



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI GENOVA  
*Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali*

TESI DI LAUREA IN FISICA

**Sviluppo, installazione e test di un  
sistema per la rivelazione di neutroni  
da spallazione in Borexino**

Relatore:  
Prof. Marco Pallavicini

Correlatore:  
Prof. Pietro Corvisiero

Candidato:  
Stefano Davini

ANNO ACCADEMICO 2007/2008



Veniet tempus quo ista quae nunc latent in lucem dies extrahat et longioris  
aeui diligentia;  
ad inquisitionem tantorum aetas una non sufficit, ut tota caelo uacet:  
quid, quod tam paucos annos inter studia ac uitia non aequa portione  
diuidimus?  
Itaque per successiones ista longas explicabuntur.  
[Seneca, Quaestiones Naturales, VII,25-4]

Verrà il giorno in cui il tempo e gli sforzi, che vi avranno dedicato molte  
generazioni, faranno luce su ciò che oggi è celato.  
Una sola generazione non è sufficiente per risolvere problemi tanto grandi;  
accontentiamoci di ciò che abbiamo finora scoperto.  
Quelli che verranno dopo di noi aggiungeranno il loro contributo alla verità.



# Abstract

L'obiettivo principale dell'esperimento Borexino è la misura in tempo reale del flusso di neutrini solari tramite diffusione elastica su elettroni in un rivelatore a scintillatore liquido. Borexino è potenzialmente in grado di misurare il flusso delle componenti *pep* e CNO dei neutrini solari. Questa misura è rilevante sia per la fisica del neutrino sia per la fisica del Sole, in quanto permetterebbe di verificare il Modello Solare Standard e di investigare la zona energetica di transizione tra le oscillazioni del neutrino nel vuoto e nella materia.

La possibilità di rivelare i neutrini solari *pep* e CNO in Borexino dipende dalle condizioni di fondo radioattivo. L'isotopo radioattivo  $^{11}\text{C}$ , generato nello scintillatore tramite reazioni indotte dal fondo cosmico residuo di muoni su  $^{12}\text{C}$ , è la sorgente di fondo dominante nella zona spettrale dei neutrini *pep* e CNO. La frequenza del decadimento  $\beta^+$  del  $^{11}\text{C}$  è un ordine di grandezza superiore alla frequenza di interazione dei neutrini *pep* e CNO in Borexino. Nel processo di spallazione del muone su  $^{12}\text{C}$  è generato un neutrone nello stato finale, pertanto è possibile identificare il fondo prodotto dal  $^{11}\text{C}$  tramite la tripla coincidenza tra il passaggio del muone, il  $\gamma$  di cattura del neutrone su protone, e i due  $\gamma$  di annichilazione del positrone emesso nel decadimento  $\beta^+$  del  $^{11}\text{C}$ .

In questo lavoro mi sono occupato di progettare, sviluppare, installare e testare un sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione basato su quattro schede CAEN V1731, Flash ADC a 8 canali a frequenza di campionamento 500 MHz. Lo scopo principale del sistema è migliorare la misura di carica per i neutroni da spallazione, e determinare l'efficienza di rivelazione di neutroni del sistema di acquisizione principale di Borexino. Il sistema è attualmente installato e operativo ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso da maggio 2008. L'analisi dei dati acquisiti dall'installazione ad oggi ha evidenziato che il nuovo sistema di acquisizione è stabile e in grado di identificare efficacemente i neutroni da spallazione e di misurare l'energia depositata con una precisione del 6%. L'analisi ha inoltre permesso di determinare l'efficienza di identificazione di neutroni nel sistema principale.



# Introduzione

Il mio lavoro di tesi si è svolto nell'ambito dell'esperimento Borexino, presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso. Argomento del mio lavoro è la progettazione, lo sviluppo, l'installazione, i test e l'analisi dei dati di un sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione.

Borexino è un esperimento di spettroscopia di neutrini solari a bassa energia; i neutrini vengono rivelati tramite diffusione elastica su elettroni in uno scintillatore organico liquido. L'obiettivo principale dell'esperimento Borexino è la misura del flusso della componente  ${}^7\text{Be}$  dei neutrini solari; Borexino è inoltre potenzialmente in grado di rivelare i neutrini creati nei processi di fusione *pep* e CNO nel Sole.

La misura del flusso dei neutrini solari di bassa energia è rilevante sia in fisica del neutrino, sia in fisica del Sole, in quanto permette sia di investigare la zona energetica di transizione tra le oscillazioni del neutrino nel vuoto e nella materia, sia di verificare la correttezza del *Modello Solare Standard*. L'esperimento Borexino può migliorare la conoscenza dei parametri solari e dei parametri di oscillazione del neutrino. Recentemente Borexino ha misurato anche il flusso dei neutrini del  ${}^8\text{B}$ , risultando il primo esperimento al mondo capace di misurare i neutrini sia nella regione delle oscillazioni nel vuoto, sia nella regione di energia dominata dalle oscillazioni nella materia.

Per rendere le misure possibili, la contaminazione radioattiva nel rivelatore di Borexino deve essere mantenuta a livelli estremamente bassi. Una volta ottenute le condizioni di radiopurezza necessarie, la principale sorgente di fondo nella zona spettrale dei neutrini *pep* e CNO è l'isotopo  ${}^{11}\text{C}$ , generato nello scintillatore dalle reazioni indotte dal flusso residuo di muoni cosmici su  ${}^{12}\text{C}$ . La frequenza del decadimento  $\beta^+$  del  ${}^{11}\text{C}$  è un ordine di grandezza superiore alla frequenza di interazione dei neutrini *pep* e CNO in Borexino. Nel processo di spallazione del muone su  ${}^{12}\text{C}$  è generato un neutrone nello stato finale, pertanto è possibile identificare il fondo prodotto dal  ${}^{11}\text{C}$  tramite la tripla coincidenza tra il passaggio del muone, il  $\gamma$  di cattura del neutrone su protone, e i due  $\gamma$  di annichilazione del positrone emesso nel decadimento  $\beta^+$  del  ${}^{11}\text{C}$ .

Al fine di sottrarre il fondo generato dal  ${}^{11}\text{C}$ , e misurare il flusso della componente *pep* e CNO dei neutrini solari, è necessario che l'efficienza di identificazione di neutroni da spallazione sia elevata.

Il mio lavoro di tesi si inserisce nell'ambito della rivelazione di neutroni da spallazione. Il lavoro è strutturato in una parte di *sviluppo di un sistema ausiliario di acquisizione* e in una parte di *analisi* dei dati del sistema stesso. Lo scopo principale del sistema ausiliario è migliorare la misura di carica per i neutroni da spallazione, e

determinare l'efficienza di rivelazione di neutroni del sistema di acquisizione principale di Borexino. Il sistema ausiliario si basa su quattro schede CAEN V1731, Flash ADC a 8 canali a frequenza di campionamento 500 MHz.

La parte di sviluppo del mio lavoro ha incluso la scrittura del software del sistema di acquisizione, la calibrazione del sistema, lo sviluppo del trigger, lo studio dei migliori parametri di configurazione e l'installazione e la manutenzione del sistema stesso presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso. A cavallo tra il lavoro di sviluppo e di analisi si colloca la scrittura del modulo `bx_v1731sys` del codice di ricostruzione offline *Echidna*, utilizzato per integrare i dati del sistema ausiliario con i dati del sistema principale, e ricostruire le informazioni fisiche a partire dai campionamenti del sistema ausiliario.

La parte di analisi è consistita nel caratterizzare il fondo di muoni cosmici residui e dei neutroni di spallazione in Borexino, confrontando le misure del sistema ausiliario con quelle del sistema di acquisizione principale. Il confronto ha permesso di determinare le efficienze relative di rivelazione di neutroni per entrambi i sistemi.

Il sistema ausiliario è stato installato e reso operativo ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso nel maggio 2008. L'analisi dei dati acquisiti fino ad oggi ha evidenziato che il nuovo sistema di acquisizione è stabile, ed è in grado di rivelare neutroni da spallazione con alta efficienza, e misurare la carica del segnale con precisione.

Le informazioni fisiche elaborate dal sistema di acquisizione ausiliario e dal modulo di ricostruzione saranno usate per migliorare l'efficienza di sottrazione del fondo di  $^{11}\text{C}$  nello studio del flusso della componente *pep* e CNO del flusso dei neutrini solari.

Cronologicamente, le parti di sviluppo e di analisi hanno proceduto in parallelo: le analisi hanno spesso evidenziato l'esigenza di sviluppare o modificare alcuni aspetti hardware o software del sistema di acquisizione, e tali modifiche potevano consentire un'analisi più accurata.

Geograficamente, la mia tesi si è svolta sia all'Università di Genova, sia presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

## Organizzazione della tesi

Nel Capitolo 1 sono richiamati gli aspetti fondamentali della fisica dei neutrini e della fisica del Sole. Particolare enfasi è data alle problematiche relative al *Neutrino Solare*, sia dal punto di vista sperimentale, descrivendo le caratteristiche e i risultati dei principali esperimenti di misura dei neutrini solari, sia dal punto di vista teorico, descrivendo sulla base del *Modello Standard Elettrodebole* i possibili termini di massa dei neutrini, il fenomeno di oscillazione nel vuoto e nella materia.

Nel Capitolo 2 sono descritte le caratteristiche principali dell'esperimento Borexino, evidenziando gli obiettivi e le condizioni di radiopurezza necessarie per conseguirli. Viene inoltre descritta la struttura del rivelatore e dell'elettronica di acquisizione, con particolare dettaglio sugli aspetti correlati al mio lavoro di tesi.

Nel Capitolo 3 sono evidenziate le problematiche relative alla misura del flusso dei neutrini *pep* e CNO, e viene descritto come, tramite l'identificazione della *tripla coincidenza*, sia possibile sottrarre il fondo generato dal decadimento  $\beta^+$  dell'isotopo cosmogenico  $^{11}\text{C}$ .

Nel Capitolo 4 è evidenziato il motivo dello sviluppo del sistema ausiliario di identificazione di neutroni da spallazione. Sono descritte in dettaglio le caratteristiche e le funzionalità del sistema di acquisizione che ho sviluppato, con particolare enfasi sulle motivazioni che hanno portato alla configurazione attuale.

Nel Capitolo 5 sono descritte le funzioni e le caratteristiche del modulo `bx_v1731sys` del codice di ricostruzione offline, e le variabili aggiunte dal sistema di acquisizione ausiliario al *tree* di Borexino.

Nel Capitolo 6 sono presentati i risultati finali delle analisi dei dati del sistema di acquisizione ausiliario e il confronto con il sistema di acquisizione principale.

Nel Capitolo 7 sono riportate le conclusioni.



# Indice

<b>1</b>	<b>Richiami di fisica del neutrino e del Sole</b>	<b>1</b>
1.1	Breve storia del neutrino . . . . .	1
1.2	Il Modello Solare Standard . . . . .	3
1.2.1	Reazioni Nucleari nel Sole . . . . .	4
1.2.2	I neutrini della catena <i>pp</i> e del ciclo CNO . . . . .	7
1.3	Il flusso dei neutrini solari . . . . .	8
1.4	Il Problema del Neutrino Solare . . . . .	9
1.4.1	Esperimenti di Prima Generazione . . . . .	10
1.4.2	Soluzioni proposte al Problema dei Neutrini Solari . . . . .	11
1.4.3	Esperimenti di Seconda Generazione . . . . .	12
1.5	La Fisica del Neutrino Massivo . . . . .	14
1.5.1	Termini di massa per il neutrino . . . . .	14
1.5.2	Oscillazioni nel vuoto . . . . .	17
1.5.3	L'effetto MSW: oscillazioni nella materia . . . . .	19
1.5.4	Misura dei parametri di oscillazione . . . . .	20
1.6	L'oscillazione dei neutrini solari . . . . .	21
<b>2</b>	<b>L'esperimento Borexino</b>	<b>23</b>
2.1	Obiettivi di Borexino . . . . .	23
2.1.1	Spettroscopia dei neutrini solari . . . . .	23
2.2	Setup di Borexino . . . . .	26
2.2.1	I LNGS . . . . .	26
2.2.2	Design di Borexino . . . . .	28
2.2.3	Radiopurificazione . . . . .	31
2.2.4	Scintillatore . . . . .	31
2.2.5	Outer Detector . . . . .	32
2.3	Acquisizione dati e ricostruzione dell'evento . . . . .	33
2.4	Elettronica . . . . .	35
2.4.1	Elettronica dell'Inner Detector . . . . .	36
2.4.2	Elettronica dell'Outer Detector . . . . .	38
2.4.3	Trigger . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Neutroni da spallazione in Borexino</b>	<b>41</b>
3.1	Misura del flusso dei neutrini solari <i>pep</i> e CNO . . . . .	41
3.2	Fondo cosmogenico in Borexino . . . . .	42

3.3	Identificazione di neutroni di spallazione . . . . .	45
3.4	Caratteristiche dell'acquisizione del segnale di neutroni da spallazione . . . . .	45
<b>4</b>	<b>Il sistema di rivelazione di neutroni da spallazione</b>	<b>47</b>
4.1	Motivazioni per lo sviluppo del sistema ausiliario . . . . .	47
4.2	Descrizione del sistema . . . . .	49
4.2.1	Trigger . . . . .	50
4.2.2	Hardware . . . . .	52
4.2.3	Segnali analogici in ingresso . . . . .	53
4.2.4	Software di acquisizione e controllo: NeutronDAQ . . . . .	54
4.2.5	Configurazione dei campionamenti . . . . .	55
4.2.6	File dati in uscita . . . . .	60
4.3	Stato del sistema . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Codice di ricostruzione di eventi di neutroni da spallazione</b>	<b>65</b>
5.1	Introduzione . . . . .	65
5.1.1	Il codice di analisi offline Echidna . . . . .	66
5.2	Il modulo di Echidna <code>bx_v1731sys</code> . . . . .	68
5.2.1	Correlazione tra eventi . . . . .	68
5.2.2	Analisi dei campionamenti . . . . .	70
5.2.3	Il ramo BxNeutron . . . . .	72
5.3	Stato del modulo . . . . .	73
<b>6</b>	<b>Analisi e Risultati</b>	<b>75</b>
6.1	Introduzione . . . . .	75
6.2	Flusso di muoni cosmici in Borexino . . . . .	76
6.3	Neutroni da spallazione in Borexino . . . . .	76
6.3.1	Molteplicità dei neutroni . . . . .	78
6.3.2	Tempo di cattura . . . . .	78
6.3.3	Energia del segnale dei neutroni . . . . .	80
6.4	Efficienza di rivelazione di neutroni da spallazione . . . . .	82
6.4.1	Efficienza del sistema ausiliario . . . . .	84
6.4.2	Efficienza del sistema principale . . . . .	85
6.5	Stato della sottrazione del fondo di $^{11}C$ in Borexino . . . . .	87
6.6	Conclusione . . . . .	88
<b>7</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>89</b>
<b>A</b>	<b>Modulo CAEN V1731</b>	<b>91</b>
<b>B</b>	<b>Interfaccia Software NeutronDAQ</b>	<b>101</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>111</b>

# Capitolo 1

## Richiami di fisica del neutrino e del Sole

*L'osservazione dei neutrini solari offre l'opportunità di sondare sia la fisica dei modelli solari, sia la fisica delle particelle oltre il Modello Standard. In questo capitolo sono richiamati gli argomenti principali della fisica del neutrino e del Sole, con particolare enfasi su come l'esperimento Borexino possa migliorare la conoscenza dei parametri solari e dei parametri di oscillazione del neutrino.*

### 1.1 Breve storia del neutrino

Nei primi anni del ventesimo secolo è stato misurato per la prima volta lo spettro energetico continuo dell'elettrone in un decadimento  $\beta$ . In un processo di decadimento in due corpi, la conservazione del quadri-impulso vincola le particelle ad avere energia definita nello stato finale. Nel 1930 Wolfgang Pauli propose che il decadimento  $\beta$  fosse un processo di decadimento in tre corpi; l'esistenza di una terza particella, non ancora rivelata, poteva spiegare la continuità dello spettro energetico dell'elettrone senza rinunciare al principio di conservazione dell'energia. La particella prevista da Pauli doveva essere elettricamente neutra, per soddisfare la conservazione della carica elettrica, e avere spin  $\frac{1}{2}$ , per soddisfare la conservazione del momento angolare. La particella fu chiamata 'neutrino' da Enrico Fermi, per distinguerla dal neutrone, rivelato da Chadwick nel 1932.

Enrico Fermi formulò la prima teoria sul decadimento  $\beta$  basandosi sull'esistenza del neutrino. Sappiamo ora che la teoria di Fermi riesce a descrivere correttamente le interazioni deboli con corrente carica a basse energie. Bethe e Peierls utilizarono la teoria di Fermi per calcolare la sezione d'urto del neutrino con la materia [1]; la sezione d'urto ricavata era inferiore a  $10^{-44} \text{ cm}^2$ .

La prima osservazione del neutrino (in realtà dell'antineutrino) avvenne nel 1956 da parte di Frederick Reines e Clyde Cowan [2]. L'osservazione fu effettuata tramite il processo  $\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$ , utilizzando come sorgente di antineutrini quelli prodotti nel reattore nucleare di Savannah River. La sezione d'urto del processo fu misurata con il valore  $\sigma = 6.3 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$ .

Nel 1961 Lederman, Schwarts e Steinberger, mostrarono che il neutrino prodotto nel decadimento del pione carico,  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ , ha comportamento diverso da quello del neutrino prodotto nei decadimenti  $\beta$  [3]. Questo secondo neutrino fu chiamato ‘neutrino muonico’ ( $\nu_\mu$ ), per distinguerlo dal ‘neutrino elettronico’ ( $\nu_e$ ) emesso nei decadimenti  $\beta$ .

Nel 1975 in seguito alla rivelazione del leptone  $\tau$ , venne ipotizzata l’esistenza del neutrino tauonico ( $\nu_\tau$ ), sulla base dei postulati del Modello Standard. L’osservazione diretta del  $\nu_\tau$  avvenne nel 2000, nell’esperimento DONUT al Fermilab [4].

Nei primi anni Settanta avvenne lo sviluppo del *Modello Standard*. Nell’ambito del Modello Standard, i neutrini sono descritti come leptoni che partecipano alle interazioni deboli; nella formulazione originale del Modello Standard, i neutrini appaiono come particelle non massive, quindi i neutrini che prendono parte alle interazioni deboli hanno elicità sinistrogira, mentre gli antineutrini che prendono parte alle interazioni deboli hanno elicità destrógira.

Il numero di neutrini  $N_\nu$  che prendono parte alle interazioni deboli è vincolato dalla larghezza di decadimento del bosone  $Z^0$ . La misura della larghezza dello  $Z^0$  è stata effettuata al LEP negli anni 1989-1995 e ha portato al risultato seguente:

$$N_\nu = 2.99 \pm 0.01$$

Questo risultato è in accordo con osservazioni di natura cosmologica.

Fino ad oggi sono stati rivelati neutrini (e antineutrini) di tre diversi *sapori*: l’elettronico, il muonico e il tauonico.

Dagli anni 70 ad oggi sono stati effettuati diversi esperimenti per misurare il flusso di neutrini provenienti dal Sole. Il primo di questi esperimenti fu Homestake, realizzato nella miniera omonima negli Stati Uniti, con un periodo di presa dati che si è protratto dal 1970 al 1994 [5]. Il flusso di neutrini solari misurato in Homestake è risultato circa un terzo di quello previsto sulla base del *Modello Solare Standard* (SSM); questa discrepanza diede vita al *Problema del Neutrino Solare* (SNP).

Il SNP poteva essere risolto ammettendo l’inesattezza del SSM oppure l’incompletezza della conoscenza della fisica del neutrino. La prima ipotesi è stata screditata dai test sul SSM, tra cui quelli basati sull’Eliosismologia, protrattisi fino agli anni Novanta. La soluzione al SNP è stata identificata nell’oscillazione del neutrino, ovvero il fenomeno del cambiamento di sapore del neutrino. Questo fenomeno è stato postulato per la prima volta nel 1957 da Bruno Pontecorvo. Affinché il neutrino possa cambiare di sapore è necessario che i neutrini abbiano massa, e che gli autostati di sapore non coincidano con gli autostati di massa.

Il fenomeno delle oscillazioni del neutrino, pur essendo un passo in avanti alla soluzione al SNP, non lo risolve completamente. Il SNP può essere risolto tramite un affinamento del fenomeno di oscillazione del neutrino, che tiene conto della propagazione del neutrino nella materia. Tale effetto fu introdotto da Mikheyev, Smirnov e Wolfenstein e prende il nome di *effetto MSW* [6, 7].

A partire dal 1998, i risultati degli esperimenti Super-KamiokaNDE [8], SNO [9] e KamLAND [10] hanno confermato la correttezza dell’ipotesi di oscillazione del neutrino e dell’effetto MSW, permettendo misure sempre più precise dei parametri di oscillazione.

## 1.2 Il Modello Solare Standard

Un Modello Solare è un modello che descrive il funzionamento di una stella simile al Sole. Le descrizioni del Modello Solare riguardano in particolare la struttura interna, la produzione di energia e l'evoluzione della stella.

Negli ultimi 40 anni sono stati proposti diversi modelli solari, mano a mano che venivano misurati nuovi parametri, specialmente sezioni d'urto nucleari, e che la crescente potenza dei calcolatori permetteva la risoluzione iterativa delle equazioni che caratterizzano la stella. Con il termine *Modello Solare Standard* si fa in questa tesi riferimento al modello di Bahcall e Serenelli BS05 [11].

Il SSM si basa sulle seguenti assunzioni:

**Equilibrio Idrostatico:** in una stella stabile, la gravità è bilanciata localmente dal gradiente di pressione del gas:

$$\vec{\nabla}p = \rho\vec{g},$$

dove  $p$  è la pressione esercitata,  $\rho$  è la densità e  $\vec{g}$  è l'accelerazione di gravità. Il potenziale gravitazionale  $\phi$  ( $\vec{g} = -\vec{\nabla}\phi$ ) è legato alla densità dall'equazione di Laplace:

$$\nabla^2\phi = 4\pi G\rho,$$

dove  $G$  è la costante di gravitazione universale.

L'equazione di stato del gas elettronico in una stella è essenzialmente quella di un gas perfetto non degenere.

**Trasporto Energetico:** il trasporto energetico avviene attraverso la radiazione, la conduzione, la convezione e la fuga di neutrini. Il trasporto radiativo e convettivo sono le forme di trasporto di energia dominanti in stelle simili al Sole. Il trasporto radiativo domina negli strati interni della stella, mentre il trasporto convettivo è essenzialmente limitato agli strati superficiali. La convezione permette inoltre la diffusione di nuclei di diversa specie all'interno della stella.

**Produzione Energetica:** le reazioni termonucleari sono l'unica sorgente di produzione di energia nella stella. Violazioni temporanee sono permesse e bilanciate da variazioni di energia gravitazionale (espansioni o contrazioni).

**Condizioni al Contorno:** una stella ha una composizione omogenea quando entra nella *Sequenza Principale*. Siccome i nuclei pesanti non sono né creati né distrutti nelle reazioni termonucleari in una stella come il Sole, essi sono indicatori dell'abbondanza nel periodo della genesi stellare; solo le abbondanze relative di idrogeno e  ${}^4\text{He}$  sono indicatori dell'evoluzione della stella.

Nel Sole viene rilasciata energia dalla fusione di nuclei leggeri in nuclei più pesanti. La reazione di fusione principale ha forma:  $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$ .

Affinché le reazioni nucleari possano avvenire è necessario che i nuclei superino la reciproca barriera coulombiana. Affinché questo sia possibile, i nuclei devono avere elevata energia cinetica, ovvero nel linguaggio della termodinamica, il gas dei nuclei deve

avere elevata pressione e temperatura. I processi di fusione nucleare possono avvenire solo all'interno del nucleo del Sole, dove pressione e temperatura sono più elevate.

Il Sole ha un'elevata opacità alla radiazione elettromagnetica, permettendo misure di spettroscopia non più profonde della fotosfera: un fotone creato nel nucleo del Sole è diffuso da nuclei e elettroni, e percorre un moto casuale della durata di  $\sim 50000$  anni prima di raggiungere la superficie. Appare evidente che i fotoni che giungono sulla Terra non possono portare informazioni sulle reazioni nucleari all'interno del Sole.

Al contrario, i neutrini prodotti nel nucleo del Sole raggiungono la superficie praticamente indisturbati: le misure di flusso e dello spettro energetico dei neutrini solari possono dare indicazioni sullo stato attuale della nostra stella e sulle reazioni nucleari che avvengono al suo interno.

Per queste ragioni, gli esperimenti di misura del flusso di neutrini solari furono inizialmente considerati di grande interesse astrofisico: la misura del flusso dei neutrini solari avrebbe permesso di testare la correttezza del SSM.

Le misure del flusso di neutrini solari hanno confermato la produzione dei neutrini nel Sole, ma il flusso misurato differiva di circa un fattore tre da quello atteso. La discrepanza ha dato vita al *Problema del Neutrino Solare*.

### 1.2.1 Reazioni Nucleari nel Sole

Le due catene di reazione che sostengono le stelle simili al Sole sono la *catena pp* e il *ciclo CNO*. Entrambi i cicli consistono essenzialmente nella fusione di quattro protoni in un nucleo di  ${}^4\text{He}$ . Il ciclo CNO domina nelle stelle in cui il nucleo è zona convettiva e contiene in abbondanza isotopi con numero atomico maggiore di idrogeno ed elio.

Nelle stelle come il Sole (o più piccole) la zona convettiva è alla superficie, e il nucleo non contiene carbonio in abbondanza. Nel Sole la catena *pp* domina sul ciclo CNO: si suppone che la catena *pp* sostenga il 98.4% della produzione energetica solare.

L'incertezza con cui è nota la frazione di energia prodotta nei due cicli è molto grande. La misura sperimentale precisa della produzione dei diversi cicli è uno dei principali obiettivi dell'astrofisica solare e dell'esperimento Borexino, che può effettuare la misura indipendentemente dal modello.

#### La catena *pp*

La catena *pp* ha tre principali rami, denominati *pp - I*, *pp - II* e *pp - III*. Il primo passo di tutti i tre rami è uno dei seguenti processi mediati dall'interazione debole (in parentesi è espressa l'energia disponibile ai corpi nello stato finale):



Il processo (1.2), essendo un processo d'urto a tre corpi, è sfavorito rispetto a (1.1). Il rapporto tra i processi (1.1) e (1.2) è circa del 0.24%.

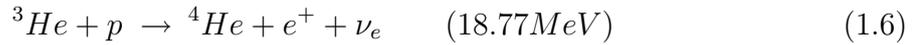
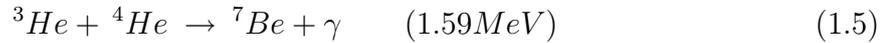
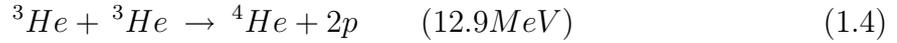
Essendo questi primi processi mediati dall'interazione debole, la loro sezione d'urto è bassa paragonata ai successivi processi forti o elettromagnetici; i processi (1.1) e (1.2) costituiscono un collo di bottiglia per la catena e ne determinano la frequenza totale. La misura del flusso dei neutrini solari del processo  $pep$  è uno degli obiettivi di Borexino.

### Il ramo $pp - I$

Il passo successivo della catena  $pp - I$  è



Il nucleo di  ${}^3He$  può interagire nei seguenti modi:



Il processo (1.6) è un processo debole, sfavorito rispetto agli altri due del  $2.5 \cdot 10^{-5}\%$ . Il processo (1.4) è attualmente dominante, per via dell'abbondanza di nuclei di  ${}^3He$ ; il SSM prevede che il processo (1.4) avvenga nel 84.7% dei casi.

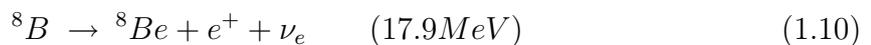
Il nucleo di  ${}^7Be$  creato nel processo (1.5) può terminare in due diversi rami, chiamati  $pp - II$  e  $pp - III$ .

### Il ramo $pp - II$



Il processo (1.7) ha due corpi nello stato finale, quindi l'energia del neutrino è fissata. Il  ${}^7Li$  può essere creato in uno stato eccitato di energia 487 keV, con una probabilità del 10%. I possibili valori dell'energia del neutrino creato nel processo (1.7) sono 862 keV e 383 keV. Il flusso di neutrini del  ${}^7Be$  è stato misurato in Borexino [12, 13].

### Il ramo $pp - III$



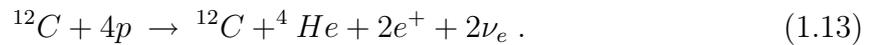
In tutti i tre rami della catena  $pp$  avviene essenzialmente la reazione



il cui  $q$ -valore, ovvero la differenza tra la somma delle masse nello stato iniziale e finale, è  $Q=24.7$  MeV (indipendentemente dal ramo della catena). I due positroni si annichilano in breve tempo con due elettroni (liberando 2.044 MeV), portando l'energia totale liberata nella catena  $pp$  a 26.7 MeV. L'energia disponibile ai neutrini è diversa, e dipende dal particolare ramo della catena.

## Il ciclo CNO

Il ciclo CNO, analogamente alla catena  $pp$ , consiste nella fusione di quattro protoni in un nucleo di  ${}^4\text{He}$ , ma ha bisogno di un nucleo di  ${}^{12}\text{C}$  come catalizzatore:



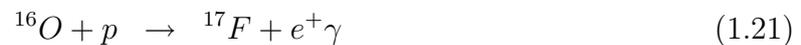
Il ciclo CNO è composto da due sottocicli: il ciclo CN e il ciclo NO. Il peso del ciclo NO è circa  $4 \cdot 10^{-4}$  rispetto al CN.

I processi coinvolti nel ciclo CN sono i seguenti:



Affinché siano convertiti quattro protoni in un nucleo di  ${}^4\text{He}$ , ogni passo della catena deve avvenire solo una volta. Il secondo e il quinto passo avvengono poiché gli isotopi  ${}^{13}\text{N}$  e  ${}^{15}\text{O}$  sono instabili; i tempi di dimezzamento di questi isotopi sono dell'ordine dei minuti. Il nucleo eccitato  ${}^{16}\text{O}^*$  prodotto nella cattura protonica del  ${}^{15}\text{N}$  ha più alta probabilità di decadere nel nucleo  ${}^{12}\text{C}$  con emissione  $\alpha$  piuttosto che diseccitarsi radiativamente.

La diseccitazione radiativa del  ${}^{16}\text{O}^*$  incomincia il ciclo NO:



Il ciclo CNO inizia con con l'interazione tra un protone e un nucleo di  ${}^{12}\text{C}$  e finisce con la produzione di un identico nucleo di  ${}^{12}\text{C}$ ; il nucleo di  ${}^{12}\text{C}$  agisce come *catalizzatore*. Per attivare il ciclo CNO sono necessarie temperature più alte di quelle necessarie per attivare la catena  $pp$ , infatti la barriera coulombiana dei nuclei di carbonio e azoto è più alta di quella dei nuclei di idrogeno ed elio.

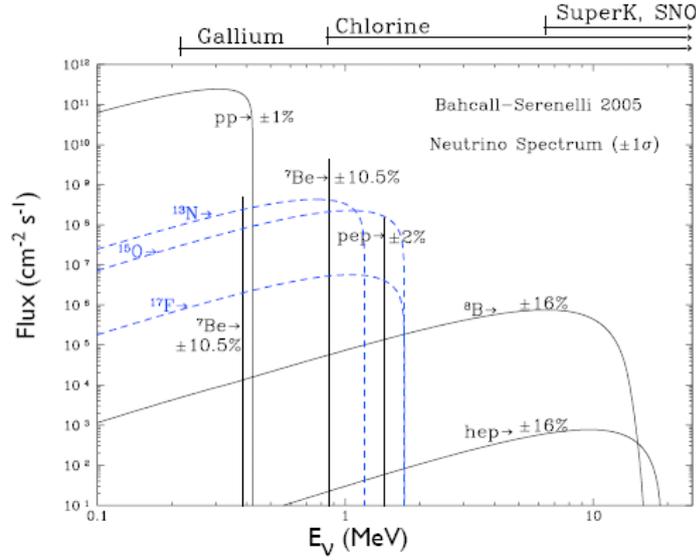
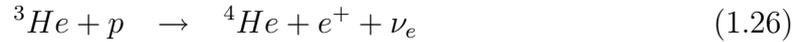
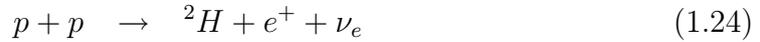


Figura 1.1: Spettro dei neutrini solari della catena  $pp$  e del ciclo CNO secondo il SSM BS05 [11].

### 1.2.2 I neutrini della catena $pp$ e del ciclo CNO

I processi della catena  $pp$  con creazione di neutrini sono i seguenti:



Questi neutrini vengono rispettivamente chiamati  $\nu_{pp}$ ,  $\nu_{pep}$ ,  $\nu_{hep}$ ,  $\nu_{Be}$ ,  $\nu_B$ , a seconda delle particelle presenti nello stato iniziale.

I processi del ciclo  $CNO$  con creazione di neutrini sono i seguenti:



Questi neutrini sono rispettivamente chiamati  $\nu_{13N}$ ,  $\nu_{15O}$ ,  $\nu_{17F}$ .

In figura 1.1 sono mostrati gli spettri energetici dei neutrini solari. I neutrini emessi in processi a due corpi nello stato finale sono monoenergetici, mentre hanno spettro continuo i neutrini emessi in processi a tre corpi nello stato finale. Tutti i neutrini solari, eccetto il  $\nu_{Be}$  e  $\nu_{pep}$ , hanno quindi spettro energetico continuo. I neutrini  $\nu_{Be}$  hanno due linee di energia: il  ${}^7\text{Li}$  può essere creato nello stato eccitato di energia

Tabella 1.1: Valori previsti dal SSM BS05 per l'energia e il flusso dei neutrini prodotti nella catena  $pp$  e nel ciclo  $CNO$  [11]. L'ultima colonna riporta l'incertezza sul flusso.

Tipo	Energia (MeV)	Flusso ( $10^{10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	err. (%)
pp	$0 \rightarrow 0.42$	$5.99 \cdot 10^0$	1.0
pep	1.44	$1.42 \cdot 10^{-2}$	1.7
hep	$0 \rightarrow 18.8$	$7.93 \cdot 10^{-7}$	15.5
${}^7\text{Be}$	0.86(90%)0.38(10%)	$4.84 \cdot 10^{-1}$	10.5
${}^8\text{B}$	$0 \rightarrow 14.06$	$5.69 \cdot 10^{-4}$	16.3
${}^{13}\text{N}$	$0 \rightarrow 1.2$	$3.07 \cdot 10^{-2}$	+31.2 -28.1
${}^{15}\text{O}$	$0 \rightarrow 1.7$	$2.33 \cdot 10^{-2}$	+33.2 -28.8
${}^{17}\text{F}$	$0 \rightarrow 1.7$	$5.84 \cdot 10^{-4}$	52.2

487 keV, con una probabilità del 10%. I possibili valori di energia del  $\nu_{Be}$  sono quindi 862 keV e 383 keV.

Borexino è stato in grado di misurare la linea del  $\nu_{Be}$  a 862 keV [12, 13] e lo spettro dei neutrini  $\nu_{sB}$  [14]. L'obiettivo futuro di Borexino è la misura del flusso dei neutrini  $\nu_{pep}$  e CNO, e forse anche dei neutrini  $\nu_{pp}$ .

### 1.3 Il flusso dei neutrini solari

La luminosità del Sole ( $L_{\odot}$ ) determina il flusso *totale* dei neutrini solari: la conservazione del numero leptonico implica che due neutrini siano prodotti ogni volta che quattro protoni si fondono in un nucleo di  ${}^4\text{He}$ .

Assumendo che la frazione di energia sottratta dai neutrini sia piccola, e assumendo  $Q^* \sim 26$  MeV come energia liberata nella reazione  ${}^4p \rightarrow {}^4\text{He}$ , si può stimare il flusso totale di neutrini solari sulla Terra come:

$$\begin{aligned} \phi_{tot} &\simeq \frac{2L_{\odot}}{4\pi d^2 Q^*} \\ &\simeq 6.51 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}, \end{aligned} \quad (1.32)$$

dove  $d = 1A.U.$  è la distanza media Terra-Sole. Il flusso totale stimato è largamente indipendente dal modello solare assunto, e costituisce un forte vincolo, noto come *Vincolo di Luminosità (Luminosity Constraint)*.

I flussi e gli spettri energetici dei singoli neutrini solari, previsti dal SSM (BS05), sono riportati in figura 1.1 e in tabella 1.3.

Le sorgenti di errore principali nel calcolare il flusso dei neutrini solari sono principalmente due:

1. Incertezze sui parametri solari: opacità radiativa, coefficienti di diffusione, luminosità e abbondanza degli elementi pesanti in superficie.
2. Incertezze sulle sezioni d'urto nucleari di alcuni processi nella catena  $pp$  e nel ciclo  $CNO$ .

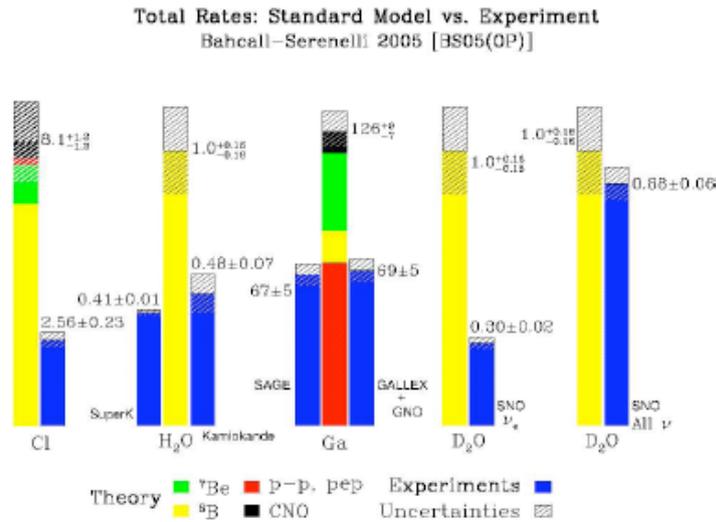


Figura 1.2: Previsioni e risultati degli esperimenti sui neutrini solari.

La misura delle sezioni d'urto di interesse nell'ambito dell'astrofisica solare è l'obiettivo di diversi esperimenti avviati di recente, tra i quali va menzionato l'esperimento LUNA [15].

Osservando la tabella 1.3 o la figura 1.1, si nota che i neutrini  $\nu_B$  sono i più semplici da osservare, per la loro energia elevata, ma sono anche quelli il cui flusso previsto è minore (e determinato con minor precisione). D'altro canto, misurare i neutrini  $\nu_{pp}$  permette di testare il SSM con maggiore precisione: i  $\nu_{pp}$  costituiscono il 98% del flusso totale (con un errore dell'1%), ma la loro bassa energia pone seri problemi sperimentali alla rivelazione.

## 1.4 Il Problema del Neutrino Solare

Esperimenti di misura del flusso di neutrini solari furono proposti inizialmente come test per il SSM. L'esperimento pioniere nel campo della rivelazione dei neutrini solari è quello di Ray Davis con il rivelatore radiochimico al cloro nella miniera di Homestake [5]. Ad esso sono seguiti due esperimenti radiochimici al gallio, Gallex e Sage [16], e un rivelatore in tempo reale (a luce Cherenkov in acqua), KamiokaNDE [17]. A questi esperimenti si sono aggiunti SuperKamiokaNDE [8], SNO [9] e recentemente Borexino [12]. In questa sezione vengono presentati gli esperimenti citati, i loro risultati e le soluzioni proposte ai problemi sollevati. Un breve schema delle previsioni e dei risultati degli esperimenti sui neutrini solari è mostrato in figura 1.2.

In questa sezione si fa uso dell'unità di misura *Solar Neutrino Unit (SNU)*, definita come

$$1SNU = 10^{-36} \frac{\text{eventi}}{s^{-1} \text{ nucleo bersaglio}} \quad (1.33)$$

### 1.4.1 Esperimenti di Prima Generazione

Gli esperimenti sui neutrini solari di prima generazione sono stati inizialmente concepiti come test per il SSM. La discrepanza tra il valore di flusso atteso e misurato ha dato vita al SNP.

#### Homestake

Il primo esperimento di misura di flusso di neutrini solari è stato Homestake [5], realizzato nelle omonime miniere nel South Dakota, da Ray Davis, insignito del Premio Nobel per la Fisica nel 2002. La presa dati di Homestake è durata dal 1970 al 1996.

Homestake era sensibile soltanto ai neutrini elettronici, rivelati tramite il processo



la cui soglia energetica è 813 keV. Il rivelatore usato era un serbatoio contenente 615 tonnellate di percloroetilene ( $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ). Il conteggio avveniva estraendo periodicamente gli isotopi  ${}^{37}\text{Ar}$  prodotti e misurandone l'attività.

Il tasso di interazione previsto sulla base del modello SSM era:

$$R_t = (7.7_{-1.0}^{+1.2})\text{SNU}$$

Il risultato di 26 anni di presa dati è stato:

$$R_{exp} = (2.56 \pm 0.16[\text{stat}] \pm 0.15[\text{sist}])\text{SNU} = (2.56 \pm 0.22)\text{SNU}$$

La discrepanza tra il numero di neutrini previsti, e il numero di neutrini misurati divenne noto come *Problema del Neutrino Solare*.

#### KamiokaNDE

Nel 1989, ventun'anni dopo la pubblicazione dei primi risultati sperimentali di Homestake, furono pubblicati nuovi risultati di una ricerca sperimentale della collaborazione giapponese-americana KamiokaNDE [17].

KamiokaNDE rivelava i neutrini tramite diffusione elastica su elettroni:



dove  $x$  può essere  $e$ ,  $\mu$  o  $\tau$ .

KamiokaNDE ha usato una tanca di 2142 tonnellate di acqua pura come rivelatore Cherenkov. La luce Cherenkov era raccolta da 948 tubi fotomoltiplicatori. La soglia energetica di KamiokaNDE è 7.5 MeV a causa del fondo e dello yield di luce limitato, per cui KamiokaNDE è stato sensibile solo alla coda dei neutrini  $\nu_B$  ad alta energia.

Il tasso di interazione previsto sulla base del SSM era:

$$\phi_{th}(\nu_B) = (5.15_{-0.72}^{+0.98}) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (1.36)$$

Il risultato di 2079 giorni di misura è stato [18]:

$$\phi_{exp}(\nu_B) = (2.82 \pm 0.19[\text{stat}] \pm 0.33[\text{sist}]) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (1.37)$$

L'esperimento KamiokaNDE ha confermato che il numero di neutrini osservati era inferiore a quello previsto dal SSM, ma la discrepanza in KamiokaNDE è meno marcata di quella osservata da Homestake.

## GALLEX

GALLEX (*GALLium EXperiment*) è stato insieme a SAGE uno dei due esperimenti radiochimici al gallio [16]. Gli esperimenti radiochimici al gallio rivelano il neutrino tramite il processo



la cui soglia è 233 keV. La soglia degli esperimenti radiochimici è più bassa di quella di KamiokaNDE, rendendo possibile la rivelazione dei neutrini  $\nu_{pp}$ .

GALLEX fu realizzato ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, in Italia. La presa dati di GALLEX durò 5 anni, dal 1991 al 1997. Il rivelatore di GALLEX era una tanca contenente 30.3t di gallio disciolta in una soluzione 8-molare di 100.9t di  $\text{GaCl}_3$  in  $\text{HCl}$ .

Il tasso di interazione previsto sulla base del SSM di era:

$$R_t = (131_{-10}^{+12})\text{SNU}$$

Il risultato di 5 anni di presa dati è stato [16]:

$$R_{exp} = (77.5 \pm 6.2[\text{stat}]_{-4.7}^{+4.3}[\text{sist}])\text{SNU}$$

Calibrazioni indipendenti con sorgenti note di neutrini hanno confermato la validità del flusso misurato.

## SAGE

SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) è stato il secondo esperimento radiochimico al gallio. SAGE fu realizzato nel laboratorio sotterraneo di Bakasan, nel Caucaso centrale. La differenza principale rispetto a GALLEX è il bersaglio di gallio metallico di 50.7 tonnellate.

Il risultato di 13 anni di presa dati è stato:

$$R_{exp} = (66.9 \pm 3.9[\text{stat}] \pm 3.6[\text{sist}])\text{SNU}$$

Il risultato di SAGE è in accordo con quello di GALLEX.

### 1.4.2 Soluzioni proposte al Problema dei Neutrini Solari

Nel ventennio successivo ai primi risultati di Homestake, la maggioranza dei fisici riteneva che la soluzione del SNP risiedesse nell'inesattezza dello SSM. Per risolvere il SNP, riducendo la componente del flusso dei neutrini  $\nu_B$  prevista, si ipotizzava che la temperatura del nucleo solare fosse più bassa, oppure che i pesi dei tre rami della catena  $pp$  fossero diversi.

A causa della barriera coulombiana, la frequenza di interazione del processo (1.10) dipende dalla ventiquattresima potenza della temperatura; il flusso dei neutrini  $\nu_B$  va quindi come  $\phi_{\nu_B} \sim T_C^{24}$ , con  $T_C$  la temperatura del nucleo del Sole [19]. Un'imprecisione nella stima della temperatura del nucleo solare di qualche parte su cento, porta a un errore sul flusso previsto di neutrini  $\nu_B$  di un fattore due o tre, come mostrato in figura 1.3.

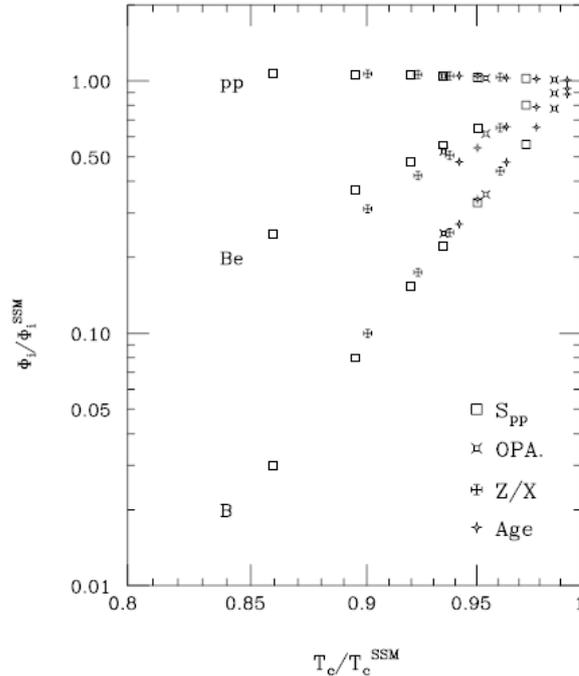


Figura 1.3: Flusso dei neutrini solari  $\phi$  previsto al variare alcuni parametri del SSM, in particolare la temperatura del nucleo del Sole  $T_C$  [19].

Negli anni successivi furono misurati con migliore precisione i parametri usati nel SSM, in particolare le sezioni d'urto nucleari. Le misure di eliosismologia negli anni novanta hanno validato definitivamente la correttezza del SSM.

Una volta testata l'esattezza del SSM, la soluzione possibile al SNP risiedeva nell'ammettere l'incompletezza della conoscenza della fisica del neutrino. La soluzione al SNP ha richiesto un'estensione del *Modello Standard delle Interazioni Elettrodeboli* che includesse una nuova fisica del neutrino.

Da sonde per investigare il SSM, i neutrini sono diventati oggetto di studio.

### 1.4.3 Esperimenti di Seconda Generazione

Mentre gli esperimenti di prima generazione sui neutrini solari erano principalmente di interesse astrofisico (testare la validità del SSM), la generazione di esperimenti successiva è stata costruita con l'obiettivo primario di testare la validità dell'ipotesi delle oscillazioni del neutrino.

#### Super-KamiokaNDE

Super-KamiokaNDE (SK) è l'evoluzione del rivelatore Cherenkov ad acqua KamiokaNDE [8]. Il principio di funzionamento di SK è lo stesso di KamiokaNDE, ma le prestazioni sono superiori. Il bersaglio di SK è una tanca di 50 kt di acqua ultra-pura, con volume fiduciale di 22.5 kt. La soglia energetica è  $\sim 5$  MeV. La luce Cherenkov è raccolta da 1114 fototubi di 50 cm di diametro.

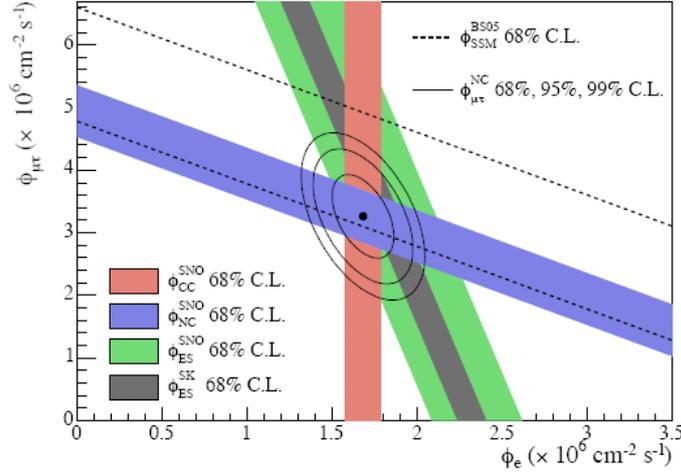


Figura 1.4: Diagramma di SNO che mostra la regione consistente con le misure ES, CC e NC. Sono mostrati anche i risultati delle misure ES di Super-Kamiokande e la previsione del SSM del flusso totale di neutrini  $\nu_B$  (linea tratteggiata) [20].

Il risultato di 1496 giorni di presa dati è stato:

$$\phi_{exp}(\nu_B) = (2.35 \pm 0.02[stat] \pm 0.08[sist]) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Il risultato di Super-Kamiokande è in accordo con il risultato di Kamiokande; il flusso di neutrini elettronici  $\nu_B$  misurato è il 41% del flusso  $\nu_B$  previsto dal SSM [8].

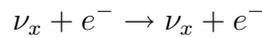
## SNO

SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*) si è svolto nella miniera di Creighton, in Canada, a circa 2 km sotto terra [9].

Il rivelatore di SNO è una tanca di 1000 tonnellate di acqua pesante ( $D_2O$ ), su cui si affacciano 9522 tubi fotomoltiplicatori.

SNO utilizza tre processi per rivelare i neutrini solari:

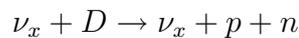
- Diffusione Elastica su elettroni (ES)



- Corrente Carica su nucleoni (CC)



- Corrente Neutra su nucleoni (NC)



La diffusione elastica è sensibile ai neutrini di ogni sapore, ma la sezione d'urto per il neutrino elettronico è circa sei volte la sezione d'urto dei neutrini degli altri due sapori:

$$\left( \frac{\sigma_{\nu_{\mu}, \nu_{\tau}}}{\sigma_{\nu_e}} \right)_{E > 5 \text{ MeV}} \simeq \frac{1}{6.6}$$

Gli elettroni sono diffusi con maggiore probabilità in avanti, permettendo la ricostruzione della direzione del neutrino incidente.

Il processo CC è sensibile solo ai neutrini elettronici. L'elettrone porta via la maggior parte dell'energia, a causa della massa relativamente grande dei protoni; questo consente una migliore misura dell'energia del neutrino incidente. L'emissione prevalentemente isotropa non consente però la ricostruzione della direzione del neutrino incidente. La soglia energetica del processo CC è 1.44 MeV; la sezione d'urto è la più alta dei tre processi.

Il processo NC è sensibile ai neutrini di ogni sapore, consentendo quindi di testare le previsioni del SSM indipendentemente da meccanismi di conversione di sapore. Il segnale rivelato nel processo NC è il fotone emesso a seguito della cattura neutronica. La soglia energetica del processo NC è 2.2 MeV.

In tutti i tre casi, la soglia in analisi è stata posta a 5.5 MeV per eliminare il rumore di fondo. Il segnale in SNO è composto principalmente dai neutrini  $\nu_B$ .

Il risultato finale di SNO è stato (vedi anche fig. 1.4):

$$\begin{aligned} \phi^{CC}(\nu_e) &= 1.68 \pm 0.06[\text{stat}] \pm 0.09[\text{sist}] \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \phi^{ES}(\nu_x) &= 2.35 \pm 0.22[\text{stat}] \pm 0.15[\text{sist}] \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \phi^{NC}(\nu_x) &= 4.94 \pm 0.21[\text{stat}] \pm 0.36[\text{sist}] \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

Il flusso dei neutrini non elettronici è quindi

$$\phi(\nu_{\mu, \tau}) = \phi^{NC} - \phi^{CC} = 3.26 \pm 0.25[\text{stat}]_{-0.35}^{+0.40}[\text{sist}] \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Questo risultato prova la conversione del sapore dei neutrini, e conferma le previsioni del SSM sul flusso nei  $\nu_B$  [20].

## 1.5 La Fisica del Neutrino Massivo

La soluzione del SNP consiste nell'attribuire al neutrino proprietà assenti nel Modello Standard, come la massa e il mixing. Una trattazione sui termini di massa per i neutrini si può trovare in [21].

### 1.5.1 Termini di massa per il neutrino

Nella formulazione originaria del *Modello Standard*, i neutrini sono particelle senza massa.

L'assenza dei termini di massa per il neutrino è legata all'assenza delle componenti destrorse per i campi dei neutrini; queste componenti verrebbero assegnate alla rappresentazione di singoletto di  $SU(2)$ , e avrebbero carica e ipercarica nulla. Pertanto, le

corrispondenti particelle non partecipano alle interazioni elettrodeboli, e possono essere omesse nel contesto del Modello Standard.

In una teoria di campo rinormalizzabile, basata su campi spinoriali di Weyl

$$\begin{aligned} \xi_R^{(r)} &, & r = 1, \dots, n_r \\ \xi_L^{(l)} &, & l = 1, \dots, n_l \end{aligned}$$

dove  $R$  indica la componente destrogira e  $L$  la componente sinistrogira, i seguenti termini di massa possono essere inclusi nella densità Langrangiana<sup>1</sup>:

$$\mathcal{L}_M = - \sum_{rl} \left[ m_{rl} \xi_R^{(r)\dagger} \xi_L^{(l)} + m_{rl}^* \xi_L^{(l)\dagger} \xi_R^{(r)} \right] \quad (1.39)$$

$$\begin{aligned} &- \frac{1}{2} \sum_{rr'} \left[ M_{rr'}^{(R)} \xi_R^{(r)T} \epsilon \xi_R^{(r')} - M_{rr'}^{(R)*} \xi_R^{(r')\dagger} \epsilon \xi_R^{(r)*} \right] \\ &- \frac{1}{2} \sum_{ll'} \left[ M_{ll'}^{(L)} \xi_L^{(l)T} \epsilon \xi_L^{(l')} - M_{ll'}^{(L)*} \xi_L^{(l')\dagger} \epsilon \xi_L^{(l)*} \right] \end{aligned} \quad (1.40)$$

Il primo termine (1.39), chiamato *termine di massa di Dirac*, è invariante per la moltiplicazione di tutti i campi spinoriali per un fattore di fase comune. I restanti termini (1.40), chiamati *termini di massa di Majorana* non hanno questa proprietà. Le matrici  $M^{(R)}$  e  $M^{(L)}$  sono simmetriche, e  $\epsilon$  è la matrice completamente antisimmetrica.

Un termine di massa di Dirac per il neutrino conserva il numero leptonic (L) e distingue la particella dall'antiparticella. Viene chiamata *particella di Dirac* una particella che non coincide con la sua antiparticella. Il termine di massa di Dirac per il neutrino non compare nella Lagrangiana del SM, poiché non è mai stato osservato un neutrino con elicità destrogira (o un antineutrino con elicità sinistrogira). Nell'ipotesi che il campo del neutrino destrogira esista, il termine farebbe riferimento a una particella sterile, senza interazioni.

Il termine di massa di Majorana non distingue il neutrino dall'antineutrino: il neutrino coincide con la sua antiparticella. Il termine di massa di Majorana viola quindi la conservazione del numero Leptonico.

Nonostante il neutrino destrogira non sia mai stato osservato, si può tuttavia ipotizzare che esista, probabilmente prendendo parte a interazioni che non sono state osservate alle energie degli esperimenti odierni.

Indicando con  $\nu$  il campo del neutrino, con  $R$  o  $L$  l'elicità e con  $c$  lo spinore coniugato di carica, si può scrivere il termine di massa più generale per il neutrino nella forma<sup>2</sup>

$$-\mathcal{L}_{M\nu} = \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L^c \bar{\nu}_R^c) \begin{pmatrix} m_L^M & m^D \\ m^D & m_R^M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R^c \end{pmatrix} + h.c. \quad (1.41)$$

dove si è utilizzata la proprietà  $\bar{\nu}_L^c \nu_R^c = \bar{\nu}_R \nu_L$ , e  $m_L^M = 0$ .

<sup>1</sup>il termine di massa più generale coinvolge anche un'interazione spinore-scalare-spinore, e viene chiamato *termine di massa di Yukawa*; i termini di massa di Yukawa non verranno considerati in questa sezione;

<sup>2</sup>si è ommesso il termine di massa di Yukawa, poiché porterebbe a una costante di accoppiamento inferiore di molti ordini di grandezza a quella dei leptoni carichi;

I termini di massa di Majorana violano la conservazione del numero leptonico; si assume che  $m_R^M$  sia abbastanza grande da rendere la violazione del numero leptonico, tipicamente soppressa dal reciproco delle potenze di  $m_R^M$ , compatibile con le osservazioni. Si assume che  $m_R^M$  abbia ordine di grandezza di energie caratteristiche di fenomeni sconosciuti, come la rottura del gruppo di grande unificazione, nell'intervallo  $10^{12} - 10^{16}$  GeV.

La matrice di massa  $M$  è simmetrica, e diagonalizzabile mediante la trasformazione lineare:

$$\begin{pmatrix} 0 & m^D \\ m^D & m_R^M \end{pmatrix} = \mathcal{U}^T \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \mathcal{U} \quad (1.42)$$

dove  $\mathcal{U}$  è unitaria, e  $m_1$  e  $m_2$  reali e positivi. Si trova che

$$\mathcal{U} = \begin{pmatrix} i \cos \theta & -i \sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}; \quad \tan 2\theta = \frac{2m^D}{m_R^M} \quad (1.43)$$

e

$$m_1 = \frac{1}{2} \left( m_R^M + \sqrt{m_R^{M^2} + 4m^D} \right); \quad m_2 = \frac{1}{2} \left( m_R^M - \sqrt{m_R^{M^2} + 4m^D} \right). \quad (1.44)$$

Per  $m^D \ll m_R^M$ ,  $\theta \simeq m^D/m_R^M$ , e

$$m_1 \simeq m_R^M; \quad m_2 \simeq \frac{m^{D^2}}{m_R^M}. \quad (1.45)$$

Questo meccanismo viene chiamato *meccanismo see-saw*, e fornisce una spiegazione naturale della piccolezza delle masse del neutrino: uno dei due autostati di massa è estremamente pesante, e non ha effetti osservabili sulla fisica alla scala dell'interazione debole, mentre l'altro autostato ha una massa soppressa di un fattore  $m^D/m_R^M$  rispetto alla tipica massa dei fermioni  $m^D$ .

Il termine di massa del neutrino (1.41) prende la forma

$$\mathcal{L}_{M\nu} = -\frac{1}{2} m_1 (\bar{\nu}_1^c \nu_1 + \bar{\nu}_1 \nu_1^c) - \frac{1}{2} m_2 (\bar{\nu}_2^c \nu_2 + \bar{\nu}_2 \nu_2^c), \quad (1.46)$$

con

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \nu_L \sin \theta + \nu_R^c \cos \theta \\ \nu_2 &= -i\nu_L \cos \theta + i\nu_R^c \sin \theta. \end{aligned} \quad (1.47)$$

Per  $m^D \ll m_R^M$ , l'autovettore pesante  $\nu_1$  è prevalentemente  $\nu_R^c$ , mentre l'autovettore leggero  $\nu_2$  coincide con il neutrino sinistrogiri ordinario.

Nel caso generale, ci sono  $n$  specie di neutrini sinistrogiri; con  $n = 3$  secondo la conoscenza attuale. Nel paragrafo successivo è illustrato come la massività dei neutrini conduca al fenomeno di mixing dei sapori, noto come *oscillazione*.

### 1.5.2 Oscillazioni nel vuoto

Il fenomeno delle oscillazioni di sapore nel vuoto è stato proposto per la prima volta da Bruno Pontecorvo nel 1957. In generale, gli stati quantici di singola particella del neutrino con sapore definito sono combinazione lineare degli autostati di massa. I neutrini sono prodotti nelle interazioni deboli con un sapore definito: i processi deboli nel Sole analizzati nella sezione 1.2.2 producono neutrini elettronici. Denotando gli autostati di sapore con indici greci, e autostati di massa con indici latini, si ha:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^n U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.48)$$

dove  $U$  è una matrice unitaria, detta *matrice di mixing*. Ogni componente a massa definita dello stato del neutrino ha un'evoluzione temporale, che è descritta nel sistema di riposo come<sup>3</sup>

$$|\nu_i(\tau)\rangle = e^{-im_i\tau} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.49)$$

o nel sistema del laboratorio come,

$$|\nu_i(\tau)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.50)$$

Sfruttiamo ora il fatto che i neutrini sono quasi senza massa, ottenendo

$$L \simeq t; \quad E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.51)$$

dove  $E \simeq p_i$ . Di conseguenza,

$$|\nu_\alpha(L)\rangle \simeq \sum_{i=1} U_{\alpha i}^* \exp\left(-i\frac{m_i^2}{2E}L\right) |\nu_i(0)\rangle. \quad (1.52)$$

L'ampiezza di probabilità di osservare il neutrino nel sapore  $\beta$  alla distanza  $L$  è data da

$$\begin{aligned} \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle &= \sum_{i=1} U_{\alpha i}^* \exp\left(-i\frac{m_i^2}{2E}L\right) \sum_{j=1} U_{\beta j} \langle \nu_j | \nu_i \rangle \\ &= \sum_{i=1} \xi_i^{\alpha\beta} \exp(-i\epsilon_i L) \end{aligned} \quad (1.53)$$

dove è stato fatto uso dell'unitarietà di  $U$ , e si è definito

$$\xi^{\alpha\beta} = U_{\alpha i}^* U_{\beta i}; \quad \epsilon_i = \frac{m_i^2}{2E}. \quad (1.54)$$

La corrispondente *probabilità di oscillazione* è data da

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i=1} \sum_{j=i+1} \text{Re} \left( \xi_i^{\alpha\beta} \xi_j^{\alpha\beta*} \right) \sin^2 \frac{1}{2} (\epsilon_j - \epsilon_i) L \\ &\quad - 2 \sum_{i=1} \sum_{j=i+1} \text{Im} \left( \xi_i^{\alpha\beta} \xi_j^{\alpha\beta*} \right) \sin(\epsilon_j - \epsilon_i) L. \end{aligned} \quad (1.55)$$

---

<sup>3</sup>utilizziamo il sistema di unità  $c = 1$  e  $\hbar = 1$ ;

Il calcolo riportato sopra è insoddisfacente sotto molti aspetti: gli stati quantici con impulso definito hanno infinita incertezza sulla posizione, e quindi non ha senso parlare di osservazione alla distanza  $L$ . Un trattamento rigoroso richiede di definire gli stati del neutrino come pacchetti d'onda, che è equivalente a studiare fasci di neutrini con uno sparpagliamento energetico finito. Il pacchetto d'onda iniziale si decompone in pacchetti d'onda autostati di massa, ognuno con diversa velocità, e l'oscillazione dovuta all'interferenza tra le diverse componenti è persa alla distanza tale per cui i pacchetti d'onda cessano di sovrapporsi. Fintanto che questo non è il caso, la probabilità di oscillazione è data correttamente dall'equazione (1.55).

La probabilità di oscillazione assume una forma semplice se si assume invarianza CP nel settore leptonic, e se si limita l'analisi a soli due sapori (chiamati  $e$  e  $\mu$ ). In questo caso, l'ultimo termine dell'equazione (1.55) sparisce, e la matrice  $U$  è una matrice ortogonale reale in due dimensioni, parametrizzabile da un solo angolo, chiamato *angolo di mixing*  $\theta_{12}$ :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & -\sin \theta_{12} \\ \sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} \quad (1.56)$$

$$\xi_1^{e\mu} = \xi_1^{\mu e} = +\cos \theta_{12} \sin \theta_{12} \quad (1.57)$$

$$\xi_2^{e\mu} = \xi_2^{\mu e} = -\cos \theta_{12} \sin \theta_{12} \quad (1.58)$$

e quindi

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(L) = P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(L) = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{12}^2}{4E} L \right), \quad (1.59)$$

dove  $\Delta m_{12}^2$  è la differenza del quadrato dei due autovalori di massa:  $\Delta m_{12}^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ . Si definisce la *lunghezza di oscillazione nel vuoto* come

$$\lambda_{vac} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{12}^2}. \quad (1.60)$$

Fissati  $(\theta_{12}, \Delta m_{12}^2)$ , la conversione di sapore è massima per  $L$  multipli interi di  $\lambda_{vac}$ . La *probabilità di sopravvivenza*, ovvero la probabilità di rivelare il neutrino nel suo sapore originale è data da

$$\begin{aligned} P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(L) = P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}(L) &= 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(L) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{12}^2}{4E} L \right). \end{aligned} \quad (1.61)$$

Il tasso di osservazione deve essere mediato sulla regione di emissione nel Sole, sulla regione di assorbimento sulla Terra e sull'intervallo di energia dello spettro. Quest'ultima media, oltre al broadening termico, rimuove le variazioni apportate dalle altre due medie, lasciando come probabilità di sopravvivenza:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{12} \quad (1.62)$$

Il massimo di oscillazione, che si ottiene per  $\theta_{12} = \pi/4$ , dimezza il flusso dei neutrini elettronici. Il fenomeno di oscillazione dei neutrini nel vuoto non riesce però a descrivere correttamente i risultati dell'esperimento Homestake, che ha rivelato un terzo dei

neutrini previsti dal SSM. Inoltre la probabilità di sopravvivenza è indipendente dall'energia del neutrino, mentre l'analisi dei dati degli esperimenti Kamiokande e Gallex hanno evidenziato che il fattore di soppressione dei  $\nu_B$  è diverso da quello dei  $\nu_{pp}$ .

Per descrivere correttamente i risultati degli esperimenti di misura di flusso dei neutrini solari, è necessario introdurre un affinamento al fenomeno di oscillazione, che tenga conto dell'interazione dei neutrini con gli elettroni della materia.

### 1.5.3 L'effetto MSW: oscillazioni nella materia

L'oscillazione del neutrino nella materia è differente da quella nel vuoto, a causa delle interazioni deboli del neutrino con gli elettroni. Nel 1978, Wolfenstein comprese che l'interazione con la materia modifica l'oscillazione del neutrino [7]; nel 1985, Minikheyev e Smirnov introdussero l'idea di amplificazione risonante dell'oscillazione [6]. Il fenomeno fu chiamato *effetto MSW* dalle iniziali dei tre fisici.

Per descrivere gli effetti delle interazioni deboli con la materia nelle oscillazioni del neutrino, viene incluso un indice di rifrazione  $n$  nel fattore di fase dell'operatore di evoluzione temporale. L'indice di rifrazione di un neutrino di sapore  $l$  e impulso  $p$  vale

$$n_l = 1 + \frac{2\pi\rho_e}{p^2} A_{\nu l} \quad (1.63)$$

dove  $\rho_e$  è la densità elettronica e  $A_{\nu l}$  è l'ampiezza di diffusione in avanti, di cui può essere considerata solo la parte reale, poiché l'assorbimento di neutrini nella materia è del tutto trascurabile.

L'effetto delle interazioni di corrente neutra è identico per tutti i neutrini, e non ha rilevanza nelle oscillazioni dei neutrini attivi. Il neutrino elettronico, contrariamente al neutrino di altri sapori, può interagire con gli elettroni del mezzo mediante interazione di corrente carica. Pertanto, la differenza nell'ampiezza di diffusione tra neutrini elettronici  $\nu_e$  e neutrini di altri sapori ( $\nu_\alpha$  con  $\alpha = \mu, \tau$ ) è data da

$$\Delta A_{e\alpha} = A_{\nu_e} - A_{\nu_\alpha} = A^{CC} = -\sqrt{2} \frac{G_F \rho}{2\pi} \quad (1.64)$$

dove  $G_F$  è la costante di Fermi. L'indice di rifrazione *relativo* per il neutrino elettronico è quindi

$$n_e^{rel} = 1 + \frac{2\pi\rho_e}{p^2} A^{CC} = 1 + \frac{\sqrt{2}G_F\rho}{p} \quad (1.65)$$

L'Hamiltoniana della propagazione del neutrino nella materia, espressa nella base degli autostati di interazione diventa

$$H_{matter} = H_{vac} + H_{NC} + H_{CC} = H_{vac} + k^{NC} \cdot I + k^{CC} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.66)$$

dove il termine  $H_{NC} \propto I$  non contribuisce al mixing, e  $H_{vac}$  non è diagonale nella base dell'interazione. Il fattore dell'interazione CC si scrive come

$$k_e^{CC} = \frac{G_F \rho_e}{\sqrt{2}}. \quad (1.67)$$

Se si limita l'analisi a due soli sapori ( $\nu_e, \nu_\tau$ ), la matrice  $H_{matter}$  può essere diagonalizzata da una matrice unitaria  $U^m$ , parametrizzata dall'angolo  $\theta_m$ , che rappresenta il mixing tra gli autostati di massa *nella materia*  $\nu_i^m$  e gli autostati di interazione:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \sin \theta_m \\ -\sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1^m\rangle \\ |\nu_2^m\rangle \end{pmatrix}. \quad (1.68)$$

Dall'equazione (1.66) si ottiene la relazione tra l'angolo di mixing nella materia e l'angolo di mixing nel vuoto:

$$\tan 2\theta_m = \frac{\tan 2\theta_{12}}{1 - \frac{L_{osc}}{L_e} \sec 2\theta_{12}}, \quad (1.69)$$

dove si è definita la *lunghezza di oscillazione nella materia*

$$L_e = \frac{\sqrt{2}\pi}{G_F \rho_e}. \quad (1.70)$$

L'oscillazione nella materia incontra una risonanza nella condizione

$$\frac{L_{osc}}{L_e} = \cos 2\theta_{12}. \quad (1.71)$$

Il valore di densità elettronica necessario per attivare la risonanza è

$$\rho_e = \frac{\Delta m_{12}^2 \cos 2\theta_{12}}{2\sqrt{2}G_F E_\nu}. \quad (1.72)$$

In condizione di risonanza l'angolo di mixing vale  $\theta_m = \pi/4$ , indipendentemente da  $\theta_{12}$ .

La probabilità di sopravvivenza nel caso di oscillazione nella materia è quindi

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2 2\theta_m \sin^2 \frac{\pi L}{L_M}, \quad (1.73)$$

dove si è definita la *lunghezza di oscillazione effettiva nella materia*

$$L_M = \frac{2\pi}{|E_2 - E_1|}. \quad (1.74)$$

Nel caso in cui il neutrino attraversi un gradiente di densità, come all'interno del Sole, può accadere che uno strato abbia densità tale da attivare la condizione di risonanza descritta dall'equazione (1.72). In tale caso avverrà la massima conversione all'interno dello strato, a condizione la densità attorno alla risonanza sia costante se paragonata alla lunghezza di oscillazione effettiva  $L_M$ .

Per gli antineutrini il segno di  $k_e$  è invertito, pertanto non possono avvenire fenomeni di risonanza.

#### 1.5.4 Misura dei parametri di oscillazione

L'oscillazione dei neutrini è regolata da due parametri, la differenza delle masse al quadrato  $\Delta m_{12}^2$  e l'angolo di mixing  $\theta_{12}$ . Il loro valore non è attualmente previsto da

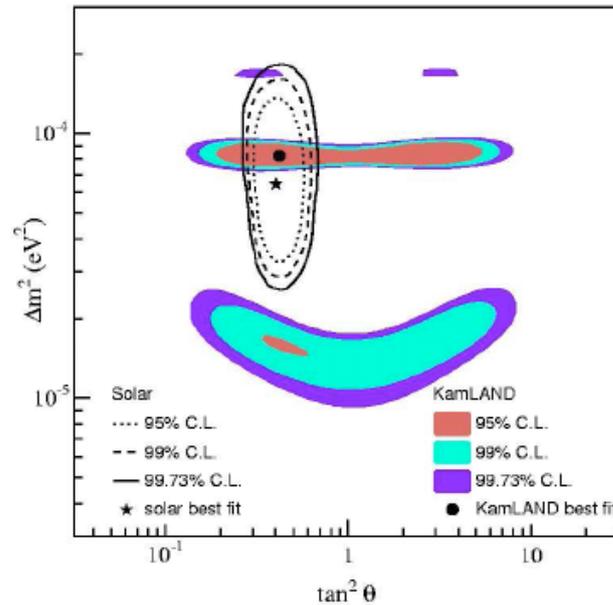


Figura 1.5: Valori del piano  $(\Delta m_{12}^2, \tan^2 \theta_{12})$  consentiti dai risultati di KamLAND [10].

alcuna teoria, quindi deve essere determinato sperimentalmente. Tipicamente, i risultati degli esperimenti compiuti vengono riportati in un piano di coordinate  $(\Delta m_{12}^2, \tan^2 \theta_{12})$ . In questo piano vengono evidenziate zone in accordo con i risultati sperimentali; queste zone sono diventate via via più ristrette mano a mano che aumentava la precisione dei dati sperimentali. Prima del 2000, gli esperimenti indicavano quattro soluzioni possibili, corrispondenti a quattro zone:

- oscillazione nel vuoto;
- oscillazione MSW con piccolo angolo di mixing (SMA);
- oscillazione MSW con grande angolo di mixing (LMA);
- oscillazione con basso  $\Delta m_{12}^2$  (LOW);

Dopo il 2000, Super-KamiokaNDE ha invalidato la soluzione SMA, e SNO ha invalidato l'oscillazione nel vuoto, indicando LMA come soluzione corretta (e LOW come alternativa, ma poco probabile). L'esperimento KamLAND ha validato LMA come soluzione corretta [10]. I valori accessibili del piano  $(\Delta m_{12}^2, \tan^2 \theta_{12})$  a seguito dell'esperimento KamLAND sono mostrati in figura 1.5.

I risultati di Borexino sono consistenti con la soluzione LMA-MSW [12, 14].

## 1.6 L'oscillazione dei neutrini solari

In questa sezione verranno applicati i risultati ottenuti nelle sezioni precedenti per caratterizzare il flusso dei neutrini solari.

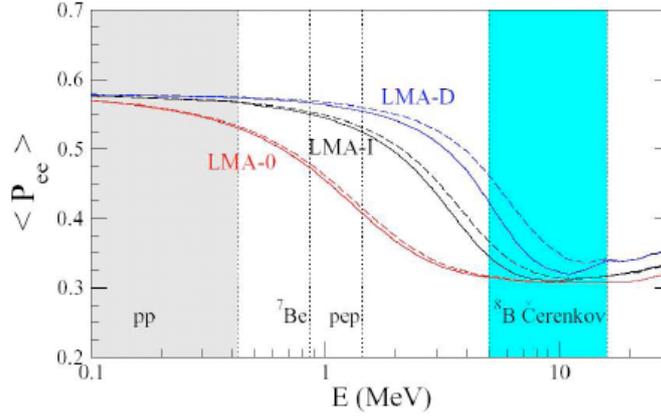


Figura 1.6: Probabilità di sopravvivenza del neutrino nella soluzione LMA (curva nera). E' visibile la transizione tra oscillazioni nel vuoto e oscillazioni nella materia alle energie di qualche  $MeV$ . LMA-0 e LMA-D sono modelli alternativi.

I neutrini di energia inferiore al MeV non attraversano mai una risonanza nella loro fuoriuscita dal Sole, poiché la condizione di risonanza descritta in equazione (1.72) non è verificata per i valori di densità del Sole. I neutrini di energia inferiore al MeV sono sostanzialmente in regime di oscillazione nel vuoto. Inoltre, poiché il diametro del nucleo del Sole, regione nella quale sono prodotti i neutrini, è maggiore della lunghezza di oscillazione ( $\lambda < 10^5 m$ ), l'effetto è mediato, e la probabilità di sopravvivenza diventa

$$\begin{aligned} P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} &= 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \\ &\simeq 0.6. \end{aligned}$$

Per i neutrini di energie superiori a 10 MeV domina l'oscillazione nella materia, e la probabilità di sopravvivenza diventa

$$\begin{aligned} P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} &\simeq \sin^2 2\theta \\ &\simeq 0.33. \end{aligned}$$

L'energia di transizione dal regime di vuoto al regime MSW dipende dalla regione di emissione dei neutrini. I neutrini  $\nu_B$  sono emessi nelle regioni interne del nucleo del Sole, ad alta densità; i neutrini  $\nu_{pp}$  sono emessi anche nelle regioni esterne del nucleo, dove la densità è più bassa.

In figura 1.6 è mostrata la probabilità di sopravvivenza dei neutrini solari.

La misura dei flussi dei neutrini  $\nu_{Be}$  e  $\nu_{pp}$  non è sensibile a  $\Delta m_{12}^2$ , a causa degli effetti di media, però è molto sensibile a  $\theta_{12}$ . Lo studio dei neutrini  $\nu_{Be}$ ,  $\nu_{pep}$  e  $\nu_B$  di energia inferiore a 5 MeV permette di sondare la regione di transizione tra oscillazioni nel vuoto e oscillazioni nella materia, e costituisce un test per la soluzione LMA-MSW.

L'esperimento Borexino ha la possibilità di misurare il flusso dei neutrini  $\nu_{Be}$ ,  $\nu_{pep}$ ,  $\nu_{CNO}$  e  $\nu_B$ , e sondare con precisione la soluzione LMA-MSW. I flussi dei  $\nu_{Be}$  e  $\nu_B$  sono stati già misurati in Borexino [12, 13, 14].

# Capitolo 2

## L'esperimento Borexino

*Borexino è un esperimento di spettroscopia di neutrini solari a bassa energia situato ai laboratori sotterranei del Gran Sasso. L'esperimento Borexino ha l'obiettivo di misurare il flusso dei neutrini solari del  ${}^7\text{Be}$  di energia 862 keV, tramite diffusione elastica del neutrino su elettrone in scintillatore organico liquido. Borexino ha inoltre la potenzialità di rivelare i neutrini creati nei processi di fusione *pep* e nel ciclo CNO. Per rendere tali misure possibili, la contaminazione radioattiva nel rivelatore deve essere mantenuta a livelli estremamente bassi. Una volta ottenute le condizioni di radiopurezza necessarie, la principale sorgente di fondo è il  ${}^{11}\text{C}$ , prodotto nelle reazioni indotte dal flusso residuo di muoni cosmici su  ${}^{12}\text{C}$ . Borexino si trova attualmente in fase di presa dati, fase iniziata nel maggio 2007. In questo capitolo verranno descritte le principali caratteristiche dell'esperimento Borexino, con particolare enfasi sugli aspetti direttamente legati al mio lavoro di tesi.*

### 2.1 Obiettivi di Borexino

L'obiettivo principale dell'esperimento Borexino è la misura del flusso di neutrini solari, in particolare la misura del flusso dei neutrini del  ${}^7\text{Be}$ . A questo obiettivo si affiancano altre misure di emissioni di neutrini, sia solari che non solari, di rilevanza in fisica delle particelle, astrofisica o geofisica. In particolare, Borexino ha la potenzialità di misurare il flusso dei neutrini creati nel processo di fusione *pep* e nel ciclo CNO, che sono indirettamente l'oggetto principale di questa tesi.

#### 2.1.1 Spettroscopia dei neutrini solari

L'interazione dei neutrini solari nel rivelatore di Borexino avviene attraverso il processo di diffusione elastica su elettroni:

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-. \quad (2.1)$$

Il processo è sensibile ai neutrini di ogni sapore, e non ha soglia energetica.

Il processo (2.1) rientra nell'ambito della Teoria Elettrodebole del Modello Standard; la diffusione elastica di  $\nu_e$ , può avvenire sia mediante di interazione di Corrente Carica,

sia per interazione di Corrente Neutra, mentre la diffusione elastica di  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  può avvenire solo mediante interazione di Corrente Neutra.

La sezione d'urto del processo (2.1) ha forma:

$$\frac{d\sigma_\nu}{dT_e}(T_\nu, T_e) = \frac{\sigma_e}{m_e} \left[ g_l^2 + g_r^2 \left( 1 - \frac{T_e}{T_\nu} \right)^2 - g_l g_r \frac{m_e T_e}{T_\nu^2} \right], \quad (2.2)$$

con

$$\sigma_e = \frac{2G_F^2 m_e^2}{\pi \hbar^4} = 88.06 \cdot 10^{-46} \text{ cm}^2,$$

e  $g_l = \pm \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W$ ,  $g_r = \sin^2 \theta_W \simeq 0.23$ , dove  $\theta_W$  è l'angolo di mescolamento debole. Per processi di diffusione di  $\nu_e$ ,  $g_l$  ha segno positivo e vale  $g_l^{(\nu_e)} \simeq 0.73$ , mentre per diffusione di  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ ,  $g_l$  ha segno negativo e vale  $g_l^{(\nu_{\mu,\tau})} \simeq -0.27$ .

L'esperimento Borexino può quindi rivelare neutrini di ogni sapore, anche se la sezione d'urto per i  $\nu_e$  è maggiore:

$$\left( \frac{\sigma_{\nu_\mu, \nu_\tau}}{\sigma_{\nu_e}} \right)_{E_{\nu_{pp}}} \sim \frac{1}{3.7}, \quad \left( \frac{\sigma_{\nu_\mu, \nu_\tau}}{\sigma_{\nu_e}} \right)_{E_{\nu_{Be}}} \sim \frac{1}{4.7}, \quad \left( \frac{\sigma_{\nu_\mu, \nu_\tau}}{\sigma_{\nu_e}} \right)_{E > 5 \text{ MeV}} \sim \frac{1}{6.6} \quad (2.3)$$

La soglia energetica di Borexino è fissata a  $\sim 250$  keV, poiché la presenza nello scintillatore organico di isotopi  $^{14}\text{C}$ , che decade  $\beta^-$  con tempo di dimezzamento 5730 anni e energia di end-point a 156 keV, crea un fondo significativo in tale regione spettrale.

L'emissione di luce di scintillazione è isotropa, quindi è impossibile ricostruire la direzione dell'elettrone di rinculo, e quindi del neutrino incidente. Inoltre, è impossibile distinguere elettroni diffusi dai neutrini, da elettroni dovuti a radioattività naturale. Il segnale generato dal neutrino può essere discriminato ed estratto dal fondo solo per via statistica. Una conferma dell'origine solare del flusso di neutrini è dato dall'oscillazione stagionale del 7% nell'intensità di flusso, dovuta all'eccentricità dell'orbita terrestre.

Borexino è in grado di osservare diverse componenti del flusso di neutrini solari in zone spettrali non ancora esplorate. Segue una descrizione delle componenti del flusso di neutrini solari misurate, misurabili, o in fase di analisi in Borexino.

## Neutrini del $^7\text{Be}$

Borexino è stato in grado di misurare direttamente il flusso di neutrini del  $^7\text{Be}$ . Il flusso di neutrini del  $^7\text{Be}$  di energia 862 keV è  $49 \pm 3_{\text{stat}} \pm 4_{\text{sys}}$  conteggi/(giorno  $\cdot 100$  t) [13, 12].

Il risultato è consistente con il Modello Solare Standard e oscillazioni dei neutrini con parametri LMA-MSW, che prevede un flusso di  $49 \pm 4$  conteggi/(giorno  $\cdot 100$  t), mentre il flusso atteso senza oscillazioni è  $75 \pm 4$  conteggi/(giorno  $\cdot 100$  t).

## Neutrini del $^8\text{B}$

Borexino ha misurato il flusso dei neutrini del  $^8\text{B}$  di energia superiore a  $2.8 \text{ MeV}$  [14], zona entro la quale avviene la transizione tra le oscillazioni nel vuoto e nella materia. L'analisi del flusso del  $^8\text{B}$  in Borexino è in accordo con il SSM e la soluzione MSW-LMA.

Borexino è il primo esperimento ad aver osservato la transizione tra vuoto e materia da solo, mostrando che le probabilità di sopravvivenza per i neutrini del  $^7\text{Be}$  e del  $^8\text{B}$  sono diverse.

## Neutrini $pep$ e CNO

I neutrini  $pep$  e CNO sono una sorgente ideale per sondare la regione di energia tra 1 e 3 MeV, energie alle quali la soluzione MSW-LMA prevede la transizione tra l'oscillazione nel vuoto e la materia.

Il rapporto tra il flusso di neutrini  $pp$  e dei neutrini  $pep$  è direttamente collegato al rapporto tra le sezioni d'urto dei due processi.

La misura del flusso dei neutrini CNO permetterebbe inoltre di risolvere problemi legati all'abbondanza di metalli del Sole: recenti elaborazioni computazionali, basati sul trasporto di metalli nel Sole e sull'abbondanza degli elementi metallici misurata nella corona solare, hanno mostrato che il contenuto di metalli nel Sole è minore di quanto stimato in precedenza, utilizzando modelli computazionali meno raffinati. La nuova abbondanza di metalli elaborata è però incompatibile con le misure eliosismologiche [22].

La misura del flusso dei neutrini del ciclo CNO, ancora indeterminato sperimentalmente, permetterebbe di determinare la frazione di energia prodotta nel ciclo CNO, e il contenuto di Carbonio, Azoto e Ossigeno nel Sole, senza alcuna assunzione dipendente dal particolare modello solare.

Le misure del flusso dei neutrini  $pep$  e CNO saranno possibili in Borexino solo se si riesce a discriminare il fondo dovuto al  $^{11}\text{C}$ , che decade  $\beta^+$  con vita media di 29.4 minuti e energia di end-point a 0.96 MeV. L'isotopo  $^{11}\text{C}$  è prodotto dalla spallazione di muoni su  $^{12}\text{C}$ .

La rivelazione dei neutroni creati nei processi di spallazione di muoni su  $^{12}\text{C}$  è l'obiettivo della mia tesi.

## Antineutrini

La rivelazione degli antineutrini avviene tramite il decadimento  $\beta$  inverso del protone:



che ha soglia energetica  $\sim 1.8$  MeV. Il positrone si annichila immediatamente con un elettrone, creando due fotoni  $\gamma$  di energia  $E_\gamma = 511$  keV. Il neutrone termalizza nello scintillatore ( $\sim ns$ ), quindi diffonde elasticamente fino alla cattura su un nucleo. La cattura del neutrone su nuclei produce fotoni  $\gamma$ . Il tempo di cattura medio del neutrone su protone nello scintillatore di Borexino è  $\sim 260\mu s$ . La cattura neutronica su protone crea un fotone di energia 2.2 MeV. La coincidenza tra i  $\gamma$  di annichilazione del positrone e il  $\gamma$  di cattura neutronica permette di identificare il processo.

Alcuni meccanismi non standard, che assumono momento magnetico del neutrino non nullo, prevedono che il campo magnetico solare possa causare uno spin flip del neutrino, rendendo possibile la transizione  $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ . Borexino può ricercare questi antineutrini. In particolare, l'assenza di reattori nucleari, sorgenti artificiali di neutrini e antineutrini, sul suolo italiano, agevola l'osservazione di eventuali antineutrini Solari in Borexino.

Borexino può rivelare gli antineutrini emessi dai reattori nucleari presenti nell'Europa continentale, funzionando come esperimento *long baseline*. Il segnale atteso di  $\sim 30$  eventi all'anno permetterà la verifica diretta della soluzione LMA.

Tabella 2.1: Numero di eventi attesi in Borexino a seguito dell'esplosione di una Supernova a  $10kpc$  di distanza, con energia liberata  $\epsilon_B = 3 \cdot 10^{53}erg$ .

Canale di interazione	$\langle E_\nu \rangle [MeV]$	$\langle \sigma \rangle [cm^2]$	$N_{evts}$
$\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e$	11	$1.02 \cdot 10^{-43}$	2.37
$\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e$	16	$6.03 \cdot 10^{-44}$	0.97
$\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e$	25	$3.96 \cdot 10^{-44}$	0.81
$\bar{\nu}_x + e \rightarrow \bar{\nu}_x + e$	25	$3.25 \cdot 10^{-44}$	0.67
Totale scattering su $e^-$			4.82
$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^- + n$	16	$2.70 \cdot 10^{-41}$	78.9
$^{12}C + \nu_e \rightarrow ^{12}N + e^-$	11	$1.85 \cdot 10^{-43}$	0.6
$^{12}C + \bar{\nu}_e \rightarrow ^{12}B + e^+$	16	$1.87 \cdot 10^{-42}$	4.1
$\nu_e + ^{12}C \rightarrow \nu_e + ^{12}C$	11	$1.33 \cdot 10^{-43}$	0.4
$\bar{\nu}_e + ^{12}C \rightarrow \bar{\nu}_e + ^{12}C$	16	$6.88 \cdot 10^{-43}$	1.5
$\nu_x + ^{12}C \rightarrow \nu_x + ^{12}C$	25	$3.73 \cdot 10^{-42}$	20.9
Totale interazioni su $^{12}C$			22.9

Borexino può osservare anche il segnale dei geo-neutrini, neutrini prodotti nei decadimenti che avvengono all'interno della Terra. Il segnale atteso è di qualche decina di eventi all'anno; poiché il flusso di geoneutrini dipende fortemente dal modello fisico assunto, la misura rappresenta un test per i modelli geofisici [23].

## Neutrini di Supernova

L'esplosione di una Supernova di tipo II nella Via Lattea porterebbe un picco di eventi di circa 10 secondi. In tabella 2.1.1 sono elencati energia, sezione d'urto e numero di eventi attesi per ogni canale di interazione.

Il segnale di diffusione su protone dovrebbe portare ad una ricostruzione dello spettro energetico dei neutrini, test di validità dei modelli di Supernovae.

I tempi di percorrenza dei neutrini di diversa massa possono essere misurati per ottenere le masse dei neutrini. Inoltre il segnale dei neutrini di Supernova potrebbe permettere uno studio dei parametri di oscillazione.

## 2.2 Setup di Borexino

### 2.2.1 I LNGS

Il rivelatore di Borexino e tutte le strutture di supporto, sono situate nella sala C dei Laboratori Sotterranei dei *Laboratori Nazionali del Gran Sasso* (LNGS). Un'immagine CAD delle strutture di Borexino nella sala C dei laboratori sotterranei LNGS è visibile in figura 2.1.

I laboratori sotterranei dei LNGS si trovano a fianco del tunnel autostradale che passa sotto la catena montuosa del Gran Sasso. L'altitudine è 963 m e la copertura di roccia media è  $\sim 1400$  m (o  $\sim 3800$  m di acqua equivalente). La schermatura dai raggi cosmici offerta dalla roccia, e le buone condizioni di radiopurezza, rendono i LNGS

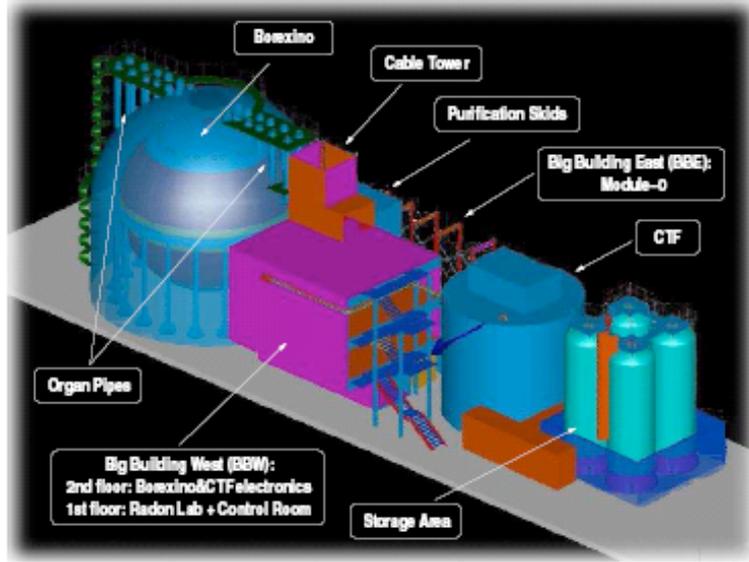


Figura 2.1: Immagine CAD delle strutture dell'esperimento Borexino.

Tabella 2.2: Confronto tra le condizioni di fondo radioattivo in superficie e ai LNGS [24].

Sorgente di fondo	Flusso in superficie ( $m^{-2}h^{-1}$ )	Flusso ai LNGS ( $m^{-2}h^{-1}$ )
$\mu$	$3.1 \cdot 10^6$	$1.16 \pm 0.09$
$n$ termici	$5 \cdot 10^4$	$73 \pm 2$
$n$ epitermici	$2.5 \cdot 10^5$	$46 \pm 11$
$n$ ( $E > 0.5MeV$ )	$2 \cdot 10^5$	$92 \pm 10$
$n$ ( $E > 2.5MeV$ )		$3.2 \pm 2.1$
$\gamma$		$\sim 10^7$

un laboratorio ideale per gli esperimenti di fisica nei quali si attendono pochi eventi al giorno (o all'anno). Un confronto tra le condizioni di fondo radioattivo in superficie e nei LNGS è mostrato in tabella 2.2.

Al fine di poter misurare con precisione il flusso dei neutrini solari, le condizioni di fondo radioattivo *esterno* elencate in tabella 2.2 non sono ancora sufficientemente basse. È necessaria una schermatura aggiuntiva per ridurre il flusso di fotoni  $\gamma$  e i neutroni ambientali nel rivelatore, inoltre è necessario un meccanismo per identificare i muoni cosmici e gli isotopi a vita corta e media generati per spallazione. Il flusso di fotoni e neutroni ambientali è schermato in Borexino dalla *External Water Tank*. Il passaggio di muoni nel rivelatore è identificato dal *Muon Veto* e dall'*Outer Detector*, come verrà descritto nella sezione successiva. Un sistema ausiliario per rivelare i neutroni generati via spallazione di muoni su nuclei di  $^{11}C$  è stato sviluppato da me come lavoro di tesi.

Oltre alla riduzione e al controllo del fondo cosmogenico è necessario ridurre ogni tipo di sorgente di fondo *interna* al rivelatore, ovvero ridurre la concentrazione di isotopi radioattivi nello scintillatore e nei materiali.

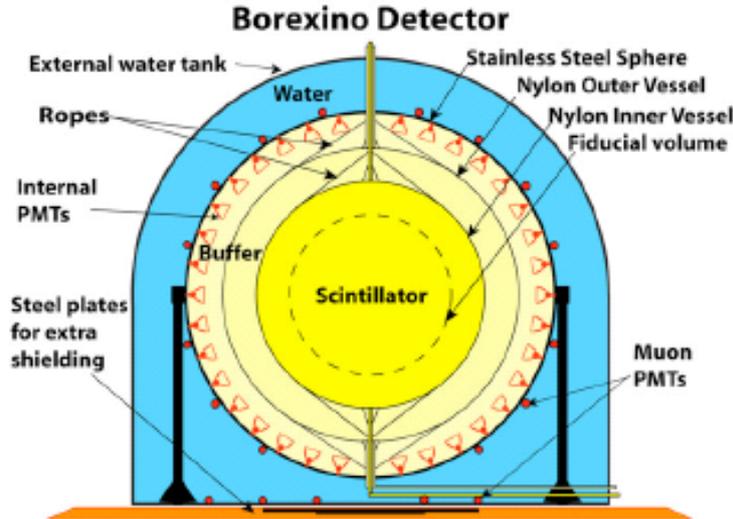


Figura 2.2: Schema del rivelatore Borexino.

### 2.2.2 Design di Borexino

Il rivelatore di Borexino ha una struttura a strati concentrici a simmetria sferica. Questa struttura ha lo scopo di sopprimere il fondo di radiazione dovuto a sorgenti interne ed esterne al rivelatore. Le sorgenti esterne sono principalmente fotoni  $\gamma$  e neutroni emessi dalla roccia. Le sorgenti interne sono dovute al fondo radiattivo contenuto nei materiali. Le condizioni di radiopurezza dei componenti e dei materiali sono più stringenti più ci si avvicina al volume attivo del rivelatore.

Uno schema del rivelatore Borexino è mostrato in figura 2.2. Dallo strato più interno all'esterno si trovano rispettivamente lo scintillatore, l'*Inner Vessel (IV)*, il *liquido di Buffer*, l'*Outer Vessel (OV)*, la *Stainless Steel Sphere (SSS)*, i *tubi fotomoltiplicatori (PMT)*, il *Muon Veto* e l'*External Water Tank*. Una fotografia dell'interno del rivelatore Borexino è mostrata in figura 2.3.

La schermatura totale del volume centrale dal fondo radioattivo esterno è  $\sim 5.5$  m di acqua equivalente (*m.w.e.*). Tutti i componenti interni del rivelatore sono stati selezionati con requisiti di elevata radiopurezza. Il fondo dei  $\gamma$  nel volume fiduciale nel range 250 – 800 keV è meno di 0.5 conteggi al giorno su 100 tonnellate [25].

Una breve descrizione dei componenti del rivelatore è contenuta nelle sezioni successive. Una descrizione dettagliata del rivelatore Borexino si trova in [26].

#### Scintillatore

Lo scintillatore è pseudocumene (PC, 1,2,4-trimeilbenzene,  $C_6H_3(CH_3)_3$ ) un solvente aromatico di scintillazione ben conosciuto, dopato con PPO (2,5-difeniloxazolo) alla concentrazione di 1.5g/l.

Il volume sensibile dello scintillatore è  $320m^3$  (280t). Un taglio fiduciale di volume di  $\sim 100$  tonnellate è applicato via software, selezionando solo gli eventi la cui posizione

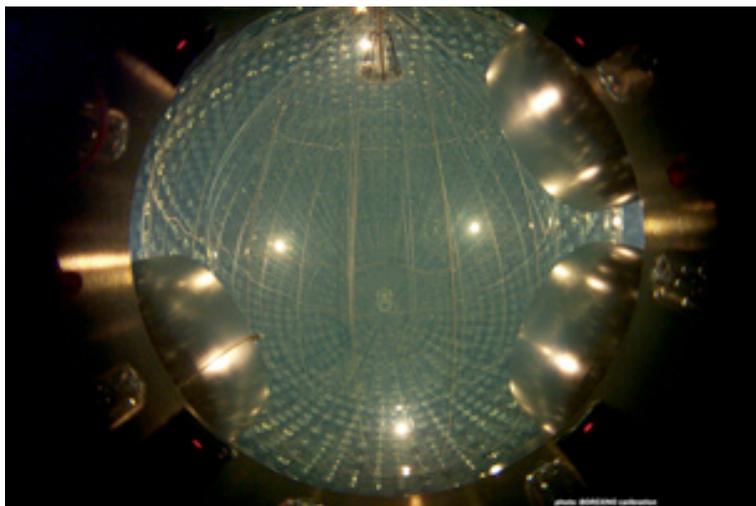


Figura 2.3: Interno del rivelatore dopo il riempimento di PC. Si distinguono l'*Inner Vessel*, l'*Outer Vessel*, le loro strutture di supporto, e i PMT alloggiati sulla SSS.

si trova all'interno del volume fiduciale. La ricostruzione della posizione è calcolata via software, usando i dati di timing dai PMT.

Informazioni più dettagliate sullo scintillatore e le sue proprietà, si trovano nella sezione 2.2.4.

### Inner Vessel (IV)

Lo scintillatore è contenuto in un sottile ( $125\mu\text{m}$ ) membrana sferica di nylon, di 4.25 m di raggio [27]. Questa membrana è chiamata *Inner Vessel*, dove l'aggettivo *inner* serve per distinguerla da una membrana analoga, situata in uno strato più esterno (l'*Outer Vessel*). Ai poli nord e sud dell'IV sono innestati tubi di alluminio che consentono l'immissione e la circolazione dello scintillatore. Una serie di stringhe di nylon mantengono l'IV in posizione stabile di equilibrio meccanico. Lo scopo dell'IV è separare lo scintillatore dal *liquido di Buffer*.

### Liquido di Buffer

All'esterno dell'IV si trova una massa di 1040t di liquido schermante. La densità del liquido di buffer non deve essere troppo differente da quella dello scintillatore, altrimenti l'IV non può sopportare la pressione idrostatica senza perdere la forma sferica o rischiando rotture. La densità dello Pseudocumene è  $0.88\text{g}/\text{cm}^3$ , troppo differente dalla densità dell'acqua. Il problema è stato risolto utilizzando come liquido di buffer lo pseudocumene addizionato ad un *quencher*, il DMP (dimetilftalato), alla concentrazione di  $5\text{g}/\text{l}$ . Il DMP riduce la scintillazione senza alterare le proprietà ottiche (cammino libero medio dei fotoni o emissione di luce Cherenkov). I segnali spettroscopici sono quindi emessi principalmente dall'interno dell'IV.

### Outer Vessel (OV)

Gli studi condotti sul prototipo *CTF-1* hanno mostrato sorgenti di Radon all'esterno dell'IV. Una seconda membrana di nylon, di spessore  $125\mu\text{m}$  e raggio  $5.50\text{ m}$ , è stata aggiunta nel design per ostacolare la diffusione verso l'IV di radon e altre contaminazioni originate dall'esterno.

### Stainless Steel Sphere (SSS)

Il terzo vessel è una sfera di acciaio inossidabile di  $8 - 10\text{ mm}$  di spessore e  $6.85\text{ m}$  di raggio. La SSS racchiude il liquido di buffer PC-DMP all'esterno dell'OV, e serve come struttura di supporto per i PMT. La sfera è mantenuta sospesa da 20 gambe di acciaio.

### Tubi Fotomoltiplicatori (PMT)

La luce di scintillazione è raccolta da 2212 tubi fotomoltiplicatori  $8''$  (ETL-9351), uniformemente distribuiti sulla superficie interna della SSS [28, 29]. I PMT sono sensibili a luce di lunghezza d'onda tra  $350\text{ nm}$  e  $500\text{ nm}$ , con picco di efficienza quantica del 26% a  $420\text{ nm}$ . I PMT sono stati sviluppati con un vetro speciale a bassa radioattività e un'apposita membrana per proteggerli dall'azione corrosiva dello pseudocumene.

Tutti i fototubi tranne 384 sono equipaggiati con concentratori di luce in alluminio, progettati per aumentare l'efficienza di raccolta della luce dallo scintillatore e ridurre il numero di fotoni che non provengono dal volume dello scintillatore [30]. La copertura geometrica totale è  $\sim 30\%$ .

Ogni fototubo è connesso con l'esterno della SSS da un singolo cavo sottomarino su cui viaggia sia l'alta tensione che il segnale. I cavi escono dalla *Water Tank* attraverso aperture dedicate nella cupola superiore, e raggiungono la stanza dell'elettronica, situata nel *Big Building West*.

### Muon Veto

I 384 PMT senza concentratore di luce sono chiamati *Inner Muon Veto*. Il maggiore angolo di accettazione permette di raccogliere un segnale più forte in risposta a traccie Cherenkov prodotte da muoni che attraversano il liquido di buffer. Il *Outer Muon Veto* è invece composto da 208 PMT installati nella *Water Tank* per rivelare luce Cherenkov prodotta da muoni nell'acqua di schermatura.

### External Water Tank

L'intero apparato sperimentale è racchiuso in una cupola di acciaio. Il diametro del cilindro di base è  $18\text{ m}$  e il più alto punto della cupola è  $17\text{ m}$  sopra del pavimento. La *Water Tank* è riempita di 2400 tonnellate di acqua ultra pura, che agisce come schermo contro il fondo di radiazione esterno (fotoni  $\gamma$  e neutroni dalla roccia) e come rivelatore Cherenkov per muoni di origine cosmica<sup>1</sup>. La superficie esterna della SSS e interna

<sup>1</sup>il flusso di muoni, pur essendo ridotto di un fattore  $10^6$  dai 3800 mwe della roccia del Gran Sasso, è ancora significativo ( $1.1\text{ muone } m^{-2}h^{-1}$ ); per completare gli obiettivi dell'esperimento Borexino, è necessario ridurre il fondo esterno di un fattore (di  $\sim 10^4$ ) identificando i muoni cosmici;

Tabella 2.3: Requisiti di radiopurezza in Borexino

Radioisotopo	Concentrazione Tipica	Design Level	Livello Ottenuto in Borexino
$^{14}C$	$^{14}C/^{12}C \sim 10^{-12}$	$^{14}C/^{12}C \leq 10^{-18}$	$^{14}C/^{12}C = 2.7 \cdot 10^{-18}$
$^7Be$	$2.7 \cdot 10^3$ cpd/t	$< 0.01$ cpd/t	indeterminato
$^{238}U$	$10^{-6}$ g-U/g-polvere	$< 10^{-17}$ g-U/g-scint.	$< 2 \cdot 10^{-17}$ g/g
$^{232}Th$	$10^4$ cpd/t	$< 0.01$ cpd/t	$< 2$ cpd/100t
	$10^{-5}$ g-Th/g-polvere	$< 10^{-16}$ g-Th/g-scint.	$< 7 \cdot 10^{-18}$ g/g
$^{210}Pb$	$10^4$ cpd/t	$< 0.01$ cpd/t	$< 0.2$ cpd/100t
	$2 \cdot 10^4$ cpd/t	$< 0.01$ cpd/t	$< 15$ cpd $^{210}Bi/100t$
	(come $^{210}Bi$ e $^{210}Po$ )	$^{210}Bi$ e $^{210}Po$	$6000$ cpd $^{210}Po/100t$
$^{40}K$	$10^{-6}$ g-K/g-PPO	$< 10^{-14}$ g-K/g-scint.	$< 3 \cdot 10^{-14}$ g-K/g-scint.
	$2700$ cpd/t	$< 0.027$ cpd/t	$< 6$ cpd/100t
$^{39}Ar$	$10$ mBq/ $m^3$ -aria	$< 500$ nBq/ $m^3$ - $N_2$ .	indeterminato
	$218$ cpd/t	$< 0.01$ cpd/t	
$^{85}Kr$	$1$ Bq/ $m^3$ -aria	$< 100$ nBq/ $m^3$ - $N_2$ .	$< 35$ cpd/100t
	$4.3 \cdot 10^4$ cpd/t	$< 0.01$ cpd/t	

della Water Tank sono ricoperte di fogli di Tyvec, che aumentano la riflettività della superficie, per migliorare la rivelazione della luce Cherenkov.

Il rivelatore Cherenkov realizzato con i 208 PMT nel volume esterno della Water Tank viene chiamato *Outer Detector*.

### 2.2.3 Radiopurificazione

Prima di essere immessi nel rivelatore, l'acqua della *Water Tank* e lo pseudocumene hanno subito processi di purificazione per ridurre la radioattività entro i limiti richiesti.

Le tecniche per purificare lo scintillatore sono basate principalmente sui metodi sviluppati e testati in studi precedenti con la *Counting Test Facility (CTF)*, un prototipo di Borexino di 4 tonnellate. CTF ha dimostrato per la prima volta la possibilità di ottenere i livelli di basso fondo radioattivo interno necessari per rivelare i neutrini solari in uno scintillatore in larga scala [31].

Un impianto di purificazione simile al sistema di CTF è stato sviluppato per Borexino. L'impianto di purificazione di Borexino è più grande e contiene diverse caratteristiche aggiuntive, che includono l'uso di alto vuoto e tecniche di pulizia di precisione. In tabella 2.3 sono mostrati i requisiti di radiopurezza richiesti e quelli ottenuti in Borexino.

### 2.2.4 Scintillatore

Gli scintillatori organici liquidi sono adeguati per la spettroscopia a basse energie, poiché l'intensità del segnale è  $\sim 50$  volte quella dei Cherenkov. L'emissione di luce di scintillazione è però isotropa, quindi è impossibile uno studio della direzione di incidenza.

Lo scintillatore usato in Borexino è pseudocumene (PC,1,2,4-trimetilbenzene) dopato con PPO (2,5-difeniloxazolo) alla concentrazione di  $1.5g/l$ . L'energia di eccitazione delle molecole di PC prodotte dalla radiazione ionizzante è trasferita non radiativamen-

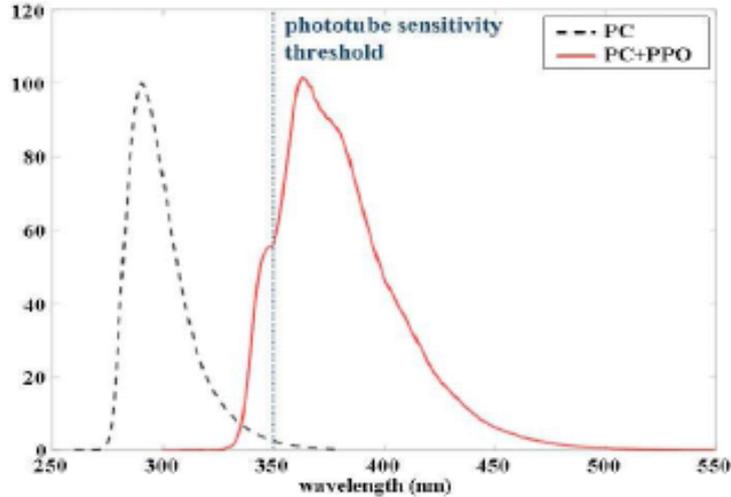


Figura 2.4: Spettro di emissione del PC+PPO (1.5 g/l). [32]

te al PPO, che quindi irradia con un tempo di decadimento di 1.3 ns, risultanti in un impulso di scintillazione di larghezza 3.5 ns.

La soluzione del PPO nel PC porta due vantaggi: aumenta di un fattore 20 lo yield di luce di scintillazione (raggiungendo i  $10^4$  fotoni/MeV) e agisce da wavelength shifter [33]. In figura 2.4 è mostrato lo spostamento della luce di scintillazione dopo l'aggiunta del PPO. Il segnale di scintillazione è emesso nella regione ottica ed è centrato attorno a 400 nm. A questa lunghezza d'onda la lunghezza di attenuazione nello scintillatore è  $\sim 7$  m.

Lo yield di luce effettivo misurato<sup>2</sup> è  $\sim 500$  fotoelettroni/MeV. L'assorbimento di luce da parte del PPO (con riemissione con 80% di probabilità) e la diffusione Rayleigh da parte del PC sono i due meccanismi dominanti che influenzano la raccolta della luce in Borexino e rendono l'effettivo yield della luce uniforme per eventi prodotti entro il volume fiduciale. In figura 2.5 è mostrata l'evoluzione temporale dell'emissione di luce di scintillazione per particelle  $\alpha$  e  $\beta$ .

Lo pseudocumene è stato prodotto dalla società Polimeri Europa in Sardegna, in Italia. Sono state prese diverse precauzioni per minimizzare la contaminazione ottica e radioattiva durante il trasporto al Gran Sasso. In particolare, lo pseudocumene è stato preso direttamente dall'impianto di produzione e velocemente trasportato in un vessel pressurizzato di azoto appositamente costruito.

### 2.2.5 Outer Detector

I muoni cosmici ad alta energia, originati dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera, possono attraversare la roccia del Gran Sasso e penetrare i laboratori sotterranei del LNGS. Il flusso dei muoni è mostrato in tabella 2.2. I muoni costituiscono una sorgente di fondo rilevante, pertanto devono essere identificati con alta efficienza.

<sup>2</sup>lo yield di luce è stato misurato per mezzo di un fit spettrale al fondo di  $^{14}\text{C}$ , che domina i conteggi sotto i 160 keV;

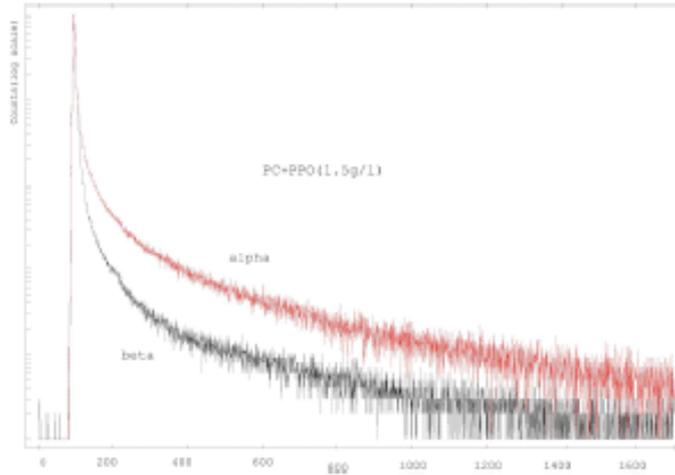


Figura 2.5: Andamento temporale della luce di scintillazione per particelle  $\alpha$  e  $\beta$  [32].

In Borexino, si indica con *Outer Detector* (OD) il rivelatore Cherenkov ad acqua realizzato con i 208 PMT nel volume della *Water Tank*. L'OD viene utilizzato in Borexino per taggare i muoni che attraversano la *Water Tank*.

## 2.3 Acquisizione dati e ricostruzione dell'evento

I neutrini solari offrono due firme in Borexino. La prima è lo spettro energetico del rinculo dell'elettrone, la seconda è la variazione annua del 3.5% dovuta all'eccentricità dell'orbita terrestre. Lo spettro energetico misurato in Borexino è mostrato in figura 2.6;

Gli elettroni diffusi sono rivelati per mezzo della luce di scintillazione prodotta nello scintillatore liquido. La luce di scintillazione è raccolta dai PMT, e per ogni fotone rivelato è misurato il tempo di arrivo e la carica. Il trigger principale di Borexino scatta quando almeno  $K_{thr}$  PMT rivelano almeno un fotoelettrone all'interno di una finestra temporale di 60 ns. Il tipico valore di  $K_{thr}$  è  $\sim 30$ , che corrisponde approssimativamente ad una soglia energetica di  $\sim 60$  keV.

Quando scatta un trigger, vengono registrati il tempo e la carica di ogni PMT che ha rivelato almeno un fotoelettrone in un gate temporale di  $7.2\mu s$ . Il tempo è misurato per mezzo di un *Time to Digital Converter (TDC)* con una risoluzione di  $\sim 0.5$  ns. La carica (dopo integrazione e shaping) è misurata per mezzo di un *Analog to Digital Converter (ADC)* a 8 bit. La risoluzione temporale è inferiore al jitter temporale di 1.1 ns intrinseco al PMT.

La sequenza di lettura può essere attivata anche dai rivelatori esterni per mezzo di un sistema di trigger che scatta quando almeno sei PMT rivelano luce in una finestra temporale di 150 ns.

Indipendentemente dal tipo di trigger, sia i rivelatori interni che i rivelatori esterni sono sempre letti. Per monitorare il rivelatore e per scopi di calibrazione, ogni due secondi, tutti i PMT dell'*Inner Detector* sono illuminati in sincronia temporale da un

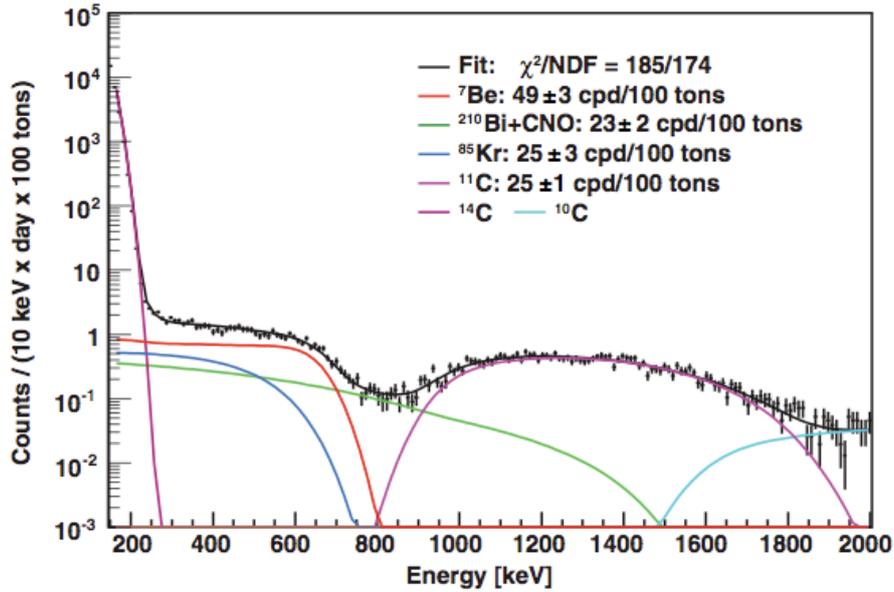


Figura 2.6: Spettro di rinculo osservato in Borexino nella regione energetica tra 160 keV e 2 MeV [13]. La linea solida rossa rappresenta il fit della componente dovuta ai neutrini del  ${}^7\text{Be}$ . Il contributo dei neutrini *pep* e CNO è ricoperto dal fondo dovuto al  ${}^{14}\text{C}$  (sezione 3.1, 3.2), rappresentato dalla linea solida viola.

impulso laser di 394 nm, attraverso un set di fibre ottiche che raggiunge tutti i PMT. Lo scopo dei trigger laser è permettere la calibrazione in allineamento temporale e in equalizzazione della carica per ogni canale. Un sistema simile, basato su un set di LED, è utilizzato per l'*Outer Detector*.

La tipica frequenza di trigger, includendo trigger di ogni tipo è  $\sim 30$  Hz. Questo tasso è dominato dagli eventi di fondo di  ${}^{14}\text{C}$  a bassa energia.

Due codici indipendenti di analisi *offline* (*Echidna* e *Mach4*) sono impiegati per ricostruire il tempo, la carica e la posizione di ogni evento registrato<sup>3</sup>. Come primo passo nell'analisi offline, il codice identifica all'interno del gate registrato i *cluster*, ovvero gruppi di *hits* di PMT correlati temporalmente che appartengono a un unico evento fisico.

Generalmente, è presente un solo cluster in ogni gate, ma nel caso di coincidenze veloci come  ${}^{212}\text{Bi} - {}^{212}\text{Po}$  e  ${}^{85}\text{Kr} - {}^{85\text{m}}\text{Rb}$ , o in caso di pile-up accidentale, può essere registrato all'interno dello stesso trigger gate più di un evento di scintillazione, portando a più di un cluster per evento. Eventi di pile-up risultanti dalla sovrapposizione di due diversi eventi di scintillazione entro qualche centinaia di ns sono identificati e rigettati nel corso dell'analisi. L'efficienza dell'algoritmo di clustering è stata testata utilizzando trigger casuali e risulta vicina al 100% per eventi con più di 20 hits.

La posizione dell'evento è determinata utilizzando algoritmi che si basano sul tempo di volo dei fotoni. Una funzione di densità di probabilità è stata sviluppata utilizzando simulazioni Monte Carlo, ed è stata testata in CTF e Borexino. La risoluzione della

<sup>3</sup>parte del mio lavoro di tesi è stato sviluppare un modulo di Echidna per ricostruire gli eventi di neutroni da spallazione; il lavoro è descritto nel capitolo 5;

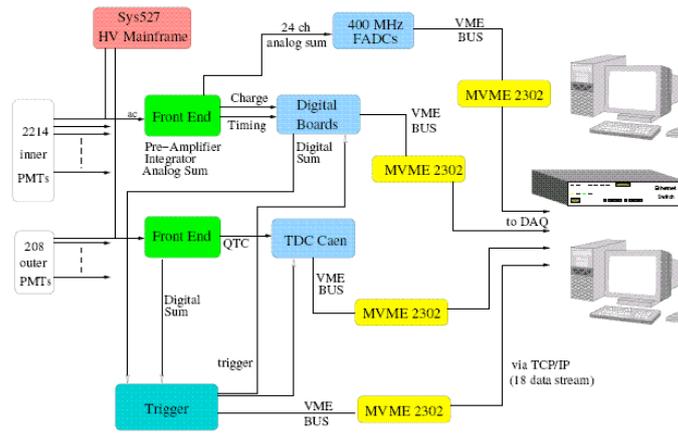


Figura 2.7: Schema dell'elettronica e del DAQ di Borexino.

posizione dell'evento è  $13 \pm 2$  cm nelle coordinate  $x$  e  $y$ , e  $14 \pm 2$  cm nelle coordinate  $z$ , alle energie del  $^{214}\text{Bi} - ^{214}\text{Po}$ . Ci si aspetta che la risoluzione spaziale scali come  $\sqrt{N}$ , dove  $N$  è il numero di fotoelettroni rivelati [34]. L'aspettativa è confermata dalla determinazione della risoluzione spaziale del  $^{14}\text{C}$ , che è risultata essere  $41 \pm 6$  ( $1\sigma$ ) a 140 keV.

Misurando la posizione degli eventi si può definire un volume fiduciale, in maniera tale che il fondo esterno residuo, dovuto principalmente ai PMT e in piccola parte alla radioattività del vessel di nylon, possa essere rigettato. Il profilo temporale dei degli hit in ogni cluster è inoltre utilizzato per determinare il tipo di evento. In particolare, muoni che attraversano il buffer (se non identificati dal muon veto), particelle  $\alpha$  e eventi simili a  $\beta$  possono essere identificati attraverso il tempo medio degli hit nel cluster, del rapporto tra il numero di hit nella coda e il numero totale di hit (*tail-to-tail ratio*), e dei diversi algoritmi di discriminazione  $\alpha/\beta$ , come il *Filtro Gatti* [32].

## 2.4 Elettronica

L'elettronica del rivelatore Borexino alloggia in una stanza apposita, al secondo piano dell'edificio *Big Building West*, davanti al rivelatore (vedi figura 2.1). In questa stanza arrivano i cavi sottomarini collegati ai PMT del rivelatore, sui quali viaggia sia il segnale che l'alta tensione.

Uno schema generale del setup dell'elettronica e del DAQ di Borexino è visibile in figura 2.7.

In questa sezione verrà data una breve descrizione dell'elettronica in Borexino; maggiore dettaglio è fornito per gli stadi dell'apparato correlati al DAQ che ho sviluppato nel mio lavoro di tesi.

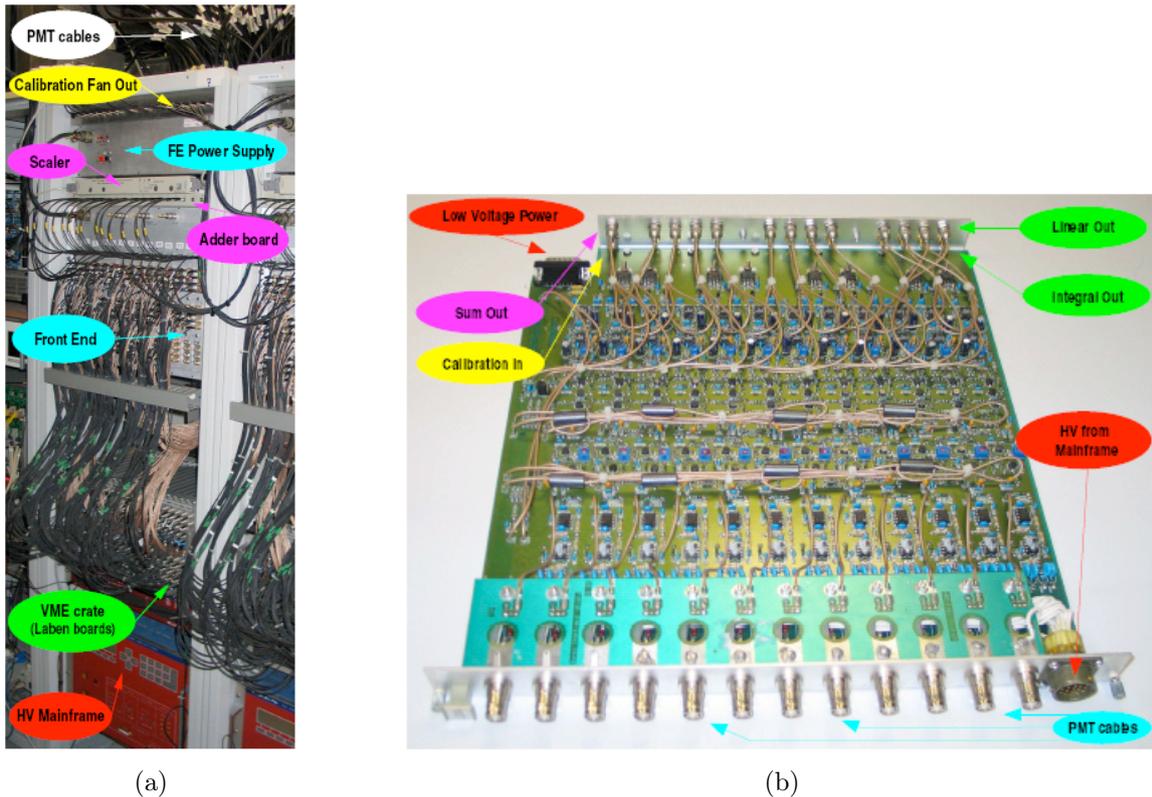


Figura 2.8: Rack con l'elettronica dell'ID (sinistra), scheda di front-end (destra).

### 2.4.1 Elettronica dell'Inner Detector

L'elettronica dell'*Inner Detector* (ID) ha i seguenti compiti: alimentare i PMT, ricevere il segnale dai PMT e disaccoppiarlo dall'alta tensione, discriminare i segnali e misurarne il tempo di arrivo e la carica, registrare i dati in caso di trigger.

L'elettronica dell'ID alloggia in 14 rack identici. Ogni rack ha 168 canali e gestisce i segnali di 160 PMT. Una fotografia di uno dei rack è visibile in figura 2.8(a). Nel seguito, verranno descritti i componenti di ogni rack e il loro scopo.

#### High Voltage Power Supply

Tutti i PMT di Borexino operano al guadagno nominale di  $10^7$ . La tensione necessaria per fornire il guadagno varia tra  $\sim 1150V$  e  $\sim 1750V$ . L'alta tensione è fornita da 15 mainframe CAEN SY527, di cui 14 per l'ID e 1 per l'*Outer Detector*. Le schede HV, alloggiate nei mainframe, sono unità CAEN A932AP, con 24 canali e un output massimo di  $2500V$ . I mainframe CAEN SY527 dell'ID sono equipaggiati con 7 schede CAEN A932AP ciascuno, pertanto ogni mainframe può fornire l'alta tensione a 168 PMT<sup>4</sup>. L'alta tensione è portata alle schede front-end tramite due cavi multi-wire per scheda.

<sup>4</sup>in realtà ogni mainframe viene usato per alimentare 160 PMT;

## Front End

I PMT di Borexino sono accoppiati in AC, quindi il segnale e l'alta tensione viaggiano sullo stesso cavo. Il primo scopo dell'elettronica di front-end è disaccoppiare il segnale dall'alta tensione, mediante una capacità di 4.7 nF. Dopo il disaccoppiamento, il segnale negativo ha una forma bipolare con un overshoot positivo e area nulla.

I 14 crate di front-end alloggiavano 14 schede di front-end ciascuno. Ogni scheda di front-end ha 12 canali. Gli scopi dell'elettronica di front-end sono:

- connettere l'alta tensione fornita dai mainframe CAEN SY527 ai cavi coassiali che raggiungono i PMT;
- disaccoppiare il segnale dall'alta tensione;
- fornire un segnale amplificato veloce per ogni canale per la temporizzazione;
- fornire un segnale integrato per ogni canale per valutare la carica;
- distribuire in parallelo a tutti i canali il segnale di calibrazione incidente;
- costruire la somma analogica di tutti i canali;

Il segnale di temporizzazione è semplicemente una copia del segnale del PMT, invertita e amplificata di  $\sim 20$  volte.

Una fotografia di una scheda di front-end è visibile in figura 2.8(b).

## Scaler

In un esperimento con molti PMT come Borexino, è molto utile avere un metodo hardware per controllare lo stato di salute e il rate di dark noise dei PMT. Queste operazioni sono effettuate dagli scaler. Ogni scaler monitora il segnale della copia della somma analogica di 12 canali fornita dalle schede di front-end, pertanto solo il rate cumulativo dei 12 PMT nella scheda può essere monitorato.

## Elettronica Digitale

Lo scopo dell'elettronica digitale è digitalizzare le informazioni sul tempo e la carica per ogni segnale di PMT, e fornire informazioni sul numero di canali scattati in coincidenza al sistema di trigger.

Le schede digitali sono state sviluppate dalla società *Laben*. Le schede digitali Laben hanno 8 canali ciascuna. In ogni crate VME sono alloggiate 20 schede Laben, quindi possono essere digitalizzati fino a 160 segnali di PMT per rack.

Ogni canale riceve il segnale amplificato e il segnale integrato da uno dei canali del front-end. L'acquisizione avviene continuamente e indipendentemente dai trigger. Il segnale amplificato è in ingresso a un discriminatore *dual threshold*, i cui livelli di soglia alti e bassi sono settati rispettivamente a 50 mV e 20 mV. Il discriminatore scatta se il segnale supera la soglia alta, ma rimane per un certo tempo sopra la soglia bassa. In questo modo le componenti di dark noise sono filtrate.

Quando il discriminatore scatta, vengono acquisite le informazioni sul tempo e sulla carica. L'informazione temporale viene fornita da un contatore a 16 bit (chiamato *Gray Counter*), pilotato da un clock esterno a 20 MHz. Il Gray Counter fornisce quindi l'informazione temporale sul coarse time, con una risoluzione di 50 ns. Un metodo di ricostruzione temporale permette di ottenere una risoluzione temporale 0.5 ns. La carica viene digitalizzata da una ADC a 8 bit.

L'output di ogni discriminatore è mandato in input a una unità di coincidenza, che fornisce il numero di canali scattati entro una finestra temporale di 60 ns di tempo, per scopi di trigger.

Le informazioni sul tempo e sulla carica sono allocate in una memoria a coda (FIFO, First In First Out). La memoria ha una capacità temporale di  $\sim 6\mu\text{s}$ , per cui i dati più vecchi di questo intervallo sono sovrascritti in assenza di trigger. Quando scatta un trigger, il *Digital Signal Processor* (DSP) della scheda riceve un interrupt in una linea VME dedicata e un pattern a 16 bit che identifica l'evento (TRGID). Il pattern e i dati presenti nel FIFO del canale sono copiati in una dual-port RAM a 2KB. Al termine, il DSP segnala al *Power PC* (PPC) che ha finito di processare l'evento, quindi il PPC procede al trasferimento via bus VME dei dati nella dual-port RAM.

### 2.4.2 Elettronica dell'Outer Detector

L'elettronica dell'*Outer Detector* (OD) è alloggiata in due rack colorati.

I cavi dei 208 PMT dell'OD vengono disaccoppiati dall'alta tensione, mediante dei decoupling box HVD. Il segnale disaccoppiato è mandato alle schede di front-end QTC (*Charge to Time Converter*) che producono un segnale logico di lunghezza proporzionale alla carica (output primario), un segnale a gradino logico la cui altezza è proporzionale al numero di canali scattati in coincidenza (output secondario), e un segnale di somma analogica (output terziario).

L'output primario del QTC è mandato in input a una TDC (*Time to Digital Converter*) per la digitalizzazione. La coincidenza dei segnali di output secondario del QTC è valutata dalla scheda MTB (*Muon Trigger Board*), che produce eventualmente un trigger che identifica il muone .

### 2.4.3 Trigger

Il sistema di trigger di Borexino esegue le seguenti operazioni:

- valuta il numero di canali in coincidenza nell'ID;
- valuta le condizioni di trigger dell'OD;
- fornisce trigger di test e calibrazione;
- accoppia il ricevitore GPS per la referenza temporale assoluta;
- distribuisce i segnali di trigger e gli identificatori dell'evento a tutti i sottosistemi;

La condizione *Borexino General Trigger* (BGT) è una condizione generale per l'intero sistema, che significa che tutti i sistemi del rivelatore sono acquisiti simultaneamente, indipendentemente da quale sottosistema o procedura ha determinato la condizione di trigger.

La condizione di trigger dell'ID si basa sul numero di canali scattati in coincidenza. La somma del numero dei canali scattati in coincidenza è eseguito dalle schede TAB (*Trigger Adder Board*). Le uscite delle TAB sono mandate in ingresso alla *Borexino Trigger Board* (BTB), il cuore del sistema di trigger. La BTB confronta il numero di canali scattati con un valore di soglia regolabile. Quando il numero di canali scattati in coincidenza è superiore alla soglia, la BTB invia alle schede Laben il segnale di trigger, un gate e il pattern a 16 bit che identifica l'evento (TRGID). Il tempo di formazione del trigger è dell'ordine di  $\sim 3 - 4\mu\text{s}$ .

I trigger dell'OD sono associati a muoni o alla calibrazione via LED. Per emulare la formazione del trigger dell'ID, è introdotto un ritardo di  $\sim 3 - 4\mu\text{s}$ .

L'*Outer Muon Detector* ha il suo sistema di trigger, principalmente dedicato alla rivelazione di muoni, integrato con il trigger principale. Le sue funzioni sono: ricevere il BGT e gestirlo correttamente, generare il segnale *Outer Muon Trigger* (OMT), generare il segnale *analog outer muon trigger* (TOTC, *Total Charge*). I primi due compiti sono gestiti dalla *Muon Trigger Board* (MTB), una unità 6U VME sviluppata per Borexino al MIT<sup>5</sup>.

Il segnale di trigger OMT è generato quando un certo numero di PMT (tipicamente 6) dell'OD scattano in coincidenza entro una finestra temporale di 150 ns. Il segnale di trigger TOTC scatta quando la somma analogica dei PMT dell'OD è superiore a una certa soglia.

---

<sup>5</sup>Massachusetts Institute of Technology;



# Capitolo 3

## Neutroni da spallazione in Borexino

*La possibilità di rivelare i neutrini solari  $pep$  e CNO in Borexino dipende dalle condizioni di fondo radioattivo. L'isotopo  $^{11}\text{C}$ , generato nello scintillatore tramite reazioni indotte dal fondo cosmico residuo di muoni su  $^{12}\text{C}$ , è la sorgente di fondo dominante nella zona spettrale dei neutrini  $pep$  e CNO; la frequenza del decadimento  $\beta^+$  del  $^{11}\text{C}$  è un ordine di grandezza superiore rispetto alla frequenza di interazione dei neutrini  $pep$  e CNO in Borexino. Nel processo di spallazione del muone su  $^{12}\text{C}$  è generato un neutrone nello stato finale. E' possibile identificare il fondo prodotto dal  $^{11}\text{C}$  tramite la tripla coincidenza tra la traccia del muone, il  $\gamma$  di cattura del neutrone su protone, e i due  $\gamma$  di annichilazione del positrone emesso nel decadimento  $\beta^+$  del  $^{11}\text{C}$ . Il sistema elettronico principale di acquisizione digitale in Borexino è però instabile in seguito all'impulso generato dal muone.*

### 3.1 Misura del flusso dei neutrini solari $pep$ e CNO

La possibilità di rivelare i neutrini solari  $pep$  e CNO è un obiettivo di alta rilevanza sia per la fisica del neutrino che per la fisica del sole. Come evidenziato nella sezione 1.6, la transizione tra l'oscillazione nel vuoto e nella materia per i neutrini solari è attesa nella regione tra 2 MeV e 3 MeV secondo la soluzione MSW-LMA. Per via di questa transizione, la probabilità di sopravvivenza per i neutrini  $pep$  è circa un fattore due più grande di quella misurata ad alte energie dall'esperimento SNO per i neutrini del  $^8\text{B}$  [35]. La misura della componente CNO del flusso dei neutrini solari permetterebbe di determinare l'abbondanza di metalli nel Sole, risolvendo il problema della metallicità evidenziato nella sezione 2.1.1.

Le frequenze di interazione per i neutrini solari  $pep$  e CNO prevista dalla versione BS05 del Modello Solare Standard [11] nella soluzione MSW-LMA sono rispettivamente 2.1 e 3.5 eventi al giorno in 100 tonnellate di scintillatore liquido. La frequenza di interazione dei neutrini CNO è calcolata utilizzando le sezione d'urto di fusione misurate nell'esperimento LUNA [15].

I neutrini  $pep$  sono monoenergetici, con energia 1.44 MeV. Lo spettro energetico per gli elettroni diffusi nelle interazioni elastiche  $\nu - e$  è caratterizzato da una spalla a 1.22 MeV. In figura 3.1 è mostrato lo spettro energetico degli elettroni diffusi atteso

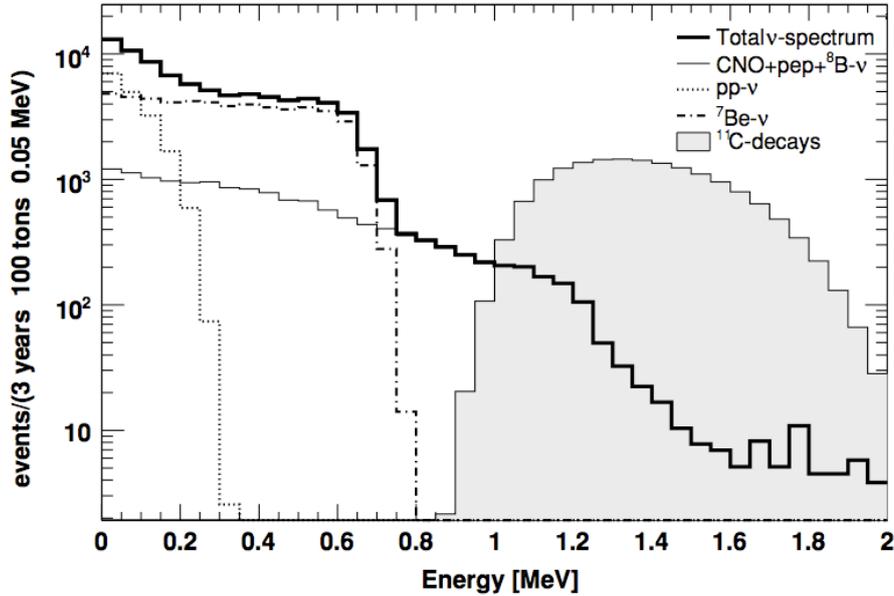


Figura 3.1: Spettro energetico degli elettroni diffusi dai neutrini solari (nella soluzione MSW-LMA) atteso in Borexino, assumendo un tempo di 3 anni di esposizione. Lo spettro misurato in Borexino è mostrato in figura 2.6.

nella soluzione MSW-LMA. La frequenza del segnale atteso per i neutrini *pep* e CNO è in totale 1.5 eventi al giorno su 100 tonnellate.

Sono necessari tre prerequisiti fondamentali per misurare il flusso dei neutrini solari *pep* e CNO in Borexino.

Il primo prerequisito è che il fondo radiattivo *interno* da sorgenti radioattive a lunga vita sia estremamente ridotto. In Borexino sono stati raggiunti i livelli di radiopurezza necessari, inoltre il fondo radioattivo interno è costantemente monitorato.

Il secondo prerequisito è che il fondo radiattivo dei fotoni emessi dai materiali di costruzione e dalle rocce della montagna sia estremamente basso. In Borexino sono stati utilizzati materiali di costruzione a radioattività estremamente bassa, inoltre il fondo di fotoni e neutroni ambientali è schermato dalla *External Water Tank* e dal liquido di buffer.

Il terzo fondamentale prerequisito per l'osservazione dei neutrini *pep* e CNO è l'identificazione del fondo prodotto per via cosmogenica, in particolare il fondo generato dal  $^{11}\text{C}$ , isotopo prodotto dalla spallazione di muoni su  $^{12}\text{C}$ . Questo argomento è il soggetto principale del capitolo e della tesi.

## 3.2 Fondo cosmogenico in Borexino

Nuclei radioattivi cosmogenici sono prodotti nei rivelatori sotterranei tramite reazioni indotte dal flusso di muoni residuo.

Si può stimare il flusso di muoni all'interno dell'*Inner Detector* di Borexino, a partire dal flusso di muoni ai Laboratori Sotterranei del Gran Sasso misurato in MACRO,

Tabella 3.1: Isotopi radioattivi prodotti da muoni cosmici che attraversano un bersaglio di scintillatore ( $^{12}\text{C}$ )

Decadimento	Isotopi	$T_{\frac{1}{2}}$	$E_{max}(MeV)$
$\beta^-$	$^{12}\text{B}$	0.02 s	13.4( $\beta^-$ )
	$^{11}\text{Be}$	13.80 s	11.5( $\beta^-$ )
	$^{11}\text{Li}$	0.09 s	20.8( $\beta^-$ )
	$^9\text{Li}$	0.18 s	13.6( $\beta^-$ )
	$^8\text{Li}$	0.84 s	16.0( $\beta^-$ )
	$^8\text{He}$	0.12 s	10.6( $\beta^-$ )
	$^6\text{He}$	0.81 s	3.5( $\beta^-$ )
$\beta^+$ , EC	$^{11}\text{C}$	20.38 min	0.96( $\beta^+$ )
	$^{10}\text{C}$	19.30 s	1.9( $\beta^+$ )(+0.72 $MeV \gamma$ , 98.53%)
	$^9\text{C}$	0.13 s	16.0( $\beta^+$ )
	$^8\text{B}$	0.77 d	13.7( $\beta^+$ )
	$^7\text{Be}$	53.3 d	0.478( $\gamma$ , 10%)

Tabella 3.2: Sezioni d'urto  $\sigma$  (e esponente di dipendenza energetica  $E^\alpha$ ) di produzione di isotopi radioattivi in scintillatore ( $^{12}\text{C}$ ) [36].

Isotopi	$\sigma$ in $\mu\text{barn}$ per $E_\mu = 100\text{GeV}$	$\sigma$ in $\mu\text{barn}$ per $E_\mu = 190\text{GeV}$	Esponente ( $\sigma \propto E^\alpha$ )
$^{11}\text{C}$	$576 \pm 45$	$905 \pm 58$	$0.70 \pm 0.16$
$^7\text{Be}$	$127 \pm 13$	$230 \pm 23$	$0.93 \pm 0.23$
$^{11}\text{Be}$	$< 1.22$ (68%CL)	$< 2.34$ (68%CL)	
$^{10}\text{C}$	$77.4 \pm 4.9$	$115.4 \pm 14.6$	$0.62 \pm 0.22$
$^8\text{Li}$	$2.93 \pm 0.80$	$4.02 \pm 1.46$	$0.50 \pm 0.71$
$^6\text{He}$	$10.15 \pm 1.0$	$16.02 \pm 1.60$	$0.71 \pm 0.22$
$^8\text{B}$	$4.16 \pm 0.81$	$7.13 \pm 1.46$	$0.84 \pm 0.45$
$^9\text{C}$		$4.83 \pm 1.51$	
$^9\text{Li} + ^8\text{He}$		$2.12 \pm 0.35$	

Tabella 3.3: Frequenze di produzione cosmogenica di isotopi radioattivi attese in Borexino, espresse in conteggi al giorno su 100 tonnellate, calcolate in diverse regioni energetiche [36].

Isotopo	Totale	$250keV < E < 800keV$ zona ${}^7Be$	$0.8MeV < E < 1.4MeV$ zona <i>pep</i>	$2.8MeV < E < 5.5MeV$ zona ${}^8B$
${}^{11}C$	$14.55 \pm 1.49$	0	$7.36 \pm 0.75$	0
${}^7Be$	$0.34 \pm 0.04$	$0.34 \pm 0.04$	0	0
${}^{11}Be$	$< 0.034$	$< 4.3 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$< 0.01$
${}^{10}C$	$1.95.4 \pm 0.21$	0	0	$0.56 \pm 0.06$
${}^8Li$	$0.070 \pm 0.017$	$(2.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$	$(8.0 \pm 2.0) \cdot 10^{-4}$	$0.020 \pm 0.005$
${}^6He$	$0.26 \pm 0.03$	$0.004 \pm 0.004$	$0.07 \pm 0.01$	$0.011 \pm 0.001$
${}^8B$	$0.11 \pm 0.02$	0	$(3.3 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$	$0.020 \pm 0.004$
${}^9C$	$0.077 \pm 0.025$	0	0	$0.016 \pm 0.005$
${}^9Li + {}^8He$	$0.034 \pm 0.007$	$< 6.8 \cdot 10^{-4}$	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	$< 0.014$

$\phi_\mu = (1.16 \pm 0.03) \text{ h}^{-1} \text{ m}^{-2}$  [37], e utilizzando come raggio dell'Inner Detector  $R_{ID} = 6.85 \text{ m}$  (sezione 2.2.2); il flusso atteso nell'ID è  $4100 \pm 100$  muoni al giorno, mentre quello misurato è  $4250 \pm 200$  muoni al giorno.

In tabella 3.1 sono elencati tutti gli isotopi radioattivi che possono essere prodotti nelle interazioni di muoni cosmici di alta energia su  ${}^{12}C$  (presente nello scintillatore organico liquido).

Le sezioni d'urto di produzione dei nuclei da parte di muoni cosmici sono state misurate in un esperimento di diffusione su bersaglio di fasci di muoni al CERN [36]. Nell'esperimento è stato utilizzato un bersaglio di scintillatore liquido. L'uso di due fasci di antimuoni ( $\mu^+$ ) ad energie di 100 GeV e 190 GeV ha permesso di estrarre informazioni sulla dipendenza energetica delle sezioni d'urto. Le sezioni d'urto e la dipendenza energetica per tutti gli isotopi radioattivi che possono essere prodotti, sono elencate in tabella 3.2.

In tabella 3.3 sono elencate le frequenze di produzione cosmogenica di isotopi radioattivi attese in Borexino.

La sorgente di fondo interno cosmogenico principale in Borexino nell'intervallo energetico dello spettro dei neutrini *pep* e CNO è il  ${}^{11}C$ . L'isotopo  ${}^{11}C$  decade  $\beta^+$  con vita media di 29.4 minuti e energia di end-point di 0.96 MeV:



L'energia depositata nello scintillatore liquido è spostata di circa 1.022 MeV a causa dei  $\gamma$  di annichilazione del  $\beta^+$ , ed è compresa tra 1.02 MeV e 1.98 MeV. Il 50.6% di tutti i decadimenti del  ${}^{11}C$  sono nella regione energetica tra 0.8 MeV e 1.4MeV, la finestra migliore per l'osservazione dei neutrini *pep* e CNO (figura 3.1). Il contributo al fondo in questa finestra è  $\sim 8$  conteggi al giorno su 100 tonnellate. Questo contributo è enorme paragonato alla frequenza di interazione attesa per i neutrini *pep* e CNO in Borexino, stimata dal SSM a 1.5 conteggi al giorno su 100 tonnellate.

La sfida principale per misurare i neutrini *pep* e CNO è identificare e sopprimere il fondo generato dal  ${}^{11}C$ .

### 3.3 Identificazione di neutroni di spallazione

Nel 1996, Deutsch [38] ha suggerito che i decadimenti del  $^{11}\text{C}$  possono essere identificati e sottratti rivelando il neutrone generato nel processo:

$$\mu (+ \text{secondari}) + ^{12}\text{C} \rightarrow \mu (+ \text{secondari}) + ^{11}\text{C} + n. \quad (3.2)$$

Deutsch ha proposto di utilizzare la tripla coincidenza tra il muone padre, il fotone  $\gamma$  di cattura neutronica su protone e i due  $\gamma$  di annichilazione del  $\beta^+$  per identificare il decadimento del  $^{11}\text{C}$ . La validità di questa tecnica è stata studiata in dettaglio all'interno della collaborazione di Borexino tramite simulazioni montecarlo [39].

Lo studio ha identificato otto diversi processi di produzione di nuclei di  $^{11}\text{C}$  tramite muoni e sciami adronici, stimando quantitativamente il tasso di produzione in ogni canale. Due dei canali di produzione identificati,  $^{12}\text{C}(p, d)^{11}\text{C}$  e  $^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^0 + p)^{11}\text{C}$  non producono un neutrone libero nello stato finale, quindi eludono ogni possibilità di identificazione tramite la tecnica della tripla coincidenza. Questi canali sono noti come ‘canali invisibili’ e il loro peso è il 5%.

I neutroni sono catturati in idrogeno con un tempo di cattura medio di  $\sim 260\mu\text{s}$  nello pseudocumene, emettendo un fotone  $\gamma$  caratteristico di 2.2 MeV. I neutroni possono essere catturati anche su isotopi di carbonio, emettendo fotoni di energia maggiore, ma la sezione d'urto di cattura su carbonio è due ordini di grandezza inferiore di quella su idrogeno.

Al fine di identificare e sopprimere il fondo di  $^{11}\text{C}$  ogni fotone  $\gamma$  da 2.2 MeV prodotto nello scintillatore dallo sciame indotto dai muoni deve essere localizzato spazialmente e temporalmente.

Dopo la rivelazione dei neutroni da spallazione, la tecnica della tripla coincidenza definisce una serie di potenziali candidati  $^{11}\text{C}$  dentro una sfera di raggio  $r$  dal punto di cattura del neutrone e entro un tempo  $t$  dal di passaggio del muone. Si assume che nessuna corrente convettiva trasporti il nucleo di  $^{11}\text{C}$  dal punto di produzione, entro la scala temporale della vita media del  $^{11}\text{C}$ .

In Borexino, i candidati  $^{11}\text{C}$  sono scartati al fine di incrementare il rapporto tra il segnale dei neutrini  $pep$  e CNO e il fondo.

Il successo della misura dei neutrini  $pep$  e CNO in Borexino dipende da due condizioni principali: la minimizzazione del tempo e della massa *morta* dovuti ai tagli implementati nella tripla coincidenza, e il raggiungimento di un'alta efficienza di identificazione del fondo di  $^{11}\text{C}$ .

### 3.4 Caratteristiche dell'acquisizione del segnale di neutroni da spallazione

La rivelazione dei neutroni da spallazione in Borexino ha avuto diversi problemi. In particolare:

- non si conosceva l'efficienza di rivelazione dei neutroni da spallazione nel sistema Laben e l'efficienza dell'algoritmo di clustering del codice di analisi offline Echidna in seguito a un muone;

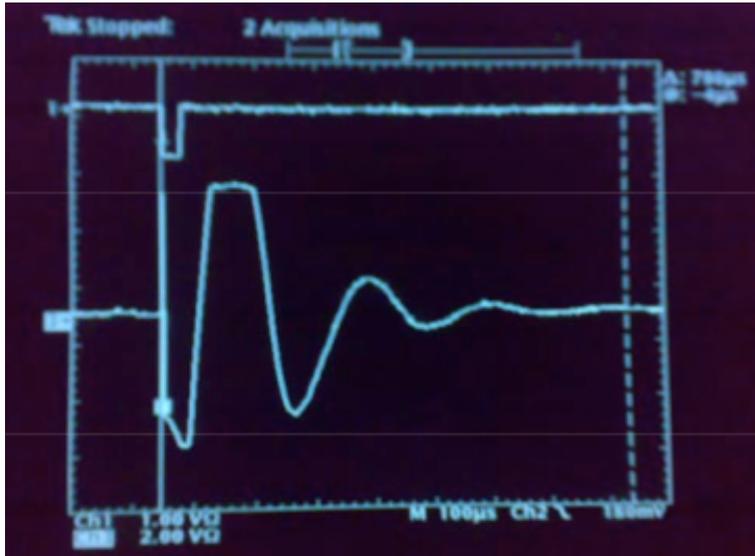


Figura 3.2: Andamento dell'uscita dell'integratore dopo l'impulso di un muone. L'uscita del segnale si stabilizza in centinaia di  $\mu s$ . Questa fotografia è stata ottenuta triggerando sul segnale della *Muon Trigger Board* (MTB), visibile in alto.

- la carica del segnale di neutroni di spallazione era misurata male.

Come descritto nella sezione 2.4.1, le schede di Front End hanno in uscita due segnali: un segnale lineare veloce utilizzato per misurare il tempo di ogni hit, e un segnale integrato lento che è utilizzato per misurare la carica tramite un doppio campionamento. L'elettronica di Borexino è caratterizzata per processare e misurare segnali di eventi di neutrini.

Un muone che attraversa lo scintillatore genera una quantità di luce molto maggiore di quella generata dall'elettrone diffuso da un neutrino solare. Dopo che un muone attraversa lo scintillatore, in uscita dalle schede di front end si ha un enorme impulso; essendo il sistema accoppiato in AC, l'enorme impulso è seguito da un lungo overshoot. Il segnale lineare si riprende correttamente in qualche  $\mu s$ . Il segnale integrato, intrinsecamente lento, oscilla in seguito all'impulso del muone; le oscillazioni sono smorzate dopo centinaia di  $\mu s$ , come fotografato in Figura 3.2. La maggior parte dei neutroni da spallazione sono catturati mentre il segnale integrato è ancora instabile. Per questa ragione, la carica del segnale è misurata male e l'algoritmo di identificazione di neutroni da spallazione non ha un'efficienza del 100%.

Al fine di misurare correttamente la carica e misurare l'efficienza di identificazione dei segnali di neutroni di spallazione è stato deciso di sviluppare un sistema ausiliario indipendente per rivelare i neutroni da spallazione. Il progetto, lo sviluppo, l'installazione, il test e l'analisi dei dati del nuovo sistema costituisce il mio lavoro di tesi.

# Capitolo 4

## Il sistema di rivelazione di neutroni da spallazione

*Il lavoro principale della mia tesi è stato il progetto, lo sviluppo, l'installazione e il test di un sistema di acquisizione ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione. Il sistema è basato su quattro schede CAEN V1731, Flash ADC a 8 canali a frequenza di campionamento 500 MHz. Lo scopo principale del sistema è migliorare la misura di carica per i neutroni da spallazione, e misurare l'efficienza di rivelazione di neutroni del sistema di acquisizione principale di Borexino. Il sistema è attualmente installato ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso ed è operativo da maggio 2008.*

### 4.1 Motivazioni per lo sviluppo del sistema ausiliario

Come è stato evidenziato in sezione 3.4, in seguito al passaggio di un muone nel rivelatore di Borexino, il segnale integrato in uscita dai Front End (sezione 2.4.1) oscilla per 800-600  $\mu$ s; questa oscillazione, dovuta alla grande quantità di luce raccolta dai PMT e al lungo overshoot del segnale bipolare in uscita all'accoppiamento AC dei PMT, non permette di ricostruire correttamente l'informazione sull'energia di eventuali neutroni da spallazione<sup>1</sup>. Dopo  $\sim 800 \mu$ s l'oscillazione cessa ed è possibile misurare correttamente l'energia dei neutroni.

La carica<sup>2</sup> misurata dal sistema di acquisizione principale di Borexino non restituisce un'informazione corretta per neutroni catturati entro 800  $\mu$ s, ed è quindi inutilizzabile. Per valutare l'energia degli eventi di neutrone si può contare il numero di PMT colpiti, ovvero la variabile *nhits*. Per eventi a bassa energia, il numero di fotoni prodotti nel rivelatore e raccolti dai PMT è lineare nell'energia. La costante di proporzionalità, ovvero lo yield di luce dello scintillatore è  $\sim 500$  fotoelettroni/MeV (sezione 2.2.4). In caso di eventi di pile-up, ovvero *hits* distanziati da meno di 80 ns, la variabile *nhits* restituisce il valore 1, mentre la carica raccolta dal PMT, se misurata correttamente, restituisce un'informazione più completa.

---

<sup>1</sup>in questo capitolo e nei successivi si utilizza l'espressione 'energia dei neutroni' per riferirsi all'energia del  $\gamma$  di cattura del neutrone;

<sup>2</sup>in questo capitolo e nei successivi si utilizza la parola 'carica' per riferirsi alla carica totale raccolta dai PMT in seguito ad un evento di scintillazione;

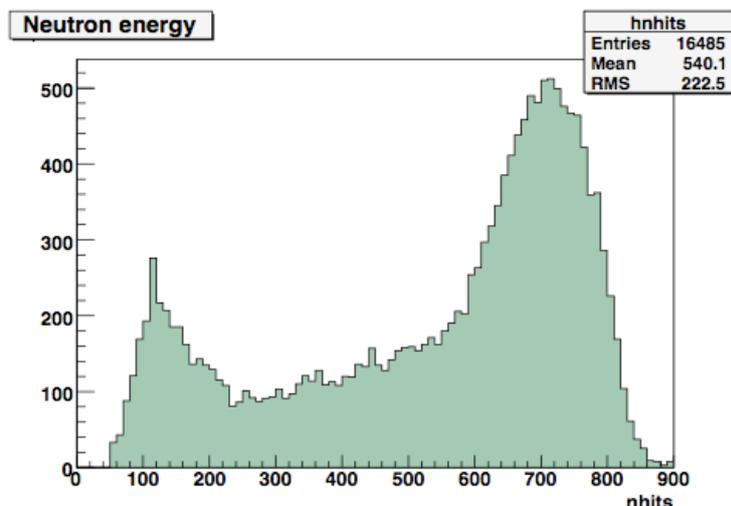


Figura 4.1: Spettro dei neutroni da spallazione espresso in numero di PMT colpiti (variabile *nhits* del codice di analisi offline)

Il  $\gamma$  di cattura del neutrone su protone ha energia 2.2 MeV, pertanto si può stimare<sup>3</sup> che il numero di fotoelettroni che colpiscono i PMT per eventi di neutroni da spallazione sia  $\sim 1000$ . Lo spettro energetico dei neutroni da spallazione ottenuto utilizzando il numero di PMT colpiti è rappresentato in figura 4.1. Un picco è chiaramente visibile attorno a 700 PMT colpiti; il picco è spostato dal valore atteso di 1000 PMT colpiti a causa degli eventi di pile-up e della non linearità della risposta del rivelatore nella regione energetica del  $\gamma$  di cattura del neutrone. Lo spettro ha una lunga coda che si estende fino ad eventi con pochi PMT colpiti; questa coda è dovuta a neutroni che sono stati catturati nel *Buffer* (sezione 2.2.2). E' visibile inoltre un secondo picco attorno a 120 PMT colpiti, dovuto a eventi che hanno saturato diverse schede Laben (sezione 2.4.1). La distribuzione dei PMT colpiti è ben riprodotta da simulazioni Montecarlo.

La collaborazione di Borexino ha deciso di sviluppare un sistema ausiliario indipendente al fine risolvere i problemi riportati nella rivelazione di neutroni da spallazione. Il progetto, lo sviluppo, l'installazione, il test e l'analisi di questo sistema costituisce il mio lavoro di tesi. Scopo principale del nuovo sistema è:

- migliorare la misura di carica per neutroni da spallazione;
- misurare l'efficienza di identificazione di neutroni da spallazione del sistema di acquisizione principale di Borexino;

Lo scopo finale nell'analisi fisica è quello di rivelare e misurare correttamente eventi di neutroni da spallazione per identificare il fondo dovuto al decadimento  $\beta^+$  dell'isotopo  $^{11}\text{C}$ , che costituisce la sorgente di fondo dominante nella regione energetica della componente *pep* e CNO dei neutrini solari.

<sup>3</sup>come verrà mostrato tra qualche riga, questa stima è molto rozza, in quanto eventi di energia attorno a 2 MeV sono nella regione energetica nella quale la risposta del rivelatore non è lineare;

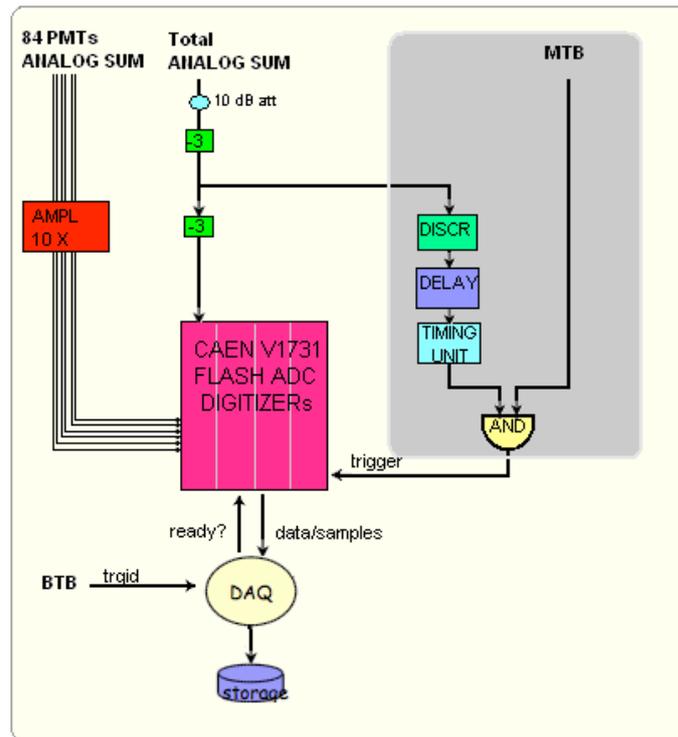


Figura 4.2: Schema a blocchi del sistema di acquisizione del sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione.

## 4.2 Descrizione del sistema

Uno schema a blocchi del nuovo sistema per la rivelazioni di neutroni da spallazione è mostrato in figura 4.2. Il nuovo sistema è basato su quattro schede CAEN V1731, Flash ADC a 8 canali, a frequenza di campionamento 500 MHz e 8 bit di risoluzione.

Le misure del sistema di acquisizione ausiliario si basano sui campionamenti del segnale analogico dei PMT di Borexino. Il canale 0-0 del sistema ausiliario riceve in ingresso la somma analogica totale dei PMT di Borexino. Gli altri canali ricevono in ingresso le somme analogiche di 84 PMT posizionati in una certa zona del rivelatore e il segnale di trigger.

Il trigger del sistema è stato progettato per scattare in seguito al passaggio dei muoni nell'*Inner Detector*. In seguito a un trigger, le schede CAEN V1731 campionano i segnali di somma analogica totale e parziale in una finestra temporale di  $\sim 1$  ms, corrispondente a  $\sim 4$  tempi medi di cattura  $\tau$  del neutrone ( $\tau \sim 260 \mu\text{s}$ ).

Il software del sistema chiede periodicamente in polling alle schede CAEN V1731 se hanno completato il campionamento e se sono pronte a trasferire l'evento. Quando tutte le 4 schede sono pronte per la lettura, l'evento viene trasferito via PC. I 4 eventi in formato raw provenienti dalle 4 schede vengono decodificati e scritti su file in un unico evento, contenente informazioni aggiuntive per l'identificazione e la lettura. I file in uscita vengono periodicamente trasferiti nell'area *storage*, per poter essere analizzati *offline* dal programma di analisi *Echidna* (sezioni 5.1.1 e 5.2).

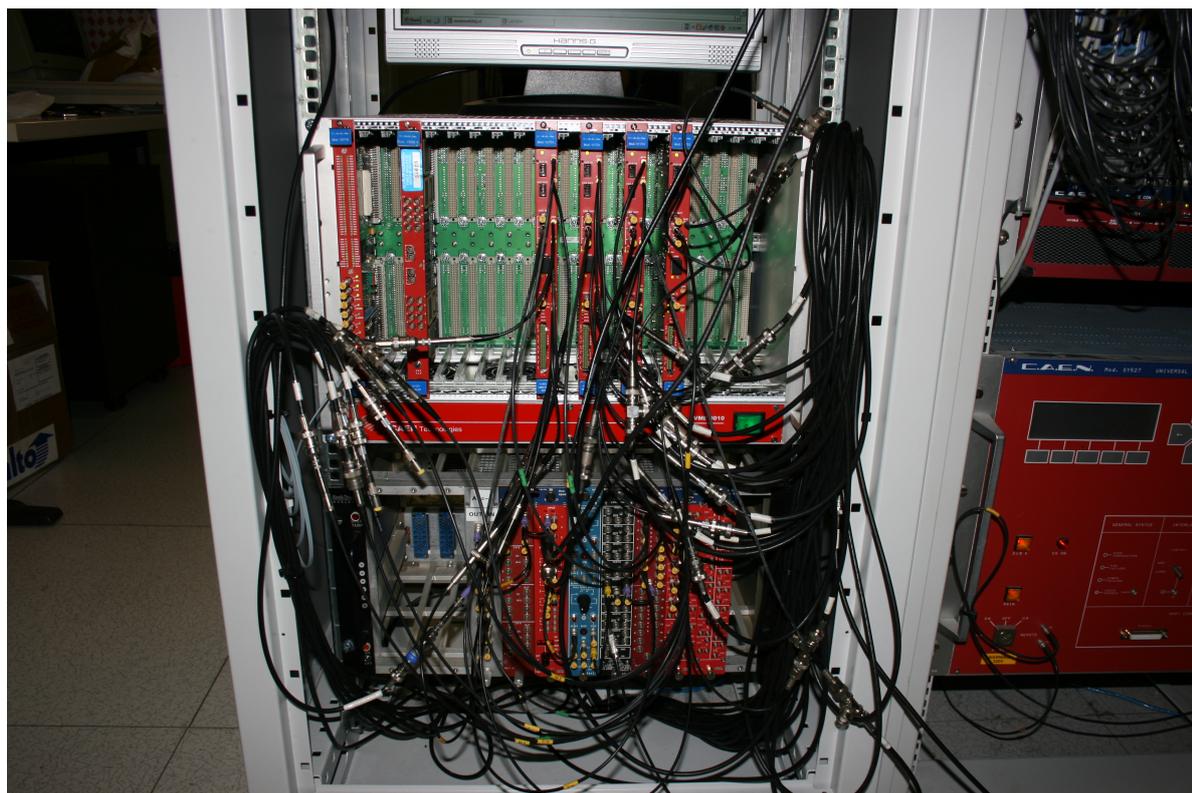


Figura 4.3: Fotografia degli stadi elettronici del sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione.

Il modulo di Echidna `bx_v1731sys` si occupa di cercare candidati neutroni nel segnale di somma analogica totale campionato; per ogni neutrone trovato vengono misurati il tempo di cattura, la carica, l'ampiezza del picco, il tempo di salita e di discesa del segnale. Queste variabili sono associate alle informazioni provenienti dal sistema di acquisizione principale, e aggiunte al *tree* di Borexino (sezione 5.1.1).

Una fotografia che mostra l'elettronica di trigger e di acquisizione è in figura 4.3. Nei capitoli successivi verranno presentati in dettaglio la logica di trigger, le caratteristiche dell'hardware e del software di acquisizione, la configurazione dei campionamenti e la struttura dei file di uscita del sistema di acquisizione ausiliario che ho sviluppato.

### 4.2.1 Trigger

Al fine di rimuovere il fondo generato dal decadimento  $\beta^+$  del  $^{11}\text{C}$ , principale sorgente di fondo nella zona energetica dei neutrini *pep* e CNO, è necessario identificare il  $\gamma$  emesso in seguito alla cattura del neutrone da spallazione all'interno dell'*Inner Vessel*. Il sistema ausiliario deve quindi acquisire dati in seguito al passaggio di un muone all'interno dell'*Inner Detector*.

In Borexino, i muoni che attraversano la *SSS* sono identificati tramite il *Outer Detector Trigger Flag* della *Muon Trigger Board* (vedi sezione 2.4.2 e 2.4.3). La MTB innesca il segnale di trigger quando almeno 6 PMT scattano entro una finestra temporale

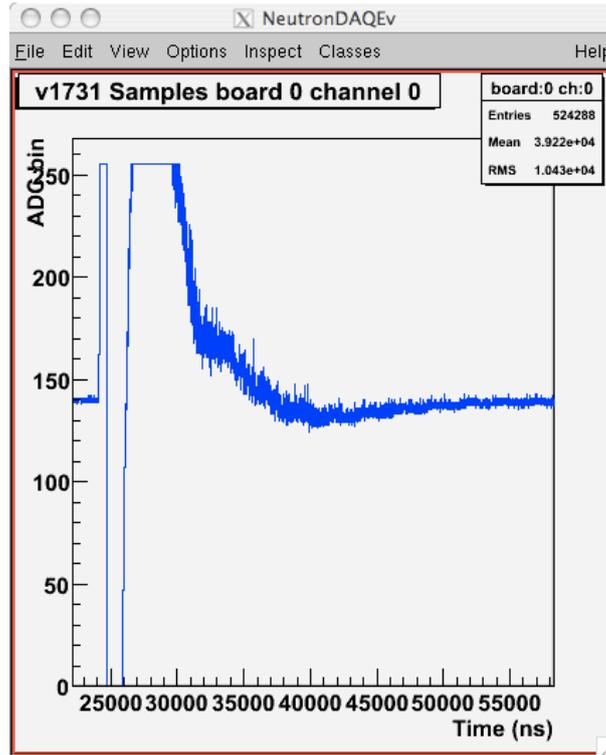


Figura 4.4: Campionamento del segnale di somma analogica in seguito al passaggio di un muone nell'Inner Detector. La saturazione non è solamente causata dalla dinamica di ingresso dell'ADC, ma è presente anche nel segnale analogico originale (p.e. visto sull'oscilloscopio).

di 150 ns. Il segnale di trigger della MTB è un NIM di durata  $\sim 250$  ns. L'efficienza della MTB, confrontata con altri metodi di identificazione di muoni, tra cui l'analisi della forma dell'impulso nell'Inner Detector e la presenza nell'Outer Detector di segnale che non sia dark noise, risulta superiore al 99%.

Il segnale di trigger della MTB identifica quindi un muone che ha attraversato la SSS, senza discriminare se il muone abbia attraversato solo l'Outer Detector o anche l'Inner Detector.

I neutroni catturati all'interno dell'Inner Vessel sono generati per spallazione da muoni che attraversano l'Inner Detector. Al fine di identificare neutroni da spallazione per sopprimere il fondo di  $^{11}\text{C}$ , si è interessati ai soli muoni che attraversano l'Inner Detector.

Si può stimare il rapporto tra il flusso di muoni che attraversano l'Inner Detector e quelli che attraversano il rivelatore di Borexino, assumendo simmetria sferica e utilizzando come raggio dell'Inner Detector  $R_{ID} = 6.85\text{m}$  e come raggio di base della Water Tank  $R_{WT} = 9\text{m}$  (sezione 2.2.2):

$$\frac{\phi_{IV}}{\phi_{WT}} \simeq \frac{R_{ID}^2}{R_{WT}^2} \sim 0.58 \quad (4.1)$$

Per identificare un muone che ha attraversato l'Inner Detector, si può osservare il segnale analogico totale in uscita dai Front End, in coincidenza al segnale della MTB.

Il segnale di somma analogica totale del rivelatore, generato da un muone che ha attraversato l'Inner Detector, è caratterizzato da un picco di qualche centinaio di ns di larghezza e ampiezza tale da saturare gli stadi di amplificazione, seguito da un undershoot di larghezza  $\sim 2\mu\text{s}$ , e eventualmente da un altro overshoot di  $\sim 10 - 20\mu\text{s}$  di durata; in particolare, il passaggio di un muone all'interno dell'Inner Detector acceca sempre il rivelatore. Un campionamento del segnale di somma analogica generato da un muone è mostrato in figura 4.4;

La correlazione tra il segnale della MTB (muone che ha attraversato il rivelatore di Borexino) e la presenza di segnale analogico totale dell'Inner Detector oltre una certa soglia identifica un muone che ha attraversato l'Inner Detector; il trigger del sistema ausiliario per identificare i neutroni di spallazione è basato su questa coincidenza.

Una copia invertita e amplificata del segnale analogico totale del rivelatore è mandata in ingresso ad un discriminatore a soglia *CAEN 8ch LED Mod N840*. La soglia del discriminatore è settata a  $-255$  mV; questa soglia discrimina segnali di dark noise o eventuali coincidenze casuali mentre è molto conservativa per i muoni, che generano un segnale saturato a  $\sim 1$  V. L'uscita al discriminatore è un NIM di  $\sim 25$  ns di larghezza. L'uscita NIM del discriminatore attraversa una linea di ritardo di  $\sim 300$  ns per mezzo di un lungo cavo BNC, al fine di emulare il tempo di formazione del segnale della MTB. Il segnale ritardato viene nuovamente discriminato, per ricreare un segnale NIM pulito e quindi viene mandato in ingresso ad una Timing Unit *LeCroy Model 222 Dual Gate and Delay Generator*. La Timing Unit è stata introdotta per eliminare doppi trigger accidentali, distanziati di alcune centinaia di ns, dovuti alla discriminazione dell'overshoot del muone (o l'afterpulse del Pulser, vedi seguito). L'uscita della Timing Unit è un NIM di  $\sim 250$  ns di larghezza.

Il segnale di trigger MTB e l'uscita della Timing Unit sono mandati in ingresso ad una unità logica *PhilipsScientific Octal Logic Unit Model 758* che agisce come coincidenza. L'uscita AND dell'unità logica (NIM di  $\sim 60$  ns) è mandata in ingresso ad un FAN OUT *CAEN Dual Fan Out 1x16 Mod N105*, le cui uscite nutrono l'ingresso TRG-IN delle schede CAEN V1731.

Il trigger del sistema ausiliario riesce ad indentificare efficacemente i muoni che attraversano l'Inner Detector. I muoni rilevati sono in media  $4000 \pm 160$  al giorno, in linea con previsioni e misure (sezione 3.2).

Il trigger è sensibile anche agli eventi di *Pulser*, un impulsatore a 0.1 Hz utilizzato per la calibrazione e l'allineamento dei Front End. Gli eventi di Pulser fanno scattare il trigger della MTB e hanno un ampiezza superiore alla soglia del discriminatore. E' stato deciso di acquisire gli eventi di pulser per avere la possibilità di controllare l'allineamento temporale dei canali delle schede CAEN V1731.

Tutto lo stadio di trigger è contenuto in un crate NIM. Le connessioni (ove non specificato) avvengono tramite cavi lemo.

## 4.2.2 Hardware

Il cuore del sistema ausiliario per la rivelazioni di neutroni da spallazione è bastato su quattro schede CAEN V1731. Le unità CAEN V1731 sono digitalizzatori VME a 8 canali, frequenza di campionamento 500 MHz e risoluzione 8 bit. Una unità CAEN

V2718 è utilizzata come modulo master VME per scrivere e leggere le schede V1731. Tutte le schede CAEN sono allocate in un crate CAEN VME 8010.

La scheda CAEN V2718 è interfacciata a un PC tramite una unità CAEN A2818. L'unità CAEN A2818 è una scheda PCI a 32 bit e 33MHz, allocata in uno degli slot PCI della scheda madre del PC. Il PC contiene il software del sistema di acquisizione, ed è utilizzato per leggere e scrivere le schede CAEN V1731, trasferire i campionamenti e scrivere i file di output.

Le caratteristiche dell'unità CAEN V1731 sono descritte dettagliatamente in Appendice A.

### 4.2.3 Segnali analogici in ingresso

Il sistema ausiliario campiona il segnale analogico di risposta del rivelatore di Borexino in seguito al passaggio di un muone, al fine di poter identificare il segnale neutroni da spallazione e misurarne le caratteristiche, in particolare la carica.

Le schede CAEN V1731 sono utilizzate come convertitori analogico-digitali (ADC). Il sistema ausiliario ha a disposizione 4 schede CAEN V1731, e ogni scheda V1731 ha 8 canali di ingresso; il sistema ausiliario per la rivelazione dei neutroni ha a disposizione 32 canali di ingresso in totale.

Il segnale principale su cui si basa l'analisi è la somma analogica totale del rivelatore. La somma analogica del segnale dei PMT è eseguita da apposite unità di somma, che ricevono in ingresso il segnale amplificato e invertito dalle schede di Front End (sezione 2.4.1). I Front End sono accoppiati in AC, quindi il segnale in uscita è bipolare e a carica nulla. Una copia amplificata del segnale di somma analogica totale è mandato in ingresso al canale 0 della scheda CAEN V1731 enumerata come 0.

Il canale di somma analogica totale è il più importante per l'analisi; un modulo apposito del programma di analisi offline *Echidna* (capitolo 5) analizza i campionamenti del canale di somma analogica totale in cerca di neutroni da spallazione. Per ogni neutrone trovato sono misurate informazioni rilevanti per la ricostruzione dell'evento, come tempo di cattura, carica, ampiezza del picco, tempo di salita e di discesa del segnale; queste variabili vengono scritte nel *tree* di Borexino e associate alle informazioni dell'evento provenienti dal sistema di acquisizione principale. L'analisi dei dati (capitolo 6) ha evidenziato che il sistema ausiliario identifica correttamente i neutroni, misurando la carica con precisione.

Gli altri canali delle schede CAEN V1731 prendono in ingresso le somme analogiche di 84 PMT e i trigger. I PMT di cui viene fatta la somma parziale sono situati nella stessa zona del rivelatore. Le somme sono eseguite dai Front End e dalle unità di somma presenti in ogni rack (sezione 2.4.1). I segnali di somma analogica parziale sono 28, due per ogni rack dell'Inner Detector. Le somme analogiche parziali sono acquisite per avere la possibilità in futuro di tentare una ricostruzione spaziale della posizione di cattura del neutrone, basandosi sul tempo di volo dei fotoni emessi dallo scintillatore. Il canale 7 di ogni scheda campiona il segnale di trigger, mentre i restanti 27 canali<sup>4</sup> acquisiscono e campionano i segnali di somma parziale.

---

<sup>4</sup>uno dei canali resta escluso poiché scalzato dalla somma analogica totale;

L'analisi ha mostrato che il segnale di somma parziale è molto basso e rumoroso, rendendo difficile la possibilità di ricostruire la posizione accuratamente. In particolare, la risoluzione degli ADC (8bit) sopprime la dinamica del segnale. Per risolvere parzialmente il problema, nel luglio 2008 sono stati aggiunti al design del sistema ausiliario due amplificatori veloci CAEN N568LC. Le unità CAEN N568LC amplificano il segnale di somma parziale con guadagno 10; la dinamica del segnale è ricostruita meglio, ma rimane il problema del rumore.

#### 4.2.4 Software di acquisizione e controllo: NeutronDAQ

Una parte rilevante del mio lavoro di tesi è stata incentrata nello sviluppo di un'interfaccia software per gestire l'acquisizione dati del sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione. L'interfaccia software è stata battezzata *NeutronDAQ*.

La finalità del software NeutronDAQ è:

- automatizzare le operazioni di lettura e scrittura via bus VME;
- automatizzare le procedure di avvio, setting e calibrazione;
- generare i file dati in output;
- visualizzare in tempo reale i campionamenti;
- fornire strumenti di analisi *online*.

L'interfaccia software Neutron DAQ è stata sviluppata in LabView; è stato scelto di utilizzare LabView per questioni di comodità, portabilità ed efficienza. NeutronDAQ lavora sotto il sistema operativo Windows Xp (o opportuni emulatori).

Le operazioni di I/O tramite bus VME sono eseguite tramite la libreria software CAENVMELib, un set di funzioni ANSI C che gestiscono le operazioni di lettura e scrittura. Uno dei pacchetti software forniti da CAEN è la libreria dinamica per LabView CAENVMELib.lib, che contiene i Virtual Instruments (VI) di LabView relativi ad ognuna delle funzioni della libreria CAENVMELib.

Durante l'acquisizione, il software NeutronDAQ chiede in polling alle schede CAEN V1731 attive se hanno memorizzato un evento e sono pronte a trasferirlo. Quando tutte le schede attive sono pronte per la lettura, viene calcolata la referenza temporale<sup>5</sup> e acquisito il Trigger ID<sup>6</sup> dell'evento, infine viene trasferito l'evento dalle schede CAEN V1731 e vengono scritte le informazioni e i campionamenti dell'evento sui file dati di output 'N' e 'T'.

Una descrizione più dettagliata del software NeutronDAQ si trova in Appendice B.

---

<sup>5</sup>la referenza temporale in Borexino è il numero di secondi passati dal 1 gennaio 2000, alle 00:00:00;

<sup>6</sup>il Trigger ID (TRGID) è il numero composto dai 16 bit meno significativi del contatore dei trigger della BTB (sezione 2.4.3);

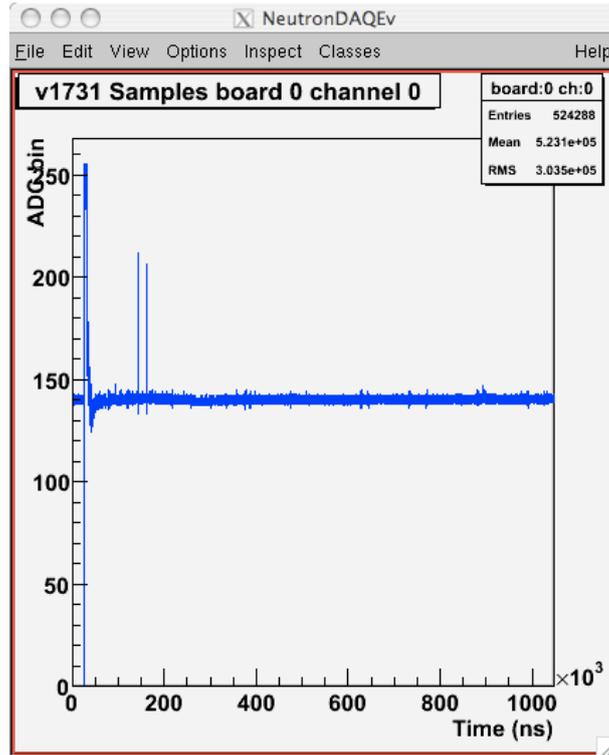


Figura 4.5: Finestra di campionamento, evento con due neutroni, Zero Suppression disabilitata.

### 4.2.5 Configurazione dei campionamenti

In questa sezione è descritta la configurazione delle schede CAEN V1731, enfatizzando il motivo della scelta di ogni parametro configurazione. La scelta dei migliori parametri di configurazione del sistema di acquisizione dati è avvenuta parallelamente alla prima fase di analisi.

#### Finestra di campionamento e buffer di memoria

La dimensione della finestra di campionamento scelta è 1.024 ms, con finestra di pre-trigger 24  $\mu\text{s}$  e finestra di post trigger 1 ms. In figura 4.5 è mostrata una finestra di campionamento, in un evento con un muone e due neutroni.

Dopo ogni trigger (corrispondente al passaggio di un muone nell'Inner Detector), il sistema campiona per un millisecondo; questo intervallo temporale corrisponde a circa 4 tempi medi di cattura  $\tau$  del neutrone su protone ( $\tau \sim 260\mu\text{s}$ ) nello pseudocumene. Il rapporto tra il numero di neutroni di spallazione catturati all'interno della finestra temporale di campionamento  $N(T)$  e il numero di neutroni di spallazione catturati  $N_{tot}$  è

$$\frac{N(t)}{N_{tot}} = 1 - e^{-\frac{T}{\tau}} \simeq 1 - e^{-4} \sim 0.98, \quad (4.2)$$

dove  $T \sim 4\tau$  è la finestra di campionamento dopo il passaggio del muone.

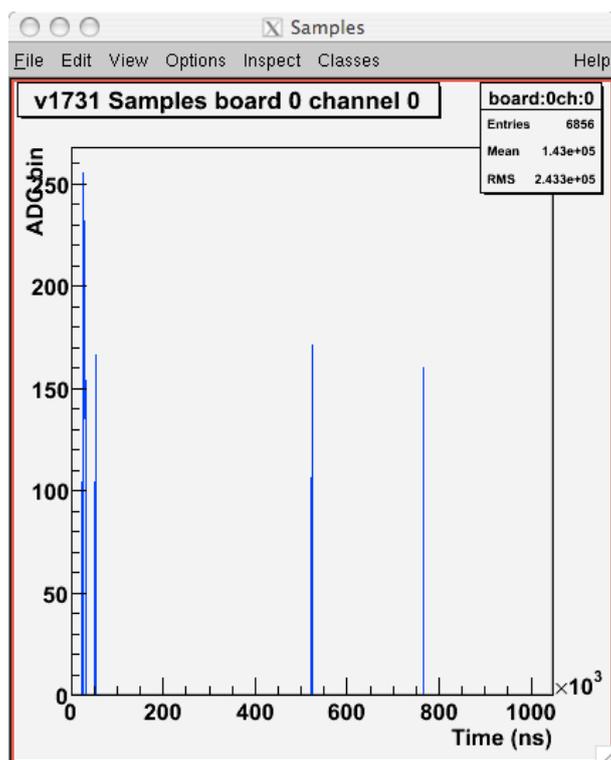


Figura 4.6: Finestra di campionamento, Zero Suppression abilitata, evento con un muone e tre neutroni di spallazione;

La memoria complessiva del buffer di output delle schede CAEN V1731 è 2Mb a canale, che corrisponde<sup>7</sup> a una finestra di campionamento massima di  $\sim 4$ ms a canale. Il buffer può essere diviso in blocchi, in modo tale che ogni evento sia scritto su un blocco. Il modulo CAEN V1731 può continuare ad acquisire e memorizzare dati sui blocchi liberi; il processo di acquisizione è quindi senza tempi morti, eccetto quando la scheda ha il buffer di memoria pieno. Il software NeutronDAQ chiede periodicamente in polling alle schede CAEN V1731 attive se è pronto un evento per la lettura. Se tutte le schede hanno un evento pronto, questo viene trasferito, liberando il blocco di memoria.

Nella configurazione scelta, il buffer di output è diviso in 4 blocchi da 0.5 Mb a canale, corrispondenti a  $\sim 1$ ms di finestra di campionamento. Aumentare la finestra di campionamento significa diminuire il numero di blocchi di memoria disponibili, con il conseguente aumento di probabilità che il buffer di memoria delle schede CAEN V1731 si riempia e vengano persi eventi.

La scelta della dimensione della finestra di campionamento è un buon compromesso tra l'efficienza di conteggio di neutroni (98%) e il numero di blocchi di memoria disponibili (4).

## Configurazione della Zero Suppression

Il sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione fa un uso intensivo dell'algoritmo di Zero Suppression *Zero Length Encoding* (ZLE) implementato nelle schede CAEN V1731.

L'algoritmo di Zero Suppression *Zero Length Encoding* permette di memorizzare i soli campionamenti che hanno superato una soglia programmabile, e un numero programmabile di campionamenti che precedono e seguono l'attraversamento della soglia.

L'algoritmo ZLE è particolarmente adatto in un sistema di acquisizioni dati per la rivelazione di neutroni da spallazione: gli eventi nei quali viene prodotto almeno un neutrone sono molto rari ( $\sim 70$  eventi al giorno) inoltre il segnale analogico prodotto dal  $\gamma$  di cattura del neutrone ha una durata di  $\sim 100 - 200$  ns. Si evince che la maggior parte della finestra temporale di campionamento, di durata  $\sim 1$ ms, non è rilevante al fine dell'analisi.

L'abilitazione della Zero Suppression permette di memorizzare e trasferire le soli porzioni rilevanti della finestra di campionamento, e come conseguenza diminuire i tempi di trasferimento dei dati dalle schede CAEN V1731 al PC, il tempo richiesto per l'elaborazione la scrittura dell'evento su file e la dimensione dei file nello storage.

Senza abilitare l'algoritmo di Zero Suppression, ogni scheda CAEN V1731 produce 0.5 Mb di dati per canale ogni evento. Considerando 8 canali disponibili a scheda e approssimando il tasso di eventi a 0.1 Hz (ovvero contando i soli eventi di Pulser), il tasso di scrittura è 400 kb al secondo per scheda. Considerando 4 schede CAEN V1731, il tasso di scrittura risultante è  $\sim 6$  Gb all'ora. Un simile tasso di scrittura è insostenibile, a causa della dimensione limitata dell'hard disk del PC di circa 40 Gb.

Il tempo necessario al trasferimento, all'elaborazione dei dati, e alla scrittura dell'evento su file senza abilitare la Zero Suppression è dell'ordine di qualche decimo di secondo: un trasferimento di 4 Mb per evento per scheda, alla velocità di trasferimento di  $\sim 50$ Mb/s, richiede  $\sim 0.1$  secondi; il tempo di elaborazione e scrittura su file di un evento di tali dimensioni risulta dell'ordine di 0.1 secondi.

Durante il trasferimento, l'elaborazione e la scrittura, il software NeutronDAQ non può trasferire altri eventi; in caso di eventi vicini nel tempo, cresce la possibilità che il buffer di memoria delle schede CAEN V1731 si possa riempire, con la conseguente introduzione di tempo morto e perdita di eventi.

Queste considerazioni motivano la scelta di abilitare l'algoritmo di Zero Suppression. Un'immagine di una finestra di acquisizione con Zero Suppression attiva è in figura 4.6. L'abilitazione della Zero Suppression riduce il numero di dati memorizzati di un fattore 50 -100.

La soglia della Zero Suppression per il canale di somma analogica è stata scelta a 30 bin dell'ADC sopra la base del segnale (la base del segnale è portata al bin 100 dalla procedura di calibrazione del DAQ). I segnali di neutrone hanno ampiezza piccata attorno a 75 bin dell'ADC. Ricordando che l'energia del  $\gamma$  di cattura del neutrone su protone è 2.2 MeV e assumendo linearità nella risposta del rivelatore e dell'elettronica,

---

<sup>7</sup>l'unità CAEN V1731 è un flash ADC a 500 MHz, con risoluzione 8 bit; ogni byte di memoria per canale contiene un campionamento, ogni campionamento è ripetuto ogni 2 ns;

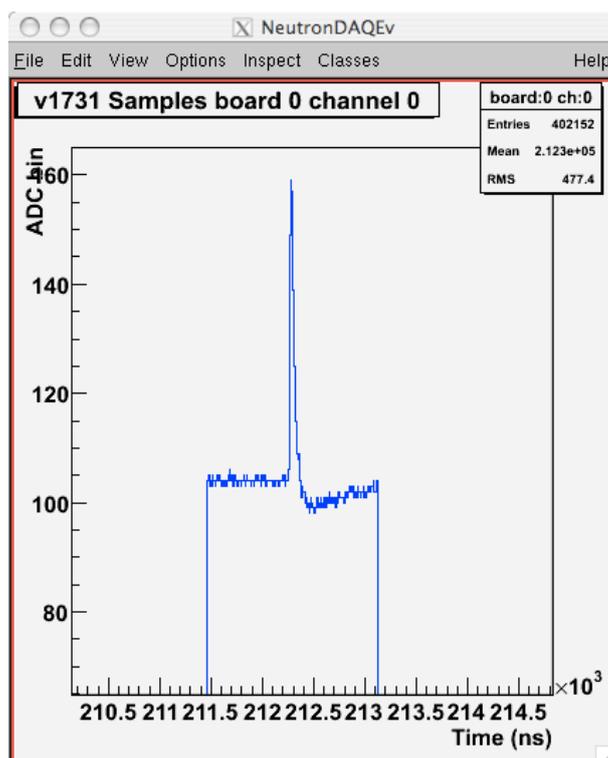


Figura 4.7: ‘Zona Buona’ della Zero Suppression in corrispondenza di un neutrone.

si può stimare che la soglia della Zero Suppression tagli eventi di energia inferiore a 0.9 MeV. Eventi di tale energia corrispondono a neutroni catturati nel *Buffer* (sezione 2.2.2), o  $\gamma$  di cattura che depositano solo una parte dell’energia nello scintillatore.

Il numero di campionamenti da memorizzare prima e dopo l’attraversamento della soglia è stato fissato a 400, corrispondenti a 800 ns. Una ‘zona buona’ della Zero Suppression è quindi larga  $\sim 1800$  ns, di cui  $\sim 800$  ns prima del segnale,  $\sim 100 - 200$  ns di salita e discesa del picco e  $\sim 800$  ns di undershoot. In figura 4.7 è mostrata una ‘zona buona’ della Zero Suppression in corrispondenza di un neutrone.

Uno dei motivi che hanno portato alla scelta di questi parametri è che in  $\sim 800$  ns si esaurisce l’undershoot (dovuto all’accoppiamento AC dei PMT) del segnale di neutrone. Un altro motivo per la scelta dei parametri è connesso con l’algoritmo di ricerca dei picchi implementato nel modulo per l’analisi dei neutroni nel programma di analisi offline *Echidna*<sup>8</sup>: l’algoritmo ha difficoltà a identificare i picchi se questi si trovano al bordo della finestra di analisi o se il numero di campionamenti che precedono e seguono il picco è basso. Una finestra di  $\sim 1800$  ns di campionamenti consente di sfruttare al meglio l’algoritmo di ricerca dei picchi, senza trasferire troppi dati inutili.

Un inconveniente dell’algoritmo Zero Length Encoding implementato nelle schede CAEN V1731 è che dopo la quattordicesima transizione tra una zona ‘buona’ e una zona ‘da saltare’ vengono memorizzati *tutti* i rimanenti campionamenti dell’evento. In caso

<sup>8</sup>l’algoritmo per la ricerca dei picchi che ho implementato nel modulo di ricostruzione degli eventi di neutroni da spallazione si basa sul metodo `SearchHighRes` della classe `TSpectrum` di ROOT (sezione 5.2.2);

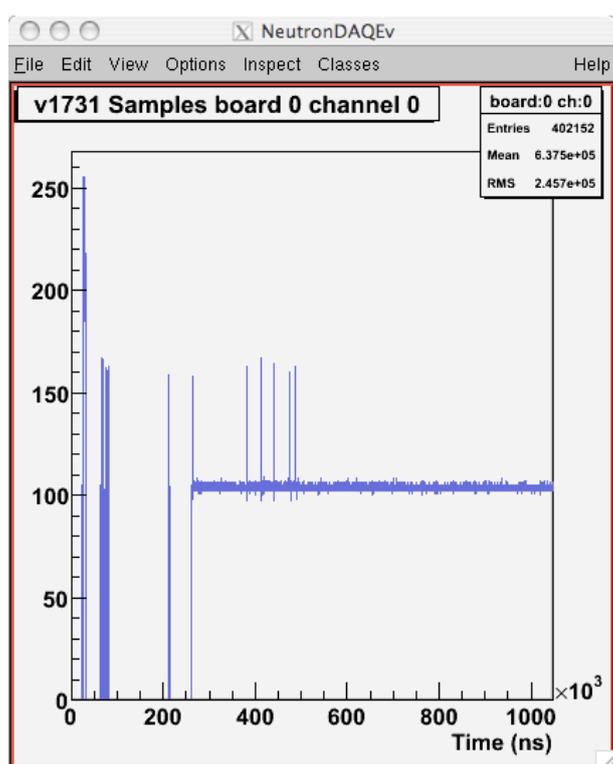


Figura 4.8: L'algoritmo di Zero Suppression è attivo solo entro la quattordicesima transizione tra una zona buona e una zona da saltare; i campionamenti successivi alla quattordicesima transizione sono memorizzati.

di eventi con molteplicità di neutroni maggiore di 5, questo effetto è sempre presente. Questo inconveniente impedisce di poter abbassare troppo la soglia di Zero Suppression, in quanto picchi di rumore possono portare a superare la quattordicesima transizione.

L'inconveniente rende particolarmente complicata l'analisi dei canali di somma parziale di 84 PMT: una soglia troppo alta sopprime eventi di bassa ampiezza, mentre una soglia troppo bassa non taglia i picchi di rumore, che fanno superare la quattordicesima transizione, con il conseguente e continuo trasferimento di dati inutili.

In futuro si prenderà contatto con la CAEN per lavorare al miglioramento dell'algoritmo di Zero Suppression.

## Configurazione delle DAC

Ogni canale della scheda CAEN V1731 ha un offset diverso. L'offset è caratteristico di ogni ADC, e varia da canale a canale e da scheda a scheda. La differenza massima di offset tra diversi canali è  $\sim 6$  bin, corrispondenti a  $\sim 24mV$ .

Al fine di uguagliare l'offset di ogni canale di ogni scheda CAEN V1731, è stata sviluppata una procedura di calibrazione nel software NeutronDAQ. La procedura di calibrazione sfrutta le DAC presenti in ogni canale delle schede CAEN V1731. Tramite il pannello di calibrazione del software NeutronDAQ si può scegliere il valore del bin dell'ADC a cui portare la baseline del segnale di ogni canale.

Avere la stessa baseline per il segnale in ingresso rende più semplice applicare la stessa soglia di Zero Suppression per ogni canale, inoltre può facilitare l'analisi e i confronti tra canali.

E' stato scelto come valore comune di baseline il centesimo bin dell'ADC. Questa baseline permette di apprezzare la dinamica del segnale di neutrone anche in caso di pile-up, e di distinguere più facilmente un segnale di muone da un segnale di pulser.

### 4.2.6 File dati in uscita

I campionamenti e i dati rilevanti per identificare e caratterizzare l'evento sono scritti su file dal software NeutronDAQ; i file dati in uscita sono depositati in una zona dello *storage* di Borexino, e disponibili per l'analisi *offline*.

I file dati di output del sistema ausiliario sono indipendenti da quelli del sistema principale; in particolare il sistema ausiliario può acquisire dati (e produrre file di output) quando il sistema principale non acquisisce, e viceversa. Nel programma di analisi offline Echidna, l'allineamento temporale tra gli eventi del sistema ausiliario e gli eventi del sistema principale è eseguito dal modulo `bx_v1731sys` (sezione 5.2).

Il software NeutronDAQ produce due file dati in uscita, di nome:

- N\_yyMMddhhmm\_yyMMddhhmm.dat.gz
- T\_yyMMddhhmm\_yyMMddhhmm.dat,

dove la prima stringa 'yyMMddhhmm' si riferisce al tempo di apertura del file, e la seconda stringa si riferisce al tempo di chiusura del file (p.e. il file N\_0806010000\_0806010300.dat.gz

Tabella 4.1: Struttura dell'evento (del sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni) nel file dati 'N'.

Parola Iniziale (3333)	Indica l'inizio dell'evento
Lunghezza dell'Evento	Numero di parole dell'evento (da leggere) escluse Parola Iniziale, Lunghezza dell'Evento e Parola Finale
Trigger ID	Pattern a 16 bit fornito dalla BTB (sezione 2.4.3)
Riferimento Temporale	Numero di secondi passati dal 1 Gennaio 2000 alle 00:00:00
Event Number	Contatore dei trigger ricevuti
ZLE abilitata	0 se la ZLE (Zero Suppression) è disabilitata 1 se la ZLE è abilitata
Board Mask	Questa parola in rappresentazione binaria mostra se una scheda V1731 è attiva p.e 9 = 1001 le schede 3 e 0 sono attive
Lunghezza dei Dati	Numero totale di dati (tutte le schede e i canali)
Scheda 0: Contatore Evento	Contatore dei trigger ricevuti dalla Scheda 0
Scheda 0: Channel Mask	In rappresentazione binaria mostra i canali attivi della Scheda 0
Scheda 0: Trigger Time Tag	Un contatore a 32 bit incrementato ad ogni colpo del clock di campionamento; questa parola è il contatore della Scheda 0 al tempo di trigger.
Scheda 0: Dimensione Evento	Numero di parole da leggere per la Scheda 0 (da usarsi solo se la Zero Suppression è disabilitata)
Scheda 0: Campionamenti	Campionamenti della Scheda 0;
⋮ ⋮	Contatore Evento, Channel Mask, Trigger Time Tag, Dimensione Evento e Campionamenti per le schede 1, 2 and 3 se attive
Parola Finale (6666)	Questa parola indica la fine dell'evento

è stato aperto il giorno 1 giugno 2008 alle 00:00 e chiuso lo stesso giorno alle 3:00). L'apertura e la chiusura dei file dati di output sono gestite automaticamente dal software NeutronDAQ.

Entrambi i file dati sono in formato ASCII; il file 'N' è compresso tramite gzip. In fase di acquisizione i file dati sono periodicamente chiusi e aperti ogni 3 ore; la dimensione tipica di un file 'N' di 3 ore è  $\sim 5$  Mb. Entrambi i file dati sono depositati nella cartella di storage `/bxstorage/neutron/` di `bxmaster`.

### File 'T'

Ogni file 'T'<sup>9</sup> contiene la lista dei riferimenti temporali di ogni evento acquisiti dal sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni. Il riferimento temporale è il numero di secondi passati dal 1 gennaio 2000 alle 00:00:00.

**File ‘N’**

Ogni file ‘N’ contiene l’intera struttura di ogni evento acquisito dal sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni. La struttura di un evento è mostrata in tabella 4.1.

Ogni evento del sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni è strutturato come segue:

- un header globale, che contiene le informazioni rilevanti per identificare l’evento (tempo di riferimento, Trigger ID) e per leggere l’evento (numero di parole, unità CAEN V1731 attive, abilitazione della Zero Suppression, ...);
- un header per ogni unità CAEN V1731 attiva, che contiene le informazioni rilevanti per caratterizzare ogni scheda (canali attivi, trigger time tag, numero di parole da leggere, ...);
- i campionamenti (di dimensione e formato variabile, con struttura diversa in caso di abilitazione della Zero Suppression);

**4.3 Stato del sistema**

Il sistema ausiliario per l’identificazione dei neutroni è attualmente installato nella sala dell’elettronica della Control Room di Borexino, nella Sala C dei Laboratori Sotterranei del Gran Sasso. Il sistema è operativo da maggio 2008.

Cronologicamente, lo sviluppo, l’installazione e le modifiche del sistema hanno seguito queste fasi:

- test delle schede CAEN V1731 e sviluppo dell’interfaccia software NeutronDAQ a Genova, nei mesi di gennaio e febbraio 2008;
- prima installazione parziale del sistema ai LNGS nel marzo 2008; il sistema aveva una sola scheda CAEN V1731 attiva e riceveva come trigger il segnale della MTB;
- fine dell’installazione del sistema ai LNGS in aprile 2008; installazione dello stadio di trigger; il sistema è in acquisizione per la prima fase di analisi e test;
- parziale riscrittura del software NeutronDAQ in aprile 2008; dopo la riscrittura il sistema è pienamente stabile;
- piena operatività del sistema nel mese di maggio 2008;
- presentazione del sistema al General Meeting di Borexino nel luglio 2008;
- aggiunta della timing unit nel sistema di trigger a metà luglio 2008; migliorata la coincidenza tra il segnale della MTB e il segnale discriminato della somma analogica totale;
- acquisizione del Trigger ID a fine luglio 2008;

---

<sup>9</sup>accidentalmente la lettera T è anche l’iniziale degli oggetti di ROOT; questa coincidenza è accidentale, la ‘T’ iniziale di questi file dati di output è l’iniziale di ‘Time’;

- risolto problema di disallineamento temporale a fine luglio 2008;
- installazione degli amplificatori CAEN N568LC a fine luglio 2008;

Il sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione è ora operativo in Borexino. Il sistema è stabile. I turnisti di Borexino hanno ricevuto indicazioni scritte su come operare sul sistema in caso di necessità, in mia assenza.



# Capitolo 5

## Codice di ricostruzione di eventi di neutroni da spallazione

*I dati elaborati dal sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione devono essere associati ai dati del sistema di acquisizione principale di Borexino. Nell'ambito del mio lavoro di tesi, ho sviluppato un modulo del codice di analisi offline *Echidna* che si occupa di allineare gli eventi del sistema principale con quelli del sistema ausiliario, e ricostruire variabili fisiche importanti per l'analisi a partire dai campionamenti del sistema ausiliario.*

### 5.1 Introduzione

Come evidenziato nel capitolo precedente, il sistema ausiliario per l'identificazione di neutroni da spallazione genera dati in uscita indipendentemente dall'acquisizione del sistema principale di Borexino. I campionamenti e i dati in uscita sono scritti sui file 'N' e 'T', indipendenti dai file *raw* generati dal sistema di acquisizione principale.

I dati del sistema di rivelazione di neutroni devono essere integrati alle informazioni del sistema principale di Borexino per essere utilizzati nell'analisi.

A questo fine, nell'ambito del mio lavoro di tesi ho sviluppato il modulo `bx_v1731sys` del codice di analisi offline *Echidna*. Il modulo `bx_v1731sys` ha i seguenti compiti:

- correlare gli eventi del sistema principale di Borexino con gli eventi del sistema ausiliario per l'identificazione dei neutroni;
- in caso di correlazione, ricostruire e analizzare l'evento del sistema ausiliario;

La correlazione tra gli eventi del sistema principale di Borexino e gli eventi del sistema ausiliario dei neutroni si basa sul riferimento temporale e (da fine luglio) sul trigger ID.

La ricostruzione dell'evento del sistema ausiliario avviene identificando candidati neutroni nel segnale di analogica somma totale campionato; per ogni neutrone identificato sono misurati il tempo di cattura, la carica, l'ampiezza dell'impulso, il tempo di salita e di discesa del segnale. Le variabili elaborate dal modulo `bx_v1731sys` vengono aggiunte nel ramo `BxNeutron` del *tree* di Borexino.

In Borexino, per ogni *run*<sup>1</sup> è prodotto un file `root` contenente il tree di tutti gli eventi del run. I file `root` vengono depositati in un'area dello *storage* di Borexino (`bxstorage`), per essere utilizzati in seguito nell'analisi fisica.

Le variabili aggiunte al tree dal modulo `bx_v1731sys` hanno l'obiettivo di migliorare l'efficienza di identificazione di eventi di neutroni da spallazione, e migliorare la misura delle variabili fisiche associate all'evento. Lo scopo principale dell'analisi dei dati generati dal sistema ausiliario per l'identificazione di neutroni da spallazione è aumentare l'efficienza di discriminazione del fondo dovuto al <sup>11</sup>C (sezione 3.2), per potere in futuro misurare il flusso dei neutrini *pep* e CNO.

Le caratteristiche del modulo `bx_v1731sys` sono descritte in sezione 5.2. Nella sezione successiva è presentato un sommario del codice di analisi offline Echidna, con la descrizione delle variabili utilizzate dal modulo `bx_v1731sys` e nell'analisi.

### 5.1.1 Il codice di analisi offline Echidna

Echidna è uno dei due codici di analisi offline utilizzato in Borexino. Echidna è scritto in linguaggio C++ e si basa sulla piattaforma di analisi ROOT [40].

Lo scopo del codice Echidna è decodificare i dati *raw* generati dal sistema di acquisizione di Borexino, al fine di ricostruire le informazioni fisiche rilevanti per caratterizzare ogni evento.

L'esecuzione di Echidna è organizzata come sequenza di moduli. Ogni modulo di Echidna è un oggetto di una *classe* che si occupa di un particolare aspetto della ricostruzione. I moduli di Echidna vengono eseguiti sequenzialmente per ogni evento, in modo tale che ogni modulo possa utilizzare le informazioni ricostruite dai moduli precedenti per elaborare nuove informazioni.

Tipicamente, ogni modulo implementa 3 metodi pubblici:

1. `virtual void begin()`  
eseguito una volta sola, prima di iniziare l'elaborazione degli eventi;
2. `virtual bx_echidna_event* doit (bx_echidna_event *ev)`  
eseguito per ogni evento, è dove avviene il lavoro di ricostruzione;
3. `virtual void end()`  
eseguito una volta sola, dopo la fine dell'elaborazione degli eventi;

Le variabili elaborate dai moduli di Echidna vengono scritte in un *tree*, un contenitore in cui i dati (`leaf`) vengono strutturati in rami (`branch`). Il tree di Borexino (`bxtree`) è un'istanza della classe `TTree` di ROOT. Il `bxtree` permette l'accesso alle variabili sia sequenzialmente (evento per evento) sia mediante chiavi di ricerca; in particolare ogni variabile del `bxtree` può essere utilizzata come chiave di ricerca, facilitando l'analisi fisica e l'individuazione di correlazioni.

Nel seguito della sezione sono descritte brevemente le variabili di Echidna che ho utilizzato nello sviluppo del modulo `bx_v1731sys`, o correlate all'analisi degli eventi di neutroni da spallazione.

---

<sup>1</sup>in Borexino, un run è un periodo di acquisizione della durata tipica di 6 ore;

### Trigger type

La variabile *trigger type* specifica la natura dell'evento che ha generato il trigger. In Borexino sono classificati diversi tipi di trigger, enumerati dal numero intero in parentesi: neutrino (1), muone (2), laser (8), pulser (32), random (64) e trigger128 (128).

Il trigger che interessa al fine dell'identificazione dei neutroni da spallazione è il trigger128. Nel sistema di acquisizione principale di Borexino, dopo ogni trigger di muone (scattato in seguito al passaggio del muone nella *SSS*) viene aperto un *gate* di 1.6 ms, all'interno del quale sono acquisiti gli eventi di neutroni da spallazione. Il gate di 1.6 ms successivo al trigger di muone viene enumerato come evento di trigger128;

### Gps times

Le variabili *gps times* specificano i riferimenti temporali di ogni trigger, ovvero il numero di secondi e nanosecondi passati dal 1 gennaio 2000 alle 00:00:00, calcolati utilizzando un orologio gps.

### Event number, Trigger ID

La variabile *event number* incrementa ogni volta che si verifica un trigger. Il pattern formato dagli ultimi 16 bit significativi dell'event number costituiscono il trigger ID (TRGID).

### Cluster

Una delle operazioni svolte da Echidna consiste nel riconoscere e raggruppare segnali di PMT (*hit*) associati allo stesso evento fisico. L'operazione di raggruppamento viene chiamata *clustering*. Ad ogni evento fisico corrisponde quindi un gruppo di *hit*, che viene chiamato *cluster*.

In seguito ad ogni trigger di un muone, il sistema di acquisizione principale di Borexino apre un gate di 1.6 ms (trigger128); i *cluster* degli eventi trigger128 sono candidati neutroni da spallazione.

Il clustering degli eventi di neutroni da spallazione è reso difficile per le ragioni evidenziate nelle sezioni 3.4 e 4.1. La misura dell'efficienza di clustering per eventi trigger128 è uno dei motivi dello sviluppo del sistema ausiliario di identificazione di neutroni da spallazione.

### Posizione, tempo, energia

Per ogni cluster identificato, Echidna ricostruisce la posizione del verice di interazione e il tempo; per ogni evento è ricostruita l'energia misurando la carica (*charge*) e il numero di PMT colpiti (*nhits*).

Come è stato anticipato nelle sezioni 3.4 e 4.1, la variabile carica è misurata male per eventi di neutroni da spallazione. L'introduzione di una nuova variabile di carica dei neutroni, basata sui campionamenti del segnale di somma analogica del rivelatore è uno dei motivi dello sviluppo del sistema ausiliario di identificazione di neutroni da spallazione.

## 5.2 Il modulo di Echidna `bx_v1731sys`

Una parte rilevante del mio lavoro di tesi è stata lo sviluppo di un nuovo modulo di Echidna, il cui scopo è allineare i dati del sistema ausiliario dei neutroni con i dati del sistema principale di Borexino. Il nuovo modulo è stato battezzato `bx_v1731sys`.

Per ogni evento `trigger128`, il modulo `bx_v1731sys` cerca un candidato tra gli eventi del sistema ausiliario; la correlazione avviene principalmente<sup>2</sup> per via temporale, confrontando il `gpstime` dell'evento di Echidna con il riferimento temporale generato nel software NeutronDAQ.

Il modulo `bx_v1731sys` legge i campionamenti di ogni evento associato del sistema ausiliario e analizza i campionamenti della somma analogica totale, individuando il segnale del muone padre e cercando segnali associati a neutroni da spallazione.

Per ogni neutrone trovato viene calcolato il tempo di cattura, la carica, l'ampiezza dell'impulso, il tempo di salita e di discesa del segnale; tali variabili sono aggiunte al ramo `BxNeutron` del `bxtree`.

Nel seguito della sezione è analizzato in dettaglio il comportamento del modulo `bx_v1731sys`.

### 5.2.1 Correlazione tra eventi

La correlazione tra gli eventi del sistema principale e del sistema ausiliario dei neutroni è effettuata dalle classi contenute nel namespace `v1731_event_correlator` del modulo `bx_v1731sys`.

Nel metodo `begin` del modulo `bx_v1731sys` viene letta la lista dei file 'N' e 'T' (sezione 4.2.6) disponibili in `/bxstorage/neutron/` e crea una *mappa* con i relativi tempi di inizio e di fine dei file. Il tempo di inizio e di fine di ogni file 'N' e 'T' è calcolato tramite le stringhe 'yyMMddhhmm' presenti nel nome del file.

Nel metodo `doit` del modulo `bx_v1731sys` sono eseguite le seguenti operazioni per individuare il candidato evento (o i candidati eventi) del sistema ausiliario:

- selezione dell'evento di neutroni da spallazione:  
il metodo procede alle righe successive solo se l'evento è di tipo `trigger128`;
- lettura del riferimento temporale dell'evento del sistema principale contenuto nella variabile `gps_times`;
- ricerca dei file più appropriati basandosi sulla mappa preparata nel metodo `begin` e sul `gps time`; viene cercato un file nella mappa i cui tempi di apertura e chiusura siano compatibili con il `gps time` dell'evento; se il riferimento temporale è al bordo del file, viene indicato anche il file precedente o successivo;
- ricerca degli eventi (del sistema ausiliario) più appropriati, basandosi sui file trovati e sul `gps` dell'evento del sistema principale; per ogni file trovato viene cercato un riferimento temporale compatibile col `gps time` all'interno del relativo file 'T';

---

<sup>2</sup>da inizio agosto 2008 la correlazione avviene anche confrontando il Trigger ID, consentendo un allineamento preciso al singolo evento;

- se non è stato trovato alcun evento del sistema ausiliario con tempo di riferimento compatibile col gps time dell'evento principale, il metodo non procede alle righe successive;
- selezione dell'evento tramite confronto del trigger ID, per i run posteriori all'acquisizione del trigger ID nel sistema ausiliario;

La maggior parte delle operazioni descritte sono automatizzate nelle classi `file_finder` e `event_finder` del namespace `v1731_event_correlator`.

L'allineamento temporale basato sul gps time ha risoluzione di un secondo: vengono considerati candidati gli eventi del sistema ausiliario il cui riferimento temporale non differisce dal gps time dell'evento del sistema principale di più di un secondo.

Questo limite nella precisione dell'allineamento temporale è dovuto all'affidabilità dell'orologio del pc e del protocollo NTP, e ai tempi di campionamento delle schede CAEN V1731.

Il riferimento temporale dell'evento del sistema ausiliario è calcolato dal software NeutronDAQ mediante l'orologio hardware del PC (sezione 4.2.4). L'orologio hardware di un PC non è affidabile su tempi lunghi, pertanto viene eseguita periodicamente<sup>3</sup> la sincronizzazione temporale tramite il protocollo NTP<sup>4</sup>. Il protocollo NTP non garantisce sincronizzazioni più precise del secondo. I tempi necessari al campionamento e all'elaborazione della struttura dei dati nelle schede CAEN V1731 in caso di Zero Suppression abilitata possono aumentare lo sfasamento temporale.

Lo sfasamento temporale massimo misurato risulta essere di un secondo, pertanto il modulo `bx_v1731sys` accetta un evento del sistema ausiliario come candidato se il suo riferimento temporale ha un ritardo massimo di un secondo rispetto al gps time dell'evento di trigger128 del sistema principale.

L'allineamento degli eventi basato sul riferimento temporale non è quindi efficiente in caso di muoni distanziati di meno di un secondo. Si può stimare la frazione di muoni rivelati all'interno dell'Inner Detector di Borexino distanziati meno di un secondo utilizzando la distribuzione degli intervalli temporali con tempo medio  $T_\mu \sim 20$  (sezione 3.2):

$$\frac{N_\mu(\delta t < t)}{N_\mu} = 1 - e^{-\frac{t}{T_\mu}} \sim \frac{t}{T_\mu} \quad (5.1)$$

per  $t = 1\text{s}$ . La frazione stimata è in accordo con quella misurata.

Per migliorare l'efficienza di allineamento tra gli eventi del sistema ausiliario e gli eventi del sistema principale è stato deciso nel luglio 2008 di fare acquisire il trigger ID al sistema ausiliario.

L'allineamento basato sul trigger ID riesce ad avere la precisione del singolo evento, garantendo un'efficienza di allineamento molto prossima all'unità.

---

<sup>3</sup>da fine luglio 2008 la sincronizzazione dell'orologio del PC tramite il protocollo NTP avviene ogni 5 minuti;

<sup>4</sup>il Network Time Protocol, in sigla NTP, è un protocollo per sincronizzare gli orologi dei computer all'interno di una rete a commutazione di pacchetto, quindi con tempi di latenza variabili; il NTP è un protocollo client-server appartenente al livello applicativo;

Dopo la procedura di allineamento, il candidato evento è caricato dal file ‘N’ tramite la classe `v1731_event_getter`, che scrive i campionamenti e le informazioni rilevanti per la ricostruzione dell’evento sulla classe `v1731_event`.

L’evento contenuto nella classe `v1731_event` è analizzato tramite le classi e le funzioni del namespace `v1731_neutron_analyzer`, come descritto nella sezione successiva.

## 5.2.2 Analisi dei campionamenti

L’analisi dei campionamenti del sistema ausiliario dei neutroni si basa principalmente sul canale di somma analogica totale del rivelatore.

L’analisi dei campionamenti è effettuata dalla classe `neutron_analyzer` del namespace `v1731_neutron_analyzer`.

Il primo passo dell’analisi è la misura della posizione temporale del fronte di salita del segnale di muone all’interno della finestra temporale. Il segnale di muone è tipicamente presente nella prima ‘zona buona’ della Zero Suppression.

Successivamente vengono controllati i campionamenti delle zone buone della Zero Suppression il cui campionamento iniziale si trovi almeno  $14 \mu\text{s}$  dopo il fronte di salita del muone<sup>5</sup>.

In ogni ‘zona buona’ della Zero Suppression vengono preliminarmente cercati dei picchi tramite una chiamata al metodo `SearchHighRes` della classe `TSpectrum` di ROOT.

La classe `TSpectrum` è stata sviluppata dal team di ROOT per effettuare operazioni di analisi spettrale come ricerca dei picchi, sottrazione del fondo, deconvoluzione, di spettri  $\gamma$  in condizioni di rapporto segnale rumore prossime all’unità. Pertanto, la ricerca dei picchi di segnali elettronici accoppiati in AC nel dominio del tempo non è un’operazione svolta da `TSpectrum` con grande precisione: la posizione del picco del segnale individuata da `TSpectrum` è individuata entro 50 ns dalla posizione effettiva del picco.

Lo scopo di `TSpectrum` nel codice di analisi, è semplicemente individuare i bordi di zone entro le quali sono presenti i campionamenti di un solo picco. I campionamenti all’interno di queste zone vengono fittati.

La funzione con cui sono fittati i campionamenti in prossimità di un neutrone è un modello del segnale di risposta analogica del rivelatore di Borexino. La risposta dello scintillatore (sezione 2.2.4) è bene descritta da una rapida salita gaussiana di  $\sim 10$  ns, seguita dal segnale di somma di esponenziali decrescenti (equazione 5.2), dovuta ai diversi stati di fluorescenza:

$$I(t) = \sum_i \frac{q_i}{\tau_i} e^{-\frac{t}{\tau_i}} \quad (5.2)$$

dove  $\tau_i$  è la costante di tempo di emissione del particolare stato  $i$  dello scintillatore.

Come evidenziato in sezione 2.4.1, i PMT di Borexino sono accoppiati in AC. La capacità di disaccoppiamento dei Front End è  $C = 4.7 \text{ nF}$ , mentre la resistenza è  $R = 50\Omega$ .

---

<sup>5</sup>dopo  $\sim 14 \mu\text{s}$ , l’overshoot del muone è esaurito o abbastanza diminuito da non creare problemi nell’analisi;

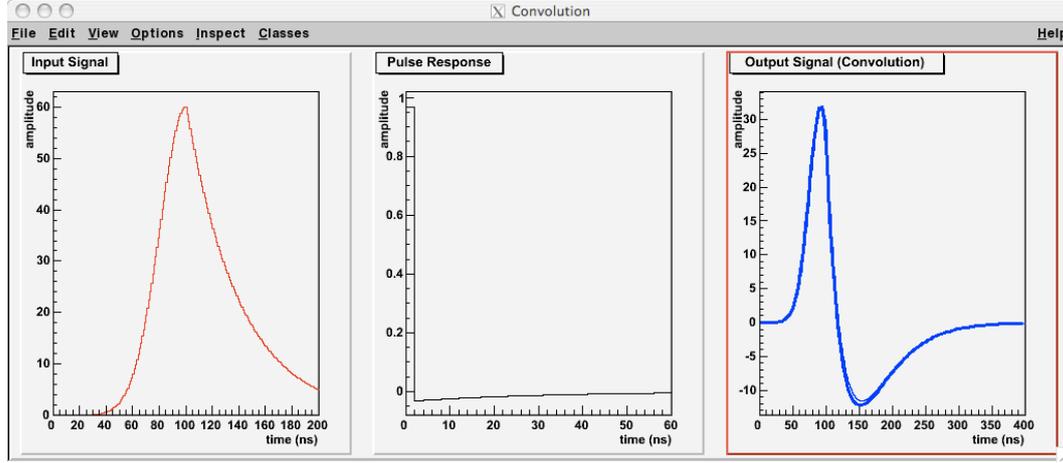


Figura 5.1: Modello di risposta dello scintillatore (sinistra), risposta all'impulso di un circuito CR (centro) e segnale convoluto (destra). Il segnale di somma analogica dei neutroni è fittato con la funzione di risposta a destra.

La funzione utilizzata per modellizzare il segnale analogico è la convoluzione tra la risposta dello scintillatore  $I(t)$  (con un solo esponenziale decrescente) e la risposta all'impulso  $h_{CR}(t)$  di un circuito CR.

La risposta dello scintillatore  $I(t)$  utilizzata nel modello è:

$$I(t) = A \left( \Theta(\mu - t) e^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} + \Theta(t - \mu) e^{-\frac{t-\mu}{\tau}} \right), \quad (5.3)$$

dove  $\Theta$  è la funzione gradino,  $A$  è l'ampiezza del segnale,  $\mu$  è il tempo del picco del segnale,  $\sigma$  è il tempo di salita e  $\tau$  il tempo di discesa del segnale. In questo modello si utilizza solo un tempo di discesa per semplicità computazionale.

La risposta all'impulso delle schede di Front End  $h(t)$  utilizzata nel modello è quella di un circuito CR:

$$h_{CR}(t) = \delta(t) - \Theta(t) \frac{e^{-\frac{t}{RC}}}{RC}, \quad (5.4)$$

dove  $\delta(t)$  è la distribuzione delta di Dirac e  $RC$  la costante di tempo del circuito.

Il segnale analogico in uscita dai front end è la convoluzione tra  $I(t)$  e  $h_{CR}(t)$ :

$$S(t) = I(t) * h_{CR}(t) \quad (5.5)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} I(\tau) h_{CR}(t - \tau) d\tau \quad (5.6)$$

$$= A \left( \Theta(\mu - t) e^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} - \frac{\sqrt{\pi}}{2\alpha RC} e^{-\frac{t}{RC} - \frac{\mu^2}{2\sigma^2} + \frac{a^2}{4b}} (1 + \operatorname{erf}(\alpha F - \beta)) \right) \quad (5.7)$$

$$+ A \Theta(t - \mu) \left( e^{-\frac{t-\mu}{\tau}} - \frac{e^{\frac{\mu}{\tau} - \frac{t}{RC}}}{kRC} (e^{kt} - e^{k\mu}) \right), \quad (5.8)$$

dove  $a = \frac{1}{RC} + \frac{\mu}{\sigma^2}$ ,  $b = \frac{1}{2\sigma^2}$ ,  $\alpha = \sqrt{b}$ ,  $\beta = \frac{a}{2\sqrt{b}}$ ,  $F$  è il più piccolo tra  $t$  e  $\mu$ ,  $k = \frac{1}{RC} - \frac{1}{\tau}$ , e  $\operatorname{erf}$  è la funzione degli errori Gaussiana. Un esempio di funzione di ingresso  $I(t)$ , di risposta all'impulso  $h_{CR}(t)$  e di funzione in uscita  $S(t)$  è mostrato in figura 5.1.

I parametri della funzione  $S(t)$  sono inizializzati come segue:

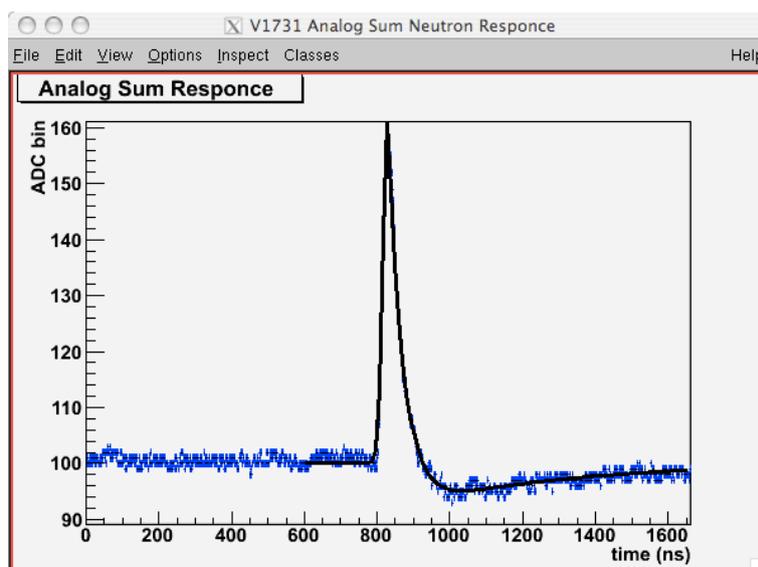


Figura 5.2: Campionamenti del segnale di somma analogica in prossimità di un neutrone e fit con la funzione 5.5.

- $A$ : inizializzato alla differenza tra il valore massimo della zona e la base;
- $\mu$ : inizializzato alla posizione temporale del valore massimo della zona;
- $\sigma$ : inizializzato a 10 ns;
- $\tau$ : inizializzato a 40 ns;
- $RC$ : inizializzato a 235 ns;

Il fit viene eseguito mediante una chiamata al metodo `Fit` della classe `TH1F` di ROOT. Un grafico della funzione fittata sovrapposta ai campionamenti della somma analogica in prossimità dei neutroni è mostrato in figura 5.2.

La carica del segnale del neutrone viene calcolata come l'area del segnale di scintillazione (5.3) con i parametri che minimizzano il fit:

$$\text{Charge} = A \left( \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma + \tau \right). \quad (5.9)$$

La carica e le variabili minimizzate vengono associate ad ogni neutrone trovato.

### 5.2.3 Il ramo `BxNeutron`

Il modulo `bx_v1731sys` conta il numero di neutroni trovati per evento, e associa ad ogni neutrone le variabili tempo di cattura, carica, ampiezza del picco, tempo di salita e di discesa. Queste variabili vengono aggiunte al *branch* `BxNeutron` del `bxtree`.

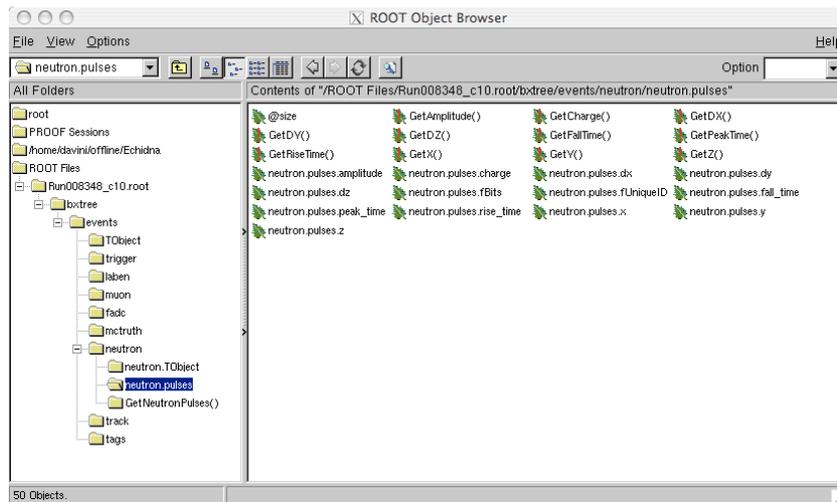


Figura 5.3: Ramo BxNeutron del bxtree.

## 5.3 Stato del modulo

Il modulo `bx_v1731sys` è attualmente operativo nel *ciclo10* di Echidna. Le variabili del ramo BxNeutron possono essere utilizzate da chiunque sia coinvolto nell'analisi in Borexino.

Cronologicamente, lo sviluppo del modulo ha seguito le seguenti fasi:

- primo programma per leggere il file di output 'N' nel febbraio 2008; il programma è indipendente da Echidna e ha come scopo i test preliminari del sistema;
- costruzione dello scheletro del modulo `bx_v1731sys` nell'aprile 2008;
- sviluppo dei namespace `v1731_event_correlator`, `v1731_event` e `v1731_neutron_analyzer` in aprile 2008; il programma di ricostruzione non è ancora integrato in Echidna;
- implementazione del modulo `bx_v1731sys` in Echidna nel maggio 2008;
- test del modulo e analisi preliminari nel maggio 2008;
- analisi con il fit del segnale convoluto nel luglio 2008;
- presentazione del modulo al General Meeting di Borexino nel luglio 2008;
- il modulo `bx_v1731sys` entra nel *ciclo10* di Echidna nel luglio 2008;
- allineamento dell'evento tramite trigger id in agosto 2008;
- il ciclo 10 di Echidna diventa ufficiale in settembre 2008;

Il codice si è rivelato stabile ed efficiente. Le variabili aggiunte in BxNeutron sono disponibili per le persone coinvolte nell'analisi all'interno della collaborazione Borexino, e verranno utilizzate per migliorare l'efficienza di identificazione del fondo di  $^{11}\text{C}$  al fine di misurare la componente *pep* e CNO del flusso dei neutrini solari.



# Capitolo 6

## Analisi e Risultati

*La parte finale del mio lavoro di tesi consiste nell'analisi dei dati ricostruiti dal sistema ausiliario di identificazione dei neutroni da spallazione. Gli obiettivi per cui il sistema è stato costruito sono stati conseguiti: l'energia del segnale dei neutroni è misurata con precisione, ed è possibile misurare l'efficienza relativa di conteggio dei neutroni da spallazione del sistema di acquisizione principale di Borexino.*

### 6.1 Introduzione

In questo capitolo sono presentati i risultati dei test e delle analisi sul sistema ausiliario di rivelazione di neutroni da spallazione. I test e le analisi effettuati, e riportati in questo capitolo, hanno due scopi:

- misurare le caratteristiche dei muoni cosmici e dei neutroni da spallazione in Borexino;
- confrontare l'efficienza di rivelazione di neutroni da spallazione nel sistema ausiliario e nel sistema principale di Borexino;

Le caratteristiche della rivelazione di muoni e neutroni nel sistema di acquisizione principale di Borexino, e nel sistema di rivelazione ausiliario che ho sviluppato sono state descritte nelle sezioni 2.3 e 3.4, e nei capitoli 4 e 5 di questa tesi, e sono qui riassunte per comodità:

- Sistema di acquisizione principale di Borexino:  
quando si verifica la condizione di trigger, sono registrati dati all'interno di una finestra temporale di  $16\mu\text{s}$ . Ogni volta che un muone attraversa il rivelatore, è fatto scattare un trigger speciale con finestra temporale di 1.6 ms, identificato come trigger128. I neutroni da spallazione sono cercati all'interno degli eventi di tipo trigger128.
- Sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione:  
la condizione di trigger è data dalla coincidenza tra il segnale della MTB e la presenza di segnale oltre una certa soglia nel rivelatore. Quando si verifica la condizione di trigger, sono registrati i successivi campionamenti del segnale di somma analogica del rivelatore all'interno di una finestra temporale di 1 ms.

Tabella 6.1: Flusso di muoni cosmici nell'Inner Detector di Borexino espresso in muoni a giorno.

misura	flusso (muoni al giorno)
atteso	$4100 \pm 100$
misura sist. ausiliario	$4070 \pm 170$
misura sist. principale	$4250 \pm 200$

## 6.2 Flusso di muoni cosmici in Borexino

Il flusso di muoni all'interno di Borexino può essere stimato tramite semplici considerazioni geometriche, considerando il flusso di muoni verticali e l'area offerta dal rivelatore come bersaglio. Il flusso di muoni all'interno dei Laboratori Sotterranei del Gran Sasso è stato misurato nell'esperimento MACRO e risulta essere  $\phi_\mu = (1.16 \pm 0.03) \text{ h}^{-1} \text{ m}^{-2}$  [37]. Il raggio dell'Inner Detector di Borexino è  $R_{ID} = 6.85 \text{ m}$ . Considerando la sezione circolare dell'Inner Detector e il flusso di muoni verticale, si ottiene un flusso di muoni cosmici atteso di  $\phi_\mu^{(t)} = (4100 \pm 100)$  muoni al giorno. Data la simmetria sferica dell'Inner Detector di Borexino, la stima può essere considerata affidabile anche se il flusso di muoni non è esattamente verticale. Una stima più accurata basata su simulazioni MonteCarlo è attualmente in corso ma non è comunque necessaria per quanto segue.

Il flusso di muoni all'interno dell'Inner Detector di Borexino, misurato dal sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione, è  $\phi_\mu^{(aux)} = (4070 \pm 170)$  muoni al giorno. Il flusso di muoni è stato misurato contando i trigger ricevuti dal sistema ausiliario, e sottraendo i trigger dovuti al Pulser.

Il risultato è in accordo con una precedente misura del flusso di muoni in Borexino,  $\phi_\mu^{(bx)} = (4250 \pm 200)$  muoni al giorno, ottenuta utilizzando le flag di trigger dell'Inner e Outer Detector.

La stima e le misure del flusso di muoni cosmici all'interno dell'Inner Detector in Borexino sono riportate in tabella 6.1.

La misura del flusso di muoni cosmici tramite il sistema ausiliario di rivelazione di neutroni da spallazione, risulta essere stabile nel tempo.

## 6.3 Neutroni da spallazione in Borexino

Il numero di muoni che attraversano l'Inner Detector di Borexino e generano almeno un neutrone da spallazione, utilizzando i dati del sistema ausiliario, risulta  $\sim 70$  muoni al giorno. Il numero di neutroni da spallazione totali generati è  $\sim 180$  neutroni al giorno.

Il conteggio medio di neutroni nel sistema di rivelazione ausiliario è in accordo con quello del sistema principale. Le differenze fini tra i conteggi sono evidenziate nella sezione 6.4.

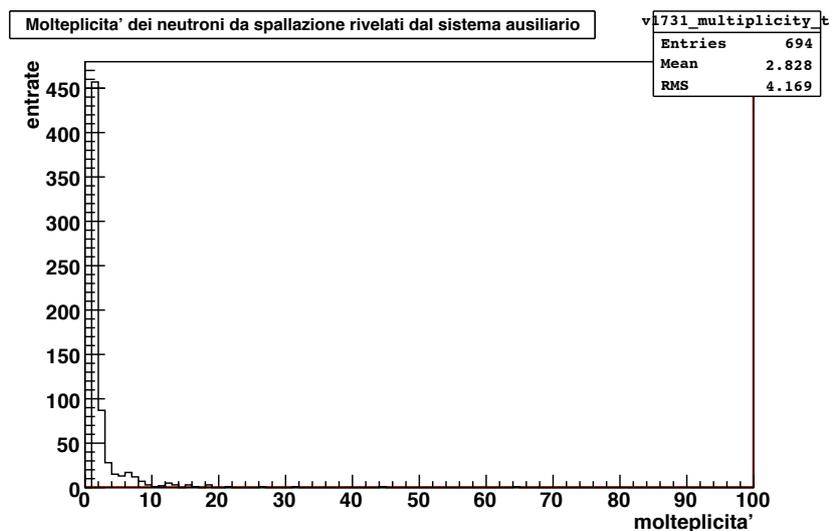


Figura 6.1: Distribuzione della molteplicità di neutroni da spallazione in Borexino rivelati con il sistema ausiliario, in eventi con almeno un neutrone da spallazione.

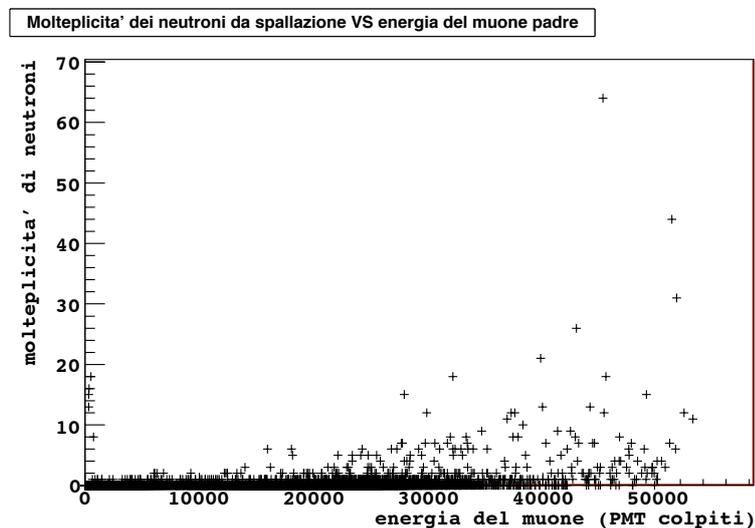


Figura 6.2: Molteplicità dei neutroni da spallazione in funzione dell'energia del muone padre; l'energia del muone padre è espressa come numero di PMT colpiti (variabile *nhits* di Echidna).

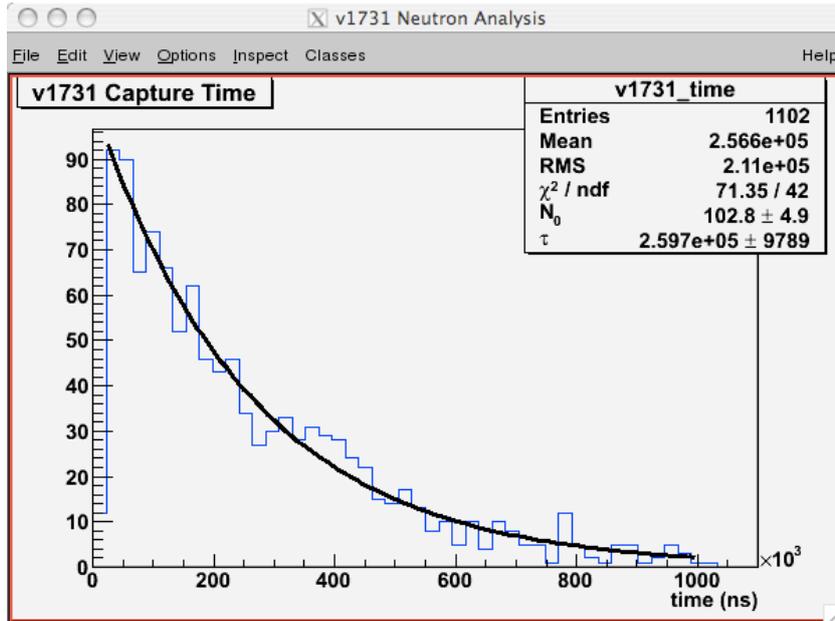


Figura 6.3: Distribuzione dei tempi di cattura di neutroni da spallazione in Borexino rivelati con il sistema ausiliario.

### 6.3.1 Molteplicità dei neutroni

In figura 6.1 è mostrata la distribuzione del numero di neutroni rivelati dal sistema ausiliario, in eventi con almeno un neutrone da spallazione. Il valore medio della molteplicità di neutroni è 2.8. La distribuzione della molteplicità ottenuta mediante il sistema ausiliario è sostanzialmente la stessa ottenuta mediante il sistema di acquisizione principale di Borexino.

In figura 6.2 è graficata la molteplicità dei neutroni da spallazione in funzione dell'energia del muone genitore. Una correlazione tra molteplicità dei neutroni e l'energia del muone padre è visibile.

### 6.3.2 Tempo di cattura

In figura 6.3 è mostrata la distribuzione dei tempi di cattura dei neutroni da spallazione rivelati dal sistema ausiliario. La distribuzione è fittata mediante il metodo della massima verosimiglianza alla curva

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (6.1)$$

nell'intervallo tra 20  $\mu s$  e 1 ms. Il valore di  $\tau$  che rende massima la verosimiglianza è  $\tau = 260 \pm 10 \mu s$ . Il tempo di cattura medio dei neutroni da spallazione rivelati dal sistema ausiliario è in accordo con quello misurato mediante il sistema principale di Borexino, e con simulazioni montecarlo e misure effettuate in CTF.

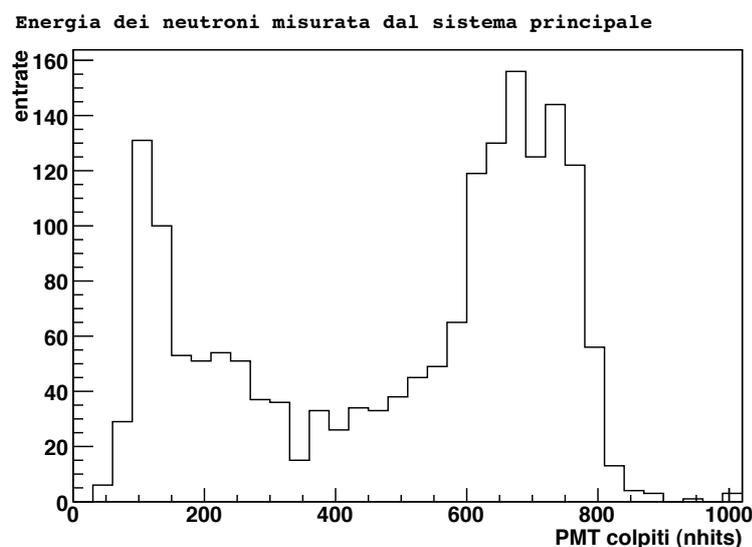


Figura 6.4: Distribuzione in energia dei neutroni da spallazione rivelati con il sistema principale di Borexino. L'energia è espressa come numero di PMT colpiti (variabile *nhits* di Echidna).

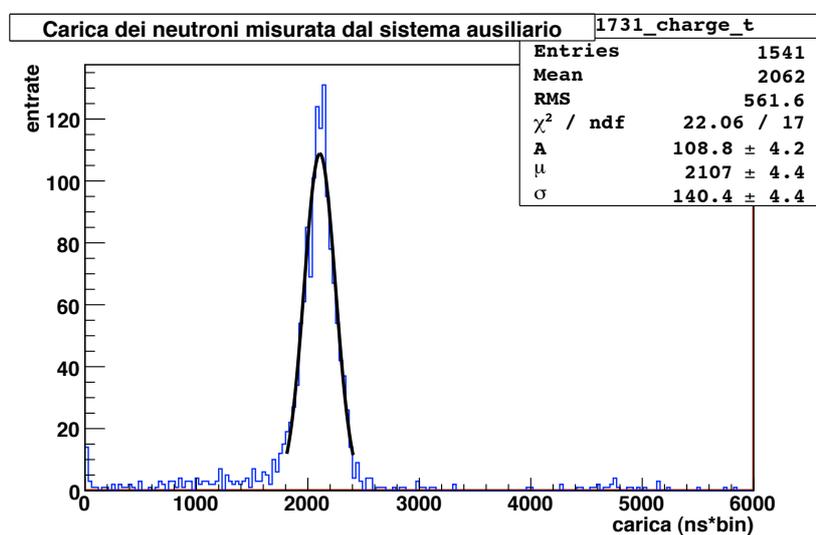


Figura 6.5: Distribuzione in energia dei neutroni da spallazione rivelati con il sistema ausiliario. L'energia del segnale è misurata come la carica della somma analogica totale campionata dal sistema ausiliario (variabile *charge* del ramo BxNeutron di Echidna).

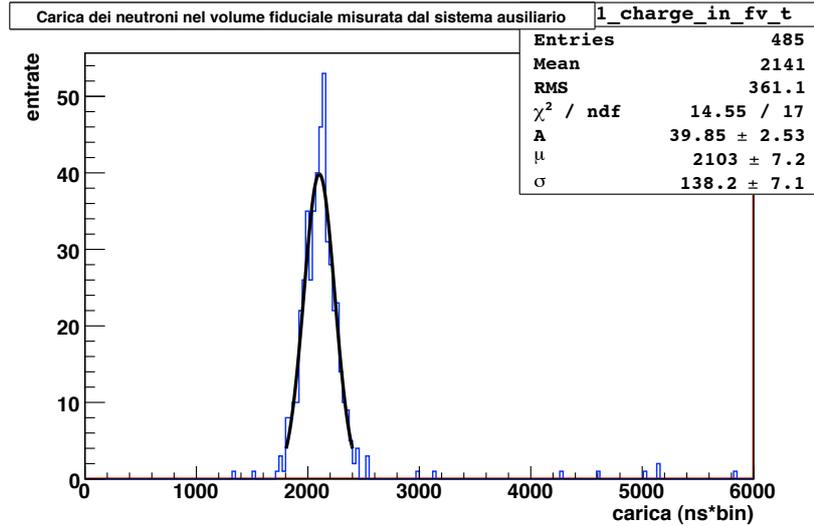


Figura 6.6: Distribuzione in energia dei neutroni da spallazione all'interno del *Volume Fiduciale* rivelati con il sistema ausiliario. L'energia del segnale è misurata come la carica della somma analogica totale campionata dal sistema ausiliario (variabile *charge* del ramo BxNeutron di Echidna).

### 6.3.3 Energia del segnale dei neutroni

La possibilità di misurare con precisione l'energia del segnale di neutroni da spallazione in Borexino è uno dei motivi per cui è stato sviluppato il sistema ausiliario.

In Borexino, i neutroni vengono catturati principalmente su nuclei di idrogeno, liberando un  $\gamma$  da 2.2 MeV. Lo yield di luce effettivo dello scintillatore di Borexino è  $\sim 500$  fotoelettroni/MeV, pertanto il numero medio di fotoelettroni che colpiscono i PMT in caso di un evento al centro del rivelatore è  $\sim 1100$ ; se si assume che ogni fotoelettrone colpisca un PMT diverso, il numero di PMT colpiti è  $\bar{n}_{hit} \sim 1100$ .

Si può stimare la deviazione standard della distribuzione dei PMT colpiti come  $\sigma_{n_{hit}} = \sqrt{\bar{n}_{hit}} \sim 33$ . Normalizzando la deviazione standard al valor medio dei numero di PMT colpiti, si ottiene  $\frac{\sigma}{\bar{n}_{hit}} \sim 0.03$ .

Gli spettri energetici del segnale di neutroni da spallazione in Borexino sono mostrati in figura 6.4, 6.5 e 6.6.

A causa della grande quantità di luce raccolta dai PMT in seguito al passaggio di un muone, e all'overshoot del segnale dovuto all'accoppiamento AC dei PMT (sezione 3.4), la misura della carica del sistema di acquisizione principale è inutilizzabile nei primi  $600 - 800 \mu s$ . Uno spettro energetico dei neutroni da spallazione utilizzando come variabile il numero di PMT colpiti (ovvero la variabile *nhits* del sistema di acquisizione principale) è visibile in figura 6.4. Il picco principale si trova a 700 PMT colpiti, a causa della non linearità della variabile *nhits* in questa regione energetica. Lo spettro è caratterizzato da una lunga coda che si estende fino ad eventi con pochi PMT colpiti. Questa coda, riproducibile con simulazioni Montecarlo, è dovuta a neutroni catturati nel *liquido di buffer*. Al margine della coda è visibile un secondo picco attorno a 150 PMT colpiti, dovuto ad eventi che hanno saturato un grande numero di schede laben.

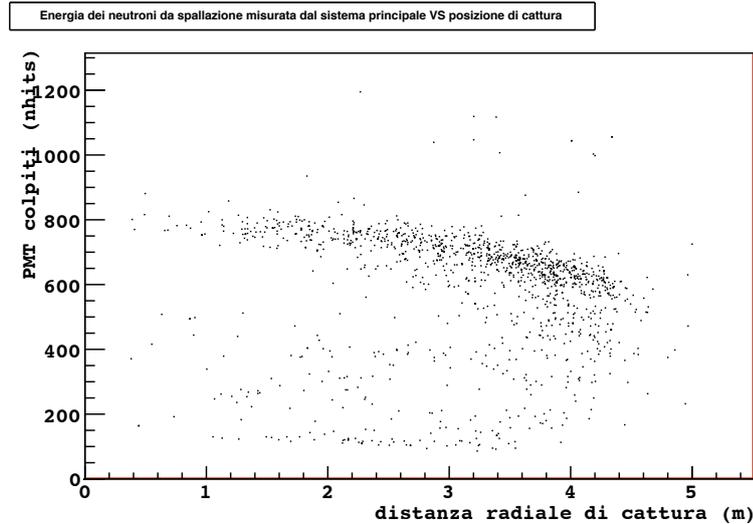


Figura 6.7: Energia dei neutroni rivelati dal sistema principale in funzione della distanza radiale di cattura. L'energia è espressa come numero di PMT colpiti (variabile *nhits* di Echidna).

Lo spettro energetico dei neutroni da spallazione misurato con il sistema di acquisizione ausiliario (figura 6.5) mostra un picco ben marcato a  $2100 \text{ ns} \cdot \text{bin}$ . La coda di eventi con carica minore del picco è dovuta ai neutroni catturati nella periferia del rivelatore di Borexino, o nel *buffer*; la coda di eventi con carica maggiore del picco è dovuta a eventi di pile up, o neutroni distanziati meno di  $1 \mu\text{s}$ , per cui la procedura di fit descritta in sezione 5.2.2 non misura la carica con precisione. Per stimare la deviazione standard della distribuzione di carica attorno al picco, si è eseguito un fit ai minimi quadrati con una funzione Gaussiana. La deviazione standard che minimizza il fit è  $\sim 140 \text{ ns} \cdot \text{bin}$ . Il rapporto fra il valore del picco e la deviazione standard della distribuzione di carica del sistema di acquisizione ausiliario è  $\sim 6\%$ .

In figura 6.6 è mostrato lo spettro energetico dei soli neutroni da spallazione rivelati all'interno del *volume fiduciale*; la coda dovuta a neutroni catturati nel buffer è completamente rimossa. Il rapporto fra il valore del picco e la deviazione standard della distribuzione di carica del sistema di acquisizione ausiliario all'interno del volume fiduciale è  $\sim 6\%$ .

Gli istogrammi e l'analisi evidenziano quindi che il sistema di acquisizione ausiliario misura l'energia degli eventi di neutroni da spallazione con precisione molto maggiore rispetto al sistema principale di Borexino.

In figura 6.7 e 6.8 è mostrata l'energia del segnale di neutrone in funzione della posizione radiale di cattura, rispettivamente per il sistema di acquisizione principale e ausiliario.

La distribuzione energetica dei neutroni misurata dal sistema principale mostra un 'piegamento' attorno al raggio  $r \sim 3 - 4 \text{ m}$ . In caso di neutroni catturati nelle zone periferiche del rivelatore, la luce di scintillazione non si distribuisce uniformemente sulla superficie del rivelatore: i PMT vicini alla posizione di cattura raccolgono più fotoni di scintillazione e può accadere che diversi fotoni colpiscano lo stesso PMT a

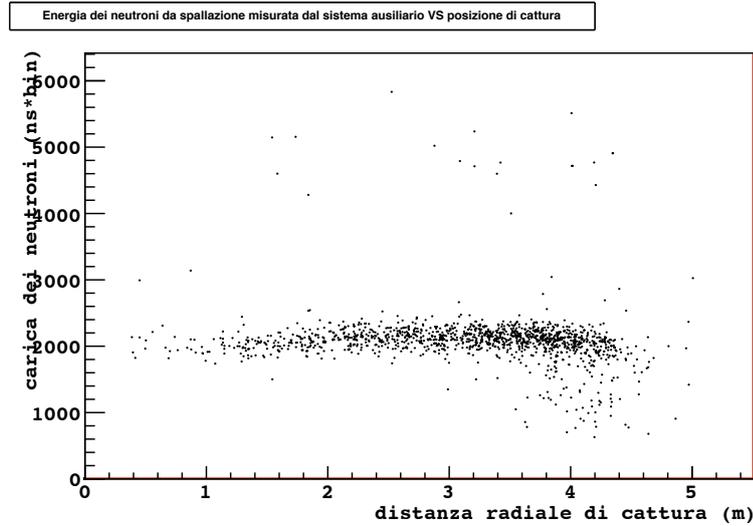


Figura 6.8: Energia dei neutroni rivelati dal sistema ausiliario in funzione della distanza radiale di cattura. L'energia del segnale è misurata come la carica della somma analogica totale campionata dal sistema ausiliario (variabile *charge* del ramo *BxNeutron* di Echidna). La risposta del sistema ausiliario è uniforme nel volume.

breve distanza, causando un evento di pile-up. In caso di pile-up di fotoni, i PMT non riescono a distinguere il numero di fotoni raccolti, quindi la variabile *nhits* restituisce un valore minore di quello vero.

La distribuzione energetica dei neutroni del sistema ausiliario è invece uniforme in tutto il rivelatore. Il confronto tra la distribuzione di carica del sistema principale e ausiliario mostra come il piegamento della variabile *nhits* in figura 6.7 sia effettivamente un effetto *non fisico* dovuto all'elettronica: in caso di pile-up di fotoni in un PMT, non essendo possibile contare il numero effettivo di fotoni raccolti, la variabile *nhits* restituisce il valore 1; al contrario, la misura della carica del segnale analogico in uscita dai PMT restituisce un'informazione completa.

## 6.4 Efficienza di rivelazione di neutroni da spallazione

Al fine di misurare lo spettro della componente solare dei neutrini *pep* e CNO, è necessario identificare e rimuovere con alta efficienza il fondo generato dal decadimento  $\beta^+$  dell'isotopo  $^{11}\text{C}$  (sezione 3.2). Per rimuovere con efficacia il fondo di  $^{11}\text{C}$  è necessario che l'efficienza di rivelazione ed identificazione dei neutroni di spallazione sia alta.

Uno degli obiettivi del sistema ausiliario è incrementare l'efficienza di rivelazione di neutroni da spallazione complessiva in Borexino. Inoltre, il confronto tra i neutroni rivelati tramite sistema principale di Borexino e il sistema ausiliario, permette di stimare le efficienze di conteggio relative per entrambi i sistemi.

Tabella 6.2: Efficienza di rivelazione di neutroni da spallazione in Borexino.

misura	eventi	efficienza
ausiliario vs principale	PMT colpiti > 0	0.7
ausiliario vs principale	PMT colpiti > 100	0.73
ausiliario vs principale	PMT colpiti > 200	0.8
ausiliario vs principale	PMT colpiti > 300	0.86
ausiliario vs principale	PMT colpiti > 400	0.88
ausiliario vs principale	PMT colpiti > 500	0.9
ausiliario vs principale	PMT colpiti > 600	0.92
principale vs ausiliario	tutti	0.88
principale vs ausiliario	molteplicità < 10	0.96

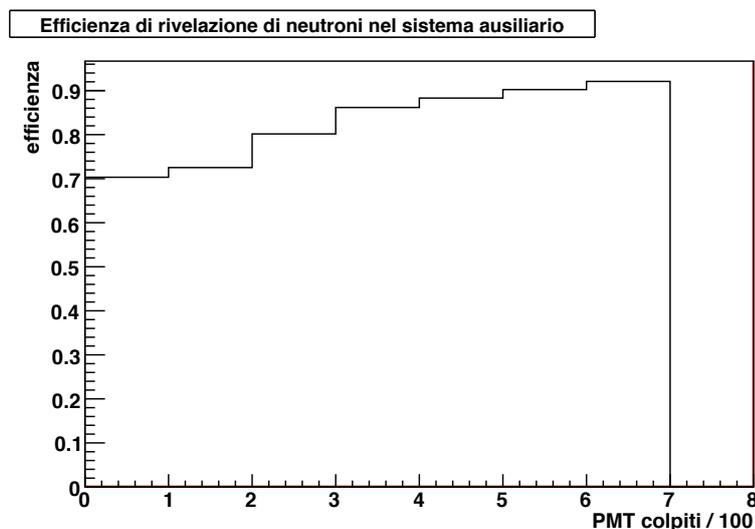


Figura 6.9: Efficienza di rivelazione di neutroni da spallazione nel sistema ausiliario rispetto al sistema principale. Ogni bin rappresenta l'efficienza di conteggio per eventi di diversa energia, in ascissa si trova la soglia energetica in PMT colpiti/100. Ad esempio, il primo bin corrisponde all'efficienza di conteggio per tutti gli eventi (PMT colpiti > 0), il secondo bin all'efficienza per gli eventi con PMT colpiti > 100 ...

### 6.4.1 Efficienza del sistema ausiliario

Il sistema di acquisizione ausiliario può rivelare neutroni da spallazione all'interno di una finestra temporale di 1 ms, posteriore al passaggio del muone. Il sistema ausiliario inoltre può solo rivelare i segnali di ampiezza maggiore della soglia di Zero Suppression (sezione 4.2.5). I segnali sopra soglia corrispondono principalmente a neutroni catturati principalmente nell'Inner Vessel. Ci si aspetta che l'efficienza di rivelazione di neutroni da spallazione sia alta per eventi di alta energia (grande numero di PMT colpiti), ovvero per i neutroni catturati nell'Inner Vessel, mentre non sia particolarmente alta per eventi di bassa energia (basso numero di PMT colpiti), ovvero neutroni catturati nel *liquido di buffer*.

Per stimare l'efficienza del sistema ausiliario rispetto al sistema di acquisizione principale, in eventi di diversa energia, si è proceduto nella seguente maniera:

- per ogni evento di *Echidna* con trigger di tipo 128, sono scansionati i *cluster*; i cluster degli eventi di trigger128 sono i candidati neutroni da spallazione del sistema principale;
- ad ogni candidato neutrone da spallazione del sistema principale è associato il numero di PMT colpiti (*nhits*) e il suo tempo di cattura;
- vengono scartati i cluster con tempi di cattura superiore a 1 ms, al fine di confrontare l'efficienza all'interno della finestra di acquisizione comune dei sistemi;
- viene riempito un array contenente il numero di *cluster* con numero di PMT colpiti superiore ai multipli di 100, (p.e. tutti i cluster, cluster con numero di PMT colpiti maggiore di 100, cluster con numero di PMT colpiti maggiore di 200 ...)
- per ogni *cluster* viene cercato un neutrone del sistema ausiliario (ramo **BxNeutron** di *Echidna*) il cui tempo di cattura coincida con quello del neutrone del sistema principale;

L'efficienza relativa del sistema ausiliario, rispetto al sistema principale è mostrata in figura 6.9. L'efficienza di conteggio del sistema ausiliario per eventi di energia superiore a 400 PMT colpiti è  $\sim 90\%$ . L'analisi ha evidenziato che l'efficienza di conteggio di neutroni del sistema ausiliario è stabile nel tempo.

Lo studio correlato degli eventi del sistema ausiliario e del sistema principale ha evidenziato che gli eventi con efficienza di conteggio minore sono quelli ad alta molteplicità di neutroni. In particolare, sembra che l'algoritmo di ricerca di picchi del metodo **SearchHighRes** della classe **TSpectrum** di ROOT (sezione 5.2.2) riesca ad individuare solo i primi picchi del segnale, in caso di eventi con molteplicità superiore a 20. Questo fatto è collegato con il problema della quattordicesima transizione della Zero Suppression (sezione 4.2.5): l'algoritmo di ricerca di picchi ha bisogno di più memoria e trova maggiore difficoltà a lavorare con array di grandi dimensioni; se all'interno di una stesso array (i campionamenti di una zona buona della Zero Suppression) sono presenti troppi picchi, la classe **TSpectrum** esaurisce la memoria a sua disposizione, e individua soltanto i primi picchi.

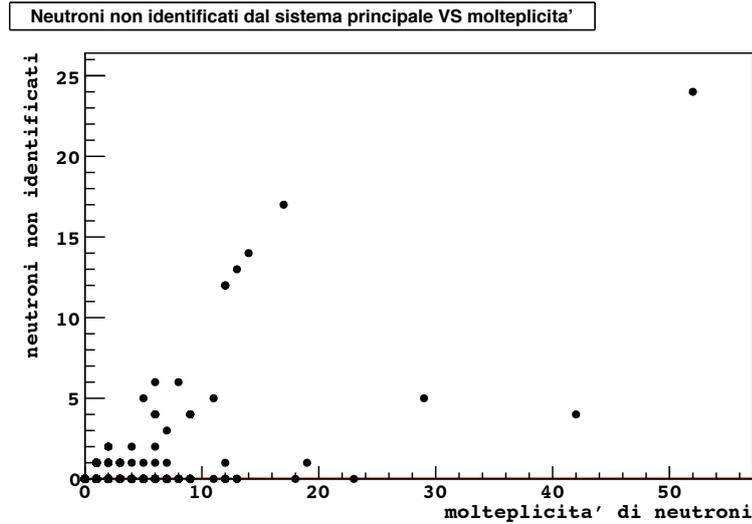


Figura 6.10: Numero di neutroni non identificati dal sistema principale di Borexino in funzione della molteplicità (misurata con il sistema ausiliario).

Considerando i soli eventi con molteplicità di neutroni minore di 10, l'efficienza del sistema di acquisizione ausiliario relativa ai cluster con numero di PMT colpiti maggiore di 600 è  $\sim 96\%$ .

I miglioramenti futuri all'efficienza del sistema ausiliario verteranno sul miglioramento dell'algoritmo di ricerca di picchi, sia migliorando il codice del modulo `bx_v1731sys`, sia risolvendo il problema della Zero Suppression, lavorando con la CAEN al miglioramento del firmware delle schede V1731.

### 6.4.2 Efficienza del sistema principale

Il sistema di acquisizione principale di Borexino può rivelare neutroni da spallazione all'interno di una finestra temporale che inizia  $16 \mu\text{s}$  dopo il passaggio del muone, di durata 1.6 ms.

Per stimare l'efficienza di identificazione di neutroni del sistema principale di Borexino rispetto al sistema di acquisizione principale, si è proceduto nella seguente maniera:

- per ogni evento di *Echidna* con trigger di tipo 128, sono scansionati i neutroni da spallazione rivelati dal sistema ausiliario (ramo BxNeutron di Echidna);
- ad ogni candidato neutrone del sistema principale è associata la carica, il tempo di cattura, il tempo di salita e discesa misurati dal sistema ausiliario;
- vengono scartati i neutroni con tempi di cattura inferiore a  $16 \mu\text{s}$ , al fine di confrontare l'efficienza all'interno della finestra di acquisizione comune ai sistemi;
- vengono scartati i neutroni con carica, tempi di salita e discesa 'strani', in modo da eliminare rumore o eventi male ricostruiti;

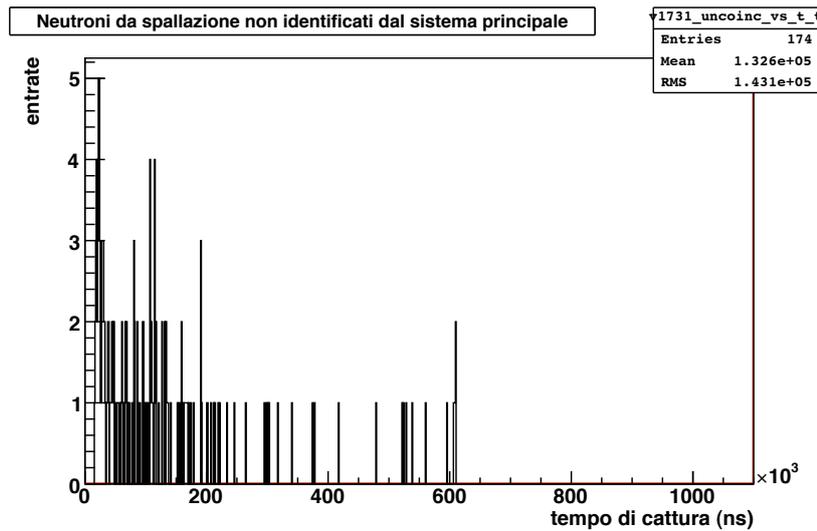


Figura 6.11: Tempo di cattura dei neutroni non identificati dal sistema principale di Borexino.

- per ogni neutrone da spallazione rimasto viene cercato un *cluster* del sistema principale il cui tempo di cattura coincida con quello del neutrone del sistema ausiliario;

L'efficienza complessiva del sistema di acquisizione principale di Borexino rispetto al sistema ausiliario risulta essere  $\sim 90\%$ . Lo studio dell'efficienza del sistema di acquisizione principale ha evidenziato una correlazione tra il numero di neutroni non identificati (ovvero, *hits* non *clusterizzati*) e la molteplicità di neutroni nell'evento. In particolare, sono stati individuati eventi ad alta molteplicità di neutroni secondo il sistema ausiliario, e con pochi o nessun *cluster* secondo il sistema principale. In figura 6.10 è graficato il numero di neutroni non identificati dal sistema principale in funzione della molteplicità di neutroni dell'evento. In figura 6.11 è mostrata la distribuzione dei tempi di cattura dei neutroni non identificati dal sistema principale.

Considerando i soli eventi con molteplicità di neutroni minore di 10, l'efficienza relativa del sistema di acquisizione principale di Borexino risulta essere  $\sim 96\%$ .

Appare evidente che sia il sistema di acquisizione principale di Borexino, sia il nuovo sistema di acquisizione ausiliario, rivelano correttamente i neutroni da spallazione in caso di eventi con molteplicità bassa, ma l'efficienza di rivelazione cala per eventi ad alta molteplicità di neutroni.

Alla luce di questi risultati, la collaborazione Borexino ha stabilito che l'algoritmo di *clustering* per eventi di tipo trigger128 debba essere migliorato. I parametri del nuovo algoritmo di clustering sono ottimizzati studiando gli eventi del sistema principale nei quali sono rivelati meno neutroni che nel sistema ausiliario.

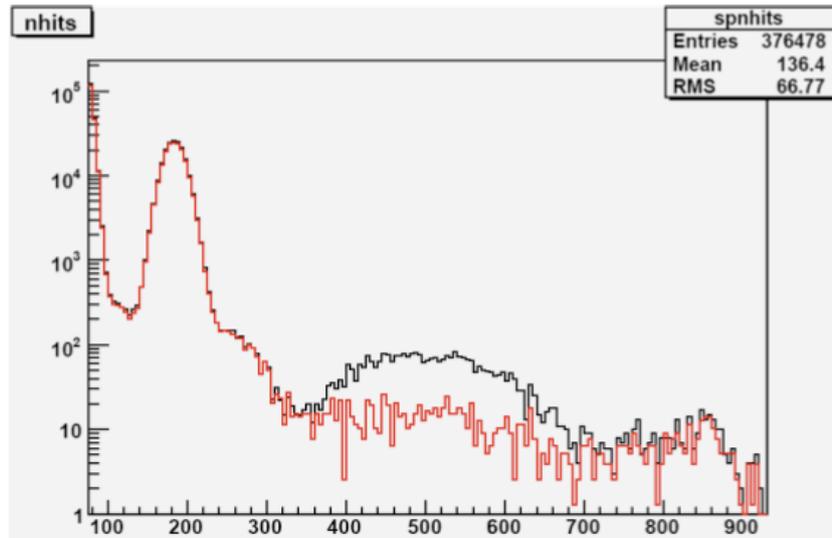


Figura 6.12: Spettro energetico di rinculo degli elettroni diffusi in Borexino. L'energia è misurata in numero di PMT colpiti (*nhits*). In nero è mostrato lo spettro come acquisito, in rosso lo spettro dopo la sottrazione di  $^{11}\text{C}$ . Il picco a 200 *nhits* è  $^{210}\text{Po}$ . L'istogramma mostra che la sottrazione di  $^{11}\text{C}$  ha raggiunto un buon livello di efficienza. Si confronti con lo spettro energetico atteso (figura 3.1) e il fit dello spettro energetico senza sottrazione di  $^{11}\text{C}$  (figura 2.6).

## 6.5 Stato della sottrazione del fondo di $^{11}\text{C}$ in Borexino

Riporto in questa sezione lo stato attuale della sottrazione del fondo di  $^{11}\text{C}$  in Borexino, e come il sistema ausiliario possa migliorare l'efficienza di rimozione.

La ricetta per sottrarre gli eventi di fondo di  $^{11}\text{C}$  è la seguente:

- scansione dei cluster degli eventi di tipo trigger 128 (neutroni da spallazione), localizzazione delle posizioni spaziali;
- una sfera di raggio 1.5 m è aperta attorno ad ogni posizione di cattura del neutrone; tutti gli eventi all'interno delle sfere sono ignorati per 90 minuti ( $\sim 4$  vite medie del  $^{11}\text{C}$ );
- il tempo morto è calcolato in base al numero di sfere create;

L'efficienza di rimozione del fondo di  $^{11}\text{C}$  ottenuta in Borexino è  $\sim 84\%$ , il tempo morto indotto nel rivelatore è  $\sim 28\%$ . Un istogramma dello spettro prima e dopo la sottrazione del fondo di  $^{11}\text{C}$  è mostrato in figura 6.12

E' possibile aumentare l'efficienza di rimozione utilizzando le variabili del sistema ausiliario dei neutroni, in particolare:

- scansione dei neutroni da spallazione del sistema ausiliario;

- associazione tra i neutroni da spallazione del sistema ausiliario e del sistema principale;
- in caso di perdita di neutroni da parte del sistema principale, viene aperto un cilindro attorno alla posizione ricostruita della traccia del muone;
- in caso almeno uno dei due sistemi identifichi un evento ad alta molteplicità di neutroni, viene aperto un cilindro attorno alla posizione della traccia del muone;
- tutti gli eventi all'interno della traccia sono ignorati per 90 minuti;

L'uso del cilindro per sottrarre *tutti* gli eventi di fondo di  $^{11}C$  non è realizzabile, a causa del considerevole aumento del tempo morto. In caso di eventi *rari* in cui il sistema ausiliario e il sistema principale sono discordi nell'identificare i neutroni, la rimozione nel cilindro può costituire una ragionevole alternativa. La ricostruzione della traccia del muone è un compito affidato al gruppo di Monaco all'interno della collaborazione Borexino, e sarà inclusa nella versione ufficiale di Echidna, da settembre 2008.

In futuro, si proverà ad utilizzare i canali di somma parziale del sistema ausiliario per tentare una ricostruzione spaziale indipendente dal sistema principale. La ricostruzione spaziale indipendente permetterà di aprire le sfere anche in caso di neutroni non identificati dal sistema principale di Borexino.

## 6.6 Conclusione

Gli obiettivi per cui il sistema ausiliario di rivelazione di neutroni da spallazione è stato sviluppato sono stati conseguiti:

- il sistema è stabile ed efficiente;
- è possibile misurare la carica del segnale dei neutroni da spallazione con precisione del 6% ;
- è possibile determinare l'efficienza relativa di rivelazione e *clustering* di neutroni da spallazione del sistema di acquisizione principale di Borexino;

Le misure di efficienza e i dati sui neutroni non clusterizzati sono sotto studio al fine di incrementare l'efficienza del sistema di acquisizione principale.

Il sistema di acquisizione ausiliario potrà migliorare l'efficienza di sottrazione del fondo di  $^{11}C$ , verificando che il sistema principale identifichi correttamente i neutroni.

In futuro, si tenterà una ricostruzione spaziale indipendente della posizione di cattura del neutrone, basandosi sui segnali di somma analogica parziale.

Lo sviluppo del sistema di acquisizione ausiliario rende l'obiettivo di misurare i neutrini *pep* e CNO in Borexino sempre più vicino.

# Capitolo 7

## Conclusioni

I motivi per cui si è deciso di sviluppare un sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni di spallazione in Borexino sono i seguenti:

- migliorare la misura di energia per neutroni da spallazione;
- misurare l'efficienza di identificazione di neutroni da spallazione del sistema di acquisizione principale di Borexino.

Il sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni è installato e operativo ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

Le analisi dei dati del sistema ausiliario hanno evidenziato che gli obiettivi prefissati sono stati conseguiti:

- la carica dei segnali di neutrone da spallazione, computata tramite fit ai campionamenti del sistema ausiliario, è misurata con il 6% di precisione;
- l'efficienza di identificazione di neutroni da spallazione del sistema principale di Borexino è stata misurata; l'analisi dei dati ha evidenziato che l'efficienza del sistema principale è inferiore all'unità.



# Appendice A

## Modulo CAEN V1731

Il modulo CAEN V1731 è un'unità VME 6U, Flash ADC Waveform Digitizer a 8 Canali, 8 bit, 500 MS/s. Il segnale analogico single ended in ingresso ha un range dinamico di 1Vpp. L'offset in DC del segnale in input può essere regolato canale per canale tramite una DAC a 16bit programmabile.

Il flusso di dati è scritto continuamente in un buffer di memoria circolare. Quando si verifica la condizione di trigger, la FPGA scrive i rimanenti campionamenti e congela il buffer, che può essere letto tramite VME o tramite Optical Link. L'acquisizione può continuare senza tempi morti in un nuovo buffer. Ogni canale ha una buffer di memoria SRAM (di 2 M Samples/ch) con accesso lettura-scrittura indipendente e divisibile in buffer di dimensione programmabile (da 1 a 1024 blocchi). Il modulo presenta algoritmi di “zero suppression” e “data reduction” che, rifiutando campionamenti inferiori alle soglie programmabili, consentono una sostanziale riduzione dei tempi di trasferimento.

Il segnale di trigger può essere fornito sia tramite il Trigger Input nel front panel sia tramite VMEbus, ma può anche essere generato internamente. Il trigger da una scheda può essere propagato alle altre schede tramite il Trigger Output nel front panel.

L'interfaccia VME del modulo V1731 è VME4X compliant e la lettura dei dati può essere eseguita in Single Data Transfer (D32), 32/64 bit Block Transfer (BLT, MBLT, 2eVME, 2eSST) e 32/64 bit Chained Block Transfer (CBLT).

Uno schema del front panel del Modulo CAEN V1731 è in figura A.1(a). Un diagramma a blocchi del Modulo CAEN V1731 è in figura A.2. Un diagramma dell'ingresso analogico è mostrato in figura A.3. Le specifiche tecniche del Modulo CAEN V1731 sono in tabella A.1.

Ulteriori informazioni sul modulo V1731 e su tutti i moduli CAEN si possono trovare in [41].

### Trigger

Tutti i canali di una scheda CAEN V1731 condividono lo stesso trigger: tutti i canali memorizzano un evento allo stesso tempo<sup>1</sup>. Il diagramma a blocchi della logica di trigger

---

<sup>1</sup>in realtà, durante la fase di test delle schede a Genova, abbiamo verificato che alcuni canali non sono in sincronia con gli altri. Questo fatto è stato riportato alla CAEN, i cui tecnici hanno scoperto che la scrittura del registro *Calibration* provoca la perdita di sincronia; il problema è stato risolto con una nuova release del firmware;

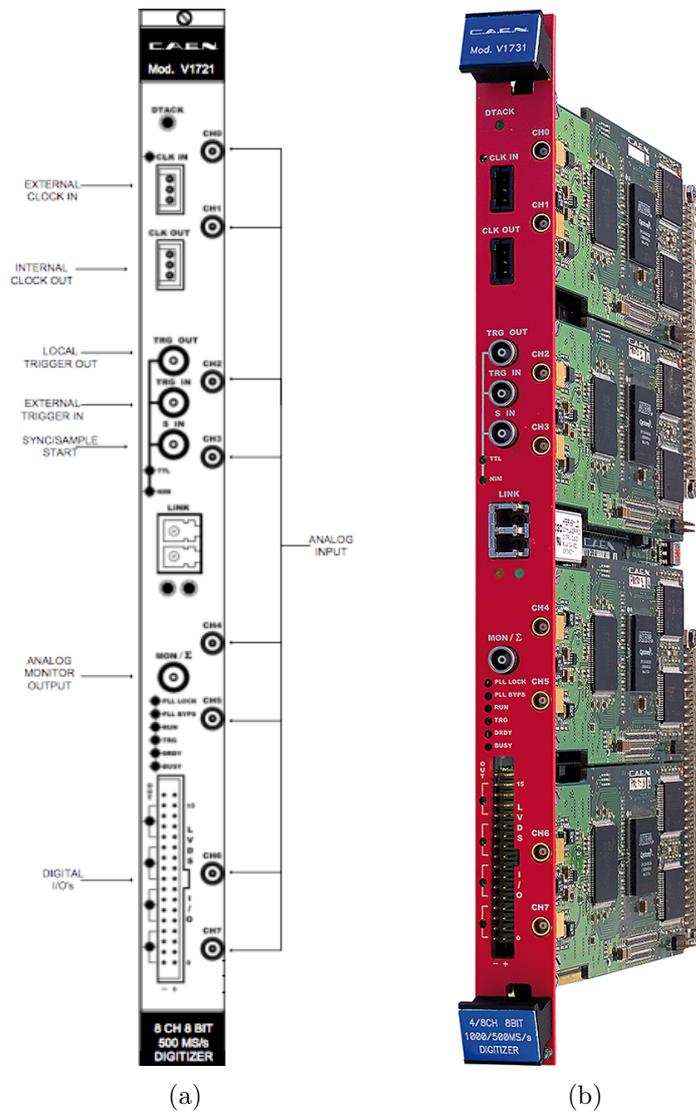


Figura A.1: Modulo CAEN V1731: schema del front panel (sinistra), fotografia (destra).

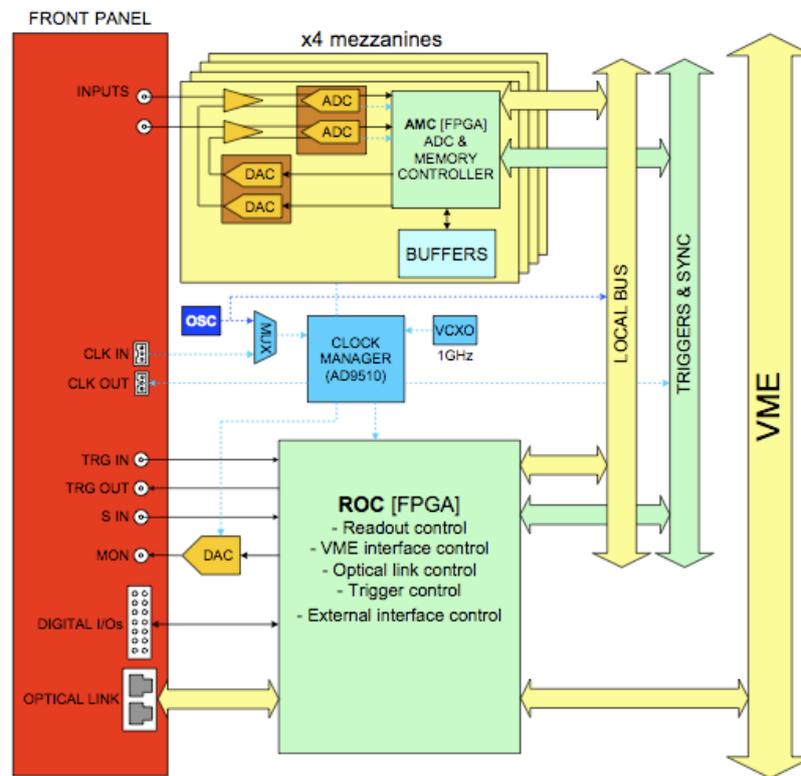


Figura A.2: Modulo CAEN V1731: diagramma a blocchi.

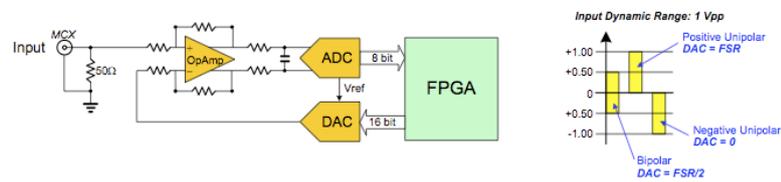


Figura A.3: Modulo CAEN V1731: diagramma dell'ingresso analogico.

Tabella A.1: Modulo CAEN V1731: specifiche tecniche.

Package	modulo VME 6U
Input Analogico	8 canali, single-ended; range di input $1V_{pp}$ , positivo o negativo; Larghezza di banda: $250MHz$ ; DAC a 16 bit programmabile per regolare l'offset su ogni canale;
Conversione Digitale	Risoluzione: 8 bit; Frequenza di campionamento: 500 MS/s simultaneamente su ogni canale; Sincronizzazione tra più schede (una scheda agisce da clock master); External Gate Clock capability (NIM/TTL) by S_IN input connector, for burst or single sampling mode;
Generazione Clock di Campionamento	Tre modalità operative: -PLL mode - riferimento interno (oscillatore locale a 50 MHz); -PLL mode - riferimento esterno su CLK_IN (tolleranza $\pm 100ppm$ ); -PLL Bypass mode: clock esterno su CLK_IN guida direttamente il clock dell'ADC;
Buffer di Memoria	4M sample/ch @ 1GS/s o 2M sample/ch @ 500 MS/s; Buffer Multi Evento con accesso in scrittura e lettura indipendente; Buffer divisibile in blocchi (da 1 a 1024); Dimensione dell'evento e pre-post trigger regolabile;
Trigger	TRGIN Esterno comune (NIM o TTL) e Comando VME; Autotrigger individuale per ogni canale (tempo sopra/sotto soglia); TRGOUT (NIM o TTL) per la propagazione del trigger a altre schede V1731;
Trigger Time Stamp	32 bit - 8ns (range di 34s). Ingresso Sync per allineamento Time Stamp;
AMC FPGA	Un'Altera Cyclone EP1C4 per ogni coppia di canali;
Interfaccia VME	VME64X compliant ; D32, BLT32, MBLT64, CBLT 32/64, 2eVME, 2eSST, Multi Cast Cycles; Frequenza di trasferimento: 60 MB/s (MBLT4), 100MB/s (2eVME), 160 MB/s (2eSST); Accesso sequenziale e casuale ai dati del Buffer Multi Evento; Il Chained readout permette di leggere un evento da tutte le schede in un crate VME con un accesso BLT;
Aggiornamento Software	Il firmware può essere aggiornato tramite VME; Librerie C, Libreria LabView (CAENVME.lib); Programmi demo (CAENScope);
LVDS I/O	16 I/O LVDS general purpose controllati dalla FPGA; Busy, Data Ready, Memory Full, Individual Trig-Out e altre funzioni programmabili; Un Input Pattern dagli I/O LVDS può essere associato a ciascun trigger;

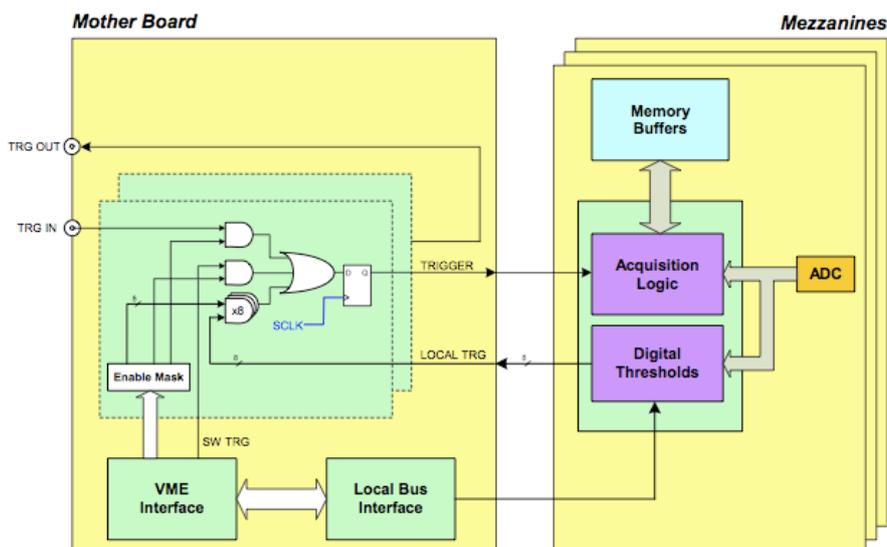


Figura A.4: Modulo CAEN V1731: diagramma a blocchi della logica di trigger.

è in figura A.4.

Le sorgenti di trigger del Modulo CAEN V1731 sono le seguenti

- Trigger Esterno: segnale NIM/TTL sul connettore TRG-IN nel front panel. Il trigger esterno è sincronizzato con il clock interno, la cui frequenza è  $1/8$  della frequenza di campionamento;
- Trigger Software: il trigger software è generato via VME bus.
- Local channel auto-trigger: ogni canale può generare un trigger se il segnale in ingresso supera una certa soglia;

Il sistema ausiliario per la rivelazione dei neutroni utilizza il Trigger Esterno in fase di acquisizione dati (vedi sezione 4.2.1) e del trigger Software in fase di calibrazione.

### Struttura dell'evento

Un evento CAEN V1731 ha la seguente struttura:

- Header (4 word da 32 bit)
- Dati (dimensione e formato variabili)

L'evento può essere letto sia via VME che via Optical Link; i dati sono in formato long word di 32 bit. Il formato dell'evento è mostrato in figura A.5.

### Header

L'Header dell'evento è composto da quattro word:

- Event Size: numero di long word da 32 bit che compongono l'evento;

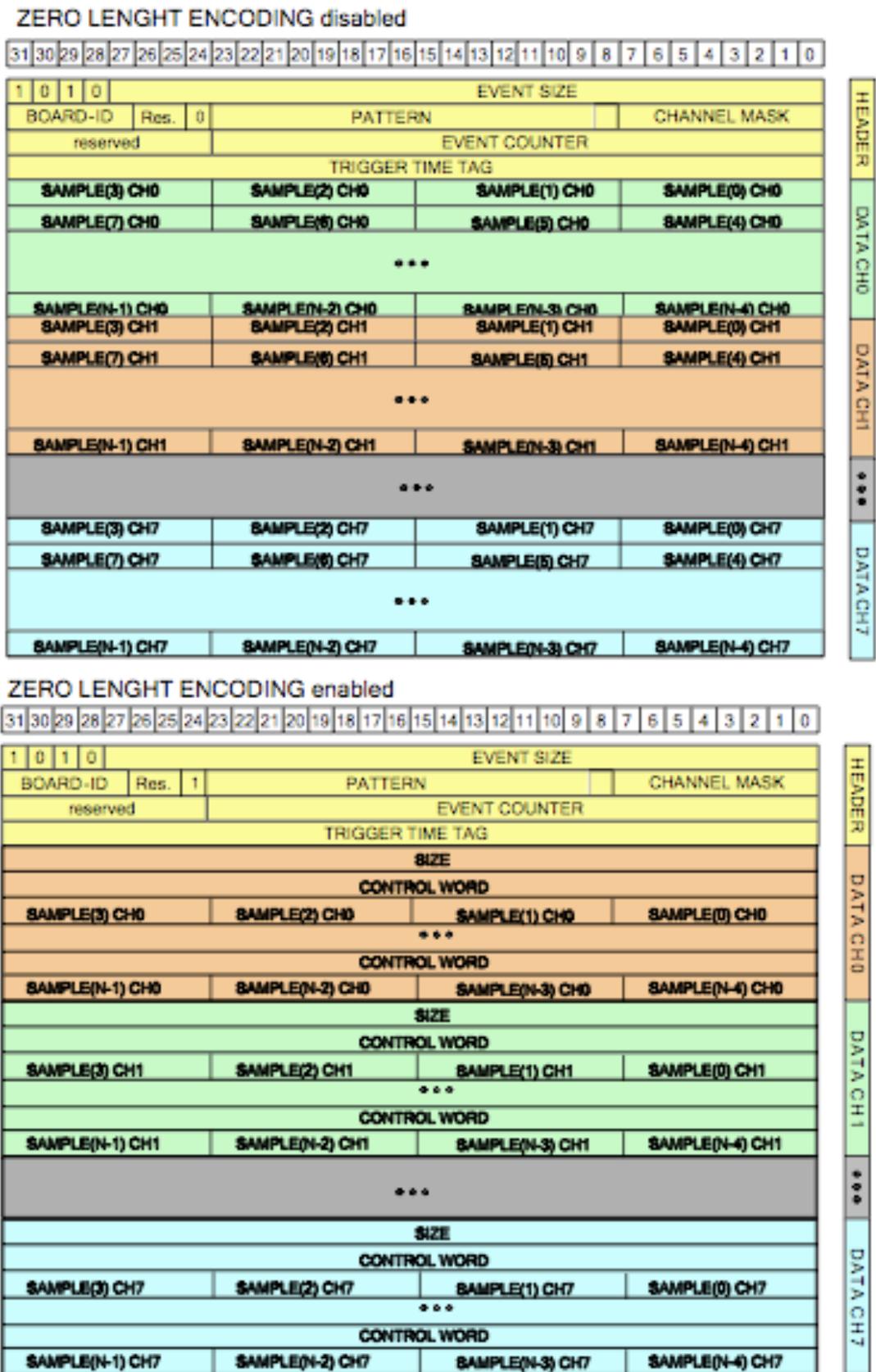


Figura A.5: Modulo CAEN V1731: struttura dell'evento.

- bit [31:27]: Board ID (GEO); bit 24: *Zero Length Encoding* abilitato; bit[23:8]: pattern a 16 bit che riporta il valore dell'input digitale LVDS al trigger; bit [7:0]: Channel Mask;
- Event Counter: contatore dei trigger ricevuti;
- Trigger Time Tag: riferimento temporale del trigger; il trigger time tag è il valore di un contatore a 32 bit, resettato allo start dell'acquisizione e incrementato ad ogni colpo del clock di campionamento;

## Campionamenti

I campionamenti sono impacchettati in long word di 32 bit, quindi ogni long word contiene 4 campionamenti. I dati dai canali mascherati non sono letti.

## Zero Suppression

Il Modulo CAEN v1731 implementa due algoritmi di 'Zero Suppression':

- Full Suppression basata sull'ampiezza del segnale;
- Zero Length Encoding (*ZLE*);

E' possibile selezionare l'algoritmo di Zero Suppression tramite VME, scrivendo sul registro Control Register <sup>2</sup>. Nel paragrafo seguente viene brevemente descritto il funzionamento dell'algoritmo ZLE.

## Zero Length Encoding (ZLE)

L'algoritmo Zero Length Encoding permette di trasferire l'evento in modo compresso, scartando i dati sotto la soglia programmabile (in logica positiva) o sopra la soglia (in logica negativa). E' possibile settare  $N_{LBK}$  (Look Back), il numero di dati (in unità di 8 campionamenti) da memorizzare prima che il segnale attraversi la soglia, e  $N_{LFD}$  (Look Forward), il numero di dati da memorizzare dopo che il segnale ha attraversato la soglia.

Se la ZLE è attivata, l'evento ha il seguente formato per ogni canale (figura A.5):

- Dimensione totale dell'evento (numero di long word da 32 bit trasferite, inclusa la stessa dimensione)
- Control Word
- campionamenti memorizzati, se la parola di controllo è 'good'
- Control Word
- campionamenti memorizzati, se la parola di controllo è 'good'

---

<sup>2</sup>L'algoritmo di Zero Suppression utilizzato nel sistema di acquisizione ausiliario dei neutroni è il ZLE, pertanto in questa tesi 'Zero Suppression' viene spesso usato come sinonimo di 'Zero Length Encoding';

- ...

La parola di controllo (Control Word) ha il seguente formato:

Bit	Funzione
[31]	0: skip 1: good
[20:0]	long word da 32 bit memorizzate/saltate

Se la parola di controllo è di tipo ‘good’, allora sarà seguita dal numero di long word da 32 bit indicate tra i bit 20 e 0; se la parola di controllo è di tipo ‘skip’, allora sarà seguita da una parola di controllo ‘good’, a meno che non sia raggiunta la fine dell’evento.

Il numero massimo consentito di parole di controllo è 14, quindi la ZLE è attiva entro la quattordicesima transizione tra una zona ‘good’ e una zona ‘skip’. Tutti i campionamenti successivi alla quattordicesima transizione sono considerati ‘good’ e memorizzati <sup>3</sup>.

## Letture

Il modulo CAEN v1731 lavora in modalità A32 e D32, ovvero il formato degli indirizzi e dei dati è 32 bit.

Gli eventi, dopo essere stati scritti nelle SRAM (Buffer di Memoria), possono essere letti tramite VME. Durante la lettura, la scheda può continuare ad acquisire e memorizzare dati sui buffer liberi. Il processo di acquisizione è quindi privo di tempi morti, eccetto se la memoria è piena.

Nonostante le memorie siano SRAM, il bus VME non gestisce direttamente gli indirizzi, ma li prende da un FIFO. I dati sono quindi letti sequenzialmente. Gli eventi sono letti sequenzialmente e completamente. Quando la lettura dell’evento è completata, il buffer di memoria dell’evento viene liberato (è possibile leggere un evento una volta sola). Non è possibile leggere un evento parzialmente.

## Letture Singola D32

Questa modalità permette la lettura di una parola alla volta. Per leggere un evento intero in modalità Singola D32 è necessario leggere il registro Event Size e successivamente ripetere la lettura del Buffer di Memoria un numero di lword pari al valore dell’event size. Questo modo di leggere è poco efficiente poiché gli accessi singoli sono penalizzanti.

## Block Transfer

Il BlockTransfer (BLT64) permette di leggere  $N$  eventi in sequenza, tramite un singolo accesso. Il numero  $N$  di eventi da trasferire via BLT si setta scrivendo sul registro BLT Event Number. L’ultimo ciclo del BLT è terminato da un segnale BERR (*Bus Error*),

---

<sup>3</sup>nel caso di eventi fisici con molteplicità di neutroni maggiore di 5, l’effetto è sempre visibile (figura 4.8); le funzioni e le classi del namespace `v1731_neutron_analyzer` utilizzate nel modulo di Echidna `bx_v1731sys` (sezione 5.2.2) tengono conto di questo fatto;

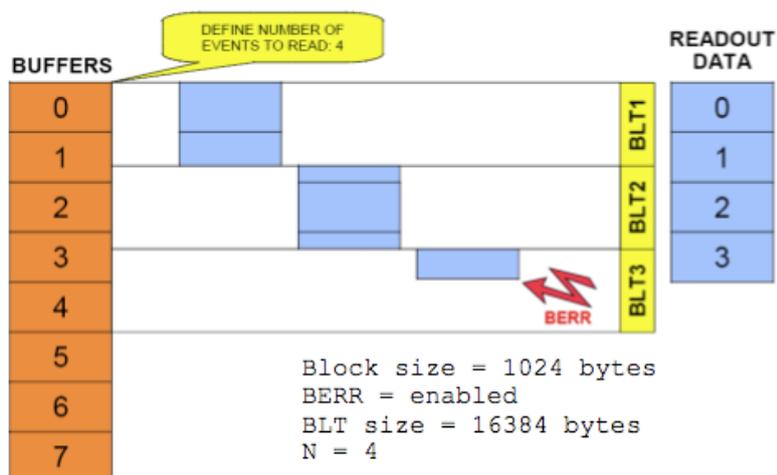


Figura A.6: Modulo CAEN V1731: esempio di lettura BLT.

per evitare di trasferire dati inutili o ridondanti. E' necessario abilitare il Bus Error per completare la lettura via BLT. In figura A.6 è mostrato un esempio di lettura BLT.



# Appendice B

## Interfaccia Software NeutronDAQ

NeutronDAQ è il software che ho sviluppato per gestire l'acquisizione dati del sistema ausiliario per la rivelazione di neutroni da spallazione.

La finalità del software NeutronDAQ è:

- automatizzare le operazioni di lettura e scrittura delle schede CAEN V1731 via bus VME;
- automatizzare le procedure di avvio, setting e calibrazione;
- generare i file dati in output;
- visualizzare in tempo reale i campionamenti;
- fornire strumenti di analisi *online*.

Il software NeutronDAQ è sviluppato in LabView per questioni di comodità, portabilità ed efficienza (multithreading). NeutronDAQ lavora sotto il sistema operativo Windows Xp o emulatori.

Le operazioni di I/O tramite bus VME sono gestite dalle funzioni della libreria software CAENVMELib [41], di cui esiste la versione per LabView (CAENVMELib.lib).

Nel seguito dell'Appendice sono descritte le caratteristiche e le funzioni dell'interfaccia software NeutronDAQ. E' assunta familiarità con l'ambiente di sviluppo LabView [42].

### Front Panel di NeutronDAQ.vi

L'interfaccia del software NeutronDAQ interface è organizzata in un pannello a schede (tab panel), che nel seguito verrà indicato come *MainPanel*. Il Main Panel contiene 4 tab: RUN, STOP, CONFIG, CALIBRATION. Nelle sezioni successive viene descritta la funzione di ogni tab.

### Tab RUN

Il tab RUN (figura B.1) è utilizzato per iniziare l'acquisizione dati, controllare il file su cui si sta scrivendo (*FileName*), il tempo di acquisizione, il conteggio dei trigger e il trigger ID (*TRGID*). E' presente inoltre l'indicatore *Configuration's Parameter* per controllare la configurazione delle unità CAEN V1731. Per iniziare l'acquisizione è sufficiente premere il pulsante *START*. Il pulsante *START* è disabilitato in fase di acquisizione.

I quattro semafori luminosi *Board Run* indicano se le schede CAEN V1731 sono in modalità di acquisizione, i quattro semafori luminosi *Event Ready* indicano se una scheda V1731 è pronta a trasferire un evento, e i quattro semafori luminosi *Board Full* indicano se un scheda V1731 ha il buffer di memoria pieno.

### Tab STOP

Il tab STOP (figura B.2) è utilizzato per terminare l'acquisizione dati. Per terminare l'acquisizione dei dati è sufficiente premere il pulsante *STOP*. Il pulsante *STOP* è abilitato solo durante l'acquisizione.

Il tab STOP ha anche un indicatore degli errori avvenuti, e un pulsante *ABORT* per forzare la chiusura del programma in caso di emergenza.

### Tab CONFIG

Il tab CONFIG è utilizzato per settare la configurazione delle schede CAEN V1731. I parametri configurabili sono: la larghezza della finestra di campionamento, il numero di campionamenti prima e dopo il trigger, le schede e i canali attivi, l'abilitazione della Zero Suppression, la soglia della Zero Suppression per canale, il numero di campionamenti da memorizzare prima e dopo l'attraversamento della soglia per canale, la tensione di offset fornita dalle DAC per canale.

Una volta selezionate le impostazioni, queste vengono scritte nei relativi registri delle schede CAEN V1731 premendo il pulsante *SET*. Il settaggio delle impostazioni di default è eseguito automaticamente all'avvio. Non è possibile cambiare le impostazioni durante l'acquisizione.

### Tab CALIBRATION

Il tab CALIBRATION è usato per regolare l'offset dei canali delle schede CAEN V1731 mediante le DAC presenti su ogni canale, e aumentare la soglia della Zero Suppression per canali rumorosi.

E' possibile eseguire una calibrazione premendo il pulsante *CAL*. La procedura di calibrazione è eseguita automaticamente all'avvio. Non è possibile eseguire calibrazioni durante l'acquisizione.

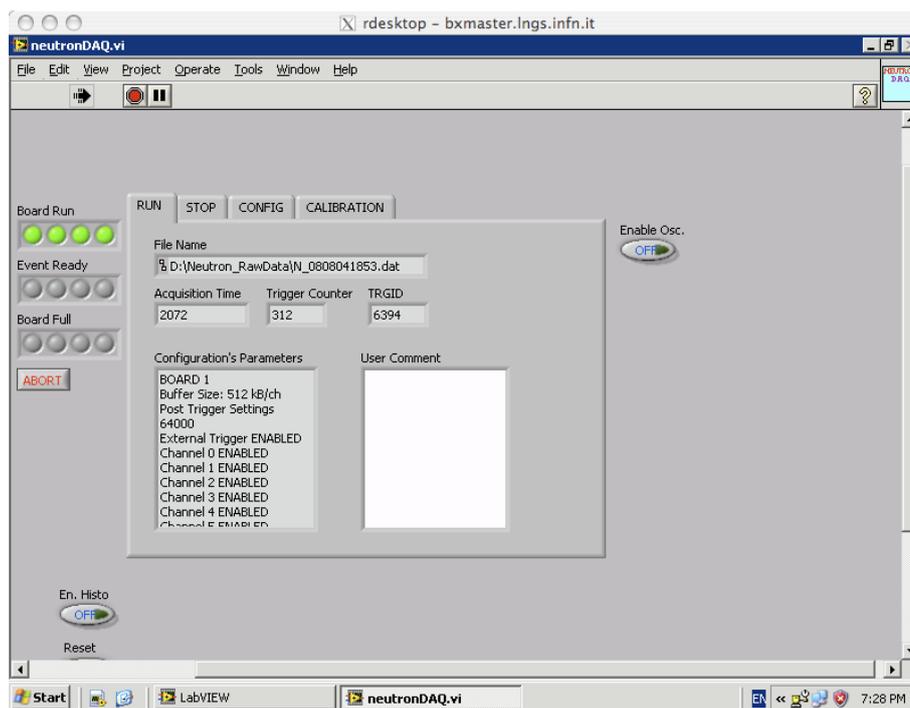


Figura B.1: Interfaccia del software NeutronDAQ, tab RUN, acquisizione in corso;

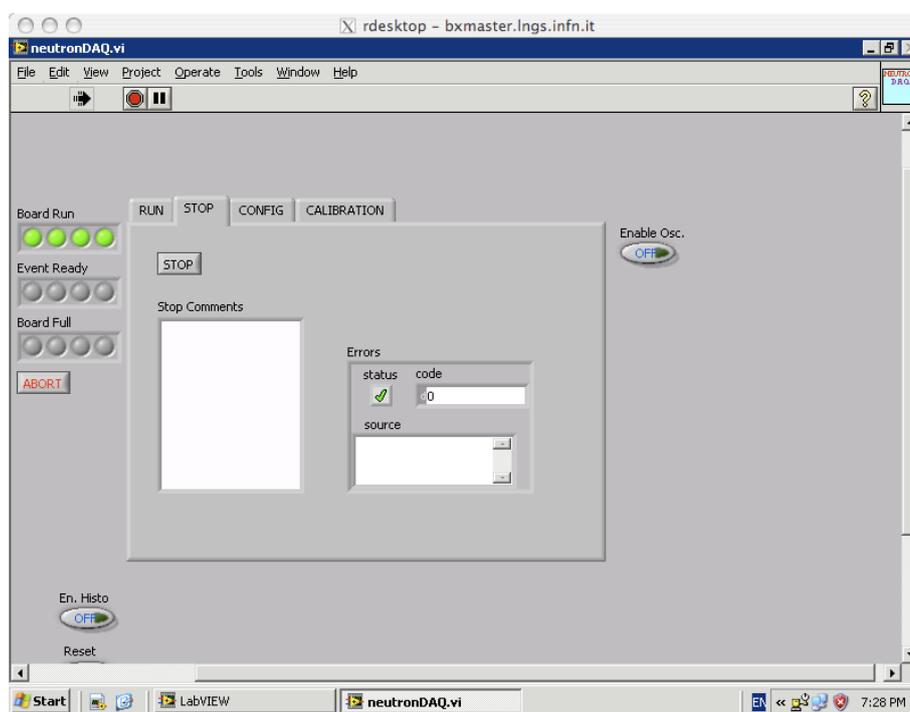


Figura B.2: Interfaccia del software NeutronDAQ, tab STOP, acquisizione in corso

## Block Diagram di NeutronDAQ.vi

Il block diagram rappresenta il codice sorgente di un VI (Virtual Instrument) di LabView. In LabView il block diagram è rappresentato graficamente, sotto forma di fili che collegano blocchi operazionali (subVI). Nel seguito del capitolo sono mostrate alcune immagini del block diagram del Neutron DAQ e di alcune subVI rilevanti; si assume che il lettore abbia una conoscenza basilare di LabView.

Il block diagram del Neutron DAQ è composto da diversi ‘blocchi funzionali’, molti dei quali all’interno di una struttura *While Loop*. Le operazioni del blocco di apertura (all’esterno del blocco while, a sinistra) sono eseguite una volta sola, allo startup.

Le operazioni all’interno del blocco while sono eseguite in loop, fino alla pressione del tasto *ABORT*. Al termine del ciclo while vengono eseguite le operazioni all’interno del blocco di chiusura, situate all’esterno del blocco while.

Sono presenti diversi fili di dati collegati al perimetro del blocco while, trasmessi da un’interazione del ciclo while alla successiva mediante *shift registers*. Questo accorgimento permette di utilizzare tali fili di dati come variabili. Sono utilizzate anche variabili locali, sotto forma di riferimenti a indicatori o controlli.

I fili *Handle* e *error out* vengono utilizzati per stabilire l’ordine di esecuzione dei diversi blocchi. L’esecuzione dei diversi blocchi è controllata da strutture *Case Structure*: le operazioni di ogni blocco sono eseguite solo sotto determinate condizioni.

Nel seguito del capitolo sono descritte le funzioni e le caratteristiche di ogni blocco.

### Blocco del Pannello Principale

Questo blocco gestisce l’interfaccia grafica del *MainPanel*. Il *Main Panel* è un *TabControl* con quattro tab (schede): RUN, STOP, CONFIG, CALIBRATION.

- Il tab RUN contiene i controlli e gli indicatori presenti nel front panel, insieme alla logica per rendere tali elementi visibili o invisibili: durante l’acquisizione, il tasto *START* è disabilitato e reso invisibile, vengono resi visibili l’indicatore del percorso del file di output (*FileName*), l’indicatore numerico del tempo di acquisizione (*Acquisition Time*), l’indicatore del numero di trigger ricevuti (*Trigger Counter*) e l’indicatore TRGID.
- Il tab STOP contiene il tasto *STOP* (che termina l’acquisizione), un controllo testuale per lasciare messaggi, e un controllo sugli errori di scrittura o lettura via VME BUS. Il tasto *STOP* è disabilitato se l’acquisizione non è in corso.
- Il tab CONFIG contiene i controlli che permettono all’utente di configurare le schede CAEN V1731. Tramite un menù a tendina è possibile scegliere la modalità STANDARD o ADVANCED. Scegliendo la modalità STANDARD, appare un menù a tendina con configurazioni predefinite. Scegliendo la modalità ADVANCED è possibile configurare direttamente le schede. Il Tab Menu contiene quattro tab: BUFFER, TRIGGER, ZLE, DAQ.
  - il tab BUFFER contiene il menù a scorrimento *Buffer Org* che permette di scegliere l’organizzazione del buffer di memoria di output delle schede V1731;

- il tab TRIGGER contiene il controllo numerico *Post Trg Sett* che permette di settare il numero di campionamenti dopo il trigger, e il tab menu *Board* con pulsanti booleani per abilitare le schede e i canali;
- il tab ZLE contiene il pulsante booleano *ZLE* (che abilita la Zero Length Encoding), i controlli numerici *Nth*, *NLBK*, *NLFW*, rispettivamente soglia per la Zero Suppression, numero di serie di 8 campionamenti da memorizzare prima e dopo l'attraversamento della la soglia. I controlli numerici U8 *ZLE board* e *ZLE chan* definiscono la scheda e il canale a cui si fa riferimento, selezionando i giusti elementi degli array 2D.
- il tab DAQ contiene il controllo di array 2D *DAC*, che permette all'utente di scegliere il valore della DAC in *mV* per il singolo canale. La procedura di calibrazione automatica setta automaticamente i valori di *DAC* per ottenere l'offset richiesto.

La pressione del tasto *SET* attiva il blocco di Set/Check configurazione. Nel tab sono presenti gli stadi logici per disattivare tutti gli elementi del tab nel front panel in fase di acquisizione.

- Il tab CALIBRATION contiene il controllo numerico *Offset*, tramite il quale l'utente può decidere il livello di offset comune a cui portare tutti i canali di tutte le schede, e il pulsante *CAL*, che attiva la procedura di calibrazione. Nel tab è presente la logica per disattivare i controlli *Offset*, *Sigma Thr*, e il pulsante *CAL* nel front panel in fase di acquisizione.

### Blocco di Set/Check Configurazione

Questo blocco legge la configurazione settata nel tab CONFIG del *MainPanel*, scrive tramite bus VME i registri di configurazione delle schede CAEN V1731, controlla l'esito della scrittura leggendo via VME gli stessi registri, infine scrive su stringa i parametri di configurazione letti.

Il blocco di Set/Check configurazione si attiva alla pressione del tasto *SET* nella scheda CONFIG nel *Main Panel*, o quando la variabile booleana *CALupdate* è vera. La variabile booleana *CALupdate* è posta vera a seguito di una procedura di calibrazione (e allo startup), quindi posta falsa all'interno del blocco Set/Check Configurazione.

All'esecuzione del blocco vengono letti i valori degli indicatori *ZLE*, *Nth*, *NLBK*, *NLFW*, *DAC*, *Buffer Org*, *Post Trg Sett* e dei vari *board trig* e *Board Mask*. I valori di queste variabili vengono usati per comporre una stringa, contenente una serie di indirizzi di registro su cui scrivere e il dato (in notazione esadecimale) da scrivere. Le subVI che si occupano di scrivere queste stringhe sono **ZLEconfig**, **DACconfig** e **FileData**.

Gli indirizzi di registro e i dati sono successivamente estratti sigolarmente dalla stringa, riconvertiti in numero, quindi mandati in ingresso alla subVI **CAENWrite**, che gestisce la scrittura via VME bus alle schede CAEN V1731. In seguito è eseguita la subVI **CommonSettings**, che si occupa di configurare le impostazioni comuni delle schede CAEN V1731 di cui l'utente non ha controllo.

Infine viene eseguita la subVI **CheckSettings**, che si occupa di leggere i registri delle schede CAEN V1731 e controllare l'avvenuta scrittura. Uno degli output della

subVI **Check Settings** è una stringa contenente in forma leggibile le impostazioni delle schede. Tale output viene mostrato nell'indicatore testuale *Configuration's Parameter* nella scheda *RUN* del *Main Panel*.

### Blocco di Start Acquisizione

Questo blocco gestisce lo start dell'acquisizione delle schede CAEN V1731 (figura B.3). Il blocco di Start Acquisizione viene attivato quando l'acquisizione *e* viene premuto il tasto *START* nella scheda *START* nel *MainPanel*.

Il blocco Start Acquisizione legge la data e l'ora del pc tramite la subVI **DateString**, quindi crea e apre i file *N\_yyMMddhhmm.dat* e *T\_yyMMddhhmm.dat*<sup>1</sup>, dalla subVI **DATAFILEOpen**. Sul file *N* verrà scritta l'intera struttura<sup>2</sup> di ogni evento; sul file *T* verrà scritta la referenza temporale<sup>3</sup> di ogni evento. Dopo che i file sono stati aperti, le schede CAEN V1731 sono messe in run. La subVI **DateString** inoltre scrive la referenza temporale attuale sull'indicatore *TimeRef0*. Il contatore dei trigger *TrueTC* è resettato.

### Blocco di Aggiornamento

Questo blocco gestisce la chiusura e l'apertura dei file durante l'acquisizione, controlla il corretto allineamento delle schede CAEN v1731, aggiorna il cronometro *Acquisition time* e i semafori luminosi *Board Run*, *Event Ready* e *Board Full* nel front panel. Nel blocco di aggiornamento è eseguita la subVi **wrong\_align**, che controlla l'allineamento delle schede CAEN V1731 verificando che non siano rimasti eventi 'singoli' in solamente in alcune unità. In caso di disallineamento delle schede V1731 viene eseguito un Software Clear. Il blocco di aggiornamento è eseguito ogni 250 iterazioni del ciclo while, corrispondenti in media a qualche centesimo di secondo.

### Blocco Stop Acquisizione

Questo blocco ha lo scopo di terminare l'acquisizione delle schede CAEN V1731. La procedura di Stop Acquisizione è attivata premendo il pulsante *STOP* nella scheda *STOP* nel *MainPanel*. Il blocco Stop Acquisizione termina l'acquisizione delle schede CAEN V1731, viene eseguito un Software Clear, per rimuovere eventuali dati rimasti nel buffer. Vengono chiusi i file *N* e *T* tramite la subVI **DATAFILEClose**, e viene tolta la visibilità ai grafici e agli istogrammi.

### Blocco di Lettura e Salvataggio dati

Questo blocco ha lo scopo di leggere i dati nel buffer delle schede CAEN V1731 quando l'evento è pronto, decodificare i dati raw per ricostruire l'header e i campionamenti dell'evento, quindi salvare i dati sui file *N* e *T*.

---

<sup>1</sup>la stringa *yyMMddhhmm*, fornita in output dalla Vi **DATEstring**, rappresenta la data e l'ora corrente;

<sup>2</sup>la struttura di ogni evento è composta dall'header e campionamenti; vedi Appendice A;

<sup>3</sup>la referenza temporale, fornita in output dalla VI **DATEstring**, è il numero di secondi passati dal 1 Gennaio 2000, 00:00:00;

Il blocco di Lettura è attivo se il sistema è in acquisizione. Se l'acquisizione è in corso, viene chiesto in polling se le schede CAEN V1731 attive sono pronte per la lettura dei dati (figura B.4).

Se *tutte* le schede V1731 attive sono pronte per trasferire i dati, viene letta la data e l'ora corrente (per generare la referenza temporale) e il trigger ID. Successivamente è letto il buffer di ogni scheda V1731 attiva (subVI **ReadData**). I dati trasferiti sono mandati in ingresso alla subVI **DataExtraction**, che ricostruisce l'header dell'evento<sup>4</sup> e lo separa dai dati relativi ai campionamenti.

L'header e i campionamenti sono mandati in ingresso alla subVI **ZLEdataTofile** se la Zero Suppression è abilitata, o alla subVI **FileArray** se la Zero Suppression è disabilitata. I dati vengono infine raggruppati in un singolo array e scritti sul file N corrente (subVI **WriteToDATAfile**). La referenza temporale dell'evento è scritta nel file T (figura B.5).

## Blocco dei Grafici e Istogrammi

Questo blocco ha lo scopo di mostrare grafici e istogrammi relativi agli eventi acquisiti, per consentire un'analisi online. I grafici e gli istogrammi permettono di eseguire una veloce analisi *online*, utile in caso di debug o di sviluppo. Durante la fase di acquisizione dati, i grafici e gli istogrammi sono disattivati per risparmiare risorse e velocizzare l'esecuzione del programma.

---

<sup>4</sup>l'header di un evento V1731 è composto da Event Size (il numero di parole da 32 bit (L32) che compone l'evento stesso), Channel Mask, Event Counter e Trigger Time Tag; vedi Appendice A;

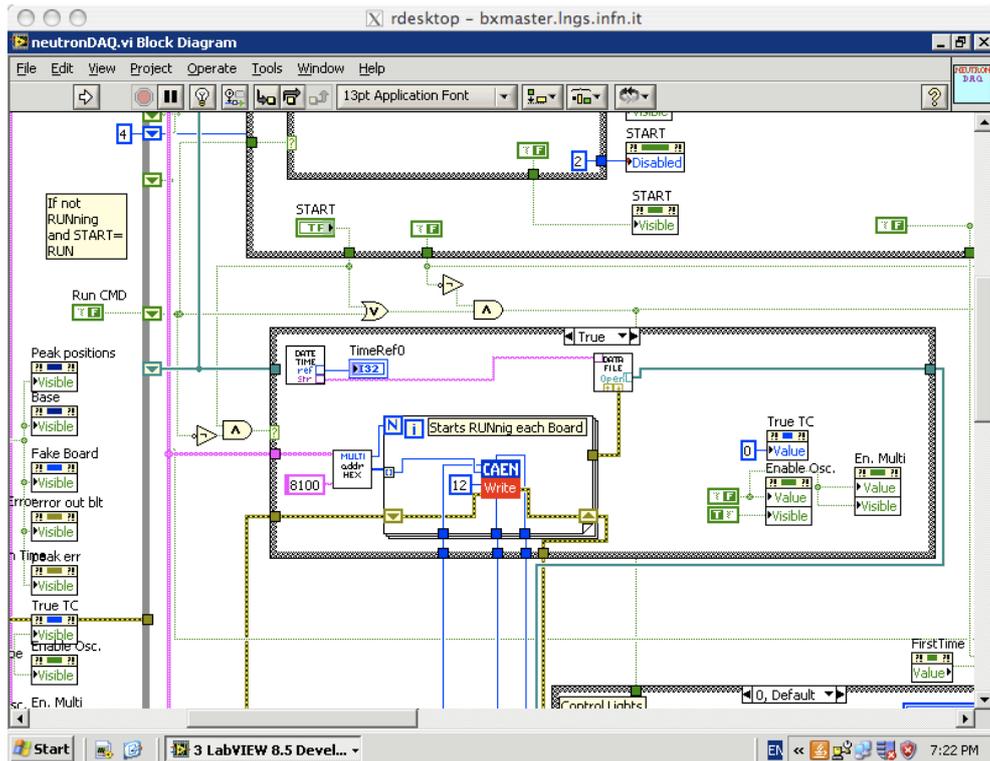


Figura B.3: NeutronDAQ.VI block diagram: blocco di Start Acquisizione.

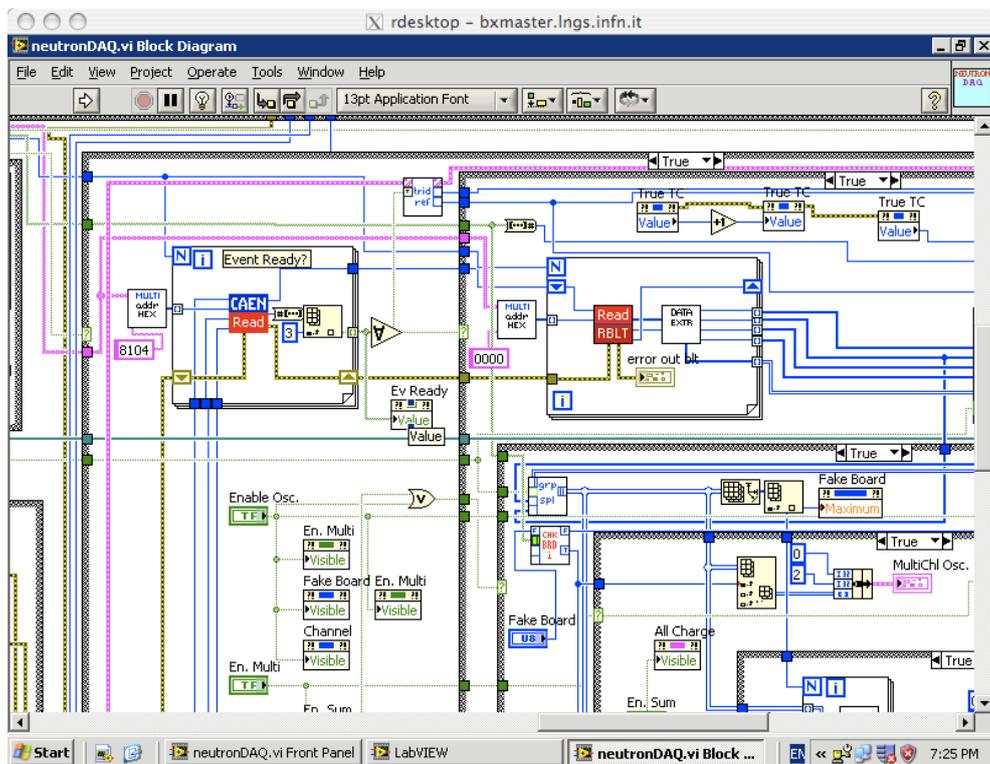


Figura B.4: NeutronDAQ.VI block diagram: blocco di Lettura.

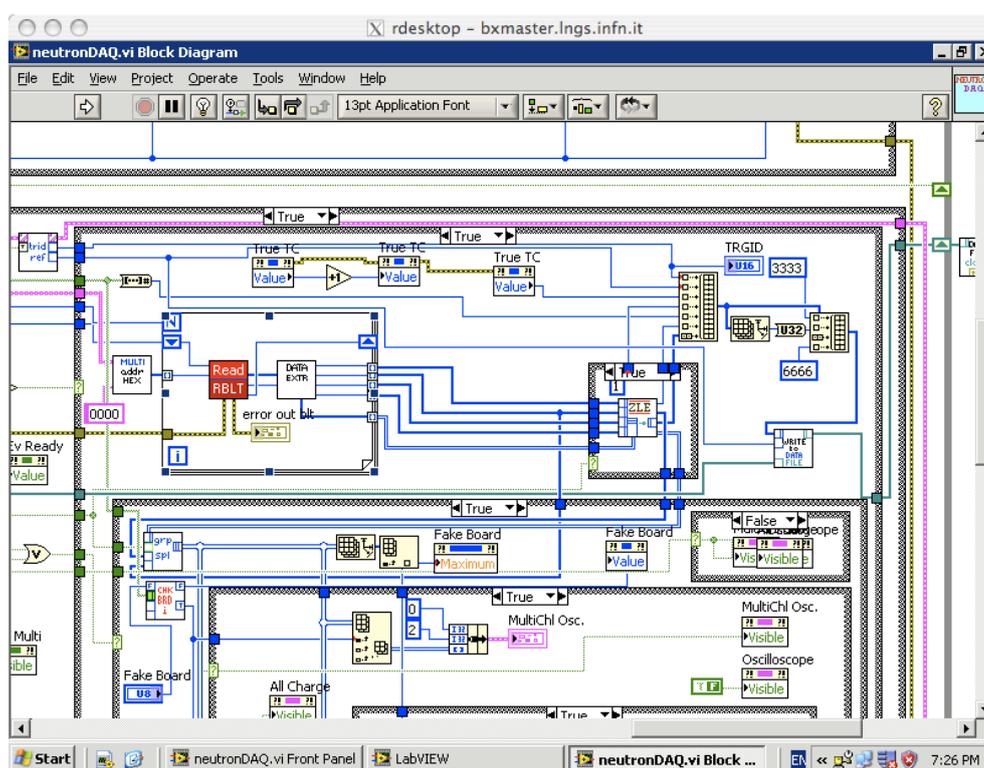


Figura B.5: NeutronDAQ.VI block diagram: blocco di Lettura.



# Bibliografia

- [1] H. Bethe and R. Peierls. The 'neutrino'. *Nature*, 133:532, 1934.
- [2] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. Detection of the free neutrino: A Confirmation. *Cambridge Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.*, 14:38–42, 2000.
- [3] G. Danby et al. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9:36–44, 1962.
- [4] T. Patzak. First direct observation of the tau-neutrino. *Europhys. News*, 32:56–57, 2001.
- [5] Jr. Davis, Raymond, Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman. Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20:1205–1209, 1968.
- [6] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov. Resonant neutrino oscillations in matter. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 23:41–136, 1989.
- [7] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev.*, D17:2369, 1978.
- [8] S. Fukuda et al. Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data. *Phys. Lett.*, B539:179–187, 2002.
- [9] Q. R. Ahmad et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89:011301, 2002.
- [10] T. Araki et al. Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion. *Phys. Rev. Lett.*, 94:081801, 2005.
- [11] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli, and Sarbani Basu. New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *Astrophys. J.*, 621:L85–L88, 2005.
- [12] C. Arpesella et al. First real time detection of  ${}^7\text{Be}$  solar neutrinos by Borexino. *Phys. Lett.*, B658:101–108, 2008.
- [13] The Borexino Collaboration. Direct Measurement of the  ${}^7\text{Be}$  Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data. *Phys. Rev. Lett.*, 101:091302, 2008.

- [14] G Bellini et al. Measurement of the solar  $^8\text{B}$  neutrino rate with a liquid scintillator target and 3 MeV energy threshold in the Borexino detector. *Phys. Rev. D*, 82:033006, 2010.
- [15] A. Formicola et al. Astrophysical S-factor of  $^{14}\text{N}(p,g)^{15}\text{O}$ . *Phys. Lett.*, B591:61–68, 2004.
- [16] W. Hampel et al. GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV. *Phys. Lett.*, B447:127–133, 1999.
- [17] E. V. Bugaev and Vadim A. Naumov. ON THE INTERPRETATION OF THE KAMIOKANDE NEUTRINO EXPERIMENT. *Phys. Lett.*, B232:391–397, 1989.
- [18] Y. Suzuki. Kamiokande solar neutrino results. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 38:54–59, 1995.
- [19] V. Castellani, S. Degl’Innocenti, G. Fiorentini, M. Lissia, and B. Ricci. Neutrinos from the sun: Experimental results confronted with solar models. *Phys. Rev.*, D50:4749–4761, 1994.
- [20] B. Aharmim et al. Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set. *Phys. Rev.*, C72:055502, 2005.
- [21] C. M. Becchi and G. Ridolfi. An introduction to relativistic processes and the standard model of electroweak interactions. Milan, Italy: Springer (2006) 139 p.
- [22] C. Pena-Garay. *presentazione alla conferenza XII Neutrino Telescope*, Marzo 2007.
- [23] Marco G. Giammarchi and Lino Miramonti. Geoneutrinos in Borexino. 2006.
- [24] S. P. Ahlen et al. Study of penetrating cosmic ray muons and search for large scale anisotropies at the Gran Sasso Laboratory. *Phys. Lett.*, B249:149–156, 1990.
- [25] C. Arpesella et al. Measurements of extremely low radioactivity levels in BOREXINO. *Astropart. Phys.*, 18:1–25, 2002.
- [26] G. Alimonti et al. The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 660:568–593, 2009.
- [27] J. Benziger et al. The nylon scintillator containment vessels for the Borexino solar neutrino experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A582:509–534, 2007.
- [28] A. Brigatti, A. Ianni, P. Lombardi, G. Ranucci, and O. Smirnov. The photomultiplier tube testing facility for the Borexino experiment at LNGS. *Nucl. Instrum. Meth.*, A537:521–536, 2005.
- [29] A. Ianni, P. Lombardi, G. Ranucci, and O. Smirnov. The measurements of 2200 ETL9351 type photomultipliers for the Borexino experiment with the photomultiplier testing facility at LNGS. *Nucl. Instrum. Meth.*, A537:683–697, 2005.

- [30] L. Oberauer, C. Grieb, F. von Feilitzsch, and I. Manno. Light concentrators for Borexino and CTF. *Nucl. Instrum. Meth.*, A530:453–462, 2004.
- [31] G. Alimonti et al. Ultra-low background measurements in a large volume underground detector. *Astropart. Phys.*, 8:141–157, 1998.
- [32] H. O. Back et al. Pulse-shape discrimination with the counting test facility. *Nucl. Instrum. Meth.*, A584:98–113, 2008.
- [33] G. Alimonti et al. Light propagation in a large volume liquid scintillator. *Nucl. Instrum. Meth.*, A440:360–371, 2000.
- [34] Cristiano Galbiati and Kevin McCarty. Time and space reconstruction in optical, non-imaging, scintillator-based particle detectors. *Nucl. Instrum. Meth.*, A568:700–709, 2006.
- [35] Q. R. Ahmad et al. Measurement of day and night neutrino energy spectra at SNO and constraints on neutrino mixing parameters. *Phys. Rev. Lett.*, 89:011302, 2002.
- [36] T. Hagner et al. Muon induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors. *Astropart. Phys.*, 14:33–47, 2000.
- [37] M. N. Mazziotta et al. Underground muon energy spectra with the MACRO TRD. *Int. J. Mod. Phys.*, A20:6968–6970, 2005.
- [38] H. Back et al. CNO and pep neutrino spectroscopy in Borexino: Measurement of the deep-underground production of cosmogenic C11 in an organic liquid scintillator. *Phys. Rev.*, C74:045805, 2006.
- [39] Cristiano Galbiati et al. Cosmogenic C-11 production and sensitivity of organic scintillator detectors to pep and CNO neutrinos. *Phys. Rev.*, C71:055805, 2005.
- [40] R. Brun et al. Root users guide 5.16. <http://root.cern.ch>.
- [41] CAEN. V1731 manual rev. 8. <http://www.caen.it/nuclear/index.php>.
- [42] National Instruments. Labview 8.5 quick guide. <http://www.ni.com/labview/>.



# Ringraziamenti



Il primo ringraziamento va al mio relatore Marco Pallavicini, senza il quale non avrei avuto la possibilità di lavorare in Borexino e di svolgere *questa* tesi. Terrò presenti gli utili consigli tra cui “Fai una cosa alla volta, con calma” e “Non fare cazzate”.

Un ringraziamento particolare è rivolto a George Korga, che mi ha seguito con pazienza al Gran Sasso. Ti ringrazio per tutto, per aver creduto nel mio lavoro, per le modifiche agli amplificatori, per le connessioni del TRGID, per il concerto di Bollani, per quel pomeriggio in cui a distanza di 800 km cercavamo di fare funzionare il DAQ...

Ad Alessandro per le chiacchierate di fisica, filosofia, donne, telefilm e programmazione. E per avermi trasmesso per osmosi almeno un  $\epsilon$  delle tue capacità... Spero di essere passato al *livello* successivo.

A Davide D per avere lavorato assieme e per aver creduto nel mio lavoro (nonostante l’iniziale diffidenza/ostilità per LabView).

E poi tutta la collaborazione, in particolare il gruppo di Genova, Gemma, Sandra, Carlo, Elena e gli amici Stefano e Paolo. Ci siamo divertiti a luglio! E *DaqMan* verrà sempre in nostro soccorso!

E poi Livia, Davide F, Werner, Quirin, Yura, Lazlo e tutti gli altri della collaborazione. Grazie per le risate e i consigli!

Ringrazio i miei colleghi: Marco B, che mi spinge a superare il limite del Super Saiyan (ma Kakaroth è sempre due passi avanti a Vegeta), Giuliano, Edo e Andre FP, per le risate e il lavoro durante i corsi di laboratorio NSA, Giulia che mi trasmette buon umore, Carlotta che ogni giorno è sempre più bella, poi Simon, Fra, Marta, Sara, Roberta, Luisa. Tra le persone del difi Alessandra R, perché hai sempre creduto in me e sei eccezionale! E poi tra le persone dei LNGS Alessandra Carlotta R (anche te ogni giorno sempre più bella, sarà il nome...), che mi spingi a vivere, Chiara, Lucia, Andrea e Sergio.

I fellows: Stefano e Marco V, Puccio, Diego, Claudio, Giuliazza, Ricky/Gigi, Muz, Mashiro, Sivia R, Laura G, Elisa e Ste Fish. A Bea, Fra e la piccola Matilde, Filippo, Roberto, Valeria e Laura S. E l'oldest friend Matteo J.

I professori del liceo Mario e Giacomo, senza i quali non sarei mai andato a studiare le leggi di natura all'università, Angela, Eva e Sandra.

E poi ci sono persone che meritano ringraziamenti speciali:

Zamba, senza il quale gli anni qui al difi sarebbero stati completamente diversi, per tutti gli allenamenti e le battaglie comuni, le vacanze, e i nostri comuni 'hobby' che hanno a che fare con i muri e i fiori.

Margherita, perché la mia permanenza al Gran Sasso sarebbe stata molto triste, senza l'affetto che mi hai dato.

Laura, perché sei sempre tu.

E ovviamente Mamma, Papà e Zio, senza i quali nulla sarebbe possibile.