



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BARI ALDO MORO
Dipartimento Interateneo di Fisica “Michelangelo Merlin”

DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA
CICLO XXVIII

Settore Scientifico Disciplinare FIS/01

TITOLO DELLA TESI

Elettronica di read-out per gli RPC
dell'esperimento NESSiE

Dottorando:
Dott. Luigi Paparella

Coordinatore:
Ch.mo Prof. Gaetano Scamarcio

Supervisore:
Ch.mo Prof. Saverio Simone

ESAME FINALE 2016

Indice

Introduzione	6
1 Fisica del neutrino	8
1.1 Neutrini nel Modello Standard	9
1.2 Oscillazioni di neutrino	11
1.2.1 Formalismo a due neutrini	12
1.2.2 Formalismo a tre neutrini	14
1.3 Esperimenti di oscillazione	15
1.4 Evidenze sperimentali delle oscillazioni di neutrino	19
1.5 Questioni aperte e ricerche future	22
1.6 Neutrini sterili	24
1.6.1 Motivazioni sperimentali	24
1.7 Oscillazioni con neutrini sterili	28
1.8 Modelli di oscillazione short-baseline	29
1.8.1 Modello “3 + 1”	30
1.8.2 Modello “3 + 2”	30
1.8.3 Modello “3 + 1” con violazione di CPT	35
2 L'esperimento NESSiE	36
2.1 L'idea concettuale	36
2.2 La fisica	37
2.3 Il fascio di neutrini	42
2.3.1 Il fascio di neutrini del CERN-SPS	42
2.3.2 Il fascio di neutrini del FNAL-Booster	45
2.4 L'apparato sperimentale	47
2.4.1 Le LAr-TPC	49
2.4.2 Gli spettrometri in ferro	51
2.4.3 Gli spettrometri in aria	53
2.4.4 I rivelatori di tracciamento	54
2.4.5 L'elettronica di lettura degli RPC	56
2.4.6 Prestazioni dell'apparato	56

3 Elettronica di read-out degli RPC dell'esperimento NESSiE	60
3.1 I rivelatori RPC	61
3.1.1 Struttura di un RPC	61
3.1.2 Fisica del rivelatore	62
3.1.3 Regimi di funzionamento	64
3.1.4 Formazione del segnale	67
3.1.5 Effetti di carica spaziale	70
3.2 L'elettronica degli RPC di OPERA	73
3.3 Architettura del sistema di acquisizione	74
3.4 La Front-End Board	75
3.5 Il Controller Board	81
3.5.1 Specifiche e progetto del Controller Board	83
3.5.2 Il firmware della FPGA	86
3.5.3 Il programma del processore	88
3.6 Il Trigger Supervisor	91
3.7 Sistema di read-out con clock sincrono	96
3.8 Considerazioni finali sul progetto	98
4 Test dell'elettronica di read-out	99
4.1 Test di laboratorio delle schede di front-end	99
4.1.1 Misure statiche sui discriminatori	100
4.1.2 Misure dinamiche sui discriminatori	102
4.1.3 Misure di rumore	106
4.2 Test di laboratorio sulla trasmissione dei dati	109
4.3 Test di laboratorio del sistema di acquisizione	110
4.4 Stazione di test degli RPC a LNF	112
4.5 Software	114
4.5.1 Software di acquisizione dati	114
4.5.2 Software di analisi dati	118
4.5.3 Software di monitoring	122
4.6 Risultati dei test su rivelatore	124
4.6.1 Misure in funzione dell'alta tensione	124
4.6.2 Misure con alta statistica	127
4.6.3 Misure con miscela di argon puro	134
4.6.4 Misura della risoluzione temporale	135
5 Elettronica di read-out per l'esperimento SHiP	138
5.1 L'esperimento SHiP	139
5.2 Elettronica di read-out per gli RPC di SHiP	142
5.2.1 Architettura del sistema di read-out	142
5.2.2 Riprogettazione del firmware della FEB	142

5.2.3	Programma del processore	146
5.3	Software di acquisizione dati	147
5.4	Software di analisi dati	148
5.5	Test del firmware SHiP	149
Conclusioni		155
Appendici		157
A	Codici sorgente	157
B	Schemi circuitali	171
Ringraziamenti		180
Bibliografia		182

Introduzione

L'esperimento NESSiE, proposto inizialmente al CERN e più recentemente al Fermilab, si propone di studiare la fisica del neutrino oltre il modello standard.

La fisica del neutrino secondo il Modello Standard, che assume nulla la massa del neutrino, è stata messa in discussione da recenti esperimenti che hanno fornito prova di oscillazioni di neutrino. Il fenomeno delle oscillazioni, teorizzato per la prima volta da B. Pontecorvo, è infatti possibile solo se i neutrini hanno massa non nulla. Oscillazioni di neutrino sono state osservate in esperimenti con neutrini solari, atmosferici e esperimenti con neutrini prodotti artificialmente per mezzo di reattori o acceleratori. I dati di questi esperimenti sono ben compresi nell'ambito della teoria di mescolamento a tre neutrini, in cui i neutrini ν_e , ν_μ , ν_τ , autostati di sapore, sono combinazioni lineari degli autostati di massa ν_1 , ν_2 , ν_3 .

Oltre a queste ben comprovate osservazioni di oscillazioni di neutrino, alcuni recenti esperimenti di *short-baseline* quali LSND, MiniBooNE e misure di calibrazione di esperimenti radiochimici quali GALLEX, SAGE, hanno prodotto risultati in apparente contraddizione con i risultati precedenti (sono le cosiddette “anomalie” del neutrino). I dati di questi esperimenti sembrerebbero infatti indicare oscillazioni di neutrino riconducibili ad un valore di Δm^2 di ordini di grandezza superiore rispetto a quello trovato per i neutrini solari ed atmosferici. Questo risultato è incompatibile con la teoria che prevede solo tre specie attive di neutrino. Tra le diverse teorie proposte per spiegare queste anomalie, la più accreditata sembra essere quella che prevede l'esistenza di uno o più neutrini cosiddetti sterili, ossia che non interagiscono mediante interazione debole, ma solo gravitazionalmente.

In questo contesto si inserisce l'esperimento NESSiE, il cui scopo principale è quello di confermare o confutare le anomalie citate e, in caso di conferma, di caratterizzare il modello di neutrino sterile, determinando numero di neutrini sterili, i parametri del modello, l'eventuale violazione di CP. L'esperimento si basa su due rivelatori posti a diversa distanza da un fascio di neutrini muonici, composti da due LAr-TPC (ICARUS) seguite da spet-

trometri magnetici (NESSiE). I due spettrometri riveleranno muoni (e ne misureranno carica e momento) mediante rivelatori RPC immersi in un campo magnetico.

Il mio lavoro di tesi ha riguardato, nell'ambito dell'esperimento NESSiE, il progetto, lo sviluppo e il test di una nuova elettronica di acquisizione per i rivelatori RPC, che rispondesse alla necessità di memorizzare decine di eventi in burst della durata di $10 \mu s$. Ho quindi testato l'elettronica da me progettata su rivelatori RPC, eseguendo test approfonditi sui rivelatori e sviluppando al contempo un sistema di acquisizione dati per la stazione di test dei rivelatori RPC.

L'ultima parte del mio lavoro di tesi ha riguardato l'esperimento SHiP, recentemente proposto al CERN-SPS, il cui programma di fisica include la ricerca di particelle non previste dal Modello Standard e lo studio della fisica del neutrino tauonico e che utilizzerà uno spettrometro simile a quello di NESSiE. Il lavoro da me svolto è consistito nel progetto di una scheda di front-end per i rivelatori RPC, in grado di operare per tempi di burst dell'ordine di $1 s$.

Quaata tesi di dottorato è strutturata nella maniera descritta di seguito. Nel capitolo 1 viene data una panoramica dello stato attuale delle conoscenze sulla fisica del neutrino, con particolare attenzione agli aspetti legati alla presunta esistenza di neutrini sterili. Nel capitolo 2 viene presentato l'esperimento NESSiE nelle due versioni presso il fascio di neutrini del CERN-SPS e del FNAL-Booster, il suo apparato sperimentale e gli spettrometri per muoni. Nel capitolo 3 vengono descritti i rivelatori RPC, tipo di rivelatore che si prevede di utilizzare negli spettrometri in ferro di NESSiE e si descrive in dettaglio l'elettronica di read-out da me progettata. Nel capitolo 4 si descrivono i test da me effettuati sull'elettronica da me progettata per verificarne la funzionalità e caratterizzarne il comportamento; nello specifico sono descritti i test di laboratorio, i test con rivelatori RPC e i risultati ottenuti. Infine nel capitolo 5 viene presentato il lavoro da me svolto nell'ambito dell'esperimento SHiP.

Capitolo 1

Fisica del neutrino

Il Modello Standard (MS) è ad oggi la teoria di riferimento nella nostra comprensione della fisica delle particelle elementari. La sua formulazione ha richiesto diversi anni di studi e ricerche e ha sancito l'unificazione di tre delle quattro interazioni fondamentali note (elettromagnetica, forte, debole). Il MS ha fornito diverse previsioni e ricevuto diverse conferme, tra cui la recente scoperta della particella di Higgs [1, 2].

È tuttavia opinione della comunità scientifica che il MS non sia una teoria completa per diverse ragioni. La più evidente è che il MS non comprende l'interazione gravitazionale, fatto che ha portato a teorizzare estensioni del MS come le teorie supersimmetriche (SUSY), teorie delle stringhe, teorie a extra-dimensioni. Il MS inoltre non fornisce candidati di Materia Oscura, materia di natura ancora ignota la cui esistenza è stata postulata per spiegare alcune misure astrofisiche.

La fisica del neutrino costituisce un settore molto promettente dal punto di vista della ricerca di Nuova Fisica. Infatti recenti esperimenti hanno evidenziato che i neutrini sono particelle dotate di massa, cosa non contemplata dal MS. Altre osservazioni suggerirebbero l'esistenza di neutrini sterili, ossia privi di interazione debole, anch'essi non previsti dal MS. I neutrini inoltre, in quanto particelle debolmente interagenti e dotate di massa, potrebbero avere un ruolo come candidati di Materia Oscura.

In questo capitolo si vuole dare una panoramica dello stato dell'arte nella ricerca sui neutrini; viene quindi affrontato in dettaglio l'argomento dei neutrini sterili, oggetto di indagine da parte dell'esperimento NESSiE.

1.1 Neutrini nel Modello Standard

L'esistenza del neutrino fu teorizzata per la prima volta da Wolfgang Pauli nel 1930 per spiegare lo spettro di emissione della radiazione β . Nel decadimento β di un nucleo avviene la transizione $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^-$, in cui un dato nucleo di numero atomico Z e numero di massa A si trasforma in un nucleo avente numero atomico di una unità più grande con l'emissione di un elettrone. In questo processo (mediato dalla interazione debole, fig. 1.1a), un neutrone decade in un protone, un elettrone e un antineutrino:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

La presenza della particella $\bar{\nu}_e$ è necessaria se si vuole spiegare lo spettro di emissione β , che è uno spettro continuo (fig. 1.1b). Infatti, se non ci fosse la particella $\bar{\nu}_e$ nello stato finale della reazione 1.1, l'energia dell'elettrone sarebbe fissata, trattandosi di un processo a due corpi e valendo le leggi di conservazione di energia e impulso. Tale particella inoltre deve essere elettricamente neutra, avere spin $1/2$, una massa più piccola di quella dell'elettrone e una sezione d'urto di interazione con la materia molto piccola ($\sim 10^{-38} \text{ cm}^2$ a 1 GeV), tale da rendere necessario l'utilizzo di rivelatori di grande massa per la sua rivelazione.

Solo molti anni dopo essere stato teorizzato, l'antineutrino fu trovato sperimentalmente ad opera di Reines e Cowan nel 1956 [4]. Essi, usando come sorgente un reattore nucleare, rivelarono per la prima volta i neutrini

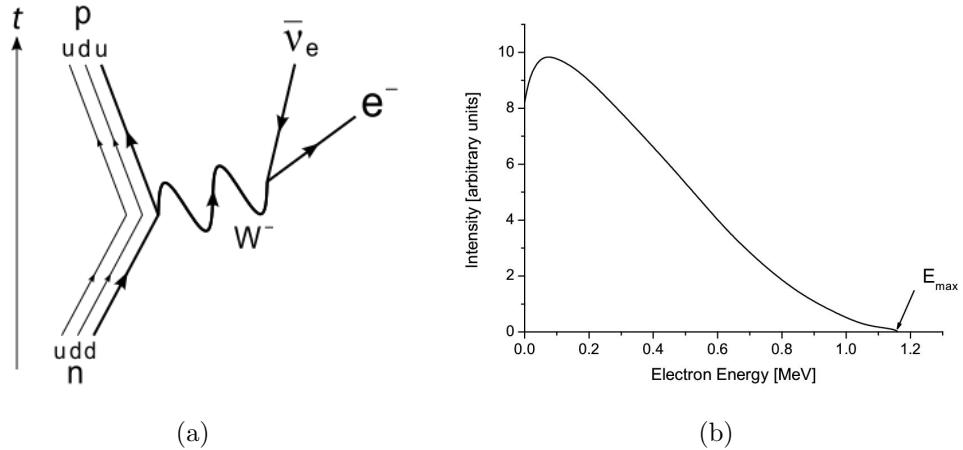


Figura 1.1: (a): Diagramma di Feynman per il decadimento $\beta-$. (b): Spettro di emissione β di ^{210}Bi , $E_{max} = Q = 1.16\text{MeV}$ [3]

(elettronici) attraverso il processo di decadimento β inverso:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.2)$$

Nel 1962, Leon M. Lederman e collaboratori mostrarono che esiste più di un tipo di neutrino rivelando per la prima volta interazioni di neutrino muonico [5]. Il terzo tipo di neutrino (tauonico) è stato osservato nel 2001 dall'esperimento DONUT al FERMILAB [6].

Le interazioni di neutrino sono ben comprese nell'ambito del Modello Standard. Nel MS il neutrino è una particella leptonica fondamentale che esiste in tre sapore (ν_e , ν_μ , ν_τ e antiparticelle). Ognuno di questi neutrini è associato al corrispettivo leptone carico (elettrone, muone, tauone) in tre famiglie di particelle:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}.$$

Il fatto che esistono solo tre famiglie di leptoni è stato provato dagli esperimenti presso l'acceleratore LEP al CERN nello studio del decadimento Z_0 . La larghezza della risonanza Z_0 dipende infatti dal numero N_ν dei neutrini che si accoppiano con l'interazione debole; il fit dei dati (fig. 1.2) ha fornito un valore $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$ [7].

I neutrini sono elettricamente neutri e privi di carica di colore, per cui non interagiscono né tramite interazione elettromagnetica, né tramite interazione forte, ma solo tramite interazione debole. Si distinguono due tipi di interazione debole (fig. 1.3): un'interazione in cui viene scambiato il bosone W^\pm è detta di corrente carica (CC), un'interazione mediata dal bosone Z_0 è detta di corrente neutra (NC). Tipiche reazioni di corrente carica sono le seguenti:

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p \quad (1.3)$$

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n \quad (1.4)$$

in cui un neutrino (antineutrino) di sapore l interagisce con un neutrone (protone) trasformandolo in protone (neutrone) e producendo il corrispondente leptone carico. Tipiche reazioni di corrente neutra comprendono lo scattering elastico:

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N \quad (1.5)$$

$$\bar{\nu}_l + N \rightarrow \bar{\nu}_l + N \quad (1.6)$$

dove N rappresenta un nucleone (un protone o un neutrone).

Altra proprietà fondamentale dei neutrini è che essi hanno uno stato definito di chiralità. Misure sperimentali [9] hanno dimostrato che in queste particelle i vettori di spin e di momento sono correlati: nei neutrini questi vettori sono anti-allineati (chiralità sinistrorsa); negli antineutrini questi vettori sono allineati (chiralità destrorsa).

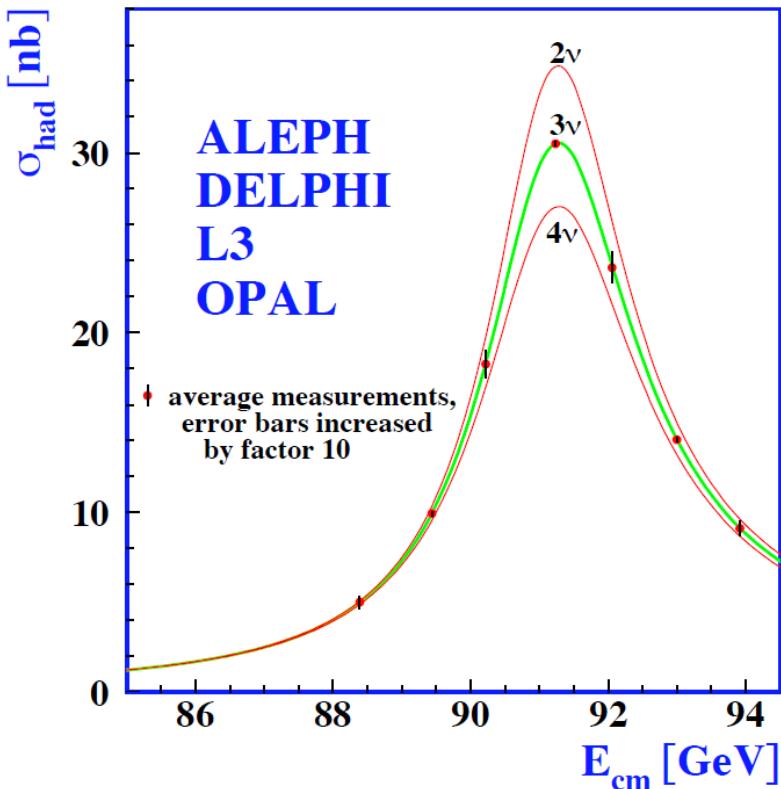


Figura 1.2: Determinazione del numero delle famiglie di neutrini leggeri con i dati degli esperimenti presso il LEP. Il grafico mostra la sezione d’urto di produzione adronica σ_{had} in funzione dell’energia nel centro di massa E_{cm} . I punti rossi rappresentano le misure sperimentali; le curve colorate rappresentano i valori teorici relativi a tre diverse ipotesi sul numero di famiglie di neutrini. Si nota un buon accordo tra i dati sperimentali e i valori teorici nel caso in cui si considerano tre famiglie di neutrini. [8]

1.2 Oscillazioni di neutrino

Il fenomeno delle oscillazioni di sapore è un effetto quantomeccanico che può manifestarsi solo se i neutrini hanno una massa. Esso fu proposto per la prima volta da B. Pontecorvo negli anni ‘50 [10, 11], ed è stato recentemente confermato da diverse osservazioni sperimentali, fornendo prova che i neutrini sono particelle massive. Le oscillazioni sono spiegate dalla teoria di mixing a tre neutrini, elaborata nel 1962 da Maki, Nakagawa e Sakata [12]. Secondo questa teoria, le oscillazioni derivano dal fatto che i neutrini interagiscono

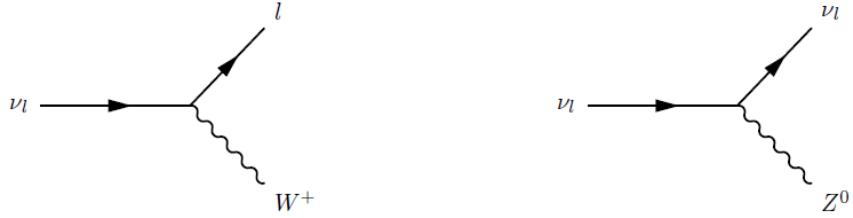


Figura 1.3: Diagrammi di Feynman per le interazioni di neutrino di corrente carica (sinistra) e corrente neutra (destra).

come autostati di sapore, ma si propagano nello spazio come una sovrapposizione di autostati di massa. Gli autostati di interazione debole ν_e , ν_μ , ν_τ sono quindi espressi come combinazioni lineari degli autostati di massa ν_1 , ν_2 , ν_3 , i quali si propagano con frequenze leggermente differenti in virtù della diversa massa. Questo fatto ha come conseguenza che tra i diversi autostati di massa si sviluppano fasi differenti con la distanza percorsa; ciò corrisponde ad una trasformazione del sapore del neutrino, di qui le oscillazioni.

1.2.1 Formalismo a due neutrini

Si considera in primo luogo il formalismo a due soli neutrini [13], di sapori generici α e β ($\alpha, \beta = e, \mu, \tau; \alpha \neq \beta$). Gli autostati di sapore ν_α e ν_β sono collegati agli autostati di massa ν_1 e ν_2 tramite una trasformazione rappresentata da una matrice unitaria U di dimensione 2×2 :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{\alpha 1} & U_{\alpha 2} \\ U_{\beta 1} & U_{\beta 2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Tale matrice è a tutti gli effetti una rotazione in uno spazio a due dimensioni, pertanto può essere parametrizzata tramite un unico angolo di rotazione θ ($0 \leq \theta \leq \pi/2$), detto angolo di mescolamento:

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

L'angolo θ , come sarà evidente dall'equazione 1.13, determina l'ampiezza delle oscillazioni. Infatti, quanto più l'angolo θ si discosta da zero tanto maggiore è il mescolamento in quanto la matrice U si discosta dalla matrice identità.

La probabilità delle oscillazioni di neutrino può essere calcolata usando l'equazione 1.8. La propagazione nello spazio degli stati di massa ν_1 e ν_2 è

data da (in unità di misura naturali in cui $\hbar = c = 1$):

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle \quad (1.9)$$

Introducendo la dipendenza dal tempo (eq. 1.9) nell'equazione 1.8 si ottiene:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \cos \theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \sin \theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle \quad (1.10)$$

La probabilità di rivelare un neutrino di sapore β in funzione del tempo t è data da:

$$|\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{(E_2 - E_1)t}{2} \right) \quad (1.11)$$

Utilizzando le relazioni (valide per particelle ultra-relativistiche)

$$E \approx p + \frac{m^2}{2E} \quad , \quad v = \frac{L}{t} \approx c \quad (1.12)$$

si ottiene la seguente relazione per la probabilità di rivelare ν_β a una distanza L da una sorgente di ν_α :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.13)$$

in cui $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Con un calcolo analogo si ottiene questa espressione per la probabilità di rivelare un neutrino di sapore α :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(L, E) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) = 1 - P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \quad (1.14)$$

L'equazione 1.13 può essere scritta anche nella forma

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m^2 [eV^2] L [m]}{E [MeV]} \right) \quad (1.15)$$

in cui Δm^2 è espressa in eV^2 , E è data in MeV, L è espressa in metri; il valore numerico 1,27 deriva da un prodotto di costanti fisiche fondamentali e dai fattori di conversione delle unità di misura.

L'equazione 1.13 ha il significato fisico di probabilità di comparsa, ossia la probabilità di rivelare, con un rivelatore posto a distanza L , un neutrino di sapore diverso rispetto a quello della sorgente; l'equazione 1.14 ha il significato fisico di probabilità di sopravvivenza, indicando un deficit di neutrini di dato sapore rispetto a quelli emessi dalla sorgente.

1.2.2 Formalismo a tre neutrini

Nella teoria standard a tre neutrini [14] gli autostati di sapore e di massa sono collegati da una matrice U di dimensione 3×3 detta matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (matrice PMNS):

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{li} |\nu_i\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1.16)$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Un calcolo simile a quello effettuato nel paragrafo precedente permette di ottenere la probabilità che un neutrino di sapore iniziale α oscilli in un neutrino di sapore β alla distanza L :

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\ &+ 2\Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.18)$$

dove E è l'energia del neutrino e $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Per gli antineutrini si trova una relazione simile alla 1.18 che si ottiene con la sostituzione $U \rightarrow U^*$ e differisce dalla 1.18 solo per il segno meno nei termini che dipendono dalla parte immaginaria dei prodotti degli elementi della matrice di mixing:

$$\begin{aligned} P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}(E, L) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\ &- 2\Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.19)$$

Nelle equazioni 1.18 e 1.19 si può notare che la fase delle oscillazioni è determinata dalle quantità $\Delta m_{ij}^2 L / 2E$; l'ampiezza delle oscillazioni è determinata dagli elementi della matrice di mixing. È da notare che solo due delle tre differenze di massa al quadrato Δm_{21}^2 , Δm_{31}^2 e Δm_{32}^2 sono indipendenti, poiché vale la relazione:

$$\Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2 = \Delta m_{31}^2 \quad (1.20)$$

Dato che sperimentalmente si verifica che $\Delta m_{21}^2 \ll |\Delta m_{31}^2|$, allora $|\Delta m_{32}^2| \simeq |\Delta m_{31}^2|$. È convenzione indicare questi parametri fisici come:

$$\Delta m_S^2 \equiv \Delta m_{21}^2 \quad , \quad \Delta m_A^2 \equiv |\Delta m_{31}^2| \quad (1.21)$$

in cui gli indici S e A si riferiscono al fatto che essi sono misurati in due categorie distinte di esperimenti: esperimenti con neutrini solari e con neutrini atmosferici (si veda il paragrafo 1.4).

Per quanto riguarda la matrice PMNS, è possibile esprimerla nella forma parametrica seguente, in termini di tre angoli di mixing e una fase [15, 16]:

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.22) \end{aligned}$$

in cui $c_{ab} = \cos \theta_{ab}$ e $s_{ab} = \sin \theta_{ab}$ sono funzioni trigonometriche dei tre angoli di mixing θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} e δ è una fase complessa collegata alla violazione di CP.

Dalle equazioni 1.18 e 1.19 si deducono alcune proprietà. Data l'unitarietà della matrice U si verifica che:

$$\sum_{\beta} P_{\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}}(E, L) = 1 \quad , \quad (\alpha, \beta = e, \mu, \tau) \quad (1.23)$$

Inoltre, dal teorema CPT che connette particella e antiparticella, segue che la probabilità di sopravvivenza $P(\bar{\nu}_{\alpha} \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha})$ è uguale a $P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\alpha})$. Per quanto riguarda le probabilità di oscillazione, invece, la probabilità $P(\bar{\nu}_{\alpha} \rightarrow \bar{\nu}_{\beta})$ non è in generale uguale a $P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta})$ e la probabilità $P(\nu_{\beta} \rightarrow \nu_{\alpha})$ non è uguale a $P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta})$. Esse sarebbero uguali nel caso valesse l'invarianza di CP: infatti se $\delta = 0$ si ha che U è una matrice reale e i termini per cui le equazioni 1.18 e 1.19 differiscono si annullano, dato che essi dipendono dalla parte immaginaria di prodotti di elementi della matrice di mescolamento.

1.3 Esperimenti di oscillazione

Il fenomeno delle oscillazioni di neutrino può essere messo in evidenza per mezzo di rivelatori posti a distanza nota rispetto a una sorgente di sapore noto.

Sono due possibili tipi di ricerche in cui si distinguono gli esperimenti che studiano le oscillazioni. Nel primo caso si effettua la ricerca di un numero di eventi maggiore rispetto a quello atteso per neutrini di sapore non presente (o presente in minima quantità) nella sorgente (ricerche di questo

tipo sono denominate come esperimenti di *apparizione*). Nel secondo metodo si cerca di osservare una riduzione del numero di neutrini rivelati di un dato sapore rispetto al numero atteso (ricerche di questo tipo sono dette misure di *sparizione*).

Il *rate* di comparsa e di sparizione osservati sono ottenuti dal rapporto tra il numero di eventi osservati e di eventi attesi (il primo è dato dalle misure sperimentali, mentre il secondo è valutato in base all'intensità della sorgente di neutrini, alle caratteristiche geometriche del rivelatore, alla sezione d'urto neutrino/bersaglio, ecc. ed è solitamente calcolato mediante metodi Monte Carlo); di qui possono essere dedotte le rispettive probabilità di oscillazione e di sopravvivenza. Queste ultime a loro volta possono essere inquadrate in un modello di oscillazione e descritte in termini di differenze di masse quadratiche e angoli di mescolamento. Nel caso degli esperimenti di scomparsa è fondamentale la misura del flusso dei neutrini mediante un secondo rivelatore 'near', posizionato a una minore distanza dalla sorgente di neutrini.

L'equazione 1.15, valida nello schema a due neutrini, è spesso usata come approssimazione della più generale 1.18, in virtù del fatto che $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2$. Solitamente i risultati degli esperimenti di oscillazione sono presentati in termini di regioni di confidenza nel piano $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$, con θ angolo di mixing e $\Delta m^2 = m_i^2 - m_j^2$ (si veda ad esempio la figura 1.12).

Dalla equazione 1.15 si vede che la fase delle oscillazioni è determinata dal rapporto $\frac{\Delta m^2 L}{2E}$. In un esperimento di oscillazione è quindi fondamentale il rapporto tra la distanza L , detta linea base (*baseline*), e l'energia dei neutrini rivelati, che determina la regione di Δm^2 in cui l'esperimento è sensibile. Infatti si verifica che se $\frac{\Delta m^2 L}{2E} \ll 1$ non si hanno transizioni di sapore apprezzabili; se $\frac{\Delta m^2 L}{2E} \gg 1$ si hanno oscillazioni non risolvibili a causa dell'incertezza inevitabilmente presente nella misura del rapporto L/E (fig. 1.4). In questo ultimo caso solo la probabilità di transizione media è osservabile (ossia si può misurare solo l'ampiezza delle oscillazioni $\sin^2 2\theta$). La massima sensibilità per un certo valore di Δm^2 si ha quindi per:

$$\frac{\Delta m^2 L}{2E} \sim 1 \quad (1.24)$$

Esperimenti di oscillazione differenti sono classificati in base al rapporto L/E . Nel caso di esperimenti con acceleratore, in cui solitamente l'energia è dell'ordine del *GeV*, si usa distinguerli a seconda della distanza sorgente-rivelatore in esperimenti di neutrino a corta linea di base, in cui $L \lesssim 1 \text{ km}$ ed esperimenti di neutrino a lunga linea di base, in cui $L \gtrsim 10^3 \text{ km}$.

Per quanto riguarda la sorgente di neutrini, essa può essere sia naturale (neutrini solari, atmosferici) sia artificiale (reattore o acceleratore). Il sole è una sorgente naturale di neutrini ν_e , prodotti mediante reazioni nucleari;

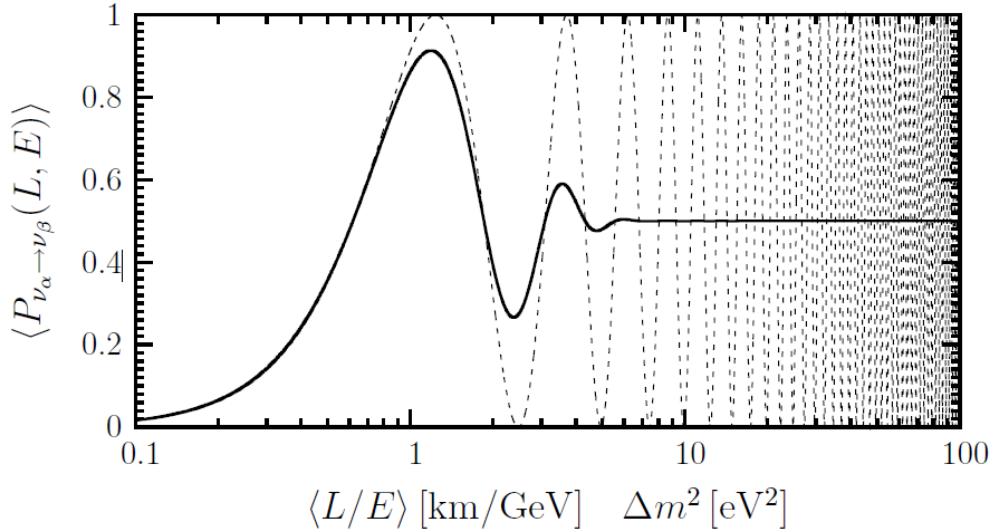


Figura 1.4: Effetto della incertezza sperimentale sulla probabilità di transizione misurabile, $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ con $\sin^2 2\theta = 1$ in funzione di $\langle L/E \rangle [km/GeV] \Delta m^2 [eV^2]$. Linea continua: probabilità mediata su una distribuzione gaussiana di L/E con $\sigma_{L/E} = 0.2 \langle L/E \rangle$. Linea tratteggiata: probabilità non mediata, con $L/E = \langle L/E \rangle$. [14]

neutrini atmosferici sono prodotti da interazioni di raggi cosmici con l'atmosfera. I reattori nucleari sono sorgenti di antineutrini $\bar{\nu}_e$ prodotti da decadimenti beta a catena dei prodotti di fissione; esperimenti con acceleratore utilizzano solitamente un fascio di neutrini ν_μ o $\bar{\nu}_\mu$.

Negli esperimenti con acceleratore il fascio di neutrini è prodotto in generale dal decadimento di adroni generati mediante un fascio di protoni su un bersaglio. Essi possono essere classificati secondo il metodo di produzione del fascio di neutrini nelle seguenti categorie [14]:

- *pion decay in flight (DIF)*: in questi esperimenti il fascio è composto principalmente da neutrini muonici prodotti dal decadimento di pioni e kaoni inizialmente prodotti mediante un fascio di protoni che colpisce un bersaglio. I pioni e i kaoni sono fatti decadere in un tunnel di lunghezza dell'ordine di 100 m. Il fascio è composto per la maggior parte da ν_μ o $\bar{\nu}_\mu$ a seconda della polarità dei collimatori usati per focalizzare pioni e kaoni e rigettare le particelle non desiderate. Esperimenti che hanno usato questa tecnica sono ad esempio CHORUS [17] e NOMAD [18].
- *muon decay at rest (DAR)*: in questi esperimenti viene usato un fascio

composto da antineutrini muonici prodotti dal decadimento di μ^+ secondo la reazione:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

(i μ^+ derivano dal decadimento di π^+ , mentre i π^- sono assorbiti dai nuclei a livello del bersaglio). Fasci di questo tipo hanno in genere energie di diverse decine di MeV e possono essere usati nello studio di transizioni $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, dato che i $\bar{\nu}_e$ non sono presenti nei prodotti finali dei decadimenti di π^+ e μ^+ . Tra gli esperimenti che hanno utilizzato questo tipo di sorgente vi sono LSND [63] e KARMEN [19].

- *beam dump*: in questi esperimenti un fascio di neutrino di energia dell'ordine di alcune centinaia di GeV è completamente fermato da un bersaglio spesso, chiamato *beam dump*, dove le interazioni protone-nucleone generano adroni pesanti. Gli adroni charmati generati in questo modo decadono con *branching ratio* praticamente uguali, in elettroni e muoni, emettendo identici flussi di neutrini elettronici e muonici con energie dell'ordine di 10^2 GeV. Esperimenti che hanno adottato questo tipo di fascio sono ad esempio BEBC [21] e CHARM [21].

Gli esperimenti con fascio generato mediante decadimento in volo del pione possono essere ulteriormente classificati in tre categorie:

- Fascio *wide band (WB)*: In questi esperimenti viene utilizzato un fascio di neutrino ad alta intensità con un ampio spettro di energia che può abbracciare uno o due ordini di grandezza. Questo tipo di fascio è particolarmente indicato per investigare nuovi segnali di oscillazione in un ampio intervallo di Δm^2 ;
- Fascio *narrow band (NB)*: Questi esperimenti hanno uno spettro di energia stretto, ottenuto operando una selezione sul momento delle particelle (pioni e muoni) che generano i neutrini. Questo metodo fornisce fasci meno intensi rispetto al caso WB, ma consente di effettuare misure precise di Δm^2 ;
- *Off-axis (OA)*: In questi esperimenti si utilizza un fascio WB di alta intensità con il rivelatore spostato di un certo angolo rispetto all'asse del fascio (dell'ordine di ~ 10 mrad). Questo approccio consente di ottenere una sorgente piuttosto monocromatica, sfruttando la caratteristica che l'energia di neutrini prodotti a 'larghi' angoli dipende in maniera debole dal momento del pione genitore [22].

1.4 Evidenze sperimentali delle oscillazioni di neutrino

Le oscillazioni di neutrino sono state messe in evidenza in diversi esperimenti e i parametri del modello a tre neutrini (angoli di mescolamento e differenze di quadrati di masse) sono stati misurati con precisione (si veda la tab. 1.1). Il fatto che $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2$ comporta che questi parametri sono misurabili attraverso esperimenti con diverse scale di L/E .

Parametro	Valore di best-fit ($\pm 1\sigma$)	Intervallo 3σ
Δm_{21}^2 [$10^{-5} eV^2$]	$7,54^{+0,26}_{-0,22}$	6,99–8,18
$ \Delta m^2 $ [$10^{-3} eV^2$]	$2,43 \pm 0,06$ ($2,38 \pm 0,06$)	2,23–2,61 (2,19–2,56)
$\sin^2 \theta_{12}$	$0,308 \pm 0,017$	0,259–0,359
$\sin^2 \theta_{23}$, $\Delta m^2 > 0$	$0,437^{+0,033}_{-0,023}$	0,374 – 0,628
$\sin^2 \theta_{23}$, $\Delta m^2 < 0$	$0,455^{+0,039}_{-0,031}$	0,380–0,641
$\sin^2 \theta_{13}$, $\Delta m^2 > 0$	$0,0234^{+0,0020}_{-0,0019}$	0,0176–0,0295
$\sin^2 \theta_{13}$, $\Delta m^2 < 0$	$0,0240^{+0,0019}_{-0,0022}$	0,0178–0,0298
δ/π (2σ range)	$1,39^{+0,38}_{-0,27}$ ($1,31^{+0,29}_{-0,33}$)	(0,00–0,16) \oplus (0,86–2,00) ((0,00–0,02) \oplus (0,70–2,00))

Tabella 1.1: Valori di best-fit e intervallo 3σ per i parametri di oscillazione del modello a 3 neutrini, ottenuti mediante un fit globale degli attuali dati di oscillazione. Nei campi con due valori, il primo corrisponde all’ordinamento $m_1 < m_2 < m_3$, il secondo in parentesi corrisponde all’ordinamento $m_3 < m_1 < m_2$. La differenza dei quadrati delle masse più grande è qui definita come: $\Delta m^2 = m_3^2 - (m_2^2 + m_1^2)/2$. [23]

Le oscillazioni dovute alla differenza dei quadrati delle masse Δm_{21}^2 sono state studiate in esperimenti con neutrini solari. Esperimento pioniere in questo campo fu l’esperimento Homestake [24], condotto da Ray Davis negli anni ‘60. L’esperimento utilizzava un rivelatore composto da 400 m^3 di C_2Cl_4 per la rivelazione di neutrini solari mediante decadimento β inverso e aveva lo scopo di verificare il cosiddetto Modello Solare Standard (MSS) [25, 26], migliore modello disponibile per la descrizione del sole. L’esperimento Homestake misurò un flusso di neutrini inferiore di circa 1/3 rispetto a quello atteso dal MSS. Questo risultato fu confermato dai successivi esperimenti Gallex [27], Sage [28], GNO [29], Kamiokande [30] e SuperKamiokande [31]. Il deficit di neutrini trovato da Homestake, per lungo tempo non spiegato, fu chiamato *problema dei neutrini solari*.

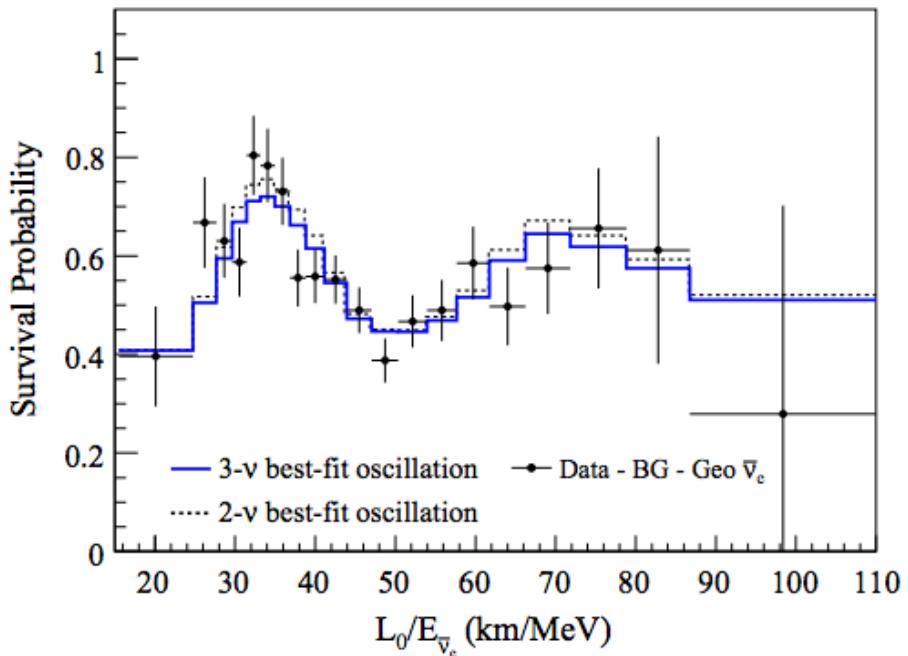


Figura 1.5: Rapporto tra lo spettro di $\bar{\nu}_e$ misurato da KamLAND e quello atteso in assenza di oscillazioni in funzione di L_0/E , dove $L_0 = 180$ km è la distanza media dalle sorgenti. La curva tratteggiata e quella blu mostrano le distribuzioni attese in base ai modelli rispettivamente a due e a tre neutrini. [34]

Il problema dei neutrini solari trovò soluzione con gli esperimenti SNO [32] e KamLAND [33], i quali mostrarono che il deficit di ν_e solari è dovuto all'oscillazione di sapore e fornirono una misura dei parametri Δm_{21} e θ_{12} . L'esperimento SNO ottenne questo risultato nel 2002 utilizzando un apparato costituito da 1000 t di acqua pesante ultra-pura (D_2O) in un contenitore circondato da un rivelatore Cherenkov ad acqua, sensibile non solo alle interazioni CC di ν_e ma anche alle interazioni NC che coinvolgono anche i neutrini ν_μ e ν_τ . Nello stesso anno l'esperimento KamLAND evidenziò oscillazioni di sapore in neutrini $\bar{\nu}_e$ prodotti da reattori nucleari utilizzando un rivelatore a scintillatore liquido ultra-puro di 1 kt . Il risultato di KamLAND, riportato in figura 1.5, mostra chiaramente la presenza di oscillazioni, poiché la probabilità di sopravvivenza di $\bar{\nu}_e$ in funzione di L/E è inferiore a 1 ed ha l'andamento periodico previsto dalla teoria.

Le oscillazioni dovute alla differenza dei quadrati delle masse Δm_{32}^2 sono state studiate in esperimenti con neutrini atmosferici. L'interazione dei raggi cosmici con l'alta atmosfera produce un grande numero di secondari, in

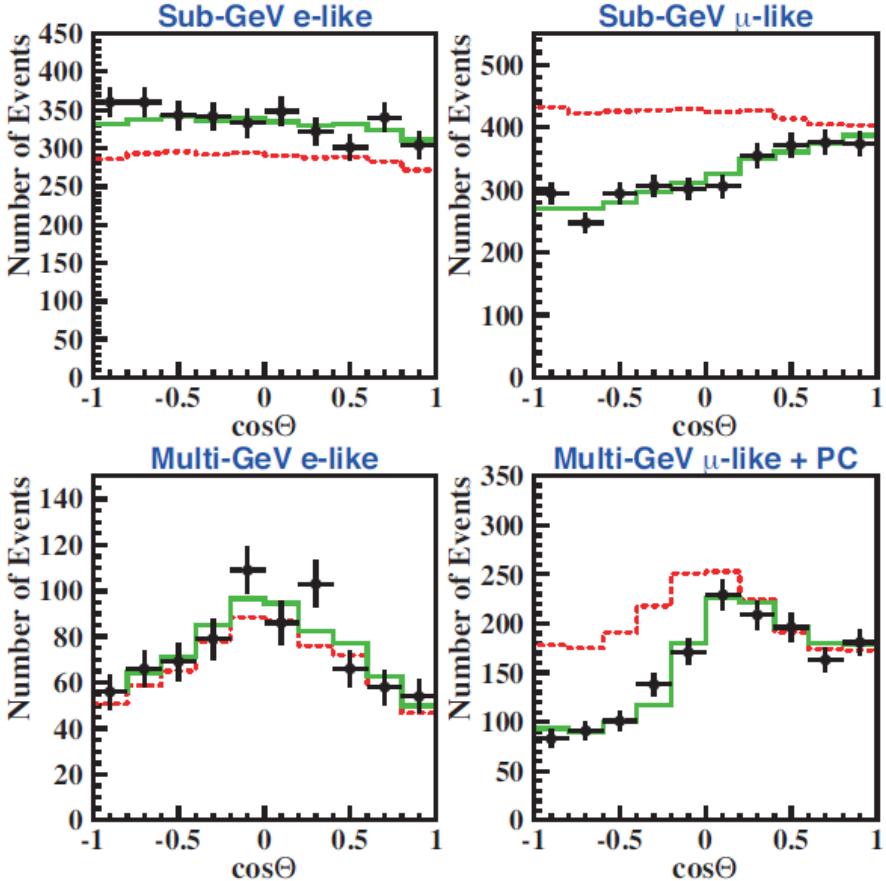


Figura 1.6: Distribuzioni nel coseno dell’angolo di zenit per eventi e -like e μ -like con energia visibile $< 1,33$ GeV (sub-GeV) e $> 1,33$ GeV (multi-GeV). Gli istogrammi a linea punteggiata rappresentano gli eventi Monte Carlo in assenza di oscillazioni, gli istogrammi a linea continua rappresentano le distribuzioni di best-fit per oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. [7]

particolare pioni. Questi decadono in volo attraverso reazioni in cui vengono prodotti neutrini:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (1.25)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) \quad (1.26)$$

L’esperimento Super-Kamiokande nel 1998 fornì evidenza di oscillazioni di neutrini atmosferici [35]. L’esperimento utilizzava un rivelatore Cherenkov ad acqua in grado di misurare la direzione dei neutrini interagenti. Il risultato ottenuto da Super-Kamiokande è mostrato in figura 1.6, in cui sono mostrate le distribuzioni nell’angolo di zenit degli eventi rivelati ($\cos \theta = 1$ corrisponde

a neutrini provenienti dall’alto, $\cos \theta = -1$ corrisponde a neutrini provenienti dal basso). Si osserva che per i neutrini ν_μ provenienti dal basso si ha un deficit di eventi rispetto a quelli previsti. Questo fatto può essere spiegato solo se si ammettono oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, poiché non vi è un eccesso di eventi di ν_e per $\cos \theta = -1$.

L’oscillazione $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ è stata successivamente confermata dagli esperimenti con acceleratore MINOS [36], K2K [37] e OPERA [38], i quali hanno fornito una stima precisa dei parametri Δm_{32}^2 e θ_{23} , misurati per la prima volta da Super-Kamiokande. Il parametro θ_{13} , accessibile a esperimenti con reattore a corta linea di base, è stato recentemente misurato (2012) dagli esperimenti Double Chooz [39], Daya Bay [40] e Reno [41].

1.5 Questioni aperte e ricerche future

Ci sono diverse questioni irrisolte nella fisica del neutrino. Gli esperimenti di oscillazione hanno mostrato che i neutrini hanno massa non nulla, ma i valori delle loro masse sono tuttora ignoti. Le oscillazioni di neutrino nel vuoto sono infatti proporzionali (nel modello a due neutrini) a $\sin^2(1,27\Delta m^2 L/E)$. Questo comporta che lo studio delle oscillazioni permette di indagare solo le differenze di massa e che si è inoltre insensibili al loro segno. In altre parole con questo tipo di studi non è possibile determinare i valori assoluti delle masse degli autostati ν_1, ν_2, ν_3 e il loro ordinamento, ma solo darne dei limiti inferiori.

Il valore assoluto della massa del neutrino è misurabile studiando lo spettro dell’elettrone emesso nel decadimento β . Esperimenti in questo campo come Mainz [42] e Troitsk [43] hanno fornito un limite superiore per la massa dell’autostato più leggero, $m_{min} < 2 \text{ eV}$. L’esperimento Katrin [44] consentirà di raggiungere una sensibilità di $0,2 \text{ eV}$ al 90% di confidenza.

Per quanto riguarda il segno di Δm_{21}^2 , esso è stato determinato studiando gli effetti di materia nell’oscillazione dei neutrini solari. Neutrini transitanti nella materia possono interagire con essa tramite processi NC o CC, ma quest’ultimo interessa solo i neutrini ν_e , dato che la materia ordinaria contiene elettroni. Questo dà luogo a un fenomeno, noto come effetto Mikheev-Smirnov-Wolfenstein [45, 46] (MSW), in virtù del quale la probabilità di oscillazione risulta differente dalla 1.15 (valida nel vuoto). Lo studio di questo effetto ha permesso di stabilire che lo splitting Δm_{21}^2 è definito positivo ($m_1 < m_2$), o in altre parole che il neutrino ν_e è costituito per la maggior parte dallo stato di massa minore ν_1 .

Il segno di Δm_{31}^2 non è noto, pertanto sono possibili due tipi di ordinamenti (fig. 1.7): nell’ordinamento normale la differenza di massa più

piccola è tra i due autostati più leggeri ($\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$); nell'ordinamento invertito la differenza di massa più piccola è tra i due autostati più pesanti ($\nu_3 < \nu_1 < \nu_2$). Diversi esperimenti sono stati proposti per risolvere il problema della gerarchia: tra questi gli esperimenti INO [47] e PINGU [48] intendono perseguire questo fine studiando il flusso di neutrini atmosferici rispettivamente con rivelatori magnetizzati e di grande scala; esperimenti con acceleratore a lunga linea di base come NO ν A [51], LBNE [52] e Fermilab-PINGU [53] intendono studiare a tal fine effetti di materia; l'esperimento JUNO [49, 50] intende determinare la gerarchia di massa studiando oscillazioni di antineutrini da reattore.

Un altro problema irrisolto è la possibilità che i neutrini possano violare la simmetria di CP. Lo studio della violazione di CP può essere effettuato confrontando le probabilità di comparsa in esperimenti a lunga linea di base come T2K e NO ν A. Tra gli esperimenti proposti per osservare e misurare la fase δ di violazione CP vi è l'esperimento DAE δ ALUS [54], che si propone di utilizzare sorgenti di neutrino situate a diverse distanze da un singolo detector, e gli esperimenti long-baseline Hyper-K [55] e DUNE [56].

Altra questione aperta riguarda la natura di Dirac ovvero di Majorana del neutrino, ossia la possibilità (nel secondo caso) che il neutrino coincida con la sua antiparticella. Questa possibilità può essere indagata studiando il decadimento doppio beta [57]. Questo processo coinvolge la contemporanea

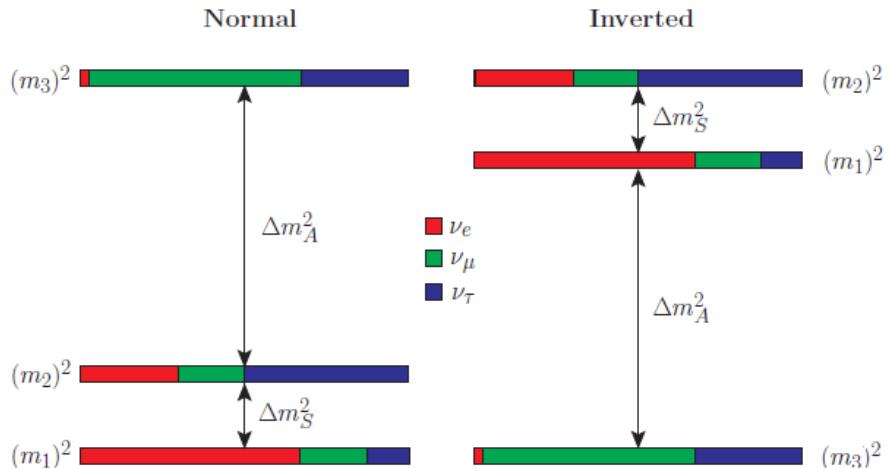
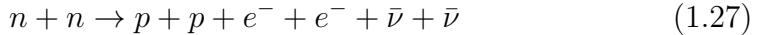


Figura 1.7: I due possibili ordinamenti delle masse dei neutrini attivi. La scala di colori indica la frazione di ognuno dei sapori ν_l , $l = e, \mu, \tau$ contenuta in ciascun autostato di massa ν_i , $i = 1, 2, 3$, secondo l'attuale conoscenza della matrice PMNS.

trasformazione di due neutroni in due protoni secondo la reazione



e avviene in quei nuclei come ^{76}Ge in cui il processo $Z \rightarrow Z + 2$ è energeticamente favorito mentre il processo $Z \rightarrow Z + 1$ è sfavorito a causa dell'energia di legame. Se il neutrino fosse una particella di Majorana sarebbe possibile la reazione



in cui il decadimento doppio beta avviene senza emissione di neutrino. Questo processo può essere messo in evidenza analizzando le distribuzioni cinematiche degli elettroni emessi. Gli esperimenti CUORE-0 [58], NEMO [59], GERDA [60], KamLAND-Zen [61] e EXO-200 [62] hanno studiato questo fenomeno e hanno stabilito un limite di $m_{\beta\beta} \lesssim 0,1$. Sono in fase di studio nuovi esperimenti in grado di ottenere una maggiore sensibilità.

Un'altra questione aperta riguarda le anomalie registrate da esperimenti a corta linea di base, questione che sarà discussa in dettaglio nel paragrafo seguente, essendo questo oggetto di indagine nell'esperimento NESSiE.

1.6 Neutrini sterili

Lo studio delle oscillazioni di neutrino da parte di numerosi esperimenti ha portato alla piena comprensione del fenomeno in termini di angoli di mescolamento e differenze di quadrati di masse nel modello a tre neutrini. Alcuni recenti risultati tuttavia sembrano essere fuori dallo schema della teoria a tre neutrini in quanto sembrerebbero indicare l'esistenza di oscillazioni con un $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Questa differenza di massa al quadrato non è compatibile con i valori noti $\Delta m_S^2 \simeq 8 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\Delta m_A^2 \simeq 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Questo risultato, se confermato sperimentalmente, renderebbe necessario estendere il modello a tre neutrini. Poiché il numero di neutrini attivi è limitato a tre dalla misura della larghezza della risonanza Z_0 (si veda il par. 1.1), neutrini leggeri aggiuntivi non possono avere accoppiamenti elettrodeboli e per questo sono detti *sterili*. Finora non è stata fornita una prova definitiva circa l'esistenza di neutrini sterili. Fornire questa prova è proprio lo scopo dell'esperimento NESSiE (si veda il cap. 2).

1.6.1 Motivazioni sperimentalistiche

Tra i risultati che sembrano indicare l'esistenza di neutrini sterili alla scala $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$, si citano le misure di oscillazione degli esperimenti LSND [63]

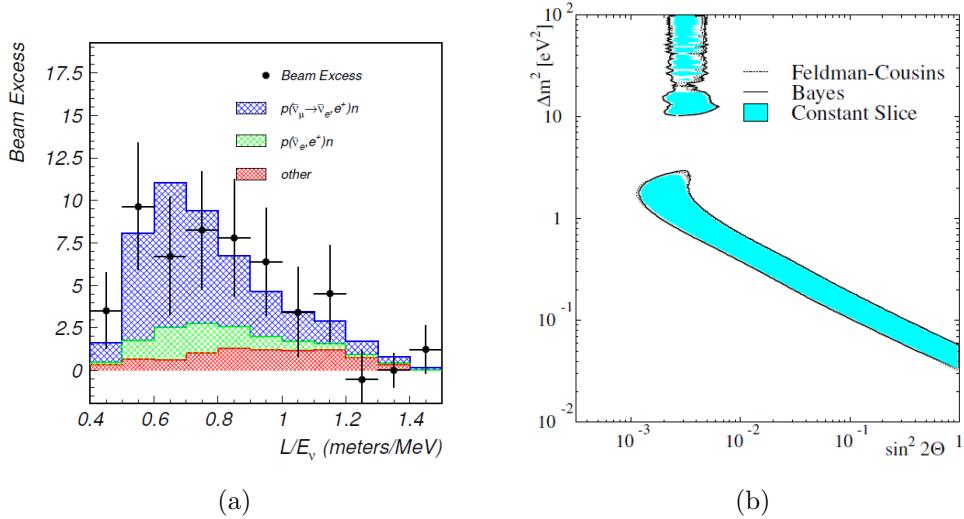


Figura 1.8: (a): Eccesso di eventi $\bar{\nu}_e$ registrato da LSND in funzione di L/E . (b): Regione consentita al livello di confidenza del 90% nello spazio dei parametri Δm^2 vs. $\sin^2 2\theta$. [63]

e MiniBooNE [64, 65], la cosiddetta “*Gallium anomaly*” [66, 67] relativa agli esperimenti radiochimici GALLEX e SAGE, la cosiddetta “*reactor anomaly*” [69] relativa ad esperimenti con reattore.

L'esperimento LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector), condotto negli anni '90 presso il Los Alamos Neutron Science Center, aveva lo scopo di cercare oscillazioni $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Esso utilizzava un fascio di $\bar{\nu}_\mu$ prodotto da un fascio di protoni da 800 MeV su bersaglio mediante decadimento da fermo di pioni. Neutrini di energia tra 20 e 60 MeV erano rivelati a una distanza di 30 m. Il detector era costituito da 167 t di olio minerale drogato con scintillatore b-PDB circondato da 1220 fotomoltiplicatori. LSND osservò un eccesso di eventi di $89,7 \pm 22,4 \pm 6,0$ $\bar{\nu}_e$ rispetto al fondo (fig. 1.8), effetto di $3,8\sigma$ rispetto all'ipotesi nulla di assenza di oscillazioni. Questo eccesso fu interpretato come un segnale di oscillazione corrispondente a un valore di best-fit di $\sin^2 2\theta = 0,003$, $\Delta m^2 = 1,2$ eV² nell'approssimazione a due neutrini (eq. 1.13).

L'esperimento MiniBooNE, proposto nel 1999 con lo scopo di studiare l'anomalia di LSND, ha preso dati dal 2002 al 2012 presso il Booster Neutrino Beam al Fermilab. Esso utilizzava un fascio di neutrini $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$, prodotto da protoni di 8 GeV accelerati dal Fermilab Booster che incidono su un bersaglio di berillio mediante il decadimento in volo dei pioni e dei kaoni secondari.

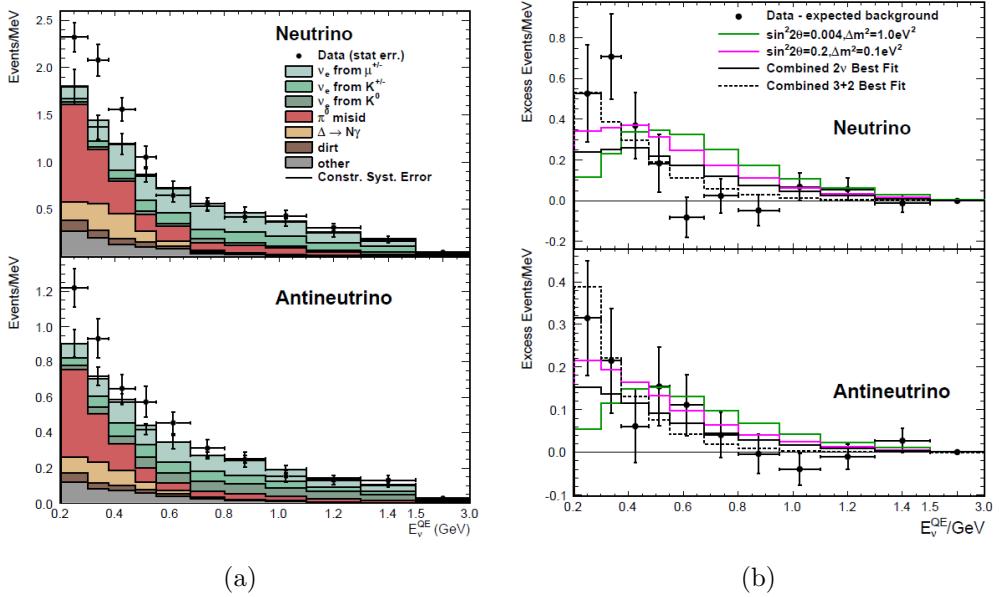


Figura 1.9: (a): Distribuzioni in E_{ν}^{QE} per i dati di neutrino CCQE (punti con errori statistici) e per il fondo (istogrammi con errori sistematici) misurate da MiniBooNE nelle modalità neutrino (alto) e antineutrino (basso). (b): Eccesso di eventi in funzione di E_{ν}^{QE} misurato da MiniBooNE nelle modalità neutrino (alto) e antineutrino (basso); gli istogrammi rappresentano i valori attesi secondo diversi modelli di oscillazione. [65]

Il flusso di neutrini così generato aveva una energia media di 700 MeV. Il rivelatore era posto alla distanza di 540 m dalla sorgente e consisteva in una cisterna sferica di 12 m di diametro riempita di 800 t di olio minerale e da 1240 fotomoltiplicatori. Il risultato delle misure di MiniBooNE è mostrato in figura 1.9. Sebbene non si sia osservata una anomalia simile a quella di LSND, l'esperimento ha osservato un eccesso di eventi anomalo a più basse energie. Questo effetto, all'inizio non ben compreso, sarebbe compatibile con LSND secondo alcuni modelli di oscillazione [72]. L'esperimento MiniBooNE tuttavia non è riuscito a dare risultati definitivi circa la natura dell'anomalia di LSND avendo osservato un eccesso di eventi a valori più grandi di L/E in una regione di energia dove il fondo è elevato.

Per “*Gallium anomaly*” si intende l'effetto registrato dagli esperimenti radiochimici GALLEX e SAGE nelle misure di calibrazione con sorgenti radioattive. Questi esperimenti, progettati per rivelare neutrini solari, rivelavano anche neutrini prodotti mediante sorgenti di ^{51}Cr e ^{37}Ar , inserite

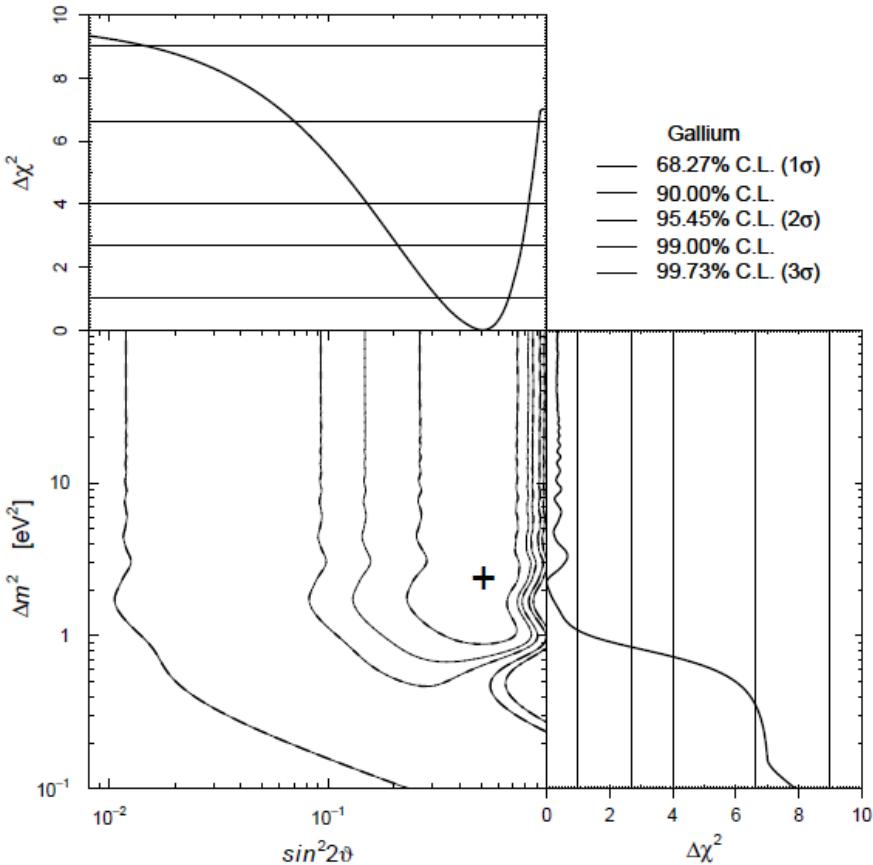


Figura 1.10: Regioni consentite nel piano $\sin^2 2\theta - \Delta m^2$ e $\Delta\chi^2$ marginali ottenute dai dati combinati degli esperimenti GALLEX e SAGE. Il valore di best-fit corrispondente a χ^2_{\min} è indicato da una croce. [67]

all'interno del detector (i nuclei di ^{51}Cr e ^{37}Ar producono ν_e di determinata energia mediante cattura elettronica, 0,811 e 0,813 MeV per ^{37}Ar e 0,747, 0,752, 0,427 e 0,432 MeV per ^{51}Cr [68]). Le energie di questi neutrini e le dimensioni di questi due esperimenti sono tali che il valore del rapporto L/E è simile a quello di LSND e questo permette di studiare le oscillazioni in una regione compatibile dello spazio dei parametri. Studi su queste misure hanno mostrato l'esistenza di un deficit di ν_e , interpretabile in termini di oscillazioni di neutrino sterile con $\Delta m^2 \gtrsim 1\text{eV}^2$ (fig. 1.10).

Per “*reactor anomaly*” si intende un effetto di sparizione di neutrini individuato negli esperimenti con reattore. Questo deficit deriva da una recente rivalutazione degli spettri di antineutrino nei reattori nucleari che ha stabilito un flusso di neutrini incrementato di circa il 3% [70]. In base a questo

nuovo calcolo del flusso di neutrini, i risultati dei precedenti esperimenti a corta linea di base con reattore sembrano indicare un deficit del 5.7% (il rapporto tra i neutrini misurati e quelli attesi è di $0,943 \pm 0,023$), significativo al livello di confidenza del 98.6%. Questo deficit è interpretabile come oscillazioni di neutrino sterile con $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ [69].

1.7 Oscillazioni con neutrini sterili

Se si ammette l'esistenza di neutrini sterili, lo scenario diventa quello di figura 1.11. In presenza di $n_s = n - 3$ neutrini sterili l'equazione 1.16 diventa [71]:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^n U_{li} |\nu_i\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau, s_1, s_2, \dots, s_{n-3}) \quad (i = 1, 2, 3, \dots, n) \quad (1.29)$$

dove la sommatoria è estesa oltre che agli stati attivi anche a n_s stati sterili massivi.

Nella equazione 1.29, la matrice U è di dimensioni $n \times n$. Essa può essere espressa in termini di $3(n-2) = 3(n_s+1)$ angoli di mixing e di $2n-5 = 2n_s+1$ fasi. Il numero di questi parametri è inferiore rispetto ai $n(n-1)/2$ angoli e $(n-1)(n-2)/2$ fasi con cui si può descrivere una matrice unitaria $n \times n$ per il fatto che le $n_s(n_s-1)/2$ rotazioni tra gli stati sterili non hanno significato

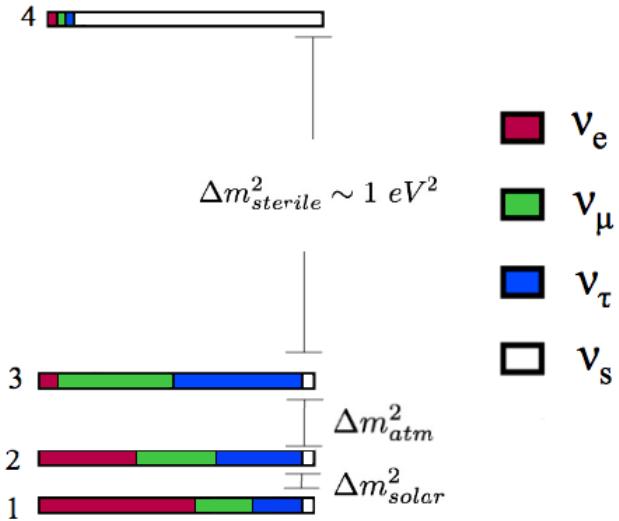


Figura 1.11: Composizione in sapore degli stati di massa in un modello 3+1 (ordinamento normale).

fisico (gli stati s_1, s_2, \dots, s_{n-3} sono di fatto la stessa particella rispetto al contenuto in sapore, che però può esistere in più stati di massa).

In maniera simile all'equazione 1.22 è possibile fattorizzare la matrice U in termini di matrici di rotazione. Ad esempio nel caso $n_s = 1$ si ha:

$$U = R_{34} \tilde{R}_{24} \tilde{R}_{14} R_{23} \tilde{R}_{13} R_{12} \quad (1.30)$$

dove R_{ij} sono matrici di rotazione 4×4 che descrivono una rotazione di un angolo θ_{ij} e \tilde{R}_{ij} sono matrici complesse che rappresentano rotazioni di un angolo θ_{ij} e una fase ϕ_{ij} , ad esempio:

$$R_{34} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_{34} & s_{34} \\ 0 & 0 & -s_{34} & c_{34} \end{pmatrix}, \quad \tilde{R}_{34} = \begin{pmatrix} c_{14} & 0 & 0 & s_{14}e^{-i\delta_{14}} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -s_{14}e^{i\delta_{14}} & 0 & 0 & c_{14} \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

con $c_{ab} = \cos \theta_{ab}$ e $s_{ab} = \sin \theta_{ab}$. Nel caso di $n_s = 2$ l'equazione 1.30 diventa:

$$U = \tilde{R}_{35} R_{34} R_{25} \tilde{R}_{24} R_{23} \tilde{R}_{15} \tilde{R}_{14} \tilde{R}_{13} R_{12} \quad (1.32)$$

Le equazioni 1.18 e 1.19 sono ancora valide a descrivere le probabilità di comparsa e di sopravvivenza dei neutrini (a patto di estendere le sommatorie a $n = n_s + 3$ anziché $n = 3$). In esse compaiono termini addizionali che descrivono oscillazioni degli stati attivi con gli stati sterili e hanno fasi che dipendono da differenze di massa aggiuntive rispetto a quelle del modello a 3 neutrini. Ad esempio nel caso $n_s = 1$ si hanno 3 differenze di massa al quadrato aggiuntive che sono Δm_{4i}^2 ($i = 1, 2, 3$); nel caso di $n_s = 2$ queste sono Δm_{4i}^2 , Δm_{5i}^2 ($i = 1, 2, 3$) e Δm_{54}^2 .

1.8 Modelli di oscillazione short-baseline

Negli esperimenti a corta linea di base (*short-baseline*, SBL) come LSND e MiniBooNE (e l'esperimento NESSiE), caratterizzati da $L/E \sim 1 \text{ m}/\text{MeV}$, è possibile trascurare nelle equazioni 1.18 e 1.19 i termini che descrivono le oscillazioni tra gli stati attivi e considerare solo i termini dovuti alle oscillazioni di neutrini sterili. Questo è vero in quanto $\Delta m_S^2, \Delta m_A^2 \ll \Delta m_{\text{sterile}}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Gli attuali dati SBL non consentono di stabilire l'esatto numero di neutrini sterili. Si considerano in questa sezione i modelli con un neutrino sterile (3+1) e con due neutrini sterili (3+2) [71]. Anche modelli con tre neutrini sterili sono stati studiati in letteratura [72].

1.8.1 Modello “3 + 1”

Nel modello cosiddetto “3 + 1” si considera un solo neutrino sterile oltre ai tre neutrini attivi. Nell’approssimazione in cui $\Delta m_{21}^2 \approx \Delta m_{31}^2 \approx 0$, la probabilità di apparizione SBL nello schema di (3 + 1) neutrini è equivalente al caso di due neutrini:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{SBL,3+1} = P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}^{SBL,3+1} = \sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right) \quad (1.33)$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}^{SBL,3+1} = P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha}^{SBL,3+1} = 1 - \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right) \quad (1.34)$$

per $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$, con

$$\sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) = 4|U_{\alpha 4}|^2 |U_{\beta 4}|^2 \quad (1.35)$$

$$\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}) = 4|U_{\alpha 4}|^2 (1 - 4|U_{\alpha 4}|^2) \quad (1.36)$$

Se si considerano solo oscillazioni $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$, il modello (3 + 1) dipende da tre parametri: U_{e4} , $U_{\mu 4}$, Δm_{41}^2 .

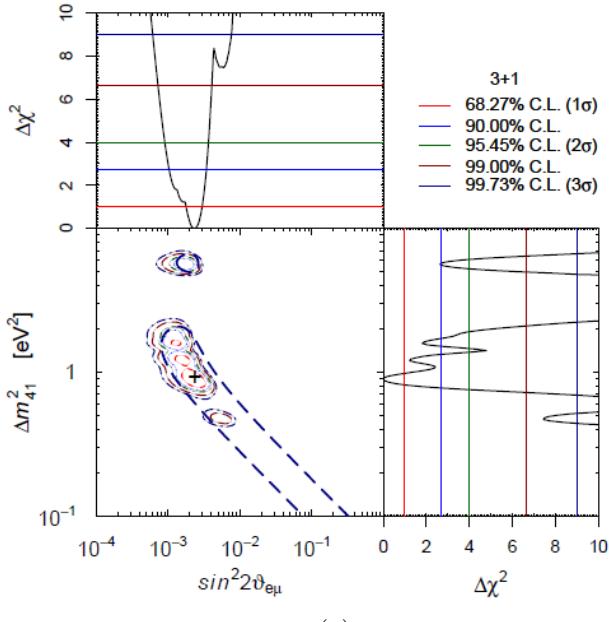
Caratteristiche salienti di questo modello sono le seguenti:

- Le probabilità efficaci di oscillazione SBL dipendono solo dal più grande dei Δm^2 , ossia dal valore assoluto di Δm_{41}^2 .
- Le ampiezze di oscillazione dipendono solo dai valori assoluti degli elementi nella quarta colonna della matrice di mixing, ossia da tre numeri reali con somma minore di 1, poiché l’unitarietà della matrice di mixing comporta che $\sum_\alpha |U_{\alpha 4}|^2 = 1$.
- La violazione di CP non può essere osservata negli esperimenti di oscillazione SBL, per cui neutrini ed antineutrini hanno le stesse probabilità efficaci di oscillazione SBL.

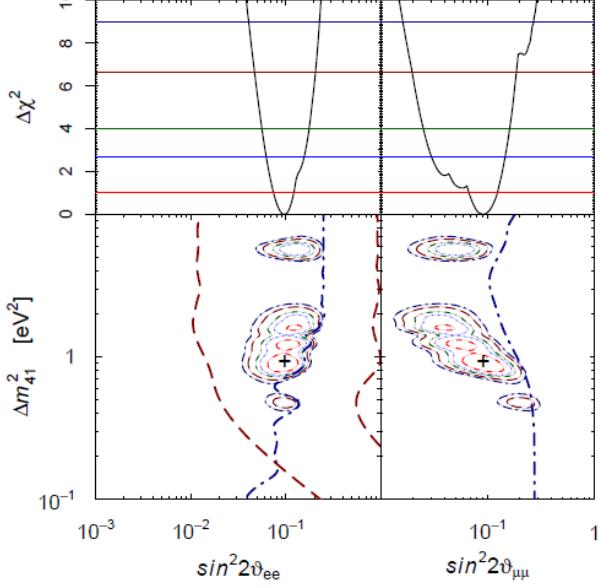
Il segno di Δm_{41}^2 non influisce sulle probabilità di oscillazione: questo comporta che misure SBL non consentono di determinare se il neutrino sterile è più leggero o più pesante rispetto ai neutrini attivi. Due possibili gerarchie sono infatti possibili (in realtà quattro se si considera il fatto che anche il segno di Δm_{31}^2 non è noto): se $m_{1,2,3} \ll m_4$ si è nel caso “3+1” propriamente detto; se $m_4 \ll m_{1,2,3}$ si ha una gerarchia di tipo “1+3” (fig. 1.13).

1.8.2 Modello “3 + 2”

Un modello alternativo a quello esaminato nel paragrafo precedente è il modello “3 + 2” che considera due neutrini sterili. È stato dimostrato [72]



(a)



(b)

Figura 1.12: (a) Regioni consentite nel piano $\sin^2 2\theta_{e\mu} - \Delta m^2_{41}$ e $\Delta\chi^2$ marginali per $\sin^2 2\theta_{e\mu}$ e Δm^2_{41} ottenuti dal fit globale dei dati SBL nello schema 3+1. Il punto di best-fit, corrispondente a $\Delta\chi^2_{\min}$, è indicato da una croce. (b) Regioni consentite nei piani $\sin^2 2\theta_{ee} - \Delta m^2_{41}$ e $\sin^2 2\theta_{\mu\mu} - \Delta m^2_{41}$ e $\Delta\chi^2$ marginali per $\sin^2 2\theta_{ee}$ e $\sin^2 2\theta_{\mu\mu}$ ottenuti dal fit globale dei dati SBL nello schema 3+1. I colori delle linee hanno lo stesso significato che in figura a. [73]

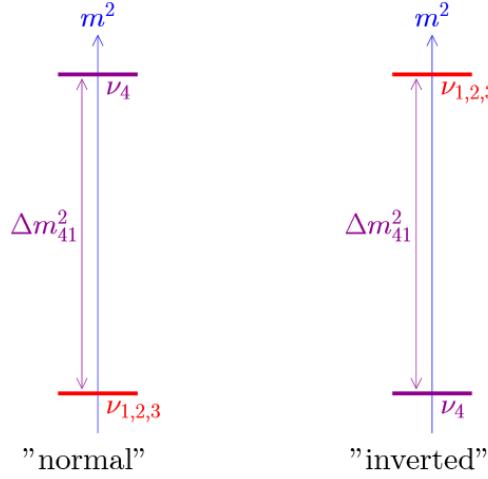


Figura 1.13: Spettri di massa nei due tipi di ordinamento con un solo neutrino sterile: ordinamento normale 3+1 (sinistra) e ordinamento invertito 1+3 (destra). [73]

che questo modello fornisce un miglior fit dei dati sperimentali rispetto al modello “3 + 1”. La ragione per cui questo modello è preferito rispetto a quello “3 + 1” è che risolve il conflitto sperimentale tra il segnale $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ dell’esperimento LSND e la mancanza di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ riportata dall’esperimento MiniBooNE grazie all’introduzione della violazione di CP, la quale richiede almeno due neutrini sterili.

Nell’ambito della teoria a (3 + 2) neutrini, nell’approssimazione di SBL ($\Delta m_{21}^2 \approx \Delta m_{31}^2 \approx 0$), la probabilità di apparizione è data da [72]:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{SBL,3+2} = 4|U_{\alpha 4}|^2|U_{\beta 4}|^2 \sin^2 \phi_{41} + 4|U_{\alpha 5}|^2|U_{\beta 5}|^2 \sin^2 \phi_{51} + 8|U_{\alpha 4}U_{\beta 4}U_{\alpha 5}U_{\beta 5}| \sin \phi_{41} \sin \phi_{51} \cos(\phi_{54} - \gamma_{\alpha \beta}) \quad (1.37)$$

con le definizioni ($\alpha, \beta = e, \mu, \tau$):

$$\phi_{ij} \equiv \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}, \quad \gamma_{\alpha \beta} \equiv \arg(U_{\alpha 4}^* U_{\beta 4} U_{\alpha 5} U_{\beta 5}^*) \quad (1.38)$$

L’equazione 1.37 vale per i neutrini; per quanto riguarda gli antineutrini l’equazione analoga si ottiene con la sostituzione $\gamma_{\alpha \beta} \rightarrow -\gamma_{\alpha \beta}$.

La probabilità di sopravvivenza è data da:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}^{SBL,3+2} = 1 - 4 \left(1 - \sum_{i=4,5} |U_{\alpha i}|^2 \right) \sum_{i=4,5} |U_{\alpha i}|^2 \sin^2 \phi_{i1} - 4|U_{\alpha 4}|^2|U_{\alpha 5}|^2 \sin^2 \phi_{54} \quad (1.39)$$

dove ϕ_{ij} è lo stesso che in equazione 1.38.

In questo modello sono distinti il caso in cui Δm_{41}^2 e Δm_{51}^2 sono entrambi positivi (schema “3+2”) e il caso in cui uno di essi è negativo (schema “1+3+1”). Infatti tra i tre tipi di ordinamenti possibili nel caso di due neutrini sterili (fig. 1.14), gli schemi 3+2 e 1+3+1 hanno una fenomenologia leggermente differente [74].

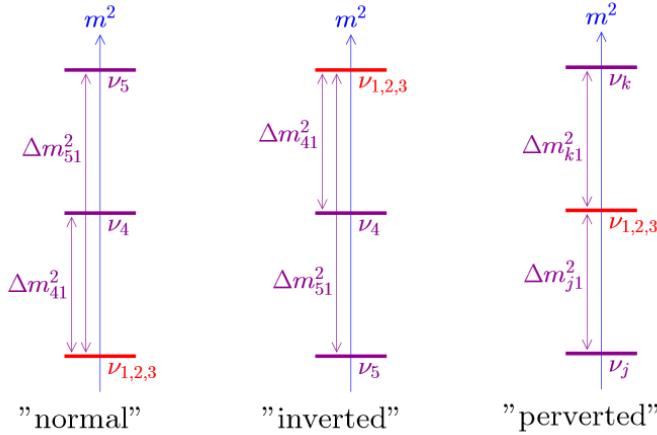


Figura 1.14: Spettri di massa nei tre tipi di ordinamento con un due neutrini sterili: ordinamento normale 3+2 (sinistra), ordinamento invertito 2+3 (centro) e ordinamento 1+3+1 (destra). Nel caso 1+3+1 gli indici k e j sono scelti in maniera tale che $|\Delta m_{41}^2| < |\Delta m_{51}^2|$. [73]

Nel modello 3+2 le probabilità relative alle oscillazioni $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ dipendono da sette parametri: $U_{e4}, U_{\mu 4}, \Delta m_{41}^2, U_{e5}, U_{\mu 5}, \Delta m_{51}^2, \gamma_{\mu e}$. L’attuale conoscenza dei parametri dei modelli 3+1 e 3+2, derivante da fit globali [71], è riassunta nella tabella 1.2. Le figure 1.12 e 1.15 mostrano le regioni consentite nello spazio dei parametri rispettivamente negli schemi 3+1 e 3+2 relative a fit globali [71, 73].

	$\Delta m_{41}^2 [eV^2]$	$ U_{e4} $	$ U_{\mu 4} $	$\Delta m_{51}^2 [eV^2]$	$ U_{e5} $	$ U_{\mu 5} $	$\gamma_{\mu e}$
3+1	0,93	0,15	0,17				
3+2	0,47	0,13	0,15	0,87	0,14	0,13	$-0,15\pi$
1+3+1	-0,87	0,15	0,13	0,47	0,13	0,17	$0,06\pi$

Tabella 1.2: Valori dei best fit globali per i parametri di oscillazione negli schemi di massa 3+1, 3+2 e 1+3+1. $\gamma_{\mu e}$ è la fase complessa definita nell’equazione 1.37. [71]

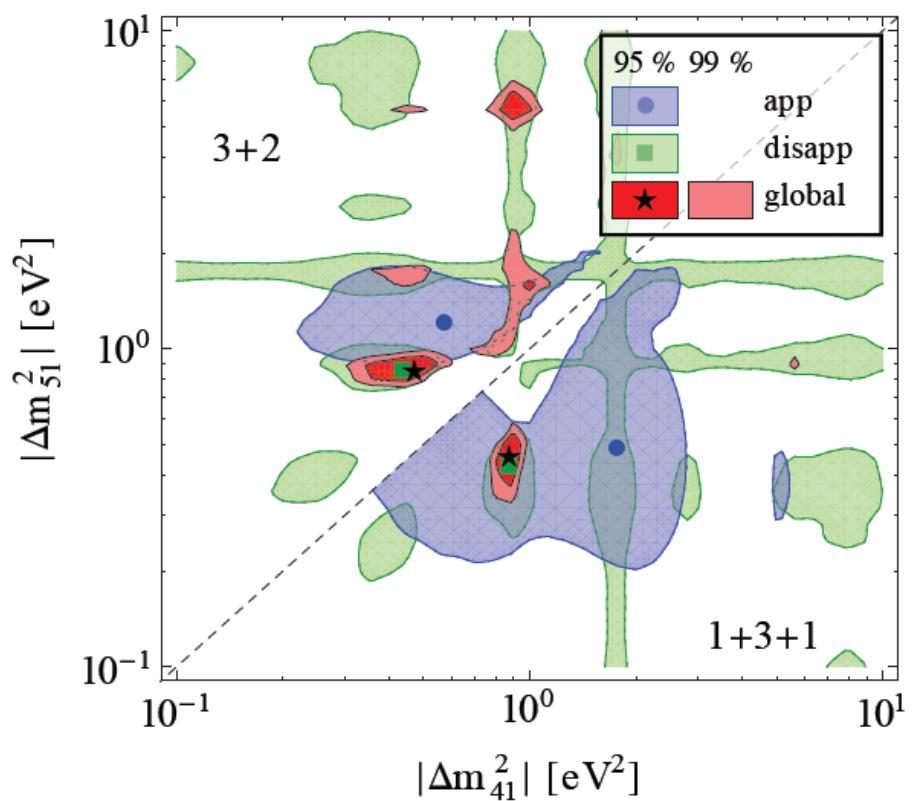


Figura 1.15: Regioni consentite nel piano $|\Delta m_{41}^2| - |\Delta m_{51}^2|$ negli schemi di massa 3+2 (parte in alto a sinistra) e 1+3+1 (parte in basso a destra). Sono mostrate le regioni consentite per i dati di comparsa (blu), di sparizione (verde) e globali (rosso) ai livelli di confidenza del 95% e del 99%. [71]

1.8.3 Modello “3 + 1” con violazione di CPT

Nell’ambito dei modelli “3 + 1” la sola variante che sembra in grado di interpolare i dati globali è il modello di Giunti-Laveder [75] che considera (3 + 1) neutrini e violazione di CPT. Il modello è stato ispirato dalle analisi sui dati di neutrino elettronico delle misure di calibrazione degli esperimenti radiochimici e dai dati di antineutrino elettronico degli esperimenti con reattore (Bugey [76], Chooz [77]). Questi dati possono essere spiegati in termini di oscillazioni di neutrino aventi differenza di masse quadratiche e mescolamento di neutrini e antineutrini violanti CPT.

In questo modello i parametri che governano le oscillazioni di neutrino e di antineutrino possono essere differenti (tab. 1.3). I neutrini possono avere solo transizioni $\nu_e \rightarrow \nu_e$, mentre gli antineutrini hanno una fenomenologia molto più ricca.

Δm_{41}^2	$ U_{e4} $	$ U_{\mu 4} $	$\overline{\Delta m}_{41}^2$	$ \overline{U}_{e4} $	$ \overline{U}_{\mu 4} $
1,92	0,275	0,0	0,47	0,068	0,886

Tabella 1.3: Parametri di best fit del modello “3 + 1” con violazione CPT.

Capitolo 2

L'esperimento NESSiE

L'esperimento NESSiE (Neutrino Experiment with SpectrometerS in Europe) [78, 79, 80] è un esperimento di short baseline sulla fisica del neutrino. L'esperimento, proposto per la prima volta al CERN nel 2011 [81, 82] e più recentemente (2014) al Fermilab [83], si propone di studiare la fisica del neutrino oltre il modello standard. Scopo principale dell'esperimento è quello di fornire evidenza sperimentale dell'esistenza di neutrini sterili, ossia neutrini non interagenti debolmente. La proposta prevede l'utilizzo di un fascio di neutrini muonici e di due rivelatori posti a diversa distanza dal fascio.

In questo capitolo si descrive l'esperimento NESSiE, nell'ambito del quale mi sono occupato in particolare dell'elettronica di acquisizione.

2.1 L'idea concettuale

L'esperimento NESSiE è basato sull'utilizzo di un intenso fascio di neutrini $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ e di due rivelatori simili posti a due diverse distanze dal fascio (denominati per questo motivo *Near* e *Far*) basati su spettrometri magnetici. Nella proposta al CERN PS [81] e nella successiva evoluzione al CERN SPS [82] l'esperimento NESSiE affianca nella ricerca di oscillazioni l'esperimento ICARUS [89], esperimento basato su rivelatori massivi ad argon liquido (LAr). In questo caso gli spettrometri di NESSiE hanno la funzione di rivelare i muoni prodotti dalle interazione di ν_μ nel LAr, fornendo una misura di sparizione di ν_μ complementare a quella di comparsa $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ misurata da ICARUS. Gli spettrometri di NESSiE permetterebbero inoltre di distinguere ν_μ da $\bar{\nu}_\mu$ mediante la misurazione del segno della carica dei muoni prodotti nel LAr. Nello spostamento a FNAL [83], NESSiE è ripensato come un esperimento

a sé stante e gli spettrometri misurano i muoni prodotti da interazioni di neutrino negli spettrometri stessi.

Le distanze dei rivelatori Near e Far dal fascio sono dimensionate rispetto all'energia media dei neutrini in modo tale che l'esperimento è sensibile ad oscillazioni con $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ (studi a riguardo sono riportati in [90] e [80]). Nella primissima proposta [81], studiata per un fascio di neutrino prodotto mediante l'acceleratore PS del CERN avente una energia media di circa 1 GeV , le posizioni dei rivelatori Near e Far sono rispettivamente a 127 m e 850 m dal bersaglio di protoni; nella successiva proposta presso l'acceleratore CERN-SPS [82], in cui l'energia media del fascio è di circa 2 GeV , i siti Near e Far sono alle distanze di 460 m e 1600 m ; nella proposta Fermilab i due siti sperimentali sono alle distanze di 110 m e 710 m dal bersaglio.

Questo approccio di utilizzare due rivelatori in posizioni differenti consente di mettere in evidenza oscillazioni osservando il rapporto *Far/Near* tra gli eventi di ν_μ registrati nel rivelatore Far e nel rivelatore Near. Esso inoltre consente di tenere sotto controllo gli errori sistematici a livello di 1 \div 2% in quanto il flusso e il sapore iniziale del fascio è misurato a livello del rivelatore Near e il rapporto *Far/Near* non dipende in prima approssimazione da flusso, sezioni d'urto ed efficienze dato che i due rivelatori Near e Far sono simili.

Un altro tipo di analisi possibile è la ricerca di scomparsa di eventi di corrente neutra (NC), che sarebbe una indicazione diretta dell'esistenza di neutrini sterili. Infatti, mentre la scomparsa di corrente carica (CC) può ad esempio derivare da oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (ν_τ non può produrre l'associato leptone τ , essendo il processo di interazione CC sotto soglia alle energie del fascio), eventi di NC possono scomparire solo se i neutrini attivi oscillano in neutrini sterili. La quantità più indicata a condurre questa analisi è il doppio rapporto

$$\frac{\frac{NC}{CC}_{Far}}{\frac{NC}{CC}_{Near}} \quad (2.1)$$

in cui la componente NC è misurata efficientemente per mezzo dei rivelatori LAr, mentre CC_{Near} e CC_{Far} sono misurati con precisione grazie agli spettrometri, mediante la distinzione dei contributi di ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$.

2.2 La fisica

Oggetto di indagine da parte della proposta NESSiE è la possibile esistenza di neutrini sterili leggeri. Come spiegato nel paragrafo 1.6, alcune “anomalie”, come i segnali di apparizione $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) degli esperimenti LSND e

MiniBooNE e i segnali di scomparsa di $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ di alcuni esperimenti radiochimici e con reattore, sembrerebbero indicare oscillazioni con $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$, che comporterebbero l'esistenza di neutrini sterili. Questi segnali tuttavia non hanno trovato conferma negli esperimenti di scomparsa di ν_μ . In particolare l'esperimento CDHS [84] riportò nel 1984 la non osservazione di oscillazioni in un ampio intervallo di Δm^2 che va da $0,3$ a 90 eV^2 . Misure più recenti di scomparsa di ν_μ come quelle riportate dall'esperimento MiniBooNE [85], un'analisi congiunta dei dati di MiniBooNE/SciBooNE [86] e l'esperimento di long baseline MINOS [87] hanno anch'esse fornito un risultato negativo circa le oscillazioni di neutrini sterili e hanno ampliato la regione nello spazio dei parametri esclusa da CHDS (fig. 2.1), aumentando il conflitto con i risultati positivi degli esperimenti di comparsa. Resta tuttavia un'ampia regione inesplorata dello spazio dei parametri per $\sin^2 2\theta < 0,1$.

Sulla base di queste considerazioni si può affermare che occorrono nuove misure per stabilire definitivamente e in maniera inequivocabile l'esistenza di

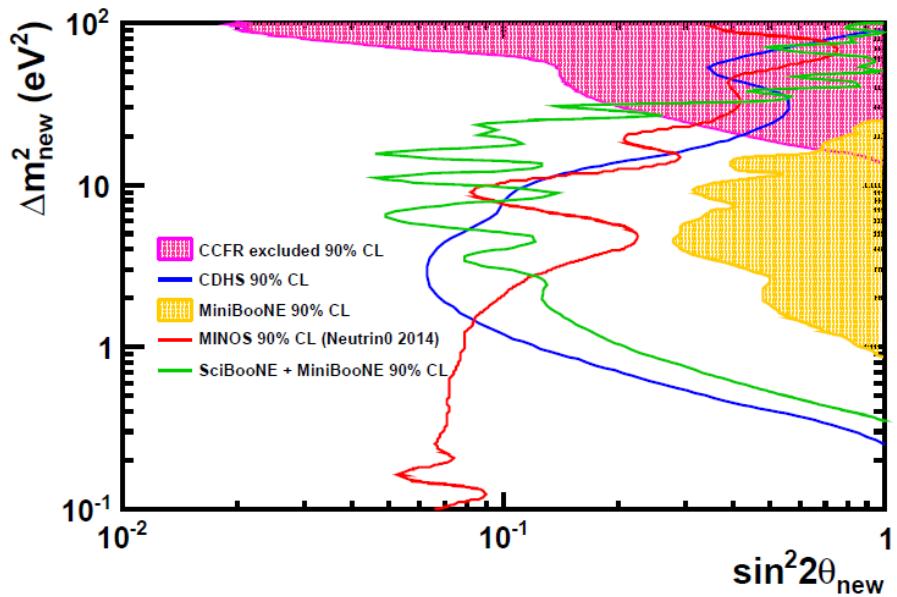


Figura 2.1: Attuali limiti di esclusione sulle ricerche di scomparsa alla scala di $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Linea blu (verde): limiti di esclusione dall'esperimento CDHS [84] e la recente misura di MiniBooNE/SciBooNE [86]. Le due aree colorate corrispondono ai limiti di esclusione degli esperimenti CCFR [88] e MiniBooNE [85] da soli. La curva rossa rappresenta il risultato molto recente di MINOS [87]. Tutti i limiti di esclusione riportati sono stati calcolati al livello di confidenza del 90%. [80]

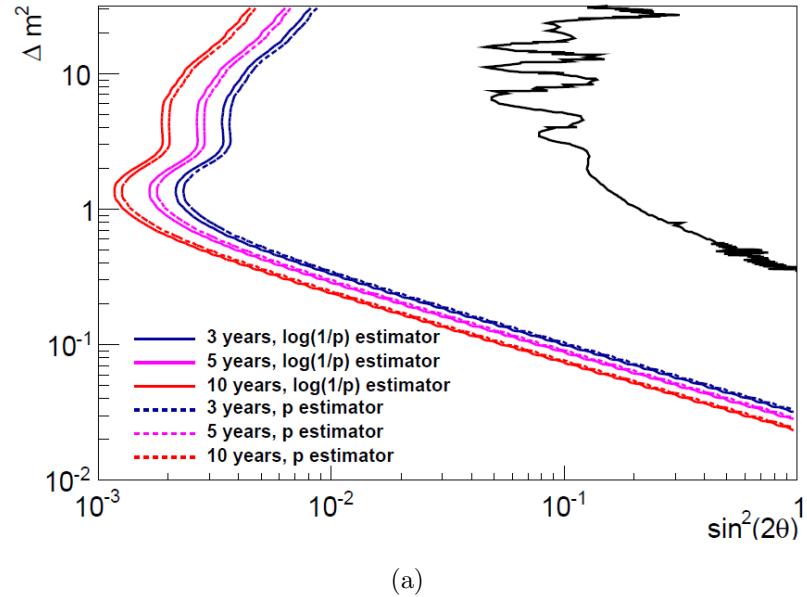
oscillazioni alla scala di $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Una migliore misura di scomparsa di ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) potrebbe mettere severamente in crisi i fit globali di neutrino sterile in caso di risultato nullo, o viceversa fornire una imprescindibile conferma in caso di osservazione di segnale.

L'esperimento proposto NESSiE ha come scopo principale quello di indagare sull'esistenza di neutrini sterili mediante misure di sparizione di neutrini muonici nella regione dei parametri $\Delta m_{new}^2 \simeq 1 \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta_{new} \leq 0,1$. L'esperimento potrebbe dare una risposta definitiva a riguardo in quanto esso estenderebbe in maniera determinante i limiti di sensibilità attuali (figg. 2.2 e 2.3), raccogliendo in tre anni di presa dati molta più statistica degli esperimenti suoi predecessori [81]. Basti pensare che i 3300 eventi di neutrino raccolti dall'esperimento CDHS [84] nel proprio rivelatore Far corrispondono alla statistica che NESSiE raccoglierebbe in un solo giorno di presa dati; d'altra parte esso raccoglierebbe la statistica dell'esperimento LSND in circa 10 giorni.

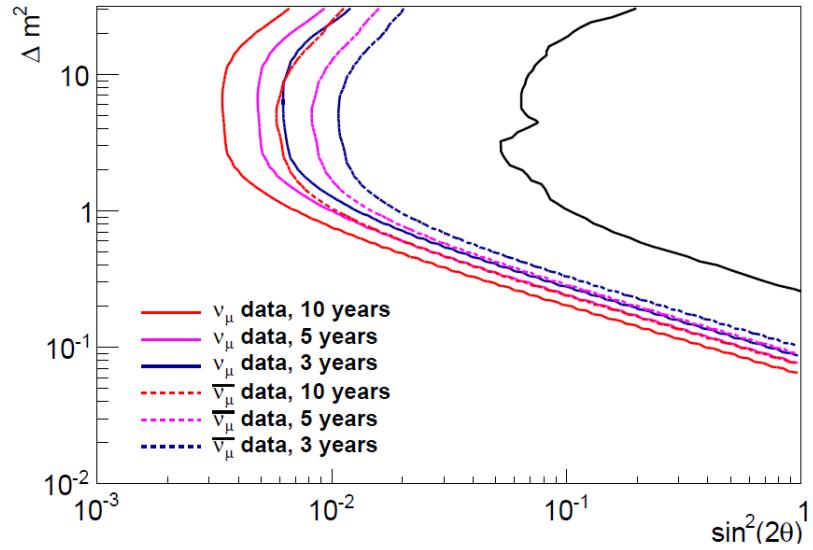
In caso di conferma delle oscillazioni di neutrino sterile, l'esperimento NESSiE potrebbe fornire le seguenti scoperte:

- fornire la prova dell'esistenza di un nuovo tipo di particella, il neutrino sterile, mediante la rivelazione di scomparsa di eventi di corrente neutra;
- chiarire la natura delle anomalie di neutrino e antineutrino elettronico degli esperimenti LSND e MiniBooNE;
- chiarire la natura delle anomalie di scomparsa di neutrino (antineutrino) elettronico negli esperimenti radiochimici e con reattore;
- caratterizzare il modello delle oscillazioni di neutrino sterile, determinando il numero di tali particelle e il valore dei parametri, ad esempio modelli di oscillazione 3+1 o 3+2 (si veda il par. 1.8);
- evidenziare la possibilità di violazione CP, identificata da differenze tra le oscillazioni di neutrino e antineutrino nei canali $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

La conferma della teoria del neutrino sterile, oltre a dare un senso ai risultati anomali trovati nei recenti esperimenti di short-baseline LSND e MiniBooNE, avrebbe anche un grande impatto dal punto di vista astrofisico e cosmologico, dando un importante contributo alla questione della Materia Oscura.

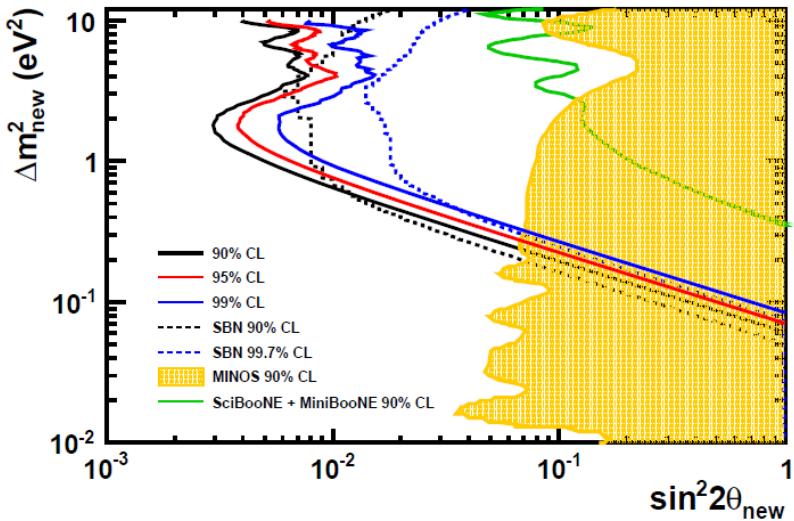


(a)

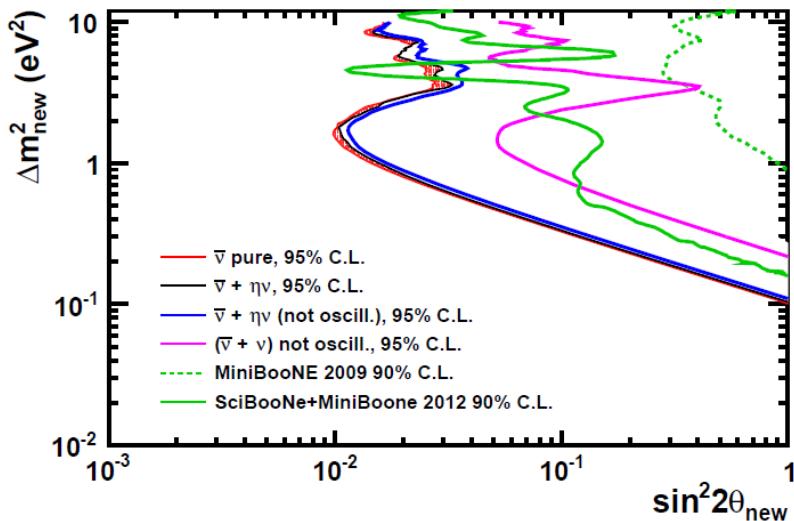


(b)

Figura 2.2: Limiti di sensibilità dell'esperimento proposto al CERN, stimati al livello di confidenza del 95%, per scomparsa di ν_μ (curve colorate). Le due figure si riferiscono (a) al caso di fascio con polarità positiva (prevalenza di neutrini ν_μ) e (b) fascio con polarità negativa (prevalenza di antineutrini $\bar{\nu}_\mu$). Le diverse curve corrispondono a diversi periodi di presa dati. Le curve nere mostrano il confronto con i limiti di esclusione stimati per scomparsa di ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) dall'analisi combinata di MiniBooNE e SciBooNE. [90]



(a)



(b)

Figura 2.3: Limiti di sensibilità dell'esperimento proposto al Fermilab per scomparsa di ν_μ , valutati con il metodo *profile likelihoods*. Le due figure si riferiscono (a) al caso di fascio con polarità positiva (prevalenza di neutrini ν_μ) e (b) fascio con polarità negativa (prevalenza di antineutrini $\bar{\nu}_\mu$). La figura a mostra i limiti ottenuti a diversi livelli di confidenza e il confronto con i limiti di MiniBooNE/SciBooNE (curva verde), MINOS (area in giallo) e con la proposta SBN [91] (linee tratteggiate). La figura b mostra i limiti ottenibili con diversi metodi di analisi e il confronto con i limiti ottenuti da MiniBooNE/SciBooNE (curva verde) e dal solo MiniBooNE (curva tratteggiata). [80]

2.3 Il fascio di neutrini

Sia nel caso della proposta CERN sia nel caso della proposta Fermilab si intende utilizzare un fascio di neutrini (antineutrini) muonici di tipo *pion-DIF*. Un fascio di questo tipo viene prodotto nella maniera descritta di seguito. Un fascio di protoni di energia opportuna viene fatto incidere su un bersaglio. L'interazione dei protoni col bersaglio produce diverse particelle, tra cui soprattutto pioni e muoni. Un sistema di focalizzazione, per mezzo di campi magnetici, seleziona e focalizza le particelle cariche di dato segno e momento. I neutrini sono prodotti dal decadimento di pioni e muoni, in un tunnel di lunghezza dell'ordine di 100 *m*, secondo i seguenti modi di decadimento:

$$\begin{array}{ll} \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu & \pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \\ \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu & \pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \end{array} \quad (2.2)$$

$$\begin{array}{ll} \mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu & \\ \mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu & \end{array} \quad (2.3)$$

Infine una schermatura (*beam dump*) posta al termine del tunnel di decadimento assorbe i muoni lasciando passare solo i neutrini. Una messa a fuoco positiva consente di ottenere tramite il decadimento $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ un fascio principalmente composto da ν_μ , con una piccola contaminazione derivante dagli altri modi di decadimento elencati nelle 2.2 e 2.3; d'altro canto una messa a fuoco negativa permette di ottenere un fascio con prevalenza di $\bar{\nu}_\mu$, derivanti dal decadimento $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$.

2.3.1 Il fascio di neutrini del CERN-SPS

Nel caso della proposta CERN [82] si è studiato un fascio di neutrini ν_μ prodotto mediante l'acceleratore SPS (Super Proto Sincrotrone) e localizzato presso la *North Area* del CERN (fig. 2.4). L'acceleratore SPS, che fornisce il fascio primario di protoni, è un sincrotron operante in un tunnel sotterraneo circolare di 6,9 *km* di circonferenza nei pressi di Ginevra in grado di accelerare diversi tipi di particelle (protoni, antiprotoni, elettroni, positroni e ioni pesanti) fino a 400 *GeV/c*. Esso inoltre funge da iniettore di protoni a 450 *GeV/c* per l'acceleratore LHC (Large Hadron Collider).

Per il nuovo fascio di neutrini si pensa di utilizzare come sorgente primaria protoni aventi energia intorno a 100 *GeV*. Questa energia è stata scelta in maniera tale da essere compatibile con il funzionamento dell'acceleratore SPS e della linea di trasferimento e di valore sufficientemente basso perché i muoni di alta energia prodotti a livello del bersaglio vengano assorbiti nei circa 200 *m* di roccia che separano il tunnel di decadimento dal rivelatore Near. I

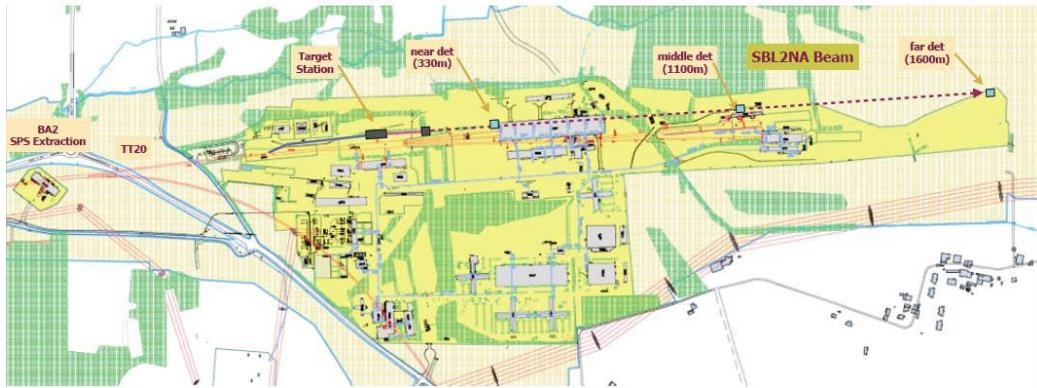


Figura 2.4: Layout del fascio di neutrini presso la North Area del CERN. La figura mostra il luogo di estrazione del fascio primario, la posizione del bersaglio, la posizione dei due rivelatori Near e Far, un sito per un eventuale Middle detector posizionato tra il Near e il Far. [82]

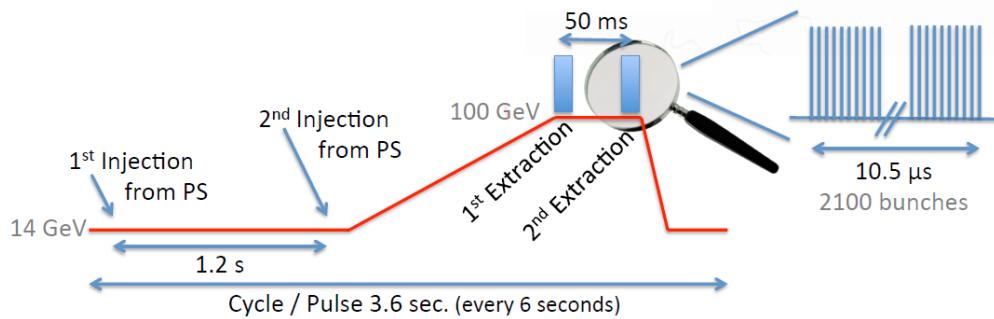


Figura 2.5: Struttura del fascio primario di protoni dell’acceleratore SPS che si pensa di adottare per il nuovo fascio di neutrini del CERN. [92]

protoni sono accelerati nel SPS per mezzo di cavità risonanti e resi disponibili attraverso un sistema di *fast-extraction*. La struttura del fascio prevista è simile a quella del fascio CNGS (CERN Neutrinos to Gran Sasso), in cui i protoni sono estratti dal SPS in due impulsi della durata di $10,5 \mu s$ separati da $50 ms$ con una struttura interna formata da 2100 *bunch* (fig. 2.5). Il ciclo è ripetuto ogni sei secondi. Ogni impulso è costituito da circa $3,5 \cdot 10^{13}$ protoni, che corrispondono a circa $4,5 \cdot 10^{19}$ protoni su bersaglio in un anno [78].

Nel nuovo fascio proposto, la linea di fascio già esistente TT20 verrà utilizzata per portare i protoni del SPS sul sito del bersaglio per generare il fascio secondario. Il bersaglio sarà localizzato nei pressi del sito TCC2, posto

11 *m* sotto terra. Esso è costituito da una barra di grafite di 1 *m* di lunghezza e 4 *mm* di diametro parzialmente inserita in un collimatore. Al collimatore segue un tunnel di decadimento cilindrico di lunghezza 110 *m* e diametro di 3 *m* riempito di elio. Il beam dump di lunghezza 15 *m* è composto da blocchi di ferro con un nucleo interno di grafite. A valle del beam dump si pensa di installare alcuni rivelatori per muoni per il monitoraggio del fascio. Il fascio punterà leggermente verso l'alto con una pendenza di circa 5 *mrad* in maniera tale da essere profondo 3 *m* presso il sito sperimentale Far. I siti Near e Far sono posti in asse col fascio (una soluzione off-axis non avrebbe garantito la somiglianza tra gli spettri di neutrino ai siti Near e Far, caratteristica fondamentale al fine della ricerca di oscillazioni) alle distanze di 460 *m* e 1600 *m* dal bersaglio. Il sistema è stato disegnato per fornire un fascio di neutrini con energia media di 2 *GeV*.

La figura 2.6 mostra le interazioni di neutrino attese agli spettrometri Near e Far con il fascio appena descritto. Essi sono stati calcolati mediante una simulazione basata sul software GEANT4 e FLUKA. La generazione

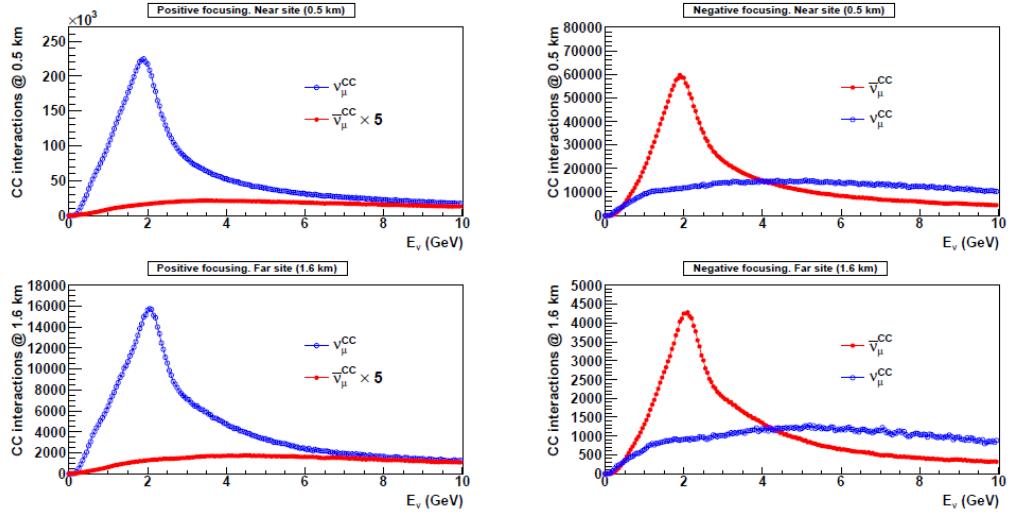


Figura 2.6: Interazioni di neutrino CC relative al nuovo fascio di neutrini proposto al CERN-SPS agli spettrometri Near (riga superiore) e Far (riga inferiore) stimate nell'ipotesi di assenza di oscillazioni. I dati si riferiscono a una luminosità integrata di un anno di operazione, nel caso di focusing positivo (colonna sinistra) e focusing negativo (colonna destra). Le curve blu corrispondono alle interazioni di neutrino ν_μ , le curve rosse corrispondono alle interazioni di antineutrino $\bar{\nu}_\mu$. [78]

di interazioni protone-bersaglio è stata effettuata mediante FLUKA; è stato usato invece GEANT4 per seguire le tracce delle particelle nel campo magnetico e nei materiali e per il trattamento del decadimento dei mesoni. Si nota, specialmente ad alte energie, una importante contaminazione di ν_μ nel caso di fascio polarizzato negativamente, dovuta principalmente al rapporto delle sezioni d'urto d'interazione per neutrini e antineutrini.

2.3.2 Il fascio di neutrini del FNAL-Booster

Nel caso della proposta Fermilab [83] si prevede di utilizzare il già esistente fascio *Booster Neutrino Beam* (BNB). Tale fascio è stato già utilizzato in precedenti esperimenti di neutrino, tra cui MiniBooNE [93].

Il fascio primario è fornito dall'acceleratore FNAL-Booster, che è un acceleratore circolare avente una circonferenza di 468 m e che accelera protoni all'energia di 8 GeV. I protoni sono estratti dal Booster in impulsi (*batch*) della durata di $1,6 \mu s$ contenenti ciascuno circa $4,5 \cdot 10^{12}$ protoni. Ogni batch è suddiviso in 84 *bunch* aventi una durata di 4 ns e separati da 19 ns. Il rate di estrazione dei batch è di 5 Hz, limitato dalla frequenza di operazione del sistema di focalizzazione.

L'infrastruttura per la produzione del fascio secondario è mostrata in figura 2.7. Il fascio primario estratto dal Booster è diretto contro un bersaglio cilindrico di berillio avente le dimensioni di 71 cm in lunghezza (1,7 volte la lunghezza di interazione) e 1 cm di diametro. Le particelle cariche secondarie

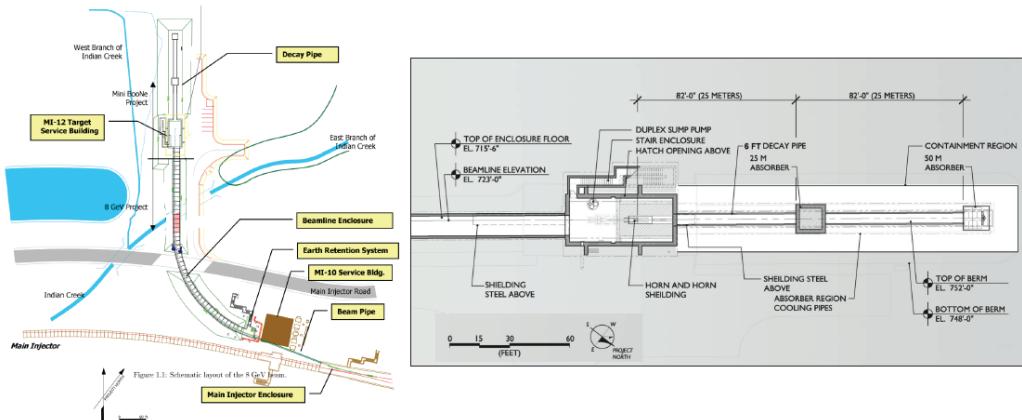


Figura 2.7: Sinistra: Visualizzazione schematica della linea di fascio BNB, comprensiva della linea di estrazione dal Booster. Destra: Schema dell'infrastruttura del fascio secondario; il fascio primario di protoni estratto dal Booster entra nel sito del bersaglio da sinistra rispetto alla figura. [93]

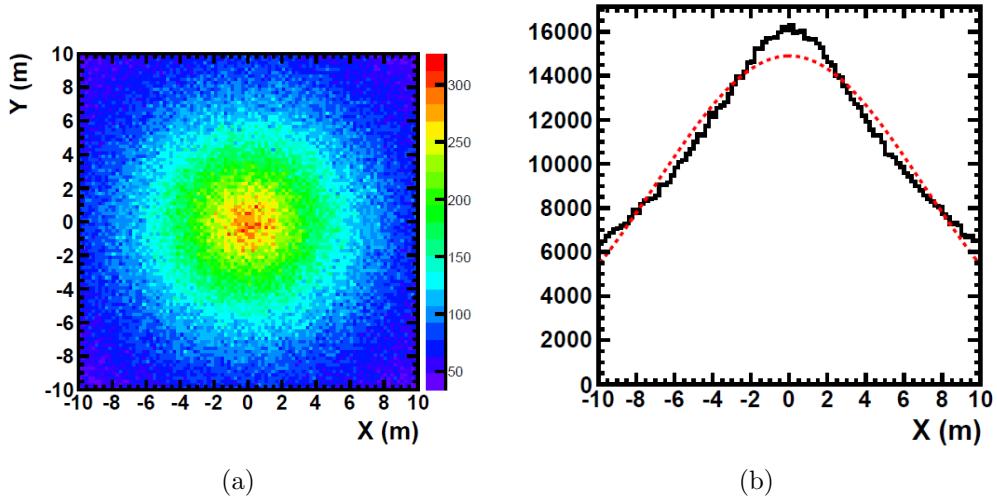


Figura 2.8: (a) Profilo del fascio BNB a 110 m dal bersaglio. (b) Proiezione sull'asse X del profilo in a (curva continua) e confronto con una curva gaussiana (curva tratteggiata). [80]

sono focalizzate per mezzo di un collimatore toroidale in lega di alluminio che circonda il bersaglio. Esso viene alimentato con una corrente di 174 kA a una frequenza di 5 Hz in impulsi della durata di 143 μs coincidenti con il rilascio dei protoni. Il collimatore può essere impulsato in entrambe le polarità in maniera tale da essere in grado di focalizzare particelle di carica positiva o negativa. Le particelle selezionate vengono fatte decadere in aria in un tunnel di decadimento di lunghezza 50 m e di raggio 0,91 m . Un assorbitore in acciaio e cemento è posto al termine del tunnel di decadimento; altre lastre di acciaio e cemento possono essere all'occorrenza introdotte a 25 m nella regione di decadimento in maniera tale da ridurre la lunghezza di decadimento disponibile modificando quindi i flussi di neutrino risultanti.

Il fascio di neutrini prodotti col l'apparato appena descritto è pressoché orizzontale e situato a una profondità di 7 m sotto terra. Esso ha una apertura angolare molto grande, come si può vedere nella figura 2.8 che mostra il profilo del fascio alla distanza di 110 m , calcolato mediante metodo Monte Carlo.

La posizione dei siti sperimentali Near e Far è stata individuata tra sei possibili configurazioni in cui sono state valutate tre possibili distanze (110 m , 460 m e 710 m), sia in asse col fascio che fuori asse e con differenti dimensioni fiduciali dei rivelatori [83]. La scelta della configurazione ottimale tra queste è stata fatta in base alla valutazione dell'incertezza sperimentale sul rapporto

Far/Near e in base a considerazioni pratiche. Si è scelta la configurazione in cui i rivelatori Near e Far sono alle distanze di 110 m e 710 m rispettivamente, con il rivelatore Far posto in superficie e il Near posto fuori asse ad un angolo simile. Le distribuzioni in energia degli eventi di interazione CC che si ottengono in questa configurazione sono riportate in figura 2.9.

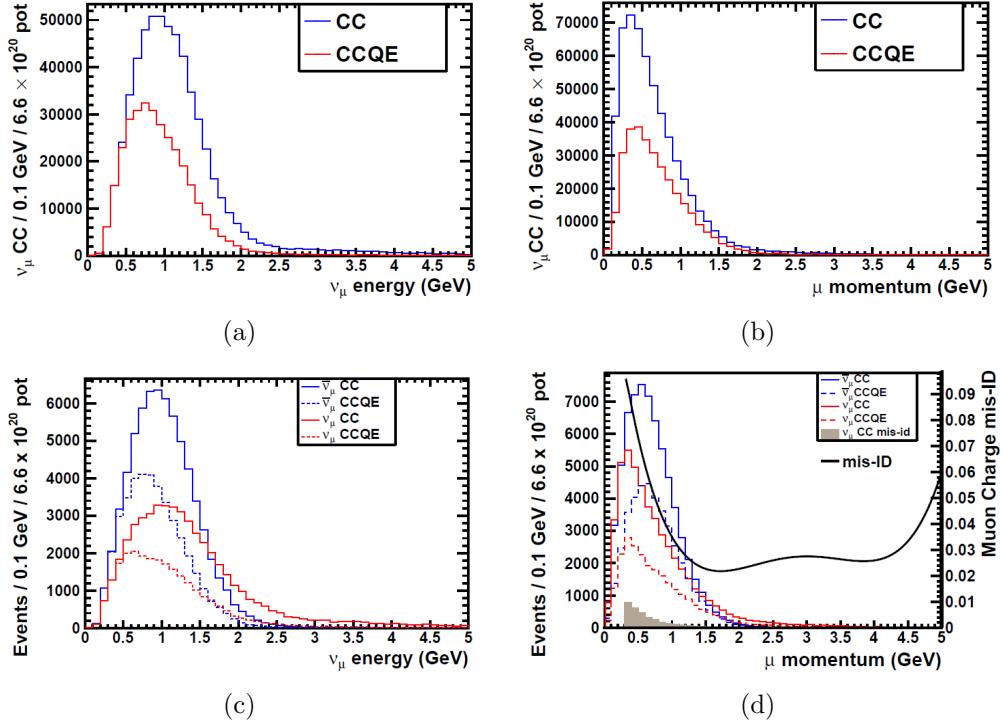


Figura 2.9: Distribuzioni in energia (colonna sinistra) e momento (colonna destra) previste nel rivelatore Far degli eventi di interazioni CC di $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ nel caso di polarizzazione del collimatore positiva (riga superiore) e negativa (riga inferiore), corrispondenti alla luminosità integrata attesa in tre anni di presa dati ($6,6 \cdot 10^{20}$ p.o.t.) presso il fascio di neutrini del FNAL-Booster. È mostrato inoltre il sottocampione di eventi CCQE (Corrente Carica Quasi Elastica) e, nel plot d, la *mis-ID* della carica dei muoni misurata dagli spettrometri (curva nera, scala sinistra). [80]

2.4 L'apparato sperimentale

L'esperimento si basa su due rivelatori simili detti Near e Far posti a diversa distanza dal fascio. Sia il rivelatore Near che il rivelatore Far sono composti

da uno spettrometro per muoni e, nel caso della proposta CERN, da una camera a proiezione temporale ad argon liquido (LAr-TPC) posta davanti allo spettrometro rispetto al flusso di particelle (fig. 2.10).

Le due LAr-TPC, di competenza della collaborazione ICARUS [89], oltre ad essere di fatto il bersaglio per il fascio di neutrini con la loro grande massa attiva di argon liquido, costituiscono uno strumento di imaging molto sensibile per la rivelazione delle interazioni da neutrino.

La parte degli spettrometri (fig. 2.11), di competenza della collaborazione NESSiE, è complementare a quella delle TPC. La principale funzione a cui essi devono adempiere è quella di ricostruire carica e momento dei muoni provenienti da interazioni di neutrino nel LAr (nel caso della proposta CERN) e nello spettrometro stesso (i due spettrometri Near e Far hanno una massa fiduciale rispettivamente di $297\ t$ e $693\ t$). Questa misura è eseguita determinando la deviazione che le particelle cariche subiscono a causa di un campo magnetico. Gli spettrometri, con le misure del momento dei muoni, contribuiranno alla misura di scomparsa di ν_μ e a fornire una misura precisa del flusso dei neutrini presso il rivelatore Near, misura cruciale dal punto di vista della riduzione degli errori sistematici. Data la grande statistica che l'esperimento è in grado di raccogliere, la sua sensibilità sarà infatti dominata dalle sorgenti di errore sistematico. L'informazione aggiunta dagli spettrometri sarà di fondamentale importanza al fine di mantenere gli errori sistematici quanto più bassi possibile. L'informazione sulla carica dei muoni, invece, sarà determinante al fine di distinguere eventi di ν_μ da eventi di $\bar{\nu}_\mu$.

La parte principale dello spettrometro è costituita da un grande magnete in ferro avente una struttura simile a quello di OPERA [94] (*Iron Core Magnet*, ICM). Esso ospiterà nella sua struttura rivelatori RPC (Resistive Plate

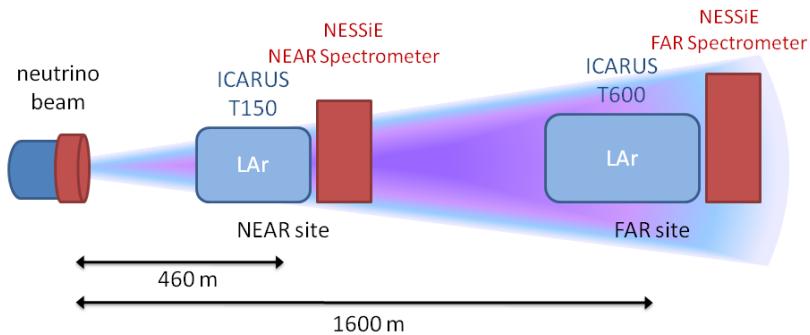


Figura 2.10: Visione schematica d'insieme del complesso sperimentale dell'esperimento NESSiE al CERN (non in scala).

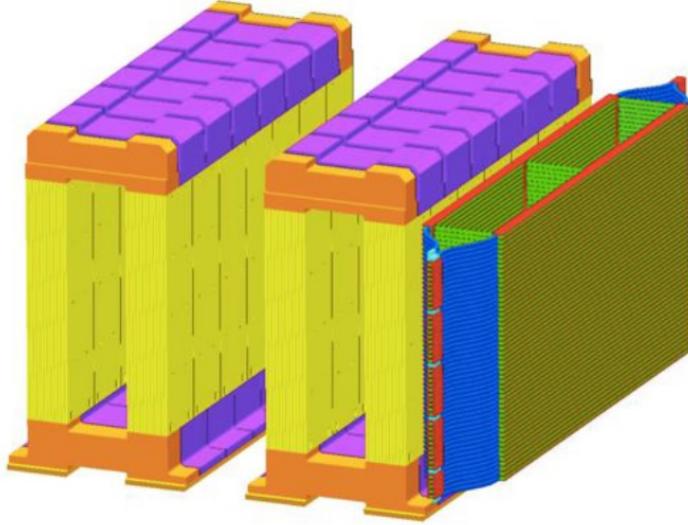


Figura 2.11: Layout generale dello spettrometro Far dell'esperimento NESSiE al CERN. La direzione del fascio è da destra verso sinistra rispetto alla figura. [78]

Chamber) per il tracciamento dei muoni. I muoni a basso momento sono misurati da un sistema ausiliario che utilizza un campo magnetico in aria (*Air Core Magnet*, ACM).

2.4.1 Le LAr-TPC

I due rivelatori LAr-TPC sono il rivelatore T600 dell'esperimento ICARUS (fig. 2.12a), e il più piccolo rivelatore T150 (fig. 2.12c), rispettivamente presso i siti Far e Near. Il T600 è composto da due semi-moduli da 300 tonnellate di dimensioni interne $3,6(w) \times 3,9(h) \times 19,6(l) \text{ m}^3$ ciascuno. Il T150 (fig. 2.12c) è composto da una sola unità avente la stessa sezione del T600 (interna $3,6(w) \times 3,9(h) \text{ m}^2$; esterna $3,9(w) \times 4,2(h) \text{ m}^2$) ed una lunghezza interna di $11,8 \text{ m}$ ($12,1 \text{ m}$ quella esterna). La grande massa di argon liquido ultrapuro (circa 760 t di cui 476 t attiva nel T600, 200 t di cui 119 t attiva ipotizzata per il T150) costituisce il bersaglio per le interazioni di neutrino.

Il principio del funzionamento delle LAr-TPC è lo stesso delle camere TPC a gas, originariamente proposte da Charpak [95]. Le particelle ionizzanti rilasciano energia nel mezzo formando coppie elettrone-ione. Un campo elettrico uniforme induce un moto di deriva sugli elettroni prodotti. Essi vengono raccolti alla fine del loro percorso da elettrodi a filo che individuano

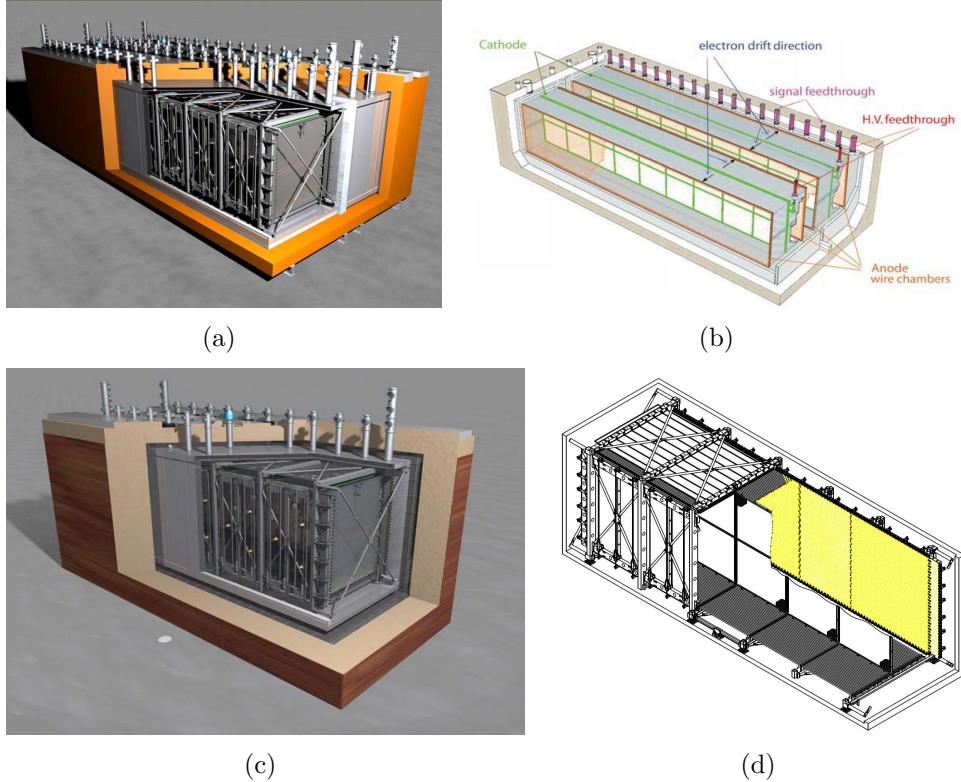


Figura 2.12: (a) Schema del rivelatore ICARUS T600 mostrante struttura interna e sistema di isolamento. (b) Sistema delle camere a filo del rivelatore T600. (c) Schema del rivelatore ICARUS T150 mostrante struttura interna e sistema di isolamento. (d) Sistema delle camere a filo del rivelatore T150. [82]

una coordinata nel piano xy . Il percorso della traccia nella direzione di deriva z è ricostruito combinando l'informazione del tempo assoluto dell'evento di ionizzazione con quella sulla velocità di deriva degli elettroni. Questo permette di ricostruire una immagine tridimensionale della particella. Il moto di deriva degli elettroni nell'argon liquido richiede una purezza del mezzo decisamente superiore (meno di 0,1 ppb) rispetto alle TPC a gas, data la maggiore densità del mezzo liquido. Questo rende necessaria una complessa tecnologia che provvede al ricircolo del liquido e alla sua continua purificazione.

Nel rivelatore T600 (fig. 2.12b) il campo elettrico applicato di intensità $E_D = 500 \text{ V/cm}$ produce una velocità di deriva per gli elettroni di $v_D \sim 1,6 \text{ mm}/\mu\text{s}$. Ognuno dei due semi-moduli ospita due TPC separate da un catodo comune. Ciascuna TPC è formata da tre piani paralleli di fili posti in

corrispondenza degli anodi e aventi una distanza di separazione di 3 mm ; in ogni piano i fili sono orientati a un angolo di 0° , $\pm 60^\circ$ rispetto all'orizzontale. Globalmente nel rivelatore sono installati 53248 fili di lunghezza fino a 9 m . Il tempo assoluto dell'evento di ionizzazione è misurato per mezzo di fotomoltiplicatori che rivelano la luce di scintillazione prodotta nel LAr dal passaggio di particelle ionizzanti, installati dietro ciascuna camera a fili.

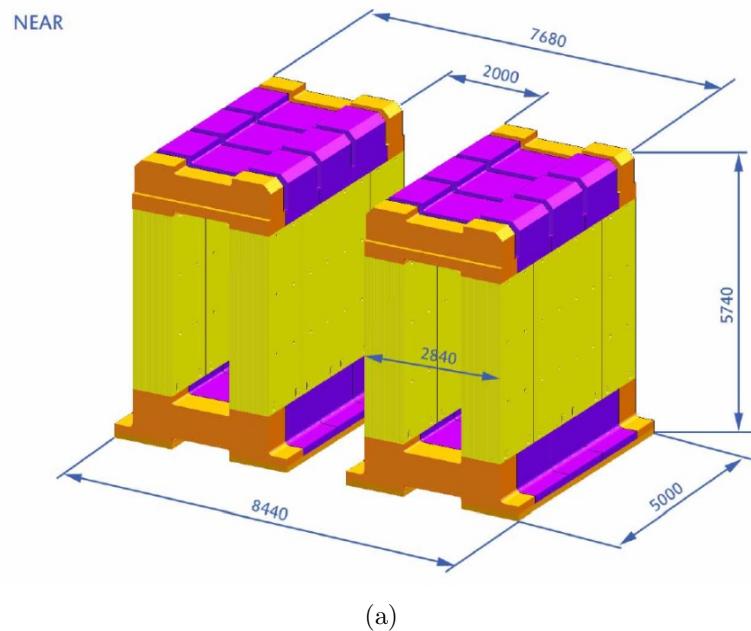
2.4.2 Gli spettrometri in ferro

Gli spettrometri in ferro (ICM), saranno costituiti da due moduli simili allo spettrometro di OPERA [94]. Ciascuno dei due moduli è un magnete dipolare costituito da due pareti verticali a sezione rettangolare e da due gioghi di ritorno di flusso posti in cima e alla base (fig. 2.13). Ciascuna parete è composta da 12 lastre di ferro spesse 5 cm , separate da 11 intercapedini in grado di ospitare rivelatori RPC. I due gioghi sono avvolti da bobine di rame per la generazione del campo magnetico.

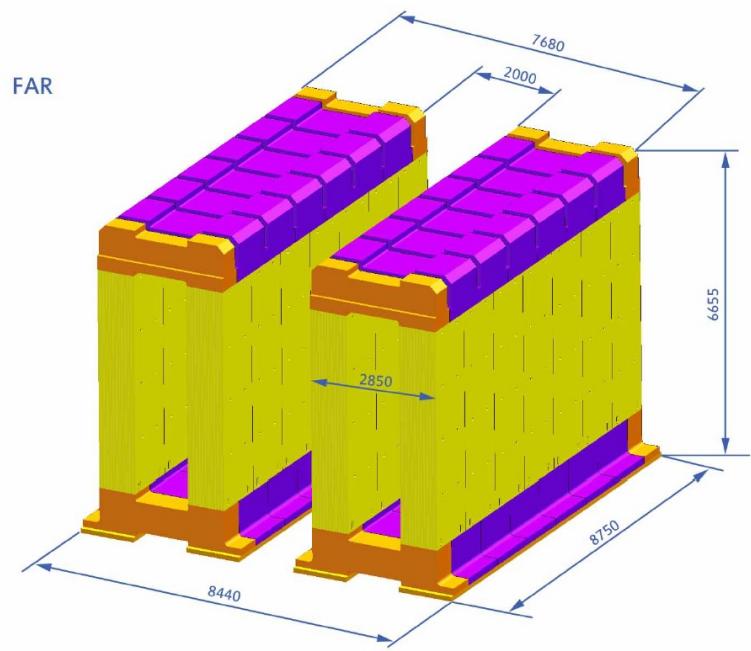
I due ICM Near e Far avranno identico spessore nella direzione lungo il fascio, ma dimensioni trasverse differenti in maniera tale da avere una accettanza simile rispetto al fascio di neutrini. Nell'attuale progetto le dimensioni dei magneti sono in sezione $5,0(w) \times 3,4(h)\text{ m}^2$ per il Near e $8,8(w) \times 4,5(h)\text{ m}^2$ per il Far, mentre la profondità è di $2,8\text{ m}$. La massa totale di ferro è di 182 t per lo spettrometro Near e di 423 t per lo spettrometro Far.

Il magnete sarà costruito assemblando lastre di ferro allo stesso modo di OPERA, in cui ogni piano di ferro è formato da 7 lastre di dimensioni 875 cm in larghezza e 800 cm in altezza disposte verticalmente. Il progetto del nuovo magnete è stato pensato in maniera tale da riutilizzare al massimo il materiale degli spettrometri di OPERA che saranno smantellati tra il 2015 e il 2016. Le lastre dello spettrometro di OPERA saranno tagliate e utilizzate per $4/7$ della loro altezza per la costruzione dello spettrometro Far e per $3/7$ dell'altezza nello spettrometro Near. Lo spettrometro Far avrà quindi la stessa larghezza dello spettrometro di OPERA e i $4/7$ dell'altezza; lo spettrometro Near avrà $4/7$ della larghezza e $3/7$ dell'altezza di OPERA (i piani dei magneti Far e Near saranno costituiti rispettivamente da 7 e da 4 lastre di ferro). Il fatto di riutilizzare le stesse lastre tagliate per i rivelatori Near e Far ha anche il vantaggio che l'incertezza sullo spessore delle lastre è riprodotta allo stesso modo nei due rivelatori.

La costruzione dei magneti comincerà col posizionamento del giogo alla base del magnete. Si procederà quindi all'installazione degli strati di ferro e degli RPC nei due bracci del magnete. L'assemblaggio comincerà dai piani più interni dei due bracci e procederà via via verso quelli più esterni frapponendo tra uno strato di ferro e l'altro elementi di rivelatori RPC, i piani



(a)



(b)

Figura 2.13: (a) Spettrometro in ferro Near. (b) Spettrometro in ferro Far. [83]

di strisce di rame ortogonali e il materiale di isolamento, inserito per prevenire scariche di alta tensione verso le pareti in ferro. Una volta posizionato il giogo superiore del magnete, la struttura sarà in grado di auto-sostenersi dal punto di vista meccanico.

Il campo magnetico del magnete sarà generato grazie a due bobine avvolte attorno ai gioghi di ritorno di flusso posti alla base e in cima al magnete. La forza magnetomotrice necessaria a produrre il campo magnetico nel ferro è fornita da alimentatori DC, posizionati in alto rispetto al magnete. Essi sono dei convertitori AC \rightarrow DC single-quadrant che forniscono una corrente massima di 1700 A e una tensione massima di 20 V . Il campo magnetico previsto sarà circa 1,5 T dentro il ferro. Il campo magnetico in ciascuno dei due bracci del magnete ha direzione verticale e verso opposto.

2.4.3 Gli spettrometri in aria

Per la misura di muoni a basso momento è stato introdotto (nel solo caso della proposta CERN) un sistema che utilizza un campo magnetico uniforme in aria (ACM). Questo sistema ausiliario è necessario perché l'effetto dello scattering multiplo nel ferro limita le prestazioni del sistema di tracciamento del magnete in ferro.

Lo spettrometro in aria è stato progettato in maniera tale da massimizzare il prodotto $B \times \Delta z$ tra il campo magnetico e la dimensione lungo la direzione del fascio. Il sistema dovrebbe garantire una regione magnetizzata in aria profonda circa 1,30 m nella direzione del fascio e con un valore di campo magnetico di 0,12 T . Il disegno delle bobine e della struttura di sostegno tiene conto, oltre delle specifiche di campo magnetico, termiche e strutturali, anche della necessità di avere la minima quantità di materiale nella direzione del fascio. Per questo motivo il materiale che è stato scelto è l'alluminio.

Il magnete (fig. 2.14) è costruito usando 39 bobine a “pancake” lunghe 17,2 m impilate una sopra l'altra. Ciascun pancake è costituito da un conduttore cavo di alluminio che consente il passaggio di un flusso d'acqua al suo interno per il raffreddamento. La struttura meccanica comprende un sistema di tiranti che contrastano le forze magnetiche e sono posti in maniera tale da minimizzare il materiale nella regione magnetizzata e di massimizzare il volume disponibile per i rivelatori. Il campo magnetico nel volume dell'ACM è pressoché uniforme (fig. 2.15)

L'apparato si completa con un sistema di schermatura magnetica (non mostrato in figura), essenziale per ridurre il campo magnetico a meno di 0,5 G nel vicino rivelatore LAr-TPC. Il sistema è stato progettato in maniera tale da avere meno materiale possibile nella regione tra il rivelatore LAr e l'ACM. Il sistema si compone di una lastra di ferro dello spessore di 5 cm

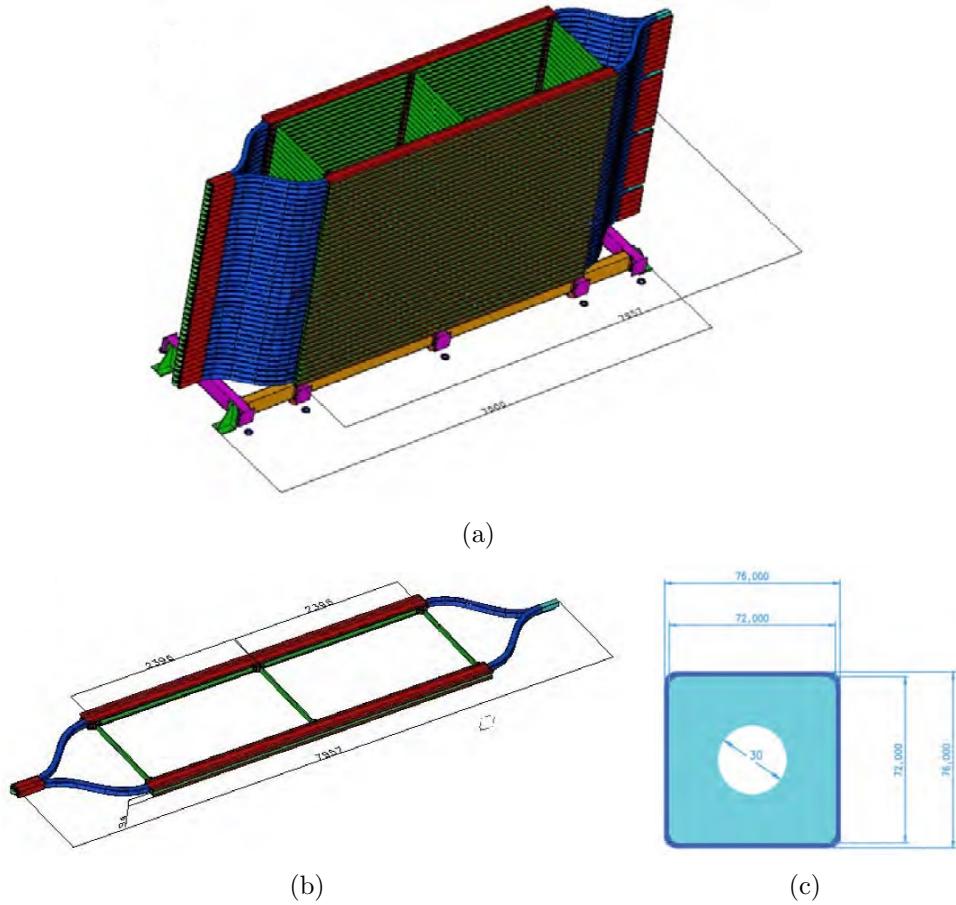


Figura 2.14: (a) Vista 3D del magnete in aria. (b) Singola bobina di allumino dello ACM. (c) Sezione di una singola bobina dell'ACM. [96]

posta tra due lastre di vacoflux-50 (lega di ferro e cobalto) dello spessore di $1,5\text{ cm}$ poste davanti all'ACM rispetto al fascio; un'altra lastra di ferro dello spessore di 50 cm è posta dietro l'ACM a chiudere le linee di campo magnetico.

2.4.4 I rivelatori di tracciamento

Il sistema di tracciamento è basato su rivelatori RPC del tipo di quelli già usati nell'esperimento OPERA (che si prevede di riutilizzare). Tali rivelatori sono RPC a singolo gap di 2 mm con elettrodi in bachelite di resistività $5 \cdot 10^{10} \div 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ e dimensioni di $2904 \times 1128\text{ mm}^2$. Questi RPC opereranno in modalità streamer con una miscela di gas composta

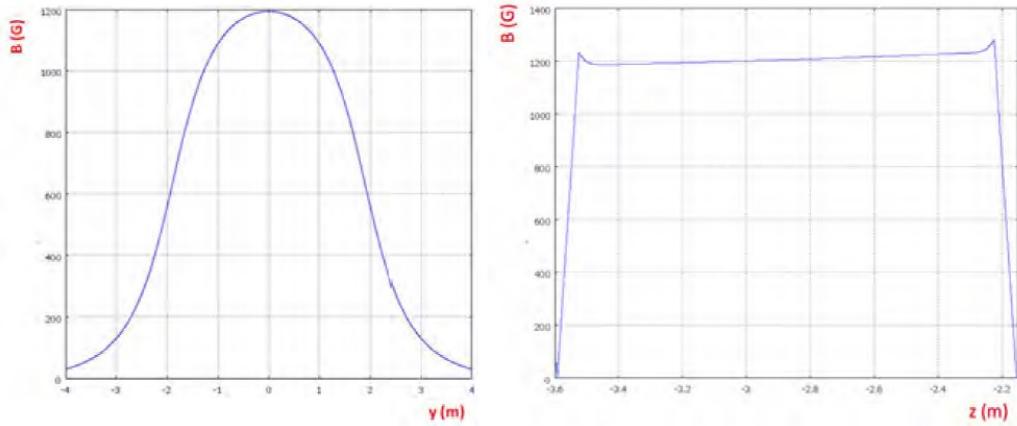


Figura 2.15: Campo magnetico nello spettrometro in aria lungo l’asse verticale (sinistra) e lungo l’asse del fascio (destra). [96]

da Ar/C₂H₂F₄/I-C₄H₁₀/SF₆ nei rapporti di volume 75, 4/20, 0/4, 0/0, 6. Gli RPC saranno dotati di strisce di lettura in rame mutuamente perpendicolari, in modo da ricostruire una informazione bidimensionale nel piano $x - y$. Tali strisce avranno un passo di 2 \div 3 cm in modo da ottenere una risoluzione di ~ 1 cm e mantenere il numero totale di canali a un valore ragionevole. L’elevata ampiezza dei segnali streamer (dell’ordine di 100 mV) consente una lettura digitale delle strip.

I rivelatori saranno disposti nel magnete principale tra uno strato di ferro e l’altro, formando 11 piani sensibili in ciascun braccio del magnete (44 piani complessivamente). Nello spettrometro Near gli RPC sono disposti in piani da 3 righe e 2 colonne (264 camere in totale), per una superficie totale di circa 20 m². Nello spettrometro Far gli RPC sono disposti in piani da 4 righe e 3 colonne (528 camere in totale), per un’area di circa 40 m².

Ipotizzando una larghezza di strip di 2,6 cm lungo la direzione verticale e 3,5 cm lungo la direzione orizzontale (come in OPERA), nel rivelatore Far ciascun piano sarà dotato di 128 strisce orizzontali e 336 strisce verticali, per un totale di circa 500 canali di elettronica per piano (circa 20000 in tutto il rivelatore); per il rivelatore Near, invece, il numero di canali elettronici sarà di circa 290 per piano, 13000 in totale.

Per quanto riguarda i rivelatori degli ACM, verranno utilizzati tracciatori di precisione in grado di fornire una risoluzione spaziale dell’ordine di 1 mm. Le soluzioni proposte comprendono l’utilizzo di rivelatori a barre scintillanti o di rivelatori RPC con lettura analogica.

I rivelatori RPC saranno descritti in maggiore dettaglio nel capitolo 3.

2.4.5 L'elettronica di lettura degli RPC

I rivelatori RPC dello spettrometro in ferro saranno acquisiti mediante schede di front-end in grado di effettuare una lettura digitale dei segnali e di inviare i dati al sistema di elaborazione. Ogni FEB ospiterà 64 canali elettronici. Per coprire i circa 33000 canali elettronici dell'esperimento saranno prodotte all'incirca 600 front-end board. L'elettronica di acquisizione si comporrà inoltre di due ulteriori stadi per il controllo e la gestione del trigger (controller board, trigger supervisor).

L'elettronica dovrà essere in grado di gestire molti più hit rispetto a quanto avveniva nell'esperimento OPERA: data la configurazione del fascio (fig. 2.5) e il fatto che il rivelatore è posto a centinaia di metri rispetto al bersaglio (in OPERA, esperimento long baseline, il rivelatore è posto alla distanza di circa 700 km), sono attesi nel rivelatore Near alcune decine di eventi in un singolo spill da $10,5 \mu s$, mentre in OPERA si avevano circa 30 eventi al giorno. Si richiede quindi una elettronica che sia in grado di memorizzare più eventi nella stessa finestra temporale e in grado di fornire una marcatura temporale del segnale acquisito con una risoluzione di $5 \div 10 ns$ al fine di distinguere hit appartenenti a eventi diversi nello stesso spill. Questo fatto comporta che l'elettronica degli RPC di OPERA sia inadeguata ai fini dell'esperimento NESSiE in quanto essa è in grado di memorizzare un singolo evento per volta. Quindi, sebbene nella proposta NESSiE si preveda di riutilizzare gli RPC di OPERA, questo non vale per l'elettronica che è stata riprogettata. Anche il layout generale del sistema di acquisizione è stato rivisto, optando per un sistema in cui ogni scheda è un nodo di una rete Ethernet e i dati sono raccolti per mezzo di una rete di switch.

Il progetto, lo sviluppo e i test dell'elettronica di NESSiE di cui mi sono occupato costituisce l'argomento principale di questa tesi.

2.4.6 Prestazioni dell'apparato

Nello spettrometro l'impulso dei muoni viene determinato misurando la deflessione che le particelle cariche subiscono nell'attraversare il campo magnetico [81]. Nel sistema di coordinate in cui l'asse z punta nella direzione del fascio e l'asse y punta verso l'alto (nella direzione del campo magnetico), la traiettoria della particella carica entrante nel rivelatore subisce una deviazione nella direzione dell'asse x , essendo $z - x$ il piano di curvatura. Carica e momento della particella possono essere dedotte dal segno e dal valore di questa deviazione.

Il fatto di avere un fascio di energia relativamente bassa, permette di determinare il momento dei muoni anche mediante misure di range in un

ampio intervallo. Le simulazioni hanno mostrato che 2 *m* di ferro assorbono circa il 90% dei muoni in caso di focusing positivo ($\sim 85\%$ per focusing negativo).

Per i muoni che riescono ad attraversare il rivelatore ($E_\mu > 3\text{GeV}/c$), la ricostruzione del momento può essere eseguita sfruttando la curvatura delle tracce nel campo magnetico nel ferro. Una risoluzione per i rivelatori posti all'interno del magnete di $\sim 1\text{ cm}$ è sufficiente a garantire una risoluzione σ_p/p di circa il 30% nell'intervallo di momento tra $3\text{ GeV}/c$ e $10\text{ GeV}/c$. Una tale risoluzione del sistema tracciante può essere ottenuta usando strisce con passo di $2 - 3\text{ cm}$ con lettura digitale.

Per valori d'impulso dell'ordine di qualche centinaio di MeV/c , il fenomeno del Multiple Coulomb Scattering (MCS) limita la capacità di identificare il segno della carica, in quanto l'effetto del MCS nel ferro è paragonabile alla deviazione da campo magnetico. Per questo motivo momenti inferiori a $1\text{ GeV}/c$ sono meglio misurati per mezzo del campo magnetico in aria (fig. 2.16). In questo caso è sufficiente una ricostruzione delle tracce nel solo piano di curvatura ($z-x$), con una risoluzione ottimale dell'ordine di 1 mm . Questa risoluzione può essere ottenuta ad esempio utilizzando rivelatori RPC con una larghezza di strip di circa 1 cm e lettura analogica [97].

Le prestazioni globali del sistema di tracciamento sono descritte dalla risoluzione (relativa) sul momento σ_p/p e dal tasso di errata identificazione della carica (*charge mis-ID*) η , definito come la frazione dei muoni la cui carica non è attribuita correttamente. Quest'ultima quantità, nell'approssimazione gaussiana della distribuzione di Molière, è legata alla risoluzione in momento dalla relazione:

$$\eta = \frac{1}{2} \text{erfc} \left[\frac{1}{\sqrt{2}(\sigma_p/p)} \right] \quad (2.4)$$

dove erfc è la funzione complementare di errore.

La risoluzione sul momento σ_p/p è a sua volta combinazione di due termini, il primo legato al MCS e l'altro alle caratteristiche generali del sistema di tracciamento:

$$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_p}{p} \right)_{MCS}^2 + \left(\frac{\sigma_p}{p} \right)_{res}^2} \quad (2.5)$$

Essi possono essere calcolati secondo quanto riportato in [98, 99, 100], mediante

le seguenti relazioni:

$$\left(\frac{\sigma_p}{p}\right)_{MCS} \simeq 27\% \left(\frac{1.5T}{B}\right) \left(\frac{1m}{L}\right)^{1/2} \quad (2.6)$$

$$\left(\frac{\sigma_p}{p}\right)_{res} \simeq 13\% \left(\frac{p}{1GeV/c}\right) \left(\frac{\Delta}{5cm}\right)^{1/2} \left(\frac{1m}{L}\right)^{5/2} \left(\frac{1.5T}{B}\right) \left(\frac{\sigma_{det}}{1cm}\right) \quad (2.7)$$

in cui p è il momento della particella, B è il campo magnetico, L è la distanza percorsa dal muone nel ferro, Δ è lo spessore delle lastre di ferro e σ_{det} è la risoluzione spaziale dei rivelatori di tracciamento. Si vede che il termine dovuto al MCS è pressoché indipendente dal numero di punti di misura; per via della dipendenza da L esso è limitato per bassi momenti dal range della particella e per alti momenti dalla dimensione dell'apparato. Il secondo termine dipende dalla risoluzione del rivelatore e dal numero di misure (o equivalentemente dallo spessore delle lastre di ferro Δ), per cui in principio può essere ridotto cambiando il campionamento del rivelatore e/o la risoluzione spaziale.

Le prestazioni globali dell'apparato in termini di risoluzione sul momento e di *charge mis-ID* sono mostrate in figura 2.17 [78]. Nella figura di sinistra si vede che la combinazione dei due spettrometri in aria e in ferro permette di ottenere un mis-ID inferiore al 2% fino ad un momento di 5 GeV e che il contributo dovuto all'ACM è particolarmente importante nella regione di bassi momenti. Nella figura di destra si vede che la risoluzione sul momento è caratterizzata da un diverso andamento in due regioni: nella regione di momento fino a 3,5 GeV , in cui il momento è misurato per range dall'ICM, si ha una buona risoluzione di circa 5%; nella regione di momenti superiori a 3,5 GeV , in cui si utilizza la curvatura delle tracce sia nell'ICM sia nell'ACM (si osserva una risposta simile nei due sistemi), si ottiene una risoluzione di circa 30% (in questa regione non è possibile una misura per range in quanto esso supera la dimensione del rivelatore).

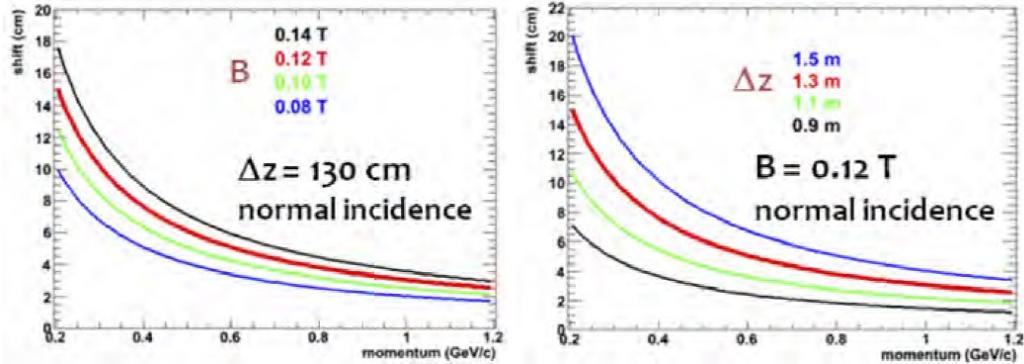


Figura 2.16: Scostamento della traiettoria dei muoni nel piano di curvatura in funzione del momento per diversi valori di campo magnetico e di profondità lungo l'asse del fascio nell'ACM. Si assume una direzione del muone entrante nell'ACM perpendicolare ai piani dei rivelatori. [96]

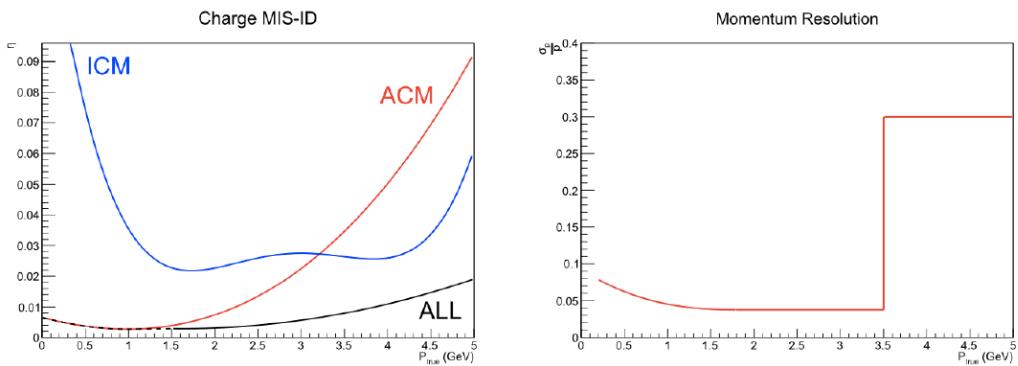


Figura 2.17: Charge mis-identification (sinistra) e risoluzione sul momento (destra) per tracce di muoni provenienti da interazioni CC nello spettrometro NESSiE. Nella figura a sinistra sono distinti i contributi dovuti agli spettrometri in ferro (ICM) e in aria (ACM). [78]

Capitolo 3

Elettronica di read-out degli RPC dell'esperimento NESSiE

Come anticipato nel capitolo 2, l'elettronica di acquisizione di NESSiE è stata da me riprogettata rispetto a quella dell'esperimento OPERA [118, 119]. La necessità di realizzare una nuova elettronica di lettura per i rivelatori RPC è stata dettata dal fatto che in NESSiE occorre gestire un rate di eventi molto più alto rispetto ad OPERA.

In OPERA, esperimento sotterraneo long-baseline, il rate di eventi è di circa $1 \text{ } h^{-1} m^{-2}$, determinato soprattutto da raggi cosmici (le interazioni dei neutrini sono circa 30 al giorno). Il basso rate di eventi che si ha in OPERA è dovuto sia alla grande distanza del rivelatore dal fascio ($\sim 800 \text{ km}$), sia al fatto che le interazioni da radiazione cosmica sono notevolmente ridotte a causa dell'ubicazione sotterranea dell'esperimento. In NESSiE, esperimento short-baseline i cui rivelatori Near e Far sono posti in superficie rispettivamente alle distanze di 460 m e $1,6 \text{ km}$, è atteso un rate di eventi molto più grande (dell'ordine di 10^4 s^{-1} per il fondo di raggi cosmici). In virtù della struttura di fascio simile a quella del CNGS (fig. 2.5), gli eventi da interazione di neutrino sono concentrati nei due burst da $10 \text{ } \mu\text{s}$; sono attesi decine di eventi di fascio per burst nel rivelatore Near e alcuni eventi nel rivelatore Far (gli eventi di raggi cosmici sono in questo caso in numero trascurabile rispetto agli eventi di fascio).

Dato l'elevato rate di eventi atteso, in NESSiE si utilizzerà per l'acquisizione dei dati un approccio di tipo trigger-less: l'uscita dei discriminatori di front-end sarà campionata e memorizzata in un buffer circolare per tutta la durata di una gate esterna, che dovrebbe includere completamente il beam spill. L'utilizzo di un trigger sarà relegato solamente all'acquisizione di raggi cosmici per scopi di monitoraggio e calibrazione.

Questo approccio non è implementabile con la vecchia elettronica di

OPERA che è basata sull'utilizzo di shift register e può memorizzare un singolo evento per volta, con un tempo morto di $8 \mu s$. Ho pertanto progettato una nuova elettronica basata sull'utilizzo di una FPGA di nuova generazione, di cui ho scritto da zero il firmware, e che fosse in grado di memorizzare più eventi per burst e di gestire il maggiore volume di dati (dell'ordine di $10 KB$ per scheda) che sarà generato in un singolo burst.

In questo capitolo, dopo una breve trattazione sui rivelatori RPC, si descrive il progetto e la realizzazione dell'elettronica di read-out per gli RPC dell'esperimento NESSiE.

3.1 I rivelatori RPC

I rivelatori RPC (Resistive Plate Chamber), sviluppati agli inizi degli anni '80 da Santonico e Cardarelli [101, 102], sono rivelatori a gas ampiamente usati negli esperimenti di fisica delle alte energie per via della loro buona risoluzione spaziale ($\sim 1 cm$) e temporale ($\sim 1 ns$) e del loro costo relativamente moderato che li rende adatti ad essere usati come rivelatori per muoni di grande area.

3.1.1 Struttura di un RPC

Un rivelatore RPC (rappresentato schematicamente in fig. 4.15) è costituito da due piani resistivi di bachelite (spessore tipico $2 mm$, resistività $10^{10} \div 10^{12} \Omega cm$) che racchiudono un volume attivo riempito di gas. Sulle due facce esterne delle lastre di bachelite è steso uno strato di vernice grafitata (resistività superficiale $\rho_s \sim 200 \div 300 k\Omega/\square$) che fa da elettrodo per l'applicazione della tensione di polarizzazione. Il campo elettrico presente tra i due elettrodi è uniforme e dell'ordine di qualche decina di kV/cm (il sistema è a tutti gli effetti un condensatore a facce piane e parallele). Il segnale è formato per induzione sugli elettrodi a forma di strip posti esternamente alla camera. Le strip di lettura sono separate dalla superficie in grafite da uno strato di materiale isolante, tipicamente PET (Polietilene Tereftalato). Spaziatori (tipicamente in PET) sono presenti all'interno della camera al fine di mantenere la giusta distanza tra gli elettrodi.

Nei rivelatori RPC il volume attivo di gas consiste solitamente di una singola gap di spessore $2 mm$, compresa tra i due elettrodi in bachelite. Altre configurazioni che sono state studiate sono quelle *double-gap* e *multi-gap* [103, 104]. La prima è costituita da due semi-camere affiancate in cui l'alta tensione è distribuita simmetricamente rispetto al piano di lettura centrale, comune alle due camere; nella seconda il volume di gas è intervallato da elettrodi di

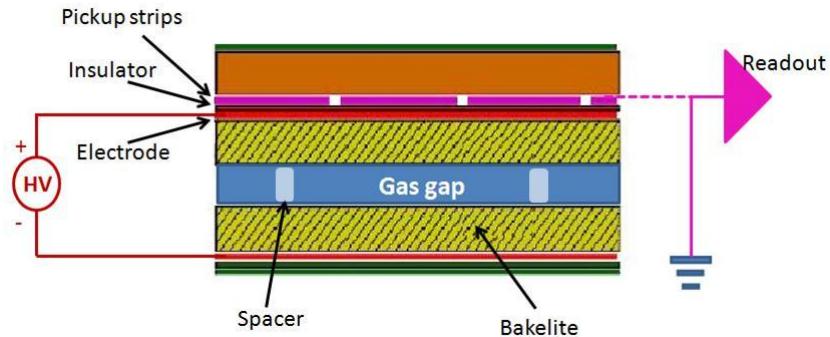


Figura 3.1: Rappresentazione schematica di un rivelatore RPC.

bachelite intermedi che sono lasciati flottanti. Per gli elettrodi si utilizza come materiale anche il vetro in alternativa alla bachelite. È stato dimostrato [105] che i rivelatori multi-gap in vetro possiedono le migliori caratteristiche di risoluzione temporale (75 ps).

Le miscele di gas utilizzate differiscono a seconda del regime di utilizzo (avalanche o streamer) e comprendono solitamente argon, isobutano ($\text{i-C}_4\text{H}_{10}$) e freon tetrafluoroetano ($\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$) nelle opportune percentuali. Una piccola percentuale di esafluoruro di zolfo (SF_6) è presente nella miscela al fine di migliorare il processo di produzione della valanga/streamer [106].

3.1.2 Fisica del rivelatore

Analogamente alle altre tipologie di rivelatori a gas, il fenomeno sfruttato per la rivelazione delle particelle è quello della ionizzazione del mezzo da parte delle particelle caricate. Una particella carica che entra nell'area attiva del rivelatore cede parte della sua energia al mezzo gassoso ionizzando alcune molecole di gas. Le cariche libere (coppia elettrone - ione positivo) formate nel processo di ionizzazione vengono accelerate dal campo elettrico uniforme a una energia tale da produrre nuovi fenomeni di ionizzazione (ionizzazioni secondarie). Le cariche prodotte per ionizzazione secondaria danno origine a nuovi fenomeni di ionizzazione producendo un effetto a valanga (il fenomeno coinvolge in pratica solo gli elettroni per via della maggiore mobilità), per cui si viene a creare tra i due elettrodi un flusso di carica con la forma tipica "a goccia" (fig. 3.2).

La legge che descrive la produzione della valanga è di tipo esponenziale. Infatti se $n(x)$ è la densità di elettroni liberi nel gas e λ_{ion} è il cammino libero medio di ionizzazione, si ha che $n(x)$ varia con la distanza x dal catodo

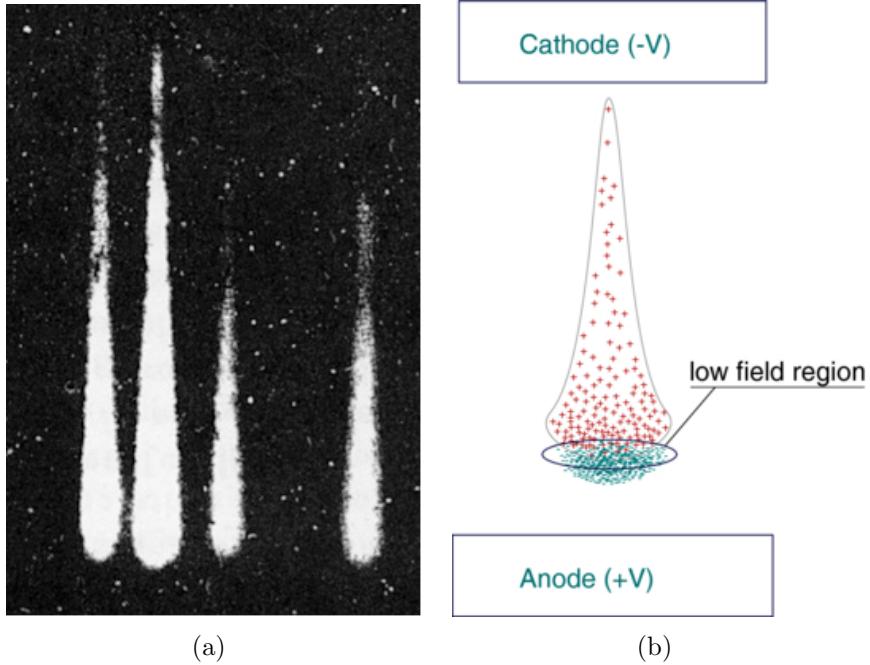


Figura 3.2: (a) Fotografia delle valanghe in un rivelatore a gas [107]; (b) rappresentazione schematica del processo di formazione delle valanghe.

secondo la legge

$$dn = n(\alpha - \beta)dx \quad (3.1)$$

dove $\alpha = 1/\lambda_{ion}$ è detto primo coefficiente di Townsend; il coefficiente β è detto di “attachment” e tiene conto del fenomeno di cattura degli elettroni da parte di atomi neutri che dà luogo a ioni negativi. L’integrazione della equazione 3.1 tra $x' = x_0$ e $x' = x$ porta a:

$$n(x) = n_0 \exp((\alpha - \beta)(x - x_0)) = n_0 e^{\eta(x - x_0)} \quad (3.2)$$

Il coefficiente $\eta = \alpha - \beta$ è detto coefficiente di Townsend generalizzato.

Il fattore di moltiplicazione (guadagno) $M(x_0) = n(d)/n_0 = e^{\eta(d-x_0)}$ dipende dalla distanza x_0 del cluster di prima ionizzazione dal catodo. Questo comporta che le valanghe generate in prossimità dell’anodo non hanno spazio per svilupparsi a sufficienza per essere rivelate dall’elettronica di lettura; nei comuni RPC a gap di 2 mm, solo le valanghe generate dai cluster creati nei primi $\sim 300 \mu m$ vicino al catodo danno origine a un segnale rilevabile (in genere i primi due cluster di ionizzazione danno luogo a circa il 90% del segnale osservato).

La dipendenza della distribuzione di carica dalla sola coordinata x comporta che si ha l'istantanea formazione di una valanga, qualunque sia il punto del rivelatore in cui è passata la particella ionizzante (senza bisogno di deriva delle cariche primarie prima dell'innesto della valanga). Questo garantisce una ottima risoluzione temporale ($\sim 1\text{ ns}$). D'altro canto il fatto che il guadagno dipenda dalla posizione comporta che questo tipo di rivelatore non può dare alcuna informazione sulla energia della particella incidente.

Il guadagno massimo della camera si ha per cluster prodotti in prossimità del catodo ed è dato da $M = \exp(\eta d)$, con d spessore della gap. Tale fattore di moltiplicazione non può aumentare in maniera indefinita: con il processo di moltiplicazione a valanga generalmente si arriva fino alla produzione di $\sim 10^7$ elettroni. Se questo numero aumenta fino al valore critico di 10^8 si ha che la valanga, a causa di effetti quali l'emissione di fotoni UV (dovuta alla ricombinazione casuale di ioni positivi ed elettroni) e la distorsione del campo elettrico a causa della carica spaziale, può degenerare in una scintilla o streamer, fenomeno per cui si forma una densità di carica eccezionalmente elevata (gas allo stato di plasma) a forma di filamento che interessa localmente la camera unendo i due elettrodi in cortocircuito. Tale scarica se non opportunamente controllata può comportare danni al rivelatore. Il limite fenomenologico (detto di Raether) per cui si hanno alte probabilità di scarica è all'incirca $\alpha x \approx 20$ ($M \approx 10^8$) [107].

In virtù del carattere resistivo degli elettrodi, il fenomeno della produzione della valanga interessa un'area limitata del rivelatore (principio di scarica locale). La carica generata nella valanga, una volta arrivata all'elettrodo, a causa del suo carattere resistivo, non si disperde sulla intera superficie, lasciando inalterata la configurazione del campo elettrico nel resto della camera. Il rivelatore può pertanto essere pensato come una matrice di celle sensibili indipendenti tra loro; l'estensione superficiale S di tali celle è proporzionale alla carica totale Q liberata nel gas e allo spessore d della gap $S \approx Q/(\epsilon_0 E) \approx Qd/(\epsilon_0 V_0)$. La dimensione tipica di una valanga è dell'ordine di 1 mm ; la dimensione di uno streamer è circa 10 mm [108]. Il tempo τ necessario a ripristinare il campo elettrico è proporzionale alla resistività ρ dell'elettrodo e alla sua permittività elettrica ϵ ($\tau \approx \rho\epsilon$); valori tipici del tempo di rilassamento τ vanno da $\sim 1\text{ ms}$ a centinaia di ms , a seconda della resistività degli elettrodi.

3.1.3 Regimi di funzionamento

I rivelatori RPC possono operare sia in regime di scintilla (streamer) che a valanga (avalanche), a seconda della tensione applicata e della miscela di gas usata. I primi RPC utilizzavano il regime di scintilla, che fornisce un

segnaile più ampio di un fattore $10 \div 20$ rispetto al regime di valanga. Il funzionamento in regime streamer è tuttavia caratterizzato da un più basso limite per il rate di eventi osservabili ($\sim 100 \text{ Hz/cm}^2$) rispetto a quello ottenibile con la modalità a valanga, tipicamente superiore a 1 kHz/cm^2 . Il funzionamento in regime avalanche garantisce inoltre una maggiore longevità dei rivelatori e una minore dissipazione di potenza, data la minor corrente che attraversa il rivelatore. Con il funzionamento in regime di valanga si rende però necessario l'utilizzo di uno stadio di amplificazione nell'elettronica di front-end a causa della minore ampiezza del segnale e risulta più difficile la separazione fra segnale e rumore di fondo, per cui il funzionamento in modo streamer è preferito per l'utilizzo in applicazioni a basso rate.

La figura 3.3 mostra tipici segnali di rivelatori RPC visti all'oscilloscopio. In modalità a valanga (fig. 3.3a) il segnale è caratterizzato da un fronte veloce di ampiezza di pochi mV . In modalità streamer (fig. 3.3b) il segnale è caratterizzato da impulsi di ampiezza dell'ordine qualche centinaio di mV e durata di qualche decina di ns .

Nel regime streamer l'argon è utilizzato come componente principale nella miscela di gas per l'economicità e per la moltiplicazione secondaria, favorevole nei gas nobili (coefficiente di Townsend più grande a parità di campo elettrico). L'isobutano ($i\text{-C}_4\text{H}_{10}$) è aggiunto al gas nobile al fine di limitare gli streamer secondari grazie all'assorbimento dei fotoni UV. La percentuale di isobutano è limitata dalle richieste di non infiammabilità della miscela. Il tetrafluoroetano ($\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$), essendo un gas elettronegativo, è usato al fine di limitare l'estensione dello streamer mediante la cattura di elettroni. Sono dimostrate anche le proprietà di quenching del tetrafluoroetano. L'esafluoruro di zolfo (SF_6) è usato in piccola percentuale al fine di ridurre fortemente la carica prodotta nello streamer. La miscela utilizzata per gli RPC dell'esperimento OPERA è ad esempio costituita da $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/i\text{-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$ nei rapporti di volume $75,4/20,0/4,0/0,6$ [110].

Negli RPC funzionanti in modalità a valanga sono di solito utilizzate miscele ad alto contenuto di freon (tipicamente 90% $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$ e 10% $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$), per la loro caratteristica di avere un plateau di efficienza più ampio con una minore probabilità di streamer [111]. Le miscele usate in modalità a valanga hanno anche una piccola percentuale di SF_6 , avente la funzione di alzare la tensione di produzione dello streamer, in maniera tale da garantire un funzionamento senza streamer. Negli RPC in modalità avalanche è opportuno infatti limitare al minimo la probabilità di streamer, questo perché i fenomeni di streamer coinvolgono un numero maggiore di strip, con conseguente diminuzione della risoluzione temporale e spaziale, e influiscono negativamente sulla longevità del rivelatore.

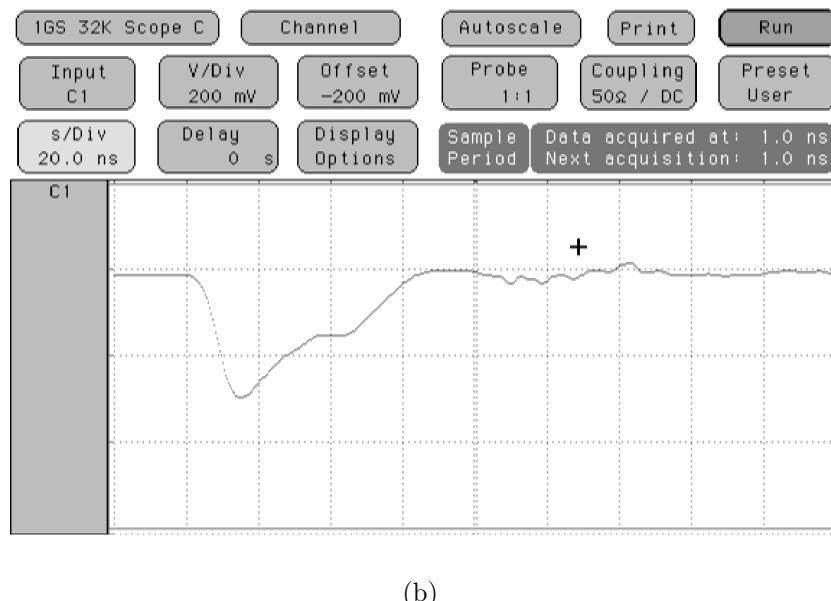
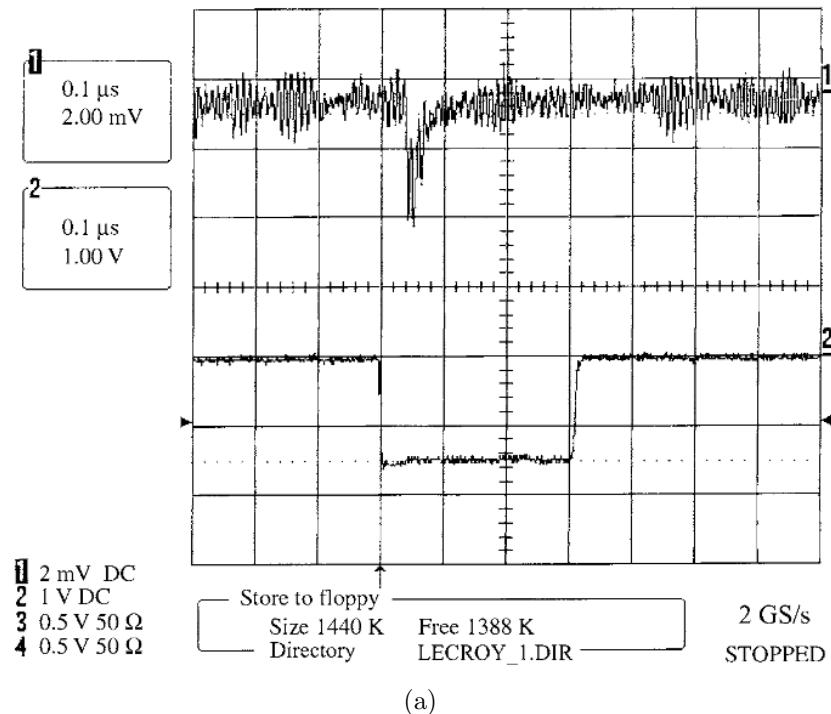


Figura 3.3: Segnali da strip di lettura di rivelatori RPC visti all'oscilloscopio.
 (a) Segnale avalanche in un RPC operante con miscela 95% $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ + 5% i- C_4H_{10} alla tensione di 10,1 kV; [109] (b) Segnale streamer in un rivelatore RPC di OPERA.

3.1.4 Formazione del segnale

Il segnale elettrico indotto sulle strip di lettura è dovuto al moto delle cariche all'interno della gap. Il teorema di Shockley-Ramo mette in relazione la corrente istantanea indotta su un elettrodo $i_{ind}(t)$ con la posizione $\vec{r}(t)$ e la velocità $\vec{v}(t)$ di una carica puntiforme q in moto e il campo elettrico pesato \vec{E}_w , definito come il campo elettrico che si ottiene ponendo il potenziale dell'elettrodo di lettura a 1 V e gli altri elettrodi a massa [112].

$$i_{ind}(t) = -q\vec{v}(t) \cdot \vec{E}_w(\vec{r}(t)) \quad (3.3)$$

Per calcolare la corrente indotta occorre quindi conoscere come si sviluppa la valanga in funzione del tempo e il campo \vec{E}_w , dipendente dalla geometria del rivelatore.

Il calcolo esplicito della corrente indotta può essere effettuato nelle ipotesi semplificative in cui si assume che vi sia un solo cluster costituito da n_0 coppie elettrone-ione in corrispondenza del catodo, si assume che la densità di coppie elettrone-ione cresca esponenzialmente secondo la relazione 3.2, si assume uniforme il campo elettrico pesato ($\vec{E}_w = -\frac{1}{d}\vec{u}_x$, essendo \vec{u}_x il versore nella direzione del campo elettrico) e si trascurano effetti di carica spaziale. La corrente indotta risulta essere data dalle relazioni seguenti, rispettivamente per la corrente dovuta al moto degli elettroni e degli ioni.

$$i^-(t) = \frac{q_e n_0 v_{d-}}{d} \exp(\eta v_{d-} t) \quad 0 \leq t \leq T_- \quad (3.4)$$

$$i^+(t) = \frac{q_e n_0 v_{d+}}{d} \frac{\alpha}{\eta} (\exp((\alpha - \eta)d) - \exp((\alpha - \eta)v_{d+}t)) \quad T_- \leq t \leq T_+ \quad (3.5)$$

Nelle equazioni precedenti v_{d-} e v_{d+} rappresentano rispettivamente le velocità di deriva degli elettroni e degli ioni positivi; $T_- = d/v_{d-}$ e $T_+ = d/v_{d+}$ sono rispettivamente i tempi di raccolta di elettroni e ioni. Poiché la velocità di drift degli ioni è molto minore di quella degli elettroni, il segnale indotto è in pratica dovuto ai soli elettroni.

A causa della natura aleatoria dei fenomeni di ionizzazione primaria e della crescita esponenziale della carica nella valanga, una descrizione completa del rivelatore è tuttavia possibile solo con metodi statistici, ad esempio mediante simulazione Monte Carlo [113]. Una particella ionizzante che attraversa il rivelatore produce n_{cl} cluster di ionizzazione primari. La probabilità P_{cl} che siano generati k cluster nel gap è data dalla statistica di Poisson:

$$P_{cl}(n_{cl} = k) = \frac{(d\lambda_{eff})^k}{k!} e^{-d\lambda_{eff}} \quad (3.6)$$

dove $\lambda_{eff} = \lambda / \cos \phi$ (λ è il numero di cluster di ionizzazione primari per unità di lunghezza, ϕ l'angolo di incidenza della particella), d è la larghezza della gap. Il numero n_0 di coppie elettrone-ione prodotte per ionizzazione primaria in un dato cluster ha anch'esso carattere aleatorio e può essere descritto mediante una distribuzione di Poisson nota la dimensione media del cluster.

La distribuzione di probabilità $P_p^j(x)$ della posizione iniziale x_0^j del cluster j -esimo è data da:

$$P_p^j(x_0^j = x) = \frac{\lambda_{eff}}{(j-1)!} (x \lambda_{eff})^{j-1} e^{-x \lambda_{eff}}, \quad 0 < x < d \quad (3.7)$$

Assumendo uno sviluppo esponenziale della valanga, si ottiene la seguente relazione per la carica elettronica in funzione della posizione x :

$$Q_e(x) = \sum_{j=1}^{n_{cl}} q_e n_0^j M_j \exp(\eta(x - x_0^j)) \quad (3.8)$$

dove n_0^j è il numero di elettroni primari del cluster j -esimo, q_e è la carica elettronica. I fattori M_j tengono conto delle fluttuazioni stocastiche della crescita esponenziale e sono valutati mediante la distribuzione di Polya.

La carica degli ioni positivi (negativi) è data rispettivamente da:

$$Q_i^+(x) \simeq \frac{\alpha}{\eta} Q_e(x); \quad Q_i^-(x) \simeq \frac{\beta}{\eta} Q_e(x). \quad (3.9)$$

Per calcolare il campo elettrico pesato \vec{E}_w si può usare il modello elettrico di un rivelatore RPC in fig. 3.4 [114], che descrive l'accoppiamento della strip di lettura con l'area del rivelatore interessata dalla valanga. I condensatori $C_g = \epsilon_0 A/d$ e $C_b = \epsilon_r \epsilon_0 A/s$ sono rispettivamente le capacità del volume attivo di gas e della bachelite (d e s sono gli spessori rispettivamente della gap e della bachelite, ϵ_r è la costante dielettrica relativa della bachelite); C_a e C_c sono capacità di accoppiamento parassite il cui valore è tipicamente molto maggiore rispetto a C_g . Le resistenze R_b , R_s e R_c sono rispettivamente la resistenza della bachelite ($R_b = \rho s/A$), la resistenza superficiale della bachelite e la resistenza dello strato di grafite ($\approx 100 \text{ k}\Omega/\square$).

L'elevato valore delle resistenze R_b , R_s e R_c comporta che le costanti di tempo del circuito sono molto più grandi del tempo di formazione del segnale; è pertanto possibile trascurare l'effetto delle regioni confinanti del rivelatore e il circuito equivalente si riduce a quello di fig. 3.4(b). Il campo \vec{E}_w risulta essere dato dalla seguente relazione:

$$E_w = k/d; \quad k = \frac{C_b}{C_b + 2C_g} = \frac{\epsilon_r d/s}{\epsilon_r d/s + 2} \quad (3.10)$$

Nel caso di un RPC multi-gap a n stadi (fig. 3.4(c)) si trova:

$$k = \frac{C_b}{nC_b + (n+1)C_g} = \frac{\epsilon_r d/s}{n\epsilon_r d/s + (n+1)} \quad (3.11)$$

La corrente indotta sulla strip risulta essere mediante la 3.3:

$$i(t) = -Q(x)\vec{E}_w \cdot \vec{v}_d = kQ(x)\frac{v_d}{d} \quad (3.12)$$

La carica indotta sulla strip di lettura si ottiene integrando la 3.12. Mediante metodo Monte Carlo è possibile ricavare la distribuzione della carica indotta (fig. 3.5(a)), da cui si possono dedurre importanti proprietà del rivelatore [115]. Ad esempio se l'elettronica di front-end è costituita da un amplificatore sensibile alla carica avente una soglia q_{thr} , si può calcolare l'efficienza (fig. 3.5(b)) come:

$$\epsilon(q_{thr}) = 1 - \int_0^{q_{thr}} P_q(q_{ind}) dq_{ind} \quad (3.13)$$

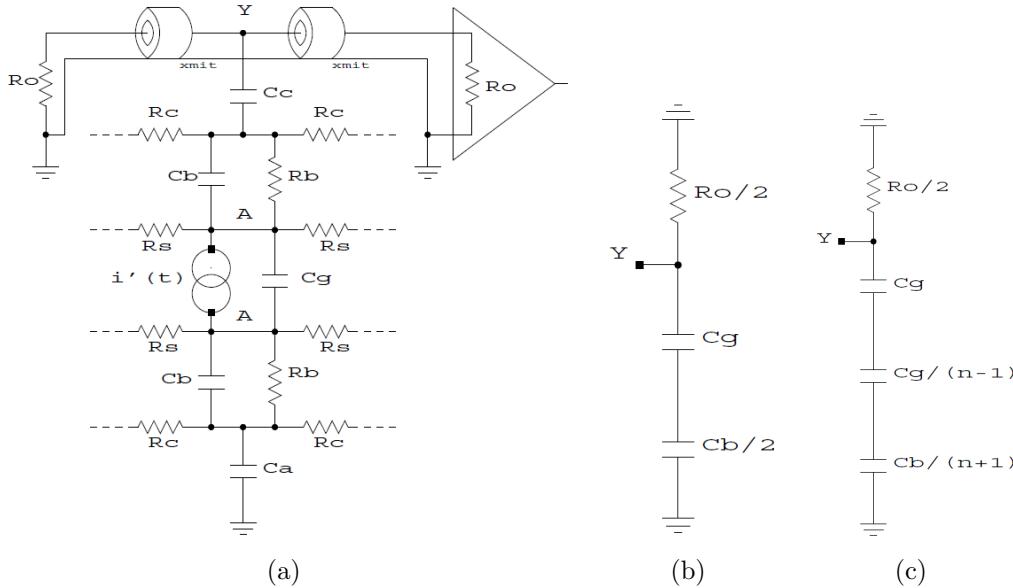


Figura 3.4: (a) Modello elettrico locale di un rivelatore RPC; (b) Circuito elettrico equivalente visto da una strip per un RPC mono-gap; (c) Circuito elettrico equivalente visto da una strip per un RPC multi-gap. [114]

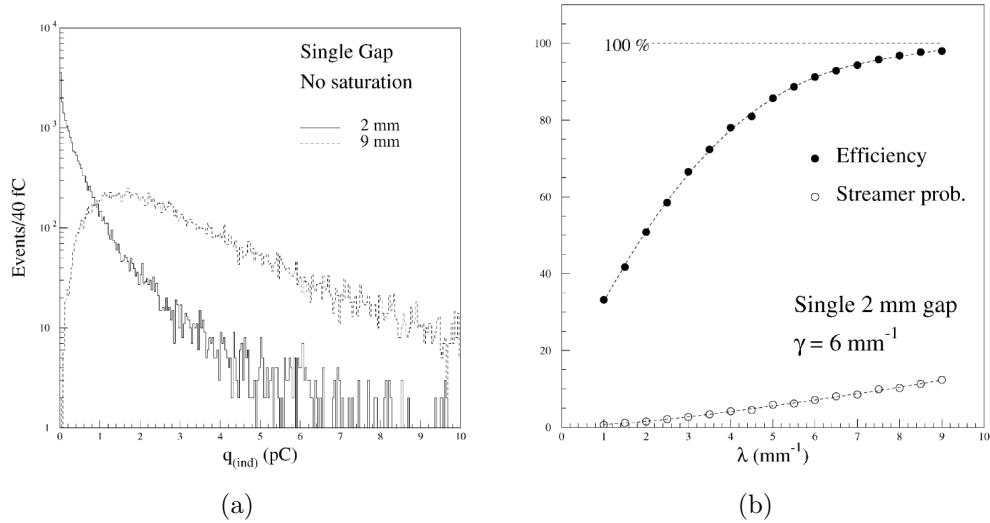


Figura 3.5: (a) Spettro di carica per RPC di gap 2 mm e 9 mm ; (b) Efficienza e probabilità di streamer per un RPC di gap 2 mm in funzione del coefficiente di ionizzazione primaria $λ$. [115]

3.1.5 Effetti di carica spaziale

Nel processo di sviluppo della valanga le cariche prodotte possono dare luogo a un campo elettrico molto intenso confrontabile con quello applicato che risulta quindi deformato rispetto alla configurazione di campo elettrico uniforme. Gli effetti di carica spaziale sono quindi molto forti in un rivelatore RPC e devono essere tenuti in conto.

La figura 3.6 si riferisce a una simulazione dovuta a Riegler [116] e vi è mostrato lo sviluppo del campo elettrico all'interno della valanga a diversi istanti di tempo. Si può osservare che sulla punta e sulla coda della valanga il campo elettrico è incrementato, mentre nel centro della valanga il campo elettrico è diminuito. La maggior parte degli elettroni sono situati nel centro della valanga, per cui sono soggetti a un campo elettrico più basso e subiscono piccola moltiplicazione o formano ioni negativi mediante attachment. L'effetto dell'alto campo elettrico (risulta doppio rispetto al campo applicato) nella punta e nella coda è piccolo perché in queste regioni vi sono pochi elettroni. Questo spiega la piccola carica osservata di pochi pC, che differisce per diversi ordini di grandezza da quella che si ottiene se si trascurano gli effetti di carica spaziale (10^7 pC).

Gli effetti di carica spaziale giocano un ruolo importante nel processo di transizione avalanche-streamer. Nel lavoro di Moshaii [117] il problema è

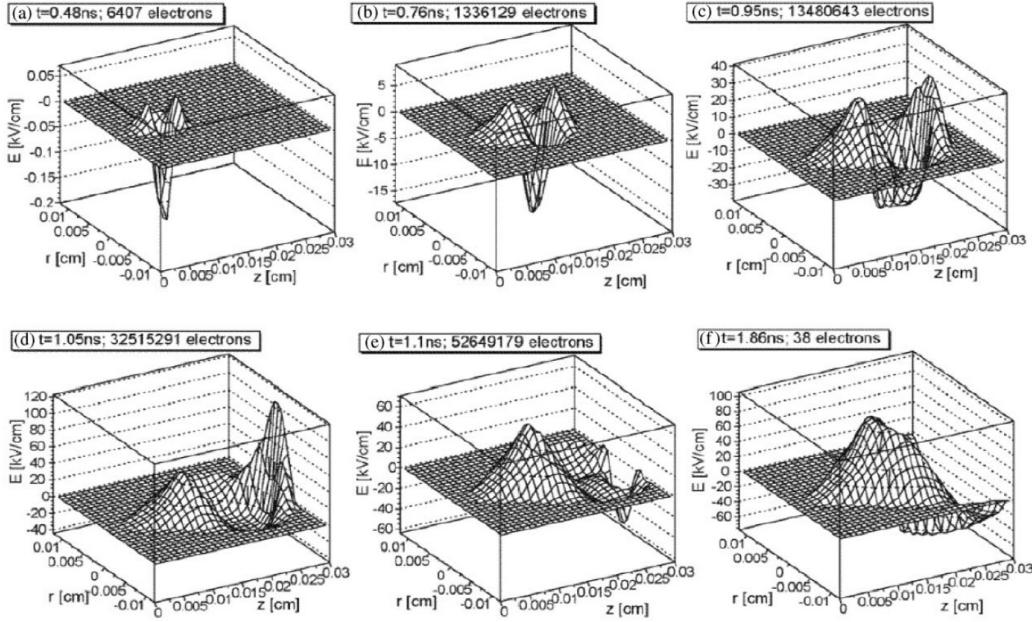


Figura 3.6: Sviluppo del campo elettrico con una valanga in un RPC di gap 0,3 mm. [116]

stato studiato mediante una simulazione basata sulle equazioni del trasporto per gli ioni e per gli elettroni:

$$\frac{\partial n_e(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial(vn_e(x, t))}{\partial x} = (\alpha - \beta)|v|n_e(x, t) + S_{Ph} \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial n_+(x, t)}{\partial t} = \alpha|v|n_e(x, t) + S_{Ph} \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial n_-(x, t)}{\partial t} = \beta|v|n_e(x, t) \quad (3.16)$$

Nelle equazioni precedenti $n_e(x, t)$, $n_+(x, t)$ e $n_-(x, t)$ sono rispettivamente le densità di elettroni, ioni positivi e ioni negativi; v è la velocità di deriva degli elettroni (le velocità di deriva degli ioni sono trascurate); S_{Ph} rappresenta il contributo dei fotoelettroni al processo di amplificazione. I parametri α , β e v dipendono dal campo elettrico.

Nella simulazione si considera a $t = 0$ un cluster di elettroni avente distribuzione gaussiana e si calcola il suo sviluppo nel tempo risolvendo numericamente le equazioni 3.14-3.16. Ad ogni step della simulazione viene calcolato il campo elettrico di carica spaziale e il segnale indotto sull'elettrodo di lettura mediante il teorema di Ramo (eq. 3.3).

I risultati della simulazione per diversi valori della tensione applicata indicano che si possono distinguere tre modi di operazione: avalanche, sa-

turated avalanche e streamer. Nel modo avalanche la carica elettronica è amplificata secondo il meccanismo di Townsend (crescita esponenziale); la carica spaziale non ha nessun effetto sul meccanismo di moltiplicazione (il campo di carica spaziale è solo 0,1% del campo applicato); la corrente indotta sugli elettrodi di lettura è dell'ordine di $10^{-8} A$.

Il modo saturated avalanche corrisponde alla transizione da avalanche a streamer. Si osserva una densità di cariche alla fine dell'amplificazione tre ordini di grandezza più grande rispetto al modo avalanche; la forma gaussiana della distribuzione iniziale di carica è leggermente deformata; gli effetti non lineari di carica spaziale diventano gradualmente importanti con l'intensità del campo elettrico di carica spaziale che raggiunge il 50% del campo applicato.

Nel modo streamer la carica si sviluppa inizialmente in maniera simile ai modi avalanche e saturated avalanche (fig. 3.7(a-d)); negli ultimi stadi si osserva la formazione di un nuovo bunch di cariche che si sviluppa a partire dal catodo avente una densità di carica un ordine di grandezza più grande

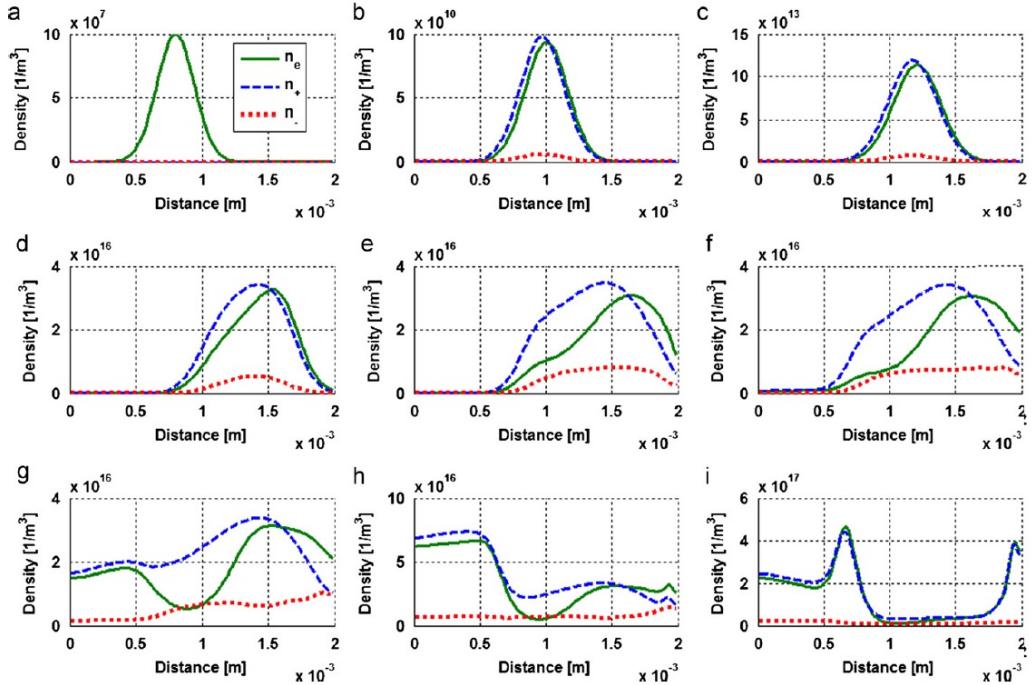


Figura 3.7: Crescita spaziale della densità di carica in un rivelatore RPC operante in modo streamer a diversi tempi: (a) $t=0.0$, (b) $t=2.0$ nsec, (c) $t=4.0$ nsec, (d) $t=6.0$ nsec, (e) $t=7.0$ nsec, (f) $t=8.0$ nsec, (g) $t=9.0$ nsec, (h) $t=9.5$ nsec, (i) $t=10.0$ nsec. [117]

rispetto al modo saturated avalanche (fig. 3.7(e-i)); questo bunch di cariche dà luogo nel segnale indotto a un impulso di corrente streamer che segue dopo un certo tempo l'impulso avalanche (questo comportamento è effettivamente osservato sperimentalmente). Si ha che il contributo della foto-ionizzazione risulta determinante nella formazione del secondo bunch di carica e che il campo elettrico di carica spaziale può raggiungere il 120% del campo esterno applicato che risulta quindi essere totalmente deformato.

3.2 L'elettronica degli RPC di OPERA

L'elettronica di read-out degli RPC di OPERA [119] è basata su schede di front-end (FEB) aventi la funzione di discriminare e formare i segnali dalle strip (64 canali) e di generare un segnale di fast-OR, usato per scopi di trigger.

Lo schema dell'elettronica della Fron End Board di OPERA, disegnato per memorizzare al massimo un singolo evento per burst, è mostrato in figura 3.8. Lo stadio di ingresso utilizza ricevitori LVDS usati come comparatori. Questi dispositivi, in grado di accogliere segnali differenziali e dotati di un elevato rapporto di reiezione del modo comune, consentono una buona discriminazione dei segnali trasmessi per mezzo di cavi twisted-pairs.

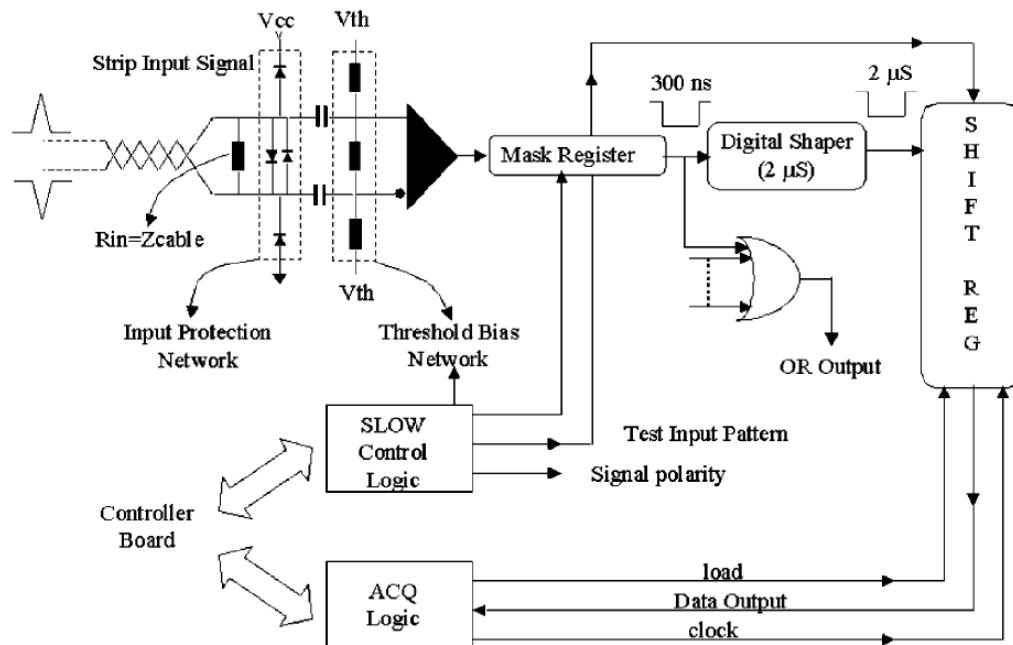


Figura 3.8: Schema a blocchi di una Front End Board degli RPC di OPERA. [119]

I segnali in ingresso, dopo la discriminazione e il mascheramento, seguono due percorsi differenti. Nel primo percorso i segnali sono formati a 300 ns , generando il segnale di fast-OR; nel secondo percorso i segnali sono formati a $2\text{ }\mu\text{s}$ e memorizzati in uno shift register a 64 bit con ingresso parallelo e uscita seriale. La logica di Slow Control consente di impostare le condizioni di lavoro della FEB. Essa consente di impostare soglie e polarità dei segnali in ingresso per ciascun gruppo di 32 canali; una maschera di input a 64 bit permette di escludere i canali rumorosi.

L'acquisizione dei dati dalle FEB è gestita dallo stadio Controller Board (CB), che costituisce l'interfaccia tra le FEB e il DAQ dello spettrometro (ogni CB gestisce 9 FEB). Il CB, sulla base dei segnali fast-OR presi in input dalle FEB, genera un segnale LOAD verso le FEB per la scrittura degli shift register e produce un time-stamp dell'evento. Il CB è in grado di leggere i segnali digitali immagazzinati negli shift register delle FEB e di gestire la logica di Slow Control mediante un bus seriale. La lettura degli shift register delle FEB richiede un tempo di $8\text{ }\mu\text{s}$; sui dati viene quindi effettuata una zero-suppression e vengono trasmessi al DAQ mediante un protocollo Ethernet.

3.3 Architettura del sistema di acquisizione

Il sistema di acquisizione dell'esperimento NESSiE è costruito come una rete Ethernet i cui nodi sono le schede di front-end (FEB), che saranno lette mediante una rete di switch collegata ad un sistema di elaborazione (rete *event builder*). La rete Ethernet è usata per raccogliere i dati dalle FEB ed inviare alle schede comandi di configurazione, monitoraggio e slow control. Il DAQ agirà in maniera sincrona con il ciclo dell'acceleratore SPS (fig. 2.5). I dati saranno acquisiti dalle FEB durante le due finestre da $10,5\text{ }\mu\text{s}$ e inviati al sistema di elaborazione durante il periodo di inter-spill di circa 6 s , utilizzato anche per raccogliere dati di raggi cosmici.

L'elettronica di read-out si articola in tre livelli (fig. 3.9). Il primo consiste nell'elettronica di front-end, che ha come principale compito quello di leggere i circa 33000 canali elettronici dei rivelatori RPC dell'esperimento. La scelta di operare con rivelatori RPC in regime streamer (segnali di ampiezza dell'ordine di 100 mV) rende non necessari preamplificatori di front-end, il cui utilizzo nelle vicinanze dei rivelatori avrebbe comportato problemi per il raffreddamento, a causa del calore sviluppato dalle bobine che generano il campo magnetico. I segnali dagli RPC arriveranno su cavi differenziali direttamente alle schede di front-end, alloggiate in crate Eurocard 6U. A livello delle FEB i segnali dei rivelatori RPC vengono discriminati, memo-

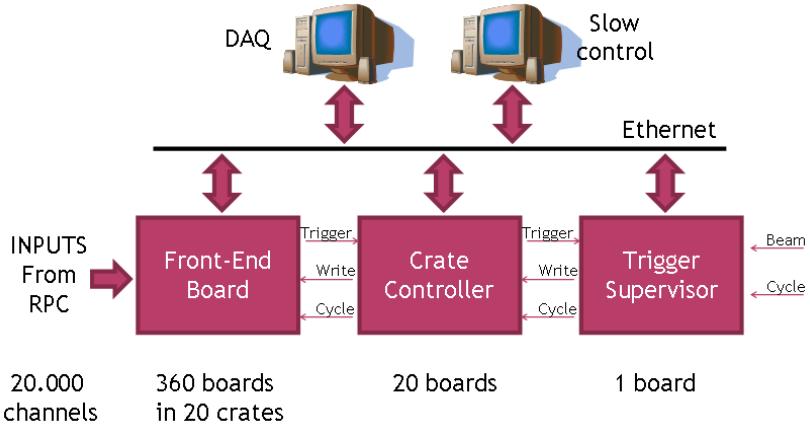


Figura 3.9: Architettura dell'elettronica di acquisizione dell'esperimento NESSiE (rivelatore Far). [120]

rizzati e marcati temporalmente; sono generati in uscita due segnali fast-OR usati per scopi di trigger.

Il secondo livello è costituito dalle schede Controller Board (CB), aventi le funzioni di distribuire i segnali di controllo alle FEB, gestione del trigger, monitoraggio di temperatura e tensioni. Per quanto riguarda il trigger, il CB riceve in ingresso dalle FEB i segnali di fast-OR e genera in uscita quattro fast-OR di piano. L'elettronica di NESSiE sarà dotata di un CB per crate, ognuno dei quali può ospitare 19 FEB.

Infine il terzo livello è costituito dal Trigger Supervisor (TS), che ha le funzioni di sincronizzazione con il DAQ, generazione dei segnali di controllo verso le FEB, implementazione della logica di trigger. Il TS riceve in input dai CB i segnali fast-OR di piano, usati per generare il trigger; in output verso le CB vengono mandati i segnali di controllo.

Il disegno delle tre schede è basato sull'utilizzo di FPGA (Field Programmable Gate Array); esse inoltre sono tutte dotate di una interfaccia Ethernet, controllata mediante un processore implementato sulla FPGA, che consente la comunicazione col DAQ.

3.4 La Front-End Board

La scheda di front-end (FEB) (fig. 3.10), di cui ho realizzato un primo prototipo nel corso della mia tesi di laurea magistrale [121], è stata realizzata nella sua versione finale (di cui è mostrato lo schema circuitale in appendice B) in una piccola produzione industriale (16 schede) che ho sottoposto a



Figura 3.10: La scheda di front end di NESSiE.

test.¹ La FEB costituisce il primo stadio della catena di acquisizione e ha la funzione principale di discriminare i segnali dei rivelatori RPC, misurarne il tempo di arrivo con risoluzione 10 ns e mandare i dati al DAQ. Ogni FEB gestisce 64 canali elettronici ed è in grado di rispondere a segnali veloci e di breve durata (fronte di salita dell'ordine del ns), tipici dei rivelatori RPC, sia positivi che negativi.

Il progetto della FEB, di cui è mostrato lo schema a blocchi in figura 3.11 e il dettaglio dello stadio di ingresso in figura 3.12, è stato completamente rivisto rispetto a quello della vecchia elettronica di OPERA, mantenendo però l'approccio dell'utilizzo di ricevitori LVDS [122] come discriminatori [123]. Questo approccio consente di avere una elettronica che può integrare un numero maggiore di canali e a un minore costo per canale, grazie al fatto che i ricevitori LVDS sono disponibili in chip che integrano 16 canali.

La FEB è un circuito stampato avente un fattore di forma di tipo 6U ($233\text{ mm} \times 160\text{ mm}$). Essa ha in ingresso 64 segnali RPC e i segnali di controllo WRITE, CYCLE, ABORT e PULSE; in uscita produce due segnali

¹I test effettuati sulla FEB sono discussi nel capitolo 4.

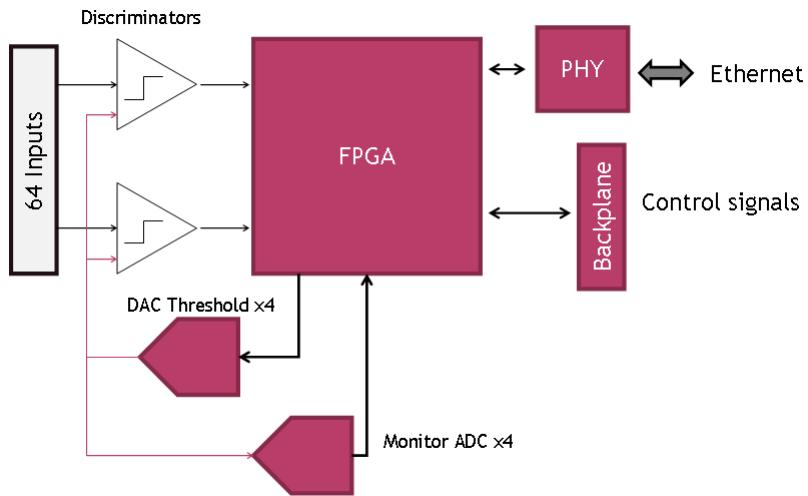


Figura 3.11: Schema a blocchi della FEB di NESSiE. [120]

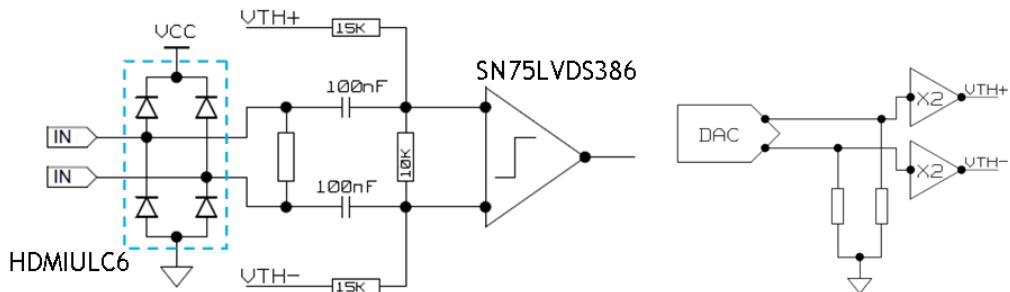


Figura 3.12: Circuito di ingresso della FEB. [120]

di fast-OR (organizzato a gruppi di 32 canali); possiede inoltre una interfaccia Ethernet per la comunicazione col DAQ.

Il segnale (bipolare) in ingresso è terminato sulla resistenza caratteristica dei cavi di collegamento (100Ω) e si affaccia all'ingresso del discriminatore tramite due condensatori da 100 nF che isolano le strip dalle tensioni di soglia (fig. 3.12); una rete di protezione a diodi protegge i discriminatori da sbalzi improvvisi di tensione che possono provenire dai rivelatori RPC. Il segnale in ingresso è discriminato per mezzo di ricevitori LVDS (4 chip 75LVDS386, ognuno dei quali riceve 16 segnali) che agiscono da discriminatori. Una volta discriminato, il segnale viene trattato digitalmente mediante una FPGA (Field-Programmable Gate Array).

Le soglie per i discriminatori sono impostate mediante DAC (Digital to Analog Converter) di risoluzione 10 bit, che agiscono su una rete resistiva

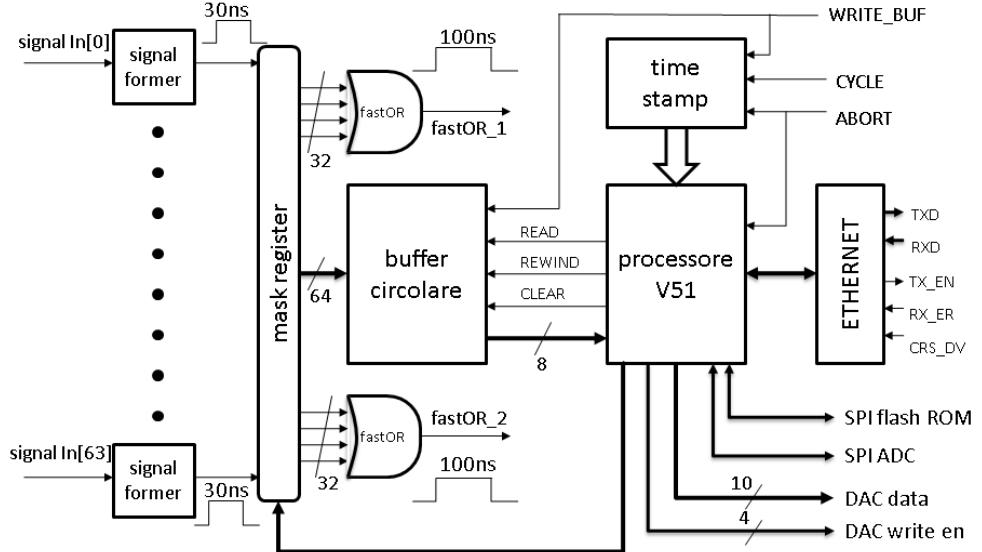


Figura 3.13: Schema a blocchi della FPGA.

posta all'ingresso dei discriminatori. Il sistema è in grado di impostare le soglie separatamente per i 4 chip LVDS (a gruppi di 16 canali), in un intervallo di valori tra $-500 \div +500 \text{ mV}$ a passi di circa 1 mV . I valori delle soglie sono letti per mezzo di un ADC (Analog to Digital Converter) a 10 bit a 4 canali. Poiché i segnali provenienti dai rivelatori RPC avranno ampiezza $100 \div 200 \text{ mV}$, tipici valori di soglia saranno $50 \div 70 \text{ mV}$. Le soglie sono impostabili tramite Ethernet.

Nella versione finale la FEB è stata dotata di un sistema di test per l'impulsaggio di tutti i canali, non funzionante nel primo prototipo.

La FPGA (Xilinx Spartan6 XC6SLX9), componente programmabile di cui è mostrato lo schema a blocchi del progetto del firmware in fig. 3.13, è il componente principale della FEB. Essa legge i segnali discriminati dai ricevitori LVDS e provvede alla memorizzazione temporanea dei dati; gestisce DAC, ADC, memoria flash di programmazione e l'interfaccia Ethernet.

I segnali discriminati vengono innanzi tutto sincronizzati al clock di frequenza 100 MHz e formati a 30 ns . Questo avviene mediante il circuito mostrato in fig. 3.14, in cui il segnale è collegato all'ingresso di clock di un flip-flop di tipo D, in maniera tale da essere sensibili anche a segnali di durata inferiore al periodo di clock; un sistema di feedback resetta il circuito dopo 3

cicli di clock dopo essere scattato sul fronte di salita del segnale. Un controllo di polarità consente all'occorrenza di invertire il segnale in maniera tale che il circuito può scattare sul fronte di discesa per segnali a polarità negativa.

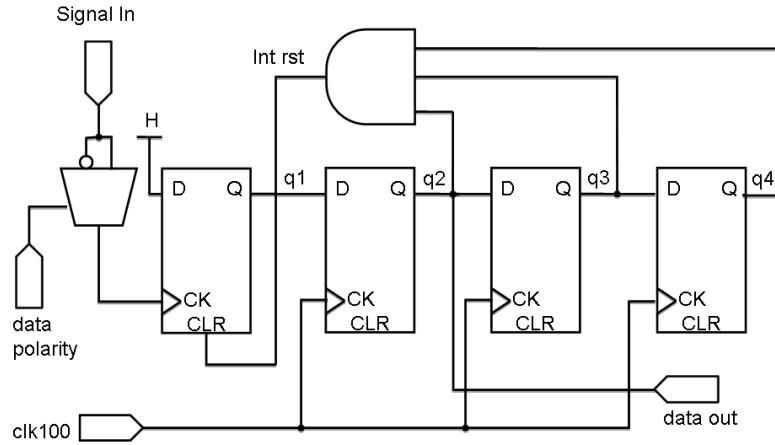


Figura 3.14: Schema del circuito di formazione del segnale a 30 ns.

La memorizzazione dei dati avviene quando è attivo il segnale di scrittura WRITE. I dati sono immagazzinati in un buffer circolare di profondità 4096 con un clock di frequenza 100 MHz . Esso è implementato mediante una memoria RAM di dimensioni $4k \times 64 = 256$ kbit dual-port e due contatori che contengono gli indirizzi di scrittura e di lettura. Il buffer circolare è dimensionato in maniera tale da poter contenere l'informazione generata in due spill da $10,5 \mu s$ con campionamenti ogni 10 ns.² La dimensione della memoria RAM richiesta per il buffer circolare ha determinato la scelta della FPGA, che è la Xilinx Spartan6 XC6SLX9 che possiede una memoria RAM a blocchi di 576 kbit.

Il segnale WRITE è caratterizzato temporalmente sul suo fronte di discesa e nella sua durata rispetto al fronte di salita, al fine di poter associare un time stamp ai dati memorizzati. Un segnale di CYCLE, inviato periodicamente dal DAQ, fornisce il riferimento temporale per la generazione del time-stamp. La logica di time-stamp (fig 3.15) è realizzata mediante tre contatori e da registri che conservano il valore che essi assumono in corrispondenza del fronte di discesa del segnale WRITE: il primo dei tre contatori (*time_counter*) conta il tempo dall'arrivo del segnale CYCLE, il secondo (*cycle_counter*) conta il numero degli impulsi CYCLE, il terzo (*spill_counter*) conta la durata del

²La risoluzione di 10 ns è stata scelta in base alla struttura interna del fascio CNGS, consistente in bunch distanti tra loro 10 ns (fig. 2.5).

segnale WRITE. Il tempo di un dato hit è determinato dal time-stamp di fine sequenza, riferito al fronte di discesa del segnale WRITE, e dalla posizione in cui esso è memorizzato all'interno del buffer circolare.

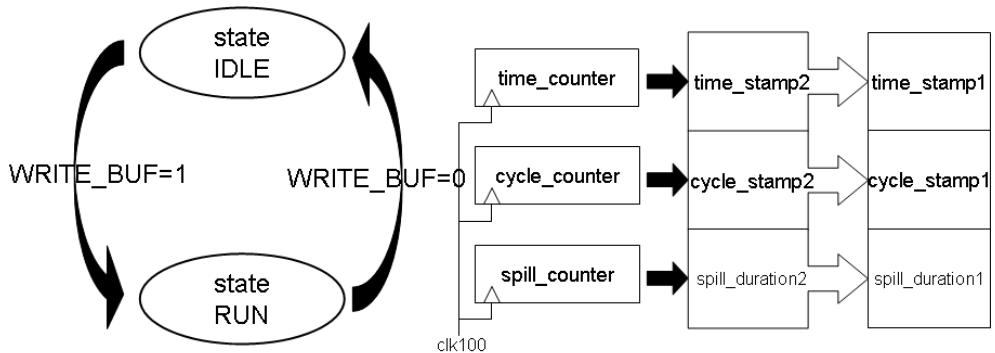


Figura 3.15: Schema di funzionamento della logica di time stamp.

La trasmissione dei dati al DAQ è operata da un processore implementato nella FPGA che gestisce l'interfaccia Ethernet. In seguito a una richiesta di dati da parte del DAQ, il processore compone un pacchetto UDP di risposta³ formato da un header contenente i valori dei registri di time stamp, seguito dai dati del buffer circolare. Il processore legge dal buffer circolare una quantità di dati che può essere, a seconda del contenuto del messaggio di richiesta, o dettata dal DAQ o calcolata dai registri di durata del WRITE. I dati sono letti dal buffer circolare a partire da una posizione che è calcolata a ritroso rispetto a quella dell'ultimo dato scritto. Terminata la rilettura dei dati dal buffer circolare, il processore comanda l'invio del pacchetto sulla porta Ethernet.

Altre funzionalità implementate nel firmware della FPGA sono: il mascheramento dei segnali in ingresso, che consente all'occorrenza di escludere eventuali canali rumorosi; la generazione dei segnali fast-OR, che consistono nella somma logica di gruppi di 32 canali, allungata a una durata di 100 ns. È stata inoltre prevista la possibilità di aggiornare il firmware via Ethernet.

³In realtà la risposta può comporsi di più pacchetti frammentati, quando il volume dei dati da trasmettere supera l'unità massima di trasmissione (MTU) della rete Ethernet (tipicamente 1500 byte).

3.5 Il Controller Board

Ho realizzato un Controller Board (CB) per l'esperimento NESSiE, occupandomi in particolare del progetto del firmware della FPGA e dello sviluppo e messa a punto del software del processore implementato nella FPGA. Descrivo qui le fasi della realizzazione del prototipo di CB.

Ho cominciato innanzi tutto con la definizione delle specifiche della scheda, che sono state sottoposte al vaglio della collaborazione NESSiE. Ottenuto un riscontro positivo da parte della collaborazione, ho proceduto con il progetto della scheda secondo le specifiche delineate. Ho quindi definito i componenti principali della scheda e ho sviluppato il firmware della FPGA.

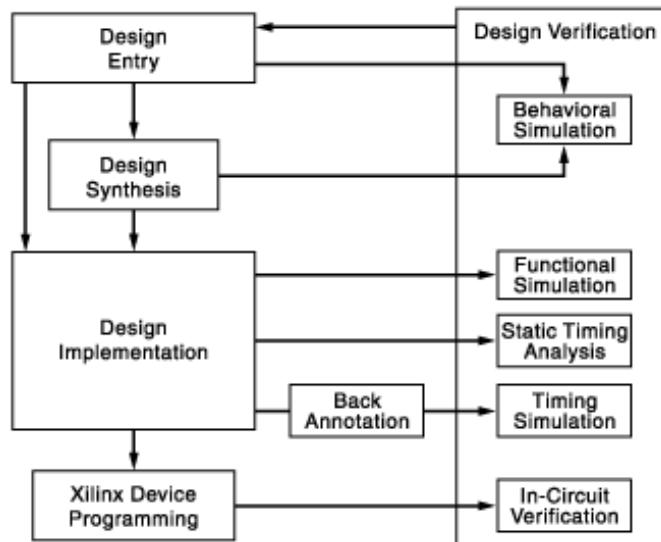


Figura 3.16: Flusso di progettazione di una FPGA.

La progettazione del firmware della FPGA ha seguito lo schema generale di figura 3.16. In primo luogo ho descritto il progetto in linguaggio HDL (Hardware description language). Un linguaggio HDL consente una descrizione di un componente digitale di tipo “behavioral”, ossia che prescinde dai dettagli della implementazione hardware. Tra i due linguaggi HDL più diffusi (VHDL e Verilog) in questo lavoro è stato utilizzato il Verilog, linguaggio dalla sintassi molto simile al C. In questo linguaggio le varie unità logiche del progetto sono descritte come una serie di *moduli*. Esempi di codice sono riportati in appendice A (listato A.1).

Nel primo stadio (*Design Entry*) il progetto è costituito da una serie di file sorgenti, ognuno dei quali descrive un modulo Verilog. Il progetto viene

verificato mediante simulazione comportamentale, che permette di verificare che la descrizione in linguaggio HDL implementi l'algoritmo voluto (è stato utilizzato il simulatore NCverilog, simulatore di linguaggio Verilog della Cadence). L'implementazione del progetto a partire dai sorgenti HDL è effettuata mediante il software proprietario dei costruttori della FPGA (ISE nel caso della Xilinx). Esso è in grado di tradurre i sorgenti in notazione HDL in un circuito specifico per la FPGA selezionata. Questa operazione, molto simile alla compilazione di un programma, è detta di *sintesi*. Alla sintesi segue la fase di implementazione che svolge i seguenti compiti:

- Mappa il circuito nelle risorse del dispositivo selezionato;
- Realizza le interconnessioni tra le celle logiche (CLB);
- Ottimizza il layout per tentare di ottenere le velocità richieste dal progettista;
- Genera un modello del circuito completo dei ritardi reali.

Il modello Verilog post-implementazione, comprensivo dei ritardi reali del circuito della FPGA, è stato risimulato al fine di verificare che il circuito finale realizzasse le funzioni richieste alle velocità necessarie. L'ultimo stadio del progetto di una FPGA prevede di generare il file binario di programmazione e di scaricare il firmware nella memoria flash di programmazione.

Una volta definito il firmware della FPGA e la sua piedinatura ho disegnato lo schematico della scheda. Lo schematico mostra tutti i componenti elettronici (comprese resistenze, condensatori, ecc.) presenti sulla scheda e le loro interconnessioni. Ho proceduto con il disegno del layout della scheda, ossia la progettazione del circuito stampato (PCB) a partire dallo schema elettrico, operazione detta di sbroglio. Il disegno dello schematico e del circuito stampato sono stati eseguiti mediante il software CAD Allegro. Lo schematico del CB è riportato in appendice B; lo sbagliato del CB è rappresentato in figura 3.17. La realizzazione del PCB e il montaggio dei componenti sono state commissionate ad una ditta privata.

Una volta disponibile il circuito stampato mi sono occupato di sviluppare il software per il processore ad 8 bit implementato sulla FPGA. Ho scritto il programma in linguaggio C e l'ho compilato mediante un cross-compilatore per sistemi *embedded*. Nella fase di sviluppo ho utilizzato uno strumento di debug che, mediante l'interfaccia JTAG, consente di eseguire il programma sul dispositivo e verificarne il funzionamento.

Infine ho integrato il file di programmazione del processore nel firmware della FPGA in maniera tale da ottenere il file di programmazione finale e l'ho

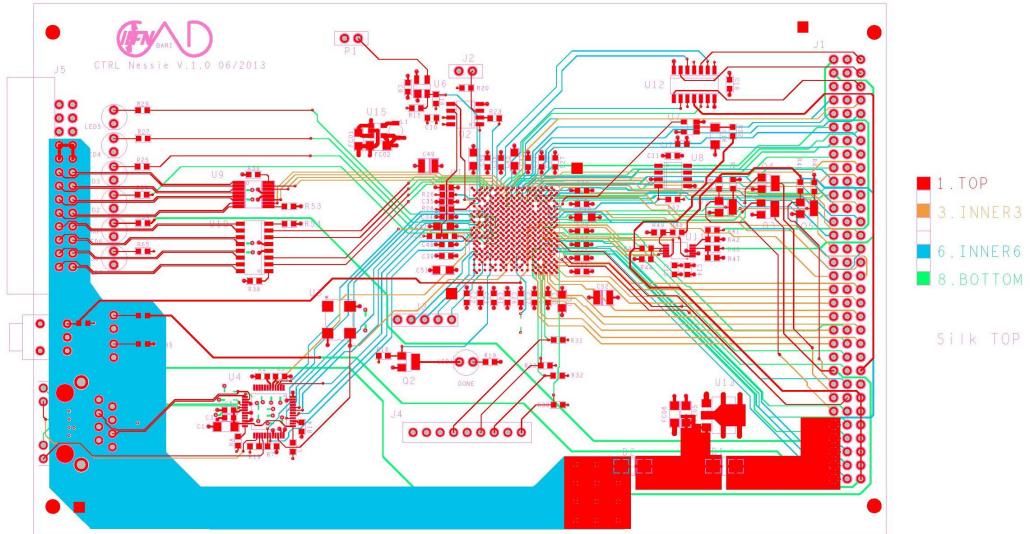


Figura 3.17: Layout del circuito stampato del Controller Board NESSiE.

caricato nella memoria flash della scheda. Ho quindi verificato la funzionalità della scheda.

3.5.1 Specifiche e progetto del Controller Board

Nell’ambito della catena dell’elettronica di acquisizione il Controller Board (CB) (fig. 3.18) ha diverse funzioni tra le cui: distribuzione dei segnali di controllo verso le FEB, gestione dei segnali di trigger (fast-OR), monitoraggio della temperatura, monitoraggio delle tensioni di alimentazione del crate e delle relative correnti, gestione dell’accensione e dello spegnimento dell’alimentazione. La scheda possiede inoltre un’interfaccia Ethernet che consente la lettura dei dati, l’impostazione della configurazione della scheda e la lettura dello stato. Come per la FEB, essa è stata dotata della funzionalità di aggiornamento del firmware da remoto.

La figura 3.19 mostra lo schema a blocchi del progetto del Crate Controller. La scheda ha un fattore di forma Eurocard 3U (altezza metà di quella della FEB). Essa possiede sul pannello frontale un connettore a 26 pin per il cavo di collegamento col Trigger Supervisor, un interruttore a levetta a 3 posizioni, un connettore Ethernet RJ-45 e una serie di LED; sul retro la scheda ha un connettore di tipo DIN41612 a 48 pin per il collegamento al backplane. La scheda richiede una alimentazione di 5Vdc che può essere fornita sia tramite il backplane che da remoto tramite il cavo di collegamento col TS.



Figura 3.18: La scheda Controller Board NESSiE.

Le due alimentazioni sono collegate tramite diodi ad un regolatore lineare di tensione, il quale fornisce alla scheda una tensione di 3,3V.

Il CB riceve tramite il cavo di collegamento i segnali di controllo WRITE, CYCLE, ABORT, PULSE nello standard di trasmissione LVDS. Essi sono convertiti in segnali di 3,3V tramite il chip ricevitore SN75LVDT390. Tali segnali vengono dunque letti da una FPGA e inviati al backplane tramite un driver LVTTI che garantisce il giusto fan-out (tali segnali sono distribuiti tramite il backplane a tutte le FEB del crate). Quattro segnali di fast-OR in uscita sono trasmessi nello standard LVDS tramite un apposito driver.

Per quanto riguarda i segnali di trigger, la scheda gestisce in ingresso 38 segnali di fast-OR (2 per FEB), ciascuno corrispondente ad un gruppo di 32 canali RPC. Il Controller Board riduce il numero di segnali di fast-OR a 4, in uscita verso il TS. Lo stato degli ingressi di fast-OR è inoltre memorizzato in un buffer circolare in maniera simile a quanto avviene per i segnali RPC nelle FEB (scrittura continua con un clock di periodo 10 ns quando è attivo il segnale di WRITE). Questa scelta è stata fatta per limitare il numero di segnali che vanno verso il TS⁴, senza tuttavia perdita di informazione in quanto viene comunque tenuta memoria dello stato dei fast-OR individualmente.

La scelta di riservare quattro segnali di fast-OR in uscita è stata fatta in

⁴Un maggior numero di segnali avrebbe comportato una maggior complessità della logica di trigger e cavi di connessione con un maggior numero di pin, con complicazioni progettuali sia per quanto riguarda il disegno del PCB del Controller Board, sia per il futuro progetto del circuito stampato del Trigger Supervisor.

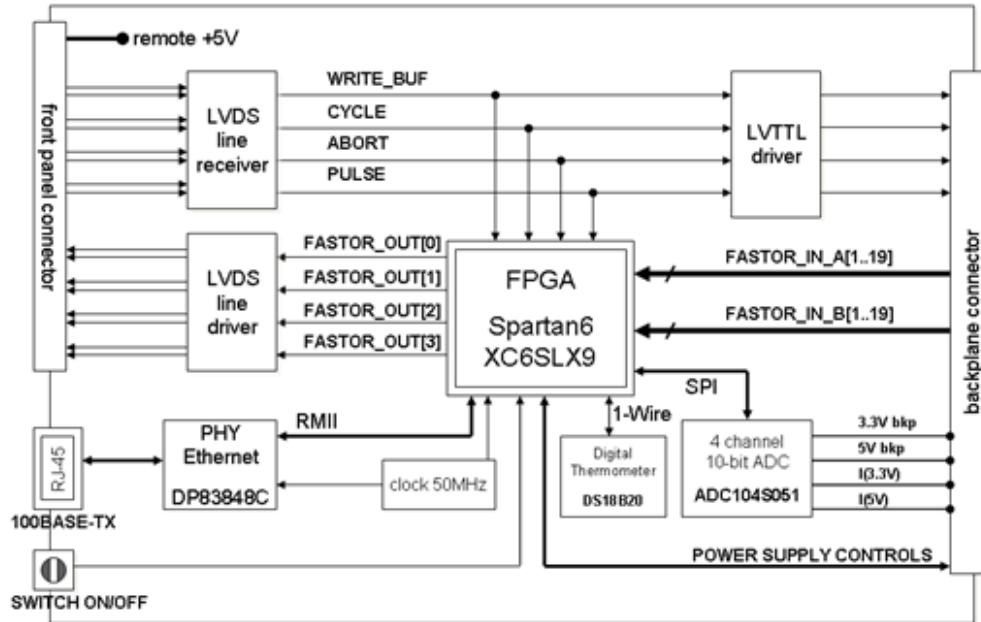


Figura 3.19: Schema a blocchi del progetto della scheda Controller Board.

base alla considerazione che in una situazione tipica si vorrebbe generare un segnale OR di piano, da mettere in coincidenza con quelli degli altri piani di lettura degli RPC. Poiché si avrà che ogni piano sarà letto da 6 FEB per quanto riguarda il rivelatore Near e 9 FEB per il rivelatore Far, si è pensato che dedicare quattro segnali di trigger per la comunicazione con il TS fosse la scelta migliore, in quanto in questa maniera nel caso ad esempio del rivelatore Near si potrebbero dedicare 3 linee per il fast-OR di piano e riservare la quarta linea per un altro scopo.

Per quanto riguarda il monitoraggio delle tensioni e delle correnti di alimentazione, si è scelto di utilizzare un ADC (ADC104S051) a 10 bit a 4 canali, il quale campiona le due tensioni di alimentazione del backplane di 3,3V e 5V e le corrispettive correnti per mezzo di un sensore che sarà installato in futuro sul backplane. È stato previsto anche il monitoraggio della temperatura del crate attraverso il sensore DS18B20, il quale converte la temperatura in un valore a 12 bit con una risoluzione di $\pm 0,5$ °C nell'intervallo di temperature da -55 °C a 125 °C.

Il Crate Controller inoltre ha la funzione di gestire l'accensione e lo spegnimento del crate. Questo può avvenire sia da locale tramite l'interruttore posto sul pannello frontale della scheda sia da remoto attraverso l'interfaccia Etehernet. L'alimentatore è controllato dalla FPGA tramite i segnali EN

(enable) e INH (inhibit), entrambi segnali TTL attivi bassi. Esso fornisce in uscita due segnali FAIL e DEG, che segnalano rispettivamente lo stato di Power Fail e di Temp Derate (temperatura eccessiva). Nella procedura di accensione/spegnimento da remoto la FPGA semplicemente attiva o disattiva il segnale EN quando riceve un apposito comando dallo Slow Control; lo stato dei segnali EN, INH, FAIL e DEG è reso disponibile in un registro speciale del processore che può essere letto via Ethernet dallo Slow Control. Affinchè la scheda possa rispondere ai comandi da remoto anche con l'alimentazione del crate spenta, è stata prevista la possibilità di alimentare la scheda in maniera remota attraverso il cavo di connessione con il Trigger Supervisor.

Per quanto riguarda la procedura da locale, quando la levetta dell'interruttore è portata in alto, esso abbassa il segnale EN (bypassando la FPGA) accendendo l'alimentatore; una volta accesa, la FPGA mantiene alto il segnale EN in maniera tale che l'alimentazione rimanga abilitata anche quando la levetta dell'interruttore è rilasciata. Affinchè la scheda possa accorgersi della avvenuta accensione dell'alimentazione anche quando è alimentata da remoto, la FPGA prende in input la tensione di 3,3V del backplane per individuarne il fronte di salita. Lo spegnimento da locale avviene quando viene abbassata la levetta dell'interruttore, il cui segnale è letto direttamente dalla FPGA.

3.5.2 Il firmware della FPGA

Il componente principale del progetto è la FPGA (Xilinx modello Spartan6 XC6SLX9), la quale elabora i 38 segnali fast-OR in ingresso dal backplane; gestisce la comunicazione Ethernet col DAQ; gestisce i componenti ADC, sensore di temperatura, memoria flash di programmazione (per l'aggiornamento del firmware da remoto). La figura 3.20 descrive il progetto del firmware della FPGA.

A partire da un clock di riferimento con frequenza 50 MHz sono generati i clock interni da 100 e 50 MHz mediante un DCM (digital clock manager). I 38 segnali fast-OR in ingresso sono processati dalla FPGA seguendo due vie differenti (tali segnali in ingresso arrivano dalle FEB già formati a 100 ns , per cui non occorre una ulteriore formazione). Da una parte essi sono memorizzati nella memoria di un buffer circolare di dimensione 4096×38 bit con una frequenza di 100 MHz, dall'altra essi sono elaborati dalla logica di trigger. La logica di time stamp consente di caratterizzare temporalmente i segnali memorizzati ed è costruita in maniera identica rispetto a quanto è stato fatto per la FPGA della FEB.

Per quanto riguarda la logica di trigger, essa è implementata attraverso registri di mascheramento a 38 bit. Per ciascuna delle quattro uscite fast-OR,

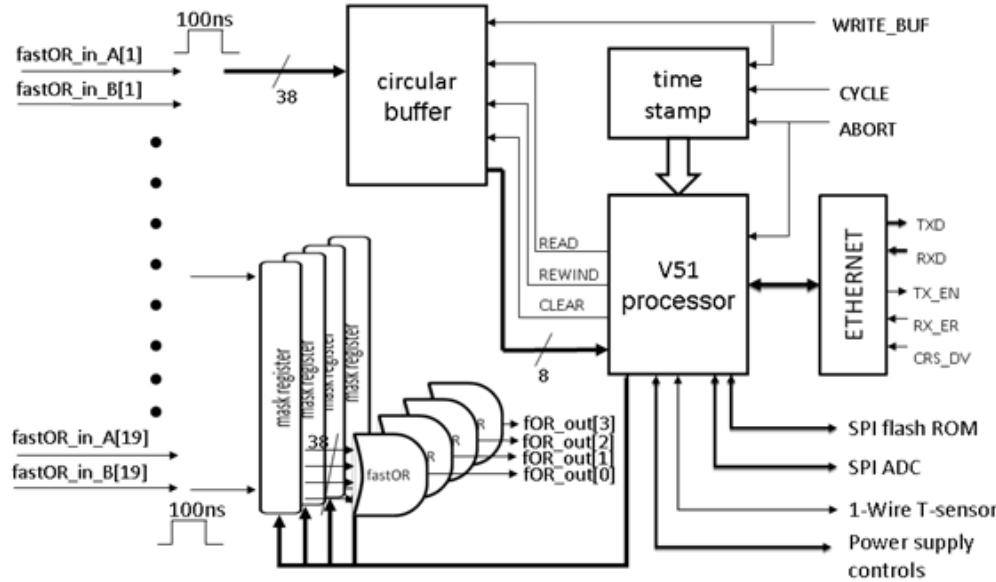


Figura 3.20: Schema a blocchi del progetto del firmware della FPGA del Crate Controller.

i segnali fast-OR in ingresso vengono prima messi in AND bit a bit con un registro di mascheramento e quindi messi in OR tra loro per formare il segnale di trigger in uscita. I registri di mascheramento sono configurabili dal processore (risiedono nella memoria SFR); in questo modo è possibile indicare per ognuna delle quattro uscite di trigger quali dei segnali in ingresso devono concorrere in OR a costruire il segnale in uscita. Questa proprietà consente la massima flessibilità nello scegliere quale combinazione dei segnali in ingresso concorra al trigger. Con questo sistema si ha la possibilità di selezionare, nel caso limite in cui si assegna in uscita un unico fast-OR di 32 canali, un'area del detector di area $83,2 \times 112 \text{ cm}^2$.⁵ I pin degli ingressi di fast-OR sono stati configurati con resistenza di pull down per garantire un giusto comportamento anche quando essi sono lasciati scollegati.

Il processore ‘V51’, originariamente disegnato dal Servizio Elettronico della Sezione INFN di Bari e che ho riprogrammato per essere utilizzato in questo lavoro, è una implementazione in linguaggio Verilog di un microcontrollore ad 8 bit ad architettura Harvard. Esso è in grado di interagire con gli altri moduli del progetto attraverso delle linee di I/O definite come SFR (Special Function Register), che sono registri di memoria accessibili dal

⁵Si ricorda che negli spettrometri il passo delle strip è rispettivamente di 2,6 cm e di 3,5 cm per le strip nella direzione verticale e orizzontale.

programma in lettura e scrittura. Ho opportunamente ridefinito la mappatura della memoria SFR del processore, adeguandola al progetto del firmware del CB.

Nell'ambito del progetto della FPGA il processore V51 oltre a gestire il buffer circolare e settare i valori dei registri di mascheramento consente di: gestire la comunicazione di rete; gestire lo stato dell'alimentatore; implementare il protocollo di comunicazione SPI per l'interfacciamento con l'ADC (per la lettura dei valori delle tensioni e correnti di alimentazione) e la Flash ROM (per la programmazione del firmware da remoto); implementare il protocollo di comunicazione 1-Wire per l'interfacciamento con il sensore di temperatura.

3.5.3 Il programma del processore

Il programma del processore è strutturato nella maniera descritta in fig. 3.21. Nel corpo main viene inizializzata la scheda e quindi si entra in un ciclo infinito in cui si leggono di continuo i valori degli ADC e del sensore di temperatura, i quali sono immagazzinati in variabili globali; la gestione della comunicazione di rete e dello stato dell'interruttore è gestita in interrupt. Questa scelta è stata fatta perché le operazioni di I/O legate alla lettura degli ADC e del sensore di temperatura necessitano di un tempo troppo lungo e incompatibile con i tempi di risposta richiesti per la comunicazione di rete e per l'interruttore (secondo quanto descritto nel datasheet del sensore

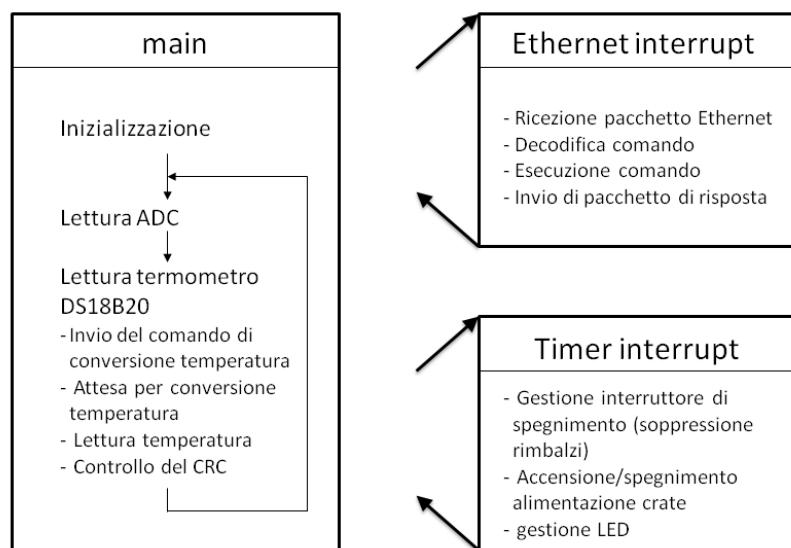


Figura 3.21: Struttura del programma del processore V51 del Controller Board NESSiE.

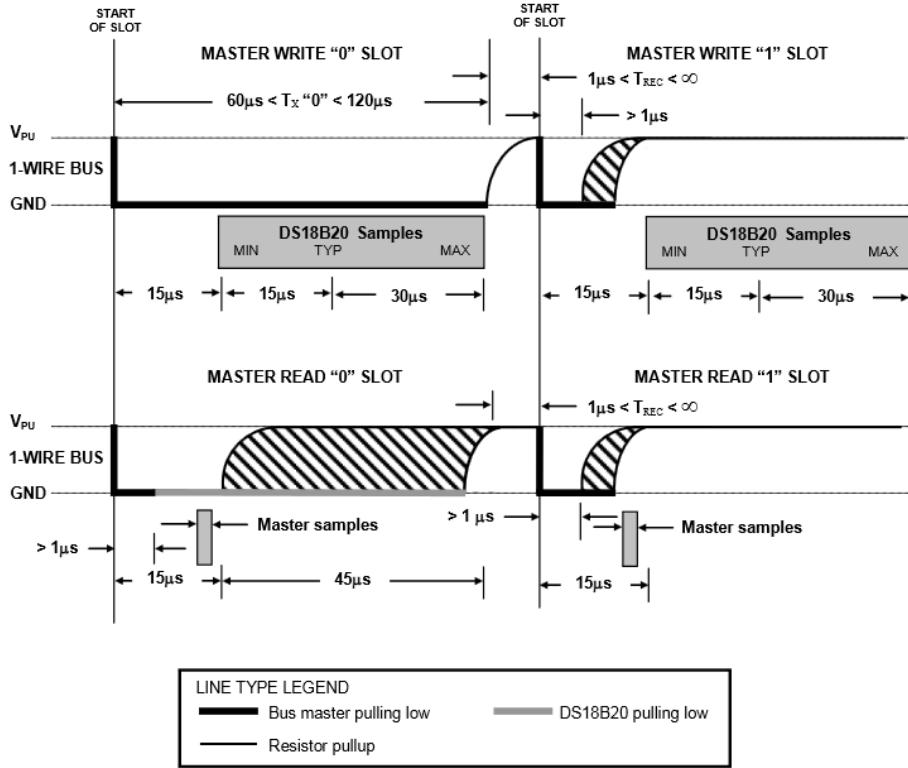


Figura 3.22: Tempistiche del protocollo di comunicazione 1-Wire utilizzato dal termometro DS18B20 [124]. La scrittura/lettura di un singolo bit è governata da un dispositivo ‘master’ (il processore) che agisce su una linea dotata di resistore di pull-up da $5\text{ k}\Omega$. La scrittura di un bit 0(1) avviene ponendo basso il segnale per un tempo $60\text{ }\mu\text{s} < T < 120\text{ }\mu\text{s}$ ($1\text{ }\mu\text{s} < T < 15\text{ }\mu\text{s}$). La lettura di un bit avviene ponendo basso il segnale per un tempo $T > 1\text{ }\mu\text{s}$ e campionando la risposta del dispositivo dopo circa $15\text{ }\mu\text{s}$; se il dispositivo mantiene il segnale basso è letto uno ‘0’, altrimenti è letto il valore ‘1’.

di temperatura DS18B20 [124], il tempo richiesto per una conversione di temperatura è circa 750 ms). Si riporta una parte del codice in appendice A (listato A.2).

In primo luogo ho scritto il codice che gestisce la comunicazione col sensore di temperatura, il quale comunica con un’interfaccia di tipo 1-Wire. Il protocollo di comunicazione 1-Wire utilizza segnali di diversa durata temporale per la trasmissione bidirezionale di dati su una singola linea (fig. 3.22). Poiché per il funzionamento del termometro è necessario che siano strettamente rispettate le tempistiche dettate dal protocollo di comunicazione, la

programmazione è stata supportata dalla verifica sul dispositivo per mezzo di un oscilloscopio del segnale sul pin di comunicazione 1-Wire. Ogni accesso al termometro DS18B20 richiede una sequenza di reset, un comando ROM e il comando vero e proprio, seguiti eventualmente dalla ricezione dei dati richiesti.

Il programma innanzi tutto invia un impulso di reset e aspetta che il termometro risponda con un impulso di presenza; quindi invia un comando di “Skip ROM” seguito da un comando “Convert T” e aspetta finché il sensore non segnala il completamento della conversione. Il programma quindi inizia una nuova sequenza di accesso con un nuovo reset seguito dai comandi “Skip ROM” e “Read Scratchpad”; quindi procede con la lettura dei dati. Infine la routine esegue un controllo del CRC (Cyclic Redundancy Check) per la verifica dei dati ricevuti e aggiorna il valore di temperatura conservato in una variabile globale. Durante ogni sequenza di accesso al bus 1-Wire, gli interrupt sono disabilitati globalmente al fine di rispettare le tempistiche del protocollo.

Nel programma sono state previste due routine di interrupt. La prima è richiamata dall'interrupt di timer (interrupt generato tramite un timer ogni 1 ms) e gestisce lo stato dell'interruttore e dell'alimentatore; la seconda è richiamata quando giunge un pacchetto Ethernet.

La routine di interrupt del timer svolge i compiti seguenti: essa controlla ogni 1 ms lo stato dell'interruttore di spegnimento e della lettura dell'alimentazione 3,3V del backplane; se l'interruttore di spegnimento è stabilmente attivo per 50 ms, viene portata giù la linea di abilitazione dell'alimentatore spegnendo il crate (questo per prevenire comportamenti spuri dovuti al rimbalzo dell'interruttore o disturbi elettromagnetici); se viene individuato un fronte di salita dell'alimentazione 3,3V del backplane viene portata su la linea di abilitazione dell'alimentatore.

La routine di interrupt dell'Ethernet richiama una funzione che gestisce il pacchetto ricevuto riconoscendo il protocollo di rete e comportandosi di conseguenza. La scheda comunica con il DAQ con un protocollo UDP. È stata stabilita una serie di comandi che possono essere inviati alla scheda e a cui la scheda deve rispondere. Ad esempio un comando di “Set Configuration” è costituito da un numero di sequenza, seguito da un codice comando e dalle informazioni di configurazione (stato alimentazione e maschere) formattate in una data maniera. In seguito alla ricezione di un pacchetto di configurazione, il processore riconosce il codice del comando, aggiorna i registri di configurazione e infine risponde con un pacchetto UDP contenente il numero di sequenza e un byte di acknowledge.

In seguito a un comando di richiesta di dati, il programma legge i dati dal buffer circolare e li invia al DAQ attraverso l'interfaccia Ethernet, in

maniera simile a quanto avviene nella FEB. I dati sono letti 8 bit per volta a partire da una locazione di memoria che è calcolata a ritroso rispetto a quella dell'ultimo dato scritto.

La programmazione del codice per la comunicazione di rete ha comportato lo sviluppo in parallelo sia del programma del processore V51, sia del programma risiedente sul PC che stabilisce la comunicazione con la scheda.

3.6 Il Trigger Supervisor

Come anticipato nel paragrafo 3.3, il Trigger Supervisor (TS), di cui ho realizzato un prototipo, costituisce lo stadio ultimo del sistema dell'elettronica di acquisizione da me progettato e ha tra le sue funzioni principali quelle di generazione dei segnali di controllo verso le FEB (CYCLE, WRITE, ABORT), raccolta dei segnali fast-OR dai CB, implementazione della logica di trigger e sincronizzazione con il DAQ. I segnali di controllo CYCLE, WRITE e ABORT (e all'occorrenza il segnale di test PULSE) sono generati all'interno del TS mediante una logica basata su macchina a stati e sono distribuiti ai CB attraverso cavi di collegamento a 26 pin, attraverso i quali giungono al TS i segnali fast-OR generati dai CB (4 segnali per crate). Per quanto riguarda la sincronizzazione dell'acquisizione, tramite l'interfaccia Ethernet, il TS può essere predisposto per far partire o fermare l'acquisizione, ed è possibile verificare se i dati sono disponibili per lo scaricamento in seguito a un trigger. Nella versione finale il TS potrà inoltre fornire ai CB un'alimentazione di 5V attraverso il cavo di collegamento, in maniera tale che essi possano funzionare anche con l'alimentazione del crate spenta.

Ho realizzato un prototipo del modulo Trigger Supervisor (fig. 3.23), la cui realizzazione ha seguito le fasi delineate nel paragrafo 3.5. In questo caso non ho realizzato la versione finale perché l'esperimento non ha definito delle specifiche per esso, ma ho realizzato un modulo general purpose che potesse adattarsi a cambiamenti delle richieste dell'esperimento. Ai fini della realizzazione del prototipo, ho utilizzato una scheda dotata di FPGA (una Xilinx Spartan3 XC3S400) e di interfaccia Ethernet e con ingressi e uscite configurabili come segnali LVDS direttamente collegati alla FPGA.

La figura 3.24 mostra lo schema a blocchi del prototipo di Trigger Supervisor. Il prototipo è dotato di connettori frontali RJ45 e LEMO per la connettività Ethernet e il trigger esterno (nello standard LV TTL); un cavo a 26 pin costituisce la connessione con il CB (nello standard LVDS).⁶ Il componente principale della scheda è la FPGA (XC3S400), che elabora i 4 segnali fast-OR in ingresso dal CB, genera i segnali di controllo (WRITE,

⁶Il numero di connessioni con i CB sarà esteso nella versione finale del TS.

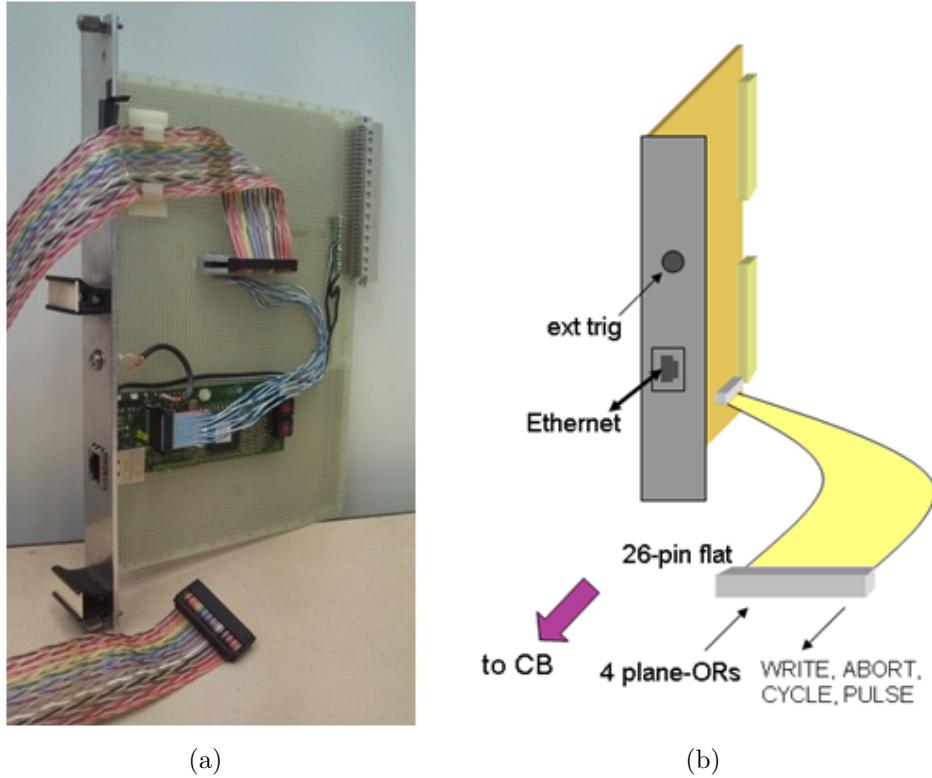


Figura 3.23: Prototipo del Trigger Supervisor NESSiE. (a) in foto; (b) schema.

CYCLE, ABORT, PULSE) verso il CB, gestisce la comunicazione Ethernet col DAQ.

La figura 3.25 descrive il progetto del firmware della FPGA. Il clock in ingresso di frequenza 250 MHz è usato per generare per mezzo di due DCM (digital clock manager) le frequenze 100 MHz, 50 MHz, 40 MHz, che servono rispettivamente la logica di trigger e il buffer circolare, la logica per la comunicazione Ethernet e il circuito PHY (esterno alla FPGA), il processore e la logica connessa ad esso.

I 4 segnali fast-OR in ingresso sono processati dalla FPGA seguendo due vie differenti: da una parte essi sono elaborati dalla logica di trigger, dall'altra essi sono memorizzati nella memoria di un buffer circolare con una frequenza di 100 MHz. Il buffer circolare è stato implementato all'interno della FPGA come una memoria RAM a blocchi dual-port avente dimensione 4096×4 bit. La logica di time stamp è costruita in maniera identica rispetto a quanto è stato fatto per la FPGA della FEB.

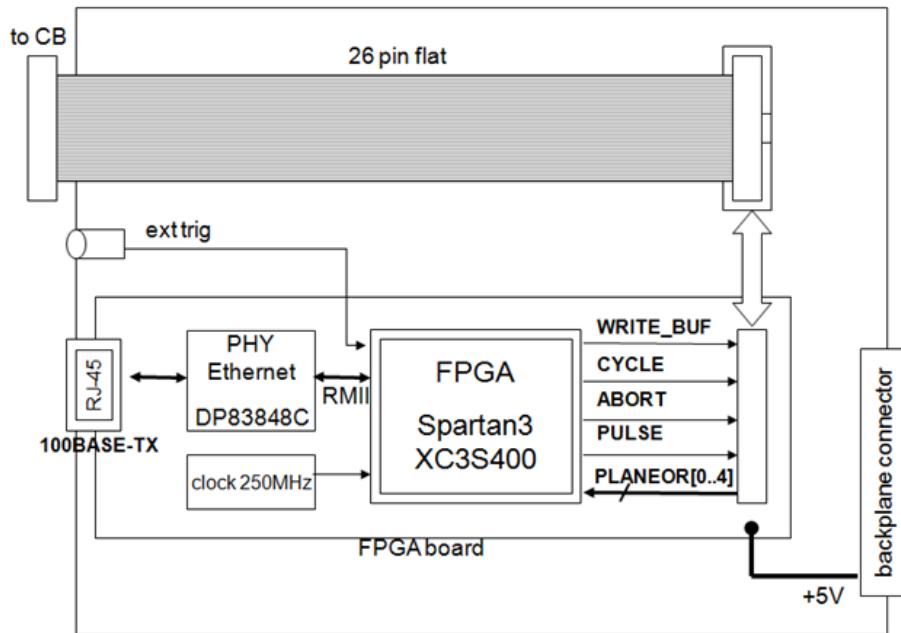


Figura 3.24: Diagramma a blocchi del prototipo di Trigger Supervisor.

Per quanto riguarda la logica di trigger, ho predisposto due modalità differenti (una modalità “fascio” e una modalità “raggi cosmici”), in previsione dell’utilizzo in un futuro esperimento di neutrino, in cui si prevede di prendere dati in maniera continua durante la fase in cui è attivo il fascio e di acquisire dati di raggi cosmici a scopi di calibrazione nelle pause tra due spill successivi. Nella modalità “fascio” (fig. 3.26a) il ciclo di acquisizione parte con un comando di start inviato dal DAQ al TS; il segnale di WRITE è messo attivo alto in seguito a un trigger dopo un certo ritardo programmabile e per una durata programmabile; una volta raccolti N trigger (N anch’esso programmabile), il TS attiva un flag di DataReady; i dati delle N sequenze possono essere scaricati dalle FEB. Questa modalità è pensata per funzionare con un segnale di trigger esterno sincrono con il fascio di neutrini. Nella modalità “raggi cosmici” (fig. 3.26b) il ciclo di acquisizione parte col comando di start, in seguito a cui è attivata la linea di WRITE; in seguito a un trigger il TS disattiva la linea di WRITE dopo un certo ritardo programmabile e viene attivato il flag di DataReady; i dati relativi all’evento che ha generato il trigger sono scaricati dalle FEB. Questa modalità è pensata per la presa dati di raggi cosmici, in cui il trigger è generato dai fast-OR ed è necessario che il WRITE sia attivo prima che arrivi il trigger.

Ho implementato la logica di trigger appena descritta mediante due mac-

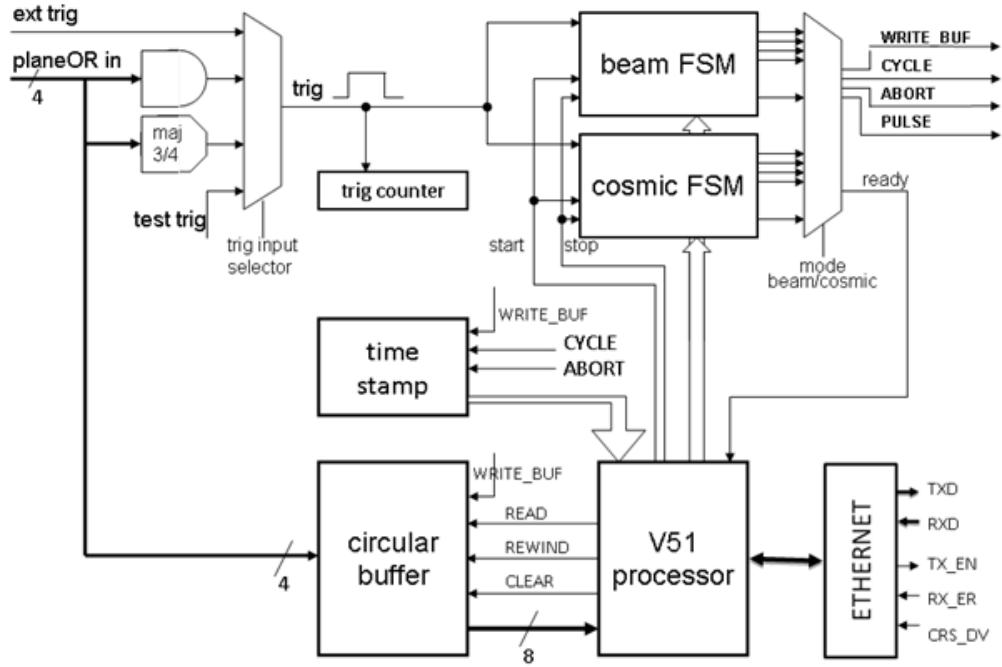
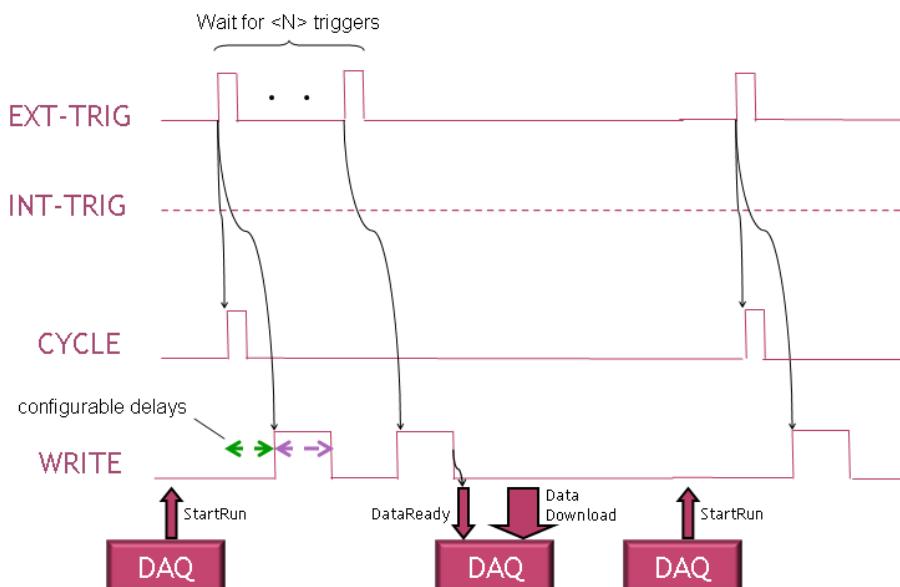


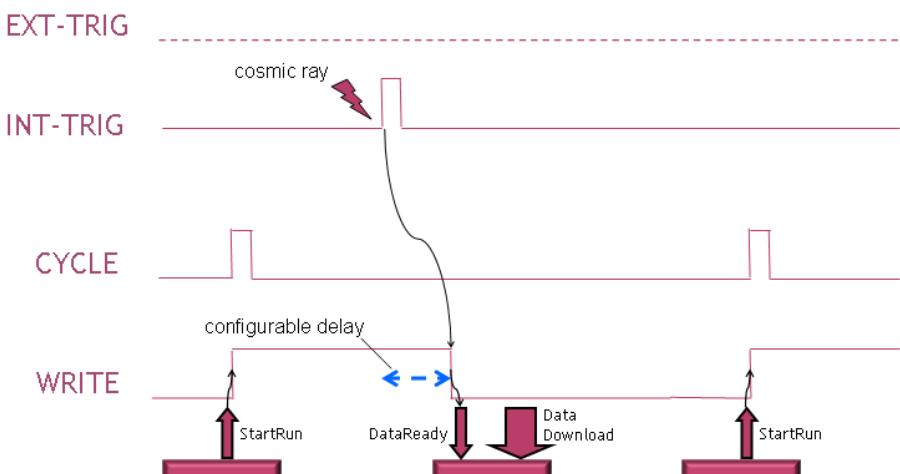
Figura 3.25: Schema a blocchi del progetto del firmware della FPGA del Trigger Supervisor.

chine a stati finiti (FSM), una per la modalità fascio e l'altra per la modalità raggi cosmici. Esse ricevono in ingresso un segnale di trigger interno, due segnali di controllo start e stop (generati dal processore) e il valore dei registri di configurazione contenenti l'entità dei ritardi temporali della logica di trigger; in uscita forniscono i segnali WRITE, CYCLE, ABORT, PULSE e un flag di data ready che indica al processore quando il sistema è pronto per scaricare i dati. Le due macchine a stati “fascio” e “raggi cosmici” sono indipendenti: un registro di stato configurabile da processore seleziona le uscite di una o dell'altra FSM. Il segnale di trigger interno in ingresso alle FSM può essere selezionato all'occorrenza tra il segnale di coincidenza dei quattro ingressi fast-OR, per cui è anche possibile selezionare una logica a maggioranza 3 su 4, il trigger esterno e un trigger di test (generato dal processore). Ho previsto un registro contatore a 32 bit che conta il numero di trigger ricevuti dalla scheda.

Del processore V51 ho curato la parte di interfaccia e il software. In questo caso non è stato necessario ricorrere agli interrupt nel programma. Il programma è strutturato come una funzione main che inizializza la scheda e in un ciclo infinito riceve pacchetti dalla rete Ethernet. In caso venga



(a)



(b)

Figura 3.26: Modalità di trigger “fascio” (a) e “raggi cosmici” (b).

riconosciuto un pacchetto UDP indirizzato alla porta di controllo, viene richiamata una funzione che decodifica il comando, esegue l'operazione richiesta e invia un messaggio di risposta. In aggiunta ai comandi di lettura dei dati e di lettura/scrittura della configurazione, ho introdotto i comandi di start/stop dell'acquisizione e per la consultazione dello stato del trigger. Anche in questo caso ho sviluppato in parallelo un programma su PC per la comunicazione con la scheda.

3.7 Sistema di read-out con clock sincrono

Ho migliorato il sistema di read-out descritto nel paragrafo 3.3 introducendo un clock sincrono comune a tutte le FEB. Questa modifica è stata dettata dalla volontà di ottenere una migliore risoluzione temporale e di verificare se il suddetto approccio, richiesto dalle specifiche dell'elettronica di SHiP (cap. 5), fosse attuabile con l'elettronica già realizzata per NESSiE.

Il fatto che le schede di front-end operino con clock non sincroni tra loro costituisce un fattore di limitazione per la risoluzione temporale ottenibile nella modalità “raggi cosmici”. Come spiegato nel paragrafo precedente, in questo modo di operare si utilizza un trigger generato a partire dai segnali fast-OR. La coincidenza di più segnali fast-OR determina la chiusura del segnale di WRITE e quindi la posizione in cui vengono memorizzati gli hit nel buffer circolare. Nella prima versione del sistema con clock non sincroni, i segnali fast-OR generati dalle FEB hanno un fronte di salita sincrono ciascuno con il clock della propria scheda; questi sono poi sincronizzati con il clock del TS prima di essere elaborati dalla logica di trigger per generare il segnale WRITE;⁷ il segnale WRITE è distribuito alle FEB e viene a sua volta sincronizzato al clock locale di ogni scheda. Ogni passaggio di dominio di clock introduce un'incertezza di $1/\sqrt{12} \cdot 10 \text{ ns}$, dovuta al campionamento del segnale su clock di periodo 10 ns . Per quanto appena detto, nel sistema con clock non sincroni avvengono tre passaggi di dominio di clock e si può stimare l'incertezza sul tempo di arrivo del segnale come $\sqrt{3} \cdot 1/\sqrt{12} \cdot 10 \text{ ns} \approx 5 \text{ ns}$; se si sincronizzano i clock delle schede si ha un unico dominio di clock e l'incertezza sul tempo è $1/\sqrt{12} \cdot 10 \text{ ns} \approx 2,9 \text{ ns}$.

La figura 3.27 mostra il sistema con clock sincrono da me realizzato. Per la realizzazione di questo sistema ho dovuto introdurre delle modifiche ai firmware di FEB, CB e TS da me progettati. Il clock di sincronizzazione di frequenza 10 MHz è generato a livello di TS tramite DCM (Digital Clock Manager). Ho utilizzato un blocco DDR (Double Data Rate) per la corretta

⁷A livello di CB i segnali fast-OR sono elaborati con logica puramente combinatoria, per cui lo stadio CB non influisce sulla risoluzione temporale.

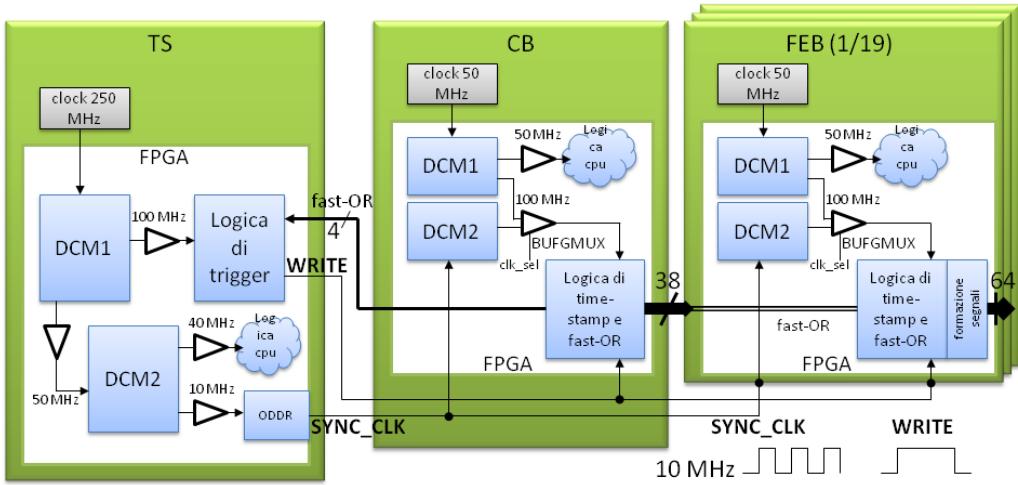


Figura 3.27: Sistema di read-out con clock sincrono.

trasmissione del clock in uscita dalla FPGA. Il clock sincrono è distribuito a CB e FEB tramite la linea di CYCLE, segnale di sincronizzazione non più necessario, dato che si utilizza un clock comune. A livello di CB e di FEB, dove ho usato un DCM per generare i clock di frequenza 50 MHz e 100 MHz a partire dal clock della scheda, ho introdotto un secondo DCM per generare dal clock comune un clock di frequenza 100 MHz sincrono con esso. Un buffer globale di clock (BUFGMUX) è utilizzato come multiplexer per selezionare all'occorrenza il clock di frequenza 100 MHz tra quello generato tramite il clock locale e quello generato tramite il clock sincrono. In questa maniera il sistema può continuare a funzionare anche in assenza del clock sincrono.

Ho inoltre leggermente modificato la logica di time-stamp: l'inizializzazione dei contatori di time-stamp non avviene più sul segnale CYCLE, non più utilizzato, ma sul fronte di salita del segnale WRITE, che è preso come riferimento temporale. Il segnale WRITE, che ha un fronte di salita sincrono con il clock comune, è campionato sul fronte di discesa del clock a 100 MHz , per evitare problemi di metastabilità.

Il miglioramento in risoluzione ottenuto con il sistema con clock sincrono è stato verificato in un test in laboratorio (par. 4.3). Non si è però riscontrato un miglioramento significativo nei test effettuati su rivelatori RPC, dove l'incertezza sulla misura del tempo di arrivo dei raggi cosmici è dominata da altri fattori, come il tempo di propagazione del segnale nella strip. Lo sviluppo del sistema con clock sincrono è comunque servito come punto di partenza per lo sviluppo della scheda di front-end per SHiP (cap. 5).

3.8 Considerazioni finali sul progetto

Ho progettato e realizzato l'elettronica di read-out per gli RPC dell'esperimento NESSiE. Il modo di operare della nuova elettronica di acquisizione si distingue completamente da quello della vecchia elettronica di OPERA, progettata per operare a un rate molto più basso di eventi (circa $1 \text{ h}^{-1} \text{m}^{-2}$). Nel caso dell'elettronica di OPERA, l'acquisizione dei dati dalle FEB avveniva in maniera trigger-less in presenza di hit nei singoli piani. La lettura dei dati dalle FEB era comandata da una Controller Board collegata alle FEB tramite un bus seriale. Essa utilizzava un algoritmo di zero-suppression per ridurre il volume dei dati da inviare al DAQ tramite connessione Ethernet.

In NESSiE per far fronte a un rate di eventi più sostenuto, le FEB opereranno in modalità trigger-less, in cui l'uscita dei discriminatori viene campionata e memorizzata in un buffer circolare per tutta la durata del burst del fascio ($2 \times 10 \text{ } \mu\text{s}$). Questo approccio consente di memorizzare eventi multipli, cosa che non era possibile (né necessaria) con l'elettronica di OPERA. La modalità trigger viene usata solo durante l'acquisizione di raggi cosmici.

Altra differenza rispetto alla elettronica di OPERA è che in NESSiE non è prevista zero-suppression sui dati a livello di FEB. Alla base di questa scelta c'è la considerazione che, dato l'alto rate di eventi e il fatto che ogni evento è distribuito in una finestra temporale di $\sim 50 \text{ ns}$ a causa della lunghezza delle strip di lettura ($8 \div 9 \text{ m}$), la zero-suppression non comporterebbe un rilevante guadagno in termini di lunghezza dei dati da trasmettere, in quanto questa scelta significherebbe associare ad ogni hit una marcatura temporale di dimensione 64 bit. Trasmettere tutti i dati in blocco, invece, rende necessari solo due time-stamp, ossia quelli di inizio e fine spill. Assumendo il caso peggiore, ossia di dover trasmettere il contenuto della memoria del buffer circolare per intero, la trasmissione di $\sim 32\text{KB}$ di dati per scheda (64 canali $\times 4\text{kb}$) su una connessione Fast Ethernet da 100 Mbps impiegherebbe in teoria un tempo di circa $1,2 \text{ ms}$.

Data la maggiore quantità di dati da scaricare rispetto al caso di OPERA, in cui venivano scaricati dati per un singolo evento, è stata rivista la struttura generale del DAQ. Le FEB non vengono più lette dai CB tramite un bus seriale, ma direttamente dal DAQ attraverso l'interfaccia Ethernet. Questo consente una maggiore velocità di trasmissione dei dati, in virtù del fatto che più schede possono essere lette contemporaneamente attraverso una rete di switch. Altra caratteristica della nuova elettronica è che i segnali di trigger generati da FEB e CB (fast-OR) vengono processati alla stessa maniera dei segnali degli RPC a livello di CB e TS (memorizzazione in un buffer circolare e time stamp). Questo consente un maggior controllo sul trigger.

Capitolo 4

Test dell'elettronica di read-out

Si descrivono in questo capitolo i test da me eseguiti sull'elettronica di acquisizione. Ho condotto i test dapprima in laboratorio, mediante un generatore di impulsi, con particolare attenzione alla caratterizzazione dello stadio di ingresso della scheda di front-end e al comportamento rispetto al rumore elettronico. Ho effettuato in seguito test sulla trasmissione dei dati. Ho eseguito infine test su rivelatore.

4.1 Test di laboratorio delle schede di front-end

Nei test effettuati in laboratorio, ho verificato innanzi tutto che la FEB rispondesse correttamente ai segnali di controllo e ai comandi inviati tramite la porta Ethernet e quindi che scrivesse correttamente i dati in memoria, associando ad essi il corretto valore di time stamp. Per simulare segnali del tipo atteso dai rivelatori RPC all'ingresso della FEB, ho utilizzato un generatore di impulsi HP81110A, impostato per generare impulsi con tempo di salita pari a $1,6\text{ ns}$, larghezza di 5 ns e ampiezza variabile ($50\div200\text{ mV}$).

Una prima serie di misure è stata effettuata in assenza di segnale misurando con un voltmetro di precisione la differenza di potenziale all'ingresso del discriminatore per diversi valori di ingresso del DAC e per diversi canali (misure statiche). Una seconda serie di misure è stata effettuata al fine di studiare la correlazione tra segnale in ingresso e soglia di discriminazione (misure dinamiche). Per queste misure ho costruito il sistema di acquisizione descritto nel seguito. Un'ulteriore serie di misure ha permesso di caratterizzare il circuito di ingresso della FEB rispetto al rumore elettronico.

4.1.1 Misure statiche sui discriminatori

Le misure effettuate sui discriminatori in assenza di segnale in ingresso hanno permesso di verificare la linearità tra valore d'ingresso del DAC e valore di soglia. La FEB utilizzano un DAC (convertitore digitale-analogico) a 10 bit (DAC5652) e una rete di resistenze (fig. 3.12) per l'impostazione del valore della soglia di discriminazione. La relazione tra l'ingresso digitale del DAC e la tensione di soglia è data da

$$V_{TH} = \left(\frac{2 \times \text{Code} - 1023}{1024} \right) \times V_{FS} \quad (4.1)$$

in cui V_{TH} è il valore di soglia, Code è la rappresentazione decimale della parola binaria in ingresso e V_{FS} è la tensione di fondoscala. Il valore di V_{FS} dipende dalle resistenze del circuito ed è circa 480 mV ; la risoluzione in soglia è $V_{FS}/1024 \simeq 0,95 \text{ mV}$.

La figura 4.1 mostra i risultati delle misure effettuate per diversi valori dell'ingresso del DAC, relativamente a 4 canali serviti da DAC differenti. Il fit lineare della caratteristica della soglia in funzione del valore di ingresso del DAC ha consentito di ricavare il rapporto di conversione tra le due grandezze che è risultato essere $0,94 \text{ mV}/(\text{unità DAC})$. I valori di pendenza trovati per diversi DAC mostrano variazioni di circa lo 0,6%. Le misure, di cui si riporta in figura 4.2 l'istogramma degli scarti rispetto al fit lineare, mostrano una ottima linearità, dal momento che si osservano scarti inferiori a $0,1 \text{ mV}$.

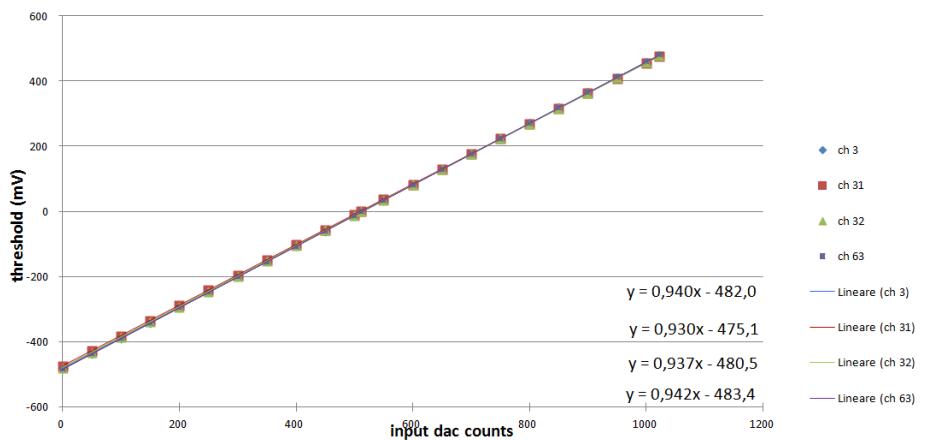


Figura 4.1: Grafico e fit delle misure di soglia in mV in funzione del valore di ingresso del DAC per quattro diversi canali. Le equazioni delle rette di fit sono riportate in figura.

La figura 4.3 mostra i risultati delle misure effettuate a ingresso del DAC fissato (*Code* = 450, corrispondente a $58,4 \text{ mV}$) per diversi canali. Si osserva che la dispersione nei valori di soglia misurati per canali relativi allo stesso DAC è di $\sigma \sim 0,1 \text{ mV}$; si ha una maggiore ($\sigma \sim 1 \text{ mV}$) dispersione per canali relativi a DAC differenti.

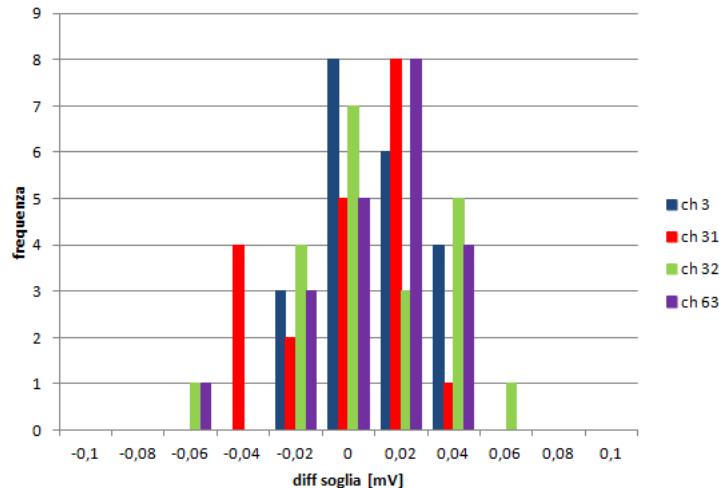


Figura 4.2: Istogramma degli scarti delle misure di soglia rispetto al fit lineare di fig. 4.1 per quattro diversi canali.

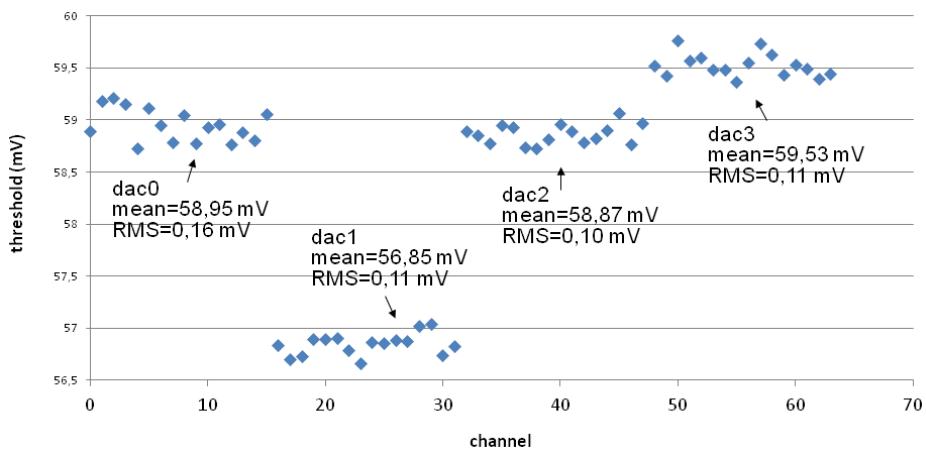


Figura 4.3: Misure di soglia per valore di DAC fissato e per diversi canali. In ascissa è riportato il numero di canale 0-63. Sono inoltre riportati soglia media e relativa RMS per gruppi di 16 canali (stesso DAC).

4.1.2 Misure dinamiche sui discriminatori

Per effettuare le misure dinamiche ho messo a punto il sistema di acquisizione dati illustrato in fig. 4.4 e scritto il software di acquisizione.

L'acquisizione dei dati è controllata dal computer attraverso una scheda PCI di I/O della National Instruments (NI PCI-6221). La scheda controlla, tramite una linea di uscita digitale, un dual timer NIM, che fornisce il segnale di CYCLE e il segnale di trigger per il generatore di impulsi. L'impulsatore è stato configurato per generare un treno di 10 impulsi con fronte di salita $1,6 \text{ ns}$, durata di 5 ns e distanti tra loro un tempo di $1 \mu\text{s}$ (fig. 4.5); esso genera inoltre un segnale di WRITE della durata di $10 \mu\text{s}$ che abilita la scrittura dei dati. Il sistema descritto permette di testare un singolo canale di una FEB con impulsi di ampiezza fissa.

Il software che ho messo a punto esegue una scansione di valori di soglia al fine di studiare la correlazione tra ampiezza del segnale in ingresso e soglia di discriminazione. Il programma controlla l'acquisizione utilizzando il driver NI-DAQmx della scheda PCI-6221. In ogni sequenza di acquisizione, agendo sulla linea digitale di controllo tramite il driver NI-DAQmx, vengono innescati il dual timer e l'impulsatore a generare i segnali richiesti verso le FEB; viene eseguita quindi la lettura delle FEB via Ethernet e la memorizzazione dei dati su file. Vengono eseguite diverse sequenze di acquisizione variando il valore di ingresso del DAC. L'informazione di configurazione della FEB per ogni sequenza è memorizzata assieme ai dati acquisiti dalle FEB ai

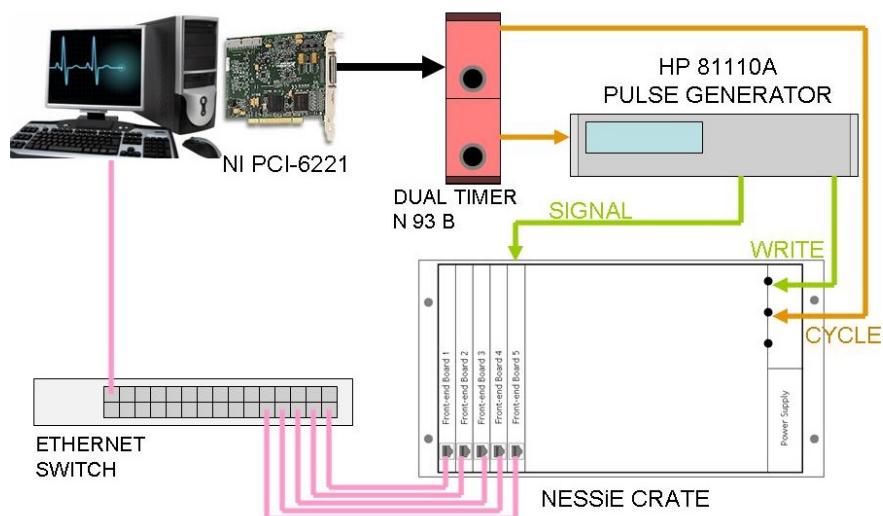


Figura 4.4: Rappresentazione schematica dell'apparato per misure dinamiche.

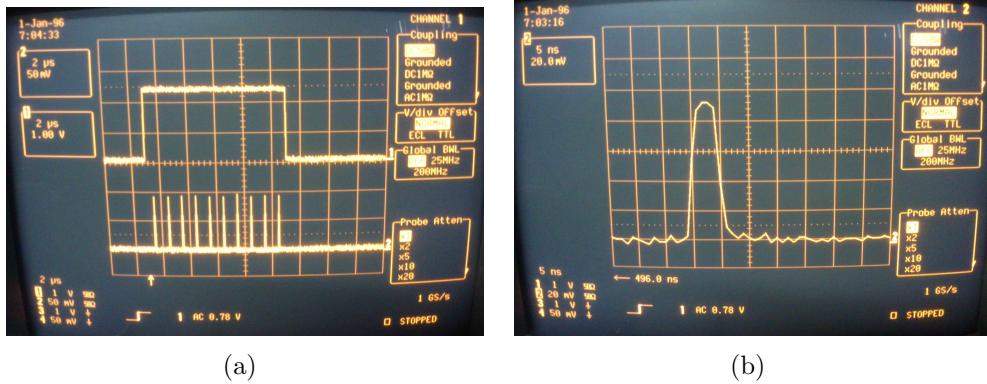


Figura 4.5: Segnali di test per le misure dinamiche visualizzati mediante un oscilloscopio. (a) segnale di WRITE e treno di impulsi di test; (b) un singolo impulso di ampiezza 100 mV.

fini dell'analisi.

Utilizzando l'apparato appena descritto, ho testato 5 FEB, effettuando per ogni scheda misure su un sotto-campione di canali. I dati sono stati analizzati con ROOT [125].

Il risultato di una acquisizione con un segnale di test di ampiezza 100 mV è mostrato nel grafico di figura 4.6, in cui si mostra il numero di segnali rivelati in funzione del valore della soglia di discriminazione. Nel caso ideale si dovrebbe ottenere una curva a gradino in cui, se la soglia è appena superiore al segnale in ingresso, nessun segnale è rivelato; se la soglia è appena inferiore al segnale in ingresso, tutti i segnali vengono rivelati. Questa tuttavia è un'astrazione non raggiungibile nella realtà, a causa del rumore elettronico che inevitabilmente perturba il sistema. Ragionevolmente si può trattare il rumore elettronico come un contributo aleatorio avente una distribuzione gaussiana che si somma al segnale.¹ Il numero di segnali rivelati risulta quindi proporzionale all'integrale di una pdf gaussiana. Esso è quindi descrivibile con una distribuzione cumulativa (cdf) gaussiana.

Dal grafico della scansione in soglia si può ricavare la soglia efficace come valore per il quale il numero di conteggi risulta il 50%; la deviazione standard di rumore può essere ricavata dai valori di soglia per cui vengono rivelati il

¹Questo deriva dal teorema del limite centrale se si suppone che il rumore sia dovuto alla sovrapposizione di molteplici contributi casuali.

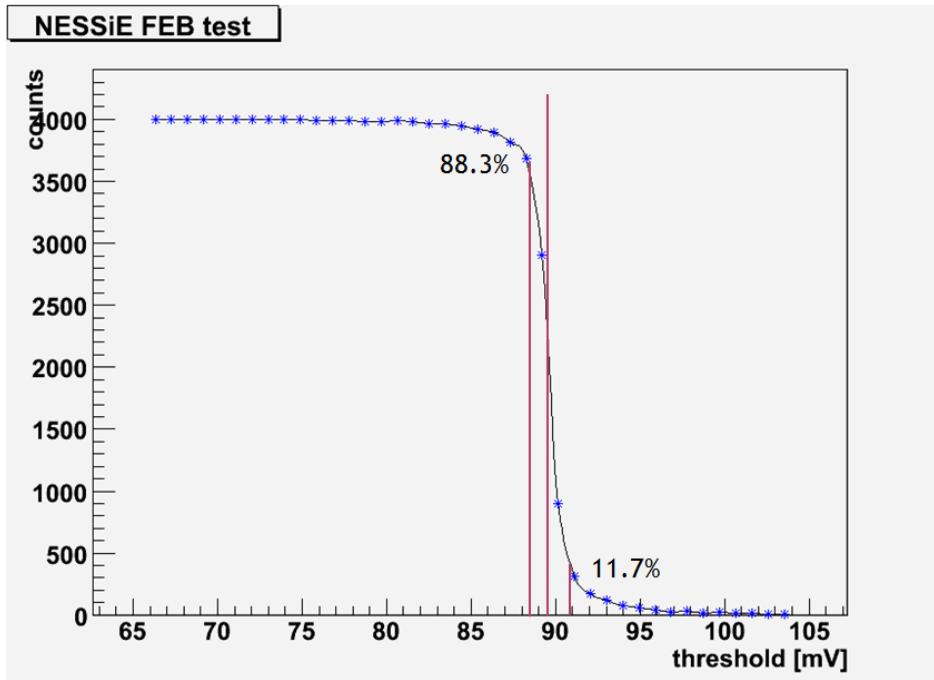


Figura 4.6: Grafico della scansione di soglia per un singolo canale in risposta ad un segnale di ampiezza 100 mV . In ascissa è riportata la soglia nominale in mV , in ordinata il numero di conteggi.

88,3% e il 11,7% dei segnali come:²

$$\sigma = \frac{V_{th88,3} - V_{th11,7}}{2,35} \quad (4.2)$$

Per il grafico di figura 4.6 si trova una deviazione standard di circa 1 mV . In virtù delle considerazioni espresse in precedenza, ho interpolato il grafico con una funzione cdf gaussiana. Il fit è stato eseguito con ROOT usando la libreria di minimizzazione Minuit. Il fit fornisce soglia efficace e deviazione standard di rumore, le cui distribuzioni sono mostrate rispettivamente nelle figure 4.7a e 4.7b.

Ho acquisito dati per ciascuno dei 64 canali di una singola FEB effettuando una scansione di soglia per un segnale in ingresso di altezza 100 mV . Le distribuzioni ottenute per la soglia efficace e per la deviazione standard di rumore sono mostrate rispettivamente nelle figure 4.7a e 4.7b. Si osserva una dispersione nei valori di soglia efficace per diversi canali di $\sigma \simeq 5\text{ mV}$; è inoltre

²I soglia $V_{th88,3}$ e $V_{th11,7}$ corrispondono ai valori a metà ampiezza della distribuzione gaussiana del rumore elettronico. L'equazione 4.2 deriva dal fatto che in corrispondenza di tali valori la cdf gaussiana assume i valori 0,117 e 0,883, e dalla relazione $\text{FWHM} = 2,35\sigma$.

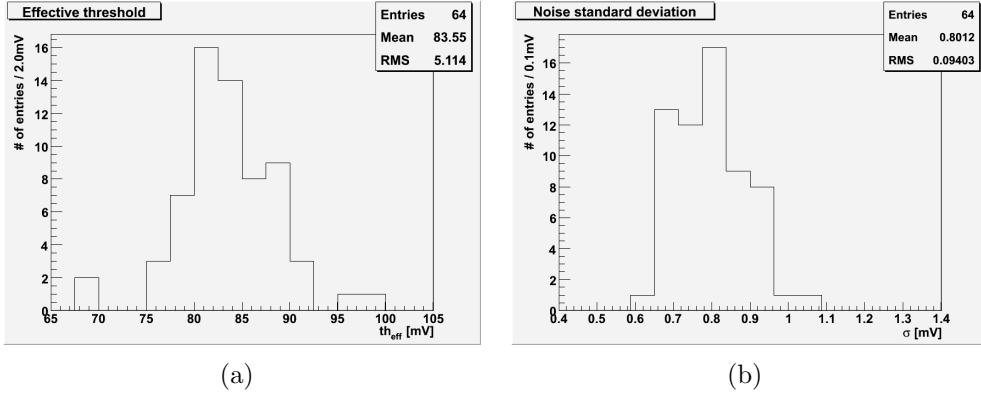


Figura 4.7: Distribuzioni della soglia efficace (a) e della deviazione standard di rumore (b) per i 64 canali di una singola FEB (altezza del segnale di 100 mV).

presente un offset tra il valore medio della distribuzione (84 mV) e l'altezza del segnale in ingresso (100 mV). Misure con segnali di diversa altezza, positivi e negativi, hanno confermato l'esistenza di un offset di 10 – 15 mV tra soglia nominale e soglia effettiva.

Ho condotto una analisi per gruppi di 16 canali al fine di verificare se la dispersione della distribuzione di soglia fosse dovuta a un diverso comportamento dei DAC. In figura 4.8 è mostrata, per ciascun gruppo di 16 canali (stesso DAC), la distribuzione della soglia efficace (area colorata) sovrapposta a quella globale per tutti i 64 canali. Ho eseguito un test di ipotesi mediante la distribuzione di Student [126] esaminando a coppie i valori medi delle distribuzioni relative ai diversi gruppi di 16 canali. Assumendo come ipotesi nulla che le coppie di distribuzioni appartengano alla stessa popolazione, ho testato tale ipotesi a un livello di significatività del 5%. Per ognuna delle 6 coppie di distribuzioni ho calcolato la quantità

$$t = \frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_2}{s^2 \sqrt{1/N_1 + 1/N_2}}; \quad \text{con} \quad s^2 = \frac{(N_1 - 1)\hat{s}_1^2 + (N_2 - 1)\hat{s}_2^2}{N_1 + N_2 - 2} \quad (4.3)$$

in cui \bar{x}_1 e \bar{x}_2 (\hat{s}_1 e \hat{s}_2) sono i valori medi (gli scarti quadratici medi) calcolati su due gruppi distinti di 16 canali e $N_1 = N_2 = 16$. Questa variabile segue la distribuzione di Student con $N_1 + N_2 - 2 = 30$ gradi di libertà; il valore critico per il test a livello di significatività del 5% è $t_{0.975} = 2,04$. Tra i valori calcolati ho trovato che solo quello relativo alla coppia di dac 1-3 ($t = 2,16$) è superiore al valore critico (esso tuttavia è consistente a livello di significatività dell'1%).

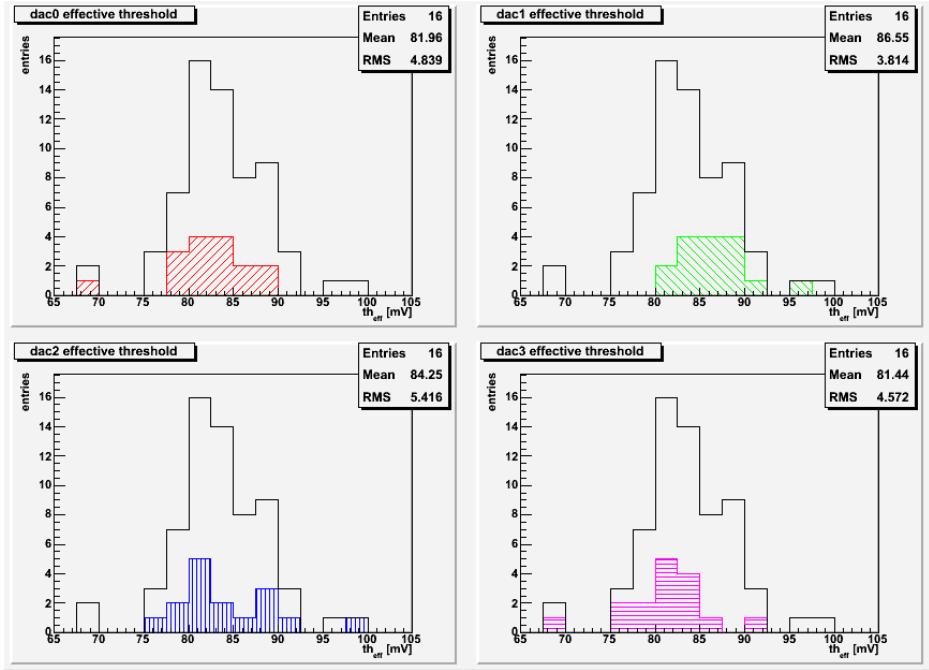


Figura 4.8: Distribuzione della soglia efficace differenziata per gruppi di 16 canali (altezza del segnale di 100 mV).

Dal risultato del test si può affermare che la dispersione di $\sigma \simeq 5 \text{ mV}$ nei valori di soglia efficace, trovata analizzando il comportamento di diversi canali, è presente tra canali serviti dallo stesso DAC. D'altra parte le misure statiche hanno mostrato che la soglia impostata, misurata all'ingresso dei discriminatori, presenta una dispersione di $\sigma \lesssim 0,1 \text{ mV}$ per canali relativi allo stesso DAC. Si deduce che la dispersione dei valori di soglia trovata non è attribuibile al sistema che genera la soglia (il DAC e la rete resistiva di polarizzazione in figura 3.12), bensì è intrinseca al ricevitore LVDS.

4.1.3 Misure di rumore

Per le misure di rumore ho usato l'apparato descritto di seguito e schematizzato in figura 4.9. Sul retro del backplane è collegato un cavo twisted flat alla cui estremità è collegato un connettore con resistenze di terminazione di 33Ω verso massa. Tale valore di resistenza è stato scelto perché simile a quello dell'impedenza caratteristica delle strip dei rivelatori RPC. Viene prelevato un segnale di fast-OR dal backplane e viene trasmesso su un cavo differenziale tramite un driver LVDS. Il segnale è quindi inviato a un modulo convertitore LVDS-NIM, la cui uscita è immessa in uno scaler NIM (Caen

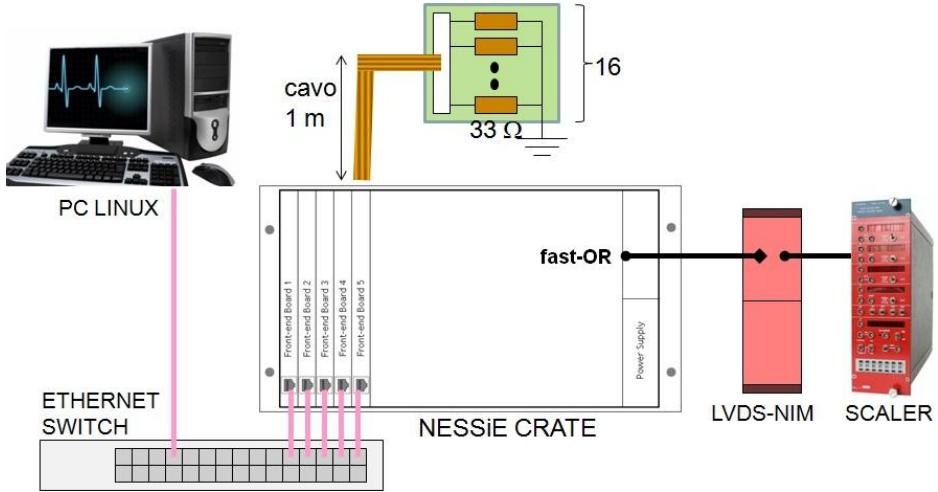


Figura 4.9: Rappresentazione schematica dell'apparato per misure di rumore.

N1145) che effettua il conteggio dei segnali per un intervallo di tempo fissato (10 s).

Con l'apparato appena descritto ho misurato il rumore su gruppi di 16 canali. Le misure sono state condotte variando il valore di soglia a passi di 5 mV e registrando il numero di conteggi segnati dallo scaler. Ho osservato conteggi in un intervallo di soglia tra -35 mV e $+10$ mV, come mostrato in figura 4.10. Queste misure indicano che gli ingressi risentono del rumore elettronico solo a soglie molto basse (in genere le soglie utilizzate sono superiori a 40 mV) e confermano l'esistenza di un offset tra valore di soglia nominale e valore di soglia effettivo, in quanto la distribuzione dei conteggi di rumore è spostata verso i valori di soglia negativi.

Infine ho studiato il contributo del singolo canale al rumore. Per queste misure ho operato come in precedenza abilitando i singoli canali uno per volta per mezzo del mascheramento ed eseguendo misure variando la soglia a passi di 1 mV. Il risultato ottenuto per un gruppo di 16 canali relativi a uno stesso DAC è mostrato in figura 4.11, in cui i punti rappresentano per ciascun canale la soglia in cui si ha il massimo dei conteggi, mentre le barre rappresentano l'intervallo di soglia in cui si hanno conteggi di rumore. Ho trovato che il rumore complessivo è dominato da un numero limitato di canali rumorosi (ad esempio il canale 15 in fig. 4.11) e che in genere ogni canale contribuisce al rumore complessivo con conteggi in un intervallo di soglia di larghezza 5 \div 10 mV, centrato su un valore diverso per ciascun canale. Ho trovato inoltre che i valori di soglia per cui si ha il massimo dei conteggi hanno una dispersione di circa 5 mV, compatibilmente con quanto trovato nelle misure di soglia efficace.

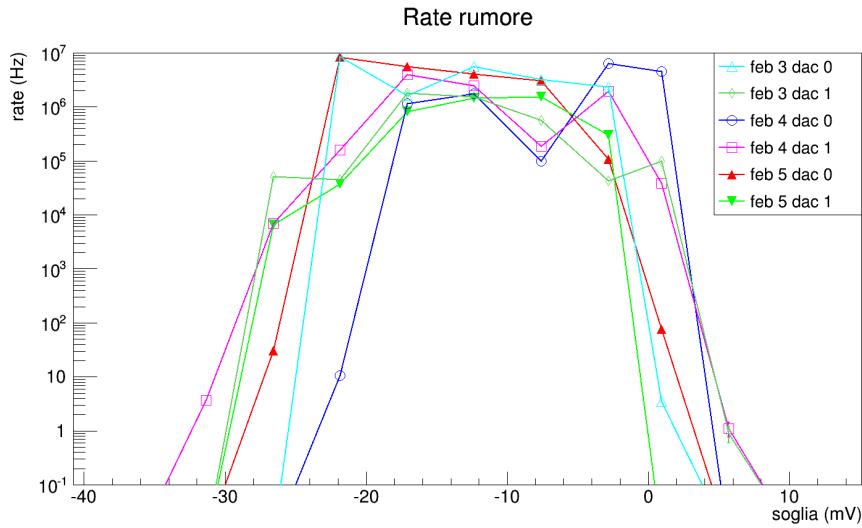


Figura 4.10: Misure di rumore sull'elettronica di front-end di NESSiE. In ascissa è riportata la soglia nominale in mV , in ordinata il rate di conteggi (scala logaritmica). Le curve colorate si riferiscono a diversi gruppi di 16 canali.

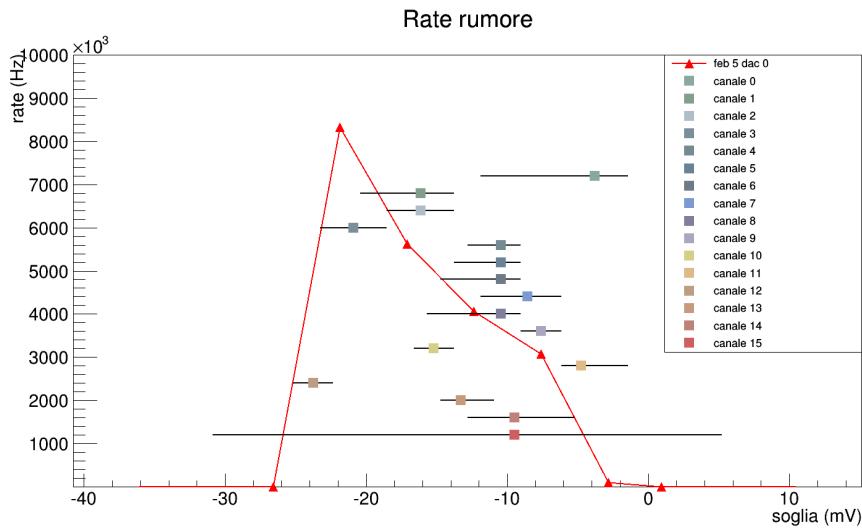


Figura 4.11: Misure di rumore per singolo canale. In ascissa è riportata la soglia nominale in mV . La curva colorata riporta il rate di conteggi misurato per il dac 0 della FEB 5. I punti con barre mostrano, per i singoli canali del dac 0 della FEB 5, l'intervallo di soglia in cui si hanno conteggi dovuti a rumore.

4.2 Test di laboratorio sulla trasmissione dei dati

Ho effettuato un test sulla trasmissione dei dati via Ethernet allo scopo di verificare che non ci fossero perdite di pacchetti di rete nella trasmissione dei dati e di misurare la velocità di trasferimento degli stessi. La lettura dei dati dalle schede è effettuata mediante una richiesta inviata dal DAQ all'indirizzo di broadcast del crate (con protocollo UDP); tutte le schede rispondono pressoché simultaneamente inviando i dati. L'interfaccia Ethernet implementata sulle FEB è in grado di trasmettere alla velocità di 4 MB/s (essa utilizza 1/4 della banda disponibile della Ethernet 100 Mbps). La richiesta in broadcast a 20 schede produrrebbe pertanto un flusso aggregato di 80 MB/s. In realtà questo dato è soltanto un valore teorico in quanto occorre considerare i tempi di latenza del processore nelle FEB che limitano la banda totale.

Ho condotto il test su 14 schede (13 FEB, 1 CB) collegate ad un PC attraverso uno switch Gigabit Ethernet (Netgear Prosafe M4100-26G). Effettuando 10 mln di richieste di dati di lunghezza 2000 campionamenti (16 kB per scheda), ho trovato che non si riscontrano perdite di pacchetti. Ho misurato una velocità di trasferimento dei dati di circa 36 MB/s, ottenuta dividendo il volume totale di dati da tutte le schede per la durata totale dell'acquisizione. Una singola lettura di dati da 2000 campionamenti è effettuata in poco più di 6 ms. Il tempo per una singola lettura è risultato essere direttamente proporzionale al volume di dati richiesto, a partire da un minimo di circa $300 \mu s$ che si ottiene richiedendo un pacchetto di dati di lunghezza minima.

Il sistema è stato verificato sia su un computer con sistema operativo Windows (Windows Xp SP3) con Cygwin, sia su un computer Linux (Scientific Linux 6). Nel primo caso, affinché il sistema funzionasse in maniera corretta, è stato necessario modificare alcuni parametri della scheda di rete (3Com Gigabit LOM - 3C940); in particolare è stato aumentato il rate massimo di interrupt della scheda verso il processore. Nel secondo caso, è stato necessario modificare alcune variabili di sistema, in particolare è stata aumentata la lunghezza massima del buffer di ricezione UDP e la dimensione massima di memoria usata per il riassemblaggio dei pacchetti IP (il sistema di acquisizione fa uso della frammentazione IP).

4.3 Test di laboratorio del sistema di acquisizione

Ho verificato in laboratorio il funzionamento della catena di acquisizione completa (FEB, CB e TS), nelle due modalità di funzionamento “fascio” e “raggi cosmici”, sia con trigger esterno sia con trigger interno. Il trigger esterno era fornito mediante un modulo dual-timer NIM (passando per un modulo convertitore NIM-TTL) che generava un segnale di trigger periodico. In corrispondenza del trigger venivano impulsati gli ingressi di alcune FEB attraverso un convertitore NIM-LVDS. È stato configurato il CB affinché ponesse in uscita verso il TS i segnali fast-OR corrispondenti alle schede i cui ingressi erano impulsati. Il trigger interno era generato a livello di TS a partire dai segnali fast-OR. Ho inoltre verificato, utilizzando la funzione di impulsaggio della FEB (segnalet PULSE), che tutti i canali delle FEB rispondevano in maniera adeguata.

Ho eseguito acquisizioni utilizzando sia il sistema con clock sincrono, sia quello con clock locale, al fine di confrontarne le prestazioni. Il sistema era costituito da due FEB, un CB e il TS; le due FEB erano impulsate con un segnale generato periodicamente mediante un dual timer NIM e un convertitore NIM-LVDS. La procedura di acquisizione simula quella adottata per i test con rivelatori RPC, in cui si è utilizzata la modalità di acquisizione “raggi cosmici”. Tramite il TS si pone alta la linea di WRITE; all’occorrenza di un segnale di trigger il TS interrompe il WRITE dopo un ritardo programmabile; vengono quindi letti i dati dalle schede. In questo test ho impostato CB e TS in maniera tale da prendere come segnale di trigger la coincidenza dei due segnali fast-OR generati dalle due FEB; ho impostato un ritardo di 50 cicli di clock, corrispondenti a 500 ns , leggendo dalle schede dati per 100 campionamenti, corrispondenti a $1\text{ }\mu\text{s}$.

In figura 4.12 mostro le distribuzioni della posizione nel buffer circolare degli hit memorizzati, rispettivamente per un’acquisizione con clock locale (sinistra) e con clock sincrono (destra). Essa può essere assimilata al tempo di occorrenza dell’hit, poiché lo stato dei discriminatori di front-end è campionato ogni 10 ns e memorizzato in posizioni consecutive della memoria del buffer circolare e il tempo di occorrenza di un hit è ricostruito in base alle posizioni nel buffer. L’istogramma di figura 4.12 è quindi espresso in unità di 10 ns . Si vede che nel caso di clock non sincroni il 21% degli hit memorizzati è nei due canali vicini a quello centrale; nel caso dell’acquisizione con clock sincroni la quasi totalità (98%) degli hit è memorizzata in un unico canale. Gli hit nel canale precedente a quello centrale possono essere attribuiti ai casi in cui il segnale di test capita sul fronte del clock sincrono, situazione

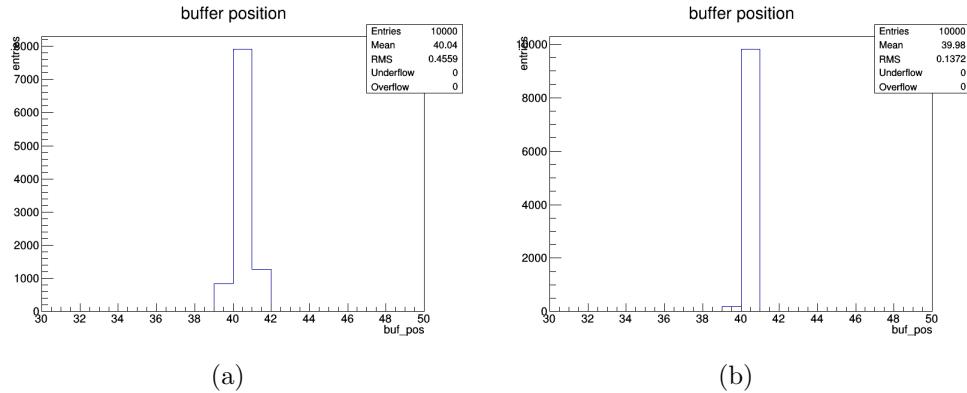


Figura 4.12: Distribuzioni della posizione nel buffer circolare degli hit memorizzati, rispettivamente per un’acquisizione con clock locale (a) e clock sincrono (b). La scala sull’asse delle ascisse è espressa in unità di 10 ns.

per cui può accadere che il segnale sia memorizzato con un ciclo di clock di differenza tra le due schede.

I valori di RMS dei due istogrammi, rispettivamente 0,46 e 0,13, a cui si deve sommare l’incertezza intrinseca dovuta al campionamento di 10 ns ($1/\sqrt{12} \cdot 10$ ns), corrispondono alle incertezze sul tempo di salita del segnale di 5,5 ns e 3,2 ns, rispettivamente per l’acquisizione con clock non sincrono e con clock sincrono. I valori trovati sono compatibili con quelli attesi, discussi nel paragrafo 3.7.

Il valore centrale della distribuzione di posizione del buffer dipende da un ritardo programmabile (impostato qui a 50), e da una componente dovuta ai ritardi della logica di trigger e ai ritardi per la propagazione dei segnali di controllo nel cavo di connessione tra TS e CB (di lunghezza circa 1 m). Essendo la distribuzione centrata sul valore 40 e il ritardo variabile impostato a 50, il ritardo fisso è di 10 cicli di clock, corrispondenti a 100 ns.

Come spiegato nel paragrafo 3.8, i segnali di fast-OR sono memorizzati in un buffer circolare a livello di CB e TS in maniera simile alle FEB; questo consente di valutare il ritardo nella propagazione di tali segnali di trigger in questi stadi. La figura 4.13 mostra le distribuzioni della posizione nel buffer circolare per i segnali fast-OR memorizzati nel CB e nel TS (nell’acquisizione con clock locale). Si vede che i segnali di fast-OR sono memorizzati in posizione 42 nel CB e 45-46 nel TS, con un ritardo rispettivamente di circa 20 ns e 55 ns rispetto alla memorizzazione del segnale nelle FEB.

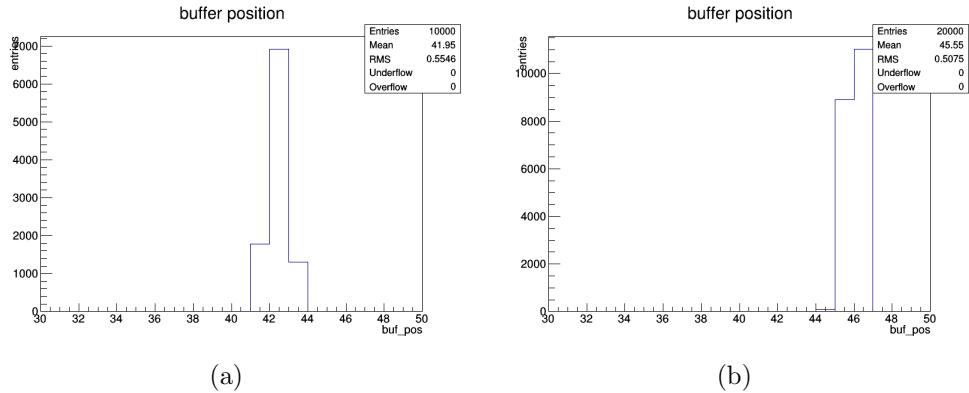


Figura 4.13: Distribuzioni della posizione nel buffer circolare dei segnali fast-OR memorizzati nel Controller Board (a) e nel Trigger Supervisor (b), nel caso dell’acquisizione con clock locale. La scala sull’asse delle ascisse è espressa in unità di 10 ns.

4.4 Stazione di test degli RPC a LNF

Ho condotto a più riprese test su rivelatori RPC del tipo di quelli installati nell’esperimento OPERA (trattasi di rivelatori *spare* non installati). Questi test hanno avuto il duplice scopo di verificare il funzionamento dell’elettronica di read-out con un numero elevato di canali (1024) e di verificare le prestazioni degli RPC. Ho costruito un sistema di test presso i Laboratori Nazionali di Frascati. Tale sistema sarà utilizzato in futuro per test a campione dei rivelatori RPC smontati dal magnete di OPERA, che si prevede di riutilizzare in esperimenti futuri.

L’apparato di test consiste in un telescopio costituito da 12 rivelatori RPC di dimensioni $291 \times 114 \text{ cm}^2$, disposti verticalmente all’interno di una gabbia esterna in ferro che li sorregge e distanziati tra loro di circa 6 cm (fig. 4.14). Le 12 camere sono rivelatori RPC a gap da 2 mm con elettrodi di diverso materiale (fig. 4.15a), 8 con elettrodi in bakelite e 4 con elettrodi in vetro (in posizione centrale).

Le camere sono flussate con una miscela di gas simile a quella usata nell’esperimento OPERA, composta da $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{I-C}_4\text{H}_1\text{O}/\text{SF}_6$ nei rapporti di volume 75,4/20/4/0,6% con un flusso di 3 ricambi al giorno. I gas componenti la miscela, contenuti in bombole, giungono a un sistema di miscelazione basato su flussimetri massivi che regola la composizione e il flusso della miscela e di qui ai rivelatori. Il flussaggio delle singole camere è controllato mediante dei bubbolatori in vetro. Il gas esausto è rilasciato in atmosfera.

Gli RPC sono alimentati mediante l’alimentatore di alta tensione multi-

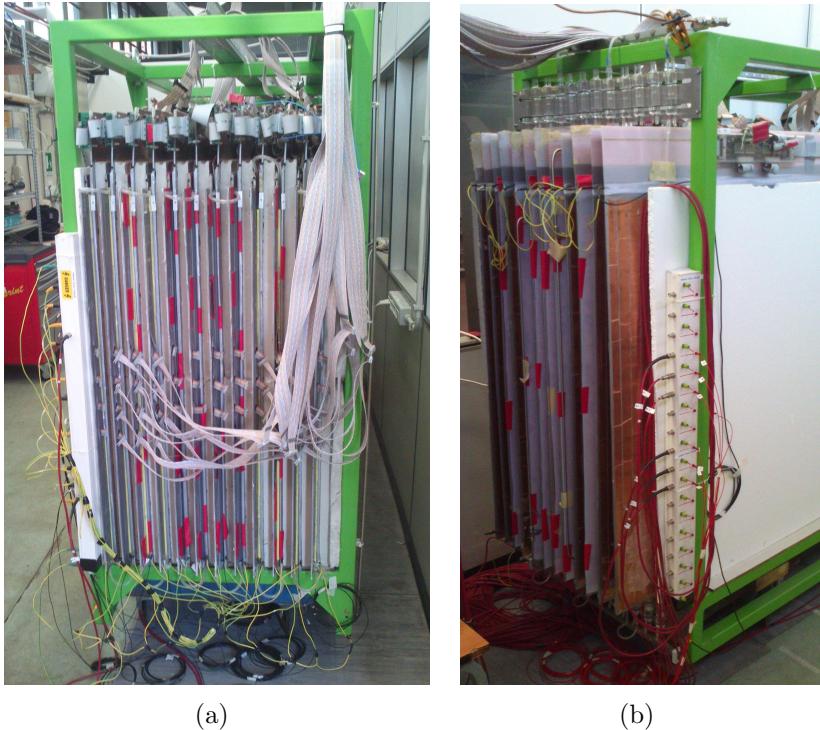


Figura 4.14: Telescopio di rivelatori RPC in foto. (a) Lato ‘porta’; (b) lato ‘rack’.

canale CAEN SY127. I rivelatori sono dotati di alimentazioni distinte per gli elettrodi positivi e negativi; le alimentazioni positive sono indipendenti per ciascun RPC, mentre le alimentazioni negative sono comuni a più RPC (fig. 4.15b). Essendo la tensione di lavoro degli RPC intorno a 6 kV , le tensioni tipiche utilizzate sono di $\pm 3,0\text{ kV}$.

I rivelatori hanno su entrambi i lati pannelli con strip di lettura di passo $3,5\text{ cm}$ disposte perpendicolarmente tra loro. Dal lato degli elettrodi positivi vi sono le strip orizzontali; dal lato degli elettrodi negativi vi sono le strip verticali. Per via della loro posizione rispetto agli elettrodi le prime raccolgono segnali di polarità negativa e le seconde segnali di polarità positiva. Ogni RPC ha 32 strip orizzontali e 96 strip verticali, pertanto la lettura di ciascun rivelatore necessita di due FEB (128 canali). Avendo a disposizione 16 FEB, sono stati utilizzati solo gli 8 RPC in bakelite (evidenziati in fig. 4.15). I cavi di collegamento sono cavi twisted flat da 34 pin tutti di uguale lunghezza ($6,30\text{ m}$). Per le strip orizzontali, che escono su connettori a 16 pin, sono stati realizzati degli adattatori per raccordarle su cavo a 34 pin. La figura 4.16 mostra un tipico segnale prelevato su una strip.

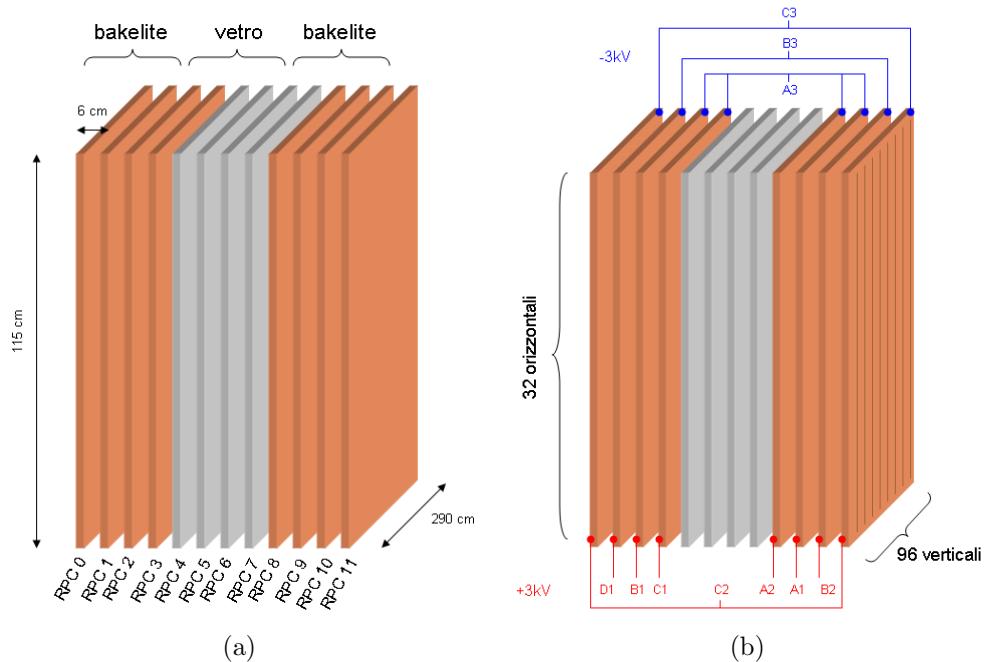


Figura 4.15: (a) Rappresentazione schematica del sistema di test per rivelatori RPC; (b) Sistema delle alte tensioni e delle strip di lettura.

L'elettronica, situata su un apposito *rack* (fig. 4.17), è costituita da un singolo crate contenente 16 FEB, un CB e il TS. È stata inoltre testata l'acquisizione con 2 crate, con le FEB disposte 12 sul primo crate e 4 sul secondo. Le schede sono collegate mediante cavi Ethernet allo switch HP Pro Curve 2810-24G, a cui è anche collegato un computer con sistema operativo Scientific Linux. Il computer, dotato del software descritto nel paragrafo seguente, controlla il sistema di acquisizione dati.

4.5 Software

4.5.1 Software di acquisizione dati

Ho sviluppato il software di acquisizione in linguaggio C++. La figura 4.18 mostra la gerarchia di classi.

La classe *NeSocket* crea e gestisce un socket di rete per la comunicazione con le schede. Il socket è creato nella funzione costruttore di tale classe, opportunamente configurato con protocollo di tipo UDP della famiglia IPv4; vengono inoltre impostati la porta di rete e il timeout per la ricezione dei



Figura 4.16: Segnale di un rivelatore RPC visto all'oscilloscopio.

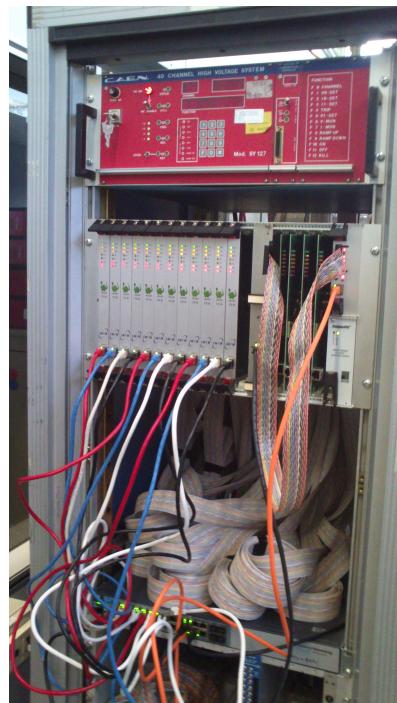


Figura 4.17: Foto del *rack* che ospita l'elettronica di read-out NESSiE. Dall'alto verso il basso sono visibili l'alimentatore di alta tensione multicanale CAEN SY127, il crate con l'elettronica e lo switch HP Pro Curve 2810-24G.

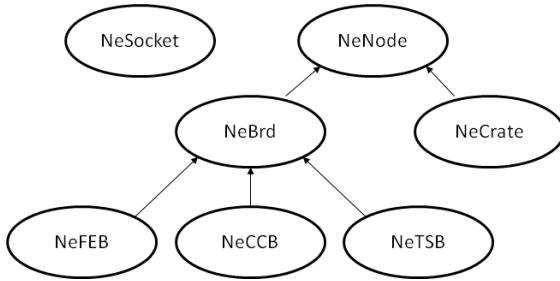


Figura 4.18: Gerarchia di classi del software di acquisizione dati e di controllo dell'elettronica di read-out NESSiE.

messaggi di risposta, impostato di default a *200 ms*. La classe *NeSocket* gestisce inoltre un buffer per la trasmissione/ricezione di messaggi UDP. La classe *NeNode* rappresenta la classe base per gli elementi dell'acquisizione indirizzabili e fornisce delle funzioni base per la gestione dell'indirizzo di rete e la trasmissione/ricezione di messaggi UDP. Per la programmazione di rete ho utilizzato la funzione *socket* per stabilire la comunicazione di rete con l'elettronica di read-out e le funzioni *sendto* e *recvfrom* per la trasmissione/ricezione di messaggi UDP.

La classe *NeBrd*, derivata dalla classe *NeNode* e da cui derivano a loro volta le classi *NeFEB*, *NeCCB* e *NeTSB*, rappresenta un singolo modulo dell'elettronica di read-out. Essa è dotata dei metodi *ReadData* e *Clear* che eseguono rispettivamente la lettura dei dati dal buffer circolare della scheda e il clear del buffer circolare e del contatore di ciclo. I metodi virtuali *Write_cfg*, *Read_cfg* e *Print_cfg*, ridefiniti nelle classi derivate, consentono rispettivamente di scrivere, leggere e stampare a video la configurazione delle schede. I metodi virtuali *Save_cfg* e *Load_cfg* consentono rispettivamente di memorizzare e caricare le informazioni di configurazione su/da una stringa di testo. Le informazioni di configurazione delle schede sono memorizzate in variabili private delle classi derivate che rappresentano FEB, CB e TS e sono accessibili mediante apposite funzioni membro. La classe *NeTSB* (che rappresenta il modulo Trigger Supervisor), in aggiunta alle funzioni membro ereditate dalla classe base *NeBrd* e ai metodi per gestire le variabili di configurazione, possiede i metodi *StartTS*, *StopTS* e *ReadTS* che consentono rispettivamente di avviare/arrestare una sequenza di acquisizione e di controllare lo stato del trigger.

La classe *NeCrate*, che rappresenta un singolo crate dell'elettronica di read-out, costituisce la classe basilare del software di acquisizione. Essa è sostanzialmente un vettore di elementi *NeBrd* con funzioni membro per il

controllo di più schede. Il metodo *Scan* verifica le schede effettivamente presenti sul crate scansionandone lo spazio di indirizzi.³ Il metodo *Clear* esegue il clear delle schede, inviando un messaggio contenente il rispettivo comando all'indirizzo di broadcast del crate. Il metodo *ReadData* invia all'indirizzo di broadcast una richiesta di dati e li riceve dalle schede; se la risposta non avviene entro il timeout di ricezione, vengono interrogate le schede singolarmente mediante il metodo della classe *NeBrd*. I metodi *Write_cfg*, *Read_cfg*, *Print_cfg*, *Save_cfg* e *Load_cfg* consentono di gestire la configurazione delle schede.

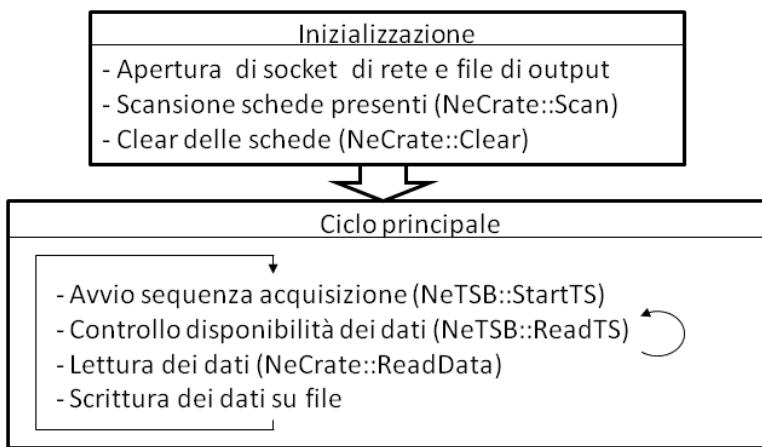


Figura 4.19: Descrizione schematica del programma di acquisizione dati.

Il codice della funzione *main* del programma di acquisizione dati è riportato in appendice (listato A.3) e illustrato schematicamente in figura 4.19. Vengono innanzi tutto aperti un socket di rete e il file di output; vengono inizializzati i crate e fatto il clear delle schede. Vengono quindi eseguiti cicli di acquisizione, per un numero dato in input al programma. In ogni ciclo di acquisizione viene prima di tutto inviato un comando di Start al TS, che ha lo scopo di predisporre l'elettronica di read-out all'acquisizione dei dati (si veda il par. 3.6); il TS viene quindi interrogato in maniera continua finché esso non segnala che i dati sono pronti attivando un flag di *data-ready* nel proprio

³I moduli di read-out, organizzati in una rete privata, hanno un indirizzo IP del tipo *192.168.<Crat>.<Scheda>* in cui *Crat* rappresenta il numero di crate (0-31) mentre *Scheda* rappresenta il numero di scheda ed è 1-19 per le FEB, 20 per il CB, 21 per il TS. Le FEB acquisiscono il loro indirizzo IP tramite il backplane in base allo slot in cui sono inserite; il numero di crate è impostato mediante due switch rotativi montati sul retro del backplane. Le schede di un dato crate sono accessibili in broadcast all'indirizzo *192.168.<Crat>.255*.

registro di stato. A questo punto vengono letti i dati dai crate; i dati del buffer circolare vengono quindi memorizzati su file insieme all'informazione sul numero di ciclo e sulla scheda di provenienza. Se in questa fase avviene un errore nella trasmissione dei dati, l'evento è segnalato in output su un file di errore.

La configurazione delle schede è modificabile mediante un programma ad interfaccia testuale. Esso consente inoltre di leggere la configurazione di tutte le schede e salvare l'informazione su un file; può caricare la configurazione da file e riconfigurare le schede; può stampare a video le informazioni di configurazione di tutte le schede.

Ho inoltre sviluppato un programma ad interfaccia grafica mediante LabVIEW 2013, al fine di semplificare e rendere più intuitiva la procedura di modifica della configurazione delle schede. In figura 4.20 è mostrata la schermata del programma di interfaccia da me realizzato. In maniera simile al pannello di controllo della FEB, ho realizzato due programmi per il controllo dei moduli CB e TS, di cui sono mostrate le schermate in fig. 4.21.

4.5.2 Software di analisi dati

Ho scritto il software per l'analisi dei dati in linguaggio C++. Lo schema di processamento dei dati è descritto in figura 4.22.

I dati *raw* (classe *NeFeData_raw*) vengono innanzi tutto convertiti in un formato più leggibile. Essi sono composti da un header che contiene le informazioni sulla scheda di provenienza e il time-stamp, seguito dai dati letti dal buffer circolare. Questi ultimi possono essere visti come una matrice di '0' e '1' che descrive lo stato dei 64 ingressi con campionamenti da 10 ns. Poiché il segnale in ingresso è formato a 30 ns prima di essere inviato al buffer circolare, esso è memorizzato come una sequenza di tre '1' consecutivi. Il programma di conversione dei dati ricerca tali sequenze che vengono tradotte in termini di numero di canale e posizione dell'hit nella sequenza dei dati del buffer circolare. I dati, organizzati per ciclo di acquisizione e per hit, sono scritti in un file di testo. Per ogni ciclo di acquisizione viene riportato il numero di hit memorizzati, seguito dagli hit nella forma di una riga di testo che riporta l'informazione sulla scheda, numero del canale e posizione nel buffer. I dati in questo formato (classe *NeFeData*) vengono elaborati dal programma di analisi.

Il programma di analisi legge per prima cosa un file di configurazione contenente una mappa che consente di associare ogni canale alla strip collegata ad esso. In questa fase vengono inoltre inizializzati istogrammi e grafici.

Nel ciclo principale del programma ad ogni iterazione vengono letti i dati relativi a un singolo ciclo di acquisizione. Per ogni hit l'informazione

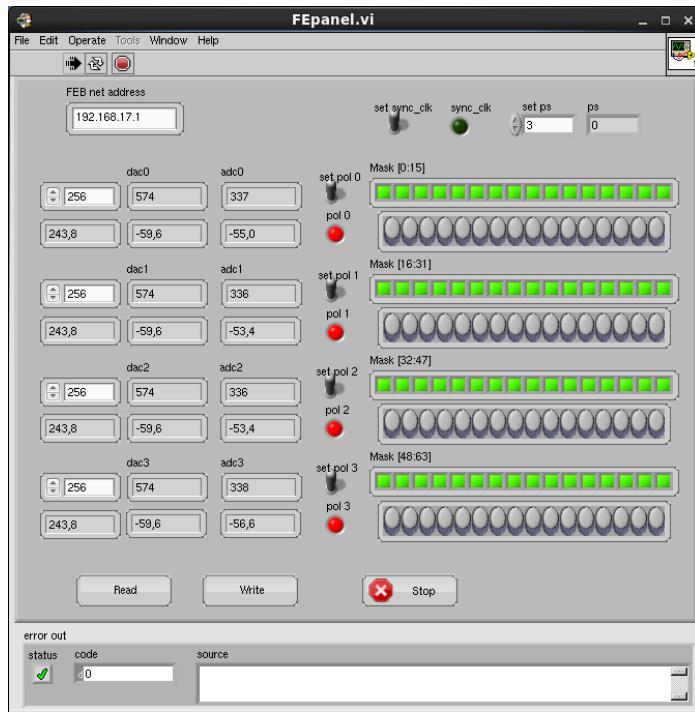


Figura 4.20: Pannello di controllo per l'elettronica di front-end NESSiE realizzato in LabVIEW 2013.

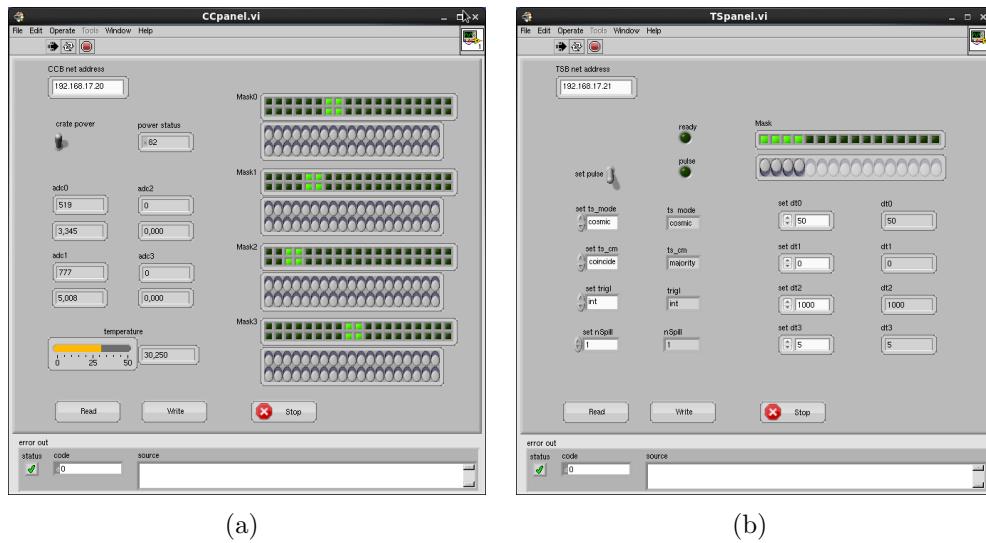


Figura 4.21: Pannelli di controllo per i moduli Controller Board (a) e Trigger Supervisor (b), realizzati in LabVIEW 2013.

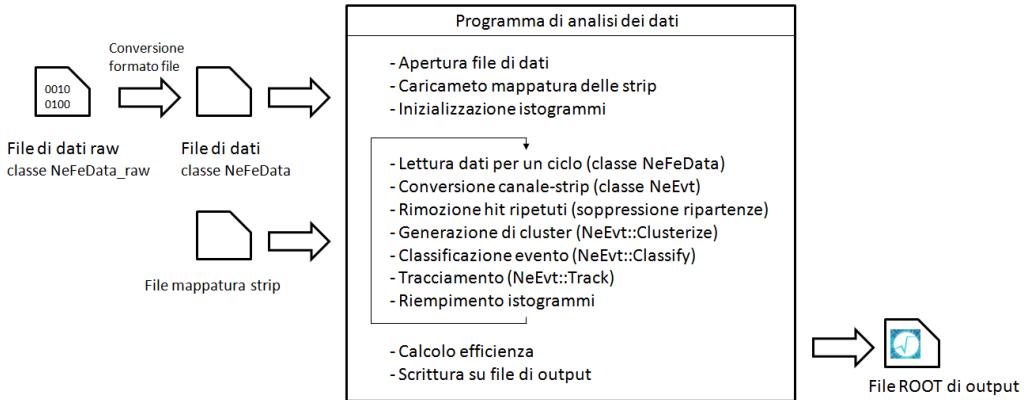


Figura 4.22: Schema di processamento dei dati per il sistema di test dei rivelatori RPC.

crate/scheda/canale è convertita in termini di numero di RPC, numero di strip colpita e direzione (orizzontale o verticale) della stessa. I dati relativi al singolo ciclo sono a questo punto mantenuti in memoria come un oggetto *NeEvt* per essere elaborati. La classe *NeEvt* contiene un vettore di hit e funzioni membro per l'analisi dei dati.

Viene eseguito un primo taglio sui dati avente la funzione di eliminare gli hit ripetuti dovuti a ripartenze (*afterpulse*) nelle camere. Il criterio di selezione è il seguente: se vengono trovati due o più hit con uguale strip colpita e posizione nel buffer differente, viene mantenuto solamente l'hit con time-stamp minore.

Successivamente vengono raggruppati gli hit in cluster sulla base della strip colpita. In primo luogo vengono creati cluster unidimensionali nelle due direzioni orizzontale e verticale, ottenuti combinando hit con strip adiacenti tra loro e con posizioni nel buffer che differiscono al massimo di 2 (20 ns). I cluster unidimensionali relativi allo stesso RPC e con direzione perpendicolare sono quindi combinati a coppie in cluster (bidimensionali). Ciascun cluster, integrando l'informazione sulle strip colpite nelle direzioni orizzontale e verticale, individua una regione nel piano del rivelatore che include il punto di passaggio della particella. Tale regione è più o meno ampia a seconda del numero di strip adiacenti colpiti nelle due direzioni (*cluster size*).

A questo livello è effettuata una correzione sul tempo di arrivo del segnale, calcolato in base alla posizione dell'hit nel buffer circolare, per compensare il ritardo dovuto alla propagazione del segnale lungo le strip. La correzione è calcolata moltiplicando la lunghezza della strip rispetto al punto di interazione, valutata in base alla strip colpita nella direzione perpendicolare, per

l'inverso della velocità di propagazione del segnale sulla strip (5 ns/m). Viene operato un secondo taglio avente la funzione di eliminare cluster generati da combinazioni erronee di hit. Un dato cluster viene rimosso se i tempi di arrivo relativi agli hit nelle direzioni orizzontale e verticale, corretti per il tempo di propagazione del segnale nelle strip, differiscono per più del valore di *cutoff* di 20 ns .

Nel passaggio successivo si opera una classificazione dell'evento in base al numero di RPC colpiti e al numero di cluster. Al fine di effettuare il tracciamento di raggi cosmici, si richiede che vi siano almeno tre RPC colpiti e che ogni RPC abbia al massimo un solo cluster. Gli eventi con queste caratteristiche sono all'incirca 80% del totale nelle acquisizioni effettuate col trigger di raggi cosmici.

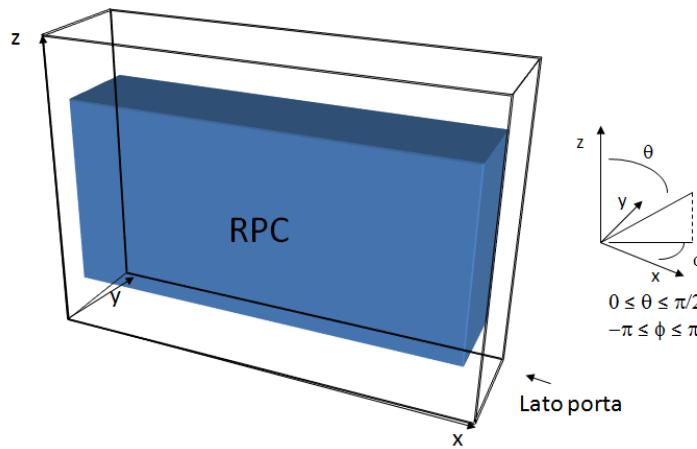


Figura 4.23: Sistema di riferimento cartesiano utilizzato per il sistema di test per rivelatori RPC.

Sugli eventi a singolo cluster è effettuato il tracciamento del raggio cosmico passante. A ogni cluster è associato un punto dello spazio in base al rivelatore di appartenenza, al baricentro delle strip nelle direzioni orizzontale e verticale, alla geometria dell'apparato. La posizione è riferita al sistema di assi cartesiani schematizzato in figura 4.23. L'asse z è nella direzione verticale e coincide con lo spigolo della gabbia metallica dell'apparato, con la quota zero all'altezza della pavimentazione del laboratorio; l'asse x è diretto lungo la dimensione maggiore degli RPC; l'asse y è nella direzione ortogonale ai piani dei rivelatori. Le tracce dei raggi cosmici sono trattate come rette nello spazio mediante la seguente equazione parametrica:

$$\begin{cases} x(t) = a_0 + a_1 t \\ y(t) = t \\ z(t) = b_0 + b_1 t \end{cases} \quad (4.4)$$

Il fit della traccia è eseguito mediante la libreria di minimizzazione Minuit. I 4 parametri della traccia sono determinati minimizzando la somma delle distanze al quadrato dei punti dalla traccia, quantità che è utilizzata anche come indice della bontà del fit per operare una ulteriore selezione degli eventi. L'angolo azimutale θ e l'angolo trasverso ϕ della traccia sono definiti rispettivamente negli intervalli $0 \leq \theta \leq \pi/2$ e $-\pi \leq \phi \leq \pi$.

L'ultimo passaggio dell'analisi consiste nel riempimento degli istogrammi, organizzati in una apposita classe di C++. Per generare istogrammi e grafici ho utilizzato le librerie di ROOT, che sono state linkate al programma di analisi.

Una volta letti tutti i dati dal file possono essere esegite analisi speciali come per esempio il calcolo dell'efficienza di rivelazione e la generazione del relativo grafico. Gli istogrammi riempiti e i grafici sono quindi memorizzati in un file di ROOT.

4.5.3 Software di monitoring

Ho realizzato un software per il monitoraggio in tempo reale dell'acquisizione. Il programma, ad intervalli regolari, esegue una analisi dei dati parziale sugli ultimi eventi memorizzati. In questa maniera gli istogrammi sono riempiti con nuovi dati col procedere dell'acquisizione. Essi vengono riazzerati dopo un intervallo di tempo programmabile (ad eccezione del grafico di efficienza, di cui si mantiene lo storico) al fine di aggiornare in maniera continua i dati visualizzati con quelli più recenti.

La figura 4.24 mostra una schermata del programma realizzata con ROOT. Nel riquadro in alto a sinistra è mostrata la distribuzione spaziale degli hit in termini del numero di strip colpita in orizzontale e verticale; nel riquadro in alto a destra è mostrata la distribuzione della variabile posizione nel buffer; nel riquadro in basso a sinistra è mostrato il grafico della cluster size per le strip orizzontali e verticali e ne sono mostrati i valori medi; nel riquadro in basso a destra è mostrata l'efficienza di rivelazione in funzione del tempo.

È possibile inoltre visualizzare l'ultimo evento. L'evento letto viene elaborato combinando gli hit in cluster; quest'ultimi sono tradotti in punti nello spazio che sono mostrati in tre viste ortogonali in una finestra di ROOT; all'evento visualizzato è eventualmente sovrapposto il fit lineare della traccia. Una schermata del programma è mostrata in figura 4.25.

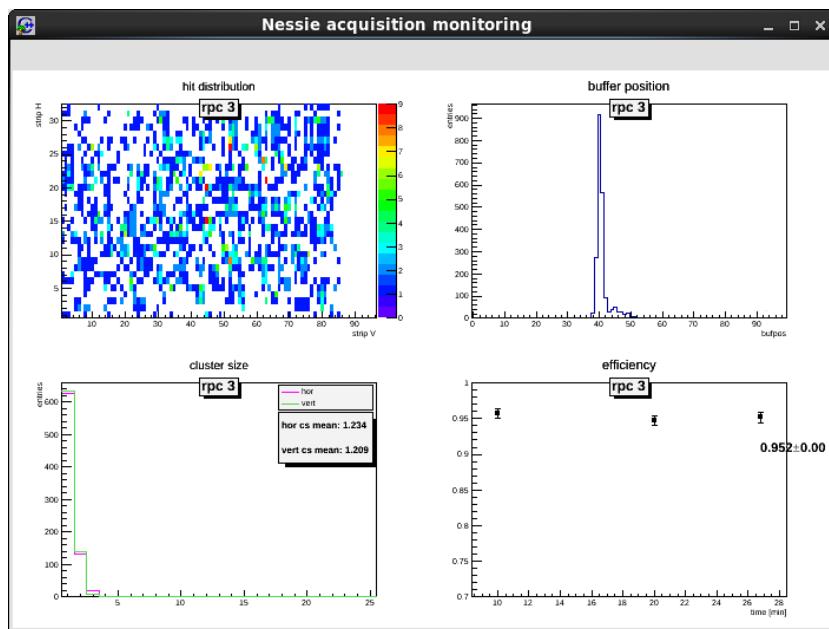


Figura 4.24: Schermata del programma di monitoring con alcune distribuzioni significative in fase di acquisizione.

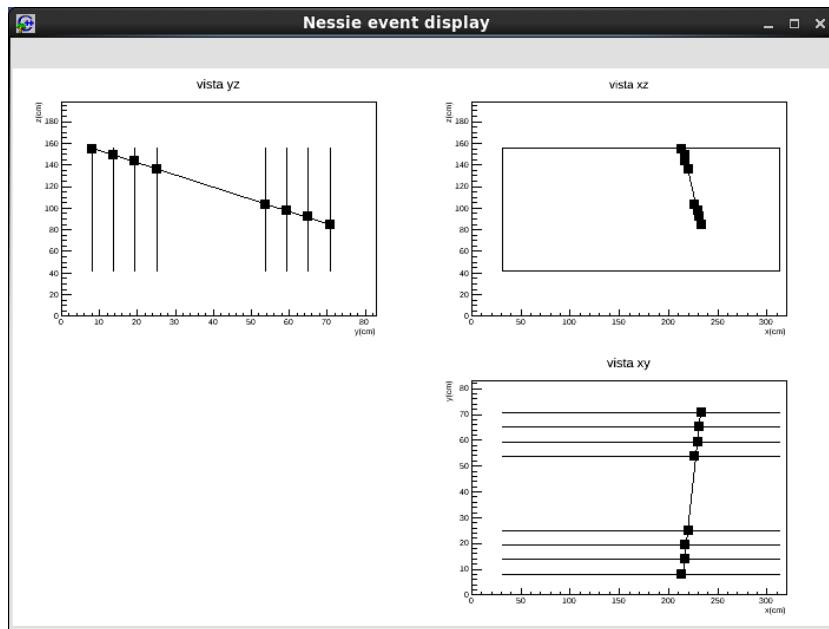


Figura 4.25: Schermata del programma di monitoring che mostra l'ultimo evento acquisito.

4.6 Risultati dei test su rivelatore

4.6.1 Misure in funzione dell'alta tensione

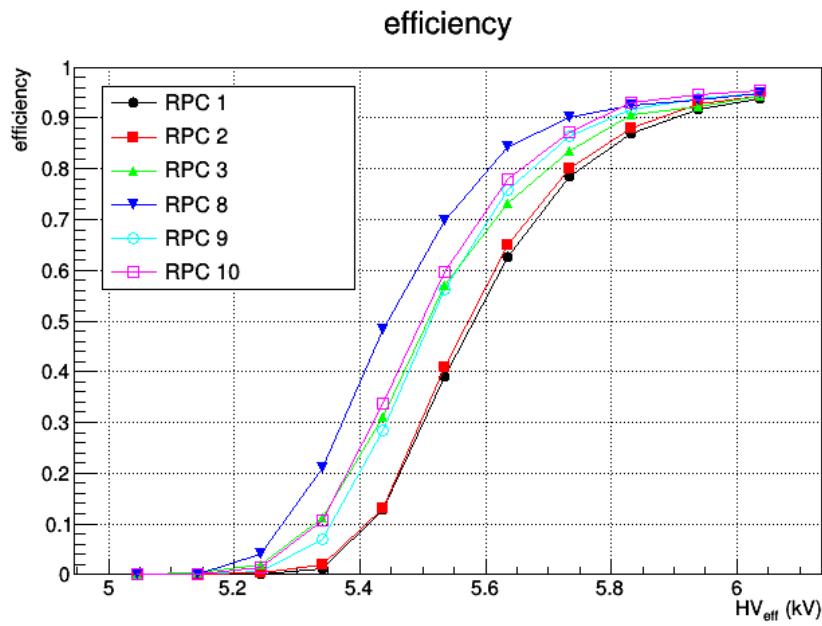
Messa in funzione la stazione di test dei rivelatori RPC, ho effettuato acquisizioni operando in genere con il TS impostato in modalità “raggi cosmici” (fig. 3.26b), selezionando tramite il CB i segnali fast-OR relativi a due RPC scelti come camere di trigger e ponendo tali segnali in coincidenza a livello di TS; la quantità di dati richiesta era in genere pari a 100 campionamenti ($1 \mu s$) e il ritardo del fronte di discesa del segnale WRITE rispetto al trigger era impostato a 50 unità (500 ns). In queste condizioni operative il rate di acquisizione è di circa 50 Hz o 70 Hz , a seconda che si utilizzino come camere di trigger la coppia di RPC 0-11 o 1-10. Il rate di trigger casuali, avendo misurato per le camere un rate in singola di circa 700 Hz e poiché il tempo di coincidenza è di 200 ns , può essere stimato in $0,20 \text{ Hz}$.

Ho effettuato una serie di acquisizioni variando alta tensione e soglia di discriminazione al fine di determinare il punto di lavoro delle camere. Le misure sono state eseguite prendendo le camere esterne (0 e 11) come rivelatori di trigger, tenute alla tensione costante di $6,0 \text{ kV}$ e con tensioni di soglia costanti di 60 mV sulla resistenza di ingresso di 100Ω . Per le camere restanti l'alta tensione è stata variata a passi di 100 V agendo sui canali di alta tensione negativi, comuni a più rivelatori; le soglie di discriminazione sono state variate a passi di 10 mV . Ho condotto inoltre una acquisizione prendendo le camere 1 e 10 come camere di trigger in maniera tale da ricavare anche la caratteristica in alta tensione delle camere 0 e 11. Durante le acquisizioni ho monitorato temperatura, pressione e umidità, in maniera tale da poter correggere i valori di alta tensione rispetto alle condizioni ambientali. I grafici mostrati sono espressi in funzione della tensione efficace determinata come [127]:

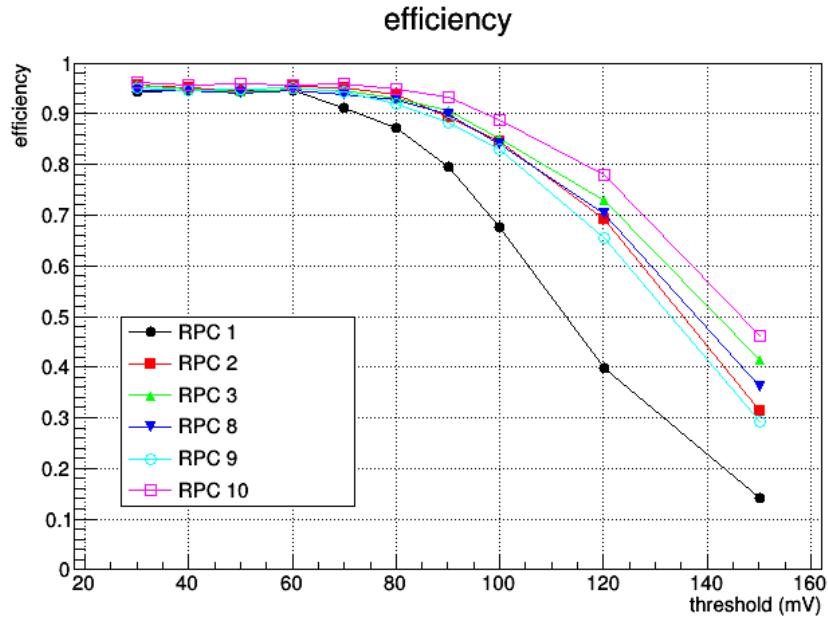
$$HV_{eff} = HV \frac{T}{T_0} \frac{P_0}{P} \quad (4.5)$$

in cui HV è il valore dell'alta tensione di polarizzazione, T è la temperatura assoluta dell'ambiente, P è la pressione atmosferica, T_0 e P_0 sono i valori di temperatura e pressione di riferimento ($P_0 = 1000 \text{ hPa}$ e $T_0 = 300 \text{ K}$).

Le figure 4.26a e 4.26b mostrano rispettivamente l'efficienza in funzione dell'alta tensione e della soglia di discriminazione. Essa è calcolata come il numero di eventi in cui vi è almeno un hit sulla camera considerata diviso per il numero totale di trigger. Nel grafico di efficienza in funzione dell'alta tensione efficace si osserva un plateau a circa $6,0 \text{ kV}$, a cui si ha un'efficienza di circa il 95% per tutti i rivelatori.

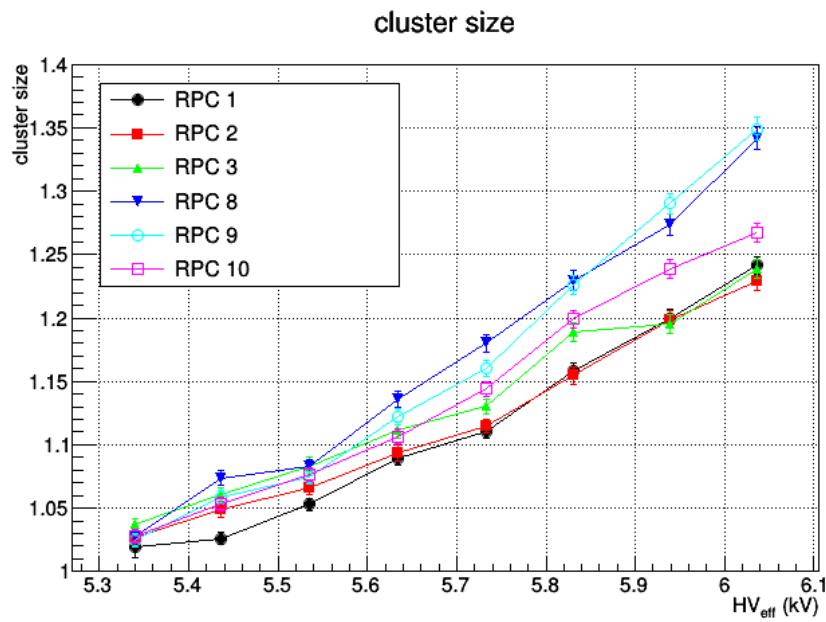


(a)

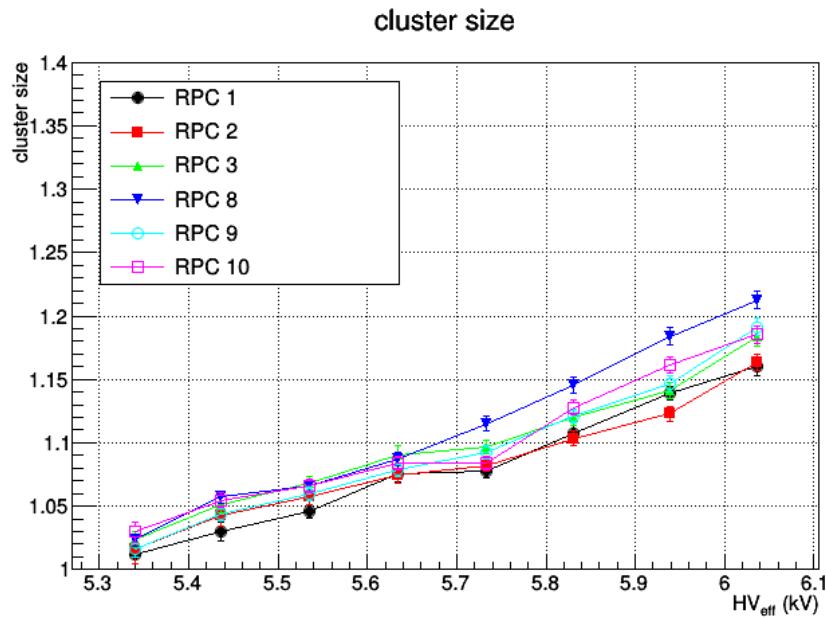


(b)

Figura 4.26: (a) Efficienza di rivelazione in funzione dell'alta tensione efficace, a tensione di soglia 60 mV; (b) Efficienza di rivelazione in funzione della soglia di discriminazione, alla tensione di 6,2 kV.



(a)



(b)

Figura 4.27: Cluster size media in funzione dell'alta tensione efficace per le strip orizzontali (a) e verticali (b).

Le figure 4.27a e 4.27b mostrano la cluster size media in funzione dell'alta tensione, rispettivamente per le strip orizzontali e verticali. Si vede che la cluster size cresce con la tensione di lavoro (proporzionalmente alla carica sviluppata nello streamer). Si vede che alla tensione di $6,0 \text{ kV}$ la cluster size per le strip orizzontali è compresa tra 1,2 e 1,35, a seconda del rivelatore in esame; la cluster size per le strip verticali è compresa tra 1,15 e 1,2.

La figura 4.28a mostra le correnti assorbite dalle camere in funzione dell'alta tensione. Esse sono state misurate sui canali di alta tensione positivi dell'alimentatore CAEN SY127, che consente di monitorare le correnti erogate con una risoluzione di $0,1 \mu\text{A}$. Si vede che i rivelatori nel punto di lavoro assorbono una corrente dell'ordine di alcune centinaia di $n\text{A}$.

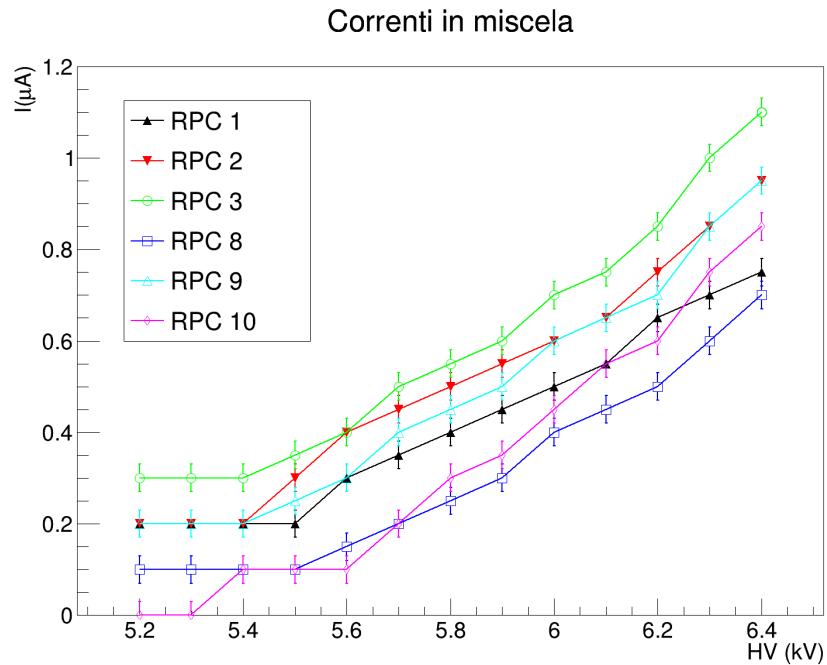
La figura 4.28b mostra il rapporto tra la corrente erogata e il rate di conteggi in singola, in funzione dell'alta tensione. Alla corrente misurata è stato sottratto il valore misurato in condizioni di efficienza pari a zero (trattasi di una componente ohmica non attribuibile allo streamer). Il rate di conteggi in singola è stato misurato contando i fast-OR di piano in uscita dal CB mediante uno scaler NIM nel tempo di 10 s . Esso ha un andamento crescente con l'alta tensione e nelle condizioni di lavoro è pari a circa 700 Hz . Il rapporto corrente/conteggi, quantità che ha le dimensioni di una carica elettrica, è indice della carica sviluppata nel gas da un singolo streamer. Si vede che nelle condizioni di lavoro la carica del singolo streamer è dell'ordine di centinaia di $p\text{C}$.

4.6.2 Misure con alta statistica

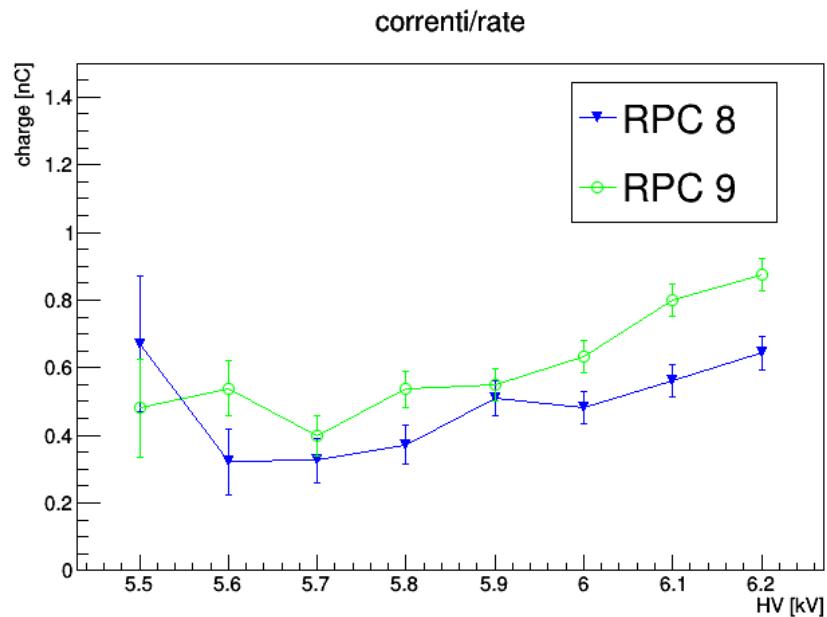
Ho eseguito acquisizioni con statistica dell'ordine del milione di trigger. Mediante il tracciamento ho potuto ricavare il punto di passaggio delle particelle con precisione $\lesssim 1 \text{ cm}$, essendo il passo delle strip di $3,5 \text{ cm}$. Ho utilizzato questa informazione per ricavare mappe di efficienza e di cluster size dei rivelatori.

La figura 4.29 mostra le distribuzioni angolari delle tracce ricostruite. La distribuzione nell'angolo azimutale θ è limitata per $\theta \lesssim 25^\circ$ dall'accettanza geometrica del sistema e decresce per valori prossimi a 90° a causa dell'andamento $\cos^2 \theta$ della distribuzione dei raggi cosmici. Per quanto riguarda la distribuzione nell'angolo trasverso non si hanno tracce con $-10^\circ \leq \phi \leq 10^\circ$ per via dell'accettanza geometrica. Seleziono le tracce ricostruite eseguendo un taglio sulla somma delle distanze al quadrato dei cluster dalla traccia, $d2$ (fig. 4.30), imponendo $d2 < 15 \text{ cm}^2$; il campione di dati selezionato corrisponde a circa il 95% della popolazione di tracce.

Ho costruito le mappe di efficienza e di cluster size mediante l'algoritmo descritto di seguito. In un dato evento con traccia che soddisfa il taglio su



(a)



(b)

Figura 4.28: (a) Correnti assorbite dai rivelatori in funzione dell'alta tensione.
 (b) Rapporto tra corrente assorbita e conteggi in singola in funzione dell'alta tensione.

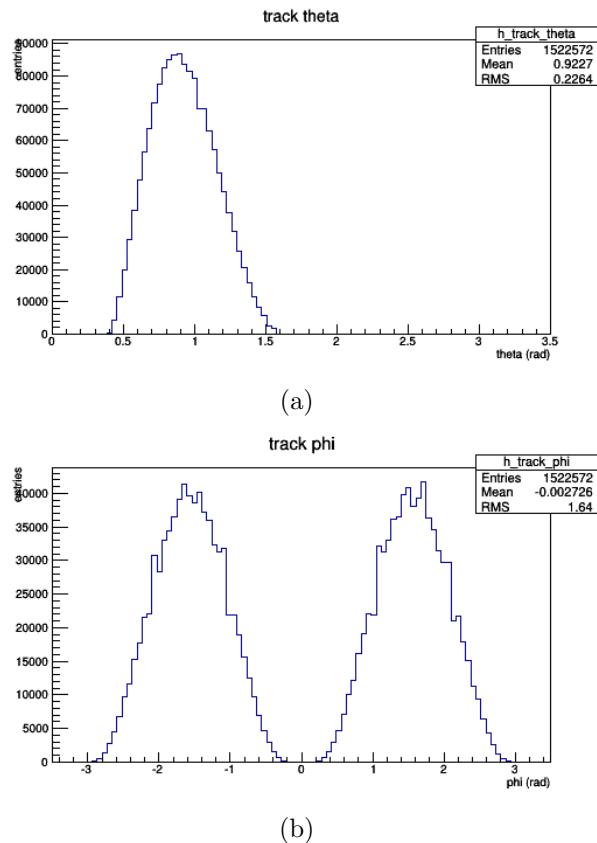


Figura 4.29: Distribuzioni angolari delle tracce ricostruite, per l'angolo azimutale θ (a) e per l'angolo trasverso ϕ (b).

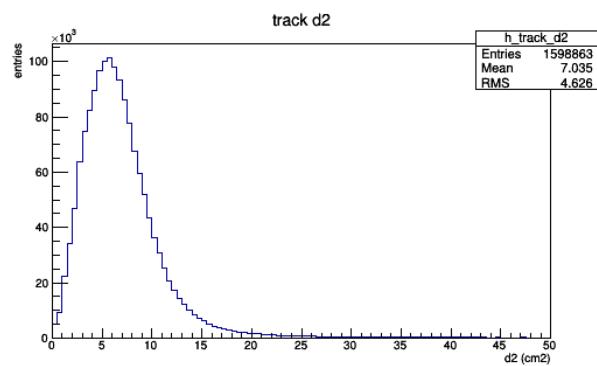
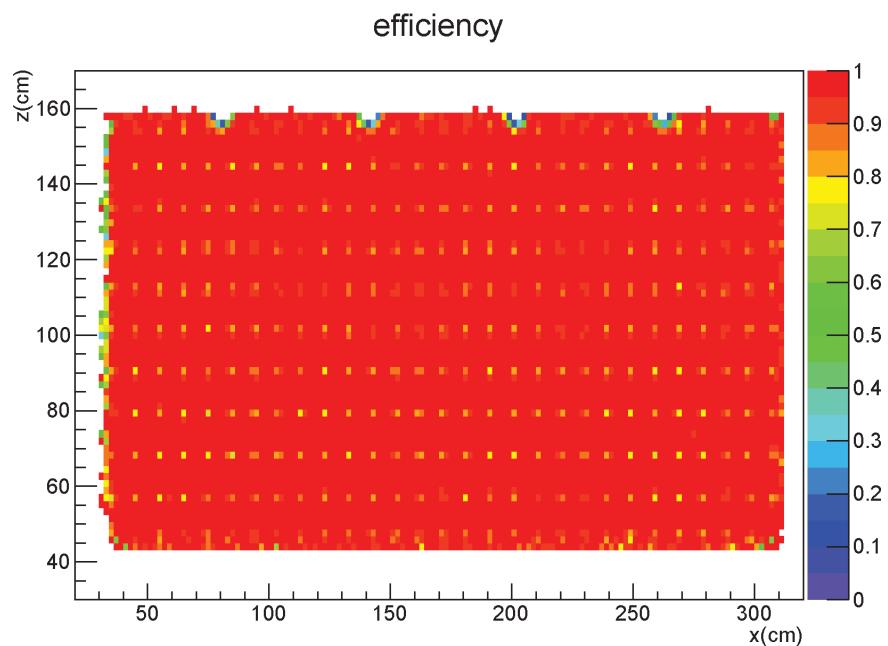


Figura 4.30: Distribuzione della somma delle distanze al quadrato dei cluster dalla traccia ricostruita.

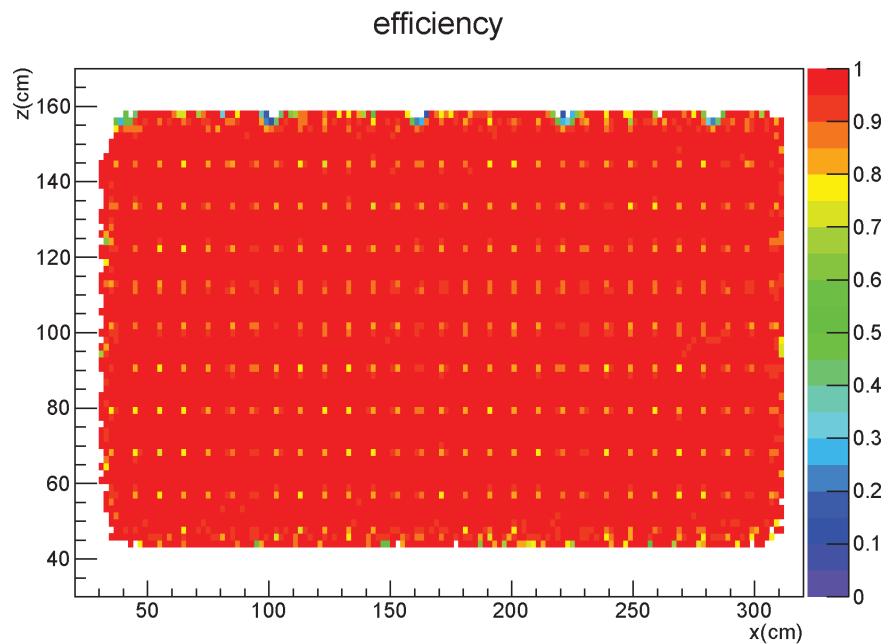
d2, per ciascun RPC viene rieseguito il fit della traccia escludendo l'eventuale cluster nel rivelatore in esame. Il punto di passaggio della particella è memorizzato in un istogramma bidimensionale; se è presente un cluster nel rivelatore in esame e questo dista dal punto di passaggio della particella meno di un dato valore di cutoff (5 cm), vengono riempiti anche gli istogrammi di efficienza e cluster size per le strip orizzontali e verticali. Al termine della lettura degli eventi, viene eseguita una divisione canale per canale dell'istogramma di efficienza diviso per quello della posizione tracciata, in maniera tale da avere in ogni pixel la frazione degli eventi in cui la camera è stata efficiente normalizzata rispetto al numero di particelle passanti. Viene eseguita un'operazione simile sull'istogramma di cluster size.

La figura 4.31 mostra alcune mappe di efficienza ottenute analizzando un campione di dati da 2 milioni di trigger, ottenuti prendendo gli RPC 1 e 10 come rivelatori di trigger e con tutte le camere alla tensione di 6,2 kV. La dimensione del pixel delle mappe di efficienza ($2,0 \times 1,9 \text{ cm}^2$) è stata scelta in maniera tale che, in acquisizioni con statistica dell'ordine del milione di trigger, ogni pixel è riempito con alcune centinaia di *entries* e l'errore sull'efficienza è di qualche percento. Le mappe evidenziano il profilo dei rivelatori, che hanno delle rientranze su un lato con lo scopo di minimizzare lo spazio morto delle viti di fissaggio delle lastre di ferro che compongono lo spettrometro. Si osservano punti a efficienza più bassa disposti in griglia; essi corrispondono alla posizione degli spaziatori. La figura 4.32 mostra le mappe di cluster size per strip orizzontali e verticali, relative allo stesso campione di dati e con identica risoluzione. Nelle due mappe è messa in evidenza la struttura delle strip, poiché le zone intermedie tra strip vicine hanno chiaramente una cluster size maggiore.

Ho ricavato mappe di rumore mediante acquisizioni eseguite triggerando sui singoli rivelatori, per un numero di trigger di $5 \cdot 10^5$. Gli istogrammi bidimensionali del numero di hit in funzione della strip colpita (orizzontale e verticale) sono stati normalizzati rispetto al rate in singola misurato (circa 700 Hz), in maniera tale da avere il rate per ogni pixel di dimensione $3 \times 3 \text{ cm}^2$ determinato dal punto di intersezione di due strip perpendicolari. Il risultato dell'analisi è mostrato in figura 4.33 in cui sono mostrate alcune mappe di rumore. Ho ricercato nelle mappe di rumore punti a rate più elevato (*hot-spot*), indice della presenza di imperfezioni sull'elettrodo. Le mappe di rumore che ho ottenuto non presentano pixel con rate maggiore di 5 Hz/pixel, soglia oltre la quale gli RPC di OPERA venivano scartati.

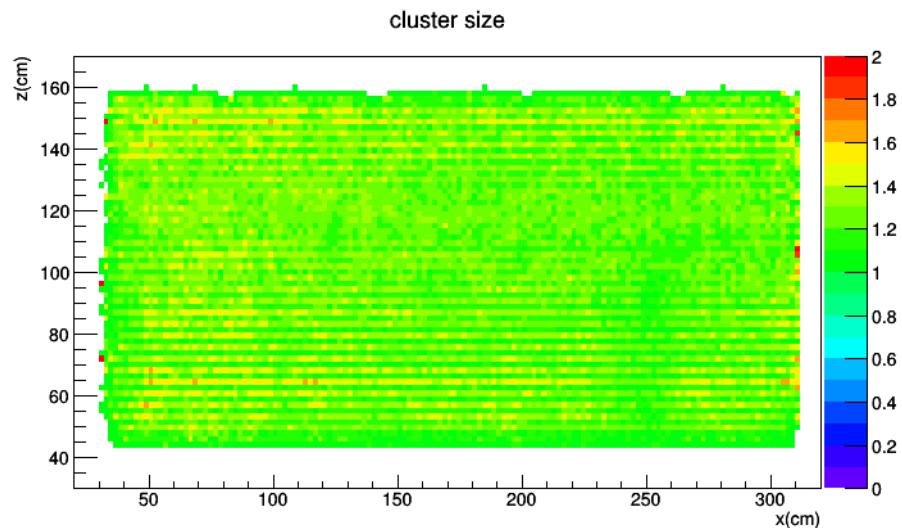


(a)

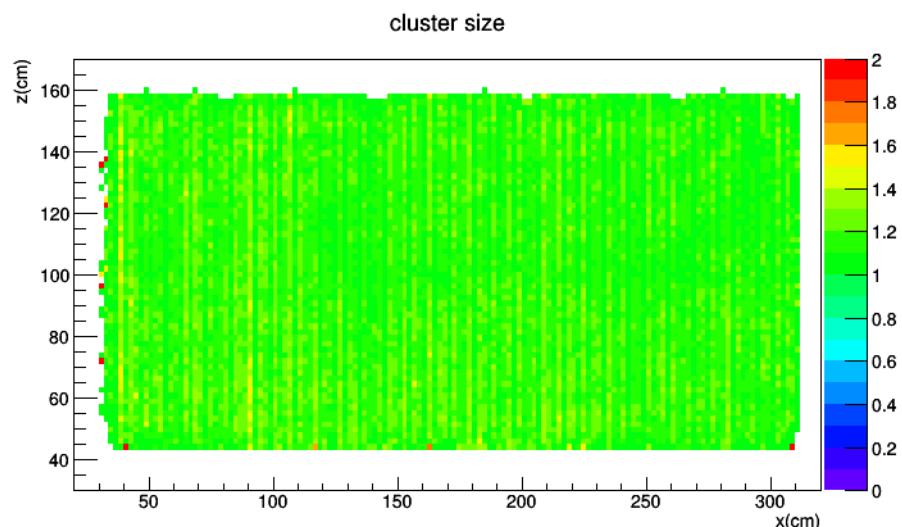


(b)

Figura 4.31: Mappe di efficienza dei rivelatori RPC2 (a) e RPC3 (b) alla tensione di lavoro di 6,2 kV.

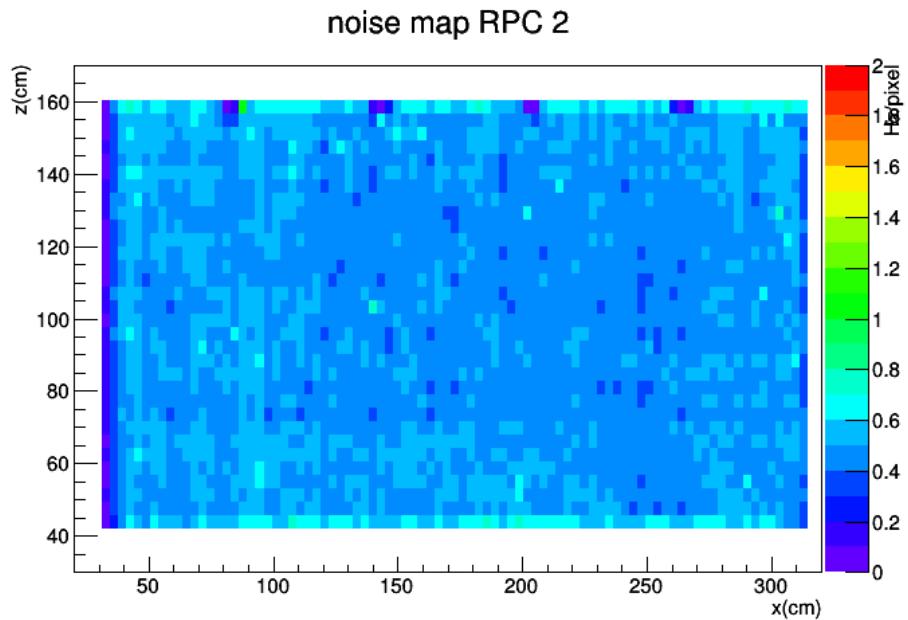


(a)

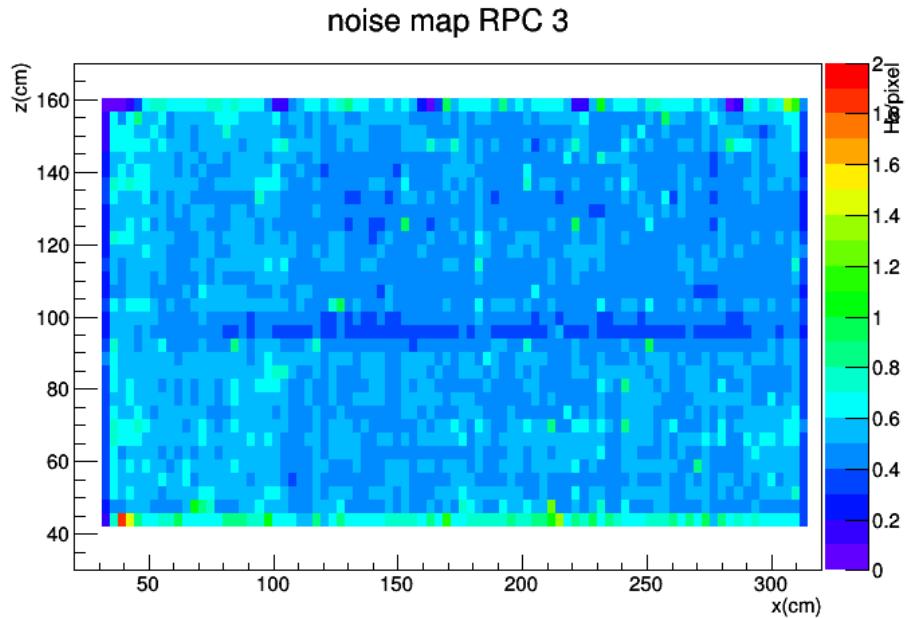


(b)

Figura 4.32: Mappe di cluster size per il rivelatore RPC2, per le strip orizzontali (a) e verticali (b) alla tensione di lavoro di 6,2 kV.



(a)



(b)

Figura 4.33: Mappe di rumore dei rivelatori RPC2 (a) e RPC3 (b) alla tensione di lavoro di 6,2 kV. La scala di colori è in $Hz/pixel$.

4.6.3 Misure con miscela di argon puro

Ho effettuato misure con le camere flussate con una miscela di argon puro al fine di misurare la resistività degli elettrodi in bachelite. Con questa miscela, non essendoci una componente *quencher*, se si applica una tensione sufficientemente alta, si formano scariche che interessano tutto il rivelatore, di fatto cortocircuitando il volume di gas tra i due elettrodi. Al di sopra della tensione a cui si innesca la scarica si ha un comportamento di tipo ohmico. In queste condizioni è possibile ricavare la resistività degli elettrodi dalla caratteristica tensione-corrente.

La figura 4.34 mostra le caratteristiche tensione-corrente misurate. La scarica nel rivelatore si innesca a una tensione di circa 2,0 kV. Avendo interpolato la caratteristica tensione-corrente per le varie camere, ho ricavato la resistenza degli elettrodi come l'inverso del coefficiente angolare. Ho quindi ricavato le resistività. I valori trovati spaziano da $1,9 \cdot 10^{12} \Omega \cdot cm$ per il rivelatore RPC 3 a $4,0 \cdot 10^{13} \Omega \cdot cm$ per il rivelatore RPC 1.

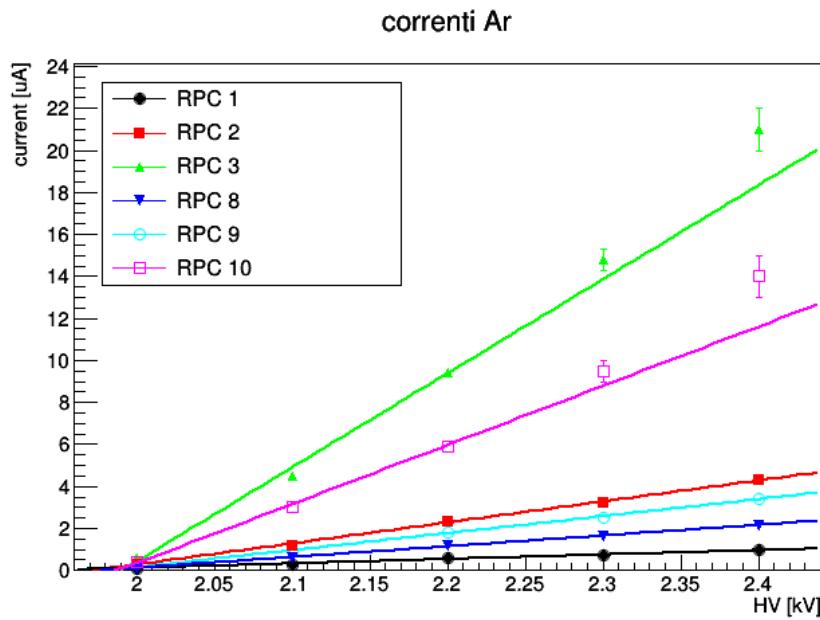


Figura 4.34: Correnti assorbite dagli RPC con miscela di argon puro in funzione dell'alta tensione. Le linee colorate rappresentano il fit lineare della caratteristica tensione-corrente.

4.6.4 Misura della risoluzione temporale

Ho analizzato i dati raccolti a LNF al fine di verificare la capacità dell'elettronica di distinguere tra loro eventi ravvicinati nel tempo, avendo introdotto un time-stamp con risoluzione 10 ns . L'elettronica è infatti stata progettata per leggere decine di eventi concentrati in burst da $10\text{ }\mu\text{s}$. Ho determinato la risoluzione temporale ottenibile con la stazione di test; ho effettuato una analisi su un campione di dati con alta statistica per ricercare eventi multipli.

La figura 4.35 mostra la distribuzione del tempo di salita del segnale rispetto al trigger, ottenuta per un campione di dati relativi a un'acquisizione effettuata con gli RPC operanti nel punto di lavoro. Nella figura 4.35 la curva nera si riferisce ai dati *raw*; le curve colorate mostrano l'effetto delle correzioni e dei tagli che ho operato sui dati. Il tempo degli hit è stato calcolato moltiplicando la posizione nel buffer circolare per il tempo di campionamento di 10 ns . Poichè l'acquisizione è stata eseguita con un ritardo sul trigger impostato di 50 unità (500 ns) e leggendo dati per 100 campionamenti, la

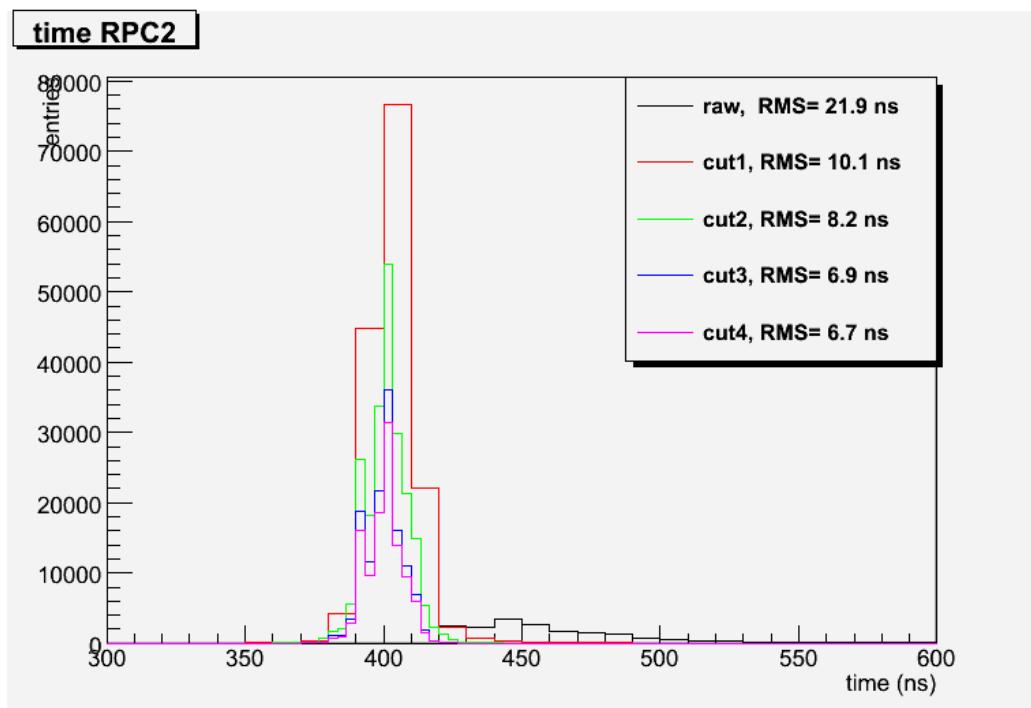


Figura 4.35: Distribuzione del tempo di salita del segnale rispetto al trigger per il rivelatore RPC2. Le curve colorate rappresentano le distribuzioni in seguito ai tagli applicati sui dati (descritti nel testo).

distribuzione temporale è centrata sul valore 400 ns , in maniera simile a fig. 4.12a.

Il primo taglio che ho operato sui dati (curva ‘cut1’ in fig. 4.35) ha la funzione di eliminare gli hit spuri dovuti a ripartenze nei rivelatori (*afterpulse*), che si manifestano tipicamente qualche decina di ns dopo il primo streamer. Esso opera eliminando hit che occorrono sullo stesso canale e ha l’effetto di eliminare la coda della distribuzione *raw*. La curva ‘cut2’ mostra l’effetto della correzione sul tempo di propagazione del segnale sulle strip, operata nella maniera descritta nel par. 4.5.2. Poichè nella stazione di test gli RPC hanno strip di lettura di lunghezza 3 m e il tempo di propagazione del segnale nelle strip è di 5 ns/m , l’entità di questa correzione è fino a un massimo di 15 ns , a seconda del punto di passaggio della particella. Il taglio ‘cut3’ è effettuato in base alla topologia dell’evento e ha la funzione di selezionare tracce singole che attraversano per intero il telescopio. Per un dato evento è richiesto che vi siano almeno 3 rivelatori colpiti (tra cui i rivelatori di trigger) e che per ogni RPC si abbia un singolo cluster (o nessuno). Il taglio ‘cut4’, operante una selezione delle tracce sulla base della qualità del fit, consiste in un taglio sulla variabile $d2$ di cui al par. 4.6.2. Il valore di RMS di circa 7 ns che si ottiene una volta effettuati i tagli rappresenta la risoluzione temporale.

Ho quindi eseguito un’analisi specifica sui dati per ricercare eventi con tracce multiple tra gli eventi esclusi dalla selezione ‘cut3’. Ho usato allo scopo i campioni di dati ad alta statistica usati per costruire le mappe di efficienza. Ho ricercato, in base alla posizione degli hit nel buffer circolare, tracce distinte nell’intervallo di tempo $500 \div 1000\text{ ns}$, successivo alla traccia che determina il trigger. Dato il rate di trigger misurato di 50 Hz , la probabilità di trovare una seconda traccia in 500 ns è, secondo la statistica di Poisson, pari a $25 \cdot 10^{-6}$, che in un campione da 1 milione di trigger si traduce in circa 25 eventi. Avendo selezionato tra gli eventi multipli quelli in cui la seconda traccia passa per i due rivelatori di trigger, ho trovato 70 eventi multipli in un campione da 2 mln di eventi, in accordo con le attese. In figura 4.36 è mostrata una ricostruzione di uno di questi eventi multipli.

La capacità dell’elettronica di separare eventi temporalmente vicini sarà investigata in test dedicati in allestimento a LNF che prevedono l’utilizzo di una sorgente gamma ad alta intensità.

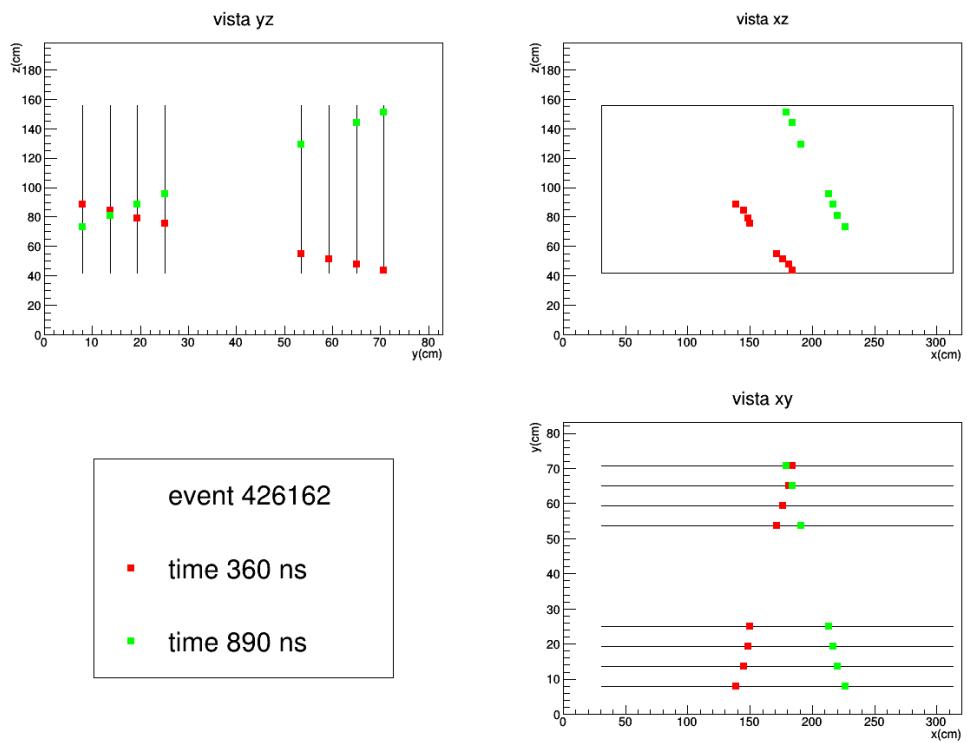


Figura 4.36: Ricostruzione di un evento multiplo composto da due tracce.

Capitolo 5

Elettronica di read-out per l'esperimento SHiP

L'elettronica di read-out e la stazione di test per gli RPC dell'esperimento NESSiE sono state completate come da progetto. Un ulteriore sviluppo del lavoro svolto ha condotto ad una nuova versione dell'elettronica per gli RPC che fosse utilizzabile per la proposta di esperimento SHiP. SHiP è un esperimento di nuova concezione che si propone, tra le altre attività, di studiare la fisica del neutrino tauonico e che utilizzerà uno spettrometro del tutto simile a quello dell'esperimento NESSiE.

Rispetto a NESSiE in SHiP si utilizza una diversa struttura del fascio, con durata del burst di $1,2\text{ s}$, e lo spettrometro sarà esposto a un rate di particelle più elevato, dell'ordine di $4 \cdot 10^3\text{ s}^{-1}\text{m}^{-2}$, composto in larga parte da muoni. Il rate atteso, assumendo che gli RPC siano letti come in OPERA, si traduce in circa $8 \cdot 10^4$ hit in un secondo per scheda, che ho valutato in base alla geometria dello spettrometro. L'elevato rate di hit attesi ha reso necessaria l'introduzione di una zero suppression al fine di ridurre il volume di dati da trasmettere al DAQ. Considerata la maggiore durata dello spill rispetto ai $10\text{ }\mu\text{s}$ previsti per NESSiE si è reso necessario rivedere la maniera in cui i dati sono trasmessi al DAQ. Si è adottato un sistema trigger-less in cui i dati zero-soppressi, subito dopo essere stati generati, vengono trasmessi in maniera continua al DAQ; tale sistema, da me realizzato mediante la riprogrammazione del firmware della FPGA della FEB, è in grado di operare per cicli di tempo superiore a 1 s .

In questo capitolo, dopo una descrizione generale dell'esperimento SHiP, parlerò della riprogettazione del firmware dell'elettronica di front-end da me realizzata e dei test da me effettuati per verificarne il funzionamento.

5.1 L'esperimento SHiP

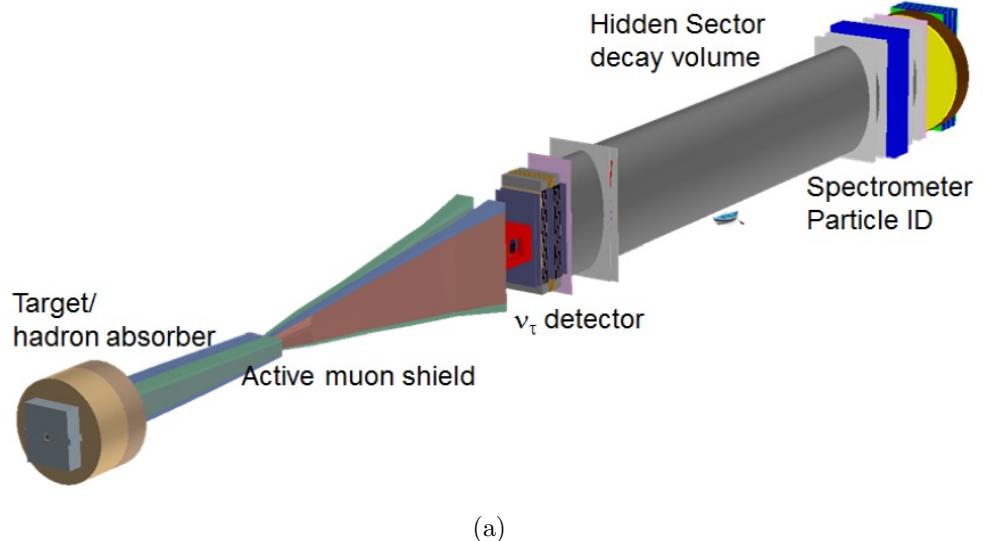
L'esperimento SHiP (Search for Hidden Particles) [128, 129, 130], recentemente proposto al CERN, intende studiare la fisica oltre il Modello Standard (MS) esplorando la frontiera di alta intensità, ovvero investigando l'esistenza di particelle con masse dell'ordine del GeV che interagiscono con probabilità estremamente bassa mediante l'utilizzo di fasci intensi e rivelatori ad alta sensibilità. La proposta prevede di utilizzare l'intenso fascio di protoni di $400\ GeV$ del CERN-SPS su un beam dump per ricercare particelle esotiche ipotizzate in diverse estensioni del MS, tra cui il modello ν MSM [131, 132] (Modello Standard Minimale di neutrino) che teorizza l'esistenza di leptoni neutri massivi (HNL), ovvero neutrini sterili pesanti. L'esperimento prevede inoltre di studiare la fisica del neutrino tauonico.

L'apparato sperimentale, sarà localizzato presso la North Area del CERN ed utilizzerà la linea di trasferimento TT20 dell'acceleratore SPS. Spill di protoni da $400\ GeV$ saranno trasferiti alla linea TT20 mediante una slow extraction della durata di $1,2\ s$ con un ciclo di $7,2\ s$. Un periodo di operazione di cinque anni consentirà di ottenere il flusso integrato previsto di $2 \cdot 10^{20}$ protoni su bersaglio.

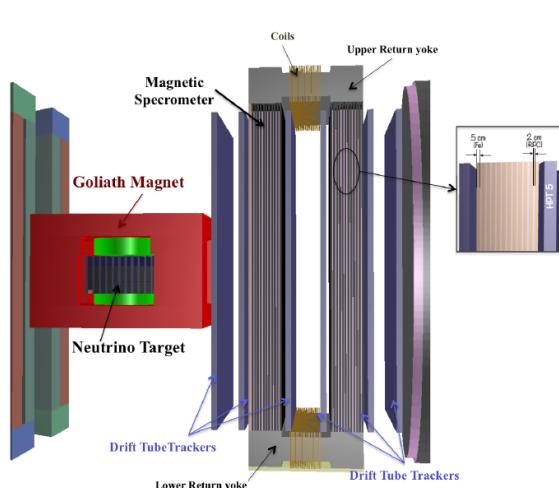
La figura 5.1a mostra il layout generale dell'esperimento. I protoni sono diretti contro un bersaglio di alta densità in maniera tale da produrre adroni pesanti, dal cui decadimento vengono prodotte le particelle di interesse (neutrini tauonici e HNL). Il bersaglio è seguito da un assorbitore di adroni e da un filtro attivo per muoni, apparato in grado di deviare le traiettorie dei muoni rispetto all'asse del fascio mediante campi magnetici. Immediatamente dopo il filtro attivo per muoni è posto il rivelatore di neutrini tauonici; segue il rivelatore per particelle HNL.

Il rivelatore di neutrini tauonici (fig. 5.1b) è composto un bersaglio di emulsioni in campo magnetico e da uno spettrometro magnetico per muoni. Il bersaglio di emulsioni è costituito da moduli che impiegano la tecnologia *Emulsion Cloud Chamber* (ECC) [133]. Il sistema *Target Tracker*, che consiste in piani attivi alternati ai moduli ECC, funge da rivelatore di vertice per la ricostruzione degli eventi con i brick di emulsione. Il campo magnetico di circa $1,5\ T$ sarà prodotto dal magnete *Goliath*.

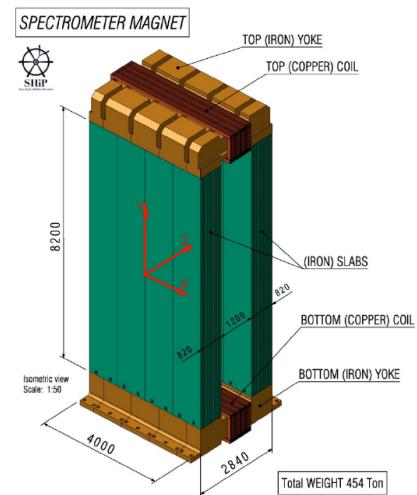
Lo spettrometro magnetico (fig. 5.1c) consiste in un dipolo magnetico in ferro equipaggiato con piani di rivelatori RPC e tracciatori Drift Tube. Si pensa di recuperare lo spettrometro per muoni dall'esperimento OPERA, con opportune modifiche. Le dimensioni totali sono di $4\ m$ in larghezza e circa $10\ m$ in altezza, il peso totale è di $454\ t$. Le pareti del magnete sono costituite da lastre di ferro dello spessore di $5\ cm$ a formare 24 piani, intervallati da 22 spessori in aria di $2\ cm$ che ospiteranno rivelatori RPC (disposti in 7 righe



(a)



(b)



(c)

Figura 5.1: (a) Layout generale dell'esperimento SHiP. (b) Dettaglio del rivelatore di neutrini tau di SHiP. (c) Schema del magnete del rivelatore di neutrini. [129]

e 2 colonne, per un totale di 308 unità). Il dipolo è magnetizzato per mezzo di due bobine che generano un campo magnetico di 1,57 T.

Il sistema di acquisizione dati per l'esperimento SHiP sarà strutturato secondo lo schema in figura 5.2. Esso è pensato come un sistema di tipo trigger-less. L'elettronica di readout dei vari sotto-detector è in generale composta da un front-end che amplifica, forma e digitalizza il segnale del rivelatore e da un back-end digitale che processa e bufferizza i dati e comunica con i sistemi di acquisizione (DAQ) e di controllo (ECS e TFC). I nodi di readout sono collegati al sistema di elaborazione attraverso switch commerciali. Essi trasmettono i dati su Ethernet alla *Event Filter Farm* (EFF), che consiste in una farm di computer multi-core che processano i dati online e li memorizzano su disco. La sincronizzazione dell'acquisizione è operata tramite il sistema TFC (*Timing and Fast Control*), che genera il clock distribuito all'elettronica di front-end mediante fibre ottiche e invia comandi di controllo veloce. Il sistema ECS (*Experiment Control System*) ha funzioni di configurazione, monitoraggio e controllo per i dispositivi attivi dell'esperimento. L'unità *Monitoring Farm* (MF) analizza una frazione dei dati al fine di monitorare le prestazioni del rivelatore.

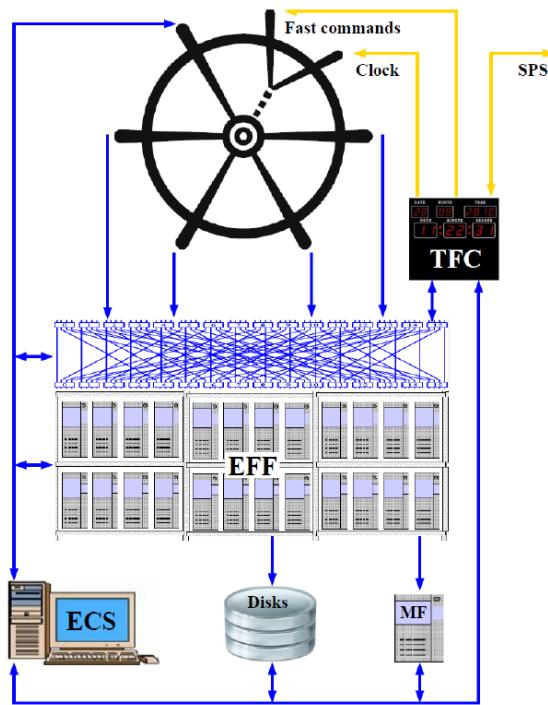


Figura 5.2: Architettura del sistema di acquisizione dati online per l'esperimento SHiP. [129]

5.2 Elettronica di read-out per gli RPC di SHiP

5.2.1 Architettura del sistema di read-out

Il sistema di read-out che ho realizzato per lo spettrometro dell'esperimento SHiP mantiene l'architettura delineata nel paragrafo 3.3. Le schede di front-end, di cui ho riscritto il firmware, hanno la funzione di leggere i segnali dei rivelatori RPC, eseguire una zero-suppression sui dati e inviarli su rete Ethernet. Il Controller Board (CB) ha la funzione principale di distribuire alle FEB il segnale di clock e i segnali di controllo alle FEB tramite il backplane. Il Trigger Supervisor (TS), che funge da unità TFC, genera il clock di sincronizzazione di frequenza 10 MHz e il segnale *WRITE*, che abilita la scrittura dei dati sulle FEB e fornisce il riferimento temporale per il time-stamp. Il segnale di clock sincrono e i segnali di controllo sono inviati al CB nello standard LVDS mediante cavi di collegamento a 26 pin.

5.2.2 Riprogettazione del firmware della FEB

Ho modificato il firmware della FPGA della FEB, a partire dalla versione 'NESSiE' con clock sincrono, per adeguarlo alle specifiche dell'esperimento SHiP. Lo schema generale del progetto del firmware è mostrato in figura 5.3. Il progetto è basato sull'utilizzo di una memoria FIFO (First In First Out) per la memorizzazione dei dati che sostituisce il buffer circolare della precedente versione. Il processore V51 gestisce la FIFO, l'interfaccia Ethernet per la trasmissione dei dati, DAC, ADC e memoria flash di programmazione.

Per quanto riguarda i clock, ho usato uno schema identico a quello descritto nel paragrafo 3.7. Esso fa uso di due DCM, che usano come riferimento rispettivamente il clock locale della scheda e il clock comune di sincronizzazione, e generano rispettivamente i clock di frequenze 50 MHz e 100 MHz . Il primo è utilizzato per la logica associata al processore, il secondo per la logica di formazione del segnale, di time-stamp e di scrittura della FIFO.

I segnali discriminati in ingresso alla FPGA vengono trattati in uno stadio di formazione in cui sono resi sincroni al clock di periodo 10 ns .

Il modulo di formazione del segnale è descritto dal circuito in figura 5.4 e dalla simulazione in figura 5.5. Esso è una evoluzione del circuito in figura 3.14. Il segnale è collegato all'ingresso di clock di un flip-flop di tipo D con ingresso $d_0 = 1$, in maniera tale da essere sensibili anche a segnali di durata inferiore al periodo di clock. L'uscita q_0 del primo flip-flop è letta da una serie di 8 flip-flop D in cascata, sincroni col clock a 100 MHz . Il segnale q_1 del primo di questi esegue il reset del flip-flop di ingresso; in questa maniera

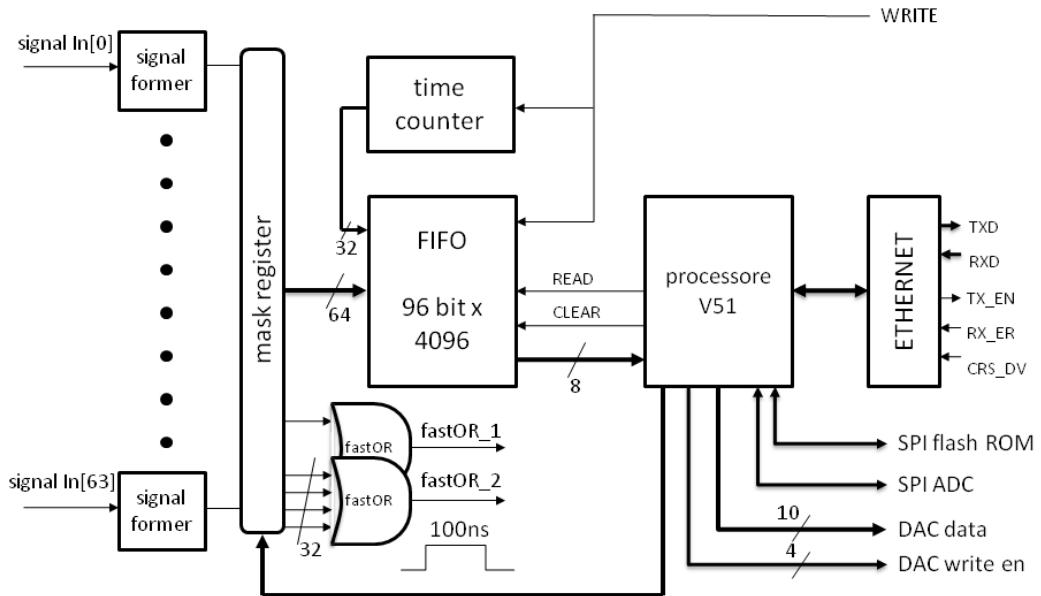


Figura 5.3: Schema a blocchi del firmware della FEB realizzato per l'esperimento SHiP.

q_1 rimane attivo (alto) per un solo ciclo di clock. Il segnale in uscita è dato dal prodotto logico di q_1 con la negazione logica dei segnali $q_2 - q_8$ degli stadi successivi. In questa maniera il segnale in uscita diventa attivo alto per un ciclo di clock assieme a q_1 , poi rimane basso finché il segnale non è transitato in tutti gli stadi 2-8. Il controllo della propagazione del segnale attraverso gli stadi 2-8 consente di modificare il tempo morto del circuito tra 20 ns e 80 ns ; questo è regolabile mediante un registro di 3 bit accessibile dal processore. In figura 5.5 si mostra il funzionamento del circuito per un tempo morto impostato di 40 ns . Il segnale *sigSync* è l'uscita verso la FIFO; il segnale *sigOut* è la somma logica dei segnali $q_1 - q_8$ e la sua durata corrisponde al tempo morto; è mostrato inoltre il segnale *fast-OR*, della durata di 100 ns .

La logica di time-stamp utilizza due contatori a 32 bit: il primo (*cycle-Counter*) si incrementa sul fronte di salita del WRITE e mantiene memoria del numero di ciclo; il secondo (*timeCounter*), che si azzera sul fronte di salita del WRITE e si incrementa ad ogni ciclo di clock, ha la funzione di contatore fine con risoluzione di 10 ns . Il segnale di abilitazione della scrittura sulla FIFO è costruito prendendo l'OR di tutti i 64 segnali formati a 10 ns , in AND col segnale WRITE; in questa maniera, la scrittura dei dati nella memoria FIFO è abilitata dal segnale WRITE e avviene quando almeno uno dei 64 canali è attivo. Al verificarsi di tale condizione, viene scritta nella FIFO una

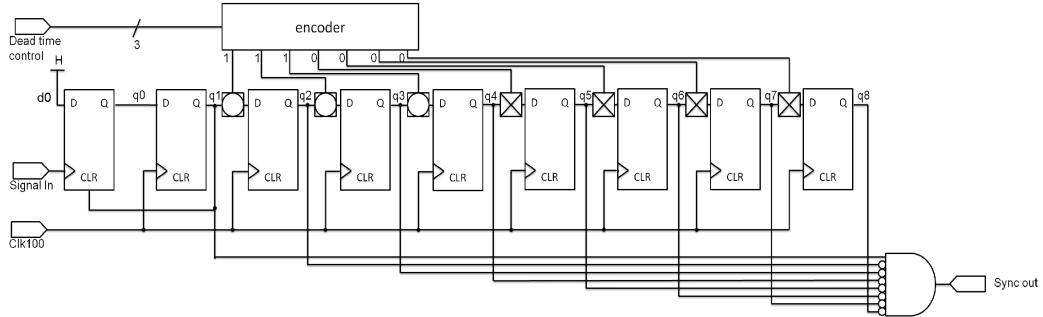


Figura 5.4: Circuito di formazione del segnale del firmware della FEB SHiP.

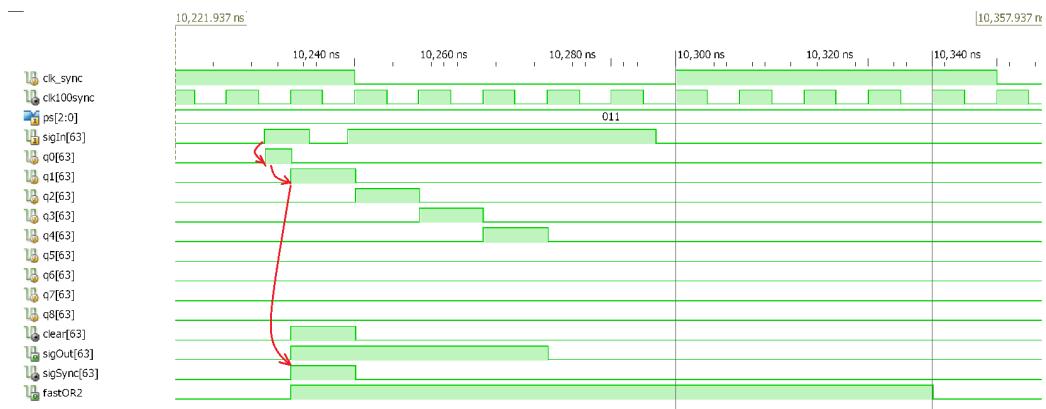


Figura 5.5: Simulazione del circuito in fig. 5.4, effettuata col simulatore di linguaggio Verilog ISim.

parola da 96 bit che contiene il valore del contatore *timeCounter* e lo stato dei 64 canali, preso all'uscita del modulo di formazione/sincronizzazione. Questo sistema implementa la funzionalità di zero suppression richiesta dalle specifiche di SHiP.

La FIFO (fig. 5.6) è stata implementata mediante il software Xilinx Core Generator [134], opportunamente configurato. Essa è una memoria di dimensioni 96×4096 bit. Essa utilizza due domini di clock distinti per la parte di scrittura dei dati (100 MHz) e per la parte di lettura (50 MHz). La scrittura del dato a 96 bit in ingresso avviene quando è attivo un segnale di abilitazione *WR_EN*; la lettura dei dati è comandata dal segnale *RD_EN*. La FIFO ha inoltre in uscita i due flag di stato *full* e *empty* che si attivano quando la FIFO è rispettivamente piena e vuota; il bus a 12 bit *DataCount* fornisce in uscita il numero di parole presenti in memoria. Il processore V51 controlla la rilettura dei dati dalla FIFO agendo sul segnale *RD_EN* e ne legge lo stato (i segnali *full*, *empty* e *DataCount* sono resi accessibili nella

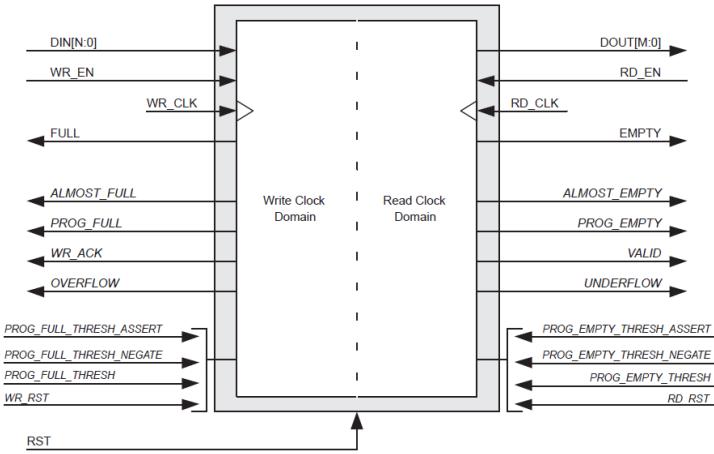


Figura 5.6: Modulo FIFO del firmware della FEB SHiP. [134]

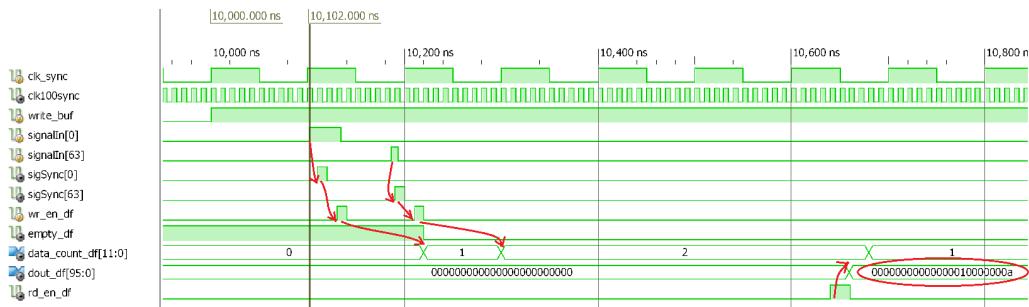


Figura 5.7: Simulazione della logica di time-stamp e memorizzazione dati, effettuata col simulatore di linguaggio Verilog ISim.

memoria SFR).

La simulazione in figura 5.7, realizzata col simulatore di linguaggio Verilog ISim, mostra il funzionamento della logica di memorizzazione dati. Nel *test-bench* di simulazione invio due impulsi di test sui canali di ingresso 0 e 63, il primo dei quali segue di 102 ns il fronte di salita del segnale WRITE (al tempo di simulazione 10000 ns). I due impulsi sono sincronizzati col clock a 100 MHz (segnali *sync*); in corrispondenza di essi viene abilitata la scrittura sulla FIFO (segnale *wr_en*); al termine della scrittura, la FIFO contiene *DataCount*=2 dati. Mediante un modulo di test che simula il comportamento del processore,¹ comando la rilettura del primo dato dalla FIFO. Il valore letto è effettivamente quello atteso, con i 32 bit di time-stamp che segnano 0xa ($t = 10$), corrispondenti al tempo di 100 ns, mentre i 64 bit restanti

¹Il funzionamento del processore è stato verificato sul dispositivo nella fase del debug del programma.

segnano 0x1, ad indicare che era attivo il canale 0. In corrispondenza della lettura il valore di *DataCount* è decrementato da 2 a 1.

5.2.3 Programma del processore

La trasmissione dei dati al DAQ è gestita dal processore V51, di cui ho scritto il programma. Essa avviene in maniera differente rispetto alla precedente versione, in cui i dati venivano trasmessi in blocco in risposta ad un pacchetto UDP di richiesta dati. Nel nuovo schema, la trasmissione dei dati avviene in maniera continua. Il rate di hit previsto di $8 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ per scheda, assumendo di trasmettere 12 byte per hit, genera un flusso di dati di circa 940 KB/s, gestibile mediante l’interfaccia Fast Ethernet della FEB.

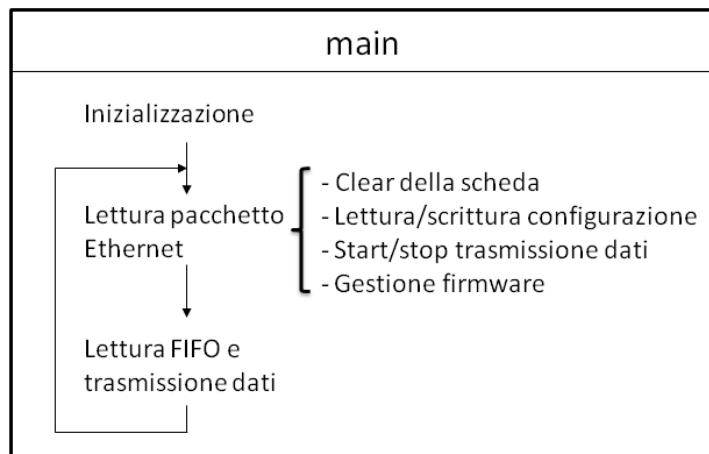


Figura 5.8: Struttura del programma del processore della FEB SHiP.

La struttura del programma è descritta in figura 5.8. Esso è strutturato come una funzione main in cui, inizializzata la scheda, si esegue un ciclo infinito in cui si ricevono pacchetti Ethernet e vengono mandati i dati al DAQ. In seguito alla ricezione di un pacchetto UDP, viene decodificato il comando ed eseguita l’azione richiesta (ad esempio la trasmissione delle informazioni di configurazione). Rispetto alla versione precedente ho introdotto due nuovi comandi per la gestione della trasmissione dei dati. In seguito a un comando *START_DATA_SEND*, viene messo alto un flag di abilitazione della trasmissione dei dati; viene salvato l’indirizzo IP del mittente del pacchetto e la porta di rete; viene inviato un messaggio di conferma. In seguito a un comando *STOP_DATA_SEND*, viene messo alto un flag per la finalizzazione della trasmissione dati; viene inviato un messaggio di conferma.

Nel ciclo principale, se la scheda è abilitata alla trasmissione dei dati, viene letto il registro *DataCount* che contiene il numero di parole nella memoria FIFO; se la FIFO non è vuota, viene trasmesso un pacchetto ethernet contenente i dati all'indirizzo di rete memorizzato in seguito al comando di abilitazione alla trasmissione. Il pacchetto di dati è formato da un header che contiene la dimensione dei dati del pacchetto, i flag di stato della FIFO (empty/full), un flag ad indicare la fine della sequenza di trasmissione, un numero di pacchetto progressivo e il valore del contatore di ciclo (*cycle-Counter*); seguono i dati letti dalla FIFO per un massimo di 112 parole, in maniera tale da non superare la dimensione massima del pacchetto ed evitare la frammentazione IP.

5.3 Software di acquisizione dati

Avendo cambiato il modo in cui le FEB trasmettono i loro dati, ho dovuto di conseguenza modificare il software di acquisizione dati. Il nuovo schema di acquisizione è di tipo trigger-less ed è descritto in figura 5.9. Le FEB sono acquisite attraverso una rete Ethernet; le schede inviano i dati in maniera continua col protocollo UDP/IP. Si descrive qui l'acquisizione da un solo crate di schede. Il sistema descritto è facilmente generalizzabile per l'acquisizione da più crate.

Per il software di acquisizione dati, ho realizzato una gerarchia di classi simile a quella realizzata per il software 'NESSiE' (fig. 4.18). Rispetto alla precedente versione la lettura dei dati, coinvolge solo i moduli FEB e non più anche i moduli CB e TS. L'acquisizione dei dati avviene per cicli di fissata durata temporale. In ogni ciclo di acquisizione per prima cosa viene inviato un pacchetto col comando *START_DATA_SEND* all'indirizzo di broadcast del crate, in maniera tale da abilitare tutte le FEB alla trasmissione dei dati verso il PC. Tramite il Trigger Supervisor viene attivata la linea di WRITE e le FEB cominciano a scrivere i dati nella FIFO e ad inviarli al PC. In questa fase il PC riceve in continuazione pacchetti di dati; il contenuto di dati di ogni pacchetto è scritto su un file binario in aggiunta all'indirizzo della scheda mittente. Il ciclo di acquisizione si chiude ponendo bassa la linea WRITE tramite il TS; viene quindi inviato un comando *STOP_DATA_SEND* all'indirizzo di broadcast del crate; questo ha l'effetto di svuotare la memoria FIFO nelle FEB e terminare la trasmissione dei dati.

L'utilizzo di un numero di pacchetto progressivo consente di riconoscere eventuali perdite di pacchetti di dati. Non ho riscontrato in nessun caso perdite di pacchetti.

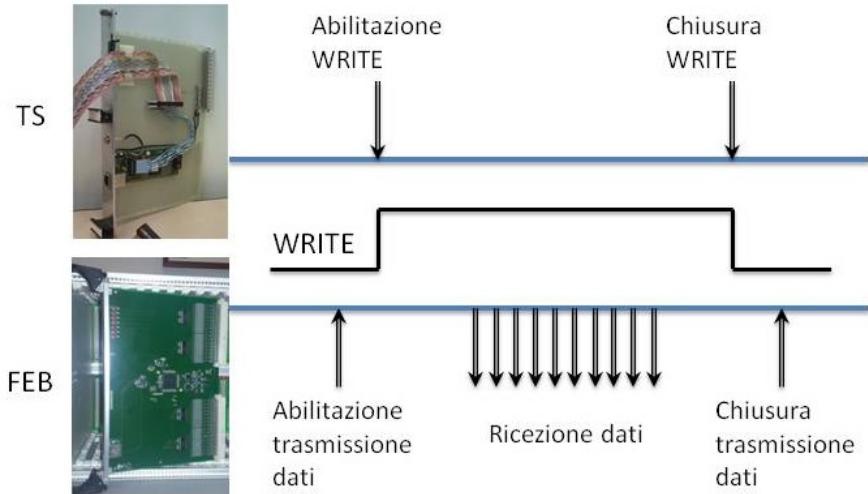


Figura 5.9: Schema della procedura di acquisizione dati utilizzata con la FEB versione ‘SHiP’.

5.4 Software di analisi dati

Per quanto riguarda il software di analisi dati sviluppato per il sistema di test di rivelatori RPC, ho dovuto rivedere il modo in cui sono trattati i dati, poiché nel nuovo sistema di read-out non si fa uso di un trigger per raggi cosmici e i dati sono trasmessi dalle FEB già zero-soppressi.

Il software di analisi dati legge in input il file binario contenente i dati acquisiti e il file di configurazione contenente la mappatura delle strip; viene generato in output un file di ROOT contenente istogrammi e grafici risultato dell’analisi. Il programma legge ad ogni iterazione un blocco di dati corrispondente ad un ciclo. Il singolo dato zero-soppresso contiene l’informazione di time-stamp (tempo rispetto al fronte di salita del segnale WRITE in unità 10 ns) e sul canale, quel’ultima codificata in una stringa binaria a 64 bit che indica i canali attivi al tempo segnato dal time-stamp. I dati codificati in questa maniera vengono tradotti in hit con l’informazione di time-stamp, scheda e canale; questa viene a sua volta tradotta nell’informazione di time-stamp, rivelatore e strip, utilizzando la corrispondenza canale-strip letta dal file di configurazione. Gli hit relativi ad un dato ciclo vengono ordinati e aggregati in eventi, sulla base del valore di time-stamp.

Sugli eventi ottenuti in questa maniera viene operata un’analisi con uno schema simile a quello utilizzato con i dati ‘NESSiE’ (fig. 4.22). Vengono eseguite nell’ordine le operazioni di raggruppamento degli hit in cluster, classificazione dell’evento, tracciamento del raggio cosmico e riempimento

degli istogrammi. Nell'operazione di classificazione dell'evento, vengono selezionati gli eventi di interesse rispetto al rumore. La selezione è basata unicamente sulla topologia dell'evento, non essendoci un trigger. Ho richiesto in particolare che vi fossero almeno 3 rivelatori colpiti e che tra questi almeno uno fosse nel gruppo 0-3 e almeno uno nel gruppo 8-11, al fine di selezionare tracce che attraversano per intero il telescopio. Una volta letti tutti i dati, viene eseguito il calcolo dell'efficienza e scritti istogrammi e grafici sul file di output.

5.5 Test del firmware SHiP

Ho testato la FEB con la versione 'SHiP' del firmware, in laboratorio e su rivelatori RPC. Nel test che ho effettuato in laboratorio, ho verificato che la FEB fosse effettivamente in grado di gestire correttamente l'elevato rate di hit atteso. Utilizzando un dual timer NIM e un convertitore NIM-LVDS, ho impulsato un singolo canale con un treno d'impulsi con frequenza di ripetizione regolabile. Ho trovato che il limite di operatività della scheda è circa 3×10^5 hit al secondo. Superata questa frequenza, la memoria FIFO è riempita più velocemente rispetto alla capacità di trasmissione e si ha perdita di dati. Questa condizione è riconoscibile dal flag *fifo_full* nell'header del pacchetto di dati. Il rate massimo di $3 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$, che corrisponde a un flusso di dati di circa $3,4 \text{ MB/s}$, è quasi 4 volte il rate atteso in SHiP di $8 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. Esso è eventualmente migliorabile introducendo un processore più performante e una interfaccia di rete a 1 Gbps .

Ho testato l'elettronica con la nuova versione del firmware della FEB sul sistema di test per rivelatori RPC descritto nel capitolo 4. Avendo la disponibilità di 12 FEB, ho acquisito 6 rivelatori. Ho usato la funzionalità di riprogrammazione del firmware via Ethernet per passare dal firmware 'NESSiE' al firmware 'SHiP' e viceversa. Ho eseguito acquisizioni di test con cicli di durata superiore a 1 s al fine di verificare la funzionalità del sistema. La figura 5.10, riferita a un'acquisizione eseguita con cicli di durata 3 s , mostra il time-stamp degli eventi selezionati su un singolo ciclo e fa vedere che gli eventi sono distribuiti su tempi lunghi. La figura 5.11 mostra uno di questi eventi.

Ho eseguito acquisizioni in funzione dell'alta tensione, mantenendo la tensione costante per i rivelatori RPC 1 e 10. Le figure 5.12 e 5.13 mostrano rispettivamente efficienza e cluster size media (per le strip orizzontali e verticali) in funzione dell'alta tensione efficace, ottenute mediante acquisizioni con firmware 'SHiP'. I risultati trovati sono conformi a quelli trovati nei test col firmware 'NESSiE' (cap. 4.4). In particolare ho ritrovato che per

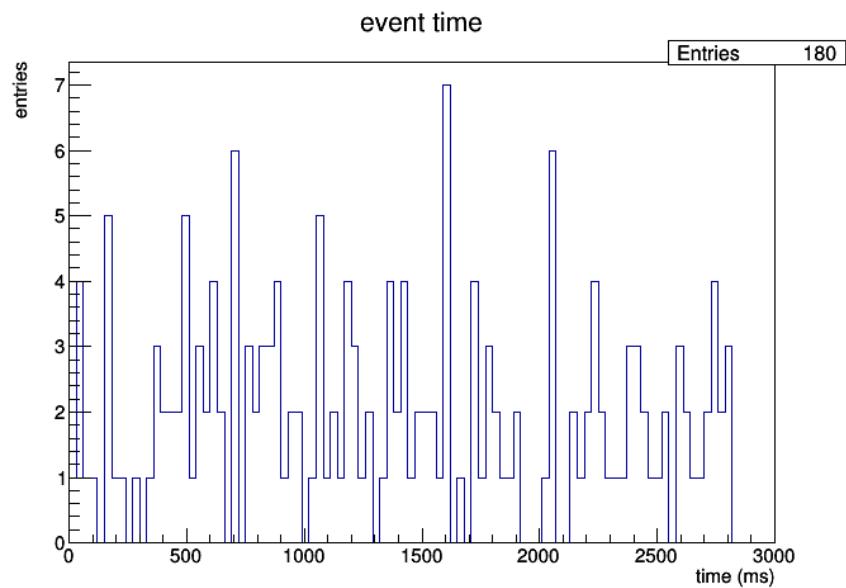


Figura 5.10: Tempo degli eventi (in ms) in un singolo ciclo di una acquisizione operata mediante il firmware ‘SHiP’.

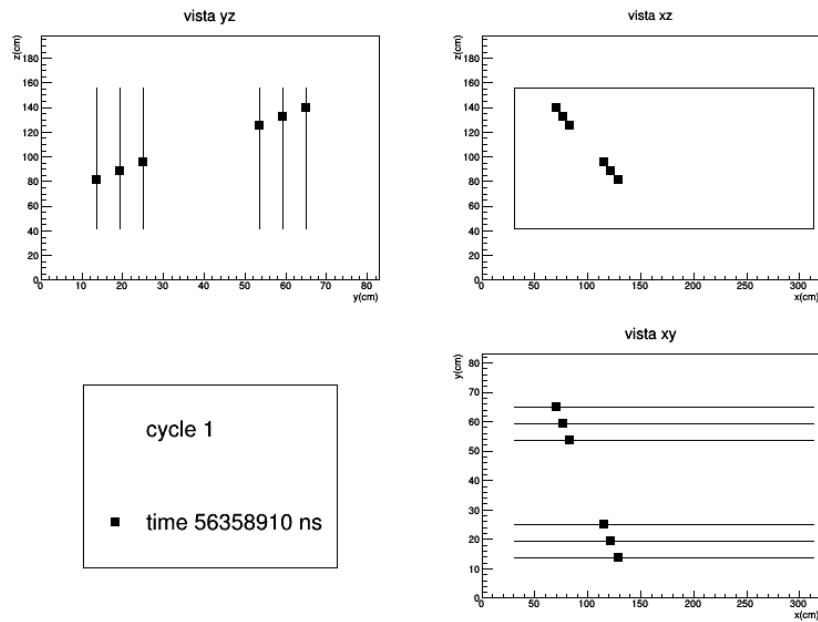


Figura 5.11: Ricostruzione di un evento in una acquisizione operata mediante il firmware ‘SHiP’.

l'efficienza di rivelazione si osserva un plateau alla tensione efficace di circa 6,0 kV e che essa raggiunge un valore massimo di circa 95%. I valori di cluster size alla tensione di 6,0 kV sono circa 1,2 e 1,1, rispettivamente per le strip orizzontali e verticali, valori compatibili con quanto trovato nei test con firmware 'NESSiE'.

Ho eseguito misure con alta statistica mediante una acquisizione di 25000 cicli da 1,5 s. Mediante un algoritmo simile a quello descritto nel par. 4.6.2 ho ottenuto le mappe di efficienza in figura 5.14. Esse corrispondono a una statistica di circa 3,6 mln di tracce di raggi cosmici. Ho ottenuto mappe di rumore prendendo gli histogrammi sulla porzione di rivelatore colpita (in termini del numero di strip orizzontale e verticale) e normalizzandoli rispetto al tempo totale dell'acquisizione per avere il rate di rumore in Hz/pixel. In questo tipo di analisi ho considerato l'intero campione di dati (non ho operato una selezione degli eventi). Sia per le mappe di efficienza che per le mappe di rumore ho trovato risultati simili a quelli ottenuti con il firmware 'NESSiE'.

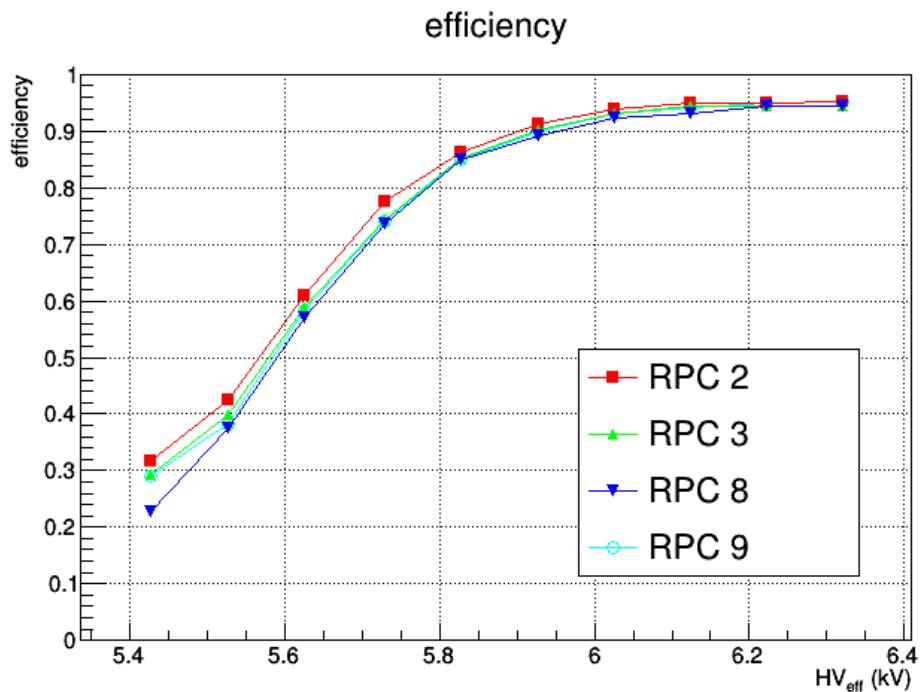
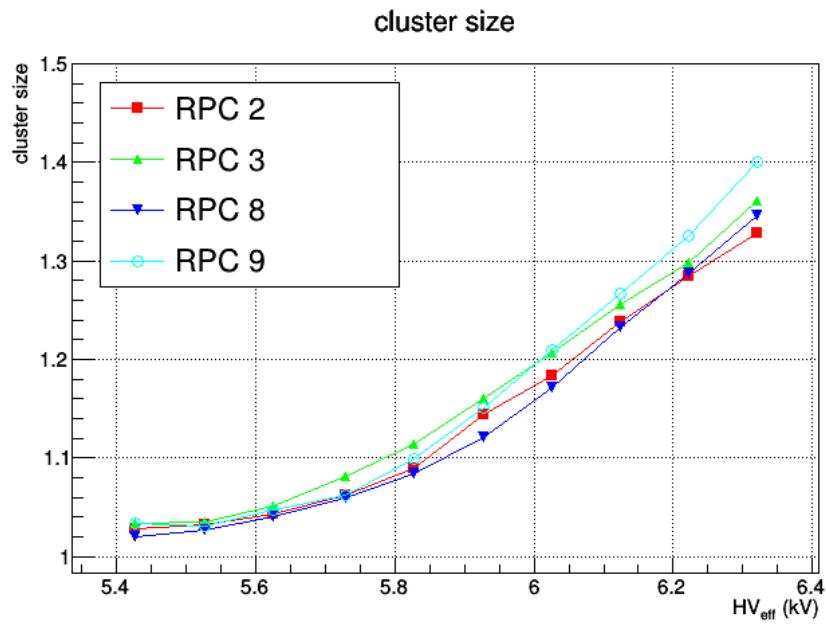
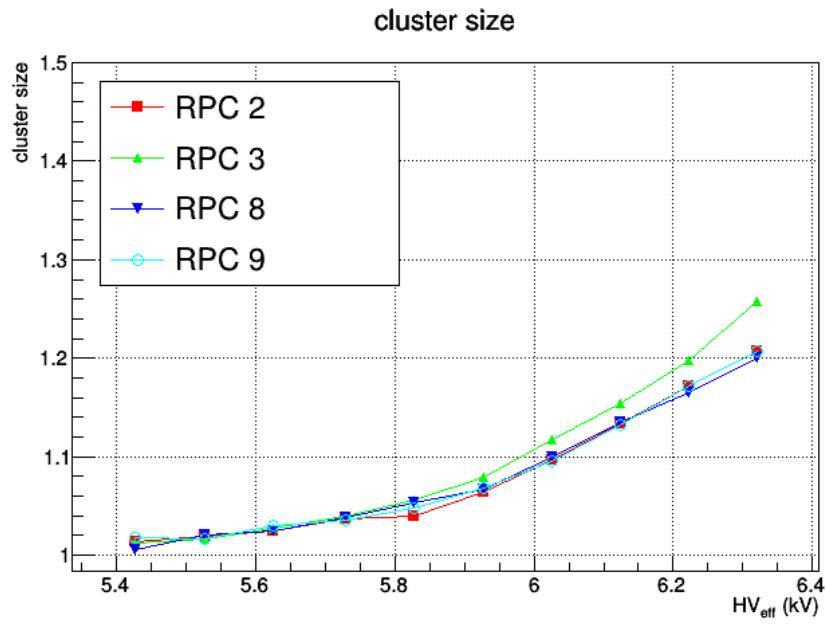


Figura 5.12: Efficienza di rivelazione in funzione dell'alta tensione efficace, alla tensione di soglia 60 mV.

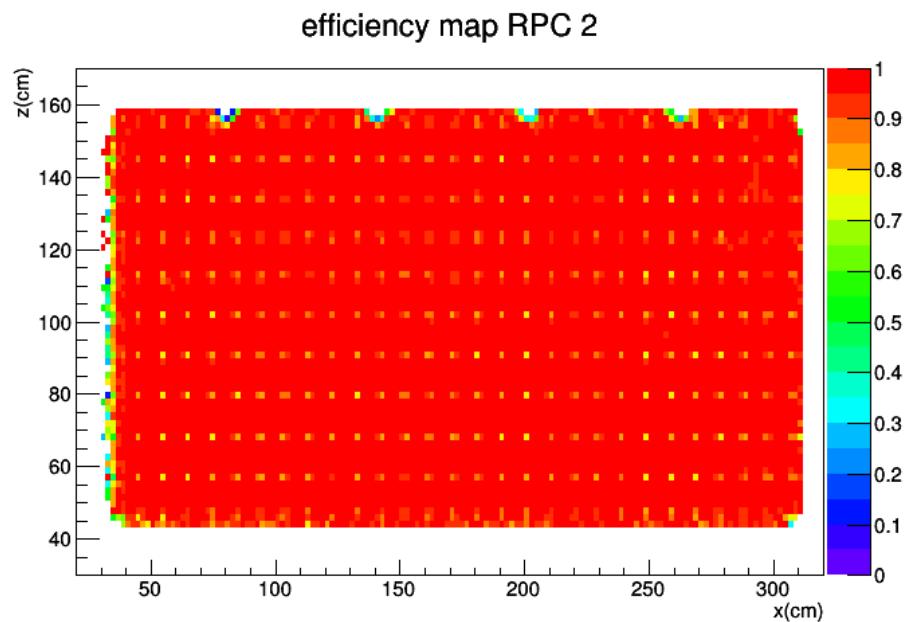


(a)

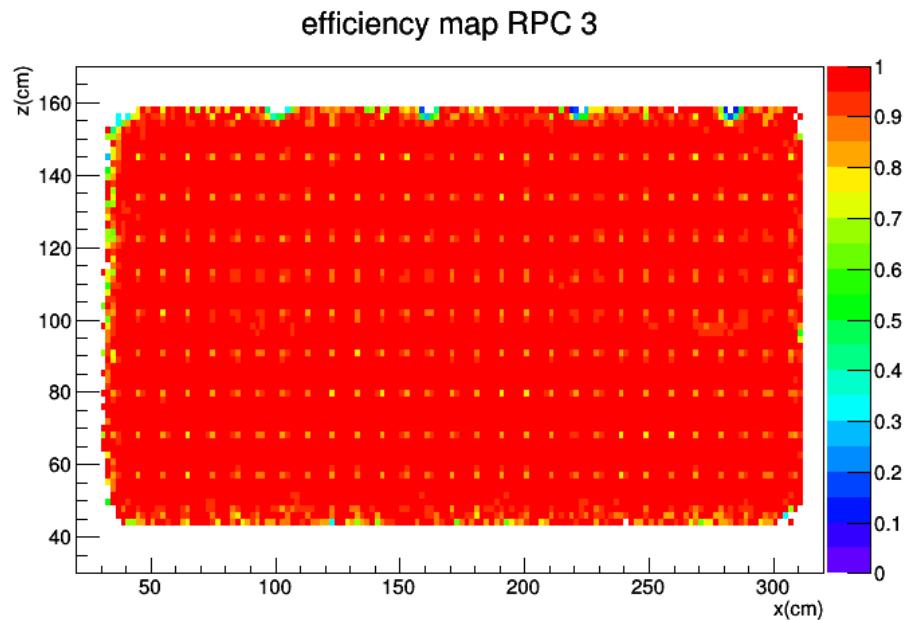


(b)

Figura 5.13: Cluster size media in funzione dell'alta tensione efficace per le strip orizzontali (a) e verticali (b).

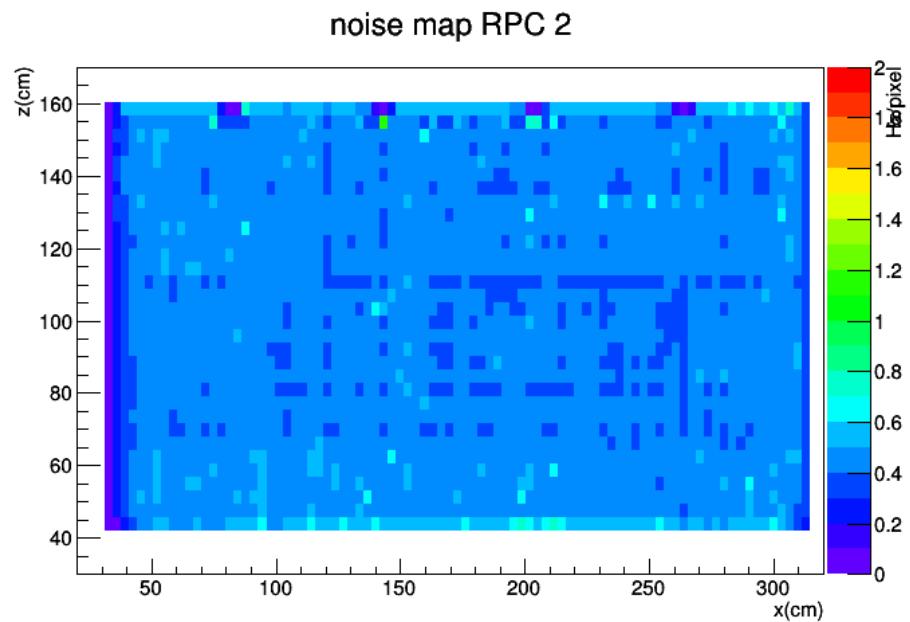


(a)

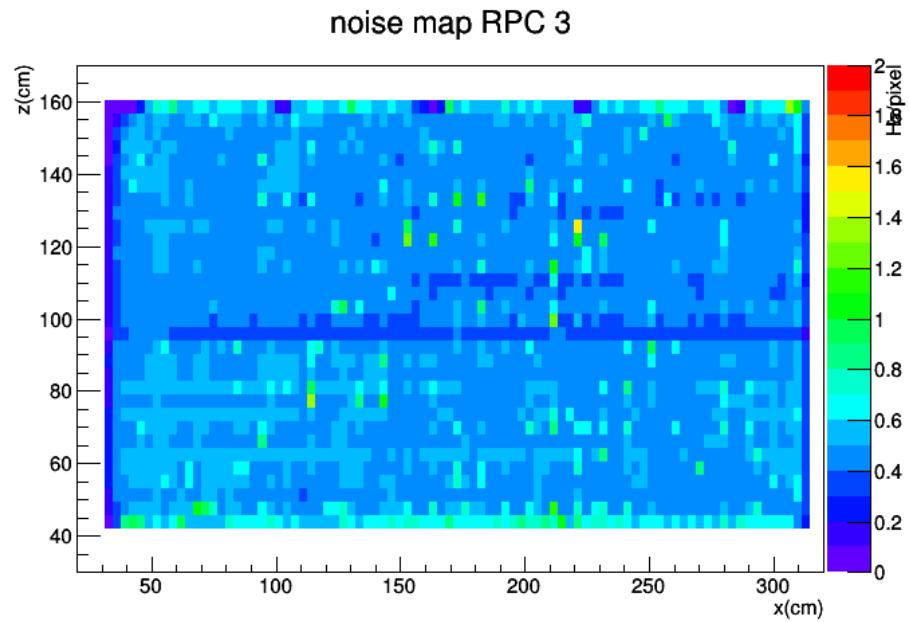


(b)

Figura 5.14: Mappe di efficienza dei rivelatori RPC2 (a) e RPC3 (b), alla tensione di lavoro di 6,2 kV.



(a)



(b)

Figura 5.15: Mappe di rumore dei rivelatori RPC2 (a) e RPC3 (b), alla tensione di lavoro di 6,2 kV. La scala di colori è in $Hz/pixel$.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata progettata, realizzata e testata l'elettronica di read out per gli RPC dello spettrometro di muoni dell'esperimento NESSiE. Il progetto, realizzato utilizzando le strutture del CAD elettronico dell'INFN di Bari, rende possibile riutilizzare i due spettrometri dell'esperimento OPERA, che hanno operato dal 2006 al 2012 presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso rivelando circa 30 interazioni al giorno da un fascio di neutrini proveniente dal CERN (distanza sorgente-rivelatore $780\ km$). Tali spettrometri, di sezione $8,75 \times 8\ m^2$, saranno riutilizzati nell'esperimento NESSiE opportunamente modificati.

NESSiE è un esperimento short base line previsto operare con un fascio di neutrini a breve distanza ($1\ km$) dalla sorgente. Il numero di interazioni previste è dell'ordine di alcune decine in uno spill di dieci microsecondi. La diversa rate di interazioni ha reso necessario riprogettare completamente il sistema elettronico di read out, attraverso tecniche che utilizzano moderne FPGA e schede elettroniche trattate come singoli nodi ethernet. Il sistema progettato consente di effettuare una lettura digitale dei segnali dei rivelatori RPC e di misurarne il tempo di salita con un time stamp di risoluzione $10\ ns$. Il sistema è stato prima testato estensivamente in laboratorio e successivamente presso i Laboratori Nazionali di Frascati dove è stata realizzata una stazione di test con raggi cosmici, consistente in un telescopio di rivelatori RPC. È stata misurata per gli RPC un'efficienza di rivelazione di circa il 95%; la risoluzione temporale del sistema è risultata essere di circa $7\ ns$, compatibilmente con le richieste dell'esperimento. La stazione di test realizzata, che ha richiesto la realizzazione di un sistema di acquisizione dati e monitoring, permetterà in un futuro prossimo di verificare le prestazioni dei rivelatori RPC dell'esperimento OPERA, in vista di un possibile riutilizzo degli stessi.

La versatilità del sistema e la sua riprogrammabilità via ethernet hanno consentito una estensione del progetto originario tale da rispondere alle richieste della proposta SHiP, esperimento che utilizzerà uno spettrometro simile a quello di NESSiE per studiare la fisica del neutrino tauonico. Le

modifiche apportate consentono di gestire il più elevato rate di interazioni previsto in SHiP pari a circa $4 \times 10^3 \text{ Hz/m}^2$ in spill della durata di circa un secondo. Il corretto funzionamento di tali modifiche è stato verificato in test di laboratorio e sulla stazione di test a LNF. In un prossimo futuro sono previsti test con sorgente radioattiva per verificare la funzionalità degli RPC di OPERA al rate di interazioni atteso in SHiP.

Appendice A

Codici sorgente

In questa appendice si riportano estratti dei codici sorgente da me scritti per questo lavoro.

Listato A.1: Modulo top level del progetto del firmware della FPGA del Controller Board NESSiE (fpga.v) in linguaggio Verilog.

```
5  include "timing.inc"
6
7  module fpga(  reset ,  clk ,  cycle ,  write_buf ,  abort ,
8    pulse_in ,  pulse_out ,
9    fOR_A ,  fOR_B ,  fOR_out ,                                // 
10   fastOR
11   pw_swon ,  pw_swoff ,  pw_fail ,  pw_tder ,  pw_enable ,
12   pw_inhibit ,    // power controls
13   TXD ,  RXD ,  TX_EN ,  RX_ER ,  CRS_DV , // ethernet
14   CCLK ,  MOSI ,  DIN ,  CSO_B ,           // I/O SPI
15   program flash
16   SCLK_adc ,  DOUT_adc ,  DIN_adc ,  CS_adc , // I/O
17   SPI adc
18   oneWire_io ,    // 1-wire interface
19   SW ,  LED ,  TP           // Switch, LEDs, Test point
20 );
21
22 input  reset ,  clk ,  cycle ,  write_buf ,  abort ;
23 input [1:19]  fOR_A ;
24 input [1:19]  fOR_B ;
25 output [3: 0]  fOR_out ;
26 output [1:0]  TXD ;
27 input [1:0]  RXD ;
28 output  TX_EN ;
29 input  RX_ER ,  CRS_DV ;
```

```

26 output CCLK, MOSI, CSO_B, SCLK_adc, DOUT_adc, CS_adc ;
27 input DIN, DIN_adc ;
28 input [11:0] SW;
29 output [3:0] LED;
30 output [3:0] TP;
31 inout oneWire_io ;
32 input pw_fail, pw_tder, pw_swoff, pw_swon ;
33 output pw_enable, pw_inhibit ;
34 input pulse_in ;
35 output pulse_out ;
36
37
38 // regs
39 reg [31: 0] timeCounter, timeStamp1, timeStamp2;
40 reg [31: 0] cycleCounter, cycleStamp1, cycleStamp2;
41 reg [15: 0] spCount, spDuration1, spDuration2;
42 reg cycleD, cycleDD, cycleDDD, write_bufD, write_bufDD;
43 reg [31: 0] timeStamp1_int, timeStamp2_int,
    cycleStamp1_int, cycleStamp2_int;
44 reg [31: 0] timeStamp1_cpu, timeStamp2_cpu,
    cycleStamp1_cpu, cycleStamp2_cpu;
45 reg [15: 0] spDuration1_int, spDuration2_int,
    spDuration1_cpu, spDuration2_cpu;
46 reg cycleCLR_int, cycleCLR;
47 reg [37: 0] dataMask1, dataMask1_int, dataMask2,
    dataMask2_int;
48 reg [37: 0] dataMask3, dataMask3_int, dataMask0,
    dataMask0_int;
49 reg [37: 0] fOR_buf;
50 reg [37: 0] fOR_in;
51 reg abortD50, abortD100;
52 reg pw_failD, pw_tderD, pw_swoffD, pw_swonD;
53
54 // wires
55 wire clk100, clk50;
56 wire CBread, CBclear, CBrew;
57 wire [11: 0] CBposRew;
58 wire [37: 0] CBdataIn, CBdataOut;
59 wire [37: 0] dataMask0_cpu, dataMask1_cpu, dataMask2_cpu,
    dataMask3_cpu;
60 wire cyclePulse, cycleCLR_cpu;
61 wire [ 1: 0] TXD_int, RXD;
62 wire TX_EN_int, RX_ER, CRS_DV;

```

```

63  wire oneWire_ctrl;
64  wire dummy_0, dummy_1;
65
66
67  // FPGA DCM
68  clk_gen_dcm clkgen_inst(
69    .CLK_IN1(clk),
70    .CLK_OUT1(clk100),
71    .CLK_OUT2(clk50),
72    .RESET(reset),
73    .LOCKED()
74  );
75
76  // interfaccia processore
77  cpuIO cpuInterface(
78    .clk(clk50),
79    .clketh(clk50),
80    .reset(reset),
81    .abort(abortD50),
82    .TXD(TXD_int),
83    .RXD(RXD),
84    .TX_EN(TX_EN_int),
85    .RX_ER(RX_ER),
86    .CRS_DV(CRS_DV),
87    .SW(SW),
88    .LED({dummy_0, dummy_1, LED[1:0]}),
89    .TP(TP),
90    .CBread(CBread),
91    .CBclear(CBclear),
92    .CBrew(CBrew),
93    .CBposRew(CBposRew),
94    .CBdata({26'b0, CBdataOut}),
95    .timeStamp1_cpu(timeStamp1_cpu),
96    .timeStamp2_cpu(timeStamp2_cpu),
97    .cycleStamp1_cpu(cycleStamp1_cpu),
98    .cycleStamp2_cpu(cycleStamp2_cpu),
99    .spDuration1_cpu(spDuration1_cpu),
100   .spDuration2_cpu(spDuration2_cpu),
101   .cycleCLR_cpu(cycleCLR_cpu),
102   .dataMask0_cpu(dataMask0_cpu),
103   .dataMask1_cpu(dataMask1_cpu),
104   .dataMask2_cpu(dataMask2_cpu),
105   .dataMask3_cpu(dataMask3_cpu),

```

```

106    .CCLK(CCLK) ,
107    .MOSI(MOSI) ,
108    .DIN(DIN) ,
109    .CSO_B(CSO_B) ,
110    .SCLK_adc(SCLK_adc) ,
111    .DOUT_adc(DOUT_adc) ,
112    .DIN_adc(DIN_adc) ,
113    .CS_adc(CS_adc) ,
114    .oneWire_in(oneWire_in) ,
115    .oneWire_ctrl(oneWire_ctrl) ,
116    .pw_swon(pw_swonD) ,
117    .pw_swoff(pw_swoffD) ,
118    .pw_fail(pw_failD) ,
119    .pw_tder(pw_tderD) ,
120    .pw_enable(pw_enable) ,
121    .pw_inhibit(pw_inhibit)
122  );
123
124 // buffer circolare
125 circularbuffer #(.SIZE(38)) my_CB(
126   .reset(reset) ,
127   .clkW(clk100) ,
128   .clkR(clk50) ,
129   .write(write_bufDD) ,
130   .read(CBread) ,
131   .clear(CBclear | abortD50) ,
132   .rew(CBrew) ,
133   .posRew(CBposRew) ,
134   .dataIn(CBdataIn) ,
135   .dataOut(CBdataOut)
136 );
137
138 // pulse
139 assign pulse_out= pulse_in;
140
141 // fast or ingresso
142 integer i;
143 always @*
144   for( i=0; i <19; i=i+1)
145     begin
146       fOR_in[2*i] <= fOR_A[i+1];
147       fOR_in[2*i+1] <= fOR_B[i+1];
148     end

```

```

149
150 // generazione uscite fastOR
151 assign fOR_out[0] = |( fOR_in & dataMask0 );
152 assign fOR_out[1] = |( fOR_in & dataMask1 );
153 assign fOR_out[2] = |( fOR_in & dataMask2 );
154 assign fOR_out[3] = |( fOR_in & dataMask3 );
155
156 // ingresso buffer circolare
157 always @( posedge clk100 or posedge reset )
158   if ( reset )
159     fOR_buf <= 'Tp 0;
160   else
161     fOR_buf <= 'Tp fOR_in;
162 assign CBdataIn = fOR_buf;
163
164 // I/O 1-Wire
165 IOBUF #(.DRIVE(2)) iobuf_i(
166   .O(oneWire_in),
167   .IO(oneWire_io),
168   .I(1'b0),
169   .T(oneWire_ctrl)
170 );
171
172
173 //
174 // generazione time-stamp
175 //
176
177 // time counter
178 always @( posedge clk100 or posedge reset ) //contatore
179   // fino clock 100MHz
180   if ( reset )
181     timeCounter <= 'Tp 0;
182   else if ( cyclePulse )
183     timeCounter <= 'Tp 0; // conta 10ns in meno //32'b1;
184   else
185     timeCounter <= 'Tp timeCounter +1;
186
187 assign cyclePulse = cycleDD & ~cycleDDD;
188
189 // cycle counter
190 always @( posedge clk100 or posedge reset ) //contatore
191   // clock esterno DAQ

```

```

190  if ( reset )
191    cycleCounter <= 'Tp 0;
192  else if ( cycleCLR )
193    cycleCounter <= 'Tp 0;
194  else if ( cyclePulse )
195    cycleCounter <= 'Tp cycleCounter +1;
196
197  // spill counter
198  always @(posedge clk100 or posedge reset)  // contatore
199    durata spill
200    if ( reset )
201      spCount <= 'Tp 0;
202    else if ( ~write_bufDD )
203      spCount <= 'Tp 0;
204    else
205      spCount <= 'Tp spCount + 1'b1;
206
207  // macchina a stati
208  reg state;
209  parameter IDLE = 1'b0;
210  parameter RUN = 1'b1;
211
212  always @(posedge clk100 or posedge reset )
213  begin
214    if( reset )
215      begin
216        state <= 'Tp IDLE;
217        timeStamp1 <= 'Tp 0;
218        timeStamp2 <= 'Tp 0;
219        cycleStamp1 <= 'Tp 0;
220        cycleStamp2 <= 'Tp 0;
221        spDuration1 <= 'Tp 0;
222        spDuration2 <= 'Tp 0;
223      end
224    else if ( abortD100 )
225      state <= 'Tp IDLE;
226    else
227      case( state )
228        IDLE:
229          if ( write_bufDD )
230            state <= 'Tp RUN;
231        RUN:
232          if ( ~write_bufDD )

```

```

232 begin
233     state <= 'Tp IDLE;
234     timeStamp1 <= 'Tp timeStamp2;
235     cycleStamp1 <= 'Tp cycleStamp2;
236     timeStamp2 <= 'Tp timeCounter;
237     cycleStamp2 <= 'Tp cycleCounter;
238     spDuration1 <= 'Tp spDuration2;
239     spDuration2 <= 'Tp spCount;
240 end
241 default:
242     state <= 'Tp IDLE;
243 endcase
244 end
[...]
407 endmodule

```

Listato A.2: Codice sorgente del programma del processore del Controller Board NESSiE (main.c) in linguaggio C51.

```

92 /*
93     Timer interrupt routine
94 */
95 #define PRESS_MSEC 50 // switch Stable time before
96     registering pressed
96 #define RELEASE_MSEC 10 // switch Stable time before
97     registering released
98
98 void timer() interrupt 5 using 1
99 {
100     static unsigned int Count = RELEASE_MSEC;
101     static bit SwOff_State=0;
102     static unsigned int cpwr_State=0x01;
103     bit SwOff_RawState;
104     unsigned int cpwr_RawState;
105     static unsigned char idata leds=0;
106     static unsigned int idata counter=1000;
107
108     TF2 = 0; // reset timer overflow flag
109
110     SwOff_RawState = !pw_swoff;
111     if (SwOff_RawState == SwOff_State) {
112         // Set the timer which allows a change from current
113         // state.

```

```

113     if (SwOff_State)
114         Count = RELEASE_MSEC;
115     else
116         Count = PRESS_MSEC;
117 } else if (--Count == 0) {      // Key has changed - wait
118     for new state to become stable.
119     // Timer expired - accept the change.
120     SwOff_State = SwOff_RawState;
121     // And reset the timer.
122     if (SwOff_State) {
123         CRATE_OFF();      // turn off crate power (manual power
124         down)
125         Count = RELEASE_MSEC;
126     } else {
127         Count = PRESS_MSEC;
128     }
129
130     cpwr_RawState = pw_swon;
131     cpwr_State=(cpwr_State<<1) | cpwr_RawState | 0xe000;
132     if (cpwr_State==0xf000)      // enable crate power on
133         leading edge of crate power (manual power up)
134         CRATE_ON();           // (need 12 successive stable
135         readings)
136
137     if ( !SwOff_State )           // if manual switch-off is
138         inactive
139         if ( pw_cfg_update )      // update power control
140             reg from ethernet
141             sfr_pwctrl = pw_cfg_reg;      // else discard changes
142             pw_cfg_update= 0;
143
144         //leds
145         if (--counter==0){
146 #ifdef GOLDEN_IMAGE
147             counter = 100;
148             leds >>=1;
149             if (leds==0)
150                 leds = 0x08;
151             LED0 = leds&0x01;
152             LED1 = leds&0x02;
153             LED2 = leds&0x04;
154             LED3 = leds&0x08;

```

```

150 #else
151     counter = 1000;
152     leds++;
153     LED0 = leds & 0x01;
154     LED1 = leds & 0x02;
155 #endif
156     }
157 }
158
159 /*
160     Ethernet interrupt routine
161 */
162 void eth_i() interrupt 0 using 1
163 {
164     receivePkt(); // poll the ethernet receive queue
165 }
166

[...]

549 void controlPacket(unsigned int len)
550 {
551     unsigned char seq;
552
553 #ifdef GOLDENIMAGE
554     return;
555 #endif
556
557 // ignore packet of len<2 bytes
558 if (len<2)
559     return;
560
561 // read sequence number
562 seq = GETBYTE(); // byte #1
563 switch(GETBYTE()) { // COMMAND (byte #2)
564     case CMD_GETDATA:
565         if (len<4)
566             return;
567         sendBuffer(seq);
568         return;
569
570     case CMD_CLR_COUNTER:
571         sfr_cycleCLR = 1;
572         startUDPreplay(2); // data length

```

```

573     PUTBYTE( seq ) ;
574     PUTBYTE( PKT_ACK ) ;
575     break ;
576
577     case CMD_SET_CFG :
578         if ( len < CMD_SET_CFG_LEN )
579             goto replay_NAK ;
580         setCfg( seq ) ;
581         break ;
582
583     case CMD_GET_CFG :
584         getCfg( seq ) ;
585         break ;
586
587
588     default :
589         goto replay_NAK ;
590     }
591     sendEthPkt () ;
592     return ;
593
594 replay_NAK :
595     startUDPreplay( 2 ) ;      // data length
596     PUTBYTE( seq ) ;
597     PUTBYTE( PKT_NAK ) ;
598     sendEthPkt () ;
599 }

[...]

735 /* callback functions list */
736 code UDPcallback_t UDPcbTable[] = {{ 2222, controlPacket },
737                                         { 65000, fw_control }};

738 code unsigned char UDPcbTableLength = sizeof( UDPcbTable ) /
739                                         sizeof( UDPcallback_t );

740
741 /*
742     The main function
743 */
744 void main()
745 {
746     unsigned long idata counter;

```

```

747
748     for ( counter=100000; counter; counter--);      // wait
749         for power on
750
751     init();
752
753     for (;;){
754
755         readADC(0); // dummy conversion to select input
756         ADC_reg[0] = readADC(1); // read on channel 0 and
757             select channel 1 for the next conversion
758         ADC_reg[1] = readADC(2); // read on channel 1 and
759             select channel 2 for the next conversion
760         ADC_reg[2] = readADC(3); // read on channel 2 and
761             select channel 3 for the next conversion
762         ADC_reg[3] = readADC(0); // read on channel 3 and
763             select channel 0 for the next conversion
764
765         ReadTemp();
766
767     }
768 }

```

Listato A.3: Codice sorgente della funzione *main* del programma di acquisizione dati per l'elettronica di read-out NESSiE (nessieDaq.cpp) in linguaggio C++.

```

110 int main(int argc, char *argv[])
111 {
112     if (readopt(argc, argv)<0){
113         print_help();
114         exit(0);
115     }
116
117     NeSocket socket( "192.168.17.255" );
118     NeCrate target1( "192.168.17.255" , &socket ); // crate 17
119     NeCrate target2( "192.168.18.255" , &socket ); // crate 18
120     int nboards;
121
122     std::ofstream of, rawf, ef;
123     if (OPTIONS.write_output){
124         of.open(OPTIONS.out_file);
125         if ( !of.good() ) exit(1);
126     }

```

```

127  if ( OPTIONS.write_raw ){
128      rawf.open(OPTIONS.raw_file );
129      if ( !rawf.good() ) exit(1);
130  }
131
132  // initializing boards
133  target1.Scan();
134  target2.Scan();
135  nboards= target1.GetNBoards() + target2.GetNBoards();
136  cout << "Detected " << nboards << " boards" << endl;
137  target1.Clear();
138  target2.Clear();
139  NeTSB* ts= (NeTSB*) target1.GetBoard(21);
140  ts->StopTS();
141
142  std::list<NeFeData_raw> raw_data(nboards);
143  NeFeData fe_data;
144
145  // stampa intestazione
146  if ( OPTIONS.write_output ) {
147      of << "N_samples= " << OPTIONS.nsam << " n_boards= " <<
148          nboards << " rew_len= " << OPTIONS.rew
149          << " RPC_HV= " << OPTIONS.rpc_HV << " fe_thr= " <<
150              OPTIONS.th_val << '\n';
151      of << "acq_num n_hit\n"
152          << "cycle time_stamp dlen crate board strip buf_pos
153              slen" << endl;
154  }
155  if ( OPTIONS.write_raw ) {
156      rawf << "N_samples= " << OPTIONS.nsam << " n_boards= "
157          << nboards << " rew_len= " << OPTIONS.rew
158          << " RPC_HV= " << OPTIONS.rpc_HV << " fe_thr= " <<
159              OPTIONS.th_val << '\n';
160      rawf << "crate board dlen\n"
161          << "len1 CycleStamp1 TimeStamp1\n"
162          << "len2 CycleStamp2 TimeStamp2" << endl;
163  }
164
165  // acquisition cycle
166  for (unsigned long i=1; i<=OPTIONS.nsam; i++){
167      if ( i%1000 ==0 )
168          cout << "\rsample " << i << '/' << OPTIONS.nsam <<
169              flush; // print acquisition progress

```

```

164 #if DEBUG
165     cout << '\n';
166 #endif
167     fe_data.Clear();
168
169     // wait for a trigger
170     ts->StartTS();
171     do {
172         ts->ReadTS();
173     } while ( !ts->IsReady() );
174
175     //read data
176     try {
177         list<NeFeData_raw>::iterator raw_i0= raw_data.begin()
178         ;
179         raw_i0= target1.ReadData( raw_i0 , OPTIONS.rew );
180         raw_i0= target2.ReadData( raw_i0 , OPTIONS.rew );
181     }
182     catch ( nessieErr::NetErr e){
183         if ( !ef.is_open() ) {
184             ef.open("error_report.log");
185             ef << "Nessie data acquisition - error report" <<
186             endl;
187         }
188         ef << "trigger " << i << ":" ;
189         e.print(ef);
190         continue;
191     }
192
193     // write data on file
194     for ( list<NeFeData_raw>::const_iterator raw_i =
195         raw_data.begin(); raw_i!= raw_data.end(); raw_i++ ){
196 #if DEBUG
197         cout << "data from board " << raw_i->GetCrate() << ','
198         . << raw_i->GetBoard()
199         << " Len: " << raw_i->len2 << " CycleStamp: " <<
200         raw_i->CycleStamp2 << "TimeStamp: " << raw_i
201         ->TimeStamp2 << endl;
202 #endif
203         if ( OPTIONS.write_raw )
204             rawf << *raw_i;
205         if ( OPTIONS.write_output )
206             nessieData::raw2data( *raw_i , fe_data , OPTIONS.rew )

```

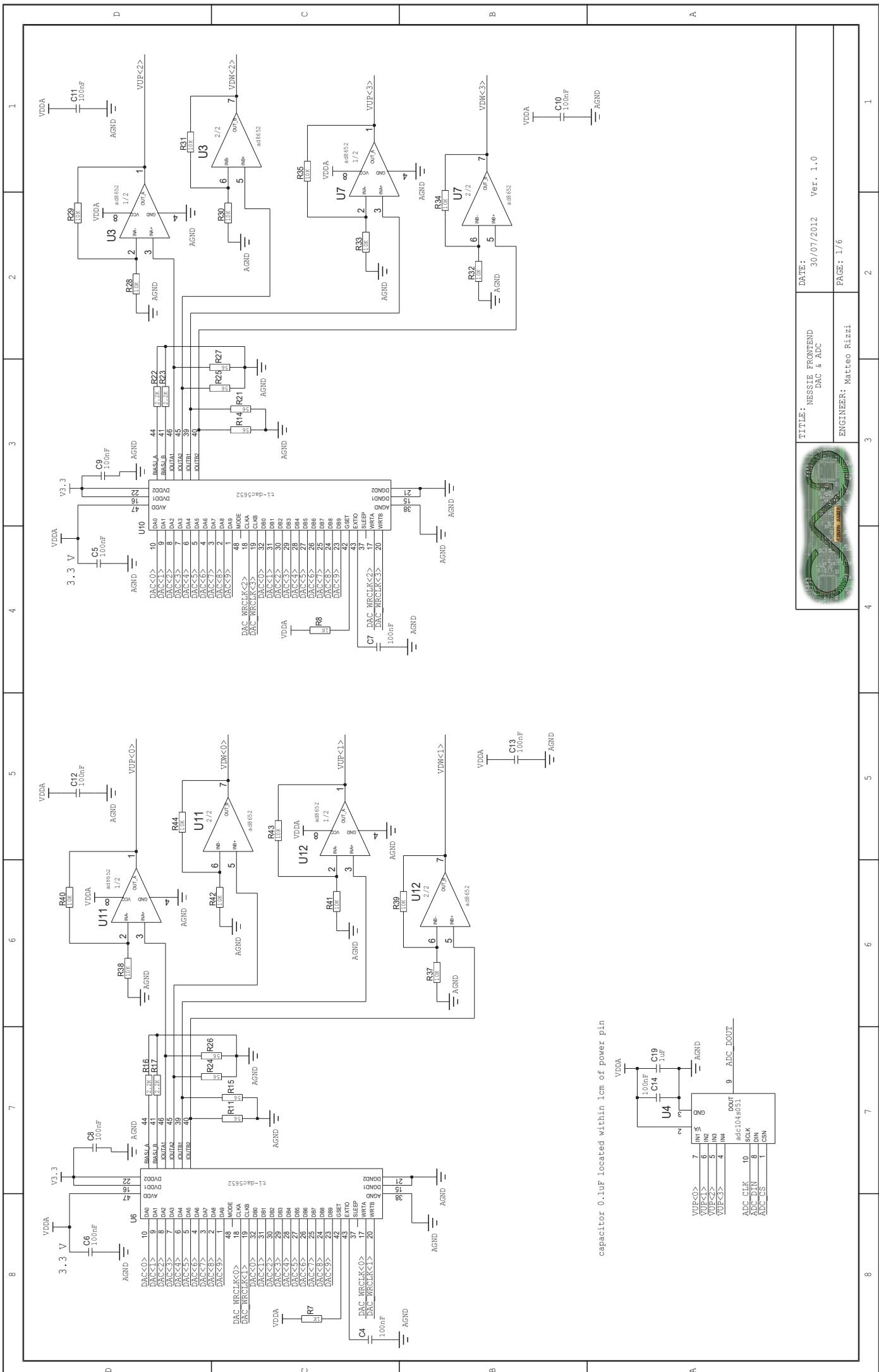
```

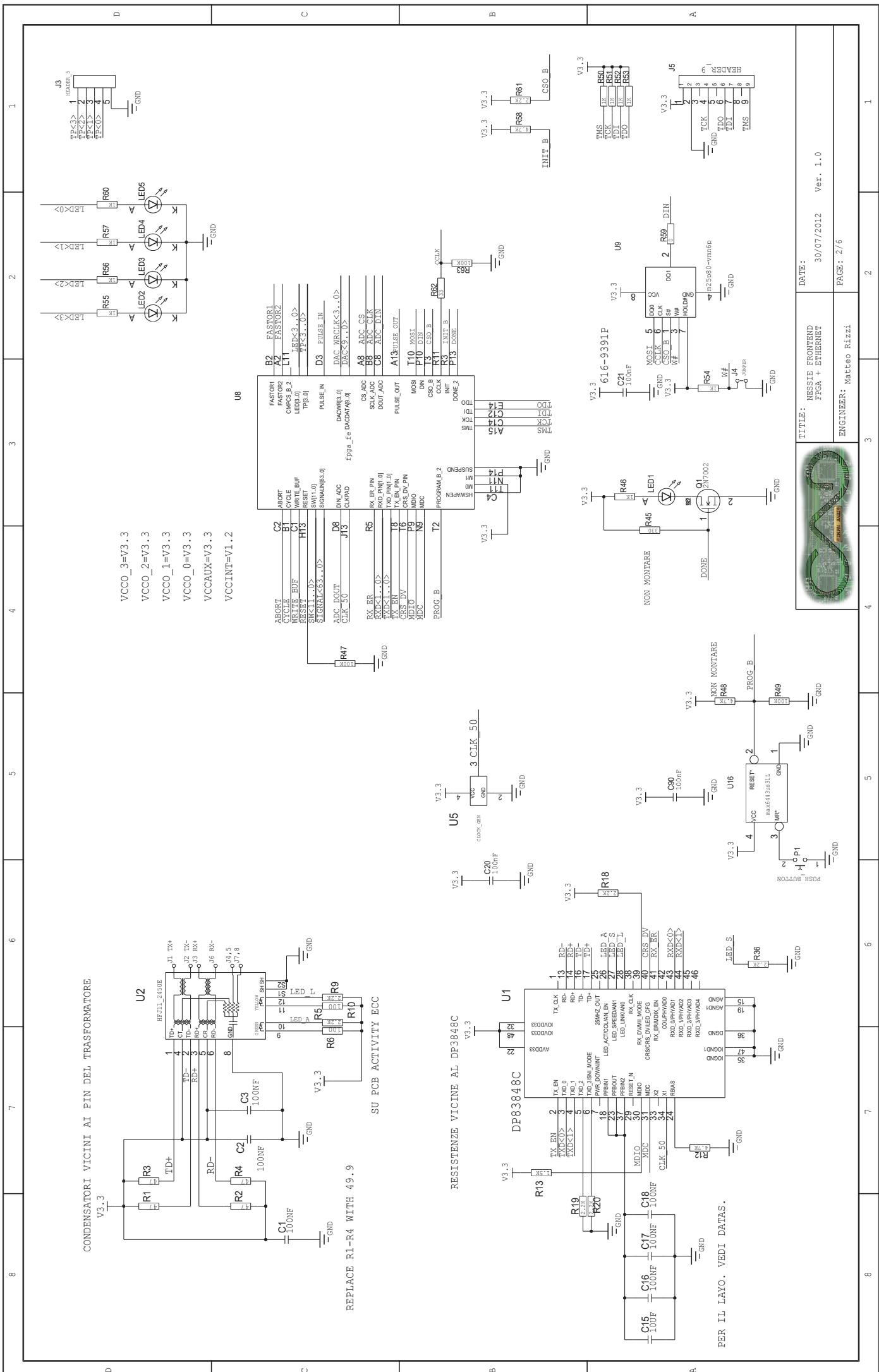
201         ;
202     }
203     if ( OPTIONS.write_output ){
204         of << i << ' ' << fe_data.GetSize() << '\n';
205         of << fe_data << flush;
206     }
207 }
208
209 // ending
210 cout << " complete" << endl;
211 cout << " Trigger acquisiti: " << OPTIONS.nsam << endl;
212 cout << " Trigger totali: " << ts->GetTrigCount() << endl;
213 cout << " Trigger persi: " << ts->GetTrigCount()-OPTIONS.
214     nsam << endl;
215
216 ts->StopTS();
217 if ( OPTIONS.write_output )
218     of.close();
219 if ( OPTIONS.write_raw )
220     rawf.close();
221 if ( ef.is_open() )
222     ef.close();
223
224 return 0;
225 }
```

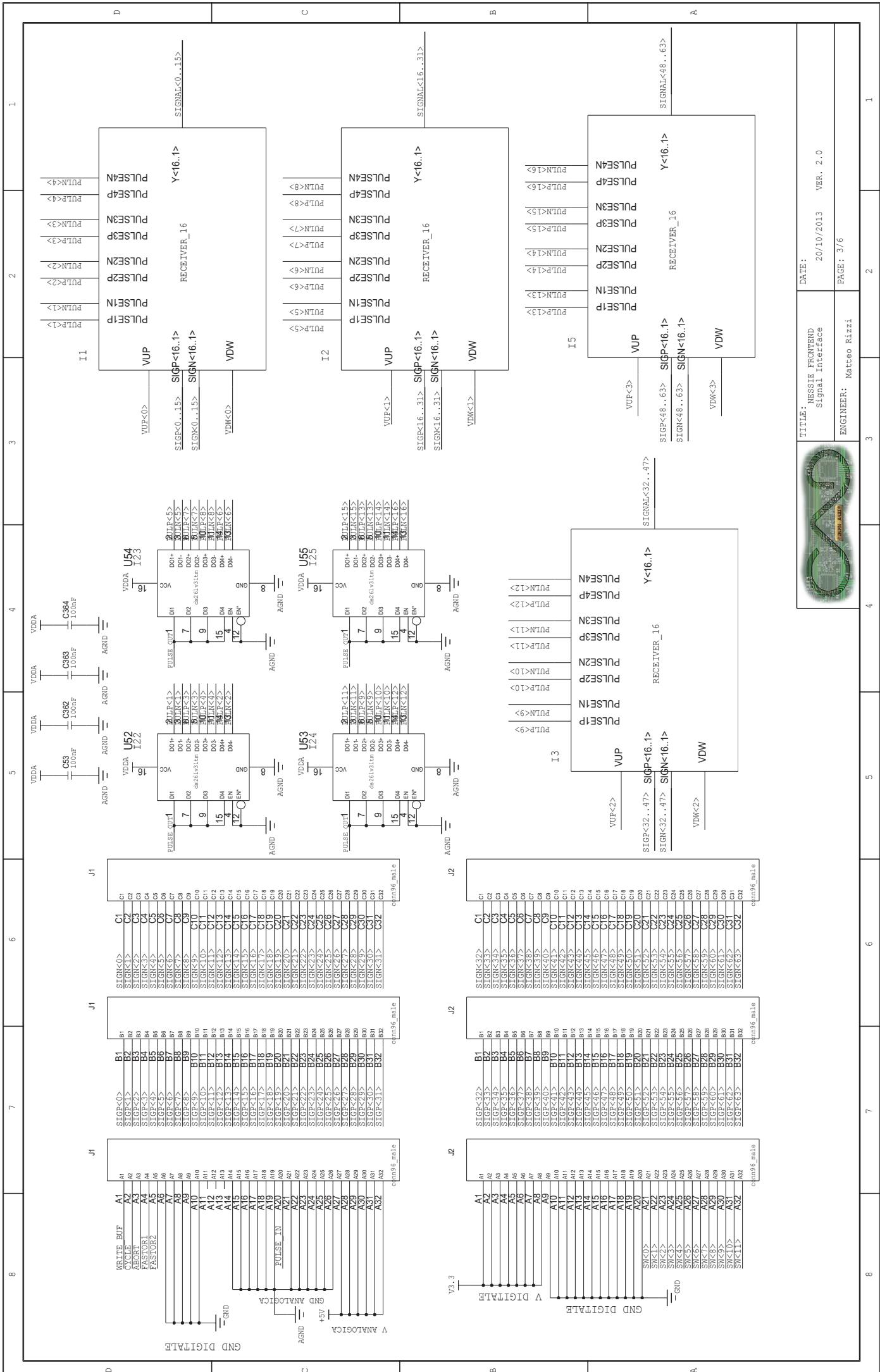
Appendice B

Schemi circuitali

Si riportano gli schemi circuitali della Front-End Board e del Controller Board NESSiE.

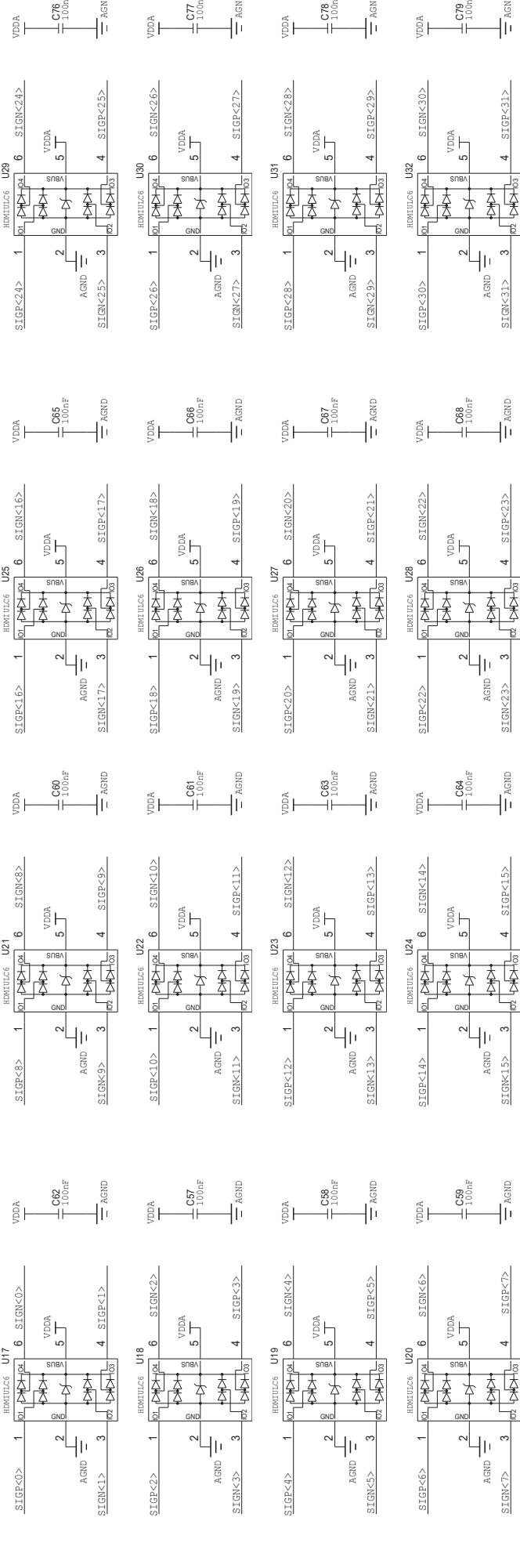




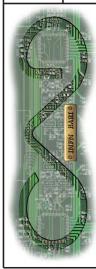


8	7	6	5	4	3	2	1
---	---	---	---	---	---	---	---

D



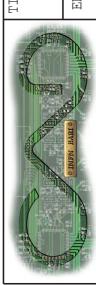
A



NESSIE FRONTEND
Circuit board photograph showing the physical implementation of the NESSIE FRONTEND design. The board is densely populated with surface-mount components, including chips, resistors, capacitors, and connectors.

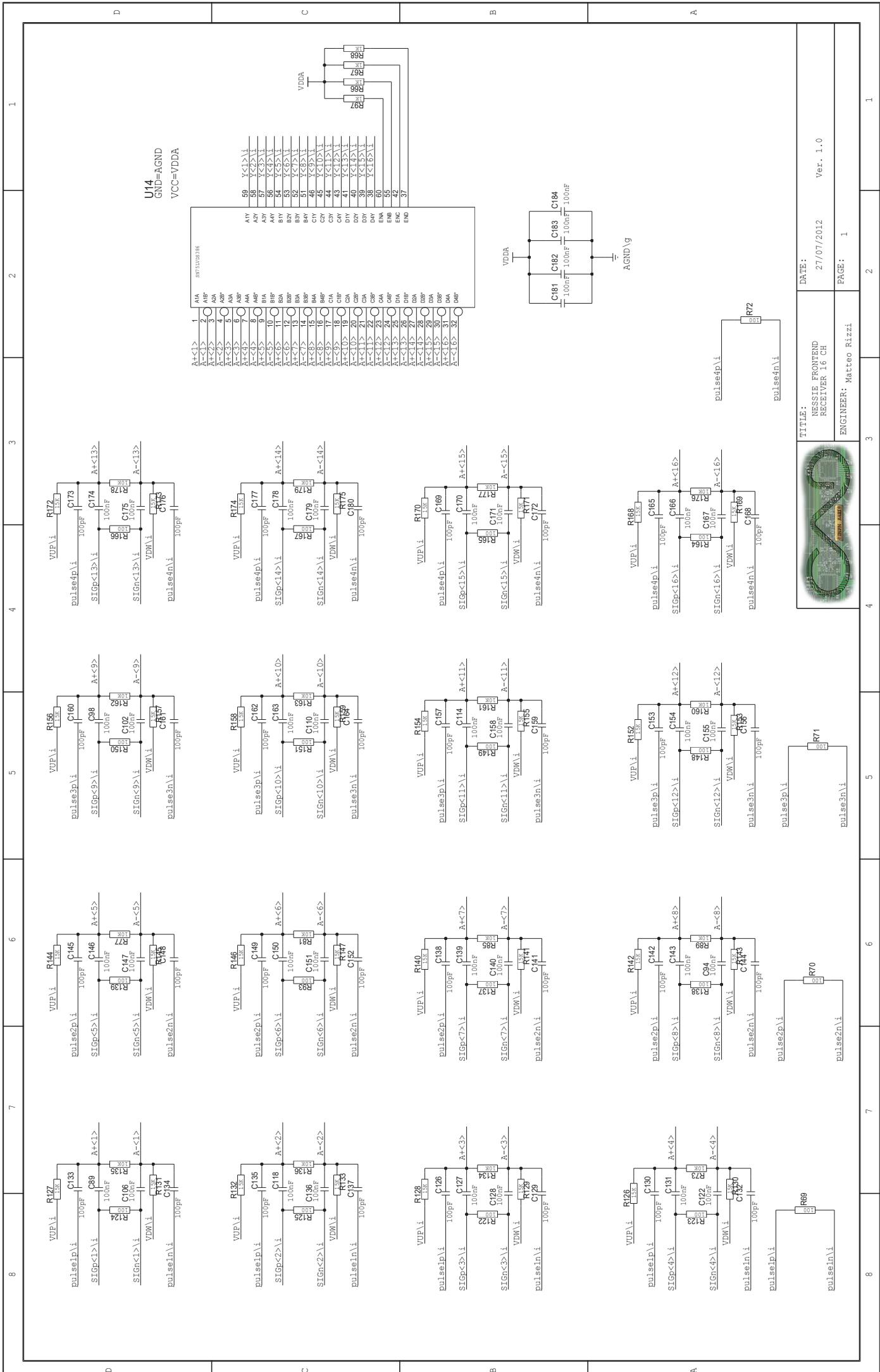
TITLE: NESSIE FRONTEND,
ESD Protection 1
DATE: 30/07/2012 Ver. 1.0
PAGE: 4/6

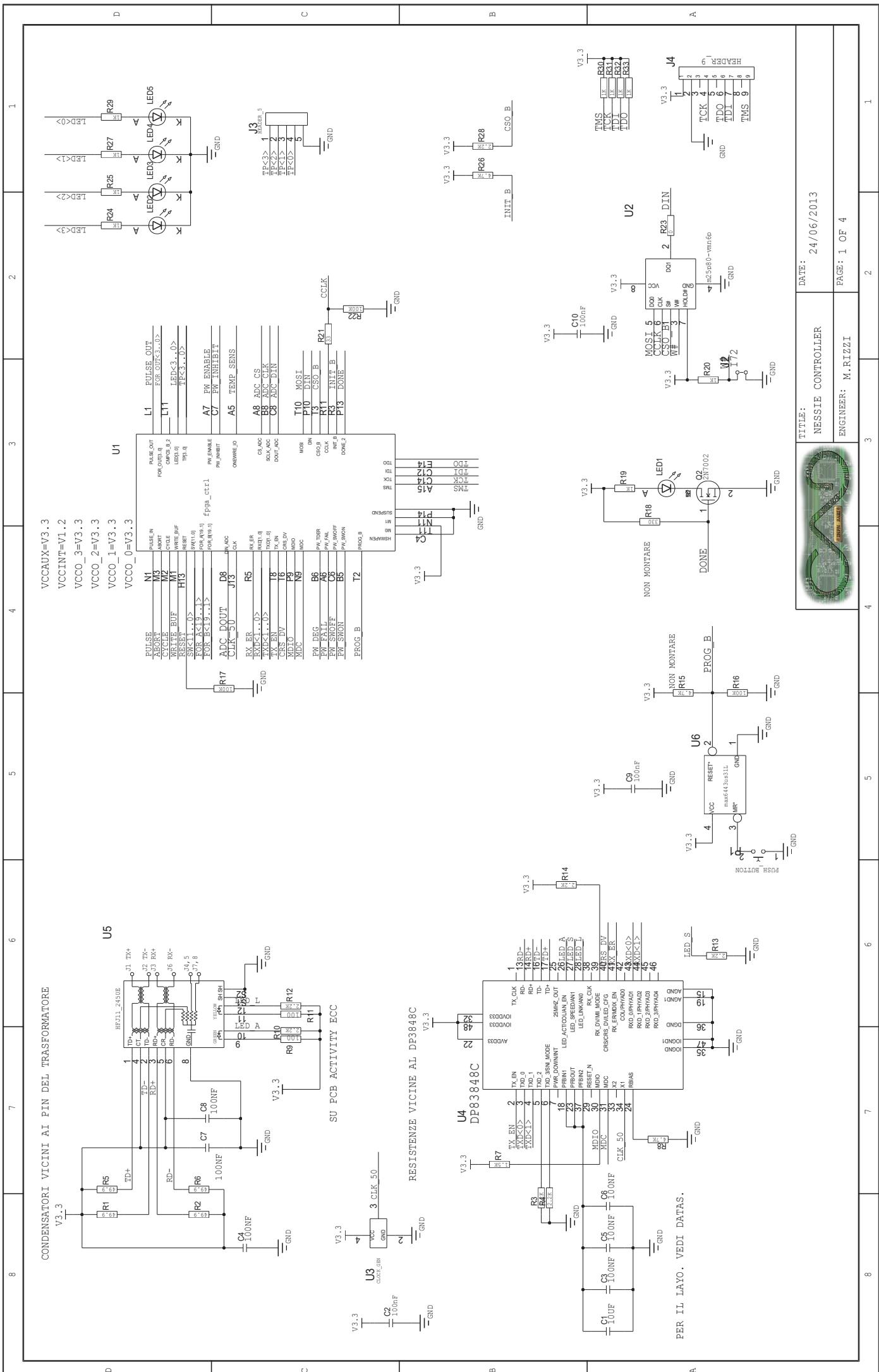
ENGINEER: Matteo Rizzi

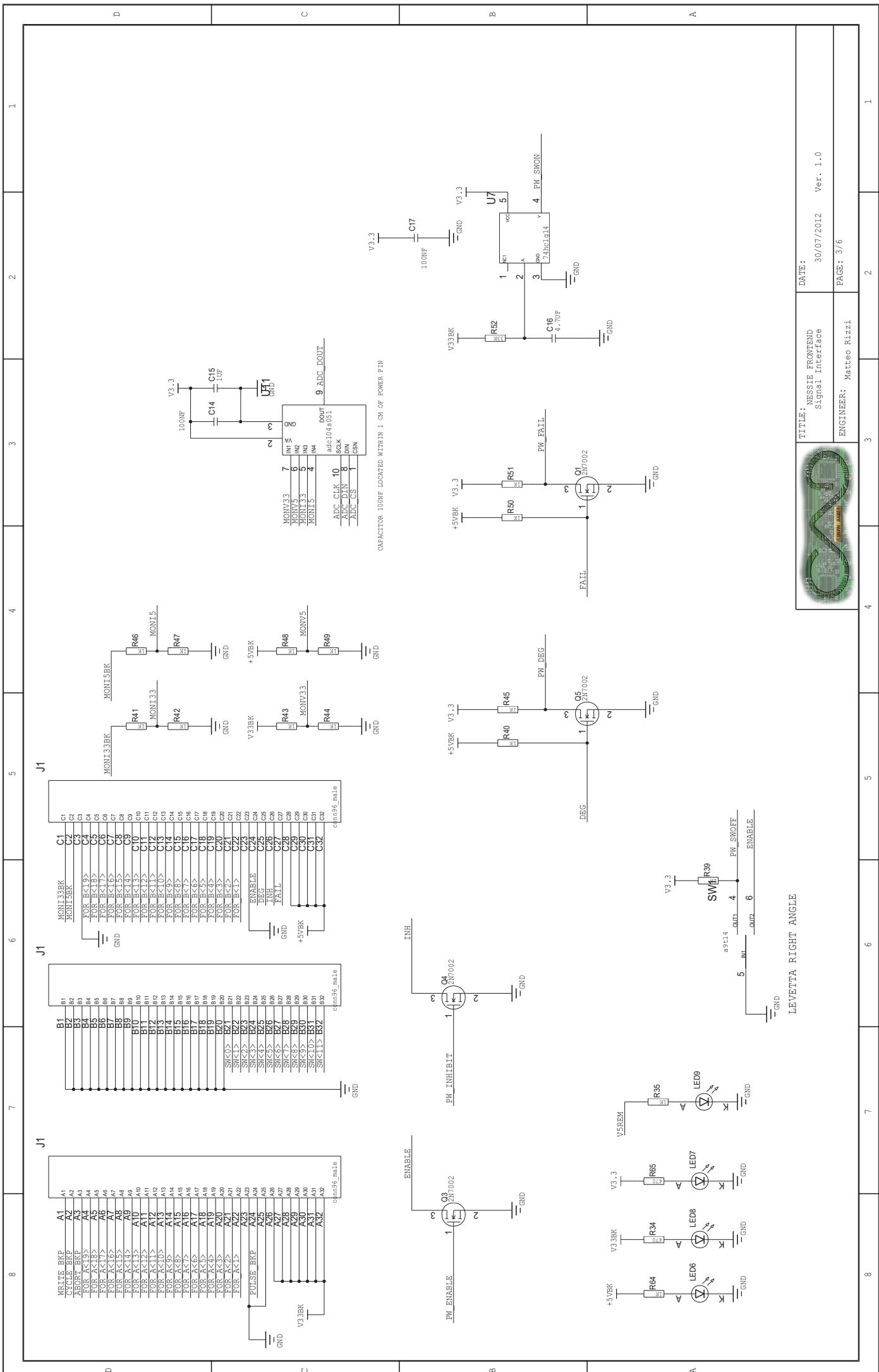


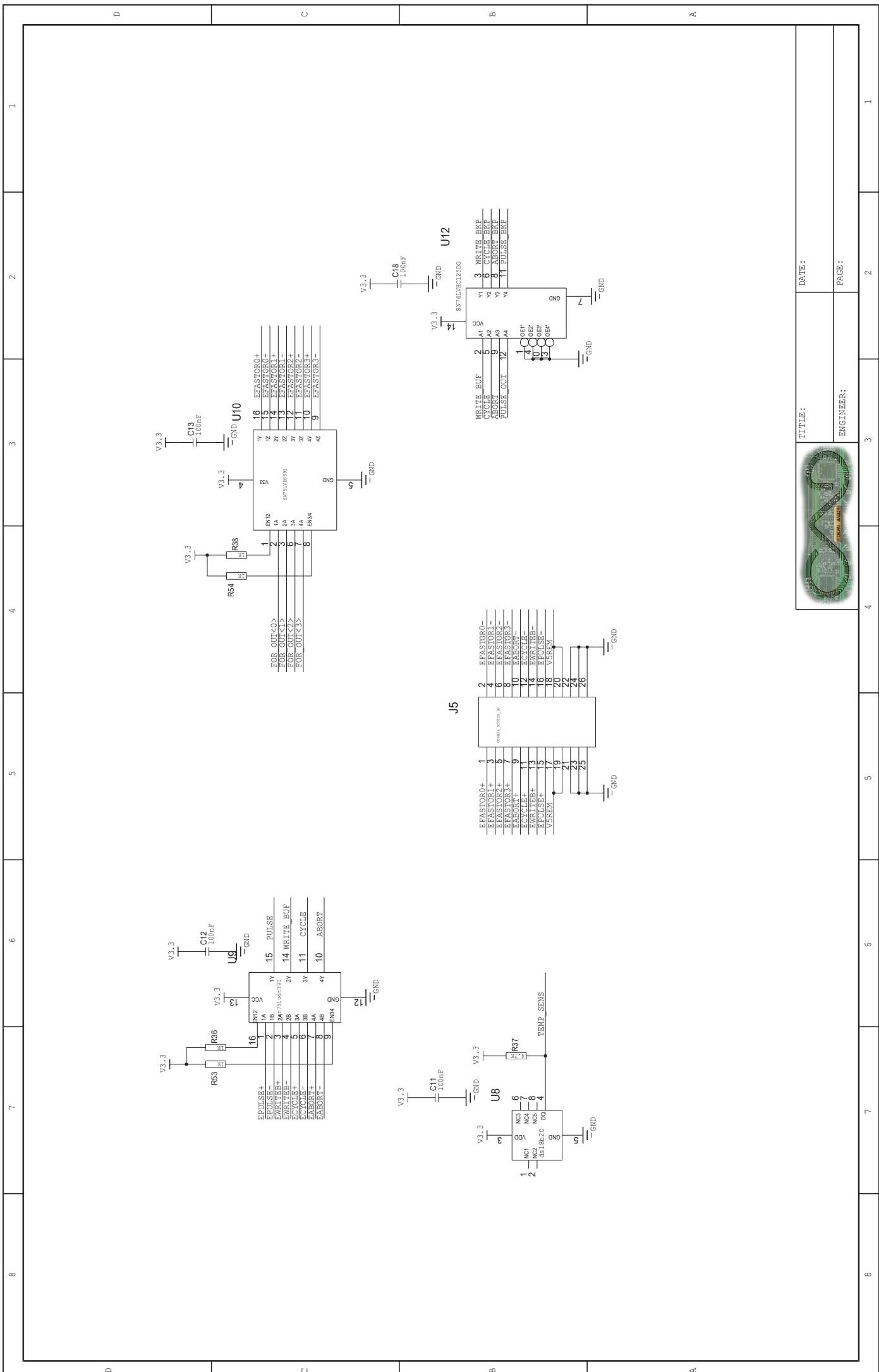
ESD PROTECTION
Close-up photograph of the ESD protection circuit on the circuit board, showing the physical layout of the protection components.

8	7	6	5	4	3	2	1
---	---	---	---	---	---	---	---









Ringraziamenti

Desidero ringraziare tutte le persone che hanno reso possibile questa tesi.

Innanzi tutto ringrazio il mio supervisore prof. Saverio Simone per avermi costantemente seguito nel mio lavoro. Ringrazio la prof.ssa Marilisa De Serio per i suoi consigli.

Ringrazio l'ing. Giuseppe De Robertis per aver supervisionato al progetto dell'elettronica di read out. Ringrazio l'ing. Matteo Rizzi per il disegno dello schematico e del layout della FEB e del CB.

Ringrazio l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare per aver supportato il mio lavoro. Ringrazio i Laboratori Nazionali di Frascati e il loro staff per aver reso possibili i test su rivelatori RPC. Ringrazio il sig. Aldo Andriani e il dott. Andrea Longhin per avermi aiutato a costruire la stazione di test a LNF.

Ringrazio i controllori prof. Francesco Giordano e dott. Alessandro Paoloni per i loro suggerimenti.

Bibliografia

- [1] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Phys. Lett. B* 716 (2012) 1-29, arXiv:1207.7214.
- [2] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Phys. Lett. B* 716 (2012) 30-61, arXiv:1207.7235.
- [3] “Beta decay”, from Wikipedia, the free encyclopedia,
https://en.wikipedia.org/wiki/Beta_decay
- [4] C. Cowan, F. Reines, F. Harrison, H. Kruse, and A. McGuire, “Detection of the free neutrino: A Confirmation”, *Science*, vol. 124, pp. 103-104, 1956.
- [5] G. Danby, J.-M. Gaillard, K. Goulian, L.M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger, *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962) 36.
- [6] K. Kodama et al. (DONUT Collaboration), *Physics Letters B* 504 (2001) 218.
- [7] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 38, 090001 (2014).
- [8] S. Schael et al., “Precision electroweak measurements on the Z resonance”, *Phys.Rept.*, vol. 427, pp. 257-454, 2006.
- [9] C. Wu, E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes, and R. Hudson, “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay”, *Phys.Rev.*, vol. 105, pp. 1413-1414, 1957.
- [10] B. Pontecorvo, *Sov. Phys. JETP*, 6, 429, 1957.
- [11] B. Pontecorvo, *Sov. Phys. JETP*, 7, 172-173, 1958.

- [12] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.*, 28, 870, 1962.
- [13] Donald H. Perkins, “Introduction to High Energy Physics”, 4th edition
- [14] C. Giunti, C. W. Kim, “Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics”, Oxford University Press, 2007
- [15] S.M. Bilenky, J. Hosek, and S.T. Petcov, *Phys. Lett.* B94, 495 (1980).
- [16] J. Schechter and J.W.F. Valle, *Phys. Rev.* D22, 2227 (1980);
M. Doi et al., *Phys. Lett.* B102, 323 (1981).
- [17] E. Eskut et al., *Phys. Lett.* B497, 8-22, 2001.
- [18] P. Astier et al., *Phys. Lett.* B570, 19-31, 2003, hep-ex/0306037.
- [19] B. Armbruster et al., *Phys. Rev.* D65, 112001, 2002, hep-ex/0203021.
- [20] P. Fritze et al., *Phys. Lett.* B96, 427, 1980.
H. Grassler et al., *Nucl. Phys.* B273, 253, 1986.
- [21] J. Dorenbosch et al., *Z. Phys.* C40, 497, 1988.
- [22] D. Beavis et al., “Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment at the AGS”, 1995, BNL-52459.
- [23] F. Capozzi et al., “Status of three-neutrino oscillation parameters, circa 2013”, *Phys. Rev.* D89, 093018 (2014)
- [24] R. J. Davis, D. S. Hamer and K. C. Hoffman, *Phys. Rev. Lett.* 20, 1205 (1968).
- [25] Bahcall, J. N., Fowler, W. A., Iben, I., & Sears, R. L. 1963, *ApJ*, 137, 344
- [26] A.M. Serenelli, W.C. Haxton, and C. Peña-Garay, *Astrophys. J.* 743, 24 (2011).
- [27] Hampel, W. et al. (GALLEX), *Phys. Lett.* B420 (1998) 114-126.
- [28] Abdurashitov, J. N. et al., *Astropart. Phys.* 25 (2006) 349-354.
- [29] M. Altmann et al. (GNO), *Phys. Lett.* B616 (2005) 174.

- [30] K. S. Hirata et al. [KAMIOKANDE-II Collaboration], Phys. Rev. Lett. 63, 16 (1989).
- [31] S. Fukuda et al. [SuperKamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 86, 5651 (2001).
- [32] Q. R. Ahmad et al. [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001).
- [33] K. Eguchi et al. [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. 90, 021802 (2003).
- [34] A. Gando et al., [KamLAND Collab.], Phys. Rev. D83, 052002 (2011).
- [35] Y. Fukuda et al., [Super-Kamiokande Collab.], “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos” Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998).
- [36] P. Adamson et al., “A Study of Muon Neutrino Disappearance Using the Fermilab Main Injector Neutrino Beam”, Phys.Rev., vol. D77, p. 072002, 2008.
- [37] E. Aliu et al., “Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment”, Phys.Rev.Lett., vol. 94, p. 081802, 2005.
- [38] N. Agafonova et al., “Observation of nu-tau appearance in the CNGS beam with the OPERA experiment”, Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 101C01
- [39] Y. Abe et al., “Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment”, Phys.Rev., vol. D86, p. 052008, 2012.
- [40] F. An et al., “Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay”, Phys.Rev.Lett., vol. 108, p. 171803, 2012.
- [41] J. Ahn et al., “Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment”, Phys.Rev.Lett., vol. 108, p. 191802, 2012.
- [42] C. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, et al., “Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay”, Eur.Phys.J., vol. C40, pp. 447-468, 2005.
- [43] V. Aseev et al., “An upper limit on electron antineutrino mass from Troitsk experiment”, Phys.Rev., vol. D84, p. 112003, 2011.

- [44] R. G. Hamish Robertson (for the KATRIN Collaboration), “KATRIN: an experiment to determine the neutrino mass from the beta decay of tritium”, arXiv:1307.5486 (2013)
- [45] L. Wolfenstein, “Neutrino oscillations in matter,” Phys. Rev. D17 (1978) 2369.
- [46] S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, “Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy,” Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1985) 913-917.
- [47] A. Ghosh, T. Thakore, and S. Choubey, “Determining the Neutrino Mass Hierarchy with INO, T2K, NOvA and Reactor Experiments,” arXiv:1212.1305.
- [48] E. K. Akhmedov, S. Razzaque, and A. Y. Smirnov, “Mass hierarchy, 2-3 mixing and CP-phase with Huge Atmospheric Neutrino Detectors,” JHEP 02 (2013) 082, arXiv:1205.7071.
- [49] JUNO Collaboration, “JUNO Conceptual Design Report”, arXiv:1508.07166v2 (2015)
- [50] Yu-Feng Lee, “Overview of the Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO)”, arXiv:1402.6143v1 (2014)
- [51] NOvA Collaboration, R. Patterson, “The NOvA Experiment: Status and Outlook”, arXiv:1209.0716
- [52] LBNE Collaboration, T. Akiri et al., “The 2010 Interim Report of the Long-Baseline Neutrino Experiment Collaboration Physics Working Groups”, arXiv:1110.6249.
- [53] J. Tang and W. Winter, “Requirements for a New Detector at the South Pole Receiving an Accelerator Neutrino Beam”, JHEP 1202 (2012) 028, arXiv:1110.5908.
- [54] C. Aberle, A. Adelmann, J. Alonso, W. Barletta, R. Barlow, et al., “Whitepaper on the DAE δ ALUS Program”, 2013.
- [55] The Hyper-Kamiokande Working Group, “A Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment Using J-PARC Neutrino Beam and Hyper-Kamiokande”, arXiv:1412.4673v2 (2015)
The Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration, “Physics Potential of a Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment Using J-PARC

Neutrino Beam and Hyper-Kamiokande”, Prog. Theor. Exp. Phys. 2015

- [56] LBNE Collaboration, “The Long-Baseline Neutrino Experiment: Exploring Fundamental Symmetries of the Universe”, arXiv:1307.7335v3 (2014)
- [57] I. Avignone, Frank T., S. R. Elliott, and J. Engel, “Double Beta Decay, Majorana Neutrinos, and Neutrino Mass”, Rev.Mod.Phys., vol. 80, pp. 481-516, 2008.
- [58] CUORE Collaboration, “CUORE-0 results and prospects for the CUORE experiment”, arXiv:1502.02576 (2015)
- [59] A. Barabash and V. Brudanin, “Investigation of double- β decay with the NEMO-3 detector”, Phys.Atom.Nucl., vol. 74, pp. 312-317, 2011.
- [60] M. Agostini et al., “Results on Neutrinoless Double Beta Decay of ^{76}Ge from Phase I of the GERDA Experiment”, Phys.Rev.Lett., vol. 111, no. 12, p. 122503, 2013.
- [61] A. Gando et al., “Limit on Neutrinoless $\beta\beta$ Decay of Xe-136 from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim in Ge-76”, Phys.Rev.Lett., vol. 110, no. 6, p. 062502, 2013.
- [62] J. Albert et al., “Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data”, Nature, vol. 510, p. 229234, 2014.
- [63] A. Aguilar et al. (LSND Collaboration), “Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in $\bar{\nu}_\mu$ beam”, Physical Review D 64, 112007
- [64] A. A. Aguilar-Arevalo (MiniBooNE Collaboration), “Unexplained Excess of Electronlike Events from a 1-GeV Neutrino Beam” Phys. Rev. Lett. 102, 101802 (2009).
- [65] MiniBooNE Collaboration, A. A. Aguilar-Arevalo et al., “A Combined $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillation Analysis of the MiniBooNE Excesses”, arXiv:1207.4809.
- [66] M. A. Acero, C. Giunti, and M. Laveder, “Limits on ν_e and $\bar{\nu}_e$ disappearance from Gallium and reactor experiments”, Phys.Rev. D78 (2008) 073009, [arXiv:0711.4222].

- [67] C. Giunti and M. Laveder, “Statistical Significance of the Gallium Anomaly”, Phys. Rev. C83 (2011) 065504, [arXiv:1006.3244].
- [68] J. Abdurashitov, V. Gavrin, S. Girin, V. Gorbachev, P. Gurkina, et al., “Measurement of the response of a Ga solar neutrino experiment to neutrinos from an Ar-37 source”, Phys. Rev., vol. C73, p. 045805, 2006.
- [69] G. Mention et al., “The Reactor Antineutrino Anomaly”, Phys. Rev. D83 (2011) 073006, [arXiv:1101.2755].
- [70] T. A. Mueller et al., “Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra”, Phys. Rev. C83 (2011) 054615, [arXiv:1101.2663].
- [71] J. Kopp, P. A. N. Machado, M. Maltoni, and T. Schwetz, “Sterile Neutrino Oscillations: The Global Picture”, arXiv:1303.3011.
- [72] M. Maltoni, T. Schwetz, “Sterile neutrino oscillations after first MiniBooNE results”, Physical Review D 76, 093005 (2007)
- [73] Giunti, C. and Laveder, M., “3+1 and 3+2 Sterile Neutrino Fits”, arXiv:1107.1452 (hep-ph), 2011.
- [74] S. Goswami and W. Rodejohann, “MiniBooNE Results and Neutrino Schemes with 2 sterile Neutrinos: Possible Mass Orderings and Observables related to Neutrino Masses”, JHEP 10 (2007) 073, [arXiv:0706.1462].
- [75] C. Giunti, M. Laveder, “Hint of CPT Violation in Short-Baseline Electron Neutrino Disappearance”, Phys. Rev. D82, 113009 (2010), arXiv:1008.4750.
- [76] BUGEY Collaboration, Y. Declais, H. De Kerret, B. Lefievre, M. Obolensky and A. Etenko et al., “Study of Reactor Anti-Neutrino Interaction with proton at Bugey nuclear power plant”, Phys. Lett. B338 383 (1994).
Y. Declais, J. Favier, A. Metref, H. Pessard and B. Achkar et al., “Search for Neutrino Oscillations at 15-meters, 40-meters, and 95-meters from a nuclear power reactor at Bugey”, Nucl. Phys. B434 503 (1995).
- [77] CHOOZ Collaboration, M. Apollonio et al, “Search for Neutrino Oscillations on a Long Base-Line at the CHOOZ nuclear power station”, Eur. Phys. J. C27, 331 (2003), hep-ex/0301017.

- [78] Luca Stanco (NESSiE Collaboration), “The NESSiE Concept for Sterile Neutrinos”, arXiv:1312.1227 (2013)
- [79] Luca Stanco (NESSiE Collaboration), “The NESSiE way for searches of sterile neutrinos at FNAL”, Nuclear Physics B Proceedings Supplement 00 (2014) 1-12
- [80] A. Anokhina et al., “Search for Sterile Neutrinos in the Muon Neutrino Disappearance Mode at FNAL”, arXiv:1503.07471 (2015), submitted to EPJC
- [81] The NESSiE Collaboration, “Prospect for Charge Current Neutrino Interactions Measurements at the CERN-PS”, arXiv:1111.2242 (2011)
- [82] ICARUS Collaboration, NESSiE Collaboration, “Search for “anomalies” from neutrino and anti-neutrino oscillations at $\Delta m^2 \approx 1 \text{ eV}^2$ with muon spectrometers and large LAr-TPC imaging detectors. Technical proposal”, CERN-SPSC-2012-010 / SPSC-P-347
- [83] The NESSiE Collaboration, “Prospects for the measurement of ν_μ disappearance at the FNAL-Booster”, arXiv:1404.2521 (2014)
- [84] CDHS Collaboration, F. Dydak et al., “A Search for ν_μ Oscillations in the Δm^2 range $0.3 \div 90 \text{ eV}^2$ ”, Phys. Lett. B134, 281 (1984).
- [85] MiniBooNE Collaboration, A. A. Aguilar-Arevalo et al., “A search for muon neutrino and antineutrino disappearance in MiniBooNE”, Phys. Rev. Lett. 103, 061802 (2009), arXiv:0903.2465.
- [86] MiniBooNE and SciBooNE Collaborations, K. B. M. Mahn et al., “Dual baseline search for muon neutrino disappearance at $0.5 \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 40 \text{ eV}^2$ ”, Phys. Rev. D85, 032007 (2012), arXiv:1106.5685.
MiniBooNE and SciBooNE Collaborations, G. Cheng et al., “Dual baseline search for muon antineutrino disappearance at $0.1 \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 100 \text{ eV}^2$ ”, Phys. Rev. D86, 052009 (2012), arXiv:1208.0322.
- [87] MINOS Collaboration, P. Adamson et al., “Search for sterile neutrino mixing in the MINOS long-baseline experiment”, Phys. Rev. D81, 052004 (2010), arXiv:1001.0336.
A. Sousa (MINOS Collaboration), “First MINOS+ Data and New Results from MINOS”, arXiv:1502.07715 (2015)

- A. Timmons (MINOS Collaboration), “Searching for Sterile Neutrinos at MINOS”, arXiv:1504.04046 (2015)
- [88] I. E. Stockdale et al, (CCFR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 52, 1384 (1984).
- [89] C. Rubbia et al., “A comprehensive search for “anomalies” from neutrino and anti-neutrino oscillations at large mass differences ($\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$) with two LAr-TPC imaging detectors at different distances from the CERN-PS”, SPSC-P345 (2011)
- [90] L. Stanco, “An Appraisal of Muon Neutrino Disappearance at Short Baseline”, arXiv:1306.3455 (2013)
- [91] M. Antonello et al. (ICARUS, LAr1-ND and MicroBooNE Collaborations), arXiv:1503.01520.
- [92] M. Nessi, R. Steerenberg, “The New CERN Neutrino Facility”, SPSC 2013
- [93] MiniBooNE Collaboration, A. A. Aguilar-Arevalo et al., “The Neutrino Flux prediction at MiniBooNE”, arXiv:0806.1449 (2009)
- [94] The OPERA collaboration, “The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam”, JINST 4 4018 (2009).
- [95] G. Charpak et al., Nucl. Instrum. and Meth. 80, (1970), 13.
- [96] The NESSiE Collaboration, WA104 - NESSiE R&D Plan
- [97] R. Cardarelli et al., “Track Resolution in the RPC chamber”, Nucl. Instr. and Meth. A478 170 (2002).
- [98] W.T. Scott, “Correlated Probabilities in Multiple Scattering”, Phys. Rev. 76 212 (1949).
- [99] R.L. Gluckstern, “Uncertainties in Track Momentum and Direction due to Multiple Scattering and Measurement Errors”, Nucl. Instr. and Meth. 24 381 (1963).
- [100] W. Innes, “Some Formulas for Estimating Tracking Error”, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 238 (1993).
- [101] R. Santonico, R. Cardarelli, “Development of resistive plate counters”, Nucl. Instrum. Meth. 187, 377-380 (1981).

- [102] R. Santonico, R. Cardarelli, “Progress in resistive plate counters”, Nucl. Instrum. Meth. A 263, 20-25 (1988).
- [103] E. Ceron Zeballos et al., “A new type of resistive plate chamber: The multigap RPC”, Nucl. Instrum. Meth. A 374, 132-135 (1996).
- [104] S. Narita, Y. Hoshi, K. Neichi, A. Yamaguchi, “Construction and performance of multigap RPC in streamer and avalanche modes”, Nucl. Instrum. Meth. A 602, 814-816 (2009).
- [105] V. Ammosov et al. “Study of avalanche mode operation of resistive plate chamber with different gas gap structures”, Nucl. Instrum. Meth. A 441, (2000) 348-358.
- [106] C. Gustavino et al. “Performance of glass RPC operated in streamer mode with four-fold gas mixture containing SF₆”, Nucl. Instrum. Meth. A 517, (2004) 101-108.
- [107] H. Raether, “Electron avalanches and breakdown in gases”, London Butterworths (1964)
- [108] D. Miura et al., “Measurements of streamer and avalanche size by using RPC with submilli-strips”, IEEE Nuclear Science Symposium conference record. Nuclear Science Symposium 01/2008
- [109] J. Ying et al. “Study of an avalanche-mode resistive plate chamber”, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 26 (2000) 1291-1298.
- [110] A. Paoloni et al. “Gas mixture studies for streamer operation of Resistive Plate Chambers at low rate”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 583 (2007) 264-269
- [111] M. Abbrescia et al. “Performance of a Resistive Plate Chamber operated in avalanche mode under ¹³⁷Cs irradiation”, Nucl. Instrum. Meth. A 392, (1997) 155-160.
- [112] Ramo, Proc. IRE 27 (1939) 584
- [113] M. Abbrescia et al. “The simulation of resistive plate chambers in avalanche mode: charge spectra and efficiency”, Nucl. Instrum. Meth. A 431, (1999) 413-427.
- [114] M. Abbrescia et al. “Properties of C₂H₂F₄-based gas mixture for avalanche mode operation of resistive plate chambers”, Nucl. Instrum. Meth. A 398, (1997) 173-179.

- [115] M. Abbrescia et al. “The resistive plate chambers for CMS and their simulation”, Nucl. Instrum. Meth. A 471, (2001) 53-59.
- [116] W. Riegler, C. Lippmann “The physics of Resistive Plate Chambers”, Nucl. Instrum. Meth. A 518, (2004) 86-90.
- [117] A. Moshaii et al. “RPC simulation in avalanche and streamer modes using transport equations for electrons and ions”, Nucl. Instrum. Meth. A 661, (2012) S168-S171.
- [118] R. Acquafredda, M. Ambrosio, E. Balsamo, G. Barichello, etc. “Electronics design for the RPC system for the OPERA muon spectrometer”, Il Nuovo Cimento Vol. 27 C, N. 5
- [119] M. Ambrosio et al. “The OPERA muon spectrometer tracking electronics”, Nuclear Instrumentation and Methods in Physics Research A 533 (2004) 173-177
- [120] G. De Robertis, L. Paparella, “Digital Read-out electronics for NESSIE Iron RPC”, NESSiE Collaboration Meeting 21.06.2013, Bari
- [121] L. Paparella, Tesi di Laurea Magistrale “Elettronica di front-end per gli RPC dell'esperimento NESSiE” (2012)
- [122] “LVDS Owner's Manual”, Texas Instruments, 4th Edition, 2008.
- [123] Dal Corso et al., “The Opera RPCs front end electronics; a novel application of LVDS line receiver as low cost discriminator”, JINST 7 P11007 (2012)
- [124] Maxim Integrated corp., datasheet “DS18B20 Programmable Resolution 1-Wire Digital Thermometer”
- [125] R. Brun, F. Rademakers, “ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework”, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. Meth. A 389 (1997) 81-86.
- [126] Student (William Sealy Gosset), “The probable error of a mean”, in Biometrika, vol. 6, n°1, marzo 1908, pp. 1-25, DOI:10.1093/biomet/6.1.1
- [127] M. Abbrescia et al., “Resistive plate chambers performances at cosmic rays fluxes”, Nucl. Instrum. Meth. A 359 (1995) 603. doi:10.1016/0168-9002(94)01698-4

- [128] W. Bonivento, A. Boyarsky, H. Dijkstra, U. Egede, M. Ferro-Luzzi, et al., “Proposal to Search for Heavy Neutral Leptons at the SPS”, arXiv:1310.1762 (2013)
- [129] The SHiP ollaborration, Technical Proposal “A Facility to Search for Hidden Particles (SHiP) at the CERN SPS”, arXiv:1504.04956 (2015)
- [130] S. Alekhin et al., “A facility to Search for Hidden Particles at the CERN SPS: the SHiP physics case”, arXiv:1504.04855 (2015)
- [131] T. Asaka, S. Blanchet, and M. Shaposhnikov, “The nuMSM, dark matter and neutrino masses”, Phys.Lett. B631, 151-156, (2005). doi: 10.1016/j.physletb.2005.09.070.
- [132] T. Asaka and M. Shaposhnikov, “The nuMSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe”, Phys.Lett. B620, 17-26, (2005). doi: 10.1016/j.physletb.2005.06.020.
- [133] T. Nakamura, A. Ariga, T. Ban, T. Fukuda, T. Fukuda, et al., “The OPERA film: New nuclear emulsion for large-scale, high-precision experiments”, Nucl.Instrum.Meth. A556, 80-86, (2006). doi: 10.1016/j.nima.2005.08.109
- [134] Xilinx Inc., “LogiCORE IP FIFO Generator v6.2 User Guide”, UG175 July 23, 2010