazioni nucleari che avvengono al suo interno. Questo modello si basa sulle seguenti assunzioni:

- **Equilibrio Idrostatico**: le forze di pressione dall'interno verso la superficie della stella garantiscono che la stella non collassi a causa della forza di attrazione gravitazionale; quando queste due forze si bilanciano c'è equilibrio idrostatico. Questa condizione è basilare poiché una sua eventuale violazione porterebbe a un collasso gravitazionale oppure ad un'esplosione della stella.

- **Equilibrio Termico**: il flusso di energia uscente da una superficie chiusa all'interno della stella viene bilanciato dalla produzione di energia nucleare all'interno del *core* della stella. Questo equilibrio può essere rotto durante l'evoluzione stellare, in questi casi l'equilibrio energetico è garantito dall'energia gravitazionale attraverso contrazioni ed espansioni della stella.

- **Equilibrio Radiativo**: una stella è in equilibrio radiativo quando la perdita di energia sotto forma di luce presente sugli strati superficiali è compensata dal trasporto di energia dal *core* verso la superficie per mezzo dei fotoni stessi. Ai fini dell'equilibrio radiativo non è importante come l'energia venga prodotta ma solo il gradiente di temperatura che c'è tra i vari strati della stella.

- **Equilibrio Convettivo**: quando il gradiente di temperatura tra i vari strati di una stella raggiunge un valore critico, si può instaurare un moto convettivo che tende a diminuire le differenze di temperatura tra le varie zone della stella. Questo moto macroscopico tende a rendere omogenea la composizione chimica della stella su vasta scala.

Infine il Modello Solare Standard (SSM) assume che solo le reazioni nucleari possono essere responsabili della variazione delle abbondanze isotopiche supponendo che il Sole fosse omogeneo dopo la sua formazione.

Il Modello Solare Standard di fatto è un insieme di equazioni differenziali, definite dalle condizioni di equilibrio citate, che descrivono l'evoluzione della

stella una volta imposte delle condizioni al contorno (massa, raggio, età, luminosità...) provenienti da osservazioni sperimentali.

1.1.1 Reazioni nucleari nel Sole e flussi di neutrini

Come già detto, una stella bilancia l'energia irradiata dalla superficie con l'energia prodotta nel *core* da reazioni nucleari. Circa il 98% dell'energia è prodotta attraverso le reazioni della cosiddetta catena *protone-protone*, il cui bilancio netto è

$$4p \rightarrow^4 He + 2e^+ + 2\nu_e + 26.03MeV \tag{1.1}$$

e nella quale circa il 3% dell'energia è convertita in energia cinetica dei neutrini. Nella figura 1.1 sono illustrate tutte le reazioni della catena *p-p*.

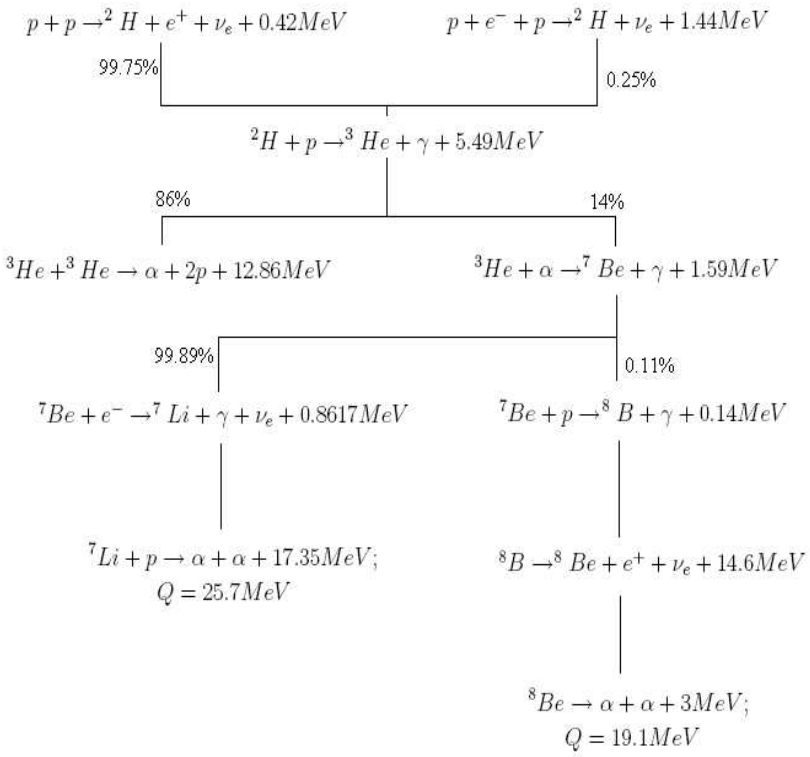

Figura 1.1: Reazioni nucleari nella catena *p-p*. In figura sono anche indicati i rapporti di diramazione come sono calcolati nel SSM [1].

Oltre alla catena *p-p* è presente anche il ciclo CNO (Carbon-Nitrogen-Oxigen) il cui bilancio energetico è simile alla catena *p-p* ma che prevede

un energia cinetica dei neutrini molto maggiore. Tuttavia le attuali conoscenze sul Sole relegano il ciclo CNO in secondo piano, poiché la luminosità dovuta a queste reazioni sembra essere marginale. Nel Modello Bahcall-Serenelli si tiene conto dell'equilibrio energetico del sole, della sua luminosità (e dunque del flusso di energia termica che raggiunge il nostro pianeta $S = 8.5 \times 10^{11} MeV cm^{-2} s^{-1}$)) e del fatto che un neutrino deve essere emesso ogni 13MeV di energia prodotta, pertanto si trova un flusso sulla terra di

$$\Phi_\nu = S/13 = 6 \times 10^{10} \nu_e cm^{-2} s^{-1} \tag{1.2}$$

Model	*pp*	pep	hep	^{7}Be	^{8}B	^{13}N	^{15}O	^{17}F
BP04(Yale)	5.94	1.40	7.88	4.86	5.79	5.71	5.03	5.91
BP04(Garching)	5.94	1.41	7.88	4.84	5.74	5.70	4.98	5.87
BS04	5.94	1.40	7.86	4.88	5.87	5.62	4.90	6.01
BS05(^{14}N)	5.99	1.42	7.91	4.89	5.83	3.11	2.38	5.97
BS05(OP)	5.99	1.42	7.93	4.84	5.69	3.07	2.33	5.84
BS05(AGS, OP)	6.06	1.45	8.25	4.34	4.51	2.01	1.45	3.25
BS05(AGS, OPAL)	6.05	1.45	8.23	4.38	4.59	2.03	1.47	3.31

Figura 1.2: Flussi di neutrini solari attesi per le varie reazioni della catena *p-p* e per il ciclo CNO per vari modelli in unità di 10^{10} $(p-p)$, 10^9 (^7Be), 10^8 (pep, ^{13}N, ^{15}O), 10^6 $(^8B$, $^{17}F)$, e 10^3 (hep) $cm^{-2}s^{-1}$ [3].

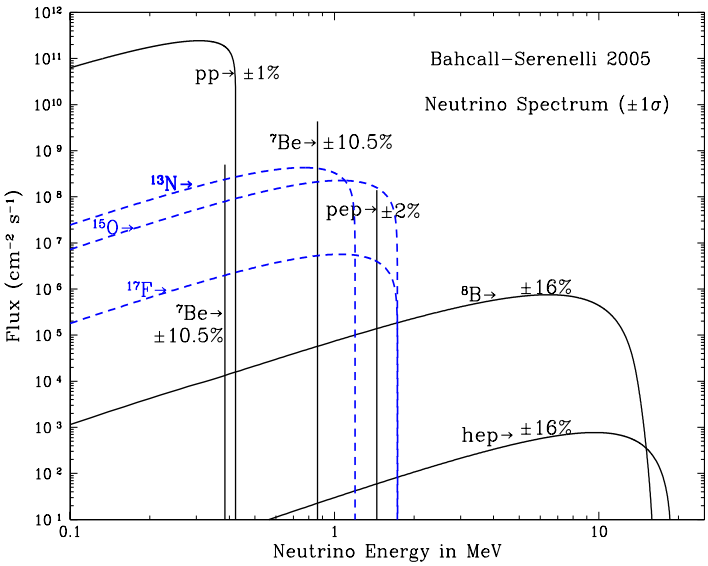

Figura 1.3: Spettro di energia per i neutrini solari.

Nella figura 1.2 è rappresentato il flusso di neutrini per le diverse reazioni della catena *p-p* cosí come è stato calcolato nel Modello Bahcall-Serenelli , dove per gli spettri continui è rappresentato il flusso di neutrini per energia.

1.2 Cenni agli esperimenti storici

Gli esperimenti che storicamente hanno messo in luce l'esistenza del problema dei neutrini solari si possono dividere in due grandi famiglie: gli esperimenti radiochimici (Homestake, GALLEX, SAGE) e gli esperimenti che sfruttano l'effetto Cherenkov in acqua (Kamiokande e Super-Kamiokande). Tutti questi esperimenti hanno in comune una grande massa ($>100ton$) di rivelatore, necessaria per rivelare una particella elusiva come il neutrino[1], e sono tipicamente posti nel sottosuolo per schermare il rivelatore stesso dai raggi cosmici che renderebbero di fatto il rapporto segnale/rumore troppo piccolo.

1.2.1 Esperimenti radiochimici

Gli esperimenti radiochimici sfruttano reazioni di corrente carica (CC):

$$\nu_e + A(N, Z) \rightarrow A(N, Z+1) + e^- \tag{1.3}$$

Se l'isotopo $A(N, Z+1)$ prodotto è radioattivo con costante di decadimento nota, allora è possibile, attraverso misure di attività del rivelatore, risalire alla popolazione dell'isotopo stesso e dunque, assumendo nota anche la sezione d'urto della reazione via CC, al flusso di ν_e. Va ricordato che questi esprimenti sono sensibili solo ai neutrini solari elettronici poiché le energie caratteristiche dei neutrini solari non consentono ai neutrini di sapore diverso di produrre il leptone carico associato; inoltre se in neutrini avessero sufficiente energia per produrre un μ lo stato adronico risultante non necessariamente sarebbe il nucleo $A(N+1)$. Gli esperimenti radiochimici non possono fornire una lettura in tempo reale ma solo un integrale nel tempo del flusso di neutrini.

Homestake, che ha iniziato a prendere dati nel 1960 ed è collocato in una miniera d'oro (ad una profondità equivalente a 4200m d'acqua) nel Dakota del Sud, ha sfruttato la reazione $\nu_e +^{37} Cl \rightarrow e^- +^{37} Ar$ con un energia di soglia di 0.814 MeV. Il ^{37}Cl era presente sottoforma di tetracloroetilene (C_2Cl_4). Come si può vedere dal grafico dello spettro di neutrini solari, dunque, questo esperimento era sensibile ai neutrini del ^8B e del ^7Be. Gli atomi di $^{37}Ar(\tau = 35d)$ venivano periodicamente estratti e se ne misurava l'attività

[1] La sezione d'urto per energie dell'ordine del MeV è dell'ordine di $10^{-44} cm^2$

con un contatore proporzionale. Dopo 25 anni di presa dati i risultati di Homestake sono [2]:

$$(2.56 \pm 0.23)SNU^2$$

Questo risultato va confrontato con quello atteso dal Modello Solare Standard (e assumendo proprietà standard per il neutrino):

$$(8.5 \pm 1.8)SNU$$

dovuto per il 77% al ^8B per il 14% al ^7Be

Gli esperimenti SAGE (laboratori sotterranei di Baksan nel Caucaso, 4700 *mwe* [3]) e GALLEX (LNGS, Italia 3800 *mwe*), invece, sfruttavano la reazione

$$\nu_e +^{71} Ga \rightarrow e^- +^{71} Ge \tag{1.4}$$

($\tau_{Ge} = 16.4d$) con un energia di soglia di 0.2332 MeV tale da rendere questi esperimenti sensibili al 91% del flusso totale di neutrini solari. Il rivelatore di GALLEX è costituito da 30 *ton* di Gallio disciolto nella forma $GaCl_3$. Il Germanio veniva estratto ogni 30 giorni dal rivelatore. Il flusso misurato (aggiornato al 1997) è [4]:

$$(77.5 \pm 6.2(stat^{+4.5}_{-4.3}sist))\ SNU$$

mentre il Modello Solare Standard prevede:

$$(131^{+4.5}_{-4.3})\ SNU$$

La collaborazione di GALLEX effettuò una serie di Run di calibrazione con sorgenti di neutrino ad alta attività e di intensità nota (^{51}Cr), per valutare eventuali effetti sistematici nella misura: il rapporto tra l'intensità misurata attraverso il rivelatore di neutrini e quella nota è risultata essere pari a [5]:

$$0.93 \pm 0.08$$

Dunque il deficit di neutrini solari misurati non è attribuibile al rivelatore.

GALLEX ha cominciato una nuova presa dati nel 1998 sotto il nome di GNO e il flusso ottenuto dai risultati combinati GALLEX/GNO aggiornati al 2003 è [6]

$$(69.3 \pm 4.1(stat) \pm 3.6(sist))SNU$$

L'esperimento SAGE invece ha misurato un flusso pari a [6]

$$(77.5^{+3.9}_{-3.8}(stat^{+3.6}_{-3.2}sist))SNU$$

[2] $SNU = 10^{-36}$ interazioni per atomo bersaglio al secondo

[3] metri d'acqua equivalente

Riassumendo, il rapporto tra il flusso misurato e il flusso atteso dal Modello Solare Standard per i due esperimenti è dato da:

$GALLEX/GNO$	$(52.0 \pm 6.4)\%$
$SAGE$	$(51.1 \pm 6.2)\%$

1.2.2 Esperimenti a effetto Cherenkov

I due esperimenti storici che hanno sfruttato l'effetto Cherenkov sono Kamiokande e Super-Kamiokande collocati nella miniera di Kamioka (Giappone) ad una profondità di 2700 *mwe*.

La reazione che permette la rivelazione dei neutrini è

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \tag{1.5}$$

Se gli elettroni in uscita dalla reazione di scattering hanno velocità superiore a quella della luce nel mezzo (ovvero se $E_{cin} > 300\ keV$ nel caso dell'acqua) producono fotoni per effetto Cherenkov. Questi esperimenti sono stati i primi in *tempo reale*, tali cioè da poter identificare e ricostruire ogni singolo evento. Inoltre, grazie alla direzionalità del cono di luce Cherenkov, questi esperimenti sono stati i primi a dimostrare inequivocabilmente che il flusso di neutrini misurato proveniva effettivamente dal sole. In Kamiokande è stata posta un energia di soglia di circa 7.5 MeV poiché a basse energie il rapporto segnale rumore è troppo basso a causa della radiattività dell'acqua, dunque questi esperimenti sono sensibili solo ai neutrini del ^8B. Poiché questi esperimenti sfruttano la reazione di scattering elastico *neutrino-elettrone*, essi sono sensibili a tutti e tre i sapori di neutrino, anche se i neutrini *tauonici* e *muonici* possono interagire solo via corrente neutra (NC) mentre quello *elettronico* può interagire anche via CC. Kamiokande era composto da una massa d'acqua di 680 *ton* monitorata da 948 fototubi. I risultati pubblicati [7] riportano una misura del flusso di neutrini da ^8B di

$$(2.80 \pm 0.19(stat) \pm 0.33(sist)) \times 10^6 cm^{-2} s^{-1}$$

Super-Kamiokande (SK) è la versione ingrandita di Kamiokande ed è costituito da una massa d'acqua di 50000 *ton* monitorata da 11146 fototubi. Nella sua prima fase SK ha preso dati dal Maggio 1996 fino al mese di Luglio del 2001 e il flusso osservato è pari a [8]

$$(2.35 \pm 0.02(stat) \pm 0.08(sist)) \times 10^6 cm^{-2} s^{-1}$$

ed è in accordo col risultato di Kamiokande ma colla differenza di avere un'incertezza molto più piccola. Il valore di flusso di neutrini visto da SK e

kamiokande costituisce solo il $40.6(\pm 9.3 \pm 9.4)\%$ del flusso di neutrini atteso dal Modello Solare Standard per il ^8B.

Inoltre va sottolineato che grazie al monitoraggio in tempo reale Kamiodande e SK furono i primi esperimenti a poter studiare una eventuale variazione tra il giorno e la notte (dovuta all'attraversamento della terra) e la modulazione annuale (dovuta all'eccentricità dell'orbita terrestre) del flusso di neutrini. Infine è importante ricordare che nel 1998 la collaborazione di SK ottenne la prima prova sperimentale dell'oscillazione dei neutrini dalle osservazioni eseguite sui neutrini atmosferici.

1.2.3 Il problema dei neutrini solari

Nella tabella 1.1 sono riassunti i risultati ottenuti dagli esperimenti fin qui citati: come si può osservare il flusso osservato è sempre inferiore a quello atteso. Questa discrepanza va oltre l'incertezza teorica e sperimentale. Un'analisi

Esperimento	Flusso osservato	Flusso atteso
Homestake ^{37}Cl $E_{soglia} = 0.81MeV$	$(2.56 \pm 0.23)SNU$	$(8.5 \pm 1.8)SNU$
GALLEX ^{71}Ga $E_{soglia} = 0.23MeV$	$(69.3 \pm 4.1 \pm 3.6)SNU$	$(131^{+12}_{-10})SNU$
SAGE ^{71}Ga $E_{soglia} = 0.23MeV$	$(66.9^{+3.9}_{-3.8}\ ^{+3.6}_{-3.2})SNU$	$(131^{+12}_{-10})SNU$
Kamiodande Cherenkov in acqua $E_{soglia} = 7.5MeV$	$(2.80 \pm 0.19 \pm 0.33) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$	$(5.79 \pm 1.33) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$
Super-Kamiodande Cherenkov in acqua $E_{soglia} = 7.5MeV$	$(2.35 \pm 0.02 \pm 0.08) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$	$(5.79 \pm 1.33) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$

Tabella 1.1: Riepilogo dei risultati storici. Confronto tra il flusso atteso e quello misurato.

più accurata mette in luce l'esistenza di tre problemi per il neutrino solare.

1. **Flusso calcolato e flusso osservato**: il flusso misurato da tutti gli esperimenti è inferiore a quello atteso dal SSM: il flusso osservato dagli esperimenti con Cloro è circa un terzo di quello atteso, il flusso misurato da esprimenti a effetto Cherenkov e circa due volte inferiore a quello atteso.

2. **Incompatibilità tra gli esperimenti col Cloro e Kamiokande**: come anticipato nel punto precedente, il rapporto tra il flusso di neutrini da ^8B atteso e quello misurato da Kamiokande è maggiore del rapporto tra flusso atteso e misurato dagli esperimenti con Cloro. Questa discrepanza è inspiegabile se non si considera una deformazione dello spettro energetico dei neutrini solari dovuto a caratteristiche non standard del neutrino.

3. **Esperimenti col Gallio**: i risultati di questi esperimenti portano ad un terzo problema indipendente: il rate di eventi osservato può essere associato agli eventi provenienti dalla reazione *p-p* il cui flusso è calcolato con un'accuratezza del 1%, dunque questi esperimenti sembrano escludere la possibilità che ci siano neutrini provenienti dalla reazione del ^7Be (questo problema infatti è talvolta indicato come *problema dei neutrini da* ^7Be).

Quest'ultimo punto ha suggerito che la possibile spiegazione del problema dei neutrini solari non era da ricercare nel SSM ma piuttosto nella natura non standard del neutrino; infatti la soppressione del flusso di neutrini da ^7Be non può essere spiegata da una rivisitazione del SSM perchè escludere la reazione del ^7Be significherebbe escludere anche quella del ^8B che però è stata rivelata da Kamiokande. In base a queste considerazioni una misura diretta del flusso di neutrini da ^7Be risulta essere fondamentale.

Possibili soluzioni astrofisiche al problema dei neutrini solari

Come è già stato sottolineato, i risultati di Homestake potrebbero essere spiegati ipotizzando un minor flusso dei neutrini da ^8B provenienti dal sole. Per correggere il SSM nella direzione di ridurre il flusso di neutrini del ^8B è necessario ipotizzare una temperatura centrale inferiore, ma questo d'altro canto provocherebbe un cambiamento di altri output della teoria. Modelli solari non standard prevedono la possibilità di avere una temperatura più bassa del *core* stellare attraverso vari meccanismi. La dipendenza dalla temperatura per i flussi di neutrino dalla reazione *p-p*, ^7Be e ^8B è data da:

$$\Phi(\nu_{p-p}) = T^{-1.1};$$
$$\Phi(\nu_{^7Be}) = T^{10};$$
$$\Phi(\nu_{^8B}) = T^{24};$$

e un abbassamento della temperatura centrale inciderebbe di più sul flusso di neutrino da ^8B che non sul flusso da ^7Be, quindi non si spiegherebbe un

eventuale soppressione dei neutrini da ^7Be. Un'altra conferma al SSM viene dall'*eliosismologia* che si occupa dello studio della propagazione di onde sismiche sulla superficie stellare. I moti di tali onde sono strettamente connessi con i moti convettivi presenti nella materia stellare, la descrizione dei quali è legata all'andamento del gradiente di densità in direzione radiale. In particolare le variazioni di densità provocano continue rifrazioni delle onde sismiche al di sotto della superficie stellare. Le oscillazioni che generano effetti visibili (legati a variazioni di brillanza superficiale) sono quelle che danno luogo a interferenze costruttive ne consegue che sono visibili solo le oscillazioni stazionarie. La trattazione matematica del problema permette di porre in relazione i modi di oscillazione osservabili con la velocitá del suono nelle zone più interne della stella. Recenti studi sulla velocità del suono nella materia stellare hanno consentito di ricostruire il profilo della densità della stella fino a $R = 0.05R_\odot$ e il profilo di densità trovato implica le stesse temperature che usa il SSM per il calcolo dei flussi di neutrini.

1.3 Richiami di fisica del neutrino

Il neutrino è stato introdotto nella teoria delle particelle elementari nel 1930 da Pauli per spiegare l'apparente violazione della conservazione dell'energia e della relazione spin-statistica nel decadimento β. Nel 1934 Fermi propose la prima descrizione teorica del decadimento β basandosi sull'ipotesi di Pauli; tale descrizione è valida ancora oggi nel limite di bassa energia. In questa sezione vengono presentate le proprietà del neutrino nel contesto del Modello Standard delle particelle elementari, verranno accennate le differenze tra il neutrino di Majorana e il neutrino di Dirac e i possibili termini di massa per il neutrino nella lagrangiana del Modello Standard, verrà introdotta la teoria del fenomeno di oscillazione di *flavour* nel vuoto, la generalizzazione nel caso di propagazione della materia e si citeranno le possibili soluzioni nel piano dei parametri di mixing per tener conto dei risultati sperimentali. Un ultimo paragrafo è dedicato ai risultati di Super-Kamiokande sui neutrini atmosferici essendo questi la prima prova sperimentale dell'oscillazione dei neutrini.

1.3.1 Proprietà del neutrino

Il Modello Standard delle interazioni deboli (SM) è una teoria di gauge rinormalizzabile che descrive le interazioni tra le particelle oggi note. Esso si basa sull'invarianza locale rispetto alle trasformazioni del gruppo di gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, dove $SU(2)_L$ è il gruppo di simmetria di isospin debole e

$U(1)_Y$ è il gruppo di ipercarica debole. La richiesta che la teoria soddisfi alle proprietà di simmetria del gruppo di gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ comporta l'esistenza di un isotripletto di bosoni di gauge W^i_μ $(i = 1, 2, 3)$ (associato a $SU(2)_L$) e di un campo vettoriale B_μ (associato a $U(1)_Y$); le componenti *left-handed* dei campi fermionici sono doppietti del gruppo di simmetria $SU(2)_L$ mentre le componenti *right-handed* sono singoletti: questo comporta che i leptoni *right-handed* interagiscono soltanto con i bosoni del gruppo $U(1)$. Le correnti associate all'interazione tra i bosoni di gauge e il settore fermionico della teoria vengono espresse in termini dei campi fisici (autostati di massa):

$$W^\pm_\mu = \frac{(W^1_\mu \mp iW^2_\mu)}{\sqrt{2}} \tag{1.6}$$

che danno luogo alle correnti cariche e

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^3_\mu \\ B_\mu \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

in cui θ_W è l'angolo di Weinberg, che danno luogo alle correnti deboli neutre (mediate da Z_μ) e alla corrente elettromagnetica mediata da A_μ.

Nel contesto del SM il neutrino è un leptone elettricamente neutro, stabile, con *spin* $= 1/2$ e massa nulla (pertanto la sua elicità [4] coincide colla chiralità, ed è un'invariante): dunque il neutrino può interagire solo attraverso l'interazione debole. Nel SM inoltre il neutrino ha uno stato di elicità definito e possiede solo la componente *left-handed* mentre l'antineutrino ha solo elicità *right-handed*.

1.3.2 Neutrini di Dirac e di Majorana e termini di massa

L'equazione di Dirac porta naturalmente al concetto di distinzione tra particella e antiparticella, ma mentre questo concetto è evidente nel caso di particelle cariche, la cosa non è cosí ovvia nel caso di particelle neutre.

Nel 1937 Majorana concepí la possibilità di una particella che fosse identica alla sua antiparticella. In generale un campo si dice di Majorana quando la componente *right-handed* del campo coincide colla $\hat{C} - coniugata$[5] della componente *left-handed* cioè $\psi_R = (\psi_L)^c = (\psi^c)_R$, dove ψ_L e ψ_R sono le

[4] Proiezione dello spin lungo la direzione del moto

[5] Coniugazione particella-antiparticella. Questa differisce dalla coniugazione di carica poiché quest'ultima inverte tutti i numeri quantici di tipo carica (carica elettrica numero barionico, numero leptonico) ma lascia invariati gli altri (compresa la chiralità), dunque la coniugazione di carica trasforma un neutrino *left-handed* in un antineutrino *right-handed*

componenti *left-handed* e *right-handed* del campo. In questo caso il campo può essere scritto come:

$$\psi = \psi_L + \eta(\psi^c)_R = \psi_L + \eta(\psi_L)^c \tag{1.8}$$

dove η è un fattore di fase arbitrario. Come si vede il $\hat{C} - coniugato$ della particella coincide colla particella stessa a meno di un fattore di fase.

Il termine di massa che può essere introdotto nella lagrangiana deve essere Lorentz-invariante ed hermitiano, questo restringe le possibili scelte sui termini di massa a due gruppi: $\overline{\psi}\psi$ e $\overline{\psi^c}\psi^c$, e $\overline{\psi}^c\psi$ e il suo hermitiano coniugato $\overline{\psi}\psi^c$. Nel caso di particelle di Dirac, il termine di massa assume la forma

$$-\mathcal{L}_m = m_D\overline{\psi}\psi = m\overline{(\psi_L + \psi_L)}(\psi_L + \psi_R) = m(\overline{\psi_L}\psi_R + \overline{\psi_R}\psi_L). \tag{1.9}$$

Come si vede questo termine è invariante rispetto alla trasformazione di fase globale

$$\psi \rightarrow \ e^{i\alpha}\psi; \quad \psi^c \rightarrow \ e^{-i\alpha}\psi^c \tag{1.10}$$

Il termine di massa generale che sia Lorentz-invariante ed hermitiano per una particella di Majorana può essere scritto come:

$$-\mathcal{L}_m = \frac{1}{2}m_M\overline{\psi}^c\psi + \frac{1}{2}m_M^*\overline{\psi}\psi^c \tag{1.11}$$

Sfruttando la proprietà 1.8 per il neutrino di Majorana e considerando sia il termine di Dirac che il termine di Majorana, il più generico termina di massa può essere scritto come:

$$-2\mathcal{L}_M = \frac{1}{2}\left(\overline{\psi}, \ \ \overline{\psi}^c\right)\begin{pmatrix} m_D & m_M \\ m_M^* & m_D \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \psi \\ \psi^c \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

Va sottolineato che a differenza del termine di massa di Dirac quello di Majorana non è simmetrico rispetto alle trasformazioni del gruppo U(1), infatti tale termine rompe la simmetria dando luogo ad una variazione di due unità nelle cariche associate a ψ; poiché la conservazione di carica elettrica è una simmetria esatta ne consegue che nessuna particella elettricamente carica può essere caratterizzata da un termine di massa di Majorana. Se i neutrini hanno masse di Dirac si trova che i numeri leptonici individuali (L_e, L_μ, L_τ) non si conservano (nel caso di mixing di autostati di massa), ma si conserva il numero leptonico totale ($L = L_e + L_\mu + L_\tau$); se invece i neutrini hanno termine di massa alla Majorana allora neanche il numero leptonico totale si conserva e si può avere il decadimento doppio β senza neutrino ($2\beta 0\nu$) attraverso le reazioni:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^- + \overline{\nu}(\equiv \nu_R)$$
$$(A, Z+1) + \nu_R \rightarrow (A, Z+2) + e^-$$

il cui bilancio netto è:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \tag{1.13}$$

nella quale il numero leptonico totale varia di due unità.

1.3.3 Oscillazioni nel vuoto

Le oscillazioni di neutrino sono la prova più evidente di una massa non nulla per questa particella e sono una manifestazione del fatto che gli autostati di massa e quelli di *flavour* non sono coincidenti. In particolare se ci si pone nella rappresentazione di *flavour* e si considera la funzione d'onda che rappresenta i neutrini che si propagano liberamente, si avranno diverse componenti per l'onda stessa che si propagano in modo differente. Se si suppone di avere un detector e di poterlo far scorrere lungo l'asse di propagazione del fascio di neutrini si troverebbero risultati che variano ciclicamente colla distanza dalla sorgente, da qui il nome di oscillazione di neutrini.

Il legame tra autostati di massa e autostati di *flavour* è dato dall'espressione:

$$\nu_l = \sum_{i=0}^{N} U_{il}\nu_i \tag{1.14}$$

dove i corre sugli autostati di massa e l su quelli di *flavour* e U è una matrice unitaria ($UU^\dagger = 1$): se U non è diagonale si ha il fenomeno dell'oscillazione di neutrino. La prima ipotesi di oscillazione di neutrino fu formulata da Pontecorvo nel 1967 [9]: allora era nota una sola generazione di neutrini: la teoria, supponendo che il neutrino fosse una particella di Majorana, prevedeva oscillazione tra due autostati di elicità. Quando fu scoperto il secondo *flavour* di neutrino allora si prese in considerazione la possibilità di oscillazione tra neutrini di diverso *flavour*.

Se si considerano due generazioni di neutrini[6], si posso scrivere gli autostati di *flavour* in funzione degli autostati di massa come:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.15}$$

Se si considera ora un fascio di neutrini *elettronici* all'origine

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta|\nu_1\rangle + sin\theta|\nu_2\rangle \tag{1.16}$$

[6]Dai dati sperimentali si deduce che il problema delle oscillazioni con tre generazioni può essere ridotto al caso di due sole generazioni, questa approssimazione è possibile poiché le oscillazioni tra la prima e la terza generazione sono fortemente soppresse come è stato dimostrato nell'esperimento CHOOZ [11]

che si muovono lungo l'asse x con momento p_ν fissato, allora l'evoluzione temporale per le componenti (autostati di massa) della funzione d'onda possono essere scritti come:

$$|\nu_i\rangle(t) = |\nu_i\rangle_0 e^{i(px-E_i t)} \qquad E_i = \sqrt{p_\nu^2 + m_i^2} \tag{1.17}$$

all'istante t si avrà:

$$\begin{aligned}
|\nu_\alpha\rangle &= \cos\theta|\nu_1\rangle e^{i(p_\nu x - E_1 t)} + \sin\theta|\nu_2\rangle e^{i(p_\nu x - E_2 t)} = \\
&= \big(\cos^2\theta|\nu_e\rangle + sin\theta\cos\theta|\nu_\mu\rangle\big)e^{i(p_\nu x - E_1 t)} + \big(\sin^2\theta|\nu_e\rangle - \sin\theta\cos\theta|\nu_\mu\rangle\big)e^{i(p_\nu x - E_2 t)} = \\
&= \big(\cos^2\theta e^{i(p_\nu x - E_1 t)} + \sin^2 sin\theta e^{i(p_\nu x - E_2 t)}\big)|\nu_e\rangle + \\
&\quad + \big(\sin\theta\cos\theta e^{i(p_\nu x - E_1 t)} - \sin\theta\cos\theta e^{i(p_\nu x - E_2 t)}\big)|\nu_\mu\rangle
\end{aligned} \tag{1.18}$$

Da quest'ultima espressione si può ricavare la probabilità che al tempo t il fascio di neutrini sia ancora *elettronico*

$$\begin{aligned}
P(\nu_e \to \nu_e, t) &= \big|\langle\nu_e|\nu_\alpha\rangle\big|^2 = \\
&= \big(\cos^2\theta e^{-iE_1 t} + \sin^2\theta e^{-iE_2 t}\big) \times \big(\cos^2\theta e^{+iE_1 t} + \sin^2\theta e^{+iE_2 t}\big) = \\
&\quad 1 - \frac{\sin^2 2\theta}{2}\Big(1 - \cos\big[(E_1 - E_2)t\big]\Big)
\end{aligned} \tag{1.19}$$

Nell'ipotesi in cui $p_\nu >> m_i$ si possono approssimare i termini E_i. Per la probabilità di sopravvivenza si trova:

$$P(\nu_e \to \nu_e, t) = 1 - \frac{1}{2}\sin^2 2\theta\Big(1 - \cos\frac{m_1^2 - m_2^2}{2p_\nu}t\Big) \quad E_i = \sqrt{p_\nu^2 + m_i^2} \simeq p_\nu + \frac{m_i^2}{2p_\nu}$$

Tipicamente si introduce il concetto di lunghezza di oscillazione, che in unità pratiche è data da:

$$L_{osc}(m) = \frac{2.48 \times E_\nu(MeV)}{\Delta m_{1,2}^2(eV^2)} \tag{1.20}$$

mentre la probabilità di sopravvivenza in unità pratiche assume l'espressione:

$$P(\nu_e \to \nu_e, L, E) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{1.27 \times \Delta m^2(eV^2) \times L(m)}{E_\nu(MeV)} \tag{1.21}$$

Come si può osservare la descrizione del fenomeno dipende solo da due parametri: l'angolo di mixing θ e la differenza della masse al quadrato $\Delta m_{1,2}^2$[7], oltre che dal fattore sperimentale L/E. Due conseguenze importanti di questo fenomeno sono, dal punto di vista teorico, la non conservazione del numero leptonico L_l, dal punto di vista sperimentale, il fatto che la sensibilità nella determinazione di Δm^2 dipende fortemente dal rapporto L/E: in funzione del tipo di esperimento questo rapporto può variare da 10^2 a $10^{-11} eV^2$.

[7] Va ricordato a tal proposito che le oscillazioni di neutrino non permetto di determinare la massa assoluta dei neutrini stessi.

1.3.4 Oscillazioni nella materia

Quando il fascio di neutrini si propaga nella materia l'espressione 1.17 deve essere modificata colla sostituzione $ipx \rightarrow ipnx$, dove n è un indice di rifrazione efficace che tiene conto dell'interazione tra il fascio e la materia e che è uguale ad 1 per la propagazione nel vuoto. L'indice di rifrazione efficace si può scrivere nella forma:

$$n_l = 1 + \frac{2\pi N}{p^2} f_l(0) \tag{1.22}$$

dove N è la densità di particelle bersaglio nella materia mentre $f_l(0)$ è l'ampiezza di scattering lungo la direzione del moto. Questo termine, come indicato dall'indice l dipende dal *flavour*: infatti nella materia ordinaria l'unico leptone carico presente è l'elettrone, di conseguenza la componente elettronica del fascio può interagire colla materia sia attraverso lo scambio di Z^0 sia attraverso lo scambio di $W^{\pm}$, mentre l'interazione per gli altri sapori di neutrino può avvenire solo tramite lo scambio di Z^0; dal calcolo dei diagrammi di Feynmann si trova la differenza tra le ampiezze di *forward-scattering* per il neutrino elettronico e gli altri sapori:

$$\Delta f(0) = f_e(0) - f_\alpha(0) = -\sqrt{2}\frac{G_F p}{2\pi} \tag{1.23}$$

dove G_F è la costante di fermi ($\sim 10^{-5} M_p^{-2}$). Tenendo conto di questo nuovo contributo l'espressione dell'energia efficace diventa:

$$E_{eff} \simeq p + \frac{m^2}{2p} + V_e \tag{1.24}$$

$$V_e = \sqrt{2} G_F N_e \tag{1.25}$$

e la parte temporale assume l'espressione:

$$\nu_e(t) = \nu_e(0) e^{-it(\frac{m^2}{2p} + \sqrt{2} G_F N_e)} \tag{1.26}$$

Si consideri, allora, la propagazione nella materia di due sapori di neutrini dati dalla combinazione di due autostati di massa. In generale si ha:

$$i\frac{d}{dt}|\nu_i\rangle = \hat{H}|\nu_i\rangle \tag{1.27}$$

dove al solito $|\nu_l\rangle = U|\nu_i\rangle$, passando alla rappresentazione di *flavour* si può introdurre il termine di potenziale che agisce sul neutrino elettronico:

$$i\frac{d}{dt}|\nu_l\rangle = U\hat{H}U^\dagger|\nu_l\rangle + \hat{V}_e|\nu_l\rangle \Longrightarrow i\frac{d}{dt}|\nu_i\rangle = \hat{H}|\nu_i\rangle + U^\dagger \hat{V}_e U|\nu_l\rangle \tag{1.28}$$

a questo punto è quindi possibile scrivere l'hamiltoniana efficace nella materia data da:

$$\hat{H}' = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_e & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2p} & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2p} \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2p} + V_e \cos^2\theta & V_e \cos\theta \sin\theta \\ V_e \cos\theta \sin\theta & \frac{m_2^2}{2p} + V_e \sin^2\theta \end{pmatrix} \tag{1.29}$$

Questa matrice può essere diagonalizzata e gli *angoli di mixing nella materia*, cioè gli angoli che legano gli autostati di propagazione nella materia e gli autostati di *flavour*, sono dati da:

$$\tan 2\theta_m = \tan 2\theta \Big(1 + \frac{L_{osc}}{L_0} \sec 2\theta\Big)^{-1} \tag{1.30}$$

dove L_{osc} è la lunghezza di oscillazione nel vuoto e L_0 è la lunghezza di oscillazione nella materia che rappresenta la distanza necessaria affinché la fase della funzione d'onda del fascio cambi di un fattore 2π e la cui espressione è data da:

$$L_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{2} G_F N_e} \tag{1.31}$$

La lunghezza d'oscillazione effettiva è data dalla differenza tra gli autovalori della matrice 1.29:

$$L_m = L_{osc} \frac{\sin 2\theta_m}{\sin 2\theta} = L_{osc} \Big[1 + \Big(\frac{L_{osc}}{L_0}\Big)^2 + \frac{2L_{osc}}{L_0} \cos 2\theta\Big]^{-\frac{1}{2}} \tag{1.32}$$

è importante notare che le oscillazioni nella materia non costituiscono un fenomeno nuovo o diverso dalle oscillazioni nel vuoto, ma soltanto un conseguenza di queste ultime. L'espressione 1.30 può essere esplicitata rispetto alle densità di elettroni nel mezzo e alla differenza di masse al quadrato dando:

$$\tan 2\theta_m = \frac{\frac{\Delta m^2}{2E} \sin 2\theta}{\frac{\Delta m^2}{2E} \cos 2\theta - \sqrt{2} G_F N_e} \tag{1.33}$$

Da questa espressione risulta che se la densità di elettroni nel mezzo assume il valore:

$$N_e = \frac{1}{\sqrt{2} G_F} \frac{\Delta m^2}{2E} \cos 2\theta \tag{1.34}$$

si ha $\theta_m \to \frac{\pi}{4}$ quindi si avrà *mixing massimale* indipendentemente dai valori dell'angolo di mixing nel vuoto[8]. Questa condizione è detta *risonanza*

[8] Nel senso che anche se gli angoli di mixing nel vuoto sono molto piccoli la probabilità di oscillazione può essere grande.

MSW[9]. Oltre alla condizione di risonanza si possono individuare altri due andamenti in funzione del rapporto L_{osc}/L_0:

- se $L_{osc} \ll L_0$ la materia sostanzialmente non produce effetti;
- se $L_{osc} \gg L_0$ l'ampiezza di oscillazione è soppressa di un fattore $L_0/|L_{osc}|$ e la lunghezza di oscillazione $L_m \simeq L_0$ non dipende dai parametri di mixing nel vuoto.

Fino ad ora è stata descritta l'influenza della materia nel caso di densità costante. Questa in realtà è un ipotesi abbastanza irrealistica almeno nel caso dei neutrini solari che, nell'attraversare la stella, passano da zone ad alta densità, in prossimità del *core*, a zone di densità molto bassa. Se si vuole considerare l'effetto dovuto ad una variazione di densità bisogna tener conto del fatto che gli autostati dell'hamiltoniano sono dipendenti anch'essi dal tempo e che l'hamiltoniana stessa non può essere diagonalizzata, poiché l'angolo di mixing è anch'esso funzione della posizione[10]. L'equazione di propagazione che può essere scritta è:

$$i\frac{d}{dt} = \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{\nu_1}^m(t) & -i\frac{d}{dt}\theta_m(t) \\ i\frac{d}{dt}\theta_m(t) & E_{\nu_1}^m(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} \tag{1.35}$$

I termini *off-diagonal* possono essere ottenuti dall'espressione 1.28 una volta tenuto conto che i termini della matrice U dipendono dal tempo. Se i termini *off-diagonal* sono piccoli ($|d\theta/dt| \ll |E_{\nu_1}^m - E_{\nu_2}^m|$) allora le transizioni tra autostati sono soppresse. Tale condizione prende il nome di *approssimazione adiabatica* e viene spesso espressa attraverso il *parametro di adiabaticità* definito come:

$$\gamma^{-1} = \frac{2\left|\frac{d\theta_m}{dt}\right|}{|E_{\nu_1}^m - E_{\nu_2}^m|} = \frac{\sin 2\theta \frac{\Delta m^2}{2E}}{|E_{\nu_1}^m - E_{\nu_2}^m|^3} \tag{1.36}$$

se $\gamma^{-1} \ll 1$ vale l'approssimazione adiabatica. Sotto questa condizione un fascio di neutrini *elettronici* per $t = 0$

$$\nu(0) = \nu_e = \cos\theta_m^0 \nu_1^m + \sin\theta_m^0 \nu_2^m$$

al tempo t sarà descritto dall'autofunzione

$$\nu(t) = \cos\theta_m^t e^{-i\int_{t_i}^{t_f} E_{\nu_1}(t')dt'} \nu_1^m + \sin\theta_m^t e^{-i\int_{t_i}^{t_f} E_{\nu_2}(t')dt'} \nu_2^m$$

[9]Dai nomi Mykehyev, Smirnov, Wolfenstein che per primi descrissero la propagazione del neutrino nella materia.

[10]Di seguito la dipendenza sarà espressa in funzione del tempo considerando neutrini ultra-relativistici

e la probabilità di transizione è data da:

$$P(\nu_e \to \nu_\mu) = \frac{1}{2}\big(1 - \cos 2\theta_m^0 \cos 2\theta_m^t \nu_1^m - \sin\theta_m^0 \sin\theta_m^t \cos \int_0^t (E_{\nu_1} - E_{\nu_2})dt' \tag{1.37}$$

Il terzo termine è funzione oscillante del tempo e si trova che se la densità nel punto di produzione è molto superiore alla densità di risonanza si ha $\sin\theta_m^0 \simeq 0$ e il termine oscillante viene soppresso. In questo caso si ha la cosiddetta *conversione non oscillante* data da $P(\nu_e \to \nu_\mu) = \cos^2\theta_m^t$. Allo stesso modo si trova che se la densità nel punto di produzione è molto bassa si trova $\theta_m^t = \theta$ angolo di mixing nel vuoto si trova $P(\nu_e \to \nu_\mu) = \cos^2\theta$

Nel caso in cui l'approssimazione adiabatica non valga bisogna considerare la possibilità di transizione tra autostati di massa. In queste condizioni la probabilità di transizione diventa:

$$\big\langle P(\nu_e \to \nu_\mu)\big\rangle \simeq \frac{1}{2}\big(1 - \cos 2\theta_m^0 \cos 2\theta_m^t (1 - 2P_c)\big) \tag{1.38}$$

dove P_c è un termine che dipende dall'indice di adiabaticità nel punto di risonanza MSW e dal particolare profilo di densità della materia attraversata. Nel caso del sole si ha:

$$P_c = \frac{e^{-\frac{\pi}{2}\gamma_r F} - e^{-\frac{\pi}{2}\gamma_r \frac{F}{\sin^2\theta}}}{1 - e^{-\frac{\pi}{2}\gamma_r \frac{F}{\sin^2\theta}}} \quad \text{con} \quad F = 1 - \tan^2\theta \tag{1.39}$$

1.3.5 Prime evidenze sperimentali dell'oscillazione di neutrini

Gli esperimenti con neutrini solari vengono considerati esperimenti di sparizione: i neutrini sono inizialmente elettronici, vengono in parte convertiti in neutrini di altri sapori e questi o non interagiscono nel detector (nel caso degli esperimenti radiochimici) oppure interagiscono con sezione d'urto inferiore rispetto ai neutrini elettronici. Questi esperimenti sono sensibili alle piccole differenze di massa al quadrato, infatti il rapporto L/E è:

$$\frac{L}{E} \simeq \frac{10^8 km}{10^{-3} GeV} = 10^{11}\frac{m}{MeV} \Longrightarrow \Delta m^2 \simeq 10^{-11} eV^2 \tag{1.40}$$

Attraverso gli esperimenti fin qui citati è stato possibile individuare tre possibili soluzioni nel piano dei parametri $(\Delta m^2, \tan^2\theta)$ al problema del neutrino solare ognuna delle quali prevede dei sottocasi:

- **soluzioni MSW**: in questo scenario sono possibili tre soluzioni denominate *Large Mixing Angle* (LMA), *Small Mixing Angle* (SMA) e *Low mass* (LOW);

- **oscillazioni nel vuoto**: sono possibili due soluzioni chiamate VAC e JustSo;
- **oscillazioni nel neutrino sterile**: in questo caso è possibile una sola soluzione SMA e due soluzioni nel vuoto.

Soluzioni	Δm^2	$\tan^2\theta$
LMA	4.2×10^{-5}	2.6×10^{-1}
SMA	5.2×10^{-6}	5.5×10^{-4}
LOW	7.6×10^{-8}	7.2×10^{-1}
VAC	1.4×10^{-10}	3.8×10^{-1}
JustSo	$5.5 \times^1 0^{-12}$	1.0×10^0
Sterile SMA	4.2×10^{-6}	6.0×10^{-4}
Sterile VAC	1.4×10^{-10}	3.6×10^{-1}
Sterile JustSo	5.5×10^{-12}	1.0×10^0

Tabella 1.2: Riassunto delle possibili soluzioni al problema del neutrino solare per diversi scenari. I parametri sono quelli che meglio si adattano ai risultati fin qui esposti.

Nella tabella 1.2 sono riassunti i parametri che possono spiegare il problema del neutrino solare nei diversi scenari citati. Il primo esperimento che ha messo in luce la possibilità di oscillazione di neutrini è stato Super-Kamiokande nello studio dei neutrini atmosferici, la cui energia è molto più grande di quella dei neutrini solari (vedi figura 1.4).

In questi range energetici i ν_μ possono generare, per interazioni via CC, muoni e questi possono essere distinti dagli elettroni sfruttando le caratteristiche degli anelli di luce Cherenkov da essi generati (figura 1.5).

Il primo risultato da ricordare [10] riguarda il rapporto tra eventi da muone ed eventi da elettrone attesi e misurati per energie al di sotto del GeV:

$$\frac{(N_\mu/N_e)_{oss}}{(N_\mu/N_e)_{atteso}} = 0.63 \pm 0.03(stat.) \pm 0.05(sist.);$$

É stata inoltre evidenziata un'asimmetria nel numero di eventi da neutrino muonico (con $E > 0.4GeV$) dovuti a neutrini che hanno attraversato la terra prima di giungere al rivelatore ($down$) e neutrini provenienti direttamente dall'atmosfera (up). L'asimmetria misurata [10] ammonta a:

$$A_\mu = \frac{up - down}{up + down} = 0.296 \pm 0.048(stat) \pm 0.01(sist);$$

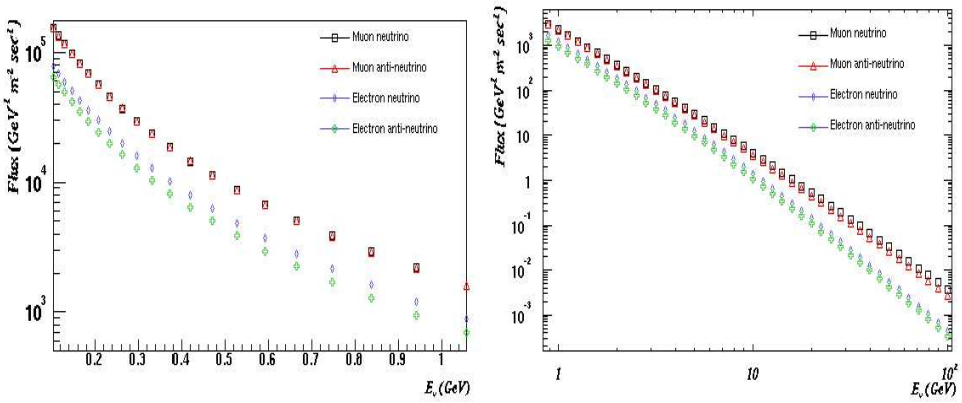

Figura 1.4: Spettro energetico dei neutrini atmosferici nella regione $sub-GeV$ (sinistra) e $multi-GeV$ (destra) ottenuta con FLUKA 3-Dimensional Atmospheric Neutrino Simulation.

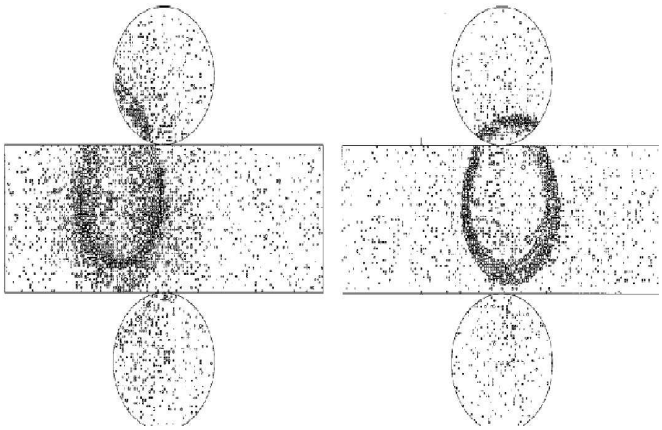

Figura 1.5: Confronto tra gli anelli di luce Cherenkov generati da un elettrone (sinistra) e da un muone (destra) a Super-Kamiokande.

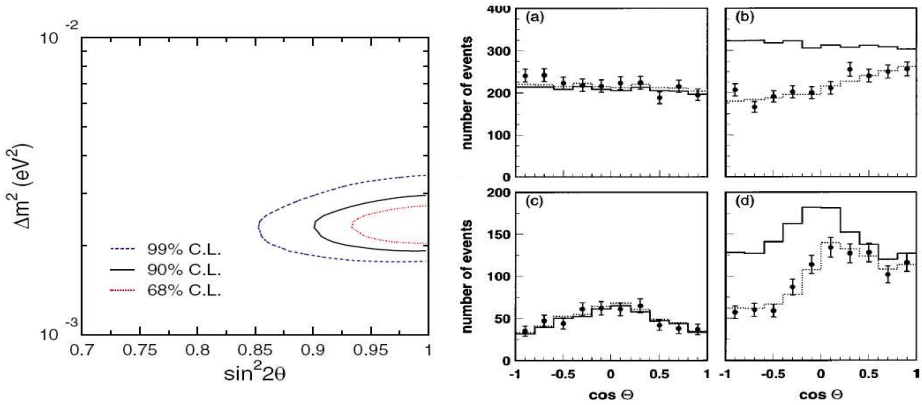

Figura 1.6: A sinistra: regioni consentite nel piano dei parametri per oscillazioni di neutrini atmosferici alla luce dei risultati di SK. A destra: numero di eventi da neutrino elettronico ((a) e (c)) e da neutrino muonico ((b) e (d)) in funzione dell'angolo azimutale (angolo tra la congiungente rivelatore-centro della terra e la direzione dei neutrini entranti). La linea tratteggiata rappresenta il fit dei dati, mentre quella continua rappresenta l'andamento atteso in assenza di oscillazioni.

L'asimmetria misurata differisce da quella attesa ($= 0$) per più di 6σ. Come si può notare dalla figura 1.6 alla diminuzione del numero di eventi da neutrino μ per angoli azimutali prossimi ai 180° non corrisponde un aumento del numero di eventi da neutrino elettronico, pertanto questi risultati possono essere spiegati dall'oscillazione del neutrino ν_μ in un altro sapore di neutrino (ν_τ o neutrino sterile). Alla luce dei risultati dell'esperimento CHOOZ (che ha escluso le oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ per i neutrini atmosferici) i risultati di Super-Kamiokande sono interpretati come oscillazioni tra gli autostati di flavour attraverso il canale $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ e lo studio degli eventi generati da neutrini entranti nel detector a diversi angoli azimutali (fig. 1.6) ha permesso di escludere la possibilità di decadimento del neutrino.

1.4 Due esperimenti recenti: SNO e KamLAND

In questo paragrafo vengono presi in considerazione due esperimenti più recenti: SNO e kamLAND. Quest'ultimo esperimento verrà descritto un po' più in dettaglio considerata l'importanza che ha ricoperto nello studio di antineutrini da reattore con un rapporto L/E tipico dei neutrini solari, e vista la profonda analogia con il detector di Borexino.

1.4.1 SNO

SNO è un esperimento ideato per lo studio dei neutrini solari e progettato in modo tale da poter essere sensibile a tutti e tre i sapori leptonici di neutrino attraverso diversi canali di reazione, in modo da poter dare un informazione sul flusso di neutrini *elettronici* e *non-elettronici* separatamente ed è stato il primo esperimento che non solo ha rivelato una componente non elettronica nei neutrini provenienti dal sole, ma ha anche evidenziato che il flusso totale (elettronico e non) di neutrini è compatibile con il SSM.

Il Sudbury Neutrino Obsevatory si trova nella miniera di Creighton a Sudbury (Ontario, Canada) ad una profondità di 6010 *mwe*. Il detector consiste in una sfera acrilica di 12 metri di diametro riempita con acqua pesante (D_2O), monitorata da 9456 fototubi. La sfera acrilica del detector è immersa in acqua che garantisce il sostegno meccanico e una schermatura dalla radioattività dei fototubi e della roccia.

Le possibili reazioni che si possono avere nel volume sensibile di SNO sono:

- **reazioni via corrente carica** (sensibile solo ai neutrini elettronici): $\nu_e + D \rightarrow p + p + e^-$, questa reazione è identificabile dalla luce Cherenkov dell'elettrone prodotto e, essendo nota l'energia di soglia, permette di ricostruire l'energia del neutrino data da $E_e = E_\nu - E_{soglia} (= 1.4 MeV)$;

- **reazioni via corrente neutra** (sensibile a tutti e tre i sapori leptonici): $\nu_x + D \rightarrow \nu_x + p + n$, questa reazione è identificabile rivelando il neutrone uscente attraverso i fotoni emessi in seguito alla cattura del neutrone stesso da parte di un nucleo. Durante il primo periodo di acquisizione dati la cattura del neutrone avveniva su nuclei di deuterio generando l'emissione di un γ da $6.25 MeV$, in seguito è stato aggiunto all'acqua pesante $NaCl$ per poter sfruttare l'elevata sezione d'urto per la reazione di cattura neutronica da parte del nucleo di ^{35}Cl: tale processo da in uscita un γ da $8.6 MeV$. È prevista una terza fase nella quale verranno montati all'interno del rivelatore dei contatori proporzionali di forma tubolare riempiti con ^3He caratterizzato da un alta sezione d'urto per il processo di cattura di neutroni: in seguito il segnale riconducibile alla cattura neutronica è dato da coppia protone-trizio che si forma nel tubo e che induce un segnale elettrico nel filamento posto lungo l'asse del tubo;

- **Scattering Elastico** (sensibile a tutti i sapori leptonici ma con sezioni d'urto differenti, $\sigma(\nu_e) \sim 6\sigma(\nu_{\tau,\mu})$): $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$, l'elettrone uscente porta informazione sulla direzione di incidenza del ν. Il fotone,

per urto Compton, fornisce abbastanza energia ad un e^- che viene rilevato sempre per effetto Cherenkov.

Seguono i dati pubblicati dalla collaborazione SNO nel Giugno 2001 [13]:

$$\Phi_{CC}(\nu_e) = (1.75 \pm 0.07(stat)^{+0.12}_{-0.11}(sist) \pm 0.05(teor)) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$$
$$\Phi_{ES}(\nu_x) = (2.39 \pm 0.34(stat)^{+0.16}_{-0.14}(sist)) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$$

Quest'ultimo dato sulle reazioni da scattering elastico è consistente col risultato di SK. Dalle osservazioni di SNO si deduce un flusso di neutrini non elettronici pari a $\Phi(\nu_{l\neq e}) = (3.69 \pm 1.13) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$ mentre il flusso totale di neutrini da ^8B osservato è

$$\Phi(\nu) = (5.44 \pm 0.99) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$$

il Modello standard del Sole prevede

$$\Phi(\nu) = (5.79 \pm 1.33) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$$

Nel Luglio 2001, è iniziata la seconda fase di acquisizione dati con l'aggiunta 2 *ton* di sale ($NaCl$). I risultati aggiornati a Settembre 2003 [12] sono:

$$\Phi_{CC}(\nu_e) = (1.59^{+0.08}_{-0.07}(stat)^{+0.06}_{-0.08}(sist)) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$$
$$\Phi_{ES}(\nu_x) = (2.21^{+0.31}_{-0.26}(stat) \pm 0.10(sist)) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$$
$$\Phi_{NC}(\nu_x) = (5.21 \pm 0.27(stat) \pm 0.38(sist)) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$$

Aggiungendo il vincolo di spettro di energia non distorto per neutrini da ^8B si ottiene:

$$\Phi_{CC}(\nu_e) = (1.7 \pm 0.07(stat)^{+0.1}_{-0.09}(sist)) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$$
$$\Phi_{ES}(\nu_x) = (2.21^{+0.29}_{-0.28}(stat)^{+0.15}_{-0.08}(sist)) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$$
$$\Phi_{NC}(\nu_x) = (5.21 \pm 0.24(stat)^{29}_{27}(sist)) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$$

consistenti colle precedenti misure di SNO. In figura 1.7 sono rappresentati i flussi di neutrini misurati, in alcuni esperimenti con quelli attesi dal Modello Standard del Sole, va osservato in particolare il dato di SNO (somma su tutti i sapori leptonici) e il suo accordo con le previsioni del SSM.

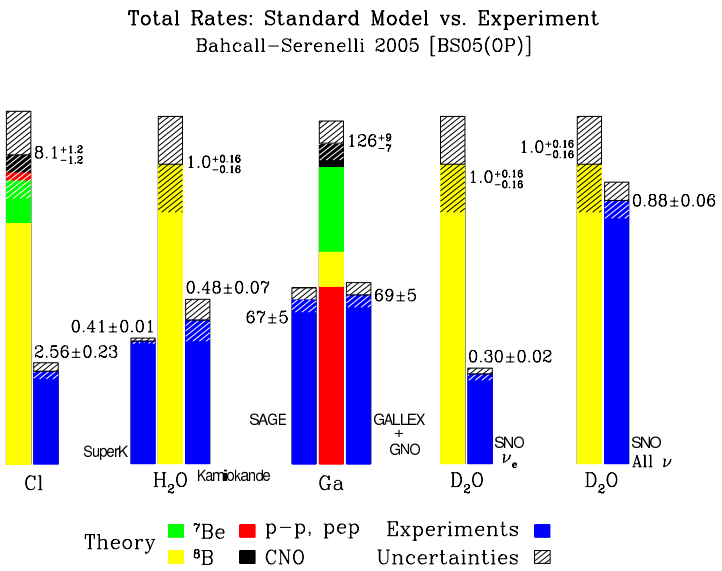

Figura 1.7: Confronto tra esperimenti e SSM.

1.4.2 KamLAND

Il rivelatore KamLAND (Kamioka Liquid Antineutrino Detector) si trova all'interno della stessa cavità che ha ospitato Kamiokande. Si tratta di un rivelatore a scintillatore organico il cui scopo principale è misurare il flusso di $\overline{\nu}_e$ provenienti da reattori nucleari commerciali presenti nella regione. Considerate le distanze e le energie dei neutrini in questione, questo esperimento va a sondare la possibilità di oscillazione per valori dei parametri di mixing simili a quelli dell'ipotesi di neutrino solare.

A differenza dei neutrini solari gli esperimenti sugli $\overline{\nu}_e$ da reattore presentano meno incertezze sullo spettro all'origine. I reattori che danno segnale non trascurabile nel volume del rivelatore si trovano mediamente ad una distanza di 180 Km dal rivelatore stesso, in particolare si ha che il flusso è dominato da 26 reattori che si trovano in una fascia compresa tra i 138 Km 214 Km da KamLAND e sono responsabili del 79% del flusso di $\overline{\nu}_e$ che giungeranno al detector; un reattore posto a 88 Km è responsabile del 6.7% e infine il rimanente flusso è dovuto a reattori che si trovano a più di 295 Km [15].

Struttura del rivelatore. Come mostrato in figura 1.9 il rivelatore è composto da una sfera di $13m$ di diametro in film di nylon trasparente contenente $1000ton$ di scintillatore. Questo è una miscela di 20% di Pseudocumene

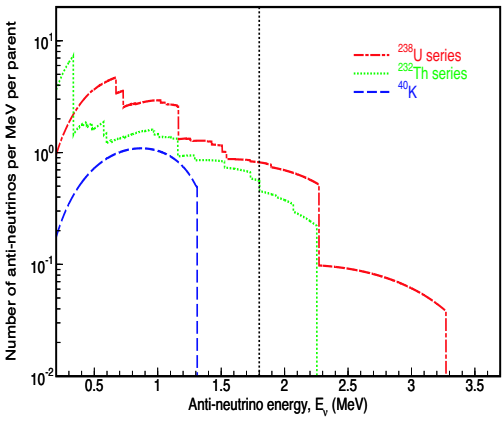

Figura 1.8: Spettro energetico degli antineutrini a KamLAND riscalato sul numero di nuclei padre. La linea verticale indica l'energia di soglia per la reazione sfruttata a KamLAND per la rivelazione di antineutrini: gli antineutrini della catena del ^{40}K non sono rivelati

($C_6H_3(CH_3)_3$) e 80% di Dodecano (composto organico della classe delle *isoparaffine*, C_nH_{2n+2}), nella quale è disciolto PPO (1.5 g/l) come *wavelenght shifter*. La sfera è immersa in olio minerale che funge da buffer e scherma lo scintillatore da raggi γ provenienti da sorgenti esterne, il tutto è inserito in una sfera di acciaio inossidabile a tenuta stagna (Stainless Steel Sphere) di 18 m di diametro sulla quale sono montati 1879 tubi fotomoltiplicatori (PMT). La sfera stessa è contenuta in una tanica riempita di acqua ultrapura, monitorata da 225 PMT (montati sulla tanica) per rivelare luce Cherenkov generata da μ cosmici.

Metodo di rivelazione. La rivelazione è possibile grazie alla reazione di decadimento β inverso

$$\overline{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \tag{1.41}$$

caratterizzato da una soglia di 1.804 MeV dovuta alla massa del positrone e alla differenza di massa tra protone e neutrone. Il segnale di scintillazione consta di due eventi temporalmente correlati:

- la ionizzazione dovuta al moto del positrone e la sua successiva annichilazione con conseguente emissione di due raggi γ (segnale immediato, *prompt*);

- la termalizzazione del neutrone e la sua successiva cattura con conseguente emissione di un raggio γ (segnale ritardato, *delayed*), l'energia

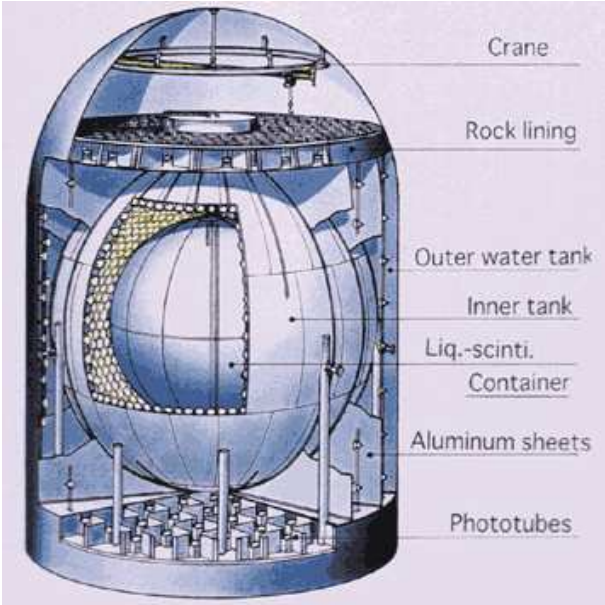

Figura 1.9: Schema del detector di KamLAND

del γ emesso dipende dal nucleo che ha catturato il neutrone (2.2 MeV per cattura su Idrogeno).

Dunque gli eventi da $\overline{\nu}_e$ vengono identificati attraverso questi segnali in coincidenza separati da circa 200 μs. É possibile conoscere l'energia del $\overline{\nu}_e$ attraverso la relazione:

$$E_\nu = E_{e^+} - m_p + m_n \sqrt{1 + \frac{|p|_n^2}{m_n^2}} \tag{1.42}$$

e tenendo conto che il termine che dipende dal momento del neutrone è trascurabile. Va sottolineato tuttavia che l'energia osservata è l'energia cinetica del positrone (attraverso il processo di ionizzazione) e l'energia dei gamma di annichilazione ($\sim 2m_e$) dunque viene definita un'energia visibile pari a

$$E_{vis} = T_e + 2m_e = E_e + m_e \tag{1.43}$$

Durante le prime prese dati di calibrazione è stata osservata una risoluzione in energia di $\sim 7.5\%/\sqrt{E(MeV)}$.

Per identificare gli eventi da $\overline{\nu}_e$ e rigettare il fondo vengono applicati i seguenti criteri selezione:

- l'evento deve avvenire all'interno del volume fiduciale (R$< 5m$);

- l'intervallo di tempo tra il *prompt signal* e il *delayed signal* deve essere compreso tra 0.5 e 660 μs
- la distanza tra le posizioni ricostruite per i due segnali in coincidenza deve essere inferiore a 1.6 m
- l'energia del *delayed signal* deve essere compresa tra 1.8 e 2.6 MeV

inoltre viene aggiunto un ulteriore taglio di natura tecnica: la posizione del vertice da *delayed signal* deve distare più di 1.2 m dall'asse verticale della sfera per eliminare il fondo generato da un termometro usato per monitorare lo scintillatore. Mettendo in conto tutti i tagli citati l'efficienza complessiva attesa nel riconoscere eventi da $\overline{\nu}_e$ è del $(78.3 \pm 1.6)\%$ [15].

Risultati. KamLAND ha iniziato ad acquisire dati nel Gennaio del 2002. I primi risultati sono stati pubblicati alla fine dello stesso anno [15] e mostrano un deficit nel flusso di $\overline{\nu}_e$ rispetto a quello atteso in assenza di oscillazione, infatti il rapporto ottenuto è pari a:

$$\frac{N_{obs} - N_{fondo}}{N_{atteso}} = 0.611 \pm 0.085(stat) \pm 0.041(sist) \tag{1.44}$$

I dati sono consistenti al 93% C.L. con l'ipotesi di spettro distorto dal fenomeno di oscillazione, tuttavia la forma dello spettro con ipotesi di non-oscillazione riscalata è consistente ad un livello di confidenza del 53% con i dati. Nella figura 1.10 è rappresentato il piano dei parametri con la zona ammessa da KamLAND al 95% C.L., i parametri che meglio interpolano i dati nell'ipotesi di oscillazione con due generazioni sono:

$$\sin^2 2\theta = 1.0 \qquad \Delta m^2 = 6.9 \times 10^{-5} eV^2$$

Con questi primi risultati KamLAND non solo ha dimostrato per la prima volta la sparizione su lunghe distanze ($\sim 180\ Km$) di $\overline{\nu}_e$ da reattore ad un livello di confidenza del 99.95%, ma ha anche indicato che nell'ipotesi di invarianza CPT solo la regione LMA può spiegare un simile deficit nel flusso.

Una nuova presa dati è stata effettuata tra il 9 Marzo 2002 e l'11 Gennaio 2004 [16]. Durante questo Run la geometria del rivelatore è leggermente cambiata, infatti il 27 Febbraio 2003 sono stati aggiunti 554 nuovi PMT, questo *upgrade* ha aumentato la risoluzione nella ricostruzione dell'energia ($\sim 6.2/\sqrt{E(MeV)}$). Per le analisi sono stati anche cambiati leggermente i criteri di selezione in particolare:

- il raggio del volume fiduciale è stato aumentato ($R < 5.5\ m$);

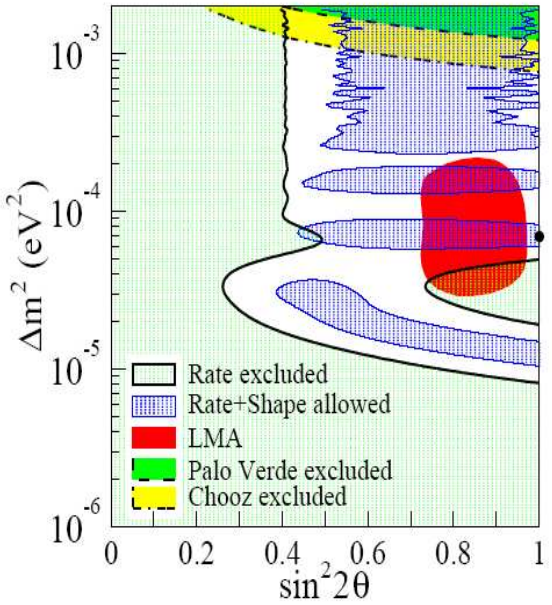

Figura 1.10: Piano dei parametri. La zona in rosso rappresenta la regione permessa (95% C.L.) con soluzione LMA dall'esperimento SNO e dagli altri esperimenti su neutrini solari. Le zone segnate come *rate+shape allowed* sono le zone permesse da KamLAND ad un livello di confidenza del 95%. Il punto invece indica i migliori parametri di fit per i dati di KamLAND: $\Delta m^2 = 6.9 \times 10^{-5}$ e $sin^2\theta \sim 1.0$ [15].

- il taglio cilindrico di 1.2 m attorno all'asse z è stato eliminato;
- sono stati rivisti i tagli sulle differenze temporali e spaziali dei vertici generati da *prompt* e *delayed signal* ($0.5\ \mu s < \Delta T < 1000\ \mu$, $\Delta R < 2\ m$)
- le condizioni poste sull'energia dell'evento sono ora: $1.8\ MeV < E_{delayed} < 2.6\ MeV$ e $2.6\ MeV < E_{prompt} < 8.5\ MeV$

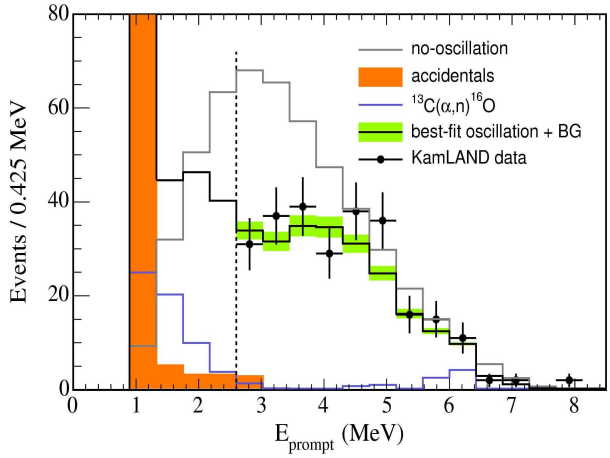

Figura 1.11: Energia per gli eventi e spettri per attesi a KamLAND per alcune ipotesi

In assenza dell'ipotesi di oscillazione erano attesi per il periodo di acquisizione dati $365.2 \pm 23.7(sist)$ eventi da $\overline{\nu}_e$ sopra $2.6MeV$ (in figura 1.11 ne è rappresentata la distribuzione in energia) mentre ne sono stati osservati solo 258: questo risultato conferma la sparizione di $\overline{\nu}_e$ ad un livello di confidenza del 99.998%. La probabilità media di sopravvivenza è $0.658 \pm 0.044(stat) \pm 0.047(sist)$.

I parametri di mixing con oscillazione in due generazioni che interpolano meglio i dati ottenuti sul rate di eventi e sulla forma dello spettro energetico sono [16]:

$$\Delta m^2 = 7.9^{+0.6}_{-0.5} \times 10^{-5} eV^2 \quad tan^2\theta = 0.46$$

Da un'analisi che tiene in considerazione solo la forma dello spettro energetico è stato ottenuto:

$$\Delta m^2 = 8.0 \pm 0.5 \times 10^{-5} eV^2 \quad tan^2\theta = 0.76$$

Il potere risolutivo di KamLAND ha permesso inoltre di trovare tre sottozone all'interno della LMA, tra le quali quella caratterizzata da $\Delta m^2 \simeq 8 \times 10^{-5} eV^{-2}$ risulta essere la più probabile.

In figura 1.12, invece, è rappresentato il rapporto tra il numero di eventi osservati e gli eventi attesi in assenza di oscillazione, con oscillazione dovuta ai parametri di mixing che fittano meglio il flusso misurato e per altre ipotesi sulla sparizione dei $\overline{\nu}_e$ come il decadimento: l'ipotesi di oscillazione risulta essere la più convincente.

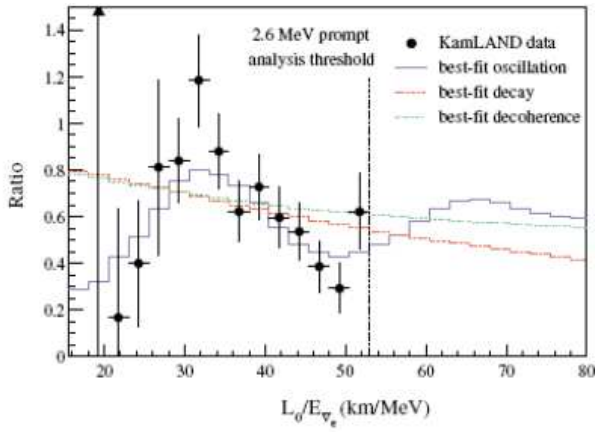

Figura 1.12: Rapporto tra gli eventi osservati e quelli attesi per diverse ipotesi sulla sparizione dei neutrini [16]

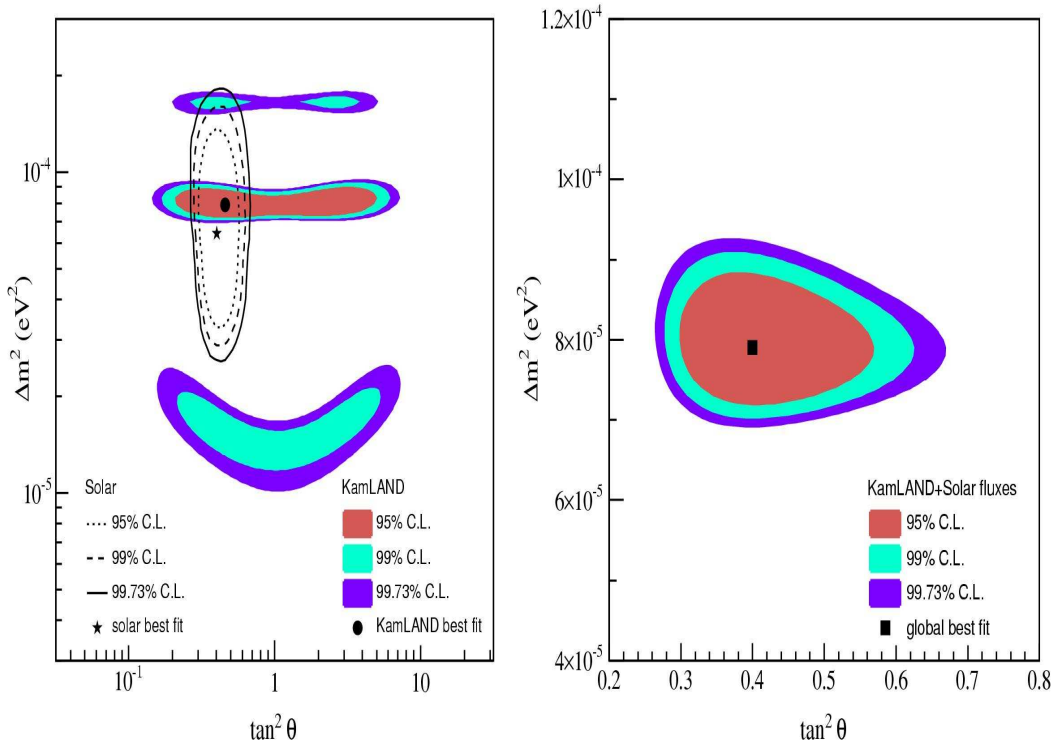

Figura 1.13: (a)Parametri di oscillazione ottenuti dai dati di KamLAND [16] e dai risultati degli esperimenti di neutrino solare (linee tratteggiate). (b) Risultati ottenuti dall'analisi congiunta dei dati di KamLAND e degli esperimenti da neutrino solare nell'ipotesi di invarianza CPT. L'interpolazione da come parametri di oscillazione $\Delta m^2 = 7.9^{+0.6}_{-0.5} \times 10^{-5} eV^2$ e $tan^2\theta = 0.40^{+0.10}_{-0.07}$

Capitolo 2

Borexino: struttura del rivelatore e fisica

Come già anticipato Borexino è un rivelatore a scintillatore organico studiato per la misura in *tempo reale* di neutrini solari provenienti dalla reazione del ^7Be. Il rivelatore si trova nella hall C dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

In questo capitolo viene descritto il processo attraverso il quale verrà rivelato il neutrino proveniente dalla reazione del ^7Be in Borexino e il tipo di misure che si potranno effettuare nell'ambito della fisica del neutrino solare. Verrà poi presentato e descritto il detector di Borexino, le sue caratteristiche generali, comprese le principali fonti di fondo radioattivo.

2.1 Fisica del neutrino solare a Borexino

La reazione che permetterà di rivelare i neutrini è lo scattering elastico su elettroni[1]:

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \tag{2.1}$$

Borexino rivelerà la luce di scintillazione provocata dagli elettroni diffusi dai neutrini provenienti dal sole attraverso 2214 fototubi. Il rivelatore è sensibile ad eventi di energia estremamente bassa (fino alla decina di keV) tuttavia è stato scelto di effettuare un taglio a $250keV$ per eliminare la zona di più bassa energia nella quale di fatto il rapporto $segnale/rumore$ è troppo piccolo. Pur rivelando gli eventi in tempo reale i candidati eventi da neutrino non verranno identificati uno ad uno ma si procederà colla costruzione dello

[1] I neutrini da ^7Be sono caratterizzati da un energia di $866keV$ che non è sufficiente per poter avere la reazione via corrente carica sui nuclei di carbonio (presenti nei scintillatori organici) $\nu_e +^{12} C \rightarrow^{12} N^* + e^-$ caratterizzata da una soglia di $17.3MeV$.

spettro energetico e si rigetterà il rumore per via statistica, essendo nota la forma dello spettro energetico dell'elettrone diffuso dal neutrino monoenergetico del ^7Be. Va comunque sottolineato che, poiché il neutrino da ^7Be è monocromatico, Borexino non potrà misurare una distorsione dello spettro energetico degli elettroni diffusi ma solo una variazione dell'integrale dello stesso.

La sezione d'urto differenziale per lo scattering elastico neutrino-elettrone è stata calcolata per la prima volta da 't Hooft [17] e per il processo *tree-level* è data da:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2G_F^2}{\pi\hbar^4}\left[g_L^2 + g_R^2\left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 - g_L g_R \frac{m_e T}{E_\nu^2}\right] \tag{2.2}$$

dove T è l'energia cinetica dell'elettrone diffuso, E_ν è l'energia del neutrino, G_F è la costante di Fermi, m_e è la massa dell'elettrone e $g_R = \sin^2\theta_W$ (θ_W è l'angolo di Weinberg), mentre $g_L = +\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W$ per ν_e ed è uguale a $-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W$ per ν_μ e ν_τ. Le correzioni radiative modificano il valore calcolato a tree-level del 2% circa. L'integrale della 2.2 da:

$$\sigma_\nu(E_\nu, T_{max}) = \sigma_0 T_{max}\left[g_L^2 + g_R^2\left(g_R^2 + g_L^2 g_R^2 \frac{m_e}{2E_\nu}\right)\frac{T_{max}}{2E_\nu} + g_R^2 \frac{T_{max}^2}{3E_\nu}\right] \tag{2.3}$$

dove i termini costanti sono stati raccolti in σ_0 e T_{max} è l'energia massima che il neutrino può imprimere all'elettrone e può essere ricavata con argomenti di carattere cinematico tipici dell'effetto Compton coi quali si trova:

$$T_{max} = E_\nu\left(1 - \frac{m_e}{2E_\nu + m_e}\right) \tag{2.4}$$

Nel caso dei neutrini da ^7Be $E_\nu = 0.866MeV$ dunque $T_{max} = 0.66MeV$. Questa energia costituisce l'end-point per lo spettro che osserverà Borexino. L'interazione del neutrino elettronico può essere mediata sia da correnti cariche che da correnti neutre , mentre per i neutrini di diverso sapore l'interazione avviene solo per scambio di bosoni vettori neutri; risulta quindi che per energie dell'ordine MeV, la sezione d'urto in quest'ultimo caso è circa cinque volte inferiore rispetto al caso di ν_e. Alle energie tipiche dei neutrini del ^7Be la sezione d'urto per i ν_e è approssimativamente uguale a $6 \times 10^{-45}cm^2$ mentre per i ν_μ e ν_τ è pari a $1.2 \times 10^{-45}cm^2$.

2.1.1 Tasso di interazione in diversi scenari di oscillazione

Il tasso di interazione per lo scattering neutrino-elettrone è dato da:

$$R = N_e \int_0^{E_{\nu max}} \Phi_{Terra}(E_\nu) \Bigg(P_{ee}(E_\nu) \int_0^{T_{max}} \frac{d\sigma_e}{dt}(E_\nu, T) dt + \big(1 - P_{ee}(q)\big) \int_0^{T_{max}} \frac{d\sigma_{\mu,\tau}}{dt}(E_\nu, T) dt \Bigg) dE_\nu \quad (2.5)$$

dove N_e è il numero di elettroni nel bersaglio, $\Phi_{Terra}(E_\nu)$ è il flusso medio di neutrini sulla Terra, $P_{ee}(E_\nu)$ è la probabilità di sopravvivenza del neutrino elettronico che dipende dai parametri di oscillazione Δm^2 e $\tan^2\theta$, $\sigma_e(E_\nu, T)$ e $\sigma_{\mu,\tau}(E_\nu, T)$ sono le sezioni d'urto per i neutrini elettronici e non. In figura 2.1 è illustrato l'andamento della probabilità di sopravvivenza in funzione dell'energia per tre soluzioni del problema del neutrino solare.

Nel caso di soluzioni SMA il flusso di neutrini elettronici caratterizzato da energie simili a quelle del neutrino da ^7Be verrebbe quasi completamente soppresso, tuttavia la misura del flusso degli altri sapori di neutrino è comunque possibile. Nel caso di soluzioni LOW è prevista una forte asimmetria giorno notte dovuta alla rigenerazione di neutrini elettronici durante l'attraversamento della Terra.

La probabilità di sopravvivenza nello scenario di oscillazioni nel vuoto dipende fortemente dall'energia e dal particolare valore di Δm^2, dunque una predizione del valore medio del rate di eventi in questo scenario non è molto significativa (può variare dal 30 all'80% del valore previsto da SSM in assenza di oscillazione). Nella figura 2.2 è rappresentata la probabilità di sopravvivenza nel caso di oscillazioni nel vuoto per $\Delta m^2 = 6.0^{-11} eV^2$ e $\sin^2 2\theta = 0.96$ in funzione dell'energia. Nella tabella 2.1 sono rappresentati i numeri di eventi al giorno previsti a Borexino nel range energetico $250 - 800 keV$ e in 100 tonnellate di scintillatore così come è previsto dal SSM e per quattro scenari di oscillazione: come si può notare il flusso totale in tutti gli scenari è dominato dai neutrini provenienti dal ^7Be.

G. L. Fogli et al. dell'Università degli Studi di Bari hanno effettuato il calcolo completo del flusso di neutrini atteso in Borexino, normalizzato sul rate previsto dal SSM in assenza di oscillazioni, in funzione di Δm^2 e $\sin^2 2\theta$. Il risultato è mostrato in figura 2.3 nella quale si può vedere che il rate di interazione nel caso SSM senza oscillazione è distinguibile dalle soluzioni LMA, LOW e Vacuum, tuttavia la distinzione tra questi tre scenari non è molto marcata.

La misura del flusso di neutrini da ^7Be, e dunque della probabilità di sopravvivenza ad energie inferiori al MeV, potrà essere determinante per verificare o rigettare la soluzione LMA trovata da KamLAND. Nella figura 2.4 sono rappresentate le probabilità di sopravvivenza per le tre possibili

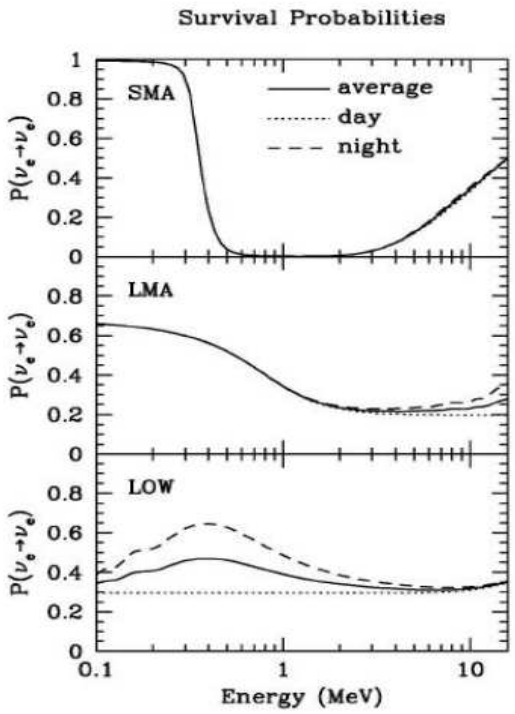

Figura 2.1: Probabilità di sopravvivenza del neutrino elettronico per le soluzioni SMA, LMA e LOW.

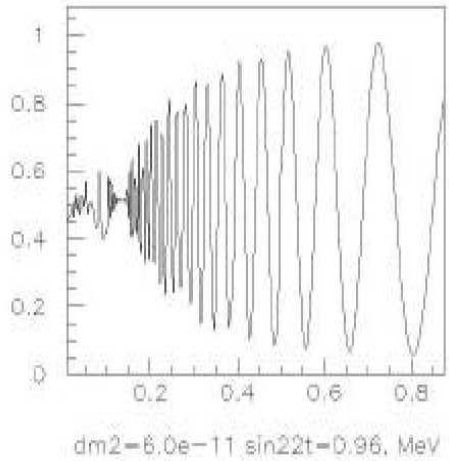

Figura 2.2: Probabilità di sopravvivenza del neutrino elettronico per un particolare punto del piano dei parametri per le oscillazioni nel vuoto

Sorgente di neutrino	SSM	LMA	LOW	SMA	VAC
pp	1.3	0.8	0.7	0.6	0.8
^7Be	45.7	29.2	26.5	9.7	18.2
pep	2.0	1.0	0.9	0.4	1.4
^{13}N	4.2	2.2	1.9	0.8	2.2
^{15}O	5.5	2.5	2.4	1.0	3.0
Totale	58.7	35.7	31.5	13	25.6

Tabella 2.1: Segnale di neutrino atteso in Borexino in termini di conteggi al giorno nella finestra di energia $250 - 800keV$ e all'interno delle 100 ton di volume fiduciale, previsto dal SSM (in assenza di oscillazione) e per quattro scenari di oscillazione.

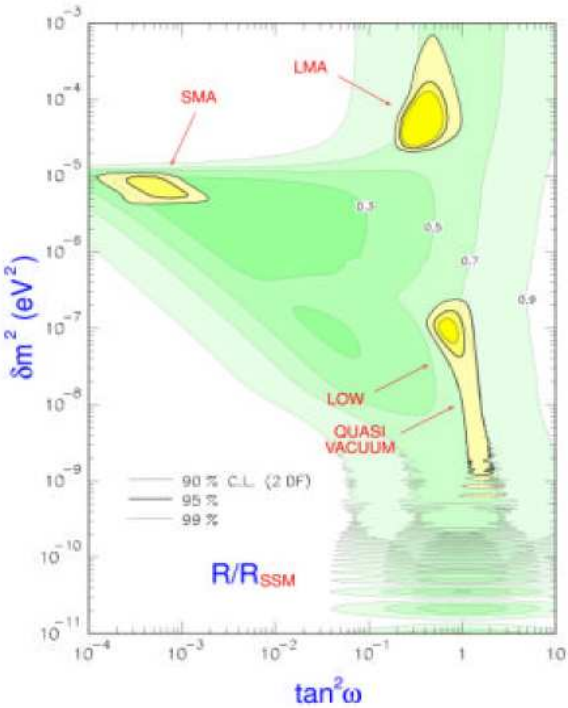

Figura 2.3: Rate di eventi normalizzato sul SSM per diversi scenari di oscillazione con relativo contorno del livello di confidenza

soluzioni LMA trovate da KamLAND per i neutrini da ^7Be (linea tratteggiata) e per i neutrini da ^8B (linea continua). La soluzione più probabile ($\Delta m^2 = 7.9 \times 10^{-5} eV^2$, $\tan^2\theta = 0.40$) è indicata come LMA-I: Borexino investigherà nel range di energia che può permettere di rigettare una delle tre soluzioni (LMA-0).

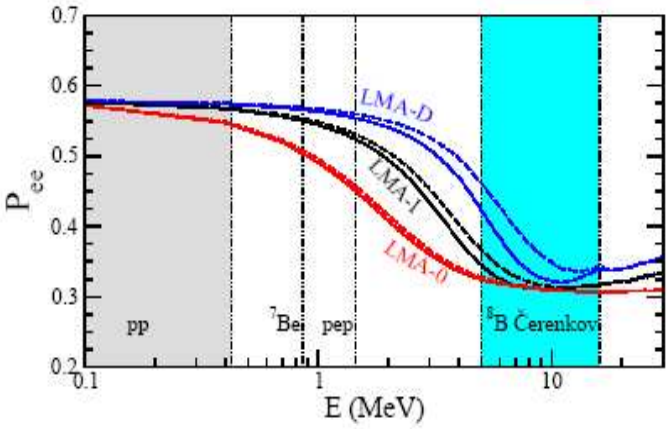

Figura 2.4: Probabilità di sopravvivenza prevista per i migliori punti di fit trovati da KamLAND per le tre sottoregioni LMA trovate [18].

2.1.2 Variazioni nel tempo del flusso di neutrini da ^7Be

Un metodo per distinguere tra le tre soluzioni LMA, LOW e Vacuum è quello di osservare le variazioni temporali nel flusso di neutrino. Ci sono due tipi di variazione temporale: quella stagionale e la variazione tra il giorno e notte.

La variazione stagionale è dovuta alla ellitticità dell'orbita terrestre. L'ellitticità dell'orbita terrestre comporta una variazione nel flusso di origine puramente geometrica e una variazione dovuta al cambiamento della base-line che compare nella 1.21. La differenza nel rate di eventi prevista tra i vari scenari di oscillazione nel vuoto e l'ipotesi di assenza di oscillazione è superiore al 7%, quindi Borexino è estremamente sensibile nello studio dello scenario di oscillazione nel vuoto.

Nel caso di soluzioni LOW è prevista anche una forte asimmetria giorno-notte nel numero di eventi rivelati, dovuta alla rigenerazione di neutrini elettronici, prevista dalla teoria MSW, durante l'attraversamento della terra da parte del fascio di neutrini. L'asimmetria giorno notte è definita come:

$$\frac{N - D}{N + D} \times 10 \tag{2.6}$$

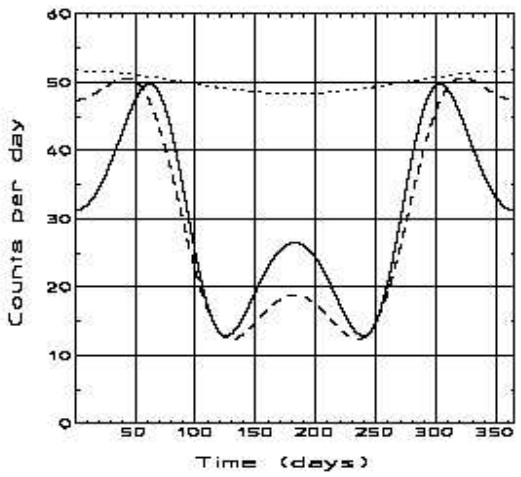

Figura 2.5: Modulazione annuale del numero di conteggi in Borexino in assenza di oscillazione (linea punteggiata) e nello scenario di oscillazione nel vuoto per due parametri di oscillazione ($\Delta m^2 = 4,2 \times 10^{-10} eV^2$ e $\Delta m^2 = 3.2 \times 10^2 eV^2$) [19]

dove D è il rate di eventi durante il giorno e N quello misurato durante la notte. Nella figura 2.6 è rappresentata l'asimmetria giorno-notte in funzione dei parametri di oscillazione. Come si può vedere solo la soluzione LOW e in parte la Vacuum sono interessate da questo fenomeno. Nel caso di soluzione LOW (considerando la regione permessa ad un livello di confidenza del 95%) l'asimmetria attesa è del 5%. Borexino, quindi, potrà verificare o rigettare questa possibile soluzione.

2.2 Riepilogo delle sorgenti di fondo

In questa sezione si riassumono le sorgenti di rumore interno ed esterno per l'esperimento Borexino e alcune tecniche per l'identificazione degli eventi di rumore. Il rumore dovuto ai muoni cosmici verrà brevemente trattato nel paragrafo dedicato alla water tank.

2.2.1 Fondo interno

Gli eventi indotti da contaminanti radioattivi disciolti nello scintillatore vengono definiti fondo interno. I contaminanti più pericolosi per Borexino sono ^{238}U, ^{232}Th e ^{40}K e ^{14}C.

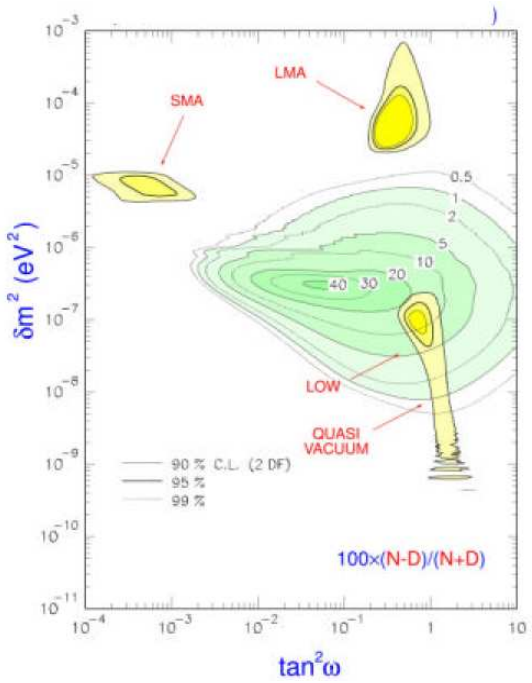

Figura 2.6: Contorno dei livelli di confidenza e dell'asimmetria giorno-notte per i neutrini da ^7Be in Borexino

L'uso di uno scintillatore organico è vantaggioso poiché le impurità metalliche, che tipicamente sono presenti allo stato ionico, non sono solubili nelle molecole non polari organiche, inoltre il fatto che lo scintillatore sia un derivato del petrolio rende la presenza di ^{14}C, generato da raggi cosmici, più bassa. Nella tabella 2.2 sono riassunti i valori di concentrazione dei contaminanti permessi per l'esperimento. Entrando un po' più nel dettaglio dei vari tipi di rumore interno, gli isotopi più pericolosi per Borexino sono:

- ^{14}C: è di origine cosmogenica, ha un tempo di dimezzamento di 5730 anni e decade β con un end-point a 156 keV. Benché l'end-point sia lontano dal limite inferiore della neutrino window (posta a 250 keV proprio per escludere gran parte degli eventi da ^{14}C), la sua attività è talmente intensa (70 eventi al secondo per concentrazioni $^{14}C/^{12}C < 10^{-18}$ nelle 300 tonnellate di scintillatore) che il processo di *pile-up* può far rientrare alcuni eventi nella neutrino window. La sua concentrazione è minore nei derivati del petrolio, che è rimasto protetto dai raggi cosmici nel sottosuolo permettendone il decadimento, tuttavia è possibile che nel sottosuolo venga rigenerato a causa dell'attività delle rocce che circondano il giacimento. Se la concentrazione di ^{14}C è troppo elevata non si può procedere ad alcun tipo di purificazione essendo il ^{14}C un elemento costitutivo della molecola di scintillatore. Comunque i test eseguiti con il prototipo di Borexino (Counting Test Facility) hanno dimostrato che lo scintillatore scelto per Borexino ha contenuti accettabili di ^{14}C;

- ^{238}U: decade fino al ^{206}Pb emettendo 8 α e 6 β. Se la catena si trova in equilibrio secolare, la concentrazione di ^{238}U deve essere inferiore a $10^{-16}g/g$ corrispondente a circa 150 eventi al giorno, tuttavia l'equilibrio può essere rotto da isotopi con un tempo di dimezzamento molto lungo (^{234}U,^{210}Pb, ^{226}Ra, ^{230}Th). Un altro isotopo che può rompere l'equilibrio è il ^{222}Rn, che non si trova in equilibrio con gli altri elementi della catena del ^{238}U presenti nello scintillatore, perché esso viene continuamente prodotto dai materiali che costituiscono il rivelatore. Essendo il ^{222}Rn un gas nobile, la sua rimozione è estremamente difficile e non può procedere per via chimica; inoltre la sua alta diffusività (dell'ordine dei metri al giorno) e il suo tempo di dimezzamento (3.8 giorni) lo rendono una delle principali fonti di rumore;

- ^{232}Th: decade fino al ^{208}Pb emettendo 6 α e 4 β. Assumendo equilibrio secolare, la concentrazione massima accettabile per Borexino è $10^{-16}g/g$ corrispondente a circa 150 eventi al giorno. L'equilibrio secolare può essere rotto dagli isotopi ^{228}Ra e ^{228}Th caratterizzati da una vita media molto lunga. La produzione di ^{220}Rn non costituisce un

problema poichè la vita media di questo isotopo è abbastanza breve da limitarne la diffusione (assumendo sempre che una parte di Radon sia generato dai materiali del rivelatore)

- ^{40}K: ha un tempo di dimezzamento di 1.4×10^9 anni e può decadere β (B.R. 89%) con end-point a 1.3MeV o per cattura elettronica (B.R. 11%) emettendo un γ da 1.47MeV. Il limite tollerabile per Borexino è di $10^{-14} g/g$;

- ^7Be: viene generato da protoni o neutroni di origine cosmica tipicamente durante il trasporto del PC dal luogo di raffinazione (Sarroch, Cagliari) a LNGS. Ha un tempo di dimezzamento di 53 giorni e può decadere (B.R. 10%) per cattura elettronica emettendo un γ da 478 keV. É possibile diminuire questa sorgente di rumore lasciando il PC stoccato nel sottosuolo per un periodo sufficientemente lungo da permetterne il decadimento dato che i nuclei di ^7Be generati nel sottosuolo da muoni cosmici residui saranno responsabili di soli 0.3 eventi al giorno;

- ^{85}Kr e ^{39}Ar: questi radio-isotopi rari sono presenti nell'atmosfera e anche se la loro concentrazione e minore rispetto a quella del ^{222}Rn possono essere pericolosi per Borexino, infatti sono caratterizzati da una vita media lunga (10.75 anni per il ^{85}Kr e 269 anni per il ^{39}Ar) ed entrambi decadono β (end point a $687keV$ $565keV$ rispettivamente). La contaminazione con questi isotopi avviene principalmente tramite l'azoto che viene usato per l'insufflazione che viene ricavato dall'aria; i limiti di concentrazione accettabile per questi contaminanti nell'azoto sono 0.31 parti per milione per ^{39}Ar e 0.14 parti per miliardo per ^{85}Kr.

Nonostante non esista un metodo per identificare i singoli eventi da ν alcuni eventi di fondo possono essere identificati. Di seguito vengono citati i metodi per l'identificazione di eventi di fondo:

- **coincidenze ritardate**: possono essere identificati eventi appartenenti alla catena del ^{238}U e del ^{232}Th misurando il ritardo tra un evento e l'altro e conoscendo la vita media del nucleo figlio ($^{214}Bi-^{214}Po$, $\beta-\alpha$ con $t_{1/2} = 164\mu s$; $^{212}Bi-^{212}Po$, $\beta-\alpha$ con $t_{1/2} = 300ns$; $^{220}Rn-^{216}Po$, $\alpha-\alpha$ con $t_{1/2} = 0.15s$): in questi casi, quindi, viene fatto un controllo sia sull'energia dell'evento (che nel caso di eventi α è una quantità ben determinata) sia sul tempo che intercorre tra un evento e l'altro, migliorando notevolmente le possibilità di una corretta identificazione. È importante osservare che questa tecnica può essere utilizzata solo per le coppie di decadimenti succitate poichè solo queste sono caratterizzate da un ritardo abbastanza lungo, tale da ridurre notevolmente

Isotopo	Sorgente	Concentrazione tipica	Concentrazione richiesta	Metodo di purificazione
^{14}C	Cosmogenico (^{14}N)	$\frac{^{14}C}{^{12}C} < 10^{-12}$	$\frac{^{14}C}{^{12}C} < 10^{-18}$	Derivato del petrolio
^{7}Be	Cosmogenico (^{12}C)	$3\times10^{-2} Bq/ton$	$< 10^{-6} Bq/ton$	Stoccaggio nel sottosuolo, Distillazione
^{222}Rn	Aria, emanazione dai materiali	100 $atomi/cm^3$ in aria	1 $atomo/ton$ in scintillatore	Insufflazione di azoto
^{238}U ^{232}Th	polveri	$2 \times 10^{-5} g/g$ nella polvere	$< 10^{-16} g/g$ nello scintillatore	Distillazione, estrazione con acqua, colonne di silicagel
^{40}K	Polvere o contaminanti nel fluoro	$2 \times 10^{-6} g/g$ nella polvere	$< 10^{-13}$ nello scintillatore $< 10^{-11} g/g$ nel fluoro	Estrazione con acqua, distillazione
^{85}Kr ^{39}Ar ^{42}Ar	Aria	$1 Bq/m^3$ in aria		Insufflazione di azoto

Tabella 2.2: Requisiti di radiopurezza per lo scintillatore di Borexino [22]

la possibilità di sovrapposizione tra i due eventi, ma al tempo stesso sufficientemente breve da evitare che un altro evento, non correlato al decadimento del primo isotopo, venga registrato prima del decadimento del nucleo figlio;

- **pulse-shape discrimination**: si può sfruttare la differente evoluzione temporale della curva di scintillazione provocata dalla radiazione α per distinguerli dagli eventi β;

- **sottrazione statistica**: dopo aver identificato gli eventi riconducibili alla catena dell'Uranio e del Torio, attraverso le coincidente ritardate, e assumendo equilibrio secolare, l'attività dei nuclei padri è anch'essa nota. Questo in realtà è vero solo per nuclei caratterizzati da vita media breve e poca mobilità. Nel caso della catena del ^{238}U si può risalire fino all'attività dell'isotopo ^{222}Rn, caratterizzato da alta mobilità, nella catena del ^{232}Th fino al ^{228}Th caratterizzato da un tempo di dimezzamento di 1.9 anni. Quando l'attività dei nuclei padre è nota con sufficiente precisione, si può eseguire una sottrazione statistica (non evento per evento) dello spettro di tutti i nuclidi figli dal segnale totale registrato.

Nella finestra energetica di interesse per Borexino (250-800 keV) sono previsti circa 122 decadimenti α e 26 decadimenti tra β e γ dalle catene di ^{238}U e ^{232}Th al giorno in 100 tonnellate di scintillatore nell'ipotesi di equilibrio secolare. Applicando la tecnica delle coincidenze ritardate (ipotizzando una percentuale di successo del 95%) ci si aspetta di ridurre il fondo α a 118 eventi e quello $\gamma + \beta$ a 25 eventi al giorno. Usando invece le tecniche di discriminazione α/β (ipotizzando un'efficienza del 90%) ci si aspetta di identificare correttamente 84 eventi α che possono essere rigettati; infine, ipotizzando ancora l'equilibrio secolare, applicando la sottrazione statistica il numero di eventi di fondo si riduce a 13 $\beta + \gamma$ e 19 α.

2.2.2 Fondo esterno

In tutti i materiali che circondano lo scintillatore, come le varie componenti del rivelatore stesso che verranno descritte nel prossimo paragrafo (vessels, liquido di buffer, fototubi, sfera d'acciaio, water tank) e la roccia, sono presenti dei contaminanti radioattivi che possono generare raggi γ. Se questi γ sono sufficientemente energetici possono arrivare fino alla parte più interna del rivelatore e provocare un segnale: questa categoria di eventi viene denominata fondo esterno. La principali sorgenti di rumore sono: ^{208}Tl (della catena del Torio) che emette γ da 2.6 MeV, ^{214}Bi (della catena dell'Uranio)

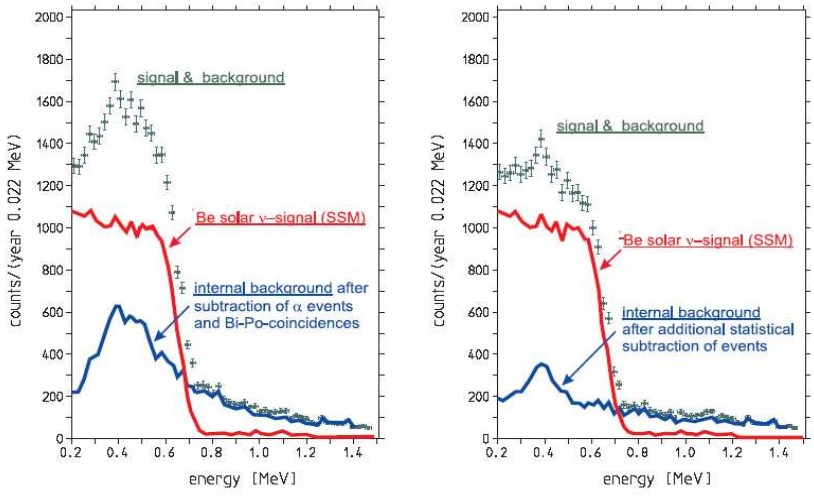

Figura 2.7: Spettro energetico previsto a Borexino nello scenario SSM con eventi di fondo interno dopo l'applicazione dei tagli individuali

che emette γ da $1.7Mev$ e il ^{40}K che emette γ da $1.46MeV$. Come è già stato ricordato tutti i componenti usati per la costruzione del rivelatore sono stati scelti in base a standard di radiopurezza e studiati per valutarne l'emissione di ^{222}Rn. Ci si attende che il numero di eventi dovuti a raggi γ emessi dai materiali che circondano il rivelatore diminuisca esponenzialmente muovendosi verso l'interno del rivelatore. Studi su simulazioni hanno mostrato che il segnale dovuto al fondo esterno è confrontabile col segnale da neutrino a distanze dal centro del rivelatore di circa 3.5 m e diminuisce fino ad avere un rapporto segnale-fondo dell'ordine di 10^{-2} avvicinandosi al centro del rivelatore (figura 2.8). Dunque, oltre alla richiesta di radiopurezza per i materiali che circondano lo scintillatore, un altro metodo per ridurre il rumore esterno è applicare un taglio radiale sugli eventi, definendo in questo modo il cosiddetto volume fiduciale (FV). Per la costruzione dello spettro di neutrino si prenderanno in considerazione solo gli eventi contenuti nelle 100 tonnellate di scintillatore più interne corrispondenti ad un raggio di 3 metri. Tale raggio potrà essere aumentato se si riscontrerà un rumore esterno minore di quello atteso. La ricostruzione della posizione del vertice di scintillazione ricoprirà un ruolo cruciale nella riduzione del contributo del fondo esterno nel volume fiduciale, infatti nell'intero volume di scintillatore sono attesi circa 40 eventi di fondo esterno per ogni evento da neutrino del ^{7}Be, nella neutrino window nell'ipotesi di assenza di oscillazione e 180 nello scenario SMA, questo signi-

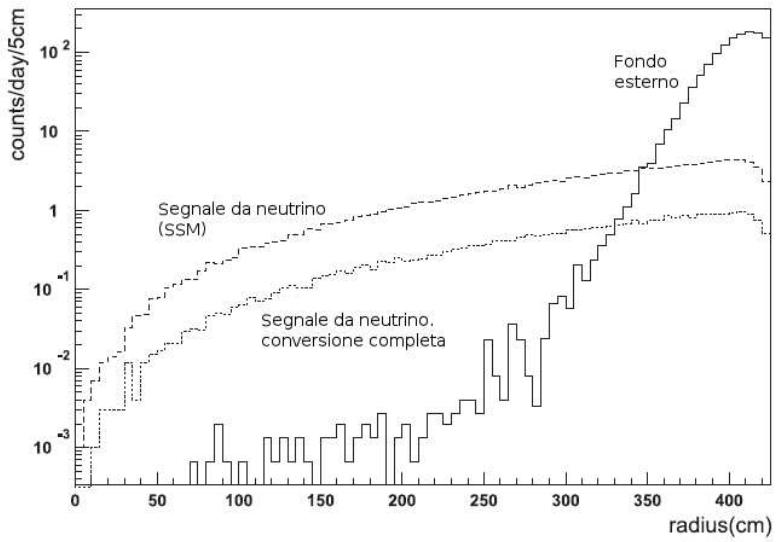

Figura 2.8: Simulazione della distribuzione degli eventi da neutrino in assenza di oscillazione (SSM) e nel caso di conversione completa (interazione per scambio di Z^0) e del rumore esterno. E' tenuta in considerazione anche l'incertezza sulla ricostruzione della posizione ($\sigma_x = \frac{5.4cm}{\sqrt{E(MeV)}}$)

fica che se l'1% degli eventi di fondo dovessero essere ricostruiti all'interno del volume fiduciale il numero di eventi di fondo sarebbe dello stesso ordine di grandezza, se non superiore, degli eventi da neutrino.

2.3 Il rivelatore

Non avendo la possibilità di identificare singolarmente gli eventi da neutrino e avendo come scopo principale lo studio dei neutrini con energia inferiore al MeV, per Borexino sarà necessario controllare con grande accuratezza il fondo radioattivo e raggiungere standard di *radio-purezza* mai raggiunti prima ricordando che il segnale atteso varia da 13 a ~ 60 eventi al giorno (vedi tabella 2.1). Per avere un rapporto $segnale/rumore = 1$ bisognerà avere non più di 0.5 eventi di rumore per tonnellata di rivelatore al giorno. Il detector è stato concepito per ottimizzare tre parametri:

- **Rapporto segnale fondo radioattivo**. Per massimizzare questo rapporto non solo è necessario isolare dalle fonti di rumore esterno il volume sensibile del rivelatore, ma è anche necessario che i materiali che compongono il detector (compreso lo scintillatore) abbiano la maggior radio-purezza possibile;

- **Statistica dei neutrini solari**. A causa della bassa sezione d'urto del neutrino è indispensabile avere un rivelatore con un bersaglio il più grande possibile;

- **Efficienza nella raccolta della luce**. É indispensabile poter raccogliere la luce di scintillazione con la maggior efficienza possibile, per incrementare la risoluzione nella determinazione dell'energia e della posizione dell'evento, che sono parametri indispensabili per la reiezione del fondo.

Nella figura 2.9 è rappresentata schematicamente la sezione del rivelatore. Esso è caratterizzato da una struttura a sfere concentriche: nella parte più interna c'è lo scintillatore, 300 tonnellate di miscela di Pseudocumene ($C_6H_3(CH_3)_3$) come solvente e PPO ($C_{15}H_{11}NO$), con una concentrazione di $1.5g/l$, come *fluoro* ed è contenuta in una sfera di nylon di $8.5m$ di diametro e $125\mu m$ di spessore, detta *inner-vessel* (IV); la ricostruzione della posizione del vertice di scintillazione permette di definire un volume fiduciale (FV), costituito dalle 100 tonnellate di scintillatore più interne, per eliminare parte del rumore esterno; attorno alla parte attiva è presente un *buffer* costituito da una miscela di Pseudocumene e dimatilftalato (DMP, $5g/l$); quest'ultimo è usato per diminuire la fluorescenza del buffer senza modificarne le proprietà

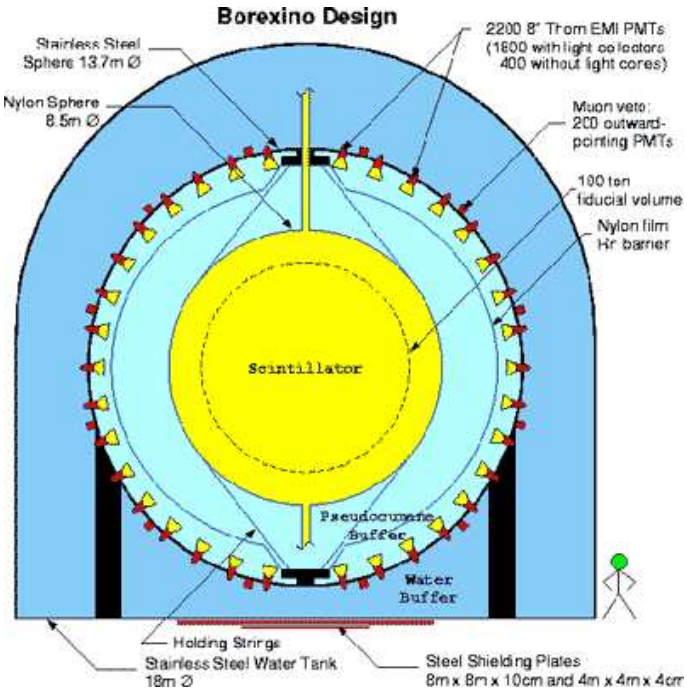

Figura 2.9: Sezione del rivelatore Borexino

di trasmissione della luce. Il complesso scintillatore-buffer è contenuto nella *Stainless Steel Sphere* (SSS) del diametro di 13.7 metri, che serve anche da sostegno meccanico per i 2400 fototubi (PMT) su di essa montati. Tra il buffer e la SSS è presente un'ulteriore pellicola di nylon detta *outer-vessel* (OV) che isola la parte interna del detector da possibili contaminazioni da ^{222}Rn dovute alla presenza di ^{226}Ra (elemento della catena del ^{238}U) nei materiali che circondano lo scintillatore (PMT e SSS). Infine la SSS è inserita in una grande tanica (18m di diametro) contenente acqua ultrapura che, oltre a isolare la SSS dall'esterno, serve anche da *muon-veto* essendo monitorata da 200 PMT, montati sulla SSS e rivolti verso l'esterno, in grado di rilevare la luce Cherenkov generata dal passaggio di muoni.

2.3.1 Lo scintillatore per Borexino

I principali requisiti per lo scintillatore di Borexino possono essere cosí riassunti:

- deve essere il più possibile libero da contaminanti radioattivi: oltre a scegliere come solvente un olio combustibile fossile (che ha minor concentrazione di ^{14}C rispetto ai normali scintillatori organici), è co-

munque necessario sottoporre lo scintillatore a processi di purificazione e per far questo è più conveniente avere una miscela scintillante più semplice possibile dal punto di vista della composizione chimica;

- è necessario massimizzare la quantità di luce che raggiunge i PMT per poter avere un'elevata risoluzione in energia ($\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{N_{ph}}}$), condizione indispensabile per studiare i neutrini con energia sotto il MeV;

- il tempo di decadimento della luce di scintillazione deve essere il più piccolo possibile per permettere un'elevata risoluzione nella ricostruzione della posizione del vertice di scintillazione;

- deve essere conosciuta la risposta in luce al passaggio di particelle cariche pesanti: in particolare, la curva di scintillazione deve poter permettere una buona efficienza nella discriminazione α/β;

- lo spettro di emissione deve essere piccato sulle lunghezze d'onda per le quali la *Quantum Efficency* (QE) dei PMT è massima.

Dagli studi sui parametri sopra citati effettuati per diverse miscele di scintillatore [23] è emerso che la scelta migliore è l'uso di Pseudocumene come solvente e PPO come fluoro. Le principali caratteristiche dello scintillatore di Borexino verranno descritte nel capitolo 3.

2.3.2 I vessels di nylon

I vessels, studiati principalmente per contenere lo scintillatore (IV) e per fornire una barriera dalle possibili contaminazioni dovute ai materiali dei PMT (OV) e dalla SSS, sono composti di Nylon-6, hanno uno spessore di $125\mu m$ e un diametro di 8.5 e 11 metri rispettivamente e devono essere conformi a dei rigidi criteri [20]:

- essendo direttamente a contatto con lo scintillatore devono essere i componenti col livello di contaminazione minore di tutto il rivelatore, dopo lo scintillatore stesso: il contenuto di ^{238}U è di $1.7 \pm 0.2ppt$ (parti per trilione) mentre quello di ^{232}Th ammonta a $3.9 \pm 0.5ppt$;

- devono essere chimicamente compatibili con lo Pseudocumene;

- devono avere sufficiente integrità strutturale per poter resistere alcuni anni sottoposti a forze di galleggiamento causata dalla differenza di densità tra lo scintillatore e il buffer (0.1%);

- devono essere otticamente trasparenti e la frazione di luce diffusa deve essere non superiore a qualche % ($0.28 \pm 0.04\%$ per angoli di uscita superiori a 3.5^0);

- devono essere efficienti nel limitare la diffusione del radon.

Il ^{222}Rn ($t_{1/2} = 3.8$ *giorni*) viene emesso da tutte le sostanze che contengono ^{226}Ra, un isotopo della catena del ^{238}U, e la sua vita media fa si che esso possa diffondersi per alcuni metri prima di decadere. I vessel sono stati studiati a fondo per valutarne le proprietà di schermo contro la diffusione del Radon, in particolare il rapporto tra la concentrazione del Radon dentro e fuori al vessel è minore di 10^{-7}. Per limitare al massimo possibili contaminazioni (in particolar modo quella dovuta al ^{210}Pb che a causa della sua vita lunga sarebbe una contaminazione permanente) i vessels sono stati prodotti in camera pulita.

2.3.3 Il buffer

Il buffer, se eccitato da radiazione (proveniente dal fondo esterno) non deve emettere luce di fluorescenza e deve essere trasparente alla luce emessa dal PPO. Come liquido di buffer è stato scelto PC con l'aggiunta di DMP ($5g/l$) come *quencher*. La radiazione γ proveniente dai PMT può causare luce di scintillazione nel PC irradiato. In questa situazione la luce difficilmente viene rilevata dai PMT (la *Quantum-Efficency* dei PMT è bassa per le lunghezze d'onda di emissione del PC), tuttavia può eccitare il PPO dello scintillatore: il DMP riduce di un fattore 20 la luce prodotta nel PC e dunque limita fortemente questo fenomeno. La scelta di usare lo stesso solvente sia per la parte attiva che per quella passiva del rivelatore è dettata da ragioni tecniche: lo stress a cui è sottoposto l'inner vessel è minimizzato poiché le densità dello scintillatore e del buffer differiscono solo dello 0.1%, inoltre si minimizzano gli effetti di riflessione o rifrazione possibili tra due materiali con indice di rifrazione diversi infatti $n = 1.52$ per entrambi i liquidi ed è uguale a quello del nylon.

2.3.4 I fototubi

La luce di scintillazione sarà raccolta da 2214 fototubi montati sulla SSS. I PMT utilizzati sono del modello ETL 9351, il diametro del fotocatodo è di $20cm$. La scelta del modello è stata effettuata considerando le seguenti richieste:

- il vetro del fotocatodo deve essere a bassa radioattività, in particolare le concentrazioni di elementi radioattivi presenti nel vetro sono: $3 \times 10^{-8} g/g$ di ^{238}U, $1 \times 10^{-8} g/g$ di ^{232}Th e $2 \times 10^{-5} g/g$ di K_{nat}; nonostante queste concentrazioni siano circa dieci volte inferiori rispetto al vetro normale, il vetro del fotocatodo è la fonte esterna più grande di raggi γ;

- il *time-jitter*[2] deve essere dell'ordine di $1ns$ cioè inferiore al tempo di decadimento del composto binario PC+PPO ($\tau \simeq 3.5ns$) per avere una buona risoluzione nella ricostruzione della posizione dell'evento;

- devono garantire un'elevata efficienza quantistica (QE);

- devono avere un *dark-noise* molto basso ($1kHz$) per evitare di introdurre rumore strumentale.

La quantum efficency rappresenta la frazione di fotoni convertita in fotoelettroni sul totale di fotoni che incidono sul catodo. Il numero medio di elettroni prodotti è dato da:

$$\mu = M \frac{\int_0^\infty E(\lambda)_{cath} I(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty I(\lambda) d\lambda} \tag{2.7}$$

nella quale M è il numero medio di fotoni incidenti, $I(\lambda)$ è la distribuzione di intensità spettrale mentre $E(\lambda)$ rappresenta la Q.E. in funzione della lunghezza d'onda. La Q.E. dei PMT per Borexino ha un massimo (31.2%) per $\lambda = 360\ nm$.

Tutti i PMT sono dotati di un foglio di *mu-metal* come schermo dal campo magnetico terrestre che può causare un peggioramento delle proprietà dei PMT (allargamento del time-jitter o perdita di guadagno) interagendo e deviando il fotoelettrone emesso dal catodo o deviando parzialmente la cascata di elettroni emessa dai dinodi. Il segnale e la tensione di alimentazione del PMT viaggiano su un unico cavo e il segnale viene prelevato tramite un accoppiamento capacitivo, inoltre i PMT sono disaccoppiati dalla SSS grazie all'innesto in materiale polimerico.

Nel Data Base di Borexino ogni fototubo, oltre ad essere associato a un canale di elettronica indicato da un numero, che nel caso del rivelatore interno va da 1 a 2214, è identificato da un numero di quattro cifre (*Hole ID*) che indica il buco sulla sfera nel quale esso è inserito: la prima coppia di cifre indica il parallelo in cui è localizzato il buco mentre la seconda il meridiano,

[2]Dispersione sul tempo che intercorre tra l'arrivo del fotone al catodo e l'emissione del segnale elettrico del PMT

Figura 2.10: Uno dei tubi foto-moltiplicatori usati in Borexino pronto per essere installato. In questa foto si distinguono il foglio di $\mu - metal$ (giallo) e il concentratore di luce.

un segno davanti alle quattro cifre indica se il buco si trova nella semisfera superiore (+) od inferiore (-).

Per aumentare la copertura ottica dei PMT sono stati applicati dei concentratori di luce su 1800 di essi. I concentratori sono stati studiati in modo che l'angolo solido sotteso dal sistema PMT-concentratore includa solo l'inner-vessel (con una tolleranza di circa 5°). I PMT sprovvisti di concentratori costituiscono, insieme ai 200 PMT rivolti verso l'esterno, il sistema di *veto-muonico*. L'intero sistema di PMT interno garantisce una copertura del 34% dell'angolo solido.

2.3.5 Water Tank e rivelatore di muoni

Lo schermo naturale costituito dalla montagna riduce di circa sei ordini di grandezza il flusso di muoni cosmici che arrivano al rivelatore, tuttavia il flusso residuo è di 1 muone $h^{-1}m^{-2}$ sufficiente a generare 4500 eventi al giorno. In linea di principio gli eventi da muone cosmico sono facilmente riconoscibili dal fatto che generano un impulso luminoso estremamente intenso nell'attraversare lo scintillatore (un muone cosmico supposto ultra-relativistico perde circa $2MeV$ per centimetro per ionizzazione e produce circa 500 fotoni per centimetro per effetto Cherenkov nell'intervallo di lunghezza d'onda 280-600 nm). Ciononostante l'effetto Cherenkov dovuto ai muoni passanti solo nel buffer genera eventi nella *neutrino window* e dunque costituisce un'importante sorgente di fondo. Inoltre l'interazione dei muoni col rivelato-

re può generare radionuclidi, il decadimento dei quali può generare un fondo radioattivo.

Per ridurre il fondo generato dai muoni ad un livello di 0.5 eventi al giorno si è pensato di usare la Water Tank come rivelatore Cherenkov di muoni montando 200 PMT sullla superficie esterna della SSS, e montare 400 PMT senza concentratori di luce rivolti verso l'interno del rivelatore. I 400 PMT senza concentratori hanno un angolo di accettanza maggiore rispetto a quelli coi concentratori montati, in questo modo possono raccogliere la luce Cherenkov proveniente dal buffer di PC generata dal passaggio dei muoni: nel caso in cui il muone attraversi solo il buffer viene prodotta meno luce, ma osservando la frazione di PMT senza concentratori rispetto alla frazione di PMT con concentratori che che raccolgono luce è possibile stabilire che il segnale registrato è generato nel buffer e dunque rigettarlo.

I due rivelatori di muoni possono lavorare in coincidenza per rivelare muoni entranti nel detector, ma in particolare è possibile anche identificare gli eventi dovuti a radionuclidi generati dall'interazione dei muoni col rivelatore, conoscendo il tempo di ingresso dei muoni nel rivelatore ai quali non corrisponde un segnale immediato del rivelatore interno ma il segnale ritardato del decadimento dei radionuclidi.

La Water Tank è una struttura in acciaio a tenuta stagna di 18 metri di diametro e 16.5 metri di altezza ed è stata progettata in modo che il minimo spessore di acqua attorno alla SSS, ad eccezione della parte inferiore, raggiunga i due metri per garantire una schermatura dai raggi γ provenienti dalla roccia. Nella parte inferiore lo spessore d'acqua si riduce a soli 1.5 metri e per aumentare la schermatura sono state poste due lastre di acciaio al di sotto della tanica.

2.4 Sistemi ausiliari

I sistemi ausiliari comprendono: le unità di stoccaggio e di purificazione (del PC, del fluoro e del quencher), i sistemi predisposti al riempimento del rivelatore, l'elettronica e il sistema di acquisizione dati (DAQ) e il rivelatore CTF.

2.4.1 Purificazione del PC

Per la purificazione del PC sono stati predisposti 3 sistemi differenti:

- filtraggio: per rimuovere particelle di polvere del diametro superiore alla frazione di micron;

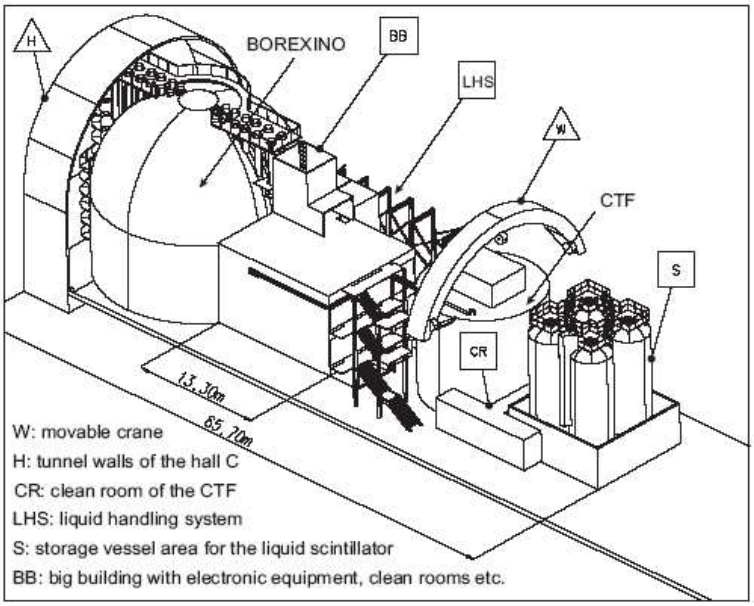

Figura 2.11: Il rivelatore Borexino e l'insieme delle strutture ausiliari.

- distillazione sottovuoto: effettuata per la rimozione delle particelle meno volatili come alcune particelle di polvere e molecole di solvente degradato;

- insufflazione di azoto per la rimozione di impurità gassose ^{222}Rn e acquose disciolte nel PC;

Oltre a queste metodologie di purificazione sarà eventualmente possibile usare un sistema di estrazione con acqua di impurezze ioniche ed è stato anche studiato un sistema per la rimozione di molecole polari attraverso una colonna di Silica-Gel Maggiori dettagli sul sistema di purificazione possono essere trovati in [21] e [22]. Il ciclo di purificazione verrà effettuato durante la fase di riempimento del rivelatore; esiste la possibilità di effettuare una purificazione *on-line* attraverso un ciclo continuo di estrazione e ri-immissione del PC nel detector, tuttavia si spera di non dover usare questa opzione. Una parte del PC che verrà usato per il riempimento, verrà immesso nel rivelatore CTF per studiarne il livello di radio-purezza, le proprietà ottiche e il contenuto di ^{14}C. Il PPO verrà purificato prima del riempimento sotto forma di soluzione concentrata in PC. Il PC usato per il buffer viene trattato allo stesso modo di quello con cui verrà riempito l'inner vessel, solo durante le fasi di riempimento le due parti verranno separate e verranno aggiunte la soluzione di PPO e quella di DMP a seconda di dove è inviato il PC.

2.4.2 Purificazione dell'acqua

L'acqua usata per riempire la Water-Tank e che costituisce il principale schermo dai raggi γ emessi dalla roccia circondante il rivelatore, dovrà contenere non più di $10^{-11}g/g$ di ^{238}U. L'acqua è presa direttamente dalla roccia e viene purificata attraverso un ciclo continuo che comprende un sistema di osmosi inverso, un processo di deionizzazione, un sistema di filtraggio per la rimozione di particelle di polvere e un sistema di insufflaggio di azoto per la rimozione di impurità gassose. L'acqua verrà anche utilizzata per il lavaggio di varie componenti del rivelatore e probabilmente verrà usata anche per riempire il rivelatore prima del riempimento con PC.

2.4.3 Elettronica e DAQ

Le principali quantità osservabili per l'esperimento Borexino saranno il tempo di arrivo dei fotoni ai fototubi e il loro numero e da queste quantità si ricaveranno le informazioni sulla posizione e sull'energia dell'evento che li ha prodotti. Per conoscere queste due quantità è necessario conoscere l'ampiezza e il tempo del segnale dei fototubi misurati in accordo con certe condizioni di trigger. Il sistema di lettura elettronica deve garantire un elevata risoluzione nell'altezza dell'impulso soprattutto in regime di singolo fotoelettrone per fototubo, una elevata risoluzione temporale ($\simeq 0.5ns$) per garantire una buona precisione nella ricostruzione della posizione dell'evento e per poter permettere la discriminazione α/β che dipende dalla forma della distribuzione temporale del segnale di scintillazione e infine deve avere un tempo morto molto piccolo ($150ns$) per poter registrare più fotoni provenienti da una singola particella nel rivelatore che colpiscono lo stesso PMT.

Il sistema di *read-out* elettronico è organizzato in 14 *rack* e in ognuno di essi sono montati i sistemi di alimentazione e di read out analogico e digitale per 160 canali. Un ulteriore *rack* è dedicato al sistema di trigger. Ogni *rack*, escluso quello contenente il sistema di trigger, comprende:

- l'alimentazione ad alto voltaggio (HV) per l'alimentazione dei PMT;
- l'elettronica di *front-end* analogica che provvede a disaccoppiare il segnale dall'alta tensione di alimentazione, riduce il rumore dovuto all'alimentazione, amplifica il segnale proveniente dal PMT dando un output veloce per avere l'informazione temporale, integra il segnale (l'integrale di carica porta l'informazione sul numero di fotoni raccolti dal fototubo);
- il read-out digitale, sviluppato in collaborazione con Laben S.p.a., digitalizza il segnale in carica e in tempo e da in output i dati nel formato

che può essere utilizzato dal software per l'acquisizione dei dati. Il segnale digitalizzato dei vari canali di elettronica viene inviato al sistema di trigger che conta il numero di PMT colpiti in un intervallo di 60ns per poter individuare eventi fisici e rigettare eventi di rumore casuali. Una scheda Laben processa 8 canali e il segnale di ogni canale viene registrato su una memoria locale (FIFO) che viene aggiornata ogni 3.2 ms: se non c'è segnale di trigger questa memoria viene sovrascritta dai segnali successivi mentre nel caso in un cui arrivi il segnale di trigger, le informazioni in carica e tempo vengono trasferite ad una RAM. Una volta terminato il trasferimento le informazioni di tutti i canali del rack vengono processate da un Power PC che le legge e le scrive in output nel formato che viene usato per le analisi software.

La scheda di trigger, denominata *Borexino Trigger Board* (BTB), da un segnale quando in una finestra di 60 ns vengono colpiti più di 20 PMT[3]: questa condizione viene denominata *neutrino trigger*. Oltre a questo sono presenti altri otto tipi condizione di trigger usate per le calibrazioni, per gli eventi di laser e per il rivelatore di muoni esterno ognuno dei quali è identificato da un numero decimale (tabella 2.3) che identifica il tipo di evento per la successiva ricostruzione.

Tipo di trigger	Identificativo
Neutrino	1
Muone BTB	128
Muone MTB	2
Calibrazione	32
Laser394	8
Laser355	4
Laser266	16
Random	64

Tabella 2.3: Lista dei possibili tipi di trigger per Borexino

Per il rivelatore di muoni esterno ci sono due condizioni per avere un segnale di trigger: la prima, simile a quella del *neutrino trigger*, è una condizione sul numero di PMT colpiti in un certo intervallo di tempo (gestita dalla BTB) mentre la seconda è posta sulla carica totale raccolta dal rivelatore esterno: questa condizione, che serve per avere un evento di trigger nel

[3]La condizione sul numero di PMT colpiti può essere cambiata prima dell'inizio dell'acquisizione dati tramite l'interfaccia web

caso in cui la luce Cherenkov generata dai muoni passanti nella water tank dovesse essere raccolta da un numero limitato di PMT, viene gestita da un altra scheda presente nel sistema di trigger denominata *Muon Trigger Board* (MTB). Nel caso degli eventi di calibrazione (usati per allineare in tempo i canali di elettronica) il segnale proviene da un'unità di temporizzazione NIM (che è parte integrante del sistema di trigger) che genera impulsi ad una frequenza di 200 Hz; questi impulsi vengono inviati alla BTB ed è possibile configurare quest'ultima in modo che riconosca tali segnali come reali (ma diversamente etichettati rispetto ai segnali di tipo *neutrino trigger*). A questo punto la BTB comanda un unità esterna di inviare un impulso che viene ridistribuito a tutti i canali di elettronica; attraverso l'interfaccia web è possibile modificare la frequenza degli eventi di calibrazione programmando la BTB affinché un evento di calibrazione venga generato ogni n cicli della timing unit che genera impulsi a 200 Hz. Oltre agli eventi di calibrazione generati con frequenza prefissata è possibile generare eventi *random* sfruttando il rumore elettronico e programmando la scheda di trigger affinché dia un segnale all'impulsatore quando tale rumore supera una certa soglia. Per quanto concerne gli eventi di laser bisogna distinguere tra i vari tipi di laser che verranno utilizzati: nel caso del laser con lunghezza d'onda di $394nm$ (usato sia per monitorare la trasparenza dello scintillatore che calibrare in tempo e carica i canali di elettronica e i PMT) l'impulso di trigger viene dato dall'unità di temporizzazione NIM che invia un segnale alla BTB la quale a sua volta invia un segnale al laser che emette l'impulso luminoso, dunque è la BTB stessa a comandare il laser; nel caso di eventi laser con lunghezza d'onda $266nm$ e $355nm$ (che verranno usati solo per monitorare la trasparenza) sono i dispositivi di laser che oltre a inviare il segnale luminoso generano un segnale elettronico che viene inviato come input alla BTB. Il software del DAQ legge i dati digitalizzati, è gestito da un interfaccia web e funziona in ambiente Linux.

2.4.4 Il Counting Test Facility (CTF)

Il Counting Test Facility è un prototipo su scala ridotta del rivelatore Borexino nel quale vengono usate 4 tonnellate di scintillatore organico (lo stesso usato in Borexino) ed è stato costruito per studiare le proprietà ottiche e la risposta in luce di un rivelatore a scintillazione di grandi dimensioni e per analizzare la radiopurezza dello scintillatore per Borexino attraverso studi spettroscopici sui decadimenti del ^{14}C e delle catene del ^{238}U del ^{232}Th. Grazie a CTF è anche stato possibile studiare la capacità di discriminazione $\alpha-\beta$ in un rivelatore di grande massa [26].

Il rivelatore CTF è composto da una sfera di nylon di 2 metri di dia-

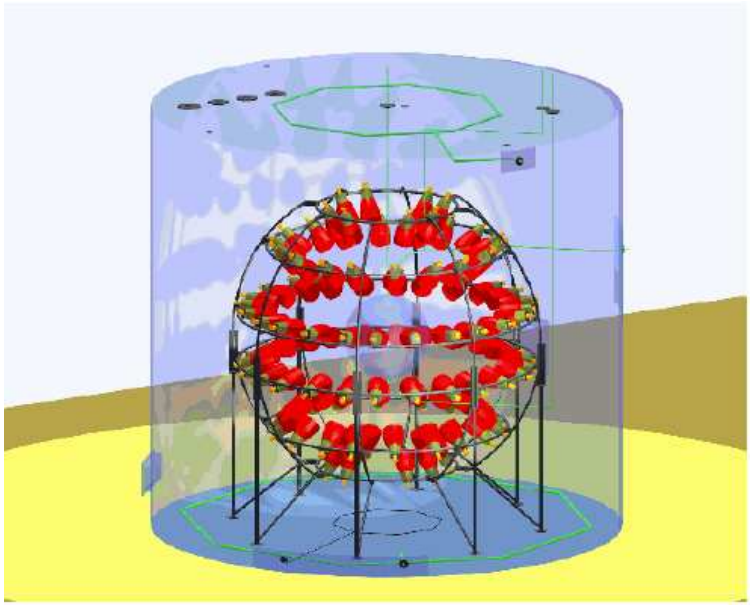

Figura 2.12: Rappresentazione del rivelatore CTF.

metro e dello spessore di $0.5mm$ contenente 4 tonnellate di scintillatore (PC+PPO$1.5g/l$) circondata da 100 fototubi montati su una struttura aperta ad una distanza di 2.3 metri dalla superficie del vessel. Tutta la struttura è immersa in una tanica riempita con 1000 tonnellate d'acqua. L'acqua offre uno schermo di 4.5 m ai γ provenienti dalla roccia e 2.3 m a quelli provenienti dai PMT. L'acqua, prima del riempimento, viene purificata tramite sistemi di filtraggio, processi di osmosi inversa e insufflazione di azoto. Questi processi riducono la concentrazione di U e Th da 10^{-10} g/g e 10^{-14} g/g mentre il contenuto di radon può essere quantificato in 20 mBq/m^3.

In tutto sono state completate 3 campagne di acquisizione dati con CTF. La prima campagna di misure di CTF (1995-1997) era concentrata sullo studio del contenuto di ^{238}U e ^{232}Th nello scintillatore scelto per Borexino tramite le coincidenze ritardate e più in generale per studiare le proprietà ottiche di grandi volumi di scintillatore.

La seconda campagna di acquisizione dati (Maggio-Settembre 2001) è stata eseguita per valutare le proprietà del PXE, uno scintillatore alternativo allo Pseudocumene.

Nella terza fase di acquisizione dati (iniziata nel Novembre 2001) ci si è concentrati sull'efficienza delle diverse tecniche di purificazione riempiendo il rivelatore con il PC appena arrivato dalla raffineria di Sarroch (Cagliari) misurando la concentrazione di contaminanti radioattivi ed eseguendo poi una nuova misura in seguito alla purificazione dello stesso PC. I principali risulta-

ti dell'ultima campagna di acquisizione dati possono essere così brevemente riassunti (maggiori dettagli possono essere trovati in [28]).

Analisi del ^{14}C.

I test eseguiti su quattro forniture di PC (Novembre 2001, Gennaio, Aprile, Giugno 2002) hanno determinato che la concentrazione di ^{14}C rispetto a quella del ^{12}C è compresa nell'intervallo $1.6-5.1\times10^{-18}g/g$ e sono considerati valori accettabili per Borexino.

Analisi del ^{238}U.

Per questo tipo di analisi è stata sfruttata la coincidenza ritardata $^{214}Bi/^{214}Po$: il ^{214}Bi decade $\beta+\gamma$ (end point = 3.23 MeV B.R. = 100%) in ^{214}Po che a sua volta decade emettendo un α ($\tau = 236.6\mu s$) da 7.668 MeV il quale, a causa del *quenching*, viene ricostruito come un evento da 751 keV. Nella catena del ^{238}U il ^{214}Bi viene dopo il ^{222}Rn e impiega circa 33 min a entrare in equilibrio con esso. Ogni volta che lo scintillatore viene maneggiato può venire a contatto col Radon che dunque viene a trovarsi fuori dall'equilibrio secolare. Dopo il riempimento del rivelatore nel Novembre 2001 sono stati misurati, sfruttando la coincidenza ritardata $^{214}Bi/^{214}Po$, 2660±50 eventi di Radon al giorno, dopo circa 45 giorni l'attività del Radon è passata a 5.9±1.2. Assumendo a questo punto che il Radon si trovasse in equilibrio col ^{238}U è stata stimata, per quest'ultimo, una contaminazione pari a $15.8\pm0.6\times10^{-16}g/g$. In seguito ai processi di purificazione (water extraction e colonna solida di Silica-Gel) è stata stimata una contaminazione da ^{238}U pari a $6.8\pm0.6\times10^{-16}g/g$. In realtà questo valore è da intendersi come limite superiore della contaminazione di ^{238}U per lo scintillatore di Borexino. Infatti parte del fondo potrebbe essere dovuta alla presenza di ^{238}U nel vessel di nylon e alla conseguente emissione di ^{222}Rn da parte del nylon stesso.

Analisi del ^{232}Th.

Per misurare la concentrazione di torio è stata sfruttata la coincidenza ritardata $^{212}Bi/^{212}Po$: il ^{212}Bi decade β (B.R. = 64% end-point = 2.25 MeV) in ^{212}Po il quale a sua volta decade ($\tau = 432.8ns$) emettendo un α da 8.79 MeV che produce una quantità di luce equivalente a un β da 1.01 MeV. Anche per questo tipo di misura è stato necessario attendere la diminuzione dell'attività del Radon: il tasso di conteggi giornalieri per la prima fornitura di PC ammontava a 3.81±0.56 che, assumendo equilibrio secolare per la catena, corrisponde ad una contaminazione di $46.1\pm6.8\times10^{-16}g/g$ di ^{232}Th; in seguito il PC è stato sottoposto a molteplici cicli di processi di purificazione

(water extraction e colonna di silica-gel): l'attività riferita agli ultimi 380 giorni di acquisizione dati (302 eventi) ammonta a 1.12±0.06 eventi al giorno corrispondenti ad una contaminazione da ^{232}Th di $13.5\pm0.8\times10^{-16}g/g$ mentre all'interno di 60 cm di raggio del vessel sono stati contati 4 eventi che rinormalizzati all'intero volume di scintillatore danno un attività di 0.06 ± 0.03 eventi al giorno corrispondenti ad una concentrazione di Torio pari a $0.7\pm0.4\times10^{-16}g/g$. C'è quindi il forte sospetto che il Torio sia presente anche nel vessel di nylon e quindi anche in questo caso la concentrazione trovata è da intendersi come limite superiore della concentrazione di Torio nello scintillatore.

Analisi del ^{85}Kr.

Tipicamente il ^{85}Kr decade β nell'isotopo stabile ^{85}Rb (B.R. = 99.57%, end-point = 687 keV) generando un segnale indistinguibile da quello di neutrino. Tuttavia il decadimento può anche avvenire in uno stato metastabile $^{85}Rb^*$ (B.R. = 0.43%, end-point = 173 keV) ($\tau = 1.46\mu s$) che si diseccita emettendo un γ da 514 keV: sfruttando questa coincidenza è possibile ridurre il fondo dovuto al ^{85}Kr. Dall'analisi della prima fornitura di PC non purificata sono stati osservati 1.9 ± 0.7 eventi di coincidenza al giorno corrispondenti a 440 ± 160 decadimenti di ^{85}Kr al giorno. Il risultato medio ottenuto dopo molti Run di acquisizione (in totale 766 giorni di presa dati) effettuati anche sulle successive forniture di PC dopo i processi di purificazione è di 0.44±0.03 eventi di coincidenza al giorno corrispondenti a 101 ± 8 decadimenti di ^{85}Kr e stato anche qui osservato che il numero di decadimenti diminuisce considerevolmente se si applica un taglio radiale: gli eventi di coincidenza all'interno di 60 cm di raggio nei 766 giorni di presa dati sono stati 10 e normalizzando sulle B.R. e sull'intero volume di rivelatore si trovano 27 ± 9 decadimenti di ^{85}Kr al giorno. Va sottolineato che alcuni decadimenti della catena del Torio hanno energie simili ai decadimenti studiati per valutare la contaminazione da ^{85}Kr e la dipendenza radiale del numero di eventi da ^{85}Kr indica che il fondo del Torio influisce su questa misura. Quindi il numero di decadimenti trovato per il Kripton è da intendersi come limite superiore. Come è stato spiegato nel capitolo dedicato al fondo radioattivo interno, lo scintillatore viene contaminato dal Kripton quando entra in contatto con l'azoto ricavato dall'aria. Recentemente è stato trovato un fornitore di azoto molto più puro di quello che è stato usato per l'insufflazione dello scintillatore usato in CTF e questo azoto verrà usato per le operazioni di purificazione dello scintillatore usato per riempire Borexino.

Analisi del ^{210}Po.

Dai dati raccolti è stato osservato un picco nella distribuzione di energia attorno ai 400 keV(figura 2.13): è stato dimostrato attraverso la discriminazione α/β (usata per sottrarre eventi β e γ) e da analisi temporali sull'evoluzione dell'attività in quel range energetico che questo picco è riconducibile alla presenza di ^{210}Po non in equilibrio col ^{222}Rn. Il ^{210}Po decade emettendo un α da 5.3 MeV ($\tau = 200.2d$) corrispondente ad un evento in scintillatore da 395 keV. L'iniziale contaminazione da ^{210}Po ammontava a circa 400 ev/d

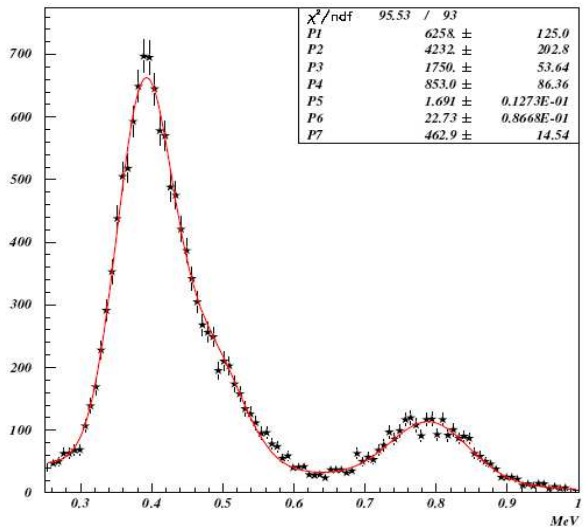

Figura 2.13: Distribuzione spettrale del numero di eventi nella neutrino window (con un taglio radiale a 60 cm); il fit tiene in considerazione i contributi del ^{210}Po, ^{210}Bi, ^{40}K, ^{85}Kr e la sottocatena del ^{222}Rn (tratto da [29]).

per tonnellata di scintillatore ed è stato dimostrato che la colonna solida di Silica-Gel è in grado di ridurre la contaminazione da ^{210}Po di un fattore 2 mentre il processo di water extraction è risultato essere estremamente efficiente tanto da ridurre tale contaminazione di un fattore 5. L'origine della contaminazione da ^{210}Po non è attualmente nota e sarà importante valutare l'efficienza del processo di distillazione nella rimozione del ^{210}Po.

Capitolo 3

Sistema di laser per il controllo della stabilità del rivelatore

L'acquisizione dati in Borexino dovrà durare molti anni quindi è importante avere a disposizione dei metodi per il controllo della stabilità del rivelatore. Le tecniche per controllare la stabilità del rivelatore devono essere non intrusive, devono cioé essere tali da non comportare l'introduzione di strumenti potenzialmente contaminanti all'interno del volume sensibile del rivelatore. L'uso di laser per i controlli di stabilità viene incontro a questa richiesta poiché la luce laser può essere portata all'interno del rivelatore da fibre che non comportano una contaminazione rilevante dello scintillatore.

Il controllo della stabilità del rivelatore comprende la valutazione delle variazioni della risposta in carica e in tempo dei fototubi e la valutazione di cambiamenti delle proprietà dello scintillatore e del buffer.

Nella sezione 3.1 viene descritto il sistema di laser e fibre ottiche progettato per l'equalizzazione in tempo e in carica dei fototubi (laser di *timing*). Nella sezione 3.2 si riassumono i processi che portano alla scintillazione e le proprietà ottiche dello scintillatore scelto per Borexino. Nella sezione 3.3 viene introdotto il sistema di laser progettato per eccitare lo scintillatore e studiare sia il meccanismo di scintillazione che la risposta del rivelatore e il sistema di laser per controllare le variazioni di trasparenza dello scintillatore.

3.1 Sistema di equalizzazione in tempo e carica dei PMT

L'allineamento temporale dei fototubi è una condizione indispensabile per il calcolo di tutte le quantità che dipendono dal profilo temporale della luce raccolta, in particolare per la ricostruzione della posizione del vertice di inte-

razione che, come si vedrà nel capitolo successivo, è basato sull'informazione relativa al tempo di arrivo dei fotoni ai fototubi, e per la discriminazione α/β che si basa sulla distribuzione temporale della luce di scintillazione. Il compito di allineare in tempo i fototubi è svolto dal cosiddetto "sistema di timing" che consiste di un laser e di una serie di fibre ottiche che convogliano la luce verso i PMT. Il sistema di laser di timing (figura 3.1) viene anche utilizzato per la calibrazione in carica dei fototubi per conoscere per ogni fototubo la corretta conversione tra canale ADC e numero di fotoelettroni emessi al catodo.

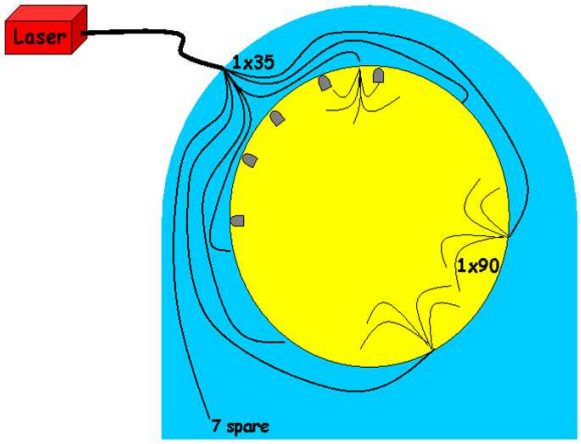

Figura 3.1: Schema del sistema di fibre ottiche per l'equalizzazione in tempo dei fototubi.

La sorgente di luce principale è un PicoQuant diode Laser che emette un impulso luminoso della durata di 50 ps ad una lunghezza d'onda di 394 nm. La potenza dell'impulso può essere modificata attraverso una manopola e la potenza massima è di 400 mW corrispondente a 1.7×10^7 fotoni. Il laser è accoppiato ad un sistema di fibre ottiche studiato per distribuire la luce su tutti i PMT. La luce emessa viene accoppiata ad una matassa di 35 fibre lunghe 40 m attraverso una lente [1] e un primo tratto di fibra lungo 10 cm e del diametro di 2.5 mm. Le 35 fibre hanno un nucleo di quarzo del diametro di 300 μm mentre il diametro della pellicola esterna, in materiale plastico, con indice di rifrazione inferiore al nucleo è di 325 μm. Queste fibre si inseriscono in un solo *feed-through* che le immette all'interno della water tank e successivamente vengono inserite nella sfera d'acciaio in 35 punti di ingresso. L'inserimento delle fibre nella SSS avviene per mezzo di un *feed-through* che accoppia ognuna delle 35 fibre a 90 fibre interne con un nucleo

[1] È una lente standard da microscopio con rapporto di ingrandimento 10×

in quarzo di 110 μm che vengono inviate ai PMT . La terminazione delle fibre ottiche è montata sul cono concentratore di luce e indirizzata verso il fotocatodo col dispositivo illustrato in figura 3.2.

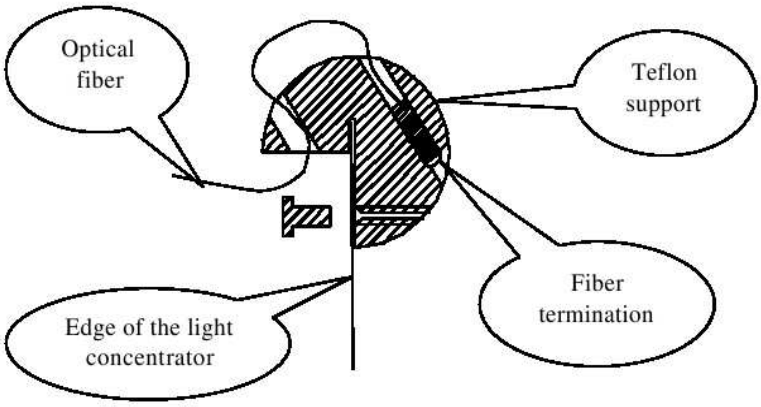

Figura 3.2: Supporto di una fibra per la calibrazione dei tubi fotomoltiplicatori.

Le fibre interne sono rivestite in Teflon che, oltre ad essere chimicamente resistente allo Pseudocumene, è caratterizzato da un tasso di emanazione di Radon molto bassa.

Il coefficiente di trasmissione complessivo per singola terminazione è stato stimato essere pari a:

$$T = 2 \times 10^{-5} \tag{3.1}$$

3.2 Scintillatori organici

Gli scintillatori organici sono tipicamente delle miscele di due o più composti costituiti da anelli benzenici: nel caso di Borexino è stata scelta una miscela binaria di un *solvente* ed un *fluoro*(Pseudocumene e PPO con una concentrazione di 1.5 grammi per litro). In prima approssimazione i processi che portano all'emissione della luce di scintillazione possono essere riassunti in: perdita dell'energia della particella carica ed eccitazione dei livelli elettronici delle molecole di solvente, successivo trasferimento dell'energia di eccitazione dal solvente al fluoro e conseguente decadimento del fluoro; a questo punto viene prodotta la luce di scintillazione che può essere rivelata.

La molecola di benzene C_6H_6 è una molecola planare nella quale 2 o 3 dei 4 elettroni di valenza dell'atomo di carbonio costituiscono i legami σ, mentre

i rimanenti sono delocalizzati (ibrido di risonanza) in piani sovrastanti e sottostanti alla molecola e costituiscono i legami π.

3.2.1 Generalità sul processo di scintillazione

Le transizioni tra i livelli elettronici π sono al centro dei meccanismi di scintillazione, mentre le transizioni dei livelli energetici degli elettroni σ danno origine a processi di rilascio termico di energia: questo processo comporta una diminuzione dell'efficienza nella conversione dell'energia cinetica della particella in energia luminosa ed è alla base del fenomeno di *quenching*.

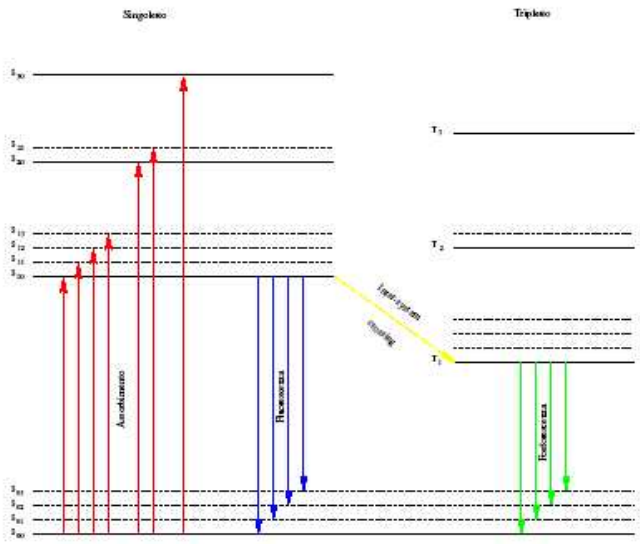

Figura 3.3: Struttura dei livelli energetici degli elettroni π di un composto organico aromatico

Nella figura 3.3 sono rappresentati gli stati eccitati di singoletto e di tripletto degli elettroni π di una molecola organica. Assumendo che la concentrazione di soluto (PPO nel caso di Borexino) sia estremamente bassa, una particella carica che attraversa lo scintillatore perde energia a causa della sua interazione col solvente. Trascurando gli stati degli elettroni σ, le reazioni che possono avvenire sono: transizione degli elettroni π dallo stato fondamentale (S_0) ad uno stato eccitato di singoletto (le transizioni in stato di tripletto sono soppresse dalle regole di selezione sullo spin), ionizzazione della molecola (in questo caso lo ione può interagire chimicamente e modificare la composizione chimica dello scintillatore oppure può essere riassorbito). Tipicamente

l'elettrone π eccitato decade, attraverso un processo non radiativo, nello stato S_{n0} in un tempo estremamente rapido ($\tau \simeq 10^{-12}s$). A questo punto la diseccitazione può procedere in diversi processi:

- **fluorescenza**: l'elettrone precipita nello stato S_{0i} emettendo un fotone che può essere riassorbito o dal solvente (anche se questo processo è molto improbabile) o dal soluto e il fotone risultante dalla diseccitazione di quest'ultimo può essere rivelato dai fototubi;

- **trasferimento non-radiativo al soluto**: lo stato eccitato viene trasferito al soluto attraverso un'interazione dipolo-dipolo; per concentrazioni di soluto dell'ordine di $10^{-2}mol/l$ questo processo può diventare dominante.

- **trasferimento radiativo ad un'altra molecola di solvente**: questo processo tende ad aumentare i tempi di emissione della luce;

- **quenching interno**:l'energia viene persa a causa di collisioni tra le molecole;

- **trasferimento non-radiativo ad uno stato di tripletto**: l'energia di eccitazione viene trasferita ad uno stato di tripletto (T_{10}) o attraverso il processo di *inter-system crossing* o a causa di collisioni tra molecole (*ricombinazione ionica*). Lo stato di tripletto ha un energia inferiore rispetto al singoletto S_{10}, il trasferimento da $T_{10} \rightarrow S_{0i}$ è fortemente soppresso dalle regole di selezione. Un modo per diseccitare la molecola è l'urto con un altra molecola che si trovi anch'essa nello stato di tripletto attraverso le reazione $T_{10}+T'_{10} \rightarrow S_{10}+S_{00}+fonone$, l'emissione luminosa avviene quando decade lo stato S_{10} risultante: in questo caso si parla di fluorescenza ritardata. Benché molto improbabile, il decadimento $T_{10} \rightarrow S_{0i}$ può talvolta avvenire ma con una costante di tempo molto lunga ($\tau = 10^{-4}s$), in questo caso si parla di fosforescenza.

Il processo di ricombinazione ionica a parità di energia della particella ionizzante è più importante per particelle che hanno una perdita di energia specifica ($\frac{dE}{dx}$) più grande, ne consegue che per le particelle α la componente ritardata del segnale di scintillazione è maggiore rispetto alle β. Questo fenomeno è la causa principale del *quenching* α (infatti una parte dell'energia viene convertita in fononi), inoltre rende diversa la distribuzione temporale della luce di scintillazione nel caso in cui la particella ionizzante sia un α o un β.

Una volta che l'energia è stata trasferita al soluto si ha prima un decadimento molto veloce al primo stato eccitato S_{10}, poi il processo di diseccitazione del soluto può proseguire attraverso un decadimento non radiativo

(in questo caso l'energia viene persa dal punto di vista sperimentale) oppure avviene una diseccitazione radiativa. Tipicamente la struttura dei livelli energetici del soluto è simile a quella del solvente ma con ogni livello spostato leggermente più in basso dunque il fotone emesso dal soluto ha un'energia inferiore rispetto alle righe di assorbimento del soluto e del solvente e quindi la probabilità di *auto-assorbimento* è bassa. A questo punto il fotone si propaga quasi indisturbato fino al punto di rivelazione.

3.2.2 Efficienza di scintillazione e *quenching* per lo scintillatore di Borexino

L'efficienza del processo di scintillazione è definita come la frazione di energia della particella incidente che viene convertita in luce visibile, tutti i processi che tendono a dissipare l'energia della particella in modo non radiativo (*quenching*) tendono a diminuire l'efficienza del processo di scintillazione. L'efficienza di scintillazione dipende dal tipo di particella che causa la scintillazione e dalla sua energia. Nel caso di elettroni con energia superiore al centinaio di keV la risposta dello scintillatore può essere descritta dalla legge:

$$\frac{dL}{dx} = S\frac{dE}{dx} \tag{3.2}$$

Tuttavia, se si considera la possibilità di ionizzazione da parte della particella incidente e si indica con $B\frac{dE}{dx}$ la densità di molecole ionizzate lungo la traccia l'espressione deve essere modificata in:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S\frac{dE}{dx}}{1 + kB\frac{dE}{dx}} \tag{3.3}$$

nota come *legge di Birks* dove k indica la frazione di molecole ionizzate che porta a fenomeni di quenching. Nel caso di elettroni relativistici, per i quali $\frac{dE}{dx}$ è minima, può essere usata la 3.2, nel caso invece di particelle pesanti come le α, per le quali $\frac{dE}{dx}$ è molto grande, la 3.3 tende a:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S}{kB} \tag{3.4}$$

Il fattore di quenching α può allora essere espresso come $Q = L(\alpha)/L(\beta)$ e per soluzioni organiche binarie si ha approssimativamente $Q \simeq 10$

L'efficienza nella conversione dell'energia incidente in energia luminosa dipende dall'efficienza nella conversione dell'energia della particella in energia di eccitazione del solvente e dall'efficienza del processo di trasporto dell'energia di eccitazione dal solvente al soluto ($\simeq 65\%$) e infine dall'efficienza

quantistica di fluorescenza ($\simeq 80\%$). Per il composto PC+PPO(1.5 g/l) l'efficienza complessiva è del 5% circa e corrisponde ad una produzione di circa 10^4 fotoni per MeV. Si noti che la presenza del PPO ha l'effetto di aumentare l'efficienza quantistica di fluorescenza dal 40% (solo PC) al 80% e, benché nella miscela binaria va tenuta in conto l'efficienza di migrazione dell'energia dal solvente al soluto, il PPO ha uno spettro di emissione più adatto alla *Quantum Efficiency* dei fototubi usati in Borexino (figura 3.4).

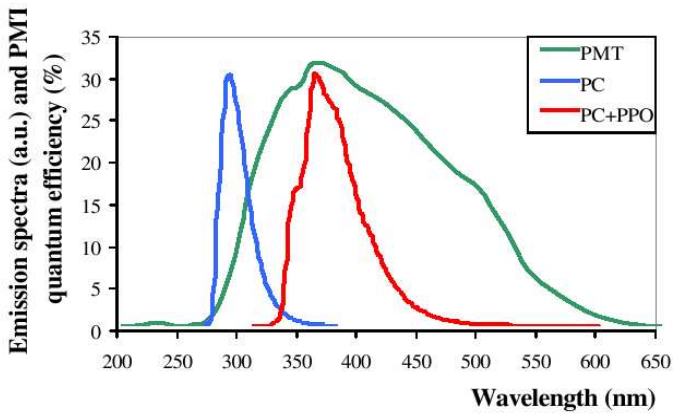

Figura 3.4: Spettro di emissione del PC e del PPO e andamento della *Quantun Efficiency* dei tubi fotomoltiplicatori per Borexino.

Il processo di trasferimento dell'energia di eccitazione alle molecole di PPO fanno aumentare il tempo di decadimento dello scintillatore da $1.6ns$ a $3.5ns$. Le molecole di PPO possono riassorbire i fotoni prodotti con una lunghezza di assorbimento di circa $5m$ per lunghezze d'onda in cui la curva di emissione raggiunge il massimo valore ($\simeq 400\ nm$). Infine il fattore di quenching α per il composto dipende dall'energia ed ha un andamento dato da [24]:

$$Q(E) = 20.3 - 1.3E(MeV) \tag{3.5}$$

A causa del quenching, ad un evento α della catena del ^{238}U o del ^{232}Th, che ha energie nell'intervallo tra 4 e 9 MeV, corrisponde una quantità di luce di scintillazione tipica di un evento β di energia dell'ordine di alcune centinaia di keV e dunque all'interno della neutrino window (250-660 keV) definita nel precedente capitolo. Tuttavia la distribuzione temporale del segnale di scintillazione è diversa nei due casi e questo permette comunque la possibilità di distinguere gli eventi α attraverso l'analisi della forma dell'impulso con un'efficienza maggiore del 90%.

3.2.3 Distribuzione temporale del segnale di scintillazione

L'evoluzione temporale per lo spettro di scintillazione del composto PC+PPO può essere descritto da una somma di esponenziali:

$$S(t) = \sum_{i=1}^{N} \frac{q_i}{\tau_i} e^{-\frac{t}{\tau_i}} \tag{3.6}$$

Misure in laboratorio hanno verificato che per descrivere il segnale dovuto a radiazione β sono necessari 3 termini mentre per descrivere l'emissione dovuta al passaggio di una particella α sono necessari 4 termini. Nella tabella 3.1 sono riassunti i valori dei parametri che meglio interpolano le curve di scintillazione trovate sperimentalmente per la miscela usata in Borexino.

	τ_1	τ_2	τ_3	τ_4	q_1	q_2	q_3	q_4
β	3.57	17.61	59.5	-	0.895	0.063	0.042	-
α	3.25	13.49	59.95	279.1	0.630	0.178	0.119	0.073

Tabella 3.1: Parametri per la descrizione del segnale di scintillazione per la miscela binaria PC+PPO(1.5) nel caso di radiazione α e β nella descrizione di sommatoria di esponenziali [23]. Le costanti di tempo sono espresse in ns.

La differenza tra i segnali di scintillazione può essere usata per la discriminazione α/β (figura 3.5) ad esempio attraverso il calcolo del rapporto tra l'integrale della coda (definita con un'opportuna soglia temporale) e l'integrale totale del segnale di scintillazione che è più elevato nel caso di eventi α.

3.2.4 Propagazione della luce nello scintillatore

Trasporto radiativo

La luce emessa dal PPO può essere riassorbita, dal PPO stesso oppure da PC, oppure può venire diffusa. Il processo di attenuazione dell'intensità luminosa durante l'attraversamento dello scintillatore può essere descritto in termini di lunghezza di attenuazione dipendente dalla lunghezza d'onda della luce trasmessa ($\Lambda(\lambda)$) attraverso la legge:

$$I(x, \lambda) = I_0 e^{-\frac{x}{\Lambda(\lambda)}} \tag{3.7}$$

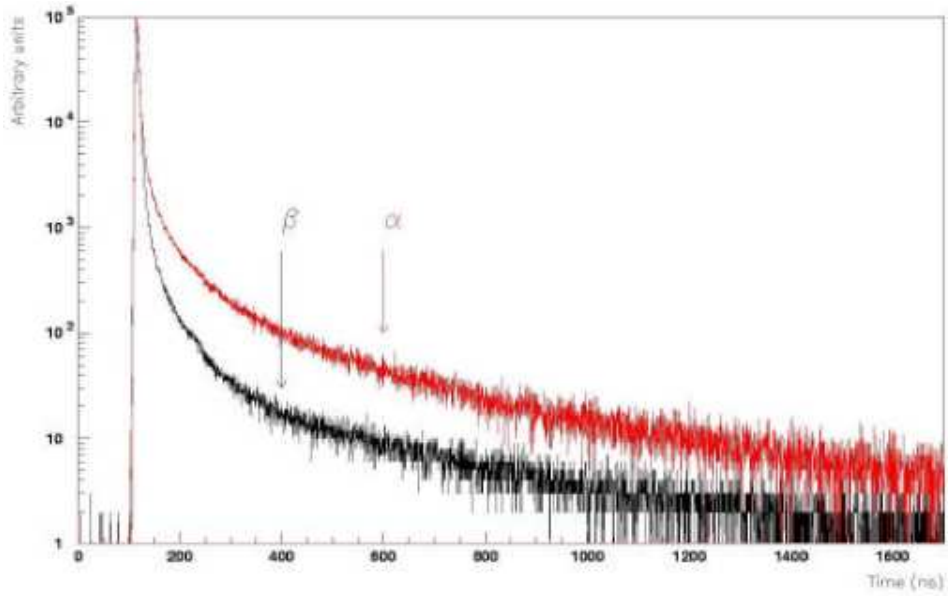

Figura 3.5: Distribuzione temporale della luce di scintillazione dovuta al passaggio di particelle α e β.

dove $I(x, \lambda)$ è l'intensità luminosa dopo che è stato attraversato uno spessore x di scintillatore e I_0 è l'intensià luminosa per $x = 0$. Spesso l'attenuazione dell'intensità luminosa è espressa in termini del coefficiente di attenuazione molare, legato alla lunghezza di attenuazione da:

$$\epsilon = \frac{ln(10)}{\Lambda c} \tag{3.8}$$

Il processo di assorbimento della luce, che talvolta viene indicato come *intrappolamento della luce*, è dovuto alla presenza di una sovrapposizione tra lo spettro di emissione e quello di assorbimento nel PPO e può avvenire più volte prima che la luce prodotta da un singolo evento di scintillazione lasci lo scintillatore stesso. In figura 3.6 sono illustrati gli spettri di assorbimento ed emissione per il PPO. La probabilità di riemissione è piuttosto alta ($\simeq$ 80%) [25] dunque la luce di fatto non viene persa. I processi di assorbimento e ri-emissione provocano un allungamento dei tempi di propagazione della luce e una deviazione dalla propagazione in linea retta che possono essere deleteri per la ricostruzione della posizione del vertice di interazione e per l'analisi dell'evoluzione temporale del segnale di scintillazione necessario per la discriminazione α/β. Tali processi inoltre comportano uno *spostamento verso il rosso* della luce trasmessa a causa del fatto che nel PPO lo spettro

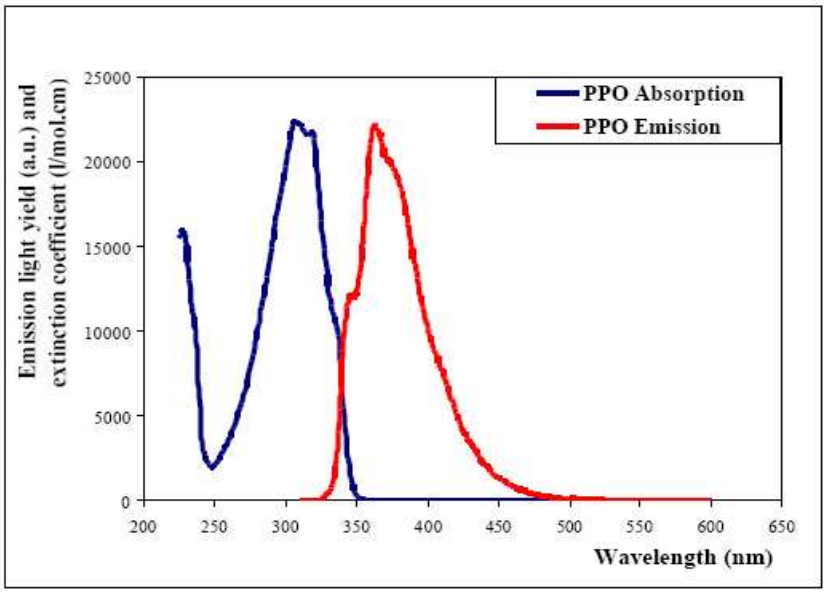

Figura 3.6: Spettro di assorbimento ed emissione per il PPO.

di emissione comprende lunghezze d'onda più grandi rispetto allo spettro di assorbimento.

Scattering elastico

L'analisi della lunghezza di attenuazione per il PC e per il composto binario PC+PPO (fig. 3.7) indica che la luce con lunghezza d'onda inferiore a $360nm$ interagisce principalmente col PPO, dando luogo al fenomeno di assorbimento, mentre a lunghezze d'onda superiori l'interazione principale è col PC. Dunque, il comportamento dello scintillatore in funzione della lunghezza d'onda, mostra l'esistenza di due regioni abbastanza ben distinte: nella prima ($\lambda < 375nm$) è dominante il processo di assorbimento e riemissione mentre per $\lambda > 375nm$ è dominante il processo di scattering. Per lunghezze d'onda più grandi di $320nm$ la lunghezza di attenuazione diminuisce considerevolmente con un andamento del tipo λ^{-4} caratteristico del processo di scattering alla *Rayleigh*. In questo processo la luce viene diffusa senza che la lunghezza d'onda venga modificata. Lo scattering alla Rayleigh è dovuto alla formazione di dipoli molecolari indotti dalla luce che attraversa il mezzo, l'oscillazione dei dipoli genera radiazione elettromagnetica con lunghezza d'onda uguale a quella della luce che ha indotto l'oscillazione del dipolo. La frazione di luce diffusa ad un angolo θ rispetto all'angolo di incidenza è data

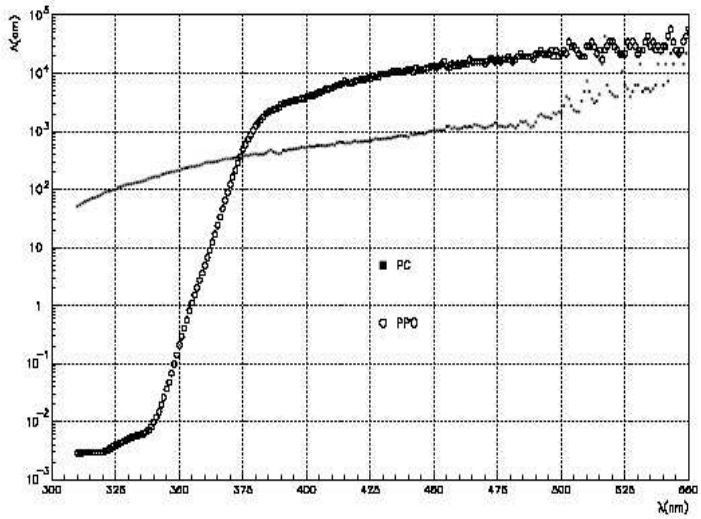

Figura 3.7: Andamento della lunghezza di assorbimento per il PC e per la miscela PC+PPO in funzione della lunghezza d'onda.

da:

$$\frac{I}{I_0} \propto \frac{1+\cos^2\theta}{\lambda^4} \tag{3.9}$$

I processi di assorbimento-riemissione e di scattering incidono sulle performances del rivelatore principalmente in due modi:

- provocano in generale una perdita di informazione sulla posizione del vertice di interazione: questo causa una maggior difficoltà nella ricostruzione della posizione dell'evento e provoca una perdita di informazione sull'evoluzione temporale del segnale di scintillazione (informazione determinante per la distinzione tra eventi α e β);

- il processo di assorbimento provoca una diminuzione della luce che arriva ai PMT: anche se come è già stato detto la frazione di luce assorbita che non viene riemessa è solo del 20% circa. La quantità di luce che viene effettivamente assorbita va continuamente monitorata per non introdurre effetti sistematici nella ricostruzione dell'energia.

La lunghezza di interazione, nella quale viene tenuto in conto sia il processo di scattering che il processo di assorbimento, di uno scintillatore può cambiare nel tempo. Lo scenario fin qui descritto, infatti, prevede che lo scintillatore sia ideale e composto solo da PC e PPO senza impurità di alcun genere;

tuttavia non vanno dimenticate le impurità solubili, che possono provocare una diminuzione della lunghezza di attenuazione, quindi una generale perdita di luce, e le impurità parzialmente insolubili che possono diventare dei centri di diffusione della luce. È fondamentale monitorare le caratteristiche ottiche dello scintillatore perché il contatto protratto nel tempo con l'acciaio della SSS, l'alluminio o il μ-metal può introdurre nuove impurezze che possono modificare la risposta in luce del rivelatore.

La variazione della trasparenza del laser può essere dovuta anche alla possibile instabilità chimica dello scintillatore e del liquido di buffer. Un caso esemplare, in questo senso, è costituito dall'esperimento CHOOZ. Nel caso di CHOOZ la miscela scintillante era inizialmente costituita da una soluzione di paraffina drogata con Gadolinio (0.09%): dopo il primo riempimento la trasparenza dello scintillatore si è abbassata molto velocemente tanto che dopo soli quattro mesi [27] si è dovuto procedere alla sostituzione della miscela. La causa principale del deterioramento delle qualità ottiche è da ricercarsi nell'instabilità chimica del Gd a contatto con materiali metallici. Il rivelatore è stato riempito nuovamente nel Marzo del 1997 con una miscela di scintillatore leggermente modificata e avendo cura di coprire tutte le parti metalliche con cui veniva in contatto lo scintillatore con Teflon. Dopo queste modifiche la collaborazione di CHOOZ quantifica la "vita media" del proprio scintillatore in circa 750 giorni.

La collaborazione di Borexino ha effettuato numerosi test per studiare la stabilità dello scintillatore a contatto con materiali metallici. A seguito di tali test è stato deciso di passivare tutti i componenti in acciaio coi quali lo Pseudocumene viene a contatto. Dunque, non solo la SSS ma anche tutte le tubature dell'impianto di riempimento, così come i componenti metallici dei sistemi di purificazione sono stati passivati. Test di laboratorio hanno dimostrato che le proprietà ottiche dello scintillatore non variano apprezzabilmente quando questo si trova a contatto di metalli passivati. Ciononostante è comunque necessario avere a disposizione dei sistemi che permettano di controllare con regolarità eventuali cambiamenti delle proprietà ottiche dello scintillatore.

3.3 Sistemi per il controllo delle proprietà ottiche dello scintillatore

In questa sezione vengono introdotti i due sistemi per il controllo delle proprietà ottiche dello scintillatore. Il primo, detto "interno", si basa sull'inserimento di una sorgente di luce all'interno dell'inner vessel e serve per stimolare

lo scintillatore attraverso un segnale luminoso per studiarne i meccanismi di scintillazione. Il secondo, detto "esterno", serve a controllare la trasparenza del liquido di scintillazione e del buffer facendo passare della luce emessa da sorgenti che si trovano sulla SSS attraverso i due liquidi.

3.3.1 Sistema di laser "interno" per il controllo della trasparenza dello scintillatore

Il sistema di laser interno ha come scopo principale lo studio della luce emessa dallo scintillatore dopo che le molecole di quest'ultimo sono state eccitate da fotoni che giacciono nella regione dell'ultravioletto. In questa regione possono essere distinte due zone di lunghezza d'onda nelle quali la miscela scintillante si comporta in modo diverso: nella prima, caratterizzata da lunghezze d'onda dell'ordine di 350 nm, il solvente è trasparente e i fotoni eccitano direttamente le molecole di soluto, nella seconda, caratterizzata da lunghezza d'onda di circa 270 nm, invece la luce viene assorbita dal solvente e l'emissione di luce da parte della miscela avviene in seguito al trasferimento dell'energia dal solvente al soluto.

Nel primo caso il tempo di decadimento è quello del primo stato eccitato del soluto mentre nel secondo caso vanno tenuti in considerazione i processi di eccitazione dello stato di singoletto del solvente, la migrazione dell'energia al soluto e il decadimento della molecola di soluto e pertanto in questo caso il tempo di decadimento è simile a quello associato alla componente veloce del segnale di scintillazione che si ha nel caso di eccitazione dovuta al passaggio di particelle cariche.

Caratteristiche tecniche

Il sistema di controllo interno è composto fondamentalmente da tre componenti:

- il dispositivo laser e l'ottica ad esso associata;
- le fibre per la trasmissione della luce;
- il sistema di inserimento all'interno della SSS e la terminazione del sistema.

La terminazione del sistema viene inserita all'interno dell'inner vessel col sistema di inserimento illustrato in figura 3.8. Per questo tipo di misure verranno utilizzati due tipi di laser a lunghezza d'onda 355 nm (studio dell'assorbimento diretto da parte del soluto) e 266 nm (studio dell'assorbimento

Proprietà	NanoUV 266	NanoUV 355
Lunghezza d'onda	266 nm	355 nm
Larghezza picco	0.43 ns	0.43 ns
Potenza di picco	2.75 mW	2.80 mW
Tasso di ripetizione	7.1 kHz	11.5 kHz

Tabella 3.2: Proprietà tecniche dei laser.

del PC e successivo trasferimento dell'energia al soluto). Nella tabella 3.2 sono riassunte alcune proprietà dei due dispositivi. Il laser 266 potrà anche essere utilizzato per effettuare una calibrazione della ricostruzione della posizione e per effettuare degli studi sull'uniformità della ricostruzione in energia visto che la luce che verrà riemessa dallo scintillatore stimolato avrà la stessa distribuzione temporale della luce emessa in seguito al passaggio di una particella carica ad eccezione della componente lenta. Il laser 355 invece verrà utilizzato fondamentalmente per studi sulle proprietà di assorbimento e ri-emissione da parte di molecole di PPO e più in generale per valutare la stabilità della risposta dello scintillatore.

Le fibre ottiche che portano la luce dal dispositivo laser alla terminazione sono state scelte affinché introducano la minor dispersione temporale possibile, in particolare il diametro del *core* della fibra è pari a 50 μm e la dispersione temporale stimata per una fibra di questo diametro lunga 20 m e di 1.4 ns.

La sorgente di luce all'interno dell'inner vessel deve garantire una buona omogeneità nella distribuzione della luce[2] e per questo è stato progettata la terminazione illustrata in figura 3.8.

La luce viene inviata all'interno di una sfera di quarzo (diametro=2 cm), nella quale è presente anche un filtro per attenuare componenti di luce con lunghezza d'onda superiore. Dunque la fibra illumina la sfera che garantice una buona uniformità di illuminazione che viene poi assorbita dallo scintillatore. Sono state valutate le potenzialità del sistema di laser interno eseguendo misure su un protototipo del sistema stesso [24] su un campione di miscela scintillante monitorato da due fototubi, in particolare si è verificato che:

- la dispersione temporale introdotta dalla fibra può essere quantificata

[2] Anche se i fotoni da 266 nm vengono assorbiti dal PC in soli 10 μm bisogna evitare che i fotoni che vengono riemessi dallo scintillatore vengano ostacolati dalla terminazione della fibra stessa che di fatto creerebbe un cono d'ombra ostacolando i fotoni che si propagano verso l'alto.

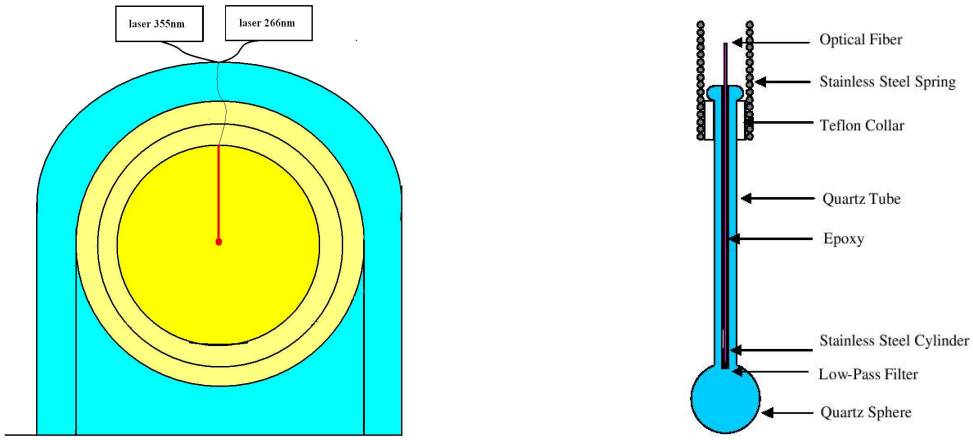

Figura 3.8: Schema dell'inserzione della sorgente interna nell'inner vessel (sinistra) e schema della terminazione del sistema di laser interno per il controllo dello scintillatore (destra).

in $\frac{0.8\ ns}{10\ m}$ e dunque si potrà avere una buona risoluzione sullo studio del segnale di scintillazione;

- il tempo di decadimento dello scintillatore stimolato col laser 355 misurato è quello del PPO ($\tau \simeq 1.6\ ns$);

- il tempo di decadimento dello scintillatore stimolato col laser 266 è lo stesso della componente veloce del segnale di scintillazione causato dal passaggio di una particella β ($\tau \simeq 3.5\ ns$)

3.3.2 Caratteristiche del sistema laser per il controllo della trasparenza

Per il sistema di controllo della trasparenza viene utilizzato lo stesso dispositivo laser usato per l'allineamento in tempo dei fototubi ($\lambda = 394\ nm$). Uno specchio motorizzato interno alla scatola del laser permette di inviare la luce al sistema di timing o al sistema di controllo della trasparenza (figura 3.9).

Sono state studiate due configurazioni per i fasci di luce: quella radiale e quella obliqua (vedi figura 3.10). I fasci di luce radiale verranno utilizzati per monitorare la parte attiva del rivelatore mentre quelli obliqui attraversano solo il liquido di buffer e permetteranno di monitorare la parte passiva. La luce viene inviata alla SSS da un sistema di fibre ottiche in 31 posizioni diverse: 12 ottimizzate per inviare un fascio di luce radiale e 19 per inviare un fascio di luce obliquo.

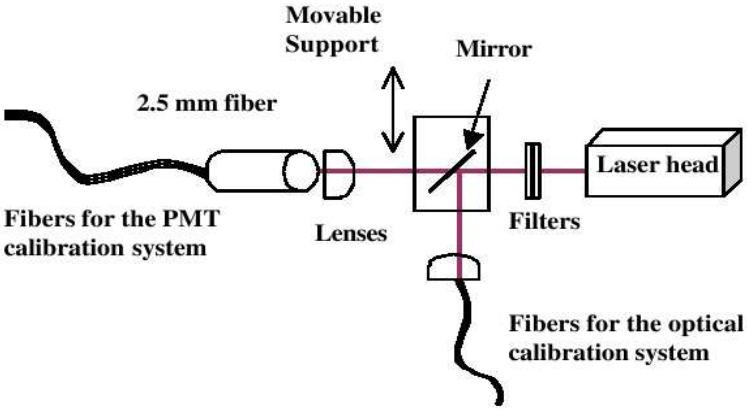

Figura 3.9: Schema del dispositivo laser e del sistema di accoppiamento ottico. La luce proveniente dal laser può essere indirizzata sia verso le fibre di timing sia verso le fibre del sistema di controllo della trasparenza ruotando lo specchietto. Il movimento dello specchio è regolato da un motorino elettrico.

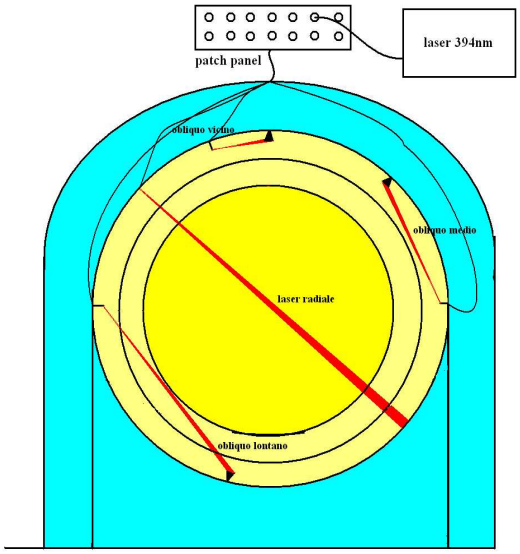

Figura 3.10: Schema del sistema per il controllo della trasparenza dello scintillatore e del liquido di buffer. É illustrato un esempio di fibra radiale e tre esempi di configurazione obliqua.

Alla lunghezza d'onda della luce emessa corrisponde una lunghezza di attenuazione dell'ordine della decina di metri e la probabilità di assorbimento da parte del PPO è molto bassa mentre l'efficienza quantistica dei fototubi è del 30.5%. In questa condizione è possibile studiare il fenomeno di scattering da parte dello scintillatore.

Oltre a questa sorgente sarà possibile utilizzare un laser che emette con lunghezza d'onda di 355 nm (Laser NanoUV355[3]): questa lunghezza d'onda giace nello spettro di assorbimento del PPO e dunque con essa sará possibile monitorare solo il PC del buffer per il quale la lunghezza di scattering a 355 nm e di 2.5 m circa mentre l'efficienza quantistica dei PMT in questo caso é pari a 28.9%. Gli studi effettuati durante questo lavoro di tesi e presentati nei prossimi capitoli si riferiscono solo al laser con $\lambda = 394$ nm.

La luce emessa dal laser viene accoppiata attraverso una lente ad una fibra ottica che la invia ad un pannello (*patch panel*) dal quale è possibile connettere manualmente il laser alle 31 fibre in quarzo rivestite di PVC nero che si inseriscono nella SSS. Sia le fibre radiali che vanno dal pannello alla SSS che quelle per monitorare il solo liquido di buffer sono lunghe 40 metri e hanno un diametro di 300 μm. Il laser e il pannello di selezione delle fibre sono montati sopra la water tank, il laser in particolare è inserito all'interno di una scatola in acciaio inossidabile a prova di luce e montato sopra un piano antivibrazione.

Fibre radiali

Per le 12 fibre radiali la luce viene inviata nella sfera attraverso dei *feed throughs* (figura 3.11). I *feed throughs* oltre ad immettere la luce nella sfera funzionano anche da collimatori. La luce dunque attraversa 8.5 m di scintillatore dell'inner vessel e 4.8 m di liquido di buffer. I fasci radiali non puntano direttamente ad un PMT poiché non è presente un PMT nel punto diametralmente opposto a quello di inserimento della fibra ma solo in prossimità di esso. I fototubi che si trovano di fronte al punto di emissione della luce riceveranno la luce trasmessa dallo scintillatore e dal liquido di buffer e la luce che viene diffusa nella direzione di propagazione della luce stessa mentre i PMT che si trovano in prossimità del feed-throughs riceveranno la luce che ha subito il processo di *back-scattering* si anticipa che un possibile metodo per valutare eventuali variazioni della lunghezza di scattering da parte del mezzo attraversato è misurare la carica raccolta dai PMT in prossimità della sorgente.

[3]Durante l'ultimo Air Run è stato riscontrato il non funzionamento di quest'ultima sorgente laser ma è già stato commissionato l'acquisto di un nuovo dispositivo.

Figura 3.11: Prototipo del feed through usato per i fasci di luce laser radiali. La fibra entra da destra mentre la parte a sinistra è all'interno della sfera e da esse viene emessa la luce: in questo prototipo la parte bianca interna alla sfera è in teflon mentre in quelli effettivamente montati è in acciaio elettro-pulito.

Fibre oblique

Le 19 fibre per il buffer entrano all'interno della sfera sempre attraverso un feed through il quale serve a immettere la fibra all'interno della sfera. Le fibre per il sistema di controllo del liquido di buffer sono più lunghe di un metro rispetto a quelle del sistema radiale e misurano anch'esse 300 μm di diametro: la parte interna della fibra è orientata verso un PMT bersaglio attraverso un sistema di puntamento a due gradi di libertà (figura 3.12) montato su un supporto tubolare lungo 45 cm. É necessario separare il punto di emissione della luce dalla superficie della sfera perché altrimenti la luce verrebbe ostacolata dalla presenza degli altri PMT.

Come spiegato nel precedente capitolo, 1800 dei 2214 PMT del rivelatore interno sono dotati di coni per massimizzare l'efficienza nella raccolta di luce proveniente dall'inner vessel: tali coni impediscono alla luce proveniente direttamente dal buffer di arrivare al fotocatodo di conseguenza il fascio di luce usato per monitorare il buffer deve essere indirizzato verso i PMT sprovvisti di cono. I fasci di luce obliqua quindi puntano ad un PMT bersaglio ben determinato, a differenza delle fibre radiali che non hanno un bersaglio preciso. I requisiti a cui deve soddisfare il sistema di laser obliqui possono essere così riassunti:

- il fascio di luce non deve attraversare l'inner vessel e non deve essere bloccato dai coni concentratori di luce;

Figura 3.12: Sistema di puntamento montato all'interno della SSS circondato da quattro tubi fotomoltiplicatori, in particolare quello in alto a sinistra nella foto è sprovvisto di concentratore di luce che è invece presente negli altri tre.

- il PMT bersaglio deve essere sprovvisto di concentratore di luce;
- il sistema deve poter permettere di analizzare l'attenuazione della luce su diverse distanze e pertanto sono state disposte molteplici configurazioni con differenti distanze tra la sorgente di luce e il PMT bersaglio;
- per avere ridondanza di informazioni, per una fissata distanza PMT/target ci sono più fasci di luce in modo tale da poter monitorare l'attenuazione della luce indipendentemente dall'efficienza quantistica del PMT bersaglio e dall'efficienza nella trasmissione della luce delle fibre;
- per incrementare la sensibilità alla luce diretta il contributo della luce diffusa deve essere minimizzato: per ottenere questo il fascio di luce è collimato e focalizzato in modo tale da investire tutta la superficie del fotocatodo del PMT bersaglio.

In particolare per coprire l'intero fotocatodo è stato progettato un sistema (figura 3.13) dotato di una lente e un *pin-hole* studiato per dare un apertura angolare al fascio di luce e collimarlo; il sistema di collimazione è stato calibrato in funzione della distanza sorgente PMT bersaglio [24]. Nella tabella 3.3 sono indicate le distanze sorgente-bersaglio e l'apertura angolare del fascio di luce delle 19 fibre identificate dal numero presente sul pannello per la selezione manuale[4]. Nel capitolo 5 sono illustrati i dati riferiti ad eventi di

[4]Nel seguito si farà sempre riferimento ad una particolare fibra indicando il tipo di fibra

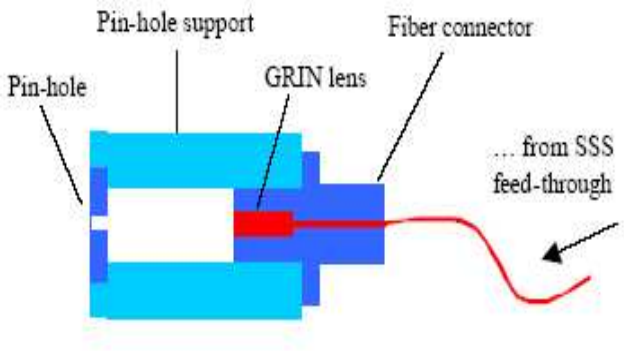

Figura 3.13: Terminazione della fibra e sistema di focalizzazione.

N^o fibra	Distanza (cm)	Angolo di apertura (^{o})
1, 5, 13, 15	788	2.0
3, 4, 12, 16	575	2.5
2, 6, 14, 17	414	3.2
8, 11	290	4.4
18, 19	249	5.0
7, 9, 10	204	6.0

Tabella 3.3: Distanza tra la sorgente e il target e angolo di apertura del fascio per le 19 fibre oblique. Il numero riportato è il numero che contraddistingue la fibra sul pannello di selezione manuale.

laser del sistema per monitorare la trasparenza del PC raccolti durante l'Air Run eseguito dal 29 Marzo al 7 Aprile 2006.

(radiale o obliqua) e il numero che compare sul patch panel (1-12 per le fibre radiali e 1-19 per quelle oblique) che la contraddistingue.

Capitolo 4

Simulazioni e ricostruzioni

Il sistema di acquisizione dati produce i cosiddetti *rawdata* files che contengono, per ogni evento, le informazioni così come vengono registrate dall'elettronica digitale dei vari sottosistemi del rivelatore. Prima di procedere con le analisi di fisica è necessario processare *offline* i dati e calcolare le grandezze fisiche di interesse. In questo processo vengono ricostruite le grandezze fondamentali dell'evento come la posizione nel rivelatore, l'energia e la natura della particella ionizzante che lo ha generato. Il calcolo delle quantità fisiche di interesse per l'analisi dei dati viene effettuato da un programma molto articolato denominato *Echidna* che sarà descritto in questo capitolo dando particolare risalto ai moduli che hanno interessato questo lavoro di tesi: verrà illustrato il funzionamento di due moduli di calibrazione, verrà poi descritta la logica che sta alla base dei moduli di ricostruzione della posizione e dell'energia degli eventi e verranno presentati dei test eseguiti su questi moduli durante questo lavoro di tesi usando i dati generati con GEANT4. Nell' ultima sezione viene descritto il codice GEANT4 per la simulazione di eventi adattato alla geometria di Borexino.

4.1 Il codice di ricostruzione dati Echidna

4.1.1 Generalità

I passaggi logici che effettua il programma di ricostruzione a partire dai *rawdata* sono:

1. calcolo dei parametri di elettronica e decodifica (*decoding*) dei *rawdata* provenienti da ogni parte del rivelatore (rivelatore interno, rivelatore di muoni): in funzione dei parametri di elettronica devono essere calcolati la carica associata ad ogni PMT colpito e il tempo al quale ogni PMT

colpito ha dato segnale rispetto ad un riferimento temporale assoluto. Le informazioni sulla carica e sul tempo registrato da ogni canale di elettronica sono indispensabili per tutte le analisi successive.

2. Il passo successivo consiste nel riconoscere all'interno della finestra temporale di acquisizione corrispondente ad un trigger, l'inizio e la fine del segnale fisico. Si ricorda infatti che la finestra di trigger è lunga 6.5 μs ed è molto probabile che contenga molti segnali dovuti al dark-noise dei PMT. Inoltre viene valutata l'eventualià che all'interno di una stessa finestra di trigger siano registrati due eventi distinti che devono essere individuati e risolti. Per definire un evento di fisica prima viene valutato il rumore medio all'interno della finestra di trigger; l'inizio di un possibile evento di fisica si ha quando in 16 ns il numero di hit supera di 3σ il rumore elettronico; se in più si ha che nei primi 48 ns a partire dal punto di inizio dell'evento almeno 20 PMT vengono colpiti allora viene definito un evento di fisica. In figura 4.1 viene illustrato una finestra di trigger nella quale sono presenti due eventi di fisica (un doppio impulso laser). Dopo questa prima selezione ne avviene una più fine all'interno

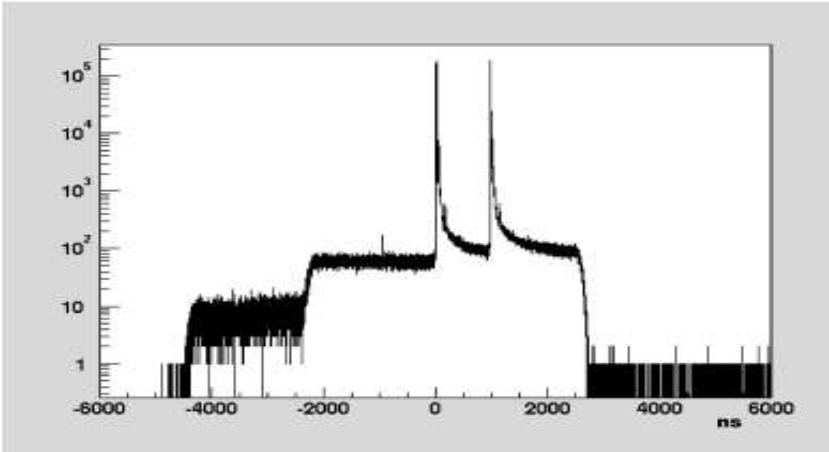

Figura 4.1: Una finestra di trigger nella quale sono presenti due eventi di fisica distinti (doppio impulso di laser).

dell'evento di fisica appena definito per distinguere eventi sovrapposti (*splitting*).

3. Dopo aver definito gli eventi riconducibili all'interazione di una particella nel rivelatore, si procede con la ricerca della posizione del vertice di interazione dell'evento sfruttando le informazioni del tempo, ed eventualmente della carica, associate ai PMT colpiti. Per ogni evento viene

ricostruita l'energia della particella ionizzante che ha generato luce di scintillazione.

4. Viene eseguita una analisi ad un livello superiore per determinare la natura della particella che ha interagito con il rivelatore (discriminazione α/β). Per far questo è necessario conoscere l'evoluzione temporale del segnale di scintillazione e i tempi di raccolta della luce da parte dei PMT devono essere corretti tenendo in considerazione il tempo di volo dei fotoni nel rivelatore in accordo con la posizione dell'evento ricostruita.

Inoltre il codice di ricostruzione deve essere in grado di effettuare delle calibrazioni: in questo ambito rientra il calcolo di alcuni parametri fondamentali del rivelatore quali la risposta dei singoli canali in carica e in tempo, la valutazione del tasso di Dark-noise dei PMT, parametri di trasparenza dello scintillatore e dell'acqua del rivelatore esterno e valutazioni generali sullo stato dell'elettronica ed eventuali *cross-check* sui parametri calcolati durante le precalibrazioni.

L'elenco qui presentato non è da considerarsi esaustivo. Maggiori dettagli sul codice per la ricostruzione dell'energia e della posizione verranno illustrati nella sezione 4.2. In particolare verranno descritti i moduli che hanno riguardato direttamente questo lavoro di tesi.

4.1.2 Principi generali del progetto

I principi guida del codice di ricostruzione dati sono:

- **Modularità**: gli algoritmi fisici sono organizzati in moduli che vengono fatti girare da un *framework engine*. Il framework e le routines ausiliarie costituiscono l'*infrastruttura* di Echidna. Ci sono tre tipi di modulo: quelli che si occupano della lettura dei *rawdata* e della scrittura dei risultati, i moduli di calibrazione che calcolano fattori di conversione per ottenere le informazioni in carica e tempo e valutano la stabilità del rivelatore e moduli ordinari che processano l'evento al fine di ottenere parametri di interesse fisico. I dati relativi ad ogni evento di trigger vengono organizzati in funzione della parte del rivelatore che lo ha registrato (Rivelatore interno, rivelatore di muoni...) e in funzione del grado di rielaborazione che ha subito (decodifica, individuazione di eventi di fisica ecc.)

- **Protezione dei dati**: ad ogni modulo è assegnata un'area di memoria della quale è responsabile; un modulo non può scrivere al di fuori di quest'area e ogni eventuale tentativo di scrivere fuori dall'area assegnata rende il modulo non compilabile;

- **Utilizzo di ROOT**: la collaborazione di Borexino ha scelto ROOT come piattaforma ufficiale per l'analisi dati, di conseguenza Echidna da in output dei ROOT file standard. I dati sono organizzati in un *ROOTtree* in cui viene ripresentata la struttura basata sulla sezione del rivelatore a cui è associato l'evento e il grado di elaborazione (presente evento per evento in Echidna) per tutti gli eventi del Run.

- **Utilizzo di un Database**: le informazioni rilevanti per il programma sono contenute in un Database che contiene informazioni riguardanti la geometria del rivelatore (ad esempio la posizione dei PMT, il raggio della SSS, il raggio del catodo dei fototubi, se un dato fototubo ha o no il cono concentratore di luce ecc..), informazioni necessarie per la ricostruzione della posizione (l'evoluto temporale di un segnale di scintillazione) e informazioni su parametri di elettronica necessari per la decodifica dei dati e altro ancora. Il Database è accessibile da Echidna sia in lettura che in scrittura (per esempio vengono scritti direttamente da Echidna le costanti di calibrazione caratteristiche di un certo Run di acquisizione dati).

- **Utilizzo di un unico linguaggio**: per avere un programma che fosse il più robusto possibile la collaborazione di Borexino ha scelto di utilizzare un unico linguaggio di programmazione, il C++, dato che questo è anche il linguaggio di programmazione utilizzato dall'interprete di ROOT.

- **Filosofia *Object-Oriented***: questa filosofia di programmazione viene incontro alle esigenze di modularità e di protezione dei dati.

- ***Network oriented***: il programma accede al Database e ai *rawdata* file tramite il protocollo TCP/IP mentre gira: le informazioni dal Database vengono prese da un server mentre i *rawdata* sono raccolti su disco dedicato e sono accessibili da Echidna per essere processati. Sia il DB server che il disco di stoccaggio si trovano ai laboratori del Gran Sasso.

L'interfaccia di Echidna con l'utente coinvolge i concetti di configurazione e di messaggistica.

Alcune caratteristiche dei moduli sono personalizzabili dall'utente. Ogni modulo ha un parametro `enable` per poter essere abilitato (`enable=1`) o disabilitato (`enable=0`), mentre in alcuni moduli l'utente può scegliere dei parametri come soglie, indici di rifrazione e costanti di normalizzazione. Ogni parametro ha un valore di default definito in un file (`echidna.cfg`) mentre i cambiamenti desiderati dall'utente vanno definiti nel file `user.cfg` e vengono sovrascritti ai valori di default.

In generale i moduli danno in output dei messaggi gestiti dalla classe `bx_message`. È definita una scala gerarchica di criticità del messaggio (`debug`, `log`, `info`, `warn`, `error`, `critic`). Nel caso venga prodotto un messaggio `critic` il gestore dei messaggi termina l'esecuzione del programma.

4.1.3 Moduli per la calibrazione dei PMT

All'interno di Echidna sono presenti due moduli progettati per effettuare l'allineamento in tempo e in carica dei PMT e dei canali di elettronica ad essi corrispondenti che sfruttano le informazioni ricavate dal sistema di laser di timing descritto nel capitolo precedente.

Allineamento in tempo

I canali di elettronica vengono allineati utilizzando un impulsatore che invia un segnale sincrono a tutti i canali; ciononostante è indispensabile poter allineare l'intero sistema PMT-canale perché il tempo che intercorre tra l'emissione del fotoelettrone al catodo e la raccolta della carica all'anodo può non essere uguale per tutti i PMT. È necessario quindi conoscere la differenza del tempo di risposta di ogni PMT illuminato con una sorgente di luce rispetto ad un riferimento temporale uguale per tutti i canali di elettronica. Per far questo si sfrutta il sistema di laser e fibre ottiche descritto nella sezione 3.2 che permette di illuminare in modo sincrono tutti i fototubi.

Il modulo che effettua l'allineamento in tempo riempie, per ogni canale associato ad un PMT, un istogramma contenente il tempo in cui il canale ha dato segnale. Il tempo rappresentato nel grafico della distribuzione temporale (figura 4.2 sinistra) è il tempo per il quale un canale di elettronica registra un segnale calcolato rispetto ad un tempo di riferimento dato dalla scheda di trigger che comanda il laser 394. La scheda di trigger, oltre a inviare un segnale al laser, invia un segnale a sei canali di elettronica non associati ad alcun PMT, questi sono i canali di riferimento del laser[1]; il tempo di riferimento del laser ($laser_time$) viene determinato dalla media dei tempi registrati da questi sei canali. Quindi evento per evento viene definito il $laser_time$ (che è uguale, a meno di una costante, al tempo in cui il laser ha emesso il segnale luminoso) e rispetto a questo riferimento sono calcolati i tempi per cui i canali associati ai PMT raccolgono carica. Il tempo rappresentato per ogni canale è uguale a:

$$t_i = time_PMT_i - laser_time + cost_i, \tag{4.1}$$

[1]Esistono anche 12 canali di riferimento del trigger non associati ad alcun PMT: per ogni evento di trigger (indipendentemente dal tipo di trigger) la BTB invia un segnale a tali canali di elettronica.

dove con $time_PMT_i$ è il tempo al quale il PMT $i-esimo$ ha registrato un segnale: per ogni evento, quindi, t_i è uguale, a meno di una costante che dipende da fattori uguali per tutti i PMT (lunghezza delle fibre ottiche e cavi che collegano le varie componenti *hardware*) e un termine caratteristico di ogni singolo PMT, che a sua volta può dipendere dal tempo necessario alla carica per andare dal catodo all'anodo. Come già detto, viene generato un profilo temporale per ogni canale e inserito in un istogramma bidimensionale. L'istogramma viene riempito per tutti gli eventi di calibrazione col laser di timing. Quando tutti gli eventi di calibrazione sono stati inseriti nell'istogramma si ottiene una distribuzione simile a quella di figura 4.2 a destra. Per eseguire l'allineamento è necessario conoscere la posizione del picco della

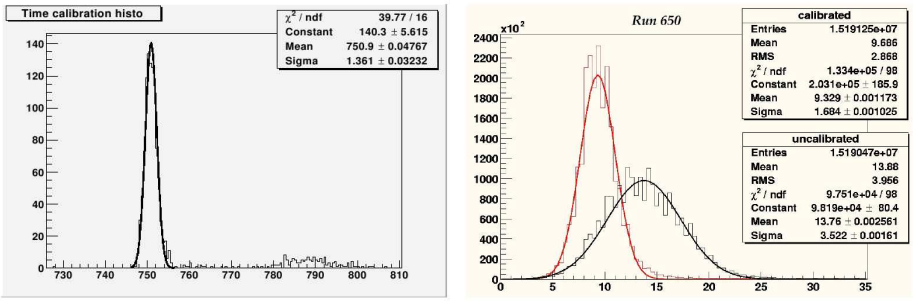

Figura 4.2: Distribuzione temporale degli hit per un singolo canale (sinistra) e per tutti i canali (destra). Nella distribuzione per tutti i canali è illustrata la distribuzione prima e dopo l'equalizzazione temporale. Si noti in particolare che la σ della distribuzione temporale che si trova dopo l'allineamento ($\simeq 1.7$ ns) è dovuta esclusivamente al *time-jitter* dei fototubi ($\simeq 1.3$ ns) e alla risoluzione temporale dell'elettronica (1 ns)

distribuzione temporale di ogni canale rispetto ad un tempo di riferimento. Il riferimento temporale univoco per tutti i PMT viene definito sommando le distribuzioni temporali di tutti i canali, il modulo cerca all'interno del profilo temporale di tutti i canali il picco più alto e il tempo associato a tale picco definisce il riferimento temporale richiesto per l'allineamento (*offset*). A questo punto il modulo, dopo aver valutato che la statistica degli hit registrati in totale per ogni singolo canale è sufficiente, calcola la costante di allineamento temporale effettuando un fit con una gaussiana del picco principale e prendendo la media di tale fit. La differenza tra il tempo di offset e la media trovata dal fit del singolo canale costituisce la costante di calibrazione temporale per il canale in questione. Tuttavia se la σ trovata nel fit del singolo canale è molto grande (> 10 ns) il canale viene considerato problematico quindi non viene inserita nel Database la sua costante di calibrazione e viene

dato un messaggio per avvertire l'utente. Il modulo, inoltre, controlla la costante di tempo calcolata nel precedente Run di calibrazione per il canale in questione e se si ha una variazione molto grande della costante di calibrazione viene dato un messaggio di *warn* e il canale viene considerato problematico.

Infine se almeno il 70% dei canali associati ai PMT non è problematico e se l'utente lo ha richiesto nella configurazione di Echidna, la tabella del Database viene aggiornata con le nuove costanti di calibrazione.

Calibrazione in carica

La calibrazione in carica sfrutta la possibilità di illuminare al livello del singolo fotoelettrone i PMT per calcolare, per ognuno di essi, il fattore di conversione tra canale digitale e fotoelettroni emessi al catodo.

In figura 4.3 è illustrata la popolazione dei canali ADC per un canale.

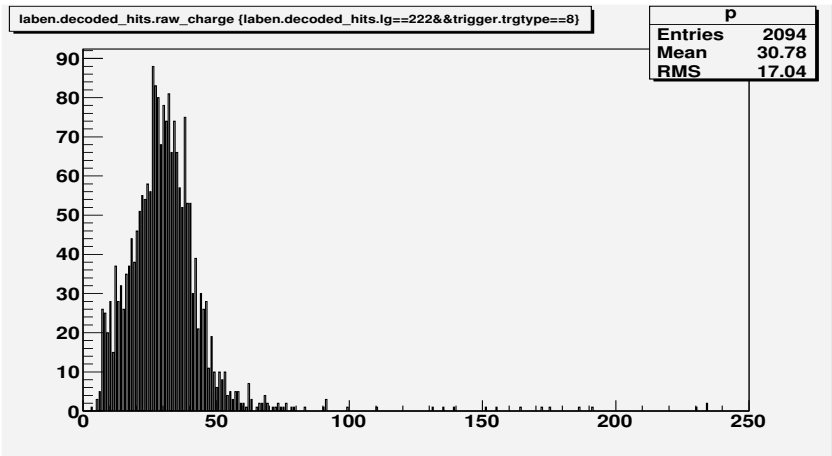

Figura 4.3: Popolazione dei canali ADC per il canale di elettronica 222 per un run di laser di timing effettuato durante l'air run di Marzo-Aprile 2006.

Il modulo dopo aver verificato che per ogni canale sia presente una sufficiente statistica interpola, canale per canale, la distribuzione del canale ADC con una gaussiana. Il valor medio del fit è il fattore di conversione ADC/fotoelettroni. Dopo un test sulla bontà del fit (verifica che $\sigma \in [3, 25)$), un test di consistenza interno (verifica che il fattore di conversione per quel canale sia compatibile con il fattore di conversione medio ottenuto dal fit dei segnali di tutti i canali) e un ulteriore verifica per quantificare la variazione del fattore di conversione rispetto all'ultimo Run di calibrazione, il modulo scrive nel Database il fattore di conversione trovato. La scrittura ancora una volta avviene se almeno il 70% dei canali associati a PMT non ha mostrato problemi rispetto ai test descritti.

4.2 Ricostruzione della posizione e dell'energia

In questo paragrafo viene descritta la logica dei moduli per la ricostruzione della posizione e dell'energia e vengono presentati alcuni test che sono stati effettuati su questi moduli.

4.2.1 Ricostruzione della posizione

La ricostruzione della posizione del vertice di interazione gioca un ruolo di primaria importanza poiché l'informazione sulla posizione dell'evento all'interno dell'*inner vessel* non solo permetterà di ridurre il contributo del fondo esterno attraverso la selezione e la reiezione degli eventi delle zone più esterne del volume attivo, ma fornirà anche informazioni necessarie per la discriminazione α/β e per la ricostruzione dell'energia. Sono stati implementati tre algoritmi di ricostruzione della posizione.

Il primo, che è usato per eseguire una ricerca preliminare della posizione del vertice di interazione, si basa sulla ricerca del baricentro di carica dei PMT colpiti da fotoni. Il baricentro di carica è definito come:

$$\overline{x} = \frac{b}{N_{hits}} \sum_{i=1}^{N_{hits}} \overline{P_i}[Q_i]\Big[\frac{1}{t_i + a}\Big] \tag{4.2}$$

Dove $\overline{P_i}$ è la posizione del PMT colpito, b è una costante di normalizzazione mentre i due termini tra parentesi quadre sono due pesi dipendenti dalla carica raccolta dal PMT colpito e dal tempo al quale è stato registrato il segnale.

Gli altri due algoritmi, scritti dal gruppo di Milano e dai gruppi di Genova e Dubna, hanno un approccio basato sul concetto della massima verosimiglianza. Nel Database di Borexino è presente la funzione che rappresenta l'evoluto temporale del segnale di scintillazione normalizzato o PDF (*Probability Distribution Function*) che rappresenta la probabilità di raccolta dei fotoni, in funzione del tempo, dopo che essi siano stati emessi dallo scintillatore e dopo che abbiano attraversato lo spessore di scintillatore per giungere ai PMT. La forma della PDF tiene anche in considerazione la dispersione temporale dovuta al *time-jitter* dei PMT. La funzione che viene minimizzata è data da:

$$f(t_0, x, y, z) = -\sum_{i=1}^{N_{hits}} \log\Big(pdf\Big(\frac{D_i}{c} - (t_i + t_0)\Big)\Big) \tag{4.3}$$

Quando si ha un evento di fisica riconducibile all'interazione di una particella nel volume sensibile del rivelatore, vengono registrati il tempo di arrivo dei

fotoni ai PMT rispetto al primo fotone rivelato. A questo punto il programma facendo delle ipotesi sulla posizione dell'evento calcola l'ipotetico tempo di emissione del fotone, conoscendo il tempo di arrivo e considerando il tempo di volo necessario al dato fotone per raggiungere il PMT che lo ha rivelato (D_i/c), e valuta attraverso la PDF la probabilità che il fotone sia emesso al tempo calcolato. Si calcola tale probabilità per tutti i fotoni raccolti e si valuta la probabilità di ottenere l'intero set di dati. Il programma, quindi, cerca la posizione che massimizza la probabilità di ottenere l'intero set di dati conformemente alla probabilità di emissione data dalla PDF.

Nell'algoritmo di Milano la PDF usata è stata ottenuta col codice di simulazione dati adattato alla geometria di Borexino, generando degli eventi β nel centro del rivelatore, mentre nell'algoritmo sviluppato dal gruppo di Genova e Dubna la PDF è analitica ed è rappresentata da un'emi-gaussiana con una coda esponenziale.

Test del codice di ricostruzione della posizione di Milano

Durante questo lavoro di tesi sono stati fatti dei test per analizzare la bontà del codice di ricostruzione della posizione. In particolare, per queste prime analisi, sono stati usati eventi α ad energia pari a 5590 keV, corrispondenti per numero di fotoni prodotti ad eventi β da 400 keV, generati col codice di simulazione GEANT4. Gli eventi sono stati simulati nel rivelatore in diverse posizioni (x, y, z) muovendosi lungo gli assi cartesiani con intervallo di un metro, partendo dalla posizione centrale (0,0,0) fino ± 4 metri di distanza dal centro. Nella tabella 4.1 sono illustrate alcuni dei risultati ottenuti.

x,y,z	$x \pm \sigma$	y$\pm\sigma$	$z \pm \sigma$	$R \pm \sigma$
3,0,0	3.1 ± 0.2	-0.3 ± 0.18	0.00 ± 0.19	3.1 ± 0.2
0,3,0	0.3 ± 0.2	3.0 ± 0.2	0.04 ± 0.19	3.1 ± 0.2
0,0,3	0.04 ± 0.18	0.00 ± 0.17	3.1 ± 0.19	3.1 ± 0.19
-3,0,0	-3.0 ± 0.2	0.32 ± 0.19	-0.1 ± 0.19	3.0 ± 0.2
0,-3,0	-0.2 ± 0.2	-3.0 ± 0.2	-0.06 ± 0.18	3.0 ± 0.2
0,0,-3	0.00 ± 0.19	-0.01 ± 0.17	-3.1 ± 0.24	3.1 ± 0.24

Tabella 4.1: Posizione ricostruita dall'algoritmo di Milano su eventi simulati. Nella prima colonna sono rappresentate le posizioni nominali delle simulazioni. I valori sono espressi in metri.

I risultati ottenuti in questa fase hanno evidenziato che muovendosi sul piano (x, y) del rivelatore veniva introdotto un errore sulla ricostruzione sia

della variabile x che della variabile y. È stato verificato che l'errore era compatibile con un'errata definizione, all'interno del codice di simulazione degli eventi, della geometria del rivelatore in particolare nell'assegnazione della posizione dei fototubi: questa errata assegnazione faceva sì che il sistema di riferimento "dei fototubi" venisse accidentalmente ruotato di circa 6° rispetto al sistema di riferimento rispetto al quale vengono generati gli eventi. Nella tabella 4.2 sono rappresentati due risultati della ricostruzione della posizione di eventi β da 400 keV simulati dopo la correzione.

x,y,z	$x \pm \sigma$	y$\pm\sigma$	$z \pm \sigma$	$R \pm \sigma$
4,0,0	4.1 ± 0.17	-0.02 ± 0.15	-0.02 ± 0.15	4.16 ± 0.17
3,0,0	3.1 ± 0.17	-0.02 ± 0.15	0.03 ± 0.15	3.1 ± 0.16

Tabella 4.2: Ricostruzione della posizione dopo la correzione del codice di simulazione. I valori sono espressi in metri.

Studio delle "code"

Sono stati eseguiti dei test su Run simulati contenenti un numero elevato di eventi (10000) al fine di valutare la risoluzione della ricostruzione della posizione. Nell'ipotesi che la distribuzione della posizione ricostruita per un gran numero di eventi sia di tipo gaussiano, vengono definiti eventi di coda gli eventi che distano per più di 3σ dal valor medio della gaussiana che meglio interpola i risultati trovati. È stato evidenziato che circa l'1% degli eventi generati lontani dal centro del rivelatore ($R \in [3m, 4m]$) venivano ricostruiti nella coda interna (venivano cioè spostati verso il centro del rivelatore) della distribuzione trovata (figura 4.4).

Lo spostamento verso il centro di eventi che si trovano in prossimità del vessel costituisce un problema per la reiezione del fondo esterno. È stato osservato che l'effetto diventa sempre piú accentuato man mano che ci si allontana dal centro del rivelatore. È stata osservata una correlazione tra il processo di minimizzazione della funzione di *likelihood*: infatti, come si può vedere nella figura 4.5, gli eventi per i quali la ricostruzione fallisce sottostimando il raggio, sono eventi caratterizzati da una likelihood più alta. L'algoritmo di Milano, nel processo di minimizzazione, partiva dalla posizione centrale del rivelatore (0,0,0) e l'effetto delle code era probabilmente dovuto al fatto che in alcuni casi il processo si bloccava in prossimità di un minimo relativo della funzione. Il codice è stato modificato affichè il processo di minimizzazione partisse dal valore trovato evento per evento dal codice basato sulla ricerca del baricentro di carica.

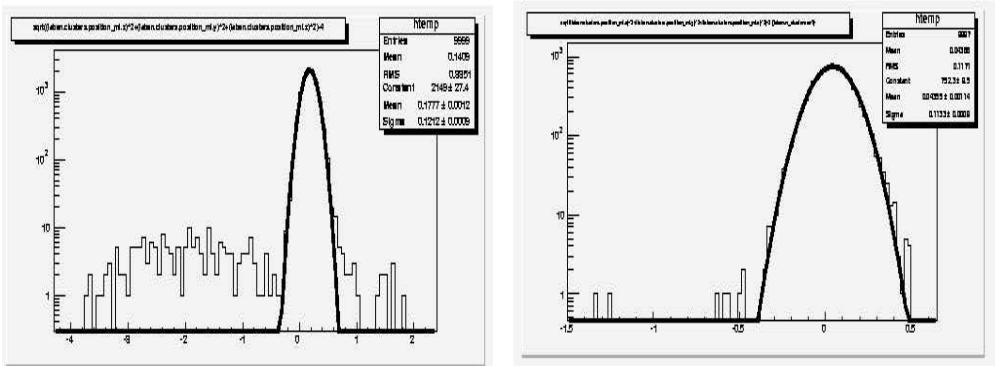

Figura 4.4: Raggio ricostruito per 10000 eventi β da 800 keV in posizione (0,0,4) e (0,0,2).

x,y,z	$R \pm \sigma$	$R < \overline{R} - 3\sigma$ (%)
0,0,2	2.0 ± 0.11	0.26
0,0,3	3.1 ± 0.11	0.48
0,0,4	4.1 ± 0.12	2.04

Tabella 4.3: Risultati sullo studio delle code per simulazioni di 10000 eventi β in varie posizioni. Nella prima colonna sono espresse le posizioni dove sono stati generati gli eventi, nella seconda il valor medio trovato dal codice di ricostruzione e nella terza la percentuale di eventi sul totale che sono stati ricostruiti con raggio inferiori a 3σ rispetto al valor medio.

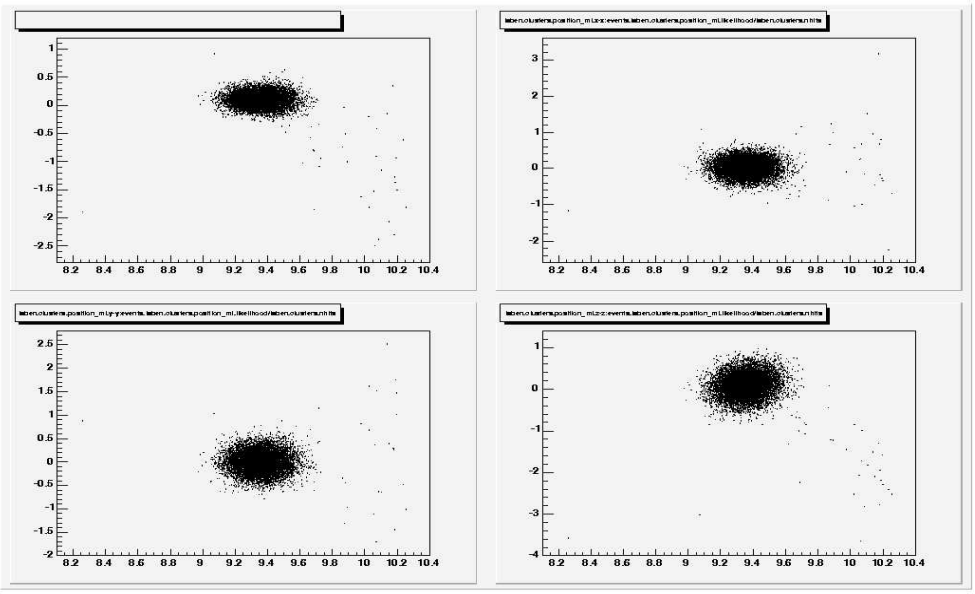

Figura 4.5: Correlazione tra posizione ricostruita e likelihood. Sono raffigurate le coordinate ricostruite meno le coordinate vere (in alto da sinistra x e y, in basso a sinistra z) e il raggio ricostruito meno il raggio vero (in basso a destra) in ordinata e il valore di likelihood alla fine del processo di minimizzazione pesata sul numero di PMT colpiti in ascissa, per 10000 eventi β da 800 keV.

Il codice è stato nuovamente testato dopo questa modifica e i risultati sono riassunti nella tabella 4.4.

x,y,z	$R \pm \sigma$	$R < \overline{R} - 3\sigma$ (%)
0,0,1	1.01 ± 0.11	0.13
0,0,2	2.0 ± 0.11	0.06
0,0,3	3.1 ± 0.11	0.1
0,0,4	4.1 ± 0.12	0.13
$0, 3, 0^*$	3.1 ± 0.2	0.06
$3, 0, 0^*$	3.1 ± 0.2	0.08
2,2,2	3.57	0.11

Tabella 4.4: Risultati sullo studio delle code per simulazioni di 10000 eventi β in varie posizioni dopo il cambiamento del codice di ricostruzione. Sono segnati con un asterisco i risultati di simulazioni di 5000 eventi α. Nell'ipotesi di distribuzione gaussiana si attendono per $R < \overline{R} - 3\sigma$ 0.035% degli eventi.

Il numero di eventi di coda è diminuito ma è anche interessante notare che ora non dipende più fortemente dalla posizione.

Risoluzione nella ricostruzione della posizione

Un'ultima serie di analisi è stata effettuata per studiare l'andamento della risoluzione nella ricostruzione del raggio in funzione dell'energia (da 0.2 a 1.5 MeV) , per eventi al centro e per eventi prossimi alla superficie dell'inner vessel (in particolare sono stati generati degli eventi in $R = 3.5\ m$). Nel grafico in figura 4.6 sono rappresentate le risoluzioni trovate espresse in centimetri in funzione di energia espressa in MeV per eventi simulati al centro del rivelatore ed a $z = 3.5m$ ad energie pari a 0.6, 0.8, 1.0 e 1.5 MeV. Come era prevedibile si trova una risoluzione che migliora all'aumentare dell'energia: questo è dovuto essenzialmente al fatto che per eventi di energia maggiore vengono generati più fotoni e il processo di minimizzazione ha più "informazione" sulla posizione dell'evento. Va anche osservato che la risoluzione è migliore al centro del rivelatore. Questo è probabilmente dovuto al fatto che la PDF con la quale viene calcolata la likelihood è ottenuta da eventi generati al centro e quindi il processo di minimizzazione da esiti migliori in questo caso. In futuro sarà necessario inserire nel Database di Borexino delle PDF ottenute simulando eventi fuori dal centro.

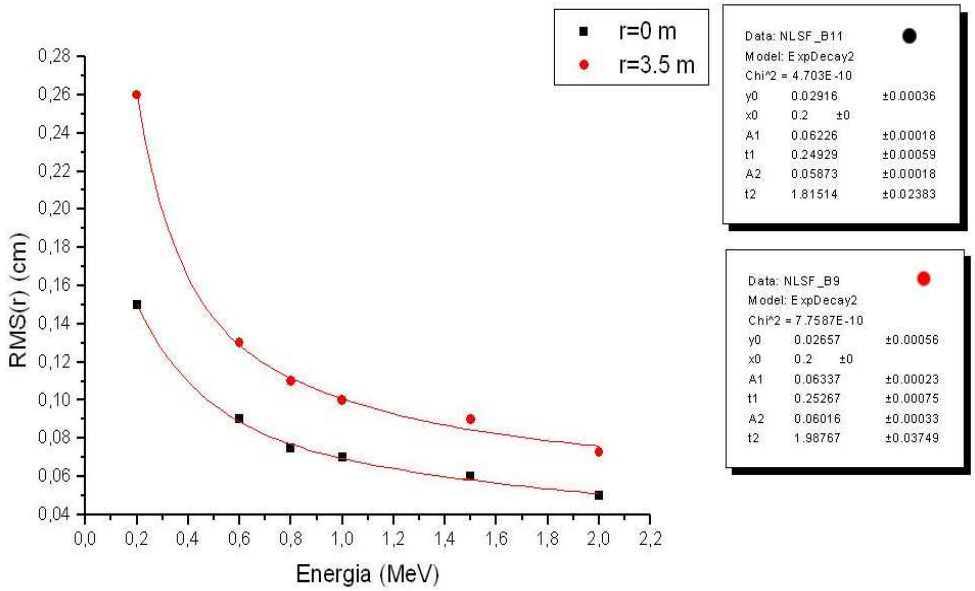

Figura 4.6: Errore nella ricostruzione della posizione a varie energie (vedi testo) per eventi simulati al centro del rivelatore e per $R = 3.5\ m$. Il fit è una somma di due esponenziali.

4.2.2 Ricostruzione dell'energia

La ricostruzione dell'energia è direttamente collegata al numero di fotoni raccolti e per eventi di ugual energia tale numero cambia in funzione della posizione in cui si ha l'evento. Durante questo lavoro è stata studiata la dipendenza della ricostruzione dell'energia in funzione della posizione dell'evento. Questa dipendenza è riconducibile all'efficienza di raccolta dei fotoni che dipende dall'angolo solido sotteso da tutti i catodi dei PMT rispetto al punto in cui si ha l'emissione di luce[2] e dal fatto che in funzione della posizione si può avere più o meno luce riassorbita dallo scintillatore, in base al percorso che mediamente devono fare i fotoni prima di giungere ai fotocatodi.

All'interno di Echidna sono stati implementati due moduli per la ricostruzione dell'energia. Il primo è basato su una tabella di calibrazione nella quale è inserita la carica raccolta per eventi simulati a diverse energie e in diverse posizioni. L'algoritmo accede alla posizione trovata dai moduli di ricostruzione della posizione e calcola l'energia facendo un interpolazione bidimensionale dei punti inseriti nella tabella.

[2]Per provare questa affermazione è stato scritto un semplice programma per calcolare l'angolo solido sotteso da tutti i PMT rispetto a due punti nel rivelatore (per R=0 e R=4 m) ed è stata trovata una variazione dell'angolo solido pari al 4% circa.

Il secondo modulo, invece calcola l'energia dell'evento attraverso una minimizzazione di una funzione di likelihood con un procedimento simile a quello utilizzato in KamLAND [31]. Per ogni evento viene ipotizzata un'energia e viene calcolata la probabilità che il PMT *i-esimo* raccolga luce oppure no (a seconda se quel dato PMT abbia o meno effettivamente raccolto luce) assumendo una distribuzione di probabilità poissoniana. Tale calcolo viene effettuato per tutti i PMT e si valuta quale energia massimizza la probabilità di osservare l'intero set di dati.

$$L(E,\overline{x}) = \prod_{i=1}^{2214} \begin{cases} 1 - e^{-\mu_i} & \text{se colpito} \\ e^{-\mu_i} & \text{se non colpito} \end{cases} \tag{4.4}$$

La carica media per ogni fototubo è funzione sia dell'energia che della posizione in cui è stata emessa la luce di scintillazione e viene calcolata dall'espressione:

$$\mu_i = \eta \frac{\frac{\Omega(r,\theta)}{4\pi} e^{-r/\Lambda}}{\frac{\Omega(r_{center},\theta_{center})}{4\pi} e^{-r_{center}/\Lambda}} \times E \tag{4.5}$$

dove η è un fattore di conversione tra energia depositata e fotoni emessi[3], Ω è l'angolo solido sotteso dal PMT i-esimo rispetto alla posizione dell'evento, Λ è la lunghezza di attenuazione effettiva nello scintillatore e nel buffer ed E è l'energia che è l'unico parametro libero. Va osservato che nell'espressione 4.5 non viene tenuta in considerazione la molteplicità del numero dei fotoni ma si distingue solo tra PMT colpito e non colpito. Tale approssimazione è buona per eventi poco energetici ma va considerato tuttavia che già per eventi da 2 MeV, considerando circa 400 fotoni rilevati per MeV, si hanno circa 0.36 fotoni per fototubo e la probabilità di avere più di un fotone per PMT è data da:

$$P(n > 1, \mu = 0.36) = 1 - e^{-\mu} - \mu e^{-\mu} = 5.2\% \tag{4.6}$$

Nel modulo, l'angolo solido sotteso dal PMT è calcolato ipotizzando che la superficie del PMT sia quadrata, in questo modo l'area sottesa viene calcolata in modo molto accurato. Tuttavia alcuni test preliminari effettuati utilizzando questa definizione dell'angolo solido hanno evidenziato che la ricostruzione dell'energia falliva allontanandosi dal centro del rivelatore ma è anche stato osservato che se si escludono nel calcolo della likelihood i PMT che distano dall'evento meno di 4.5 m l'effetto delle dipendenza radiale diminuisce. In particolare la ricostruzione da risultati costanti fino ad un raggio di circa 3.5 m(figura 4.7).

[3]In questa definizione è quindi fondamentale che la risposta dello scintillatore sia lineare rispetto all'energia depositata.

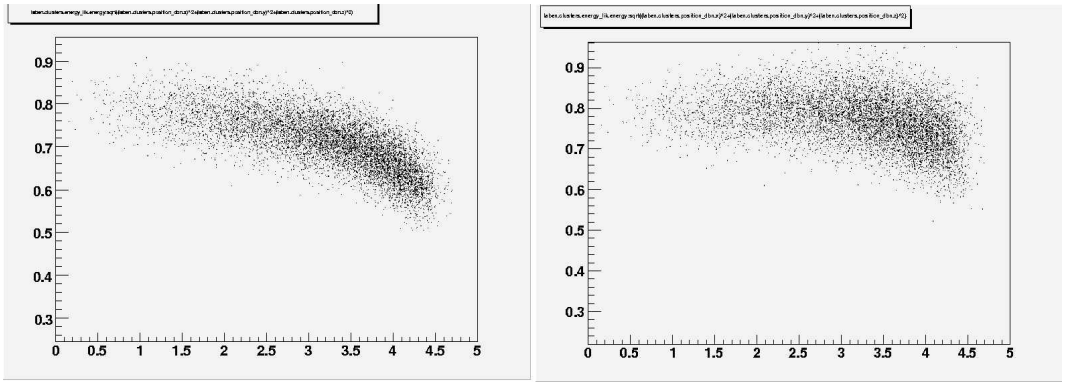

Figura 4.7: Energia ricostruita verso raggio ricostruito ottenuta con il programma di ricostruzione dell'energia senza escludere (sinistra) ed escludendo (destra) i PMT che distano meno di 4.5 m dalla posizione dell'evento per un Run simulato di 10000 eventi β da 800 keV.

Durante questo lavoro di tesi sono stati effettuati dei test sulla ricostruzione dell'energia cambiando la definizione dell'angolo solido e la lunghezza di attenuazione del mezzo nel tentativo di evitare di introdurre il taglio sui PMT vicini che appare per certi versi innaturale. Nella definizione di angolo solido che è stata scelta il catodo viene considerato circolare e l'angolo solido viene definito come:

$$\Omega = \frac{S \cdot \cos\theta}{d^2} \tag{4.7}$$

dove S è la superficie del fotocatodo, θ è l'angolo tra la direzione congiungente la posizione dell'evento e la posizione del PMT e d è la distanza tra l'evento e il PMT. L'effetto del concentratore di luce è tenuto in considerazione per mezzo di correzioni calcolate con metodi MonteCarlo.

Sono stati successivamente eseguiti dei test per confrontare i risultati dell'algoritmo di ricostruzione dell'energia così come fornito e con le seguenti modifiche:

- scelta della definizione dell'angolo solido data nella formula 4.7;
- lunghezza d'attenuazione efficace[4] pari a 8 m (di default è 6.5 m);
- vengono tenuti in considerazione tutti i PMT (non viene effettuato il taglio a 4.5 m).

[4]La lunghezza di attenuazione efficace tiene conto del fatto che la luce parte della luce che ha subito il processo di scattering elastico viene diffusa in avanti

Nella figura 4.8 è illustrata l'energia ricostruita in funzione del raggio ricostruito ottenuto col modulo modificato (a sinistra) e col modulo standard in cui viene applicato il taglio sui PMT vicini.

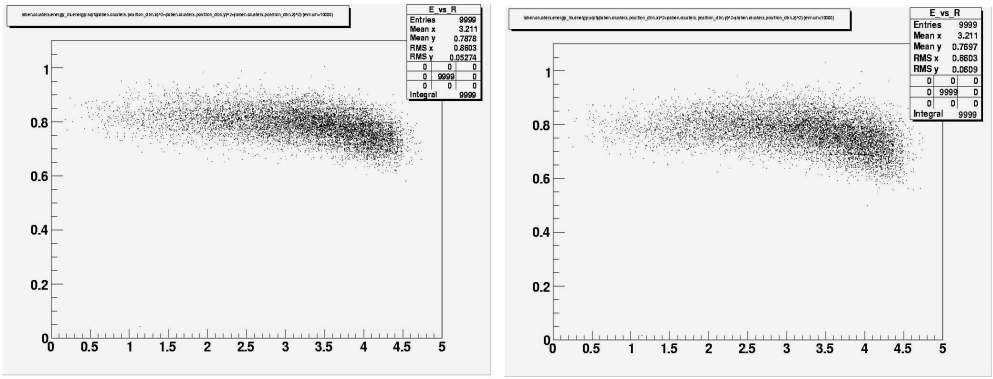

Figura 4.8: Energia ricostruita verso raggio ricostruito ottenuta con il programma di ricostruzione dell'energia con le modifiche sulla definizione dell'angolo solido e della lunghezza di assorbimento (sinistra) e con il modulo standard (destra) per un Run simulato di 10000 eventi β da 800 keV.

Sono stati ricostruiti dei Run simulati, contenenti 10000 eventi β ciascuno, in posizioni e con energia diversa per ogni Run con la configurazione di default del codice di ricostruzione dell'energia (tabella 4.5) e con il codice con le modifiche descritte sopra (tabella 4.6). I test presentati si concentrano in particolare nel confronto, per entrambe le configurazioni, tra i risultati che si ottengono per eventi nel centro del rivelatore e per eventi molto lontani dal centro (R= 3.5 e 4.15 m) assumendo che per eventi posizionati in raggi intermedi la ricostruzione dia buoni risultati (figure 4.7 e 4.8).

E (MeV)	R=0 m	R=3.5 m	R=4.15 m
0.2	0.19 ± 0.03	0.19 ± 0.03	0.18 ± 0.03
0.6	0.59 ± 0.04	0.59 ± 0.04	0.53 ± 0.05
0.8	0.79 ± 0.04	0.77 ± 0.05	0.71 ± 0.06
1.	0.99 ± 0.05	0.97 ± 0.06	0.9 ± 0.06
1.5	1.5 ± 0.06	1.46 ± 0.07	1.35 ± 0.08
2.	2 ± 0.07	1.96 ± 0.08	1.81 ± 0.10

Tabella 4.5: Energia ricostruita con l'algoritmo di ricostruzione dell'energia con le impostazioni di default.

Le differenze tra il valore vero e il valore ricostruito in prossimità del vessel (R=4.15 m) sono confrontabili nei due casi come illustrato in figura 4.9 anche

E (MeV)	R=0 m	R=3.5 m	R=4.15 m
0.2	0.2 ± 0.02	0.2 ± 0.02	0.19 ± 0.02
0.6	0.62 ± 0.04	0.61 ± 0.04	0.55 ± 0.04
0.8	0.82 ± 0.04	0.79 ± 0.04	0.73 ± 0.04
1.	1.02 ± 0.05	0.98 ± 0.05	0.91 ± 0.05
1.5	1.51 ± 0.06	1.46 ± 0.06	1.35 ± 0.06
2.	2 ± 0.08	1.93 ± 0.07	1.78 ± 0.06

Tabella 4.6: Energia ricostruita con l'algoritmo di ricostruzione dell'energia con le impostazioni descritte nel testo.

se l'algoritmo con le configurazioni di default sembra presentare una risposta migliore a 3.5 m. Va osservato tuttavia che nel codice che comporta il taglio sui PMT vicini all'evento la risoluzione è più grande per gli eventi lontani dal centro e pertanto si può dire che le modifiche apportate danno migliori risultati.

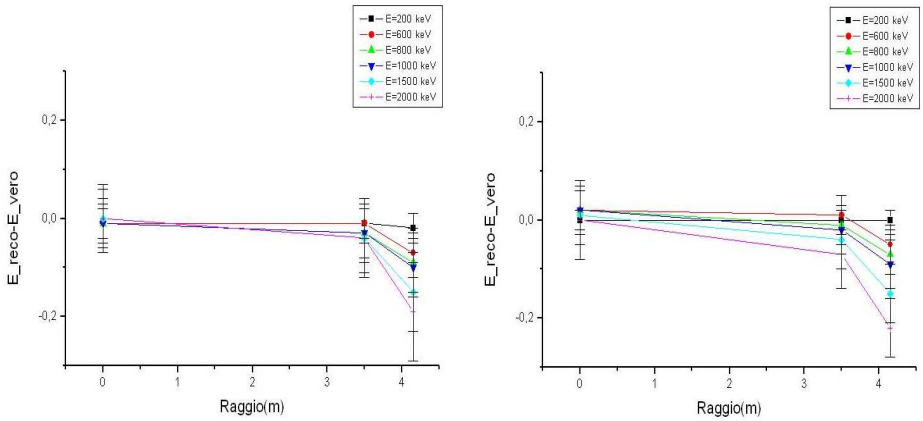

Figura 4.9: Differenza tra l'energia ricostruita e l'energia nominale in funzione del raggio nominale nel caso di taglio sui PMT vicini all'evento (sinistra) e per la configurazione esposta nel testo.

Supponendo che l'energia sia legata al numero di fotoni emessi da una semplice relazione di proporzionalità e che l'errore sul numero di fotoni rivelato sia di tipo poissoniano, ci si attende una risoluzione energetica che va come $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{cost}{\sqrt{E}}$. Nella figura 4.10 sono rappresentati gli andamenti della risoluzione nella ricostruzione dell'energia per le due configurazioni.

Per la configurazione con taglio sui PMT vicini l'indice di correlazione

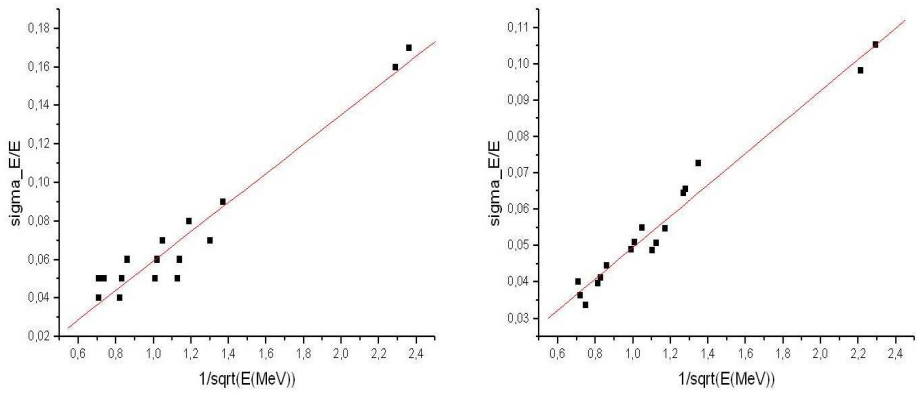

Figura 4.10: Andamento di $\sigma(E)/E$ in funzione di $1/\sqrt{E}$ nelle due configurazioni provate (a sinistra la configurazione di default) interpolati da una retta. Vedere il testo per i parametri del fit.

lineare è pari a 0.97 e la risoluzione dell'energia è data da:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{7.6\%(\pm 0.4\%)}{\sqrt{E}} \tag{4.8}$$

mentre per la seconda configurazione provata l'indice di regressione lineare è pari a 0.99 e la risoluzione nella ricostruzione dell'energia è data da:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{4.3\%(\pm 0.17\%)}{\sqrt{E}} \tag{4.9}$$

Come anticipato la differenza tra i valori sulla risoluzione possono essere attribuiti alla perdita di informazione che si ha nell'escludere PMT vicini all'evento, è comunque evidente che gli attuali risultati non sono completamente soddisfacenti perché l'errore sistematico introdotto spostandosi lontano dal centro è ancora presente. In particolare sarà necessario studiare nel dettaglio come la lunghezza d'attenuazione efficace influisca sul successo della ricostruzione dell'energia degli eventi in prossimità del vessel.

4.3 Codice GEANT4 per Borexino

La collaborazione di Borexino ha implementato un programma di simulazione degli eventi basato sul codice GEANT4 adattato alla geometria di Borexino che è stato usato per la simulazione degli eventi sui quali sono stati effettuati i test presentati nel capitolo 4.

Il programma simula la propagazione della luce all'interno del rivelatore partendo dall'informazione sull'energia depositata da una particella ionizzante all'interno del volume del rivelatore. Può essere simulata la propagazione di luce per eventi associati all'interazione di una particella (α e β) con lo scintillatore. A partire dall'informazione dell'energia depositata e sulla natura della particella vengono generati i fotoni distribuiti in funzione della lunghezza d'onda in accordo con lo spettro di emissione del PPO e in accordo con l'evoluzione temporale del segnale di scintillazione caratteristico della particella in questione. La simulazione tiene in considerazione l'interazione dei fotoni emessi con lo scintillatore (Pseudocumene + 1.5 g/l PPO), con il liquido di buffer (PC + DMP 5 g/l) e con le pellicole di nylon dei vessel. I principali effetti che vengono tenuti in considerazione nella propagazione della luce sono:

- scattering elastico (Rayleigh) dei fotoni nello scintillatore e nel buffer;
- assorbimento e riemissione dei fotoni su molecole di PPO;
- assorbimento da parte di molecole di DMP;
- assorbimento dei fotoni da parte dei vessel di nylon.

Il codice ha accesso ad una tabella nella quale sono definiti gli spettri di emissione e di assorbimento del PC e del PPO e le sezioni d'urto in funzione della lunghezza d'onda della luce per i processi sopra elencati, trovati in misure sperimentali. Per ogni processo è definita una lunghezza di interazione misurata in laboratorio in funzione della lunghezza d'onda per il fotone passante e su questa viene pesata la probabilità di interazione. Sono inoltre tenuti in considerazione gli effetti di superfice che possono verificarsi nei punti di contatto tra mezzi diversi (nylon-scintillatore; nylon-buffer) in particolare viene descritta la riflessione speculare da parte dei vessel di nylon ed eventuali effetti di rifrazione e gli effetti di riflessione dovute alle pareti interne della sfera d'acciaio. La riflessione dovuta alla SSS ha un contributo del 95% di riflessione diffusiva e del 5% di riflessione speculare.

Il programma descrive la geometria del rivelatore con elevata definizione: in una tabella viene definita la corretta posizione dei PMT e nella definizione dei PMT sono tenute in considerazione la Quantum Efficency, la riflessività del vetro del fotocatodo e viene simulata la presenza del concentratore di luce se il PMT in questione ne è provvisto descrivendo gli effetti di riflessione dell'alluminio con cui sono costruiti. La sezione del rivelatore simulata è definita in zone coerentemente con la realtà. Nella tabella 4.7 sono riassunte le varie zone nelle quali viene definito il materiale che sarà presente quando

Zona N^o	Materiale
1	Scintillatore
2	Nylon
3	DMP buffer
4	Nylon
5	DMPbuffer
6	Acciaio

Tabella 4.7: Zone dell'inner detector definite nel programma di simulazione degli eventi.

Borexino verrà riempito con scintillatore. Sono definite alcune configurazioni per simulare il rivelatore in condizioni particolari ad esempio è possibile simulare il rivelatore pieno d'aria, con i vessel presenti o meno, o il rivelatore riempito con acqua.

L'utente può configurare il programma e decidere il tipo di particella ionizzante da simulare, l'energia depositata dalla particella, la posizione all'interno del rilevatore e il numero di eventi da simulare.

Le informazioni fondamentali che vengono date in output dal codice di simulazione degli eventi sono il tempo di arrivo dei fotoni e il numero di fotoelettroni emessi al catodo per ogni PMT rispetto ad un riferimento temporale assoluto la cui origine è il momento dell'inizio dell'emissione della luce di scintillazione. Le informazioni date in output dal codice di simulazione non sono in un formato leggibile da Echidna. Prima di ricostruire il Run simulato è necessario processarlo con il programma di simulazione dell'elettronica di Borexino (`bx_elec`) che simula l'elettronica e restituisce i dati nello stesso formato dei *rawdata* reali.

4.4 Codice di GEANT4 per la simulazione di eventi di laser

Una parte del codice GEANT4 per Borexino è dedicato alla simulazione di eventi laser radiali e obliqui. Il programma ha accesso ad un Database interno nel quale sono definite le posizioni delle sorgenti di luce (le terminazioni delle fibre ottiche), il bersaglio nominale per ogni configurazione (posizione della sorgente indicata attraverso il numero di patch panel) e l'angolo di apertura del fascio di luce. L'utente può scegliere attraverso un file di configurazione il tipo di evento laser da simulare (radiale o obliquo) e la posizione della sorgente all'interno della SSS, il numero di fotoni da generare e la lunghezza

d'onda della luce laser. Il codice genera la direzione di propagazione iniziale dei fotoni 4.11 all'interno di un cono con apertura angolare pari all'angolo di apertura del fascio di luce acquisito dal Database attraverso le relazioni:

$$\phi = 2\pi \cdot \text{Random}(); \tag{4.10}$$

$$\theta = \arcsin\left(0.5 \cdot \text{Random}() \cdot \sin\left(\frac{\theta_{apertura}}{2}\right)\right) \tag{4.11}$$

L'angolo θ massimo non raggiunge il valore dell'effettivo angolo di apertura

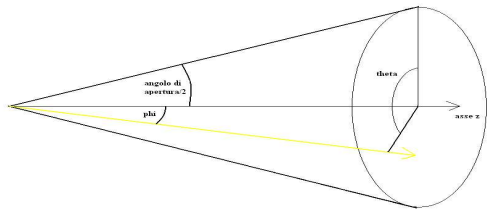

Figura 4.11: Generazione della direzione di propagazione iniziale dei fotoni all'interno del cono dato dall'angolo di apertura.

ma è pesato dal fattore 0.5 per tenere in considerazione che il profilo di luce misurato decresce rapidamente per angoli crescenti.

Nel caso del laser obliqui l'asse z coincide con la congiungente sorgente bersaglio[5]. Nel caso dei laser radiali inizialmente l'asse z veniva fatto coicidere con la congiungente sorgente bersaglio dove il bersaglio era di fatto un bersaglio presunto (un PMT che si trova approssimativamente nel punto opposto alla sorgente) ora il codice è stato modificato per avere un fascio di luce effettivamente radiale.

Il codice dopo aver generato la direzione di propagazione della luce elebora gli eventi laser come se fossero degli eventi "ordinari" e vengono tenuti in considerazione tutti gli effetti che sono stati precedentemente citati.

[5]Il bersaglio è stato definito in fase di montaggio del sistema di fibre ottiche.

Capitolo 5

Test del sistema di laser

In questo capitolo sono esposti i risultati ottenuti durante l'Air Run che ha avuto luogo tra il 29 Marzo e il 7 Aprile 2006, il cui scopo principale è stato quello di effettuare dei test sul sistema di laser e sull'elettronica. Al momento del test il rivelatore era pieno d'aria, con l'inner e l'outer vessels installati. Questa condizione è abbastanza particolare poiché la presenza del nylon con cui sono costruiti i vessels provoca effetti di superficie molto marcati. Questi effetti sono ulteriormente amplificati dalla presenza di gocce d'acqua formatesi sul nylon che agiscono come centri di scattering.

Gli studi presentati in questo capitolo sono stati eseguiti al fine di verificare il corretto funzionamento del sistema di laser predisposto per il controllo della trasparenza dello scintillatore e cominciare a sviluppare delle tecniche *software* adatte a eseguire tali controlli.

Sono stati effettuati dei test su tutte le configurazioni dei laser radiali e obliqui a differenti intensità di luce usando la sorgente a intesità variabile da 394 nm. Come è stato accennato nella sezione 2.4.3, il laser 394 è comandato in remoto dalla scheda di trigger la quale invia al dispositivo di laser un segnale di start in seguito al quale il laser emette un pacchetto di fotoni; contemporaneamente la scheda di trigger invia un segnale a 6 canali di riferimento: la media dei tempi registrati da questi 6 canali costituisce, evento per evento, il riferimento temporale dato dalla scheda di trigger sul momento in cui la luce è stata emessa.

Durante le analisi, eseguite nel contesto di sviluppo del codice Echidna, ci si é concentrati:

- sullo studio del profilo temporale della carica raccolta da tutti i fototubi[1]: è stato verificato che all'interno della distribuzione temporale della

[1]La carica è da intendersi come numero di fotoelettroni emessi al fotocatodo. Quindi il fattore di guadagno del fototubo è già stato tenuto in conto.

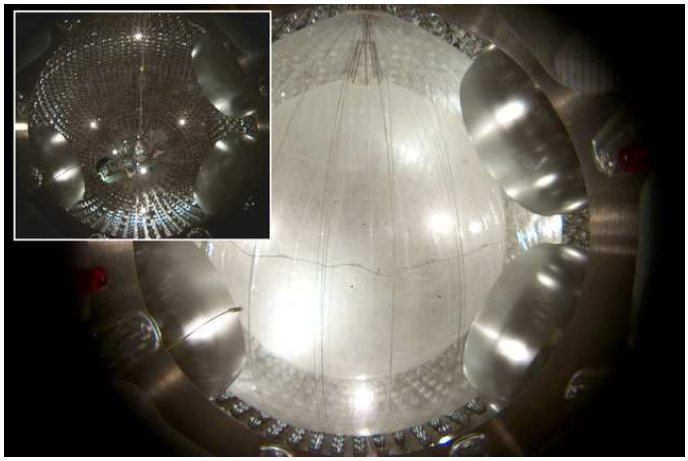

Figura 5.1: Fotografia dell'interno della SSS di Borexino. Attualmente sono installati e gonfiati con aria sintetica i due vessels di nylon. Nel riquadro in alto a destra è rappresentato l'interno della sfera prima che i vessels venissero installati.

carica è possibile identificare un picco molto marcato associato ai PMT che si trovano di fronte alla sorgente di luce e per i laser radiali e gli obliqui "lontani" sono stati identificati dei picchi di riflessione provocata della presenza dei vessels (figura 5.2);

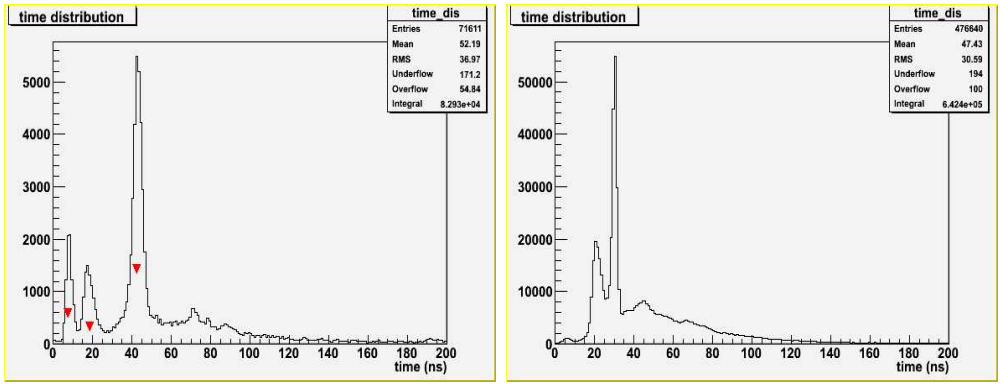

Figura 5.2: Distribuzione temporale della carica raccolta.

- è stata studiata la distribuzione angolare della carica raccolta dal rivelatore: per ogni PMT che ha raccolto carica è stato calcolato l'angolo α al centro della sfera tra la sorgente luminosa e il PMT stesso[2] (figura 5.3),

[2]Pertanto i PMT che si trovano vicino alla sorgente sono caratterizzati da un angolo α prossimo a 0° mentre per i PMT diametralmente opposti si ha $\alpha = 180^o$

è stato così generato un istogramma bidimensionale per rappresentare l'angolo al centro e il tempo nel quale è stata raccolta la carica;

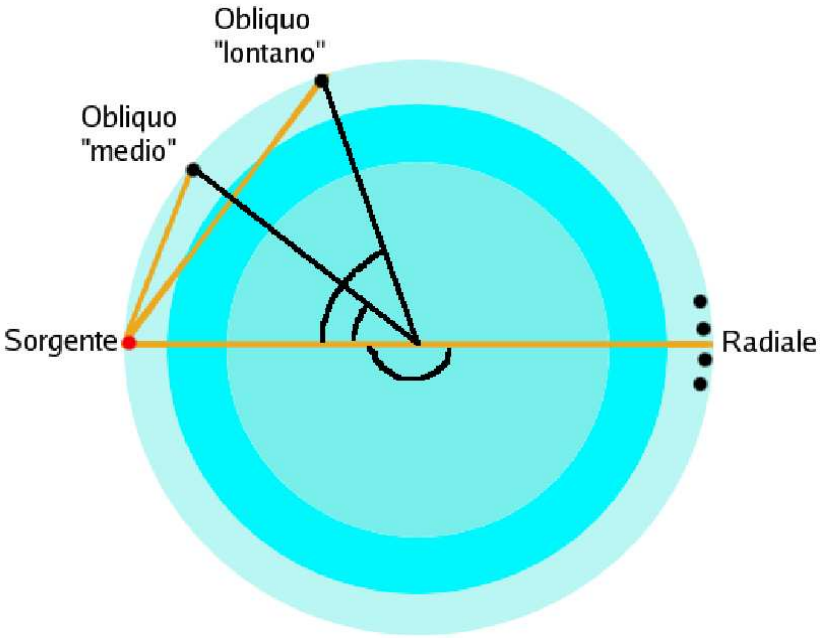

Figura 5.3: Schematizzazione dei fasci di luce obliqui e radiali e rappresentazione dell'angolo al centro. I pallini neri rappresentano i PMT quello rosso la sorgente; in particolare si sottolinea che i fasci radiali, a differenza di quelli obliqui, non puntano ad alcun PMT in particolare. Le diverse gradazioni di azzurro indicano i volumi compresi nell'inner vessel, nell' intercapedine tra inner e outer vessel e tra l'outer vessel e la SSS.

- selezionando in tempo il picco di luce diretta è stata studiata la carica registrata dai PMT all'interno di tale picco per poter stabilire quale PMT risulta più colpito e può di conseguenza essere considerato bersaglio per il fascio di luce;

- infine è stata studiata la carica registrata dal PMT considerato bersaglio diretto in funzione dell'intensità del laser.

5.1 Laser radiali

5.1.1 Distribuzione temporale della carica

In figura 5.4 sono rappresentate la distribuzione temporale e la distribuzione angolare (in funzione del tempo) della carica, il numero di volte che un canale di elettronica associato ad un PMT ha registrato un segnale (*hit*) all'interno del picco principale (selezionato come il più alto nella distribuzione temporale) e la carica raccolta dal PMT più colpito per un Run di laser radiale (patch panel 10) di 20000 eventi ad intensità pari a 7.

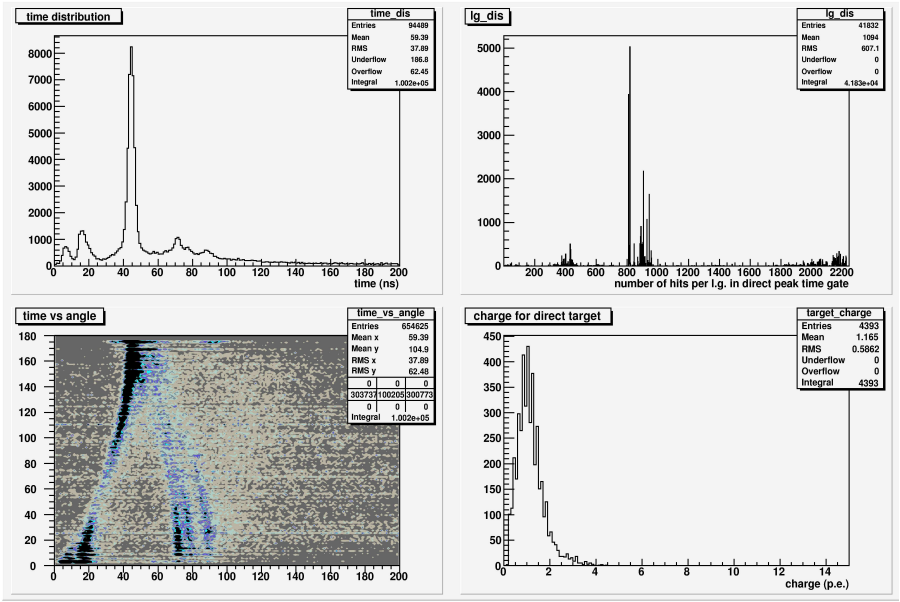

Figura 5.4: Risultati per un Run di laser radiale (patch panel 10). In alto a sinistra è illustrata la distribuzione temporale di carica nella quale sono ben visibili il picco di luce diretta e i picchi riflessi, procedendo in senso orario sono illustrate: il numero di volte, sul totale degli eventi processati, che un canale ha registrato segnale per tempi nell'intervallo $[t_{picco}-5\ ns, t_{picco}+5\ ns]$, la distribuzione temporale verso la distribuzione degli angoli al centro, e la carica registrata dal canale più colpito nel picco di luce diretta.

È stato verificato nella distribuzione temporale di carica per diversi fasci di luce radiale che la posizione dei picchi è sempre simile. Il picco principale, come si può vedere dal grafico della distribuzione angolare, si trova a circa 180° dalla sorgente ed è facilmente identificabile come la luce diretta che attraversa tutto il diametro del rivelatore e arriva direttamente sui PMT di fronte alla sorgente. Per tempi più piccoli si possono osservare due picchi

molto ben distinti che nella distribuzione angolare giacciono nell'intervallo $[0^o, 20^o]$, questi picchi sono riconducibili alla riflessione della luce da parte dei due vessel.

È interessante osservare la differenza tra il tempo associato al picco diretto e il tempo dei due picchi che si osservano per tempi inferiori: infatti nel caso in cui questi due picchi siano realmente associati alle riflessioni dell'inner e del outer vessel la differenza tra il tempo di uno dei due picchi e il tempo del picco di luce diretta, convertita in metri, deve essere uguale al diametro del vessel che ha provocato la riflessione, infatti si ha:

$$t_{1^o picco} = T + \frac{2 \times (R_{SSS} - R_{OV}) - d}{0.3\ m/ns}$$
$$t_{diretto} = T + \frac{2 \times R_{SSS} - d}{0.3\ m/ns}$$
$$\Delta t_1 = 2 \times \frac{R_{OV}}{0.3\ m/ns}$$

in cui T è il tempo calcolato rispetto ad un riferimento assoluto e d è la lunghezza del PMT all'interno della sfera. Dunque la differenza attesa tra i picco principale a il primo picco è di 11 m mentre tra il picco principale e il secondo picco è di 8.5 m per tutti i fasci di luce radiale. Nella tabella 5.1 sono riassunte le posizioni dei due picchi di riflessione rispetto al picco principale. I risultati trovati sono compatibili a quelli attesi tuttavia sono tendenzialmente sottostimati: la sottostima è attribuibile al fatto che la luce riflessa rivelata compie un percorso più lungo di almeno 20 cm a causa della distanza presente tra la sorgente luminosa sulla sfera e i PMT ad essa più vicini come illustrato in figura 5.5.

Nella distribuzione temporale di carica è anche possibile osservare una ulteriore struttura per tempi più grandi di quelli per cui si ha il picco diretto; per alcune configurazioni tale struttura è abbastanza ben definita (nella figura 5.6 è riportata la distribuzione temporale di carica per il patch panel 12): sono presenti 3 picchi di riflessione ai quali è associata una distribuzione angolare di carica nell'intervallo $[0^o, 90^o]$ attorno alla sorgente. I primi due picchi della struttura distano dal picco di luce diretta quanto i picchi di riflessione dei vessels registrati per tempi più piccoli, è dunque naturale identificare questi picchi come le seconde riflessioni dei vessels che avvengono, questa volta, sulla superficie interna; il terzo picco della struttura infine è da attribuirsi alla rifessione della luce sulla SSS.

Infine si sottolinea la presenza nel grafico della distribuzione angolare della carica in funzione del tempo di una struttura che congiunge il picco di luce diretta coi picchi di luce riflessa registrati per piccoli tempi. Tale figura

N^o	$\Delta t_1 \times$ 0.3 m/ns	$\Delta t_2 \times$ 0.3 m/ns
1	9.8	7.8
2	10.1	8.0
3	9.6	8.5
5	9.8	7.8
6	10.5	7.8
7	10.5	7.7
8	11.1	8.1
9	11.0	8.2
10	11.5	8.4
11	10.8	8.1
12	10.9	8.2

Tabella 5.1: Distanza tra i due picchi registrati prima del picco di luce diretta e il picco di luce diretta per Run di laser radiali da 30000 eventi alla massima intensità consentita dal laser(I=9). L'incertezza sulle differenze è estremamente ridotta ed è dovuta quasi esclusivamente al *time-jitter* ($\sim 1.3\ ns$) dei PMT. I valori attesi sono di 11 m per la prima differenza e 8.5 m per la seconda.

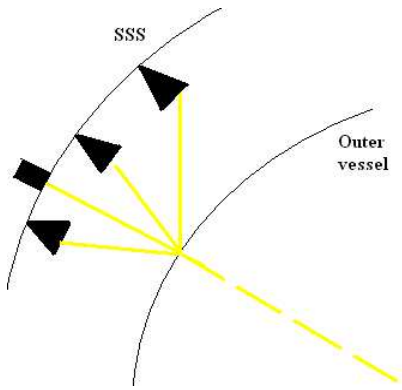

Figura 5.5: Luce riflessa dall'OV che viene raccolta dai PMT. Il fatto che nel punto di emissione della luce non sia presente alcun PMT implica che la luce riflessa debba compiere un percorso più lungo che non la distanza tra vessel e fotocatodo calcolata lungo il raggio; alla geometria del sistema si deve la sottostima nella valutazione dei diametri dei vessels.

può essere attribuita ad un processo di diffusione della luce da parte delle superfici di nylon. Tale effetto può essere causato da piccole gocce d'acqua presenti sui vessel che agiscono da centri di scattering.

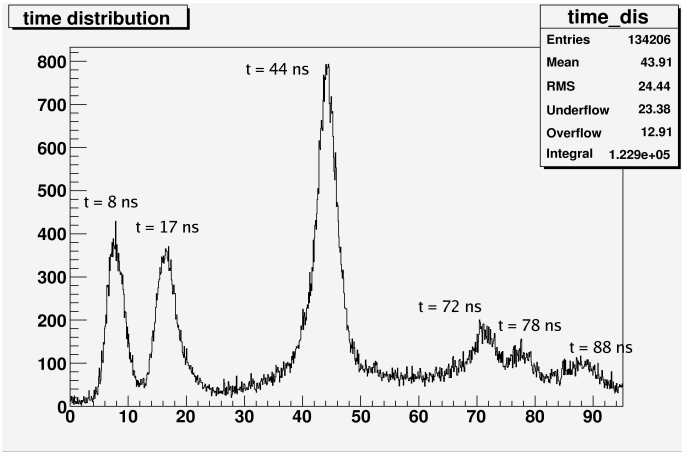

Figura 5.6: Posizione dei picchi per un Run radiale (patch panel 12) di 30000 eventi ad intensità 9. I primi due picchi della struttura a destra del picco di luce diretta ($t = 72$ e $t = 78$ ns) sono approssimativamente l'immagine speculare, rispetto al picco di luce diretta, dei primi due picchi ($t = 8$ e $t = 17$ ns) in accordo coll'ipotesi di riflessione da parte delle superfici interne dei vessels.

5.1.2 Carica sul picco di luce diretta e sulla luce riflessa

Le quantità fondamentali che saranno utili per monitorare la trasparenza dello scintillatore saranno la luce vista dai PMT che si trovano di fronte alla sorgente, che sono colpiti sia dai fotoni trasmessi sia da quelli diffusi in avanti (*forward-scattering*), e la luce vista dai PMT che si trovano in prossimità della sorgente, che raccolgono la luce che avrà subito il processo di *back-scattering* da parte dello scintillatore. Nello stato in cui si trova attualmente il rivelatore è possibile quantificare la luce trasmessa dal nylon e quella riflessa indietro.

Nella tabella 5.2 sono riassunti i numeri di fotoelettroni visti dai PMT che si trovano di fronte alla sorgente (dir.) e quelli visti dai PMT in prossimità della sorgente (back). Sono stati analizzati solo gli eventi per i quali i PMT investiti dalla luce hanno dato segnale. I fotoelettroni diretti sono, al solito, i fotoelettroni che nella distribuzione temporale di carica giacciono nell'intervallo $[t-5\ ns, t+5\ ns]$ dove t è il tempo del picco principale, mentre i fotoelettroni back sono definiti come i fotoelettroni registrati dai PMT per i

N^o	I=5.0	I=5.5	I=6.0	I=6.5	I=7.0	I=9
1 dir.	-	-	-	-	-	5.6 ± 3
1 back	-	-	-	-	-	5.3 ± 3
2 dir.	1.3 ± 0.6	1.3 ± 0.8	1.9 ± 1.2	2.3 ± 1.6	2.7 ± 1.7	-
2 back	1.2 ± 0.7	1.3 ± 0.8	1.6 ± 0.9	2.0 ± 1.2	2.2 ± 1.4	-
3 dir.	1.2 ± 0.7	1.3 ± 0.9	1.7 ± 1.0	2.0 ± 1.2	2.2 ± 1.3	2.4 ± 1.4
3 back	1.3 ± 1.1	1.2 ± 0.9	1.3 ± 0.7	1.5 ± 0.8	1.5 ± 0.8	1.6 ± 0.9
5 dir.	1.3 ± 0.7	1.3 ± 0.7	2.7 ± 1.7	3.9 ± 2.1	4.6 ± 2.3	6.2 ± 2.8
5 back	1.3 ± 0.9	1.3 ± 0.8	1.8 ± 1.1	2.2 ± 1.3	2.4 ± 1.4	3 ± 1.7
6 dir.	1.3 ± 0.8	1.3 ± 0.6	2.9 ± 1.7	3.9 ± 2.0	4.7 ± 2.4	6.6 ± 2.9
6 back	1.2 ± 0.8	1.3 ± 0.8	1.9 ± 1.1	2.4 ± 1.4	2.7 ± 1.5	3.0 ± 1.7
7 dir.	1.3 ± 0.6	1.5 ± 0.8	5.5 ± 2.5	8 ± 3	-	13 ± 4
7 back	1.3 ± 0.8	1.3 ± 0.8	2.1 ± 1.2	2.6 ± 1.5	-	3.6 ± 1.9
8 dir.	1.3 ± 0.7	1.3 ± 0.8	1.9 ± 1.1	2.3 ± 1.4	2.5 ± 1.5	3.0 ± 1.7
8 back	1.3 ± 1.0	1.3 ± 1.0	1.6 ± 1.0	1.9 ± 1.1	2.0 ± 1.2	1.2 ± 0.8
10 dir.	1.3 ± 1.0	-	-	-	2.2 ± 1.3	2.8 ± 1.7
10 back	1.4 ± 1.1	-	-	-	1.6 ± 1.0	1.7 ± 1.1
11 dir.	1.3 ± 0.8	-	-	-	2.2 ± 1.3	2.3 ± 1.4
11 back	1.4 ± 1.1	-	-	-	1.9 ± 1.3	1.9 ± 1.3
12 dir.	1.3 ± 0.9	-	-	-	1.9 ± 1.2	2.1 ± 1.3
12 back	1.3 ± 0.9	-	-	-	1.8 ± 1.1	2.2 ± 1.3

Tabella 5.2: Numero di fotoelettroni emessi al catodo per le configurazioni di fibre radiali per i PMT colpiti dalla luce diretta (dir.) e per i PMT che giacciono entro un angolo al centro di 40° vicino alla sorgente (back) per varie intensità di luce laser.

quali l'angolo al centro tra il PMT stesso e la sorgente è inferiore a 40°, un'ulteriore condizione viene imposta sul tempo associato a questi fotoelettroni in modo da escludere la riflessione della SSS. Nella figura 5.7 sono indicati gli angoli e i tempi selezionati per la definizione della carica *back*. In generale

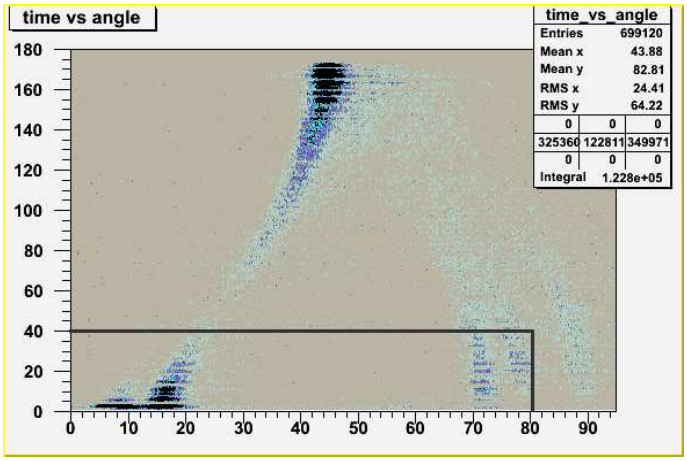

Figura 5.7: Distribuzione degli angoli al centro in funzione del tempo. Il riquadro in basso a sinistra definisce la carica *back*.

guardando la tabella 5.2 si nota che per intensità del laser fino a 5.5 la carica generata ai catodi dei PMT, sia diretti che back, non cambia sostanzialmente, ma è stato osservato che varia il numero di volte all'interno del run in cui i PMT di fronte alla fibra non registrano alcun segnale. A titolo di esempio, nella tabella 5.3 viene presentata la frazione di eventi per i quali non viene raccolta carica per tempi compresi nel picco diretto rispetto agli eventi totali di trigger, per basse intensità (5 e 5.5) e alla massima intensità consentita dal laser per i radiali con patch panel 1, 5 e 7. Come si nota il numero di volte in cui non si ha nessun PMT colpito è molto grande a basse intensità ed è per questo che la carica media valutata contando solo i PMT colpiti sembra non variare con l'intensità del laser.

Un'altra cosa da notare è che il rapporto tra carica riflessa e carica diretta è molto grande e si attesta tra 0.5 e 1. Va anche osservato che la carica dei picchi diretti per intensità alte è sempre confrontabile ad eccezione del patch panel 7. La discrepanza tra il patch panel 7 e gli altri non può essere attribuita solo all'efficienza di trasmissione della fibra ottica: infatti se così fosse ci si attenderebbe un incremento della luce raccolta dai fototubi in prossimità della sorgente circa proporzionale all'incremento che si ha sul picco di luce diretta ma è stato già evidenziato in tebella 5.3 che per questo patch panel il numero di eventi per i quali non si ha raccolta di luce nel picco di luce diretta

p.p.	$\frac{N_{0charge}}{N_{trigger}}$ (I=5)	$\frac{N_{0charge}}{N_{trigger}}$ (I=5.5)	$\frac{N_{0charge}}{N_{trigger}}$ (I=9)
3	93%	90%	18%
5	88%	82%	1%
7	79%	61%	0%

Tabella 5.3: Numero di volte in cui non viene raccolta carica nel picco di luce diretta sul totale degli eventi di trigger ad intenisità basse e alla massima intensità consentita dal laser.

è molto più piccolo che negli altri casi: è allora possibile spiegare i risultati di questo patch panel pensando che la fibra ottica in questo caso colpisca quasi in pieno un PMT mentre negli altri casi questo non avviene. Nel caso dei patch panel 5 e 6 si osserva un aumento sia della luce diretta che della luce riflessa: per questi due casi è possibile attribuire la maggior quantità di carica raccolta all'efficienza delle fibre. Tuttavia non si può nemmeno escludere una disomogeneità nell'efficienza di riflessione da parte dei vessels.

5.1.3 Baricentro di carica sul picco diretto

Dal momento che la fibre radiali non hanno un bersaglio e non puntano verso un PMT preciso e non sono perfettamente collimate, viene fatta calcolare dal modulo la posizione del baricentro di carica sulla superficie della sfera e la larghezza dello spot luminoso. Per effettuare questa misura il modulo di controllo della trasparenza ricerca all'interno del Database la posizione della terminazione della fibra ottica sulla sfera (da qui in avanti verrà chiamata sorgente) ed effettua una rotazione del sistema di riferimento del rivelatore[3] puntando l'asse z lungo la congiungente sorgente-centro del rivelatore. La posizione del PMT a questo punto viene proiettata sul piano $x' - y'$ perpendicolare alla congiungente sorgente-centro del rivelatore e passante per il centro del rivelatore e viene così generato un grafico (figura 5.8) in cui al centro ci sono i PMT colpiti dalla luce diretta (per maggiori dettagli vedi appendice A).

Un grafico analogo può essere generato per i PMT che si trovano nella semi-sfera contenente la sorgente di luce. Nel proiettare la posizione dei PMT sul piano $x' - y'$ viene anche tenuta in considerazione l'effetto di superficie:

[3]Il sistema di riferimento di Borexino ha l'asse x che va da nord a sud, l'asse y che va da ovest a est mentre l'asse z è definita come l'asse passante per il centro del rivelatore e perpendicolare al piano contenente l'equatore della sfera

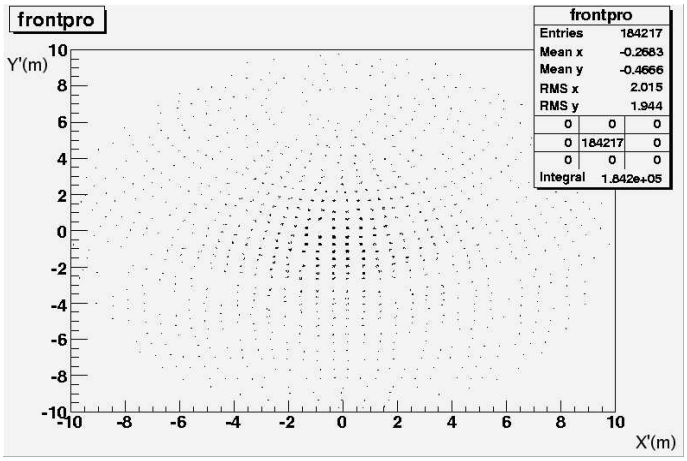

Figura 5.8: PMT colpiti visti dal prospettiva della sorgente per Run di laser radiali (patch panel 10) di 30000 eventi a intensità 9.

la semisfera viene "srotolata" attraverso la relazione:

$$x_p = R \cdot \arccos\left(\frac{z'}{R}\right) \cdot \frac{x'}{\sqrt{x'^2 + y'^2}} \tag{5.1}$$

A questo punto il modulo calcola la posizione del baricentro sulla superficie della semi-sfera srotolata dalla relazione:

$$\overrightarrow{x}_{bar} = \frac{\sum_i \overrightarrow{x'}_{PMT_i} \cdot \mathrm{npe}_{PMT_i}}{\sum_i \mathrm{npe}_{PMT_i}} \tag{5.2}$$

Dove $\overrightarrow{x'}_{PMT_i}$ è la posizione sul piano $x' - y'$ e npe_{PMT_i} è il numero di fotoelettroni emessi dal catodo del PMT i-esimo colpito nel picco di luce diretta. La somma viene eseguita su tutti i PMT colpiti nel picco di luce diretta che si trovano nella semi-sfera verso la quale è puntata la sorgente di luce. Il raggio dello spot di luce viene definito calcolando la distanza media tra ogni PMT e il baricentro sempre considerando la molteplicità della carica raccolta dai PMT. La relazione usata è semplicemente:

$$R_{spot} = \frac{\sum_i \sqrt{(x_{bar} - x_{PMT_i})^2 + (y_{bar} - y_{PMT_i})^2} \cdot \mathrm{npe}_{PMT_i}}{\sum_i \mathrm{npe}_{PMT_i}} \tag{5.3}$$

Nella tabella 5.4 sono riassunti i risultati trovati per i Run di laser radiali con il laser a intensità 9. Come si può notare la larghezza dello spot di luce varia abbastanza da un patch panel all'altro, tuttavia si riescono a individuare dei gruppi che presentano uno spot di dimensioni simili. Va anche osservato

N^o	$x'_{bar}(m)$	$y'_{bar}(m)$	R_{spot} (m)	Carica(R<1m)	C_{back}	$C_{tot}(npe)$
1	-0.13	0.03	2.10	19%	39%	3.53×10^5
3	0.26	0.01	1.57	26%	34%	1.2×10^5
5	0.10	-0.15	1.62	26%	36%	3.63×10^5
6	0.07	0.10	1.60	27%	36%	3.82×10^5
7	-0.21	0.31	1.28	36%	29%	6.30×10^5
8	-0.04	-0.06	2.53	15%	28%	1.55×10^5
10	-0.06	-0.02	1.91	21%	36%	1.53×10^5
11	-0.04	-0.02	1.85	21%	42%	1.34×10^5
12	-0.22	0.10	2.91	6%	50%	1.57×10^5

Tabella 5.4: In tabella sono riassunti: la posizione del baricentro di carica, la dimensione dello spot di luce sul picco di luce diretta nel piano $x' - y'$ (vedi testo per la definizione), la carica raccolta nella circonferenza di raggio 1 metro attorno al baricentro nel picco di luce diretta (taglio sui tempi e sulla posizione), carica raccolta nella semisfera contenente la sorgente e carica totale raccolta per 28000 eventi per Run di laser radiale ad intenistà 9.

che ad uno spot piccolo corrisponde una carica maggiore all'interno della circonferenza "bersaglio" come ci si aspetta dato che le due quantità non sono indipendenti. Nel caso del patch panel 7 si ha uno spot molto piccolo: tenendo in considerazione quanto detto riguardo alla carica totale sul picco diretto per questo patch panel questo risultato si può giustificare pensando che un solo PMT veda quasi tutta la luce, tuttavia non è possibile dire se questo effetto sia dovuto ad una miglior collimazione del fascio di luce oppure ad un effettiva differenza delle proprietà dei vessel nei punti in cui passa la luce di questa fibra radiale. Per i patch panel 1, 8 e 12 è stato verificato che la maggior larghezza degli spot è provocata da una diversa efficienza geometrica nella raccolta di luce dovuta alla minor concentrazione di PMT nella zona diametralmente opposta alla sorgente per queste configurazioni (figura 5.9).

È stato visto che nella valutazione della carica sul picco diretto e della carica diffusa (tabella 5.2) verso la sorgente viene introdotto un errore sul singolo evento molto grande e difficilmente il rapporto tra queste due quantità, valutata evento per evento, riuscirà a fornire uno strumento sufficientemente sensibile per valutare variazioni della trasparenza dello scintillatore; malgrado ciò, lo studio della larghezza dello spot luminoso del picco diretto potrà fornire indicazioni sulle proprietà diffusive del liquido attraversato.

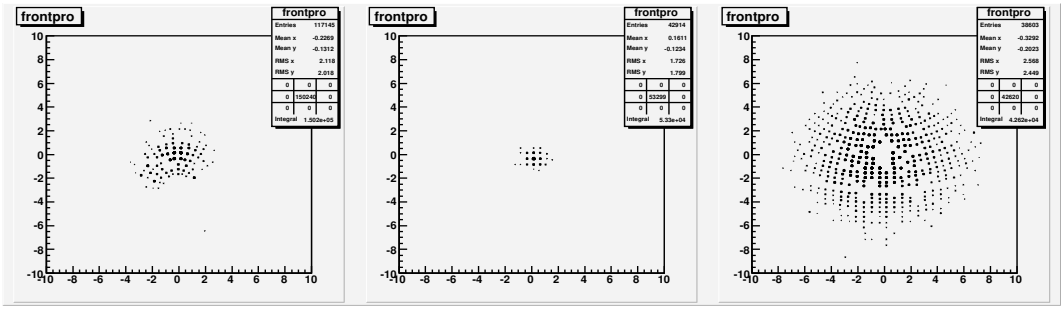

Figura 5.9: Confronto tra gli spot di luce dei radiali dei patch panel 1, 3 e 12. La discrepanza nella valutazione del raggio del patch panel 12 può essere attribuita all'efficienza geometrica di raccolta della luce (nella parte centrale del piano $x' - y'$ sono presenti dei "buchi" dove non ci sono PMT).

5.2 Laser obliqui

Per i laser obliqui sono state eseguite le stesse analisi eseguite nel caso dei laser radiali, tuttavia va ricordato che a differenza dei radiali, i fasci obliqui puntano ad un PMT bersaglio e pertanto è stata valutata la carica raccolta dal bersaglio, (nel caso dei laser radiali per la carica diretta è stata definita con un vincolo sui tempi). Inoltre è stata posta particolare attenzione sul numero di volte che un singolo canale viene colpito all'interno del picco di luce diretta, per verificare il corretto puntamento della fibra: per tutti i Run analizzati si osserva che il canale definito bersaglio viene colpito ad ogni evento, i canali associati ai PMT più vicini al bersaglio registrano segnale 10 o più volte meno spesso, mentre per gli altri PMT si registra segnale ad un tasso comparabile col *dark-noise*: questo testimonia il corretto puntamento delle fibre.

Nel caso dei laser obliqui l'inner vessel non viene attraversato direttamente da nessun fascio di luce, mentre l'outer vessel viene attraversato solo dai fasci per i quali la distanza *sorgente-target* è pari a 788 *cm*. Venendo a mancare l'effetto di attenuazione dovuto all'attraversamento del nylon, nel caso dei fasci obliqui bisogna tenere in considerazione il problema della saturazione dei canali di elettronica associati ai fototubi bersaglio.

5.2.1 Distribuzione temporale e angolare della carica

Attraverso la distribuzione temporale della carica è stato possibile verificare il corretto puntamento dei fasci di luce osservando il canale di elettronica che registra più carica in un intervallo di tempo definito attorno al picco di luce diretta.

Obliqui lontani

Come anticipato per queste configurazioni di laser obliqui si ha l'attraversamento dell'outer vessel e come si può vedere dalla figura 5.10 sono presenti due picchi molto ben definiti. Il picco più alto corrisponde ad una angolo al

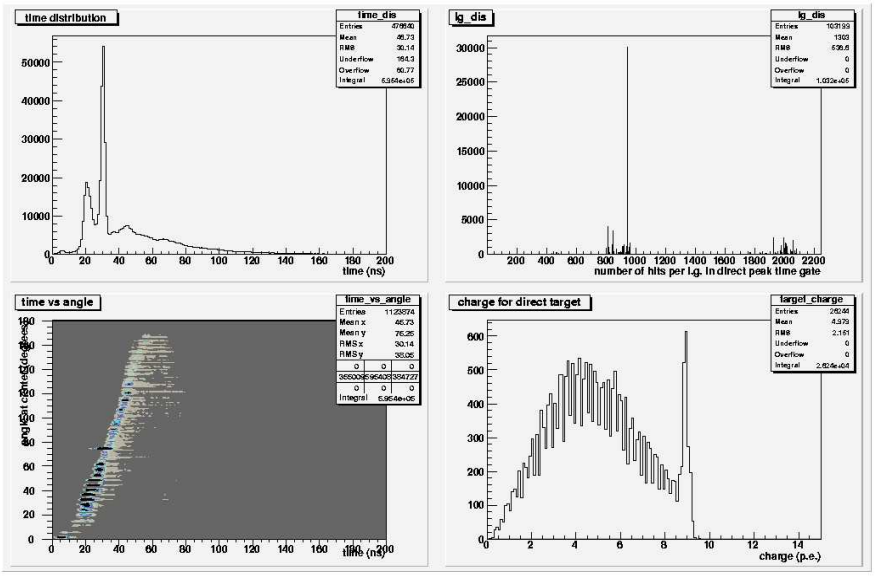

Figura 5.10: Risultati per un Run di laser obliquo (patch panel 1 distanza $sorgente{-}target = 788\ cm$) di 30000 eventi ad intensità 7. Il canale associato al PMT bersaglio è parzialmente saturato.

centro di 74° ed è pertanto identificabile col picco di luce diretta per il quale l'angolo atteso è dato da:

$$\alpha = 2 \cdot \arcsin\left(\frac{L/2}{R_{SSS} - d}\right), \tag{5.4}$$

dove L è la distanza sorgente target, R_{SSS} è il raggio della sfera e d è la distanza della sorgente e del bersaglio dalla superficie della sfera (poste entrambe uguali a 30 cm), ed è uguale a 73.9^o. Il secondo picco, registrato per tempi più piccoli, corrisponde ad un angolo al centro compreso tra 20° e 40°. Per tempi più grandi sono visibili altre figure di riflessione non ben definite che possono essere attribuite alla riflessione delle pareti della sfera e al vetro del fotocatodo del PMT bersaglio, in particolare quest'ultima riflessione dovrebbe essere vista dai PMT individuati da un angolo al centro rispetto alla sorgente circa doppio rispetto a quello del bersaglio diretto. In effetti nel grafico della distribuzione angolare è possibile osservare un incremento della carica per angoli prossimi a 120°.

Obliqui medi

Nel gruppo degli obliqui medi sono incluse le configurazioni con distanza sorgente bersaglio uguale a 414 cm e 575 cm. A queste distanze corrispondo degli angoli al centro tra sorgenti e bersagli diretti, rispettivamente di 36.8^o e 52.1^o. I fasci medi non attraversano direttamente l'outer vessel dato che il minimo angolo sotteso tra sorgente e target per intersecare il vessel è dato da:

$$\alpha = 2 \cdot \arccos(\frac{R_{OV}}{R_{SSS} - d}) \simeq 66^o$$

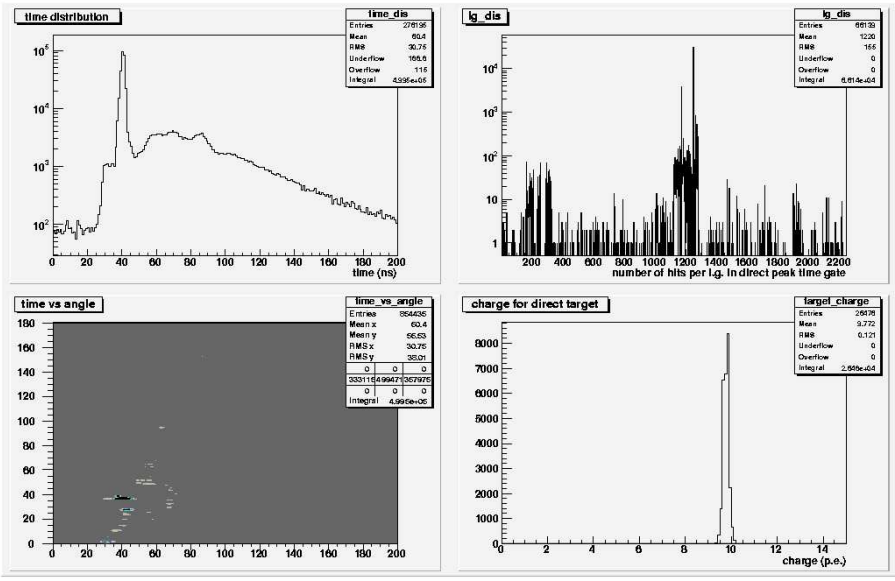

Figura 5.11: Risultati per un Run di laser obliquo (patch panel 2 distanza $sorgente - target = 414\ cm$) da 30000 eventi ad intensià 6.5. Il canale associato al PMT bersaglio è completamente saturato.

In effetti nella distribuzione temporale di carica (figura 5.11) non è presente alcun picco prima del picco di luce diretta confrontabile con quello di riflessione osservato nei run radiali e negli obliqui lontani. Sono presenti comunque delle strutture di riflessione dopo il picco di luce diretta: per il pattern di riflessione rappresentato nella figura la carica è distribuita tra 0° e 40°, tuttavia è difficile distinguere in questo caso quale sia la causa principale di tali riflessioni.

Va anche notato che benché l'intesità del laser sia in questo caso inferiore rispetto al Run del patch panel 1 di figura 5.10, nel quale la luce attraver-

sa l'outer vessel, il canale bersaglio è completamente saturato; questo fatto mette qualitativamente in evidenza l'opacità del nylon.

Obliqui vicini

Nel gruppo degli obliqui vicini rientrano le configurazioni con distanza sorgente bersaglio uguale a 290 cm e 249 cm. I fasci da 204 cm invece non vengono considerati dato che inviano la luce verso delle fotocamere CCD e non verso dei PMT.

Per entrambe le configurazioni la distribuzione temporale di carica è simile a quella dei fasci a media percorrenza: è presente un picco di luce diretta molto marcato e delle strutture di riflessione non ben definite. Va sottolineato che per la configurazione con distanza da 249 cm (figura 5.12) a intensità 6.5 il canale del PMT bersaglio non va in saturazione contrariamente a quanto avviene per quelli da 290 cm e per i medi: questo fatto può essere imputato all'efficienza geometrica propria della configurazione dato che con una sorgente così vicina il PMT bersaglio è investito solo di taglio dalla luce.

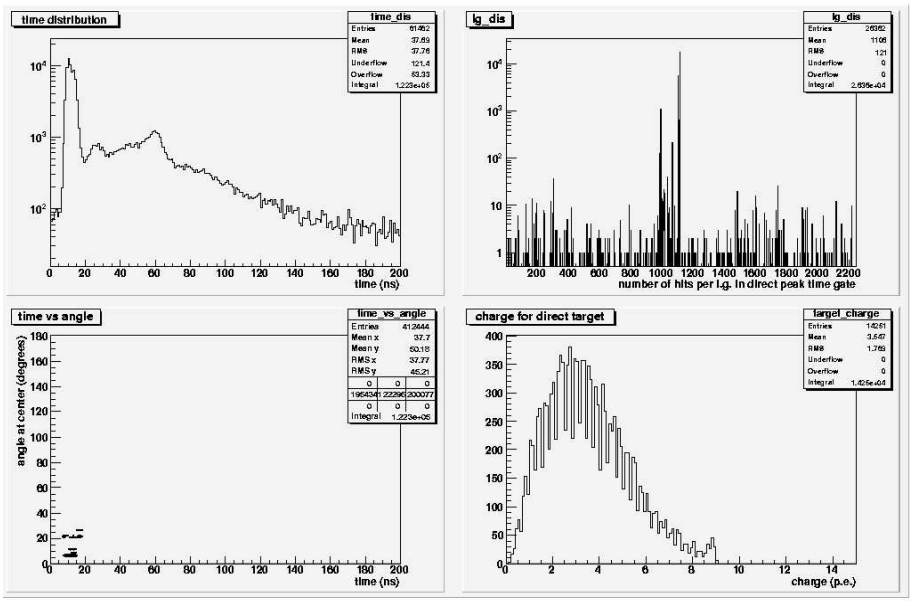

Figura 5.12: Risultati per un Run di laser obliquo (patch panel 19 distanza $sorgente - target = 249\ cm$) da 20000 eventi ad intensità 6.5.

5.2.2 Carica del picco di luce diretta

Nella tabella 5.5 è riepilogato il numero di fotoelettroni emessi al catodo del PMT bersaglio per diverse configurazioni di laser obliqui e per diverse intensità del laser. Per ogni configurazione è stato eseguito un Run di acquisizione dati con 30000 eventi per intensità ad eccezione dei patch panel 8, 11, 19 per i quali sono stati acquisiti 20000 eventi per intensità. Mancano i dati riferiti al patch panel 5 perché durante l'acquisizione dati il *crate* che gestisce il canale di elettronica del bersaglio per quella configurazione ha smesso temporaneamente di funzionare, mentre per il patch panel 18 stati riscontrati dei problemi nell'efficienza di trasmissione della fibra ottica.

Come si può vedere per i fasci a lunga e brevissima percorrenza i canali di elettronica dei bersagli non sono mai completamente saturati neanche ad intensità uguale a 7, mentre per le altre configurazioni le cariche ricostruite sono compatibili tra di loro.

I risultati sui patch panel con distanza 788 cm mettono anche in luce che l'effetto di opacità non sembra essere omogeneo sulla superficie del vessel. Per effettuare una misura dell'effetto di diffusione del nylon sarebbe necessario conoscere il numero di fotoni effettivamente inviato per una data intensità del laser e le proprità di trasmissione delle fibre che portano la luce dentro la sfera ma queste quantità sono attualmente ignote. Ciononostante, il diverso comportamento, riconducibile alla presenza del vessel, dei canali dei PMT target dei patch panel lontani in regime di saturazione, suggerisce un possibile metodo per monitorare variazioni relative della trasparenza del mezzo. In caso di attraversamento della superficie del vessel è come se le proprietà di trasmissione di un ipotetico mezzo presente tra sorgente e PMT venissero modificate. Come risultato si ha una perdita netta di luce sul PMT bersaglio quantificabile come un minor numero di eventi che mandano in saturazione il canale di elettronica associato al PMT bersaglio. Scegliendo la minima intensità del laser tale da mandare il canale completamente in saturazione[4] si osserva se la percentuale di eventi che giacciono nel picco di saturazione cambia nel tempo.

Avendo anche verificato la precisione del puntamento delle fibre oblique, il sistema potrà anche essere usato per misurare la lunghezza di attenuazione della luce sfruttando le diverse distanze che intercorrono tra le sorgenti di luce e i target. Va tenuto presente, però, che la lunghezza di attenuazione così misurata non coincide colla lunghezza di assorbimento assoluta del mezzo perchè l'eventuale deficit di carica che si riscontrerà nei PMT bersaglio

[4]Tale intensità può essere differente passando da un patch panel ad un altro sia per differenze nel guadagno dei fototubi sia a causa dell'efficienza geometrica.

N^o	I=5.0	I=5.5	I=6.0	I=6.5	I=7.0
1 (788 cm)	-	-	3.0 ± 1.6	-	5 ± 2 (8%)
13 (788 cm)	-	-	5.3 ± 2.2 (13.6%)	-	7.7 ± 1.6 (58.1%)
15 (788 cm)	1.1 ± 0.5	-	5 ± 2	-	7 ± 2 (28%)
3 (575 cm)	-	2.7 ± 1.5	-	9.44 ± 0.12 (100%)	-
4 (575 cm)	-	-	8.8 ± 0.5 (94%)	-	8.9 ± 0.14 (100%)
16 (575 cm)	-	-	8.75 ± 0.14 (100%)	-	8.76 ± 0.14 (100%)
2 (414 cm)	-	2.8 ± 1.6	-	9.78 ± 0.12 (100%)	-
6 (414 cm)	-	-	8 ± 2 (96.6%)	-	8.0 ± 0.2 (98.6%)
17 (414 cm)	-	1.9 ± 1.1	-	8.9 ± 1.1 (97%)	-
8 (290 cm)	1.34 ± 0.8	1.6 ± 1.0	8.7 ± 1.7 (57%)	9.7 ± 0.7 (90%)	-
11 (290 cm)	2.0 ± 1.2	3.6 ± 1.9	10.2 ± 1.9 (92%)	10.74 ± 0.14 (100%)	-
19 (249 cm)	1.1 ± 0.4	1.11 ± 0.6	2.3 ± 1.3	3.0 ± 1.7	3.33 ± 1.8

Tabella 5.5: Numero di fotoelettroni emessi al catodo per le configurazioni di fibre oblique per i PMT bersaglio. Tra parentesi è indicata la percentuale di eventi sul totale che ha dato segnale che ha mandato in saturazione il canale di elettronica associato al bersaglio.

sarà attribuibile in primo luogo alla luce diffusa in direzione diversa dalla congiungente sorgente-bersaglio.

Un problema di temporizzazione

Durante alcuni Run di acquisizione dati coi fasci di luce laser obliqui è stato messo in evidenza un problema nella calibrazione temporale dei canali di riferimento temporale del laser.

Prima di ogni Run vengono generati degli eventi di calibrazione attraverso un impulsatore che servono ad allineare in tempo sia i canali associati ai PMT che i canali di riferimento. Come è stato spiegato nel paragrafo dedicato all'elettronica nel capitolo 2, ad ogni canale è associata una memoria locale (FIFO) che registra ciclicamente i segnali del canale e tale memoria si aggiorna ogni 3.2 ms: gli eventi di calibrazione vengono utilizzati per allineare i vari cicli. Nei Run di laser in questione è stato verificato un non corretto allineamento dei canali di riferimento del laser, questo comporta che nel computo del tempo *laser_time* venga introdotto uno shift, di conseguenza i tempi di volo rappresentati nei grafici della distribuzione temporale di carica vengano spostati. Tuttavia lo shift introdotto, dipendendo solo dall'allineamento (o disallineamento) che avviene all'inizio del Run, è fisso durante tutto il Run e pertanto le distribuzioni osservate rimangono comunque coerenti a meno di una costante di tempo.

5.3 Dati raccolti prima dell'installazione dei vessels (Air Run gennaio 2003)

In questa sezione sono presentati alcuni dati che sono stati raccolti durante un Air Run svolto nel 2003 prima dell'installazione dei vessel. Nei grafici qui presentati, tuttavia, non è rappresentata la carica raccolta dai PMT ma solo la distribuzione di PMT colpiti[5]. Come si può vedere nella figura 5.13, in assenza di vessel si delineano solo due picchi quello di luce diretta e quello dovuto alla riflessione della sfera. La SSS è stata trattata in modo tale da garantire una riflessione diffusiva è nella distribuzione angolare dei PMT colpiti si osserva per il picco di riflessione un distribuzione abbastanza uniforme tra 0° e 80°.

In figura 5.14, invece sono rappresentati i risultati riferiti ad un Run di laser obliquo lontano (patch panel 1) raccolto in assenza di vessel. Anche in

[5]Quindi non viene tenuta in considerazione la molteplicità della carica: ed esempio un PMT che ha raccolto 10 fotoni è considerato uguale ad uno che ne ha raccolto uno solo

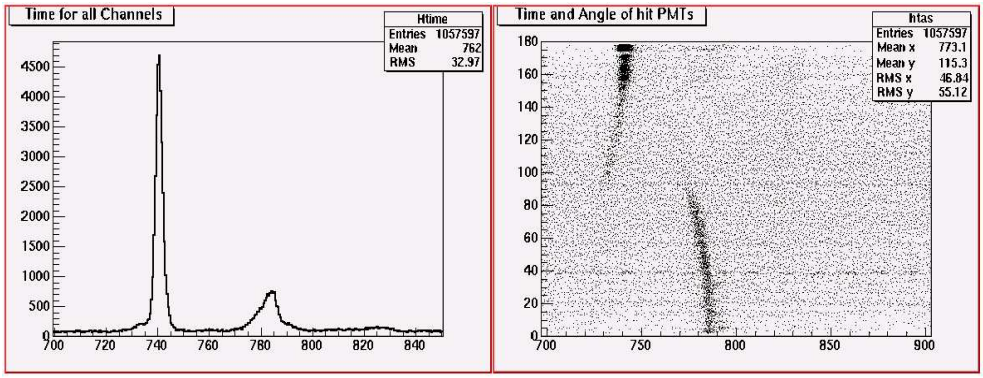

Figura 5.13: Risultati per un Run di laser radiale (patch panel 10) a intensità 5 effettuato prima dell'installazione dei vessel.

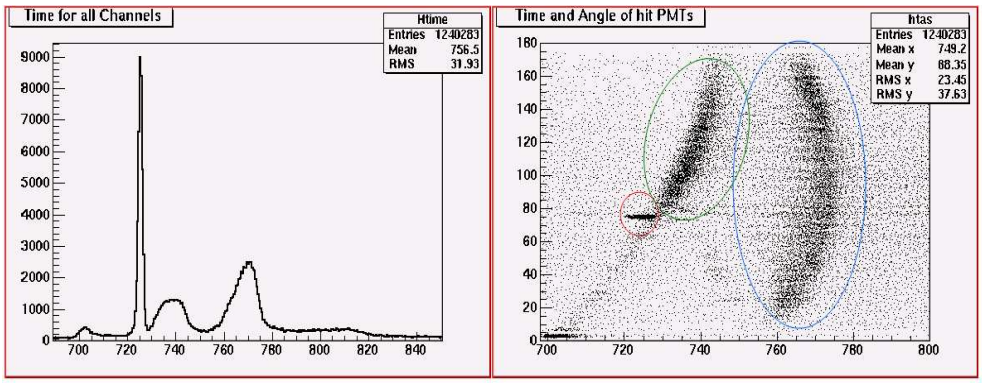

Figura 5.14: Risultati per un Run di laser obliquo lontano (patch panel 1) a intensità 5 effettuato prima dell'installazione dei vessel.

questo caso si nota subito l'assenza del picco per angoli compresi tra i 20° e 40° che è stato registrato in presenza del vessel e che correttamente era stato attribuito alla riflessione del vessel. Nel grafico presentato ben distinguibili due picchi di riflessione dopo il picco principale: la prima corrisponde ad angoli al centro circa doppi rispetto al picco di luce diretta ed è stato interpretato come il picco di riflessione speculare provocata dal vetro del fototubo; il secondo picco invece è diffuso praticamente su tuta la sfera ed è dovuta alla riflessione da parte della superficie interna della sfera.

5.4 Simulazione di eventi laser in aria

Sono stati generati degli eventi di laser radiale ed obliquo per effettuare un confronto tra il dati sperimentali e i risultati dati dalle simulazioni; durante questo confronto è emerso che nel codice di simulazione non vengono adeguatamente considerati gli effetti di superficie dovuti al passaggio della luce attraverso i vessel e non viene ben simulato il profilo del fascio di luce. Ci si aspetta che gli effetti diffusivi del vessel siano molto meno intensi una volta riempito il rivelatore con lo scintillatore, mentre occorrerà modificare il codice MonteCarlo per simulare meglio il profilo del fascio di luce laser.

5.4.1 Simulazione dei fasci radiali in aria

Nelle simulazioni in aria generate con GEANT4, è possibile osservare come dovrebbe presentarsi la distribuzione temporale di carica per dei run di fasci radiali nel caso in cui i vessel abbiano una riflettività perfettamente speculare. I dati presentati nelle precedenti sezioni riferiti ai laser radiali invece hanno evidenziato che solo il 20% circa della luce totale raccolta può essere considerata luce trasmessa dalle 4 superfici di nylon attraversato; nelle simulazioni, inviando 200 fotoni per impulso, si trova invece che nello spot di 1 metro di raggio cade circa il 50% della luce totale raccolta. Si può concludere che non solo i vessel, nella realtà, non riflettono in maniera completamente speculare ma anche che la frazione di luce trasmessa è minore di quella misurata in laboratorio e che è stata inserita nel codice di simulazione.

Nella figura 5.15 sono presentati dei confronti tra le simulazioni ottenute simulando il rivelatore pieno d'aria con i vessel presenti per un run di laser radiale. Come si può osservare nella simulazione non è presente il picco di riflessione dell'outer vessel. Questo è dovuto al fatto che essendo la riflessione simulata perfettamente speculare, con un apertura angolare di 5° per il fascio di luce la deviazione massima dalla sorgente per la luce riflessa indietro

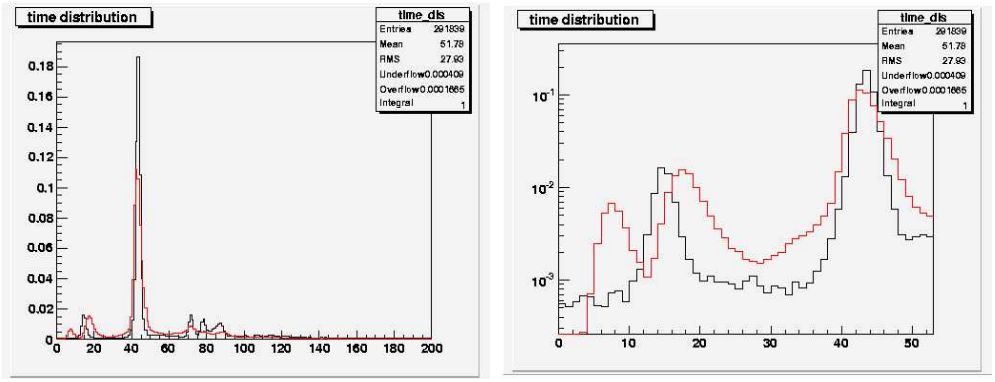

Figura 5.15: Confronto tra le simulazioni (in nero con) e i dati (in rosso) per un fascio di luce radiale (p.p. 7). A destra è illustrato il dettaglio della zona per tempi compresi tra i picchi di riflessione dei vessel e il picco di luce diretta.

dall'outer vessel è di soli 12 *cm* circa ed è comunque inferiore alla distanza presente tra la sorgente e i fototubi ad essa più vicini.

Nella figura 5.15 a destra è presentato un dettaglio della distribuzione temporale della carica raccolta. Va osservato in particolare che nella simulazione (in nero) tra il picco di riflessione del inner vessel e il picco di luce diretto viene raccolta molto meno carica rispetto ai dati. La distribuzione dell'angolo al centro del PMT colpito aiuta a comprendere che la carica raccolta tra i due picchi nei dati si tratta di luce diffusa dai vessel ad angoli molto grandi e che tale diffusione è del tutto assente nelle simulazioni 5.16.

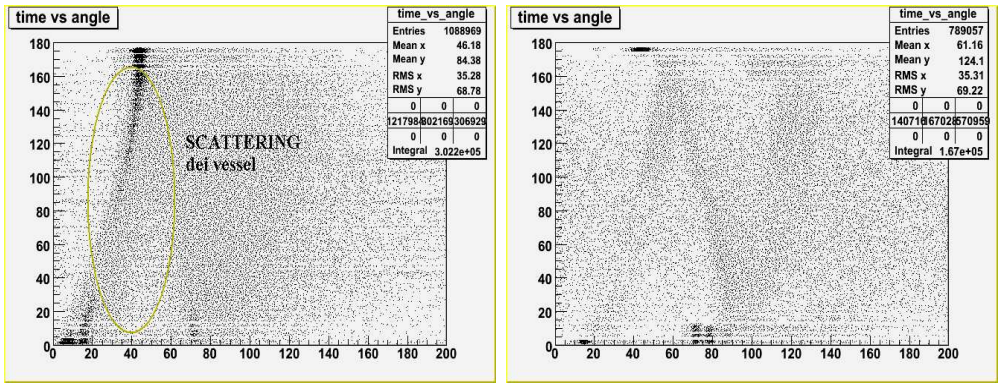

Figura 5.16: Distribuzione dell'angolo al centro dei PMT colpiti in funzione del tempo di volo per i dati di laser radiale raccolti durante l'Air Run (sinistra) e per una simulazione.

Un'ulteriore evidenza delle proprietà diffusive del vessel nel caso di fasci

radiali sono illustrate in figura 5.17 dove vengono rappresentati gli spot luminosi nel piano $x' - y'$ contenente la sorgente (in (0,0)): come si può notare nel caso delle simulazioni solo 4 fototubi raccolgono una certa quantità di carica mentre nel caso dei dati reali la luce è diffusa su una macchia molto grande della larghezza di circa 3 metri. Infine si sottolinea anche che la dispersione

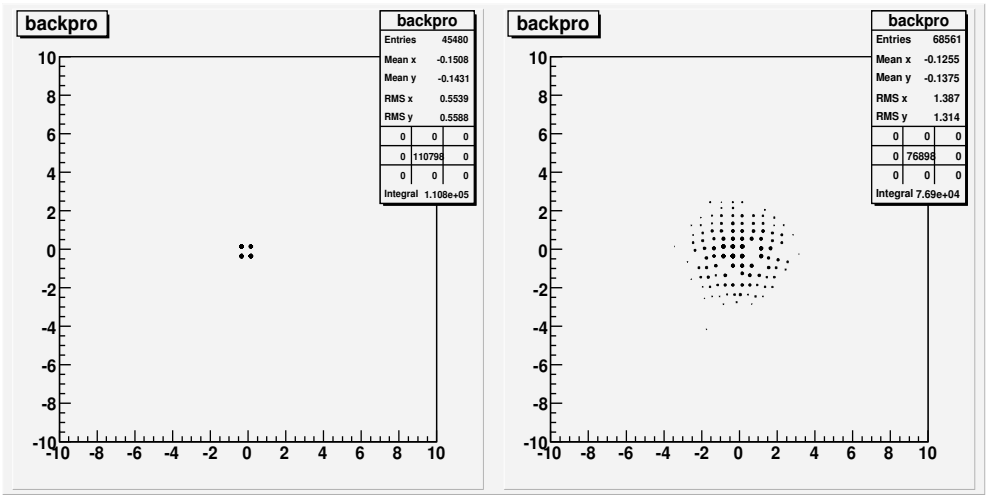

Figura 5.17: Spot di luce riflessa dai vessel per le simulazioni (sinistra) e per un run di dati di laser radiali.

angolare che si registra sul picco di luce diretta per le simulazioni è inferiore anche rispetto al caso in cui il vessel sia assente (figura 5.13) nonostante sia stata scelta un apertura angolare di 5°: questo è dovuto essenzialmente al fatto che il profilo del fascio di luce simulata non descrive appropriatamente il profilo reale. Come è stato detto, nella simulazione viene introdotta la sezione frontale del fascio con una distribuzione uniforme in un cono con angolo al vertice pari all'angolo di apertura, ma evidentemente questa assunzione non rispecchia completamente la realtà. Simulando un apertura angolare di 5° ci sono circa 4 canali che vedono la stessa quantità di carica (figura 5.18 a sinistra) mentre nei dati reali si trova un solo canale maggiormente colpito e i canali ad esso più prossimi vedono solo un decimo della luce vista da quest'ultimo (figura 5.18 a destra).

5.4.2 Simulazioni dei fasci obliqui in aria

Per i fasci di luce laser obliqui si è proceduto allo stesso confronto. In figura 5.19 sono rappresentati le distribuzioni temporali della carica raccolta per un laser obliquo "lontano" (p.p. 1) e uno "medio" (p.p. 8) sovrapposti con i risultati ottenuti dalle simulazioni.

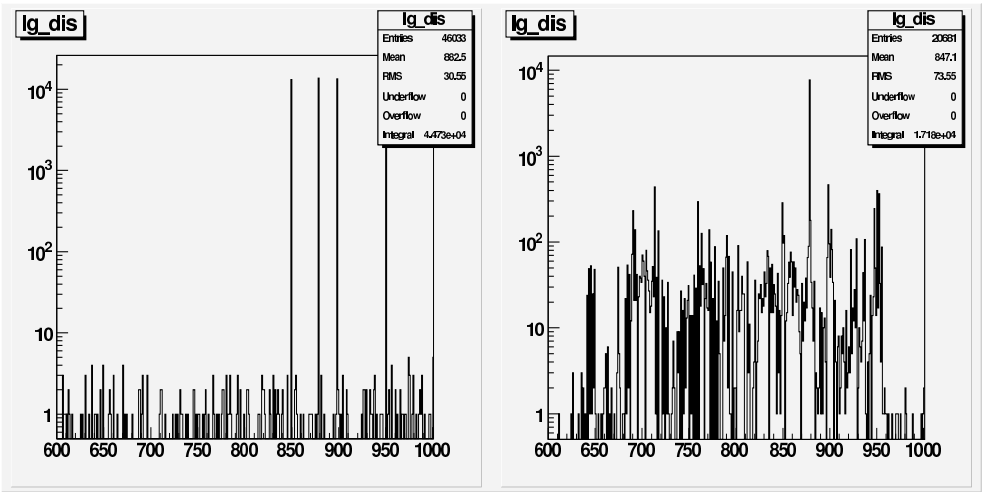

Figura 5.18: Carica registrata dai canali nel picco di luce diretta per un run simulato (sinistra) e per i dati sperimentali (destra).

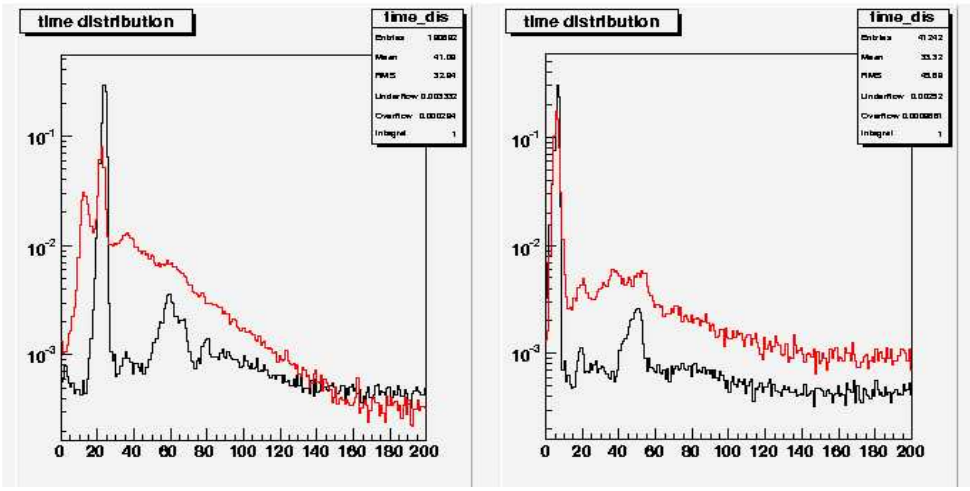

Figura 5.19: Confronto tra la distribuzione della carica raccolta per un laser obliquo "lontano" (p.p. 1 a sinistra) e "medio" (p.p. 8 a destra) per un run simulato (in nero) e i dati acquisiti durante l'Air Run (in rosso) con il laser a intensità 7 per il p.p. 1 e 6.5 per il p.p. 8.

I laser obliqui lontani sono gli unici che attraversano l'outer-vessel e come si può osservare nel caso delle simulazioni manca completamente il picco di riflessione dovuto all'attraversamento della superficie di nylon. Nel caso dei fasci medi l'andamento della distribuzione trovata nelle simulazioni e trovata nei dati sperimentali sembrano qualitativamente in miglior accordo. In particolare si osserva la presenza in entrambi i casi di una struttura per tempi compresi tra 40 e 60 ns che nel caso delle simulazioni è stata attribuita alla riflessione diffusiva della sfera. Un ulteriore picco a 20 ns circa è presente sia nella simulazione che nei dati reali ed è un picco attribuito alla riflessione del fotocatodo. Va comunque osservato che anche in questo caso il rapporto tra l'altezza del picco diretto e questi due picchi è molto diverso nel caso della simulazione e nel caso dei dati reali. Questo può essere dovuto a due fenomeni completamente diversi tra loro: la prima possibilità è che nel caso del run simulato i fenomeni di riflessione sono ancora una volta sottostimati anche se questa è l'ipotesi più improbabile poichè gli effetti di riflessione della sfera e dei catodi dei PMT sono note con maggior dettaglio che non gli effetti di riflessione dovuti ai vessels; l'altra possibilità è che nel caso dei dati veri si ha il canale di elettronica che va in saturazione e questo provoca una sistematica sottostima dell'altezza del picco di luce diretta. Il disaccordo in questo caso dovrebbe ridursi simulando un numero più grande di fotoni (nel caso di figura 5.19 ne sono stati simulati 200 per impulso).

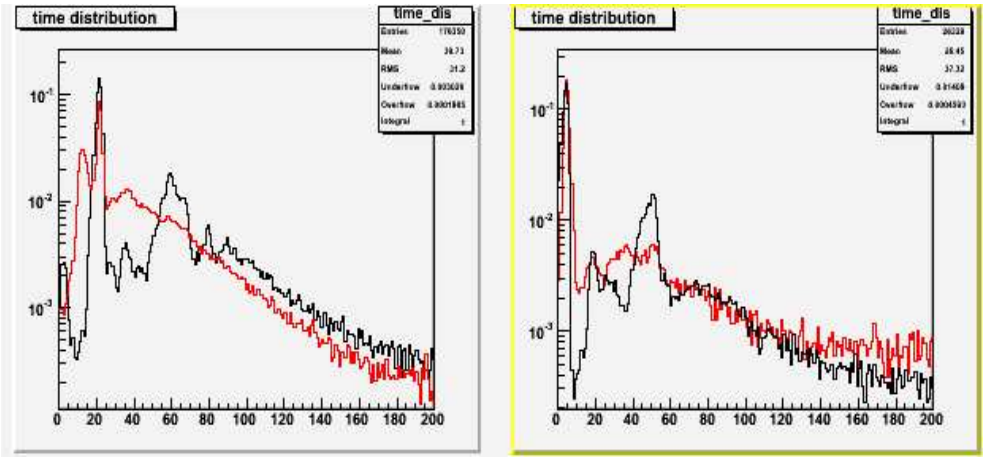

Figura 5.20: Confronto tra la distribuzione della carica raccolta per un laser obliquo "lontano" (p.p. 1 a sinistra) e "medio" (p.p. 8 a destra) per un run simulato (in nero) con 2000 fotoni per impulso e i dati acquisiti durante l'Air Run (in rosso) con il laser a intensità 7 per il p.p. 1 e 6.5 per il p.p. 8.

Nella figura 5.20 è illustrato il confronto tra i dati sperimentali e i dati

ottenuti simulando eventi laser da 2000 fotoni per impulso per il patch panel 1 (lontano) e per il patch panel 8. Come si può notare nel caso del patch panel 1, nelle simulazioni, è presente un picco prima del picco di luce diretta attribuibile alla riflessione speculare del vessel, comunque l'altezza di tale picco non è confrontabile con quella del picco di riflessione che si osserva nei dati. Nel caso del patch panel 8 si può notare che il picco per $t = 20$ ns che è stato attribuito alla riflessione del fotocatodo del picco bersaglio è ben simulato. La struttura attribuita alla riflessione della sfera, invece è più grande nel caso delle simulazioni. Questo probabilmente è dovuto al fatto che la luce riflessa dalla sfera nel caso dei dati subisce ancora una volta effetti diffusivi dei vessel.

Capitolo 6

Simulazioni di eventi di laser

Nel capitolo 4 è stato introdotto il codice GEANT4 per Borexino usato per la simulazione della propagazione della luce di scintillazione prodotta da eventi α e β nel rivelatore e la parte dedicata alla simulazione di eventi laser per lo studio della trasparenza.

In questo capitolo verranno presentate una serie di analisi, effettuate durante questo lavoro di tesi, svolte per riconoscere i parametri sensibili alla variazione della lunghezza di assorbimento[1]. Le analisi sono state effettuate sviluppando un modulo di Echidna, che rientrerà nel gruppo dei moduli di calibrazione, il cui scopo sarà scrivere all'interno del Database di Borexino i parametri sensibili a variazioni della trasparenza dello scintillatore in modo tale da avere una cronistoria dei cambiamenti della trasparenza stessa. I run sono stati tutti simulati con una lunghezza d'onda del laser di 394 nm, la stessa del laser che verrà utilizzato per questo tipo di analisi.

Nonostante i confronti tra risultati sperimentali e le simulazioni in aria con i vessel presenti abbiano mostrato alcuni limiti del codice di simulazione (a causa soprattutto degli effetti di superficie amplificati dalla presenta di gocce d'acqua sui vessel di nylon difficili da simulare), ci si aspetta che l'accordo migliori una volta riempito il rivelatore con scintillatore in quanto gli effetti di superficie scompaiono quasi completamente; pertanto ci si aspetta che il codice si simulazione riesca a simulare meglio il rivelatore nel suo stato finale che non nello stato in cui si trova attualmente. I laser radiali e obliqui verranno usati in modo differente in modo da sfruttare al massimo le diverse possibilità di controllo offerte dalle due configurazioni.

[1] In questo capitolo si parlerà genericamente di lunghezza di assorbimento anche se bisogna considerare che il processo più importante per fotoni con $\lambda = 394\ nm$ in PC è lo scattering elastico quindi parlando di lunghezza di assorbimento si fa riferimento più in generale alla lunghezza di interazione.

6.1 Simulazioni in scintillatore dei laser obliqui

La caratteristica principale dei laser obliqui è che inviano la luce direttamente su un solo PMT bersaglio: risulta chiaro dunque che questi tipi di fasci possono fornire una misura diretta sulla quantità di luce vista dal singolo fototubo. Inoltre il sistema dei laser obliqui comprende differenti distanze sorgenti-target proprio per poter misurare la variazione dell'intensità di luce che arriva al catodo dei bersagli dopo che la luce stessa ha attraversato spessori differenti di liquido di buffer.

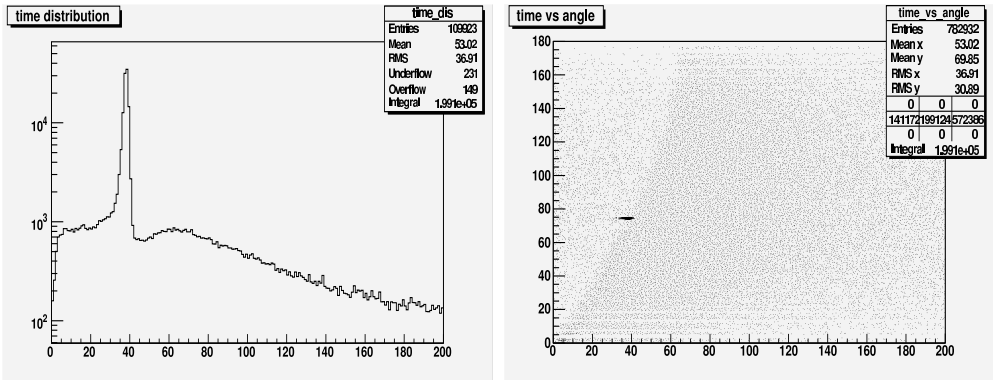

Figura 6.1: Distribuzione temporale della carica raccolta (sinistra) e carica raccolta in funzione del tempo e degli angoli al centro (destra) per una simulazione di un laser obliquo (p.p. 1) in Pseudocumene (20000 eventi da 200 fotoni).

6.1.1 Lunghezza d'assorbimento relativa

Gli studi per valutare la lunghezza di attenuazione possono essere fatti solo inviando un numero molto basso di fotoni verso il PMT bersaglio in modo tale da non mandare in saturazione il canale di elettronica ad esso associato. Per questo tipo di studio sono state effettuate delle simulazioni di eventi laser obliquo scegliendo un patch panel per ogni distanza sorgente-target e imponendo diverse lunghezze di assorbimento per lo Pseudocumene (modificando il codice GEANT4) con 20000 impulsi laser da 30 fotoni ciascuno.

Nella realtà, per effettuare una valutazione della lunghezza di assorbimento, si pone il problema che non è completamente nota l'efficienza geometrica per il processo e non è noto il numero di fotoni inviato: tuttavia è possibile valutare la lunghezza di assorbimento relativa all'aria calcolando prima per una data intensità del laser (30 fotoni nel caso delle simulazioni) la carica

vista da ogni PMT bersaglio in aria e poi valutare nuovamente la carica una volta inserito il PC.

Se non si conosce l'intensità iniziale del fascio si può supporre che essa sia proporzionale alla carica vista dai PMT target in aria con l'efficienza totale (efficienza geometrica e Quantum Efficiency) come costanti di proporzionalità ($I_0 \propto C_{aria}$). Supponendo che questa costante sia fissa è possibile ricavare l'intensità anche nel caso del PC. Ricordando l'espressione per l'andamento dell'intensità della luce si può scrivere:

$$\frac{I_d}{I_0} = \frac{C_{PC} \cdot \eta}{C_{aria} \cdot \eta} = e^{-\frac{d}{\Lambda}} \tag{6.1}$$

Dove η è la costante di proporzionalità che tiene conto di tutte le efficienze e che è supposta essere uguale per aria e PC[2] e Λ è la lunghezza di assorbimento del PC. Sono stati raccolti i dati di simulazioni in aria e poi in PC con 5 diverse lunghezze di assorbimento per i patch panel 1, 2, 3, 8 e 19. per ogni patch panel è stato calcolato il rapporto tra carica vista in aria e in PC nelle diverse condizioni. Nel grafico a sinistra in figura 6.2 è illustrato l'andamento di $\log\left(\frac{C_{aria}}{C_{PC}}\right)$ in funzione della distanza sorgente-target ottenuta dai Run di laser simulati.

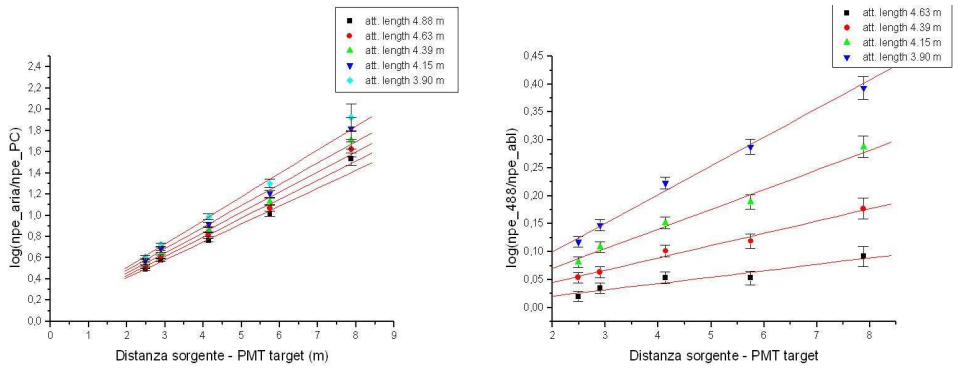

Figura 6.2: A sinistra andamento dell'intensità della carica raccolta in Pseudocumene sull'intensità raccolta in aria dal PMT bersaglio in funzione della distanza sorgente-bersaglio per diverse lunghezze di assorbimento. A destra il termine di confronto non è più l'aria ma PC simulato con una lunghezza di attenuazione di 4.88 m.

[2]In realtà questa approssimazione non è completamente vera poiché ci si aspetta che l'apertura angolare del fascio di luce diminuisca leggermente passando da aria a PC aumentando così l'efficienza geometrica. Inoltre va anche considerato che gli effetti dovuti all'attraversamento del vessel possono cambiare da aria a PC.

Λ nom. (m)	Λ mis. (m)	C.R.L.
4.88	5.40 ± 0.3	0.994
4.64	5.11 ± 0.3	0.997
4.39	4.83 ± 0.3	0.994
4.15	4.52 ± 0.2	0.995
3.90	4.44 ± 0.2	0.993

Tabella 6.1: Risultati del fit dei dati di figura 6.2 a sinistra (lunghezza di attenuazione relativa all'aria). Nell'ultima colonna è riportato l'indice di correlazione lineare. La lunghezza di assorbimento presente nel MonteCarlo di default è indicata in grassetto.

I punti sono stati interpolati con una retta ipotizzando un andamento del tipo:

$$\log\left(\frac{C_{aria}}{C_{PC}}\right) = \frac{d}{\Lambda} \tag{6.2}$$

Dai risultati del fit si può ottenere immediatamente una misura sulla lunghezza di assorbimento del PC (tabella 6.1)

I risultati su Λ mostrano una sovrastima sistematica: questo fatto è dovuto fondamentalmente al *forward-scattering* fenomeno di cui non si tiene conto nella valutazione di Λ nel modo esposto sopra. Va comunque ricordato che lo scopo di queste misure non è la valutazione della lunghezza di assorbimento del mezzo in temini assoluti, quanto piuttosto la valutazione di eventuali cambiamenti della lunghezza di assorbimento.

È possibile ottenere una misura molto precisa delle variazioni della lunghezza di assorbimento nel tempo valutando la carica vista dai PMT in un determinato momento e la carica vista dopo che la lunghezza di assorbimento è cambiata. Per far questo basta sostituire al numero di fotoelettroni raccolti in aria (che prima venivano supposti proporzionali all'intensità iniziale della luce) il numero di fotoelettroni visto in PC in un dato periodo e misurando nuovamente tale quantità dopo un certo intervallo di tempo e valutare il rapporto tra le due quantità. In questo modo si può valutare la lunghezza di assorbimento del PC in un certo istante relativa alla lunghezza di assorbimento misurata inizialmente. Con questo metodo si assume che all'istante iniziale la lunghezza di assorbimento del PC sia infinita; se dopo un certo periodo di tempo il numero di fotoelettroni visto dai PMT non cambia la curva data dalla 6.2 sarà costante e uguale a zero se invece si ha un cambiamento la pendenza della retta ($\frac{1}{\Lambda_{eff}}$) aumenta come illustrato in figura 6.2 a destra nella quale è stata assunta come carica di riferimento quella vista dai PMT

Λ nom. (m)	Λ_{eff} (m)	C.R.L.
4.64	91 ± 16	0.995
4.39	46 ± 4	0.990
4.15	28.6 ± 2.4	0.987
3.90	19.6 ± 1.1	0.935

Tabella 6.2: Risultati del fit dei dati di figura 6.2 a destra (lunghezza di attenuazione relativa al PC con $\Lambda = 4.88\ m$)

nelle simulazioni con $\Lambda = 4.88\ m$. Questo approccio è giustificato dal fatto che, considerata la formula 6.2, un'eventuale diminuzione della lunghezza di assorbimento va tenuta in conto con la sostituzione $\Lambda \rightarrow \Lambda - \Lambda'$ quindi si ha:

$$I = I_0 e^{-\frac{d}{\Lambda - \Lambda'}} = I_0 e^{-\frac{d}{\Lambda} - \frac{\Lambda' d}{\Lambda^2 - \Lambda\Lambda'}} \tag{6.3}$$

A questo punto, supponendo che $I_0 e^{\frac{d}{\Lambda}}$ sia legato alla carica vista dal PMT a distanza d da una relazione di proporzionalità esattamente come supposto nel caso relativo all'aria, si può scrivere:

$$\frac{I}{I_0 e^{-\frac{d}{\Lambda}}} = \frac{C}{C_{488}} = e^{-\frac{\Lambda' d}{\Lambda^2 - \Lambda\Lambda'}} = e^{-\frac{d}{\Lambda_{eff}}} \tag{6.4}$$

Se la lunghezza di attenuazione del PC non cambia si trova $\Lambda_{eff} \rightarrow \infty$.

In questo modo da una misura della pendenza della retta è possibile sapere se e di quanto (in una scala arbitraria) è variata la lunghezza di assorbimento del PC. Nella tabella 6.2 sono riassunti i parametri ottenuti dall'interpolazione dei dati simulati. Se si vuole passare ad una scala assoluta basta considerare che dall'espressione 6.2 si ottiene:

$$\Lambda' = \frac{\Lambda^2}{\Lambda_{eff} + \Lambda} \tag{6.5}$$

Dunque, supponendo di conoscere la lunghezza di assorbimento iniziale del mezzo (4.88 m nel caso attuale), si può ricavare la lunghezza di assorbimento "assoluta". Nell'ultima colonna della tabella 6.3 sono riassunti i risultati trovati con questa tecnica.

In questo caso la sovrastima imputata precedentemente al *forward - scattering* non si osserva perché è minore la variazione di lunghezza di interazione tra il termine di paragone rispetto al quale si valuta la lunghezza di assorbimento efficace (4.88 m) e le nuove lunghezze esaminate. Infatti volendo esprimere l'assorbimento della luce in termini dell'inverso della lunghezza di

Λ nom. (m)	Λ' (m)	Λ mis.
4.64	0.25 ± 0.04	4.63 ± 0.04
4.39	0.47 ± 0.04	4.41 ± 0.04
4.15	0.71 ± 0.05	4.17 ± 0.05
3.90	0.97 ± 0.04	3.91 ± 0.04

Tabella 6.3: Lunghezza di assorbimento assoluta

assorbimento e volendo considerare che ad una distanza d viene rivelata sia la luce trasmessa che la luce diffusa in avanti, per il confronto con l'aria si ha:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\alpha(1-f)d} \tag{6.6}$$

dove con f è stata indicata la parte di luce che, pur interagendo col mezzo, viene diffusa in avanti. Volendo misurare la variazione dell'inverso della lunghezza di assorbimento rispetto all'aria la sovrastima sulla lunghezza di assorbimento dovuta al fatto che non viene considerato il termine di *forward - scattering* grava direttamente sul valore della lunghezza di assorbimento così misurata. Nel caso del confronto tra PC e PC invece si può supporre che l'inverso della lunghezza di assorbimento passi da α a $\alpha + \beta$ in questo caso allora si ha:

$$\frac{I}{I_0 \cdot e^{-\alpha(1-f)}} = e^{\beta(1-f)d} \tag{6.7}$$

La sovrastima sulla lunghezza di assorbimento dovuta al *forward - scattering* ora grava sulla lunghezza di assorbimento efficace che è legata alla differenza tra le due lunghezze di assorbimento dalla relazione 6.5 e nel computo della lunghezza di attenuazione assoluta l'errore introdotto è molto inferiore.

Il limite fondamentale di questo metodo è che bisogna lavorare con intensità del laser piuttosto basse e soprattutto tra una misura e quella successiva l'intensità del laser non deve cambiare. Comunque è stato osservato nelle simulazioni che cambiamenti dell'intensità del laser del 10% (da 30 a 33 fotoni per impulso) non fanno cambiare le misure di Λ.

6.1.2 Studio della saturazione dei canali

Nel capitolo dedicato ai test effettuati durante l'Air Run, è stato osservato che per le configurazioni denominate "lontane" (distanza sorgente target pari a 788 m), cioè per gli unici laser obliqui che attraversano la superficie dell'outer vessel, i canali di elettronica associati ai PMT bersaglio non andavano

completamente in saturazione nemmeno ad intesità tali saturare completamente i target delle configurazioni in cui il vessel non veniva attraversato: questo fatto è dovuto alle proprietà di trasmissione del vessel.

Questa osservazione definisce un'osservabile per controllare la trasparenza del mezzo: la frazione di eventi sul totale che manda in saturazione i canali di elettronica dei PMT bersaglio al variare della lunghezza di assorbimento del mezzo. Sono state generate delle simulazioni di eventi laser obliquo con i patch panel 1, 2, 3, 8 e 19 (un patch panel per ogni distanza sorgente-target) da 20000 eventi ciascuno con 200 fotoni per impulso laser per diverse lunghezze di assorbimento per lo Pseudocumene. Il numero di fotoni per impulso è stato scelto in modo tale da saturare ma non completamente il canale di elettronica. Infatti sono necessari circa 11 fotoelettroni al catodo per mandare in saturazione il canale di elettronica[3]. Se il canale fosse completamente saturato a causa di un emissione di un numero troppo elevato di fotoelettroni variazioni anche molto significative della lunghezza di assorbimento del mezzo potrebbero lasciare comunque il canale completamente saturato e non si avrebbe sensibilità nella misura.

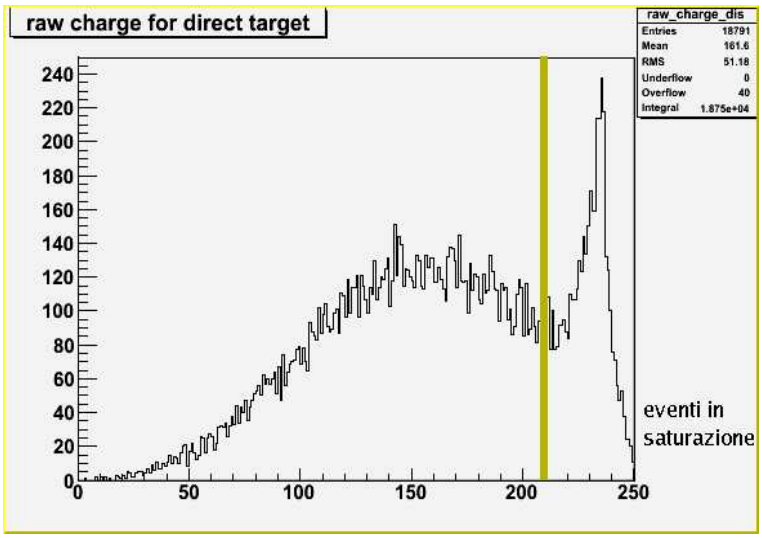

Figura 6.3: Distribuzione della carica per un laser obliquo (p.p. 3) espressa i funzione del canale ADC e definizione di saturazione.

L'osservabile di interesse è la percentuale di eventi sul totale che mandano in saturazione il canale (figura 6.3) ed è stata valutata per 6 diverse lunghezze di assorbimento del PC. Nella tabella 6.4 sono riassunti i risultati trovati. La cosa importante da osservare è che per una fissata distanza sorgente target la

[3] Questo numero varia in funzione del guadagno del fototubo.

Λ (m)	d=7.88 m	d=5.75 m	d=4.14 m	d=2.90 m	d=2.49 m
5.37	9%	33%	46%	54%	60%
4.88	5%	23%	39%	48%	55%
4.64	3%	19%	33%	44%	52%
4.39	2%	15%	29%	39%	47%
4.15	1%	11%	24%	36%	44%
3.90	1%	8%	19%	31%	40%

Tabella 6.4: Percentuale di eventi in saturazione per il canale di elettronica del PMT bersaglio per laser obliqui con diverse distanze sorgente-target e a diverse lunghezze di assorbimento per il PC. La lunghezza di attenuazione presente nel codice GEANT4 di default è indicata in grassetto.

percentuale di saturazione varia considerevolmente al variare della lunghezza di assorbimento del PC: per incrementi della lunghezza di assorbimento del 5% si hanno mediamente 2.5% eventi di saturazione in più.

Questo metodo sembra essere piuttosto sensibile ma ha alcuni limiti:

- è indispensabile avere la possibilità di inviare esattamente lo stesso numero di fotoni ad un dato bersaglio per poter attribuire la variazione di eventi di saturazione solo a cambiamenti delle proprietà del mezzo attraversato;

- è necessario che il guadagno dei fototubi rimanga inalterato per periodi di tempo molto lunghi altrimenti si avrebbe una misura di stabilità inconsistente.

La prima condizione è forse la più importante poichè dipende dal laser e dalla precisione con cui si fissa l'intensità di emissione, mentre la seconda condizione dipende solo dal canale di elettronica e considerato che per ogni distanza sorgente-target ci sono almeno due fasci di luce laser con due bersagli diversi è meno vincolante della prima. Inoltre potrà essere usata l'informazione proveniente dalle varie configurazioni (figura 6.4) per identificare problemi legati al guadagno del singolo fototubo. È stato stimato come inciderebbe un aumento del 10% dell'intensità del laser sulla misura nel caso in cui la lunghezza di assorbimento sia uguale a 4.39 m (tabella 6.5). Come si può osservare un incremento del 10% dell'intensità del laser può falsare completamente la misura. Tuttavia è interessante osservare che l'aumento di intensità del laser non riproduce risultati compatibili con un aumento della lunghezza di assorbimento. Infatti come si può osservare nel grafico di figura 6.4 le

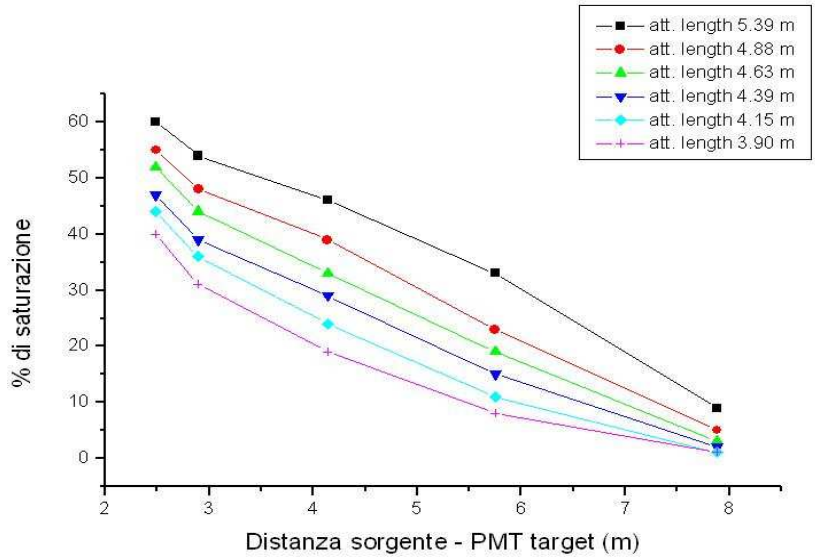

Figura 6.4: Andamento della saturazione con la distanza sorgente-target per diverse lunghezze di assorbimento per il PC.

Intensità	d=7.88 m	d=5.75 m	d=4.14 m	d=2.90 m	d=2.49 m
220 fot.	3%	23%	40%	52%	60%
200 fot.	2%	15%	29%	39%	47%

Tabella 6.5: Percentuale di eventi in saturazione per il canale di elettronica del PMT bersaglio per laser obliqui con lunghezza di assorbimento $\Lambda = 4.39$ m con l'intensità del laser aumentata del 10% (220 fotoni per impulso).

curve ottenute variando la lunghezza di assorbimento hanno approssimativamente lo stesso andamento solo che al diminuire di Λ vengono spostate verso il basso. Nel caso in cui viene cambiata l'intensità del laser l'andamento della "percentuale di saturazione" segue un andamento diverso come illustrato in figura 6.5

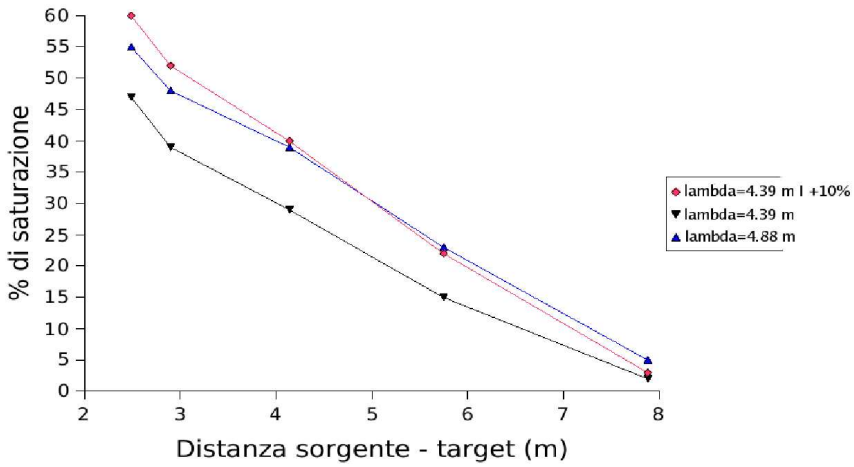

Figura 6.5: Andamento della saturazione con la distanza sorgente-target per $\Lambda = 4.39\ m$ con 200 (nero) e con 220 (rosso) fotoni per impulso e con $\Lambda = 4.88\ m$ (+10%) con 200 fotoni per impulso (blue).

6.2 Simulazioni in scintillatore dei laser radiali

Le fibre radiali non puntano verso nessun PMT particolare ne consegue che le informazioni sulla trasparenza che si possono ottenere da queste configurazioni sono, per certi aspetti, più indirette. Si ricorda, inoltre, che i fasci di luce radiale passano anche nella zona attiva del rivelatore all'interno dell'inner - vessel e potranno dare una misura di eventuali cambiamenti delle proprietà ottiche anche della parte più interna del rivelatore stesso. Per gli studi che seguono è stata scelto il patch panel 3 ed è stata valutato il comportamento di certe osservabili in funzione della lunghezza di assorbimento del PC.

Nella figura 6.6 è illustrata la distribuzione della luce raccolta per 6 diverse lunghezze di assorbimento ed un dettaglio dei primi 60 ns per dei run di laser radiale. La prima cosa che si può notare è che in presenza di PC le riflessioni dei vessels e delle pareti interne della sfera vengono completamente sovrastate

dalla luce diffusa dal PC e pertanto di può distinguere solo il picco di luce diretta.

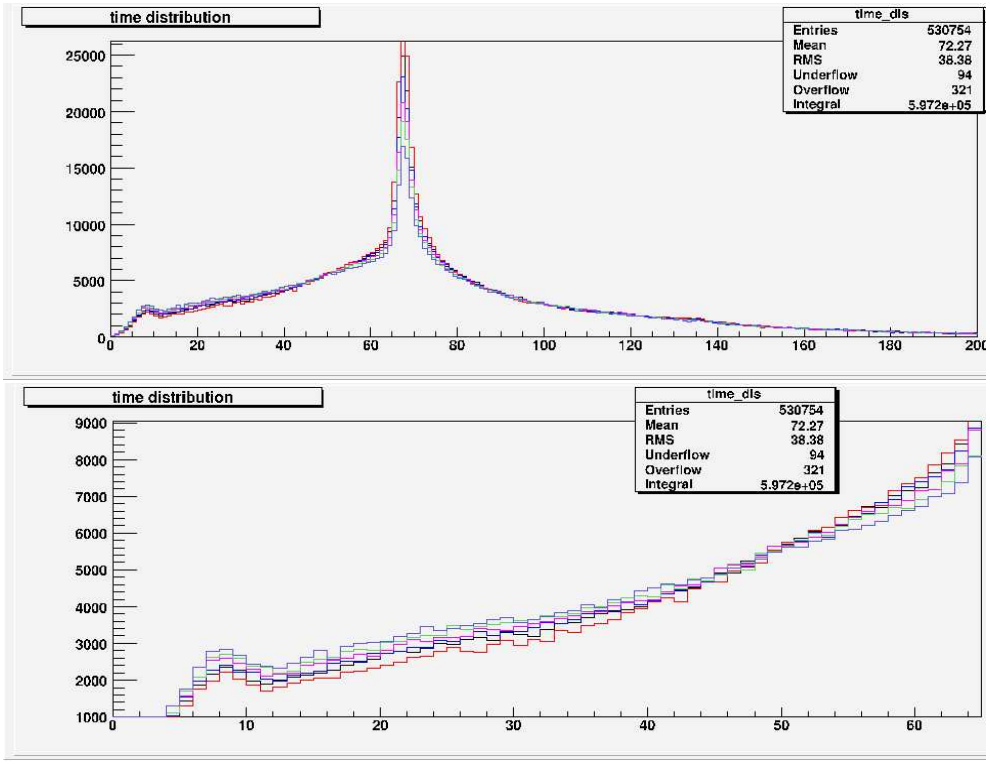

Figura 6.6: Distibuzione temporale della carica raccolta nel rivelatore per dei run di laser radiale simulati con lunghezza di interazione del PC di 5.37, 4.88, 4.63, 4.15 e 3.90 m e (in basso) un dettaglio dei primi 60 ns.

È anche importante notare che al diminuire della lunghezza di assorbimento il picco di luce diretta si abbassa mentre aumenta la carica vista nei primi 50 ns in particolare per questi tempi le curve si intersecano: questo testimonia che la luce si distribuisce in maniera diversa all'interno del rivelatore al variare della lunghezza di assorbimento.

Nella figura 6.7 è illustrata la distribuzione della luce rispetto agli angoli al centro e rispetto al tempo simulando la presenza di PC con lunghezze di attenuazione pari a 4.88 m (sinistra) e 3.90 m. Si può notare che per lunghezze di assorbimento minori la carica raccolta per angoli compresi tra 20° e 160° aumenta. Inoltre va notato che i punti in cui viene raccolta la maggior parte della carica sono per angoli prossimi ai 180° (luce trasmessa e diffusa in avanti) e per angoli piccoli *back-scattering*.

Le quantità di interesse che sono state selezionate sono:

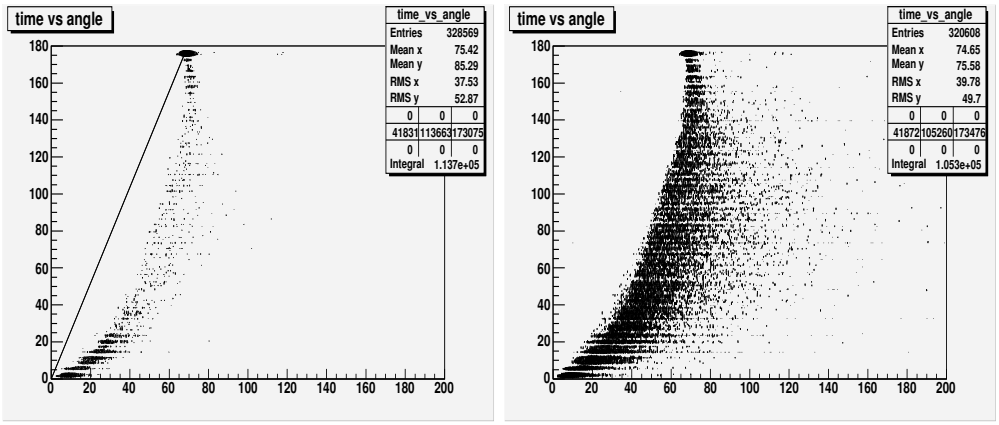

Figura 6.7: Distribuzione della carica nel rivelatore in funzione dell'angolo al centro e del tempo per due run radiali simulati con lunghezza di interazione del PC pari a 4.88 m (sinistra) e 3.90 m. Va osservato che il fenomeno di maggior rilievo è lo scattering di Rayleigh (La densità di carica è maggiore per angoli piccoli in accordo con l'andamento $(1+\cos^2(\theta))$) per questo fenomeno.

- la larghezza dello spot di luce così come è stata definita nel precedente capitolo: infatti in presenza di effetti diffusivi ci si aspetta che lo spot di luce che viene raccolta dai PMT nella semisfera opposta rispetto a quella in cui si trova la sorgente si allarghi;

- la quantità di carica che viene raccolta dai PMT che si trovano ad una distanza dal baricentro di luce del picco di luce diretta inferiore ad un metro;

- la carica vista dai fototubi montati sulla semisfera che contiene la sorgente di luce e in particolare il rapporto tra la luce vista dai fototubi in prossimità del baricentro e la luce raccolta dalla semisfera contenente la sorgente;

- l'integrale totale della carica raccolta.

Inizialmente sono stati simulati 20000 eventi laser ($\lambda = 394\ nm$) da 200 fotoni ciascuno a sei diverse lunghezze di assorbimento. I risultati trovato sono riassunti nella tabella 6.6.

Come si può osservare l'integrale della carica totale varia solo del 10% a fronte di un cambiamento della lunghezza di assorbimento del 27%. Questo è dovuto essenzialmente al fatto che il processo più probabile per fotoni con $\lambda = 394\ nm$ è lo scattering elastico, di conseguenza la maggior parte della luce che interagisce non viene realmente assorbita dal mezzo (in questo senso

Λ (m)	R_{spot} m	C. in $R = 1$ m	C. $\theta < 90^0$	R	C. totale
5.37	2.55	13%	50%	0.26	1.37×10^5
4.88	2.77	11%	53%	0.20	1.34×10^5
4.64	3.21	8%	53%	0.15	1.29×10^5
4.39	3.47	6%	58%	0.10	1.27×10^5
4.15	3.62	5%	59%	0.08	1.25×10^5
3.90	3.63	5%	60%	0.08	1.23×10^5

Tabella 6.6: Larghezza dello spot di luce calcolato secondo la definizione data nel capitolo 5, carica raccolta dai PMT montati nella semisfera contenente la sorgente, carica raccolta nello spot di raggio 1 m attorno al baricentro di carica, carica totale raccolta e rapporto tra la carica raccolta nella semisfera contente la sorgente e la carica raccolta nello spot di raggio 2 m per Run di laser radiale (20000 eventi) da 200 fotoni ciascuno simulati con differenti lunghezze di interazione per il PC.

sarebbe più corretto parlare di lunghezza di interazione) e va anche tenuto presente che in caso di assorbimento la probabilità di ri-emissione è molto alta ($\simeq 80\%$).

I parametri maggiormente sensibili alle variazioni della lunghezza di assorbimento sono il raggio dello spot di luce, che aumenta del 42% circa, e il rapporto tra la carica raccolta attorno al baricentro di carica del picco di luce diretta e la carica raccolta per angoli al centro minori di 90° che per la lunghezza di assorbimento di 5.37 m è più che triplicata rispetto al caso con $\lambda = 3.90$ m.

Nella figura 6.8 sono illustrati gli spot di luce vista di fronte alla sorgente con diverse lunghezze di assorbimento e si può qualitativamente osservare l'aumento della dimensione dello spot al deteriorarsi dello scintillatore.

Sono stati eseguiti altri due cicli di simulazioni aumentando il numero di fotoni, passando da 200 a 500 e 1000 fotoni per impulso, per verificare che le quantità misurate siano abbastanza stabili al variare dell'intensità del laser. Nelle tabelle 6.7 e 6.8 sono riepilogati i risultati trovati.

Come si può notare i risultati cambiano molto passando da 200 a 500 fotoni per impulso, tuttavia sembrano stabilizzarsi dato che i valori ottenuti con 1000 fotoni sono molto simili a quelli ottenuti con 500. Probabilmente i risultati ottenuti con 200 fotoni per impulso hanno troppa poca statistica. Osservando i risultati ottenuti con 1000 fotoni si può osservare che mentre la somma totale della carica raccolta aumenta solo del 6%, a fronte di un peggioramento delle proprietà di trasmissione del 27%, la dimensione del-

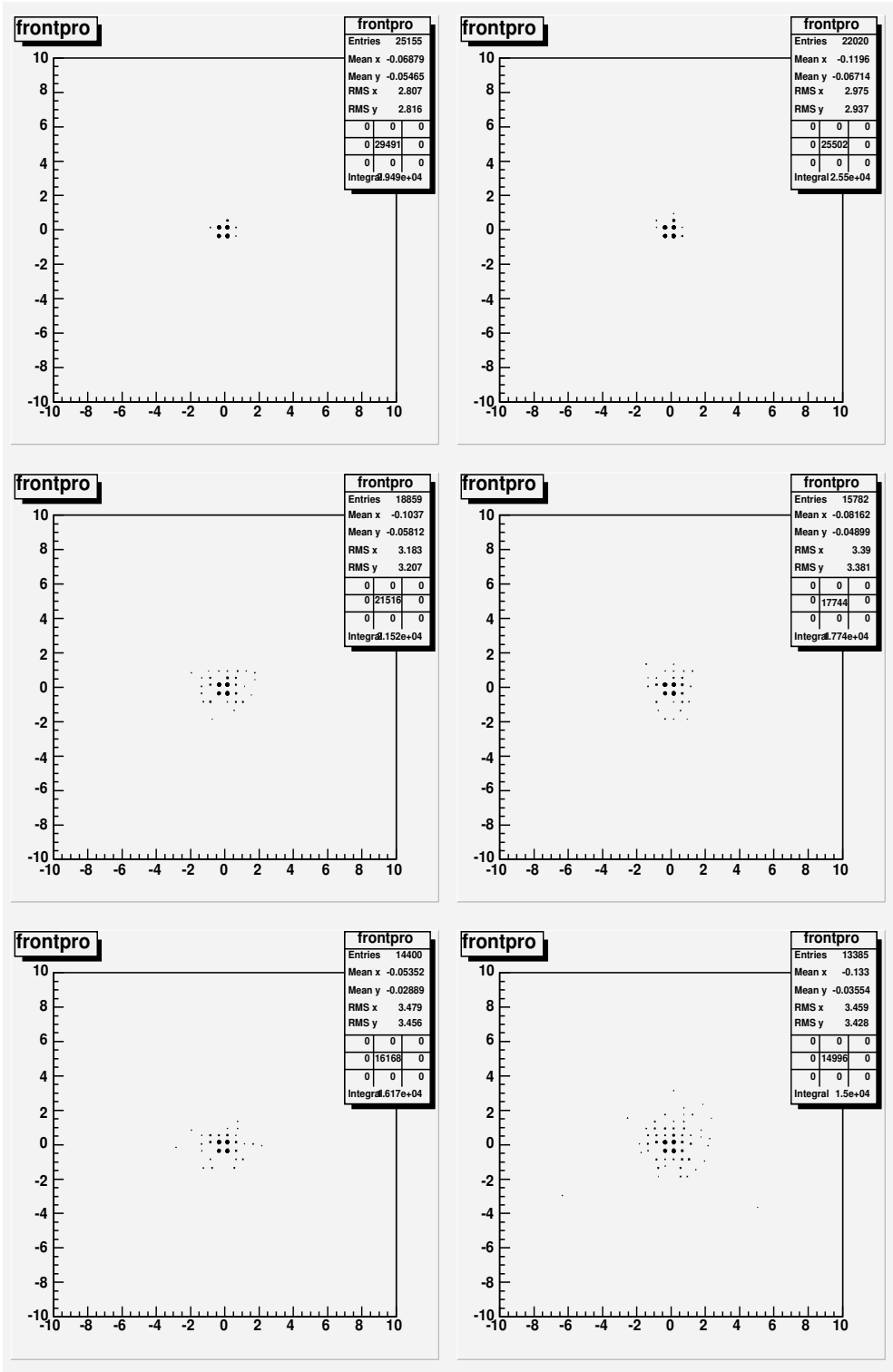

Figura 6.8: Spot di luce per i PMT di fronte alla sorgente per laser radiali con diverse lunghezze di assorbimento dello Pseudocumene. Lo spot è definito dai PMT colpiti per tempi compresi in $[t_{picco} - 5\ ns, t_{picco} + 5\ ns]$ all'interno della semisfera opposta al punto in cui c'è la sorgente di luce laser. Si può vedere come all'aumentare della probabilità di scattering in PC lo spot aumenti di dimensione.

Λ (m)	R_{spot} m	C. in $R = 1$ m	C. $\theta < 90^0$	R	C. totale
5.37	3.01	10%	53%	0.17	3.20×10^5
4.88	3.27	8%	56%	0.14	3.15×10^5
4.64	3.35	7%	57%	0.12	3.13×10^5
4.39	3.48	6%	58%	0.11	3.10×10^5
4.15	3.58	6%	59%	0.09	3.06×10^5
3.90	3.70	5%	61%	0.08	3.02×10^5

Tabella 6.7: Come tabella 6.6 ma con 20000 eventi con impulso laser da 500 fotoni.

Λ (m)	R_{spot} m	C. in $R = 1$ m	C. $\theta < 90^0$	R	C. totale
5.37	3.03	10%	54%	0.18	6.35×10^5
4.88	3.21	8%	56%	0.14	625×10^5
4.64	3.32	7%	57%	0.13	6.25×10^5
4.39	3.45	6%	58%	0.11	6.14×10^5
4.15	3.58	6%	60%	0.09	6.06×10^5
3.90	3.74	5%	61%	0.08	5.97×10^5

Tabella 6.8: Come tabella 6.6 ma con 20000 eventi con impulso laser da 1000 fotoni.

lo spot di luce aumenta del 23% mentre il rapporto tra la carica "diretta" e la carica vista dai PMT con angoli al centro minori di 90° rispetto alla sorgente cambia di un fattore 2. Le variabili selezionate, dunque, sembrano essere sufficientemente sensibili per dare una valutazione relativa sullo stato delle qualità ottiche dello scintillatore e soprattutto, a condizione di lavorare ad intensità del laser molto alte, sembra essere piuttosto indipendente dall'intensità stessa del laser.

Il limite fondamentale di questo metodo risiede nella possibile variazione nel tempo dell'efficienza geometrica nella raccolta di luce che può essere provocata dalla rottura di un PMT. La rottura di un PMT tra un acquisizione dati e l'altra può essere verificata in molti modi (con il laser di *timing* ad esempio) inoltre le misurazioni provenienti dalle 12 fibre possono far capire che una carenza nella carica raccolta attorno al baricentro di carica può essere dovuta a questo genere di imprevisto piuttosto che ad un peggioramento delle qualità ottiche dello scintillatore. Comunque la rottura di un PMT nella zona opposta alla sorgente renderebbe un acquisizione dati non confrontabile con quella successiva alla rottura per un determinato patch panel.

6.3 Modulo per il controllo della trasparenza

A seguito di tutte le osservazioni fatte sia analizzando i dati reali in aria sia analizzando le simulazioni in PC è stato scritto il modulo per il controllo della trasparenza dello scintillatore.

Il modulo riceve in ingresso un parametro identificativo del tipo di laser (radiale o obliquo) e il patch panel. Il primo passo è processare i primi 2000 eventi[4] e creare una distribuzione temporale della carica per ricercare il picco di luce diretta ed eventuali altri picchi di riflessione (figura 6.9).

Una volta trovato il picco di luce diretta viene valutata la carica vista dai PMT colpiti per $t \in [t_{picco} - 5, t_{picco} + 5]ns$ per definire il PMT che può essere considerato bersaglio diretto del fascio di luce.

Il modulo ha accesso al Database di Borexino dal quale acquisisce la posizione della fibra associata al patch panel del Run[5]. Poi, evento per evento, viene valutato, per ogni PMT colpito, il numero di fotoelettroni raccolti e il tempo associato al PMT colpito e viene calcolato l'angolo al centro tra il PMT colpito e la sorgente (figura 6.10).

A questo punto a seconda del tipo di evento laser (radiale o obliquo) contenuti nel run, il modulo esegue operazioni differenti.

[4]Il numero viene definito dall'utente.

[5]Il Run non può contenere dati provenienti da più di un patch panel.

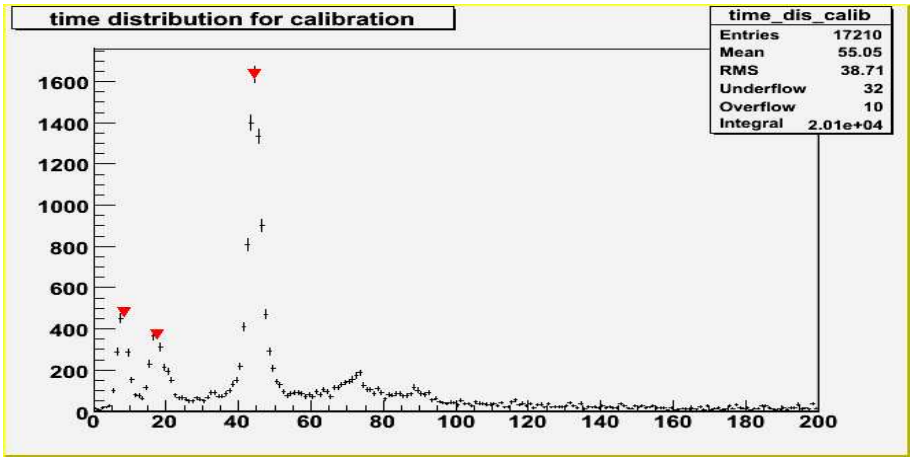

Figura 6.9: Il modulo crea un istogramma della distribuzione temporale della carica dei primi 2000 eventi (il numero può essere cambiato dall'utente dal file di configurazione di Echidna) per ricercare il picco di luce diretta ed eventuali picchi di riflessione. I picchi vengono ricercati col metodo Search dell'oggetto TSpectrum di ROOT e la posizione dei picchi viene comunicata con un messaggio. Il metodo Search indica con una freccetta il picco trovato.

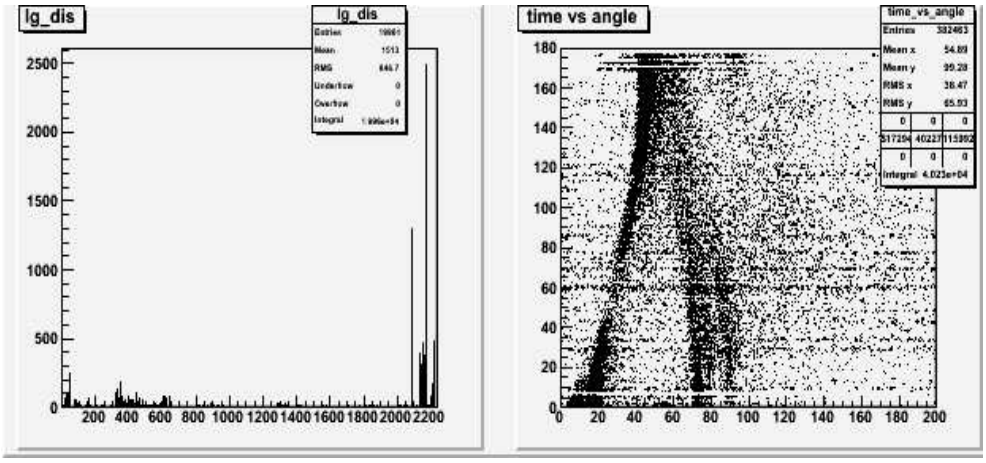

Figura 6.10: A sinistra è rappresentata la quantità di carica raccolta per canale nel picco di luce diretta: in questo modo può essere definito il PMT/target. A destra è illustrata la distribuzione della carica in funzione del tempo di volo e dell'angolo al centro tra il PMT che ha raccolto la carica e la sorgente.

Se il run è di laser radiale viene effettuata la rotazione del sistema di riferimento descritto nel capitolo 5 (vedi anche appendice A), viene valutata la posizione dei PMT colpiti nel piano $x' - y'$ e viene valutato il baricentro per la carica raccolta per $t \in [t_{picco} - 5, t_{picco} + 5]ns$ dai PMT che hanno un angolo al centro rispetto alla sorgente maggiore di 90°. Una volta processati tutti gli eventi del run

- viene valutata la distanza media dei PMT colpiti coi quali è stato definito il baricentro dal baricentro stesso (dimensione dello spot di luce);
- viene valutato l'integrale della carica vista dai PMT che hanno angoli al centro rispetto alla sorgente minori di 90° (carica *back*);
- viene valutata la carica vista dai PMT che giacciono entro un raggio di un metro dal baricentro (carica diretta);
- infine calcola il rapporto tra carica diretta e carica *back*.

Se invece il run è del tipo laser obliquo viene presa la carica raccolta dal PMT definito target dai primi eventi di calibrazione e viene riempito un istogramma con la carica espressa in termini di canale ADC. Inoltre viene calcolato il numero medio di fotoelettroni raccolti dal target per evento tenendo in considerazione anche gli eventi di trigger ai quali non corrisponde alcun fotoelettrone raccolto. Una volta processati tutti gli eventi il modulo da in output:

- la percentuale di eventi che ha mandato in saturazione il canale di elettronica associato al PMT bersaglio attraverso la distribuzione della carica raccolta dal PMT/target (figura 6.11);
- il valor medio dei fotoni raccolti dal PMT bersaglio.

Tutte queste informazioni vanno poi scritte nel Database, raccolte per tipo di laser e per patch panel, e costituiscono le informazioni fondamentali per avere un immediato riscontro sulle variazioni della trasparenza del PC (soprattutto le informazioni riguardanti i laser radiali e gli obliqui col metodo della saturazione) oppure, nel caso di run di laser obliqui a bassa intensità, per essere analizzate per avere un'informazione più precisa sulla lunghezza di assorbimento del PC come è stato illustrato nel paragrafo 6.1.1.

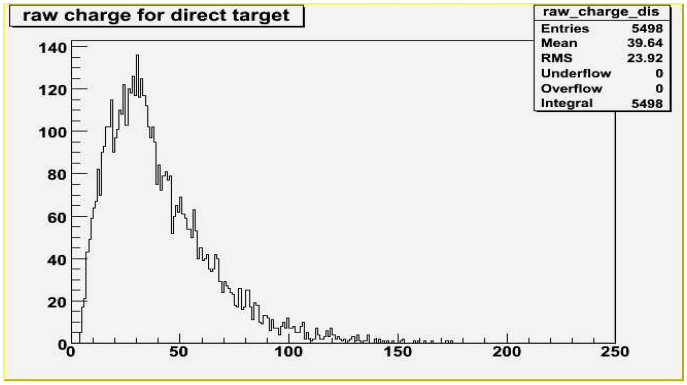

Figura 6.11: Carica raccolta dal PMT/target per un run di laser obliquo espressa in canali ADC.

Conclusioni

Questo lavoro di tesi si è svolto nell'ambito dell'esperimento Borexino. Una prima parte del lavoro è stata dedicata ad una serie di test, effettuati usando dati simulati, sulla ricostruzione della posizione e dell'energia degli eventi, che rivestono un ruolo fondamentale per l'identificazione del segnale da neutrino e la reiezione degli eventi di fondo.

È stato verificato che la risoluzione sulla posizione peggiora allontanandosi dal centro del rivelatore passando da 7 cm a 11 cm a 3.5 m dal centro per eventi β da 1000 keV. Questo problema è in parte dovuto ad effetti di bordo che non sono attualmente tenuti in considerazione dal codice di ricostruzione e in futuro potrà essere almeno parzialmente risolto introducendo nel Database di Borexino una funzione di densità di probabilità dipendente dalla posizione. I test eseguiti sulla ricostruzione dell'energia hanno permesso di valutare la risoluzione energetica ($\simeq \frac{7\%}{\sqrt{E(MeV)}}$), ma hanno messo in luce alcuni limiti nel ricostruire l'energia degli eventi simulati molto lontano dal centro del rivelatore (R>3.5 m). Durante questo lavoro di tesi è stato mostrato che la lunghezza di attenuazione efficace della luce e la definizione di angolo solido sotteso dai PMT, due dei parametri usati nel processo di minimizzazione del codice di ricostruzione dell'energia, giocano un ruolo chiave nella ricostruzione dell'energia di eventi lontani dal centro del rivelatore. Pertanto sarà necessario investigare ulteriormente come questi due parametri influiscono su questa misura.

La parte principale del lavoro di tesi è stata dedicata allo studio di metodi per il controllo delle proprietà ottiche dello scintillatore. Il controllo della trasparenza dello scintillatore è di estrema importanza nell'ambito dell'esperimento Borexino, basti pensare che variazioni della lunghezza di assorbimento dello Pseudocumene di circa il 15% fanno variare la risoluzione nella ricostruzione della posizione nel centro del rivelatore da 7 a 12 cm per eventi β da 1000 keV.

In questo lavoro di tesi sono stati studiati alcuni metodi per il controllo delle qualità ottiche dello scintillatore basate sull'uso del sistema di laser e fibre ottiche dedicate. Alcune di queste tecniche, sulle quali sono stati effettuati test sfruttando dati simulati a MonteCarlo, sembrano essere sufficientemente sensibili a variazioni anche relativamente piccole della lunghezza di interazione della luce in Pseudocumene (5-10%) tuttavia sarà importante valutarne l'efficienza nel caso reale quando il rivelatore verrà riempito con Pseudocumene. È stato anche possibile effettuare un confronto diretto fra le simulazioni e i dati reali di eventi del sistema laser per il controllo della trasparenza, acquisiti durante l'Air Run di Marzo-Aprile 2006, al quale il candidato ha partecipato, eseguito per effettuare una serie di verifiche sul funzionamento del sistema di laser. Questo confronto ha permesso di evidenziare alcuni punti deboli del codice di simulazione, suggerendo possibili cambiamenti per migliorare l'accordo dati/MonteCarlo.

Appendice A

Definizione del Piano $x' - y'$

Nei capitoli 5 e 6 è stato fatto riferimento al piano $x' - y'$ cioè il piano ottenuto "srotolando" la semisfera verso la quale è puntata una determinata fibra radiale. Per definire questo piano per prima cosa bisogna effettuare una rotazione del sistema di riferimento di Borexino (figura A.1) orientando l'asse z lungo la congiungente sorgente di luce centro della sfera conoscendo la posizione della sorgente in coordinate polari ($\phi \in [0, 2\pi)$, $\theta \in [0, \pi]$[1]).

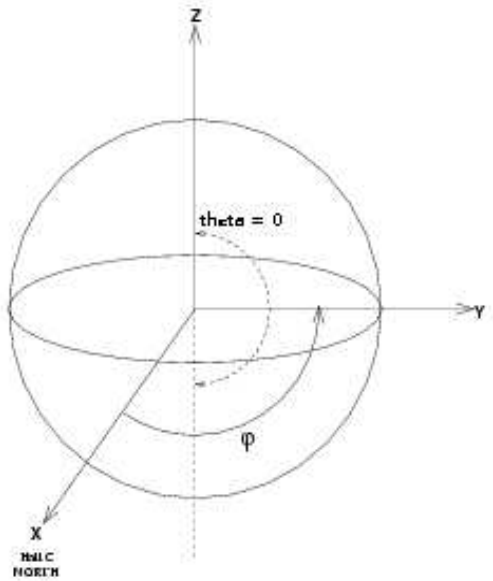

Figura A.1: Sistema di riferimento prima della rotazione.

Il cambiamento di sistema di riferimento viene effettuato attraverso le ro-

[1]In realtà nel sistema si riferimento ufficiale di Borexino si ha $\theta \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$ ma si è preferito lavorare con quest'altra definizione per consuetudine.

tazioni di Eulero: in primo luogo viene eseguita una rotazione attorno all'asse z di un angolo $\phi + \frac{\pi}{2}$, in modo da orientare l'asse y del nuovo sistema di riferimento verso lungo la componente y della posizione della sorgente espressa nel vecchio sistema, e in seguito eseguire una rotazione attorno all'asse x di un angolo $\theta + \pi$ in modo tale da puntare nella direzione verso cui spara il laser. La rotazione viene eseguita nel seguente modo:

$$\begin{pmatrix} x_r \\ y_r \\ z_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta+\pi) & -\sin(\theta+\pi) \\ 0 & \sin(\theta+\pi) & \cos(\theta+\pi) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\phi+\frac{\pi}{2}) & \sin(\phi+\frac{\pi}{2}) & 0 \\ -\sin(\phi+\frac{\pi}{2}) & \cos(\phi+\frac{\pi}{2}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

A questo punto ogni PMT colpito può essere riferito a questo nuovo sistema di riferimento.

Lo srotolamento sul piano $x' - y'$ avviene sostituendo al modulo del vettore posizione sul piano $x' - y'$, che è indicato in figura A.2 con l, col modulo del tratto di circonferenza (l') la cui proiezione sul piano coincide con l. Le

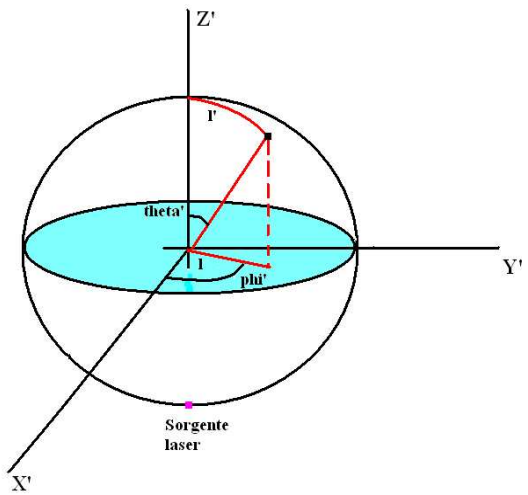

Figura A.2: Srotolamento della semisfera nel piano $x' - y'$.

coordinate srotolate, quindi sono definite nel seguente modo:

$$x' = R \cdot \arccos\left(\frac{z_r}{R}\right) \frac{x_r}{\sqrt{x_r^2 + y_r^2}} \tag{A.2}$$

dove con $R \arccos\left(\frac{z_r}{R}\right)$ viene rappresentato il tratto l'.

Bibliografia

[1] Felix Bohem Petr Vogel, *Physics of Massive Neutrino*, Cambridge University Press.

[2] J.N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, Phys. Rew. Lett. 92 121301 (2004).

[3] J.N. Bahcall, A. M. Serenelli, S. Basu, Astrophys. Journal, 621:L85-L88 (2005).

[4] GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B 447 127 (1999).

[5] GALLEX Collaboration, Phys Lett. B 420 114 (1998).

[6] C. Cattadori, conferenza *Neutrino 2004* 14-19 Giugno 2004, Parigi.

[7] Kamiokande Collaboration, Phys. Rew. Lett. 77 1683 (1996).

[8] Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rew. Lett. 86, 5651 (2001).

[9] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 26, 984 (1968)

[10] Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rew. Lett. 81, 1562 (1998).

[11] CHOOZ Collaboration, Phys. Lett. B 466 (1999) 415.

[12] SNO Collaboration arXiv:nucl-ex/0309004 v1.

[13] SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001).

[14] SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002).

[15] KamLAND Collaboration Phys. Rev. Lett. 90 021802 (2003).

[16] KamLAND Collaboration Phys. Rev. Lett. 94 081801 (2005).

[17] G. 't Hooft, Phys. Lett. B 37, 195 (1971).

[18] O.G. Miranda, *Are solar neutrino oscillation robust?*, arXiv:hep-ph/0406280 v2, 28 Giugno 2004.

[19] Borexino Collaboration, Science and technology of Borexino: A real time detector for low energy solar neutrinos, Astropart. Phys. 16, 205 (2002).

[20] L. Cadonati, The Borexino Solar Neutrino Experiment and its Scintillator Containment Vessel, Ph.D. Thesis, Princeton University, January 2001.

[21] S. Schönert, e K. Schuhbeck, *Module-0*, Borexino Internal Report, 1999.

[22] J.B. Benzinger et al., Nucl. Inst. Meth. A, 417 (1998), 278.

[23] F. Elisei, F.Gatti, A. Goretti, F. Masetti, U. Mazzucato, G. Ranucci, S. Schoenert, G. Testera, P. Ullucci, S. Vitale, *Measurements of liquid scintillator properties for the Borexiino detector*

[24] J.C. Maneira, *Calibration and Monitoring for the Borexino Solar Neutrino Experiment*, Ph.D. Thesis, Universidade de Lisboa, Novembre 2001.

[25] G. Alimonti et al., Nucl Inst Meth. A 440 (2000), 360-371.

[26] M.E. Monzani, *Metodi di identificazione delle particelle α/β in grandi volumi di scintillatore liquido per la reiezione del fondo radioattivo nell'esperimento Borexino*, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Milano (2001).

[27] CHOOZ Collaboration, Initial Results from the CHOOZ Long Baseline Reactor Neutrino Oscillation Experiment. arXiv:hep-ex/9711002 v1, 5 Nov 1997

[28] D. D'Angelo, *Towards the detection of low energy solar neutrino in Borexino: data read-out, data reconstruction and background identification*, Ph.D. Thesis, Technische Universität München (2006).

[29] D. Franco, *The Borexino experiment: test of the purification systems and data analysis in the Counting Test Facility*, Ph.D. Thesis, Università degli Studi di Milano (2005).

[30] Echidna official documentation.

[31] L.A. Winslow for the KamLAND Collaboration, Energy Reconstruction in KamLAND.

Ringraziamenti

I primi ringraziamenti vanno alla Prof. Bonetti e alla Dott. Caccianiga, non solo per avermi dato la possibilità di "lavorare" nella collaborazione dell'esperimento Borexino ma anche per il tempo che mi hanno dedicato e per la pazienza con cui mi hanno seguito. I ringraziamenti vanno estesi anche a tutti i membri della collaborazione in particolar modo desidero ringraziare: la Prof. Meroni, Alessandro R. (anche se avrei qualcosa da ridire sulla gestione delle quote), Livia, Davide F., Davide D., il Prof. Pallavicini, Marco P. e tutte le altre persone con le quali ho condiviso quest'esperienza.

Un ringraziamento speciale va a mia madre e mio padre (senza i quali ovviamente non sarei qui, ma questo non lo dovrei neanche spiegare) e mio fratello che mi hanno confortato e sopportato in questo periodo della vita e mi hanno dato la forza per arrivare fin qui. Voglio anche ringraziare la mia nonna Maria che probabilmente mi ha capito più di quanto potessi immaginare e mi ha sempre incitato ad andare avanti e allo stesso modo voglio ringraziare mio nonno e i miei zii.

Oltre alle persone con le quali ho "lavorato" voglio ringraziare alcuni compagni di corso che mi hanno aiutato a superare alcuni momenti difficili di questi lunghi anni di università, in particolar modo Giovanni e Marco B. (se non vi avessi conosciuto probabilmente ora starei ancora studiando Geometria I). I ringraziamenti vanno estesi anche agli storici componenti della Tools Of Pleasure: il Papo (Marco T.), lo SpiderBaster (Paolo) lo Spike (Oscar) e Mastro Tools (Simone) anche se quest'ultimo dovrebbe farsi sentire un po' più spesso.

Vorrei anche ringraziare tutti i miei amici esterni all'università per il legame che ci unisce ormai da molti anni e per avermi aiutato a distrarmi un po' ricordandomi giorno per giorno comè la vita al di fuori di queste mura. Per non sbagliare li cito in ordine alfabetico così nessuno potrà lamentarsi della posizione: Alice, Andrea, Daniele, Done, Gabriele, Lorenzo, Matteo P., Moreno, Veronica spero di non aver dimenticato nessuno altrimenti rivolgetevi all'ufficio reclami. Assieme a loro ringrazio anche Chuck Norris per avermi concesso di vivere fino ad oggi.

Infine ringrazio ogni eventuale entità extraterrena che ha operato affinché io riuscissi ad arrivare fin qui.