

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA

“LA SAPIENZA”



FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA IN FISICA

**Studio dell'effetto del “biofouling” sull'efficienza di
rivelazione di un apparato Čerenkov sottomarino
per neutrini astrofisici di alta energia**

RELATORE:

Prof. Antonio Capone

LAUREANDA:

Manuela Vecchi

Matricola 690033

ANNO ACCADEMICO 2004-2005

Tesina 1

Lensing gravitazionale

Dott. A. Melchiorri

Tesina 2

Le disuguaglianze di Bell

Prof. C. Cosmelli

Alle mie nonne e ai miei nonni

Indice

Introduzione	1
1 I Raggi Cosmici	6
1.1 La composizione chimica	6
1.2 I meccanismi di accelerazione	10
1.2.1 Meccanismo di Fermi del secondo ordine	11
1.2.2 Meccanismo di Fermi del primo ordine	12
1.2.3 Due ipotesi sull'accelerazione, nel caso di energie limite	15
1.3 Origine dei raggi cosmici	17
1.3.1 Supernova Remnants	17
1.3.2 Nuclei galattici attivi	21
1.3.3 Gamma ray bursts	23
1.4 La distribuzione spettrale	24
1.5 Astronomia con i neutrini	30
2 L'esperimento NEMO	35
2.1 L'effetto Čerenkov	37
2.2 Proprietà ottiche dell'acqua a grandi profondità	41
2.3 L'apparato sperimentale	49
2.4 Limiti sperimentali di origine ambientale	54

3	Il biofouling	61
3.1	Origine biologica del fenomeno	61
3.2	Apparato Sperimentale	62
3.3	Andamento temporale della trasparenza	68
3.4	Trasparenza dei moduli ottici e condizioni ambientali sottomarine	77
3.4.1	Descrizione della procedura di analisi	80
4	Variazione della trasparenza delle superfici dei moduli ottici	85
4.1	Risultati ottenuti nel periodo di stabilità delle correnti	86
4.2	Risultati ottenuti in periodi di correnti instabili	90
4.3	Stime dell'errore sistematico sulle misure di "variazione di trasparenza" dei moduli ottici	91
4.4	Parametrizzazione della variazione della trasparenza dei moduli ottici	98
5	Studio dell'effetto del biofouling sulle prestazioni del rivelatore	123
5.1	Simulazione dell'effetto del biofouling	135
5.2	Stima della variazione dell'efficienza del rivelatore sottomarino	138
	Conclusioni	143
	Appendice	146
	Ringraziamenti	152
	Bibliografia	153

Introduzione

I Raggi Cosmici (RC) sono particelle e nuclei atomici di altissima energia che, muovendosi a velocità prossime a quella della luce, colpiscono la Terra da ogni direzione.

L'esistenza dei RC fu scoperta dal fisico austriaco Victor Hess agli inizi del ventesimo secolo: all'epoca sembrava che nell'ambiente ci fosse molta più radiazione di quella che poteva essere prodotta dalla radioattività naturale. Nel 1912 Hess fece l'esperimento che diede la soluzione al problema: caricò su un pallone aerostatico un elettroscopio (un dispositivo che serve a misurare la quantità di carica elettrica) e intraprese un viaggio che dimostrò come la quantità di particelle cariche presenti nell'atmosfera aumentava con l'altezza. Questi risultati potevano essere spiegati solo ammettendo che la sorgente della radiazione fosse extraterrestre: per questa scoperta Hess ricevette il premio Nobel nel 1936.

In seguito, l'osservazione di sciami di particelle prodotti in camere a nebbia suggerì che i raggi osservati non potevano essere quelli primari, ovvero gli stessi che provenivano dal cosmo, ma erano il risultato delle interazioni di questi con l'atmosfera terrestre.

Dalla loro scoperta fino all'arrivo degli acceleratori di particelle, negli anni '50, i raggi cosmici sono stati importantissimi per lo studio della fisica delle particelle elementari: essi infatti ne costituiscono una sorgente naturale. Il loro studio portò alla scoperta di nuove particelle. Il muone fu, ad esempio, scoperto da Conversi, Pancini e Piccioni nel 1945 e il positrone da Carl D. Anderson nel 1932.

I raggi cosmici primari sono per lo più costituiti da protoni, particelle alfa, nuclei pesanti e da una piccola percentuale di fotoni, elettroni e neutrini.

Durante il percorso dalla sorgente alla Terra, l'energia e la loro direzione rispetto alla traiettoria originale possono variare per effetto dei campi magnetici galattici e dell'interazione con il mezzo interstellare (ISM).

Lo studio dei RC è attualmente concentrato in gran parte su tre aspetti estremamente interessanti: la determinazione delle sorgenti, i meccanismi di accelerazione nel cosmo e le interazioni fondamentali ad energie talmente elevate da non essere riproducibili a Terra agli acceleratori.

I RC dotati di energie fino a $10^{15} \div 10^{16}$ eV provengono principalmente da sorgenti che si trovano nella nostra galassia, mentre i RC di energie più elevate non possono che provenire da sorgenti extragalattiche: non si conoscono infatti sorgenti galattiche capaci di imprimere ai RC energie $> 10^{16}$ eV.

Molto importante per la ricerca di sorgenti astrofisiche di alta energia è la neutrino-astronomia, che sfrutta le proprietà dei neutrini di essere molto leggeri e neutri (dunque non deviati dai campi magnetici) e debolmente interagenti con il mezzo interstellare: ciò implica che rivelare un neutrino di una certa energia, proveniente da una certa direzione sia equivalente a determinare con sufficiente precisione la zona in cui è stato prodotto e dunque a localizzarne la sorgente.

Lo spettro energetico dei RC, misurato a Terra, è decrescente e va dalle centinaia di eV fino a qualche decina di Joule. Il flusso dei RC primari è fortemente dipendente dalla loro energia: lo spettro è descritto da una legge di potenza del tipo $E^{-\gamma}$, con $\gamma \sim 2,7 \div 3$.

La rivelazione di particelle ad energie molto elevate diviene sempre più difficile a causa dei flussi via via sempre più deboli: al crescere dell'energia si deve disporre di apparati di misura sempre più grandi.

Una delle tecniche usate per rivelare particelle cariche di alta energia (dunque con flussi poco intensi) è quella di sfruttare la radiazione Čerenkov prodotta al passaggio di queste particelle ultrarelativistiche in un mezzo trasparente, in cui la luce si propaga con facilità e con una bassa probabilità di essere diffusa, ad esempio l'acqua (data anche la sua abbondanza in natura).

La radiazione elettromagnetica emessa lungo il percorso ha uno spettro continuo, che copre anche la zona del visibile, in cui l'efficienza di rivelatori come i fotomoltiplicatori è massima.

Per un rivelatore di neutrini astrofisici l'acqua è importante anche per la sua funzione di schermo: volendo rivelare eventi così rari si deve mettere il rivelatore al riparo dalla radiazione atmosferica, che potrebbe impedire la rivelazione di particelle *rare*.

La maggior parte della radiazione che raggiunge il suolo è composta da elettroni e fotoni, ma viene facilmente arrestata da strati di materia. La componente *dura* della radiazione atmosferica è costituita dai muoni, che possono viaggiare anche qualche chilometro nell'atmosfera, prima di perdere tutta l'energia.

Le misure effettuate nei laboratori sotterranei attualmente in uso (Gran Sasso, Frejus, Sudbury...) mostrano che uno strato di materia equivalente a $\sim 3500\text{m}$ di acqua è capace di ridurre il flusso dei muoni atmosferici di un fattore 10^6 , rendendo possibili esperimenti che si prefiggono proprio la ricostruzione delle tracce di muoni prodotti nelle interazioni di ν_μ astrofisici (figura 1).

È fondamentale quindi che l'apparato sia posto ad una profondità tale da minimizzare il fondo di particelle provenienti dall'atmosfera.

L'acqua è un ambiente ideale per la realizzazione di apparati di rivelazione di neutrini astrofisici: è un mezzo trasparente che si trova in natura in grande quantità e nel quale si produce e si propaga il segnale Čerenkov; nei siti abissali può inoltre offrire uno schermo naturale per la radiazione atmosferica e costituisce un bersaglio su cui i neutrini possono interagire.

Il mare a grandi profondità può quindi ospitare un **Telescopio per Neutrini**, ma è anche un mezzo, in moto, in cui avvengono fenomeni naturali di luminescenza ed in cui si sviluppano organismi biologici. Nella progettazione di un qualsiasi apparato sperimentale bisogna considerare l'esistenza di questi fenomeni ambientali.

Il presente lavoro di tesi è stato svolto all'interno della collaborazione **NEMO** (NEutrino Mediterranean Observatory), che si pone come obiettivo lo studio, per mezzo della rivelazione di luce Čerenkov, di neutrini di altissima energia al fine di individuarne le sorgenti.

Il lavoro ha avuto lo scopo ultimo di stimare la diminuzione di efficienza dei rivelatori di cui si compone l'intero apparato, per effetto della deposizione di sedimenti e della crescita di colonie

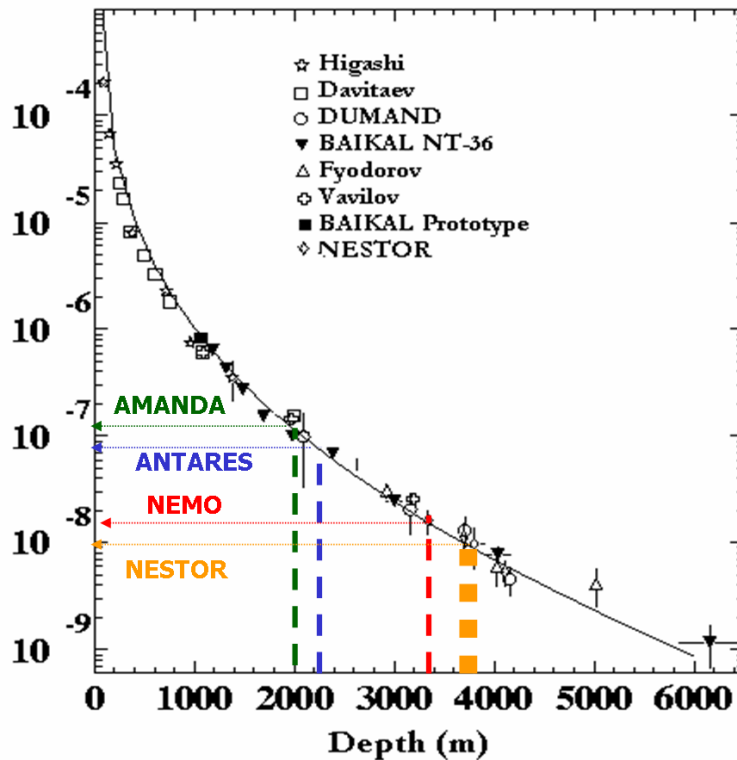


Figura 1: Flusso di μ atmosferici in funzione dello spessore di materiale attraversato [23].

di batteri sulla superficie sensibile dei fotomoltiplicatori che si usano per rivelare la luce Čerenkov.

Il primo capitolo sarà dedicato ad un'introduzione alla fisica dei RC, sottolineando le questioni ancora aperte. Si parlerà della loro *composizione chimica*, riconducendola ai meccanismi di produzione e propagazione nel mezzo interstellare (ISM).

Verrà discusso lo spettro energetico dei RC misurato sperimentalmente, le problematiche legate alla loro origine e alla riduzione del flusso ad energie maggiori di 10^{19} eV (effetto GZK). Verranno inoltre passate in rassegna le varie tecniche di rivelazione a seconda della finestra di energia che si vuole rivelare, citando alcuni esperimenti rilevanti (alcuni dei quali ancora in costruzione).

Il secondo capitolo descriverà in modo più dettagliato l'esperimento NEMO, spiegandone la struttura in relazione alle proprietà fisiche dell'acqua e al suo scopo finale. Nel terzo e nel quar-

to capitolo verranno presentati i risultati dell'analisi dei dati sull'oscuramento dei moduli ottici (*biofouling*), dati presi per circa 19 mesi nel sito abissale di Capo Passero. Utilizzando questi risultati sarà possibile sia stabilire in modo ottimale la disposizione interna dei moduli ottici, in particolare la posizione dei fotomoltiplicatori (PMT) rispetto all'angolo di zenith, sia stimare una percentuale annua di oscuramento dovuto alla crescita del film biologico sulla superficie dei PMT.

I risultati discussi nel terzo e quarto capitolo sono stati poi inseriti nel programma (OPNEMO) che simula gli eventi all'interno e in prossimità del rivelatore, per stimare l'effetto della variazione di trasparenza sulla ricostruzione delle tracce simulate. La prima parte del quinto capitolo sarà dunque dedicata ad una breve introduzione sull'architettura del programma OPNEMO e del programma che ricostruisce le tracce simulate. Verranno poi discussi i risultati ottenuti considerando, nella simulazione dell'apparato, anche l'effetto di *biofouling* sulla superficie dei moduli ottici. In questo modo la ricostruzione delle tracce di muone potrà essere fatta tenendo conto delle reali caratteristiche del mezzo con cui esso interagisce e della progressiva diminuzione dell'efficienza dell'apparato.

Capitolo 1

I Raggi Cosmici

1.1 La composizione chimica

I raggi cosmici sono costituiti per la maggior parte da nuclei ionizzati, in particolare: al 90% da protoni, al 9% da particelle α , per il resto da nuclei pesanti, fotoni, elettroni e neutrini.

In figura 1.1, in cui è riportato il flusso differenziale dei RC primari in funzione dell'energia cinetica per nucleone, è visibile, almeno in parte, anche la *composizione* dei RC: gli elementi leggeri prevalgono su quelli pesanti.

La composizione dei RC varia nel percorso dalla sorgente alla Terra a causa delle interazioni con il mezzo interstellare (ISM) che danno luogo alla produzione di molte altre particelle: i RC secondari. Il grafico in figura 1.2 mostra le abbondanze relative nei RC e nel Sistema Solare, in funzione del numero atomico Z , misurate a Terra e relative al silicio e al ferro. Si nota subito l'andamento irregolare, comune ad entrambi i campioni, che evidenzia un effetto pari-dispari: nuclei con Z e/o A pari sono più legati e dunque più abbondanti in natura, in questo modo si riduce l'effetto di repulsione tra cariche dello stesso segno presenti nel nucleo.

I nuclei più leggeri, H ed He, sono molto meno abbondanti nei RC: questo può essere dovuto al fatto che i meccanismi di fissione, che portano alla produzione di atomi leggeri, sono molto meno frequenti nei RC.

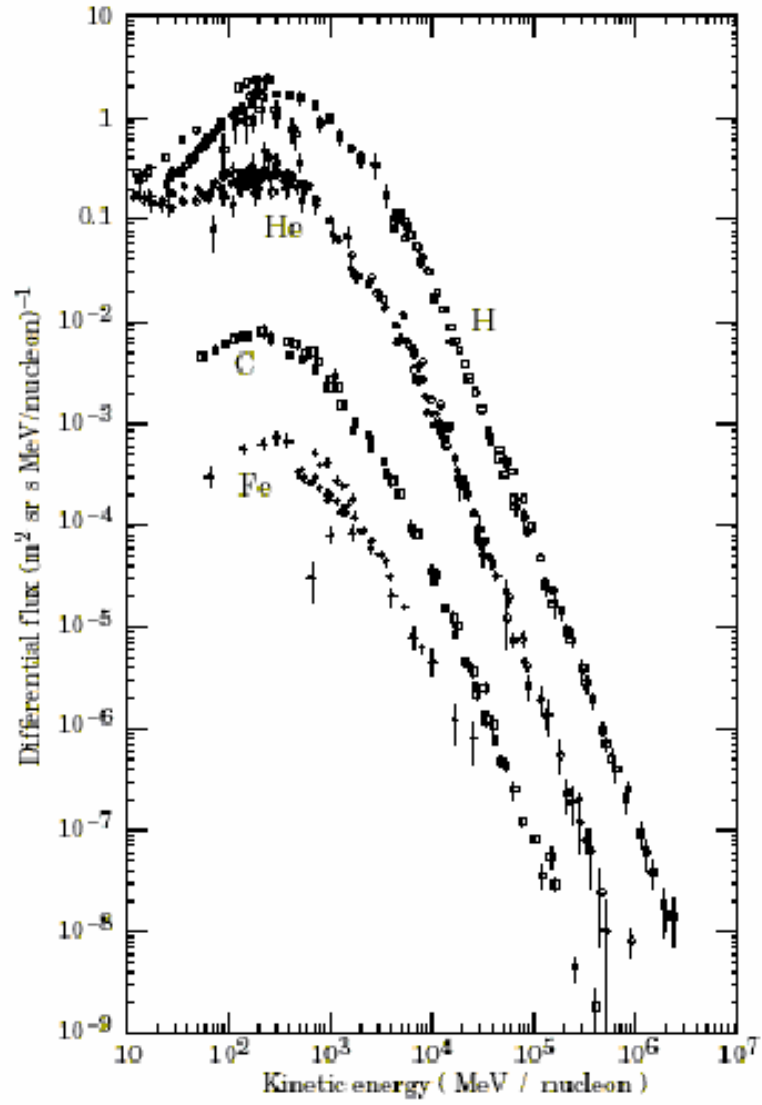


Figura 1.1: *Spettro energetico dei principali costituenti dei raggi cosmici primari* [9].

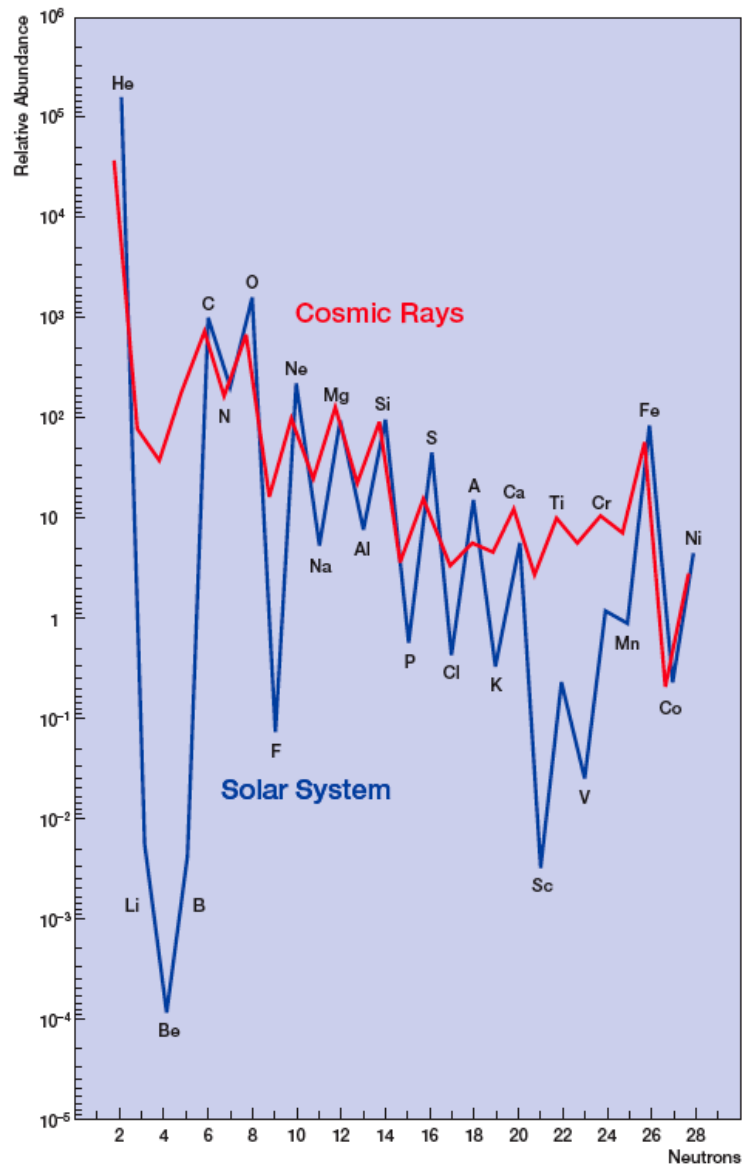


Figura 1.2: *Composizione chimica dei RC relativa ad He e Ni (linea rossa), confrontata con quella del Sistema Solare (linea blu), in funzione del numero atomico Z. [36].*

La grande differenza sta nelle abbondanze relative di Li, Be e B. La loro abbondanza nel Sistema Solare è ridotta perché, essendo nuclei leggeri, sono praticamente assenti nella fase finale della nucleosintesi di una stella: in questi processi infatti vengono usati come combustibile elementi via via più pesanti. Nei RC questi elementi sono molto abbondanti perché si formano ogni volta che un nucleo pesante, come l'ossigeno o il carbonio, interagisce con il mezzo interstellare andando a formare un nucleo più leggero.

Allo stesso modo Sc, Ti e V sono prodotti dalla spallazione di Ni e Fe.

Note le abbondanze relative di questi elementi nella galassia, si può calcolare [6] lo spessore che deve essere attraversato dagli elementi pesanti per produrre l'abbondanza di elementi leggeri presente nei RC: questo è pari a $X \simeq 5gcm^{-2}$. Noto lo spessore X è possibile determinare il tempo di permanenza τ dei raggi cosmici all'interno della galassia.

Essendo:

$$X = \rho c \tau \simeq 5gcm^{-2} \quad (1.1)$$

da cui

$$\tau \simeq 3 \times 10^6 \text{anni} \quad (1.2)$$

dove $\rho \simeq 1,6 \times 10^{-24}gcm^{-3}$ è la densità del gas (se supponiamo che questo sia essenzialmente composto da protoni) e $c = 3 \times 10^{10}$ cm/s.

Possiamo dunque calcolare lo spessore di materiale attraversato dai RC nella galassia:

$$l = \frac{X}{m_p \rho} = 1000Kpc \quad (1.3)$$

Lo spessore del disco galattico $d = 0,2kpc \ll l$, questo implica che i RC all'interno della galassia vengono diffusi più volte dal campo magnetico galattico ($B_{gal} \simeq 3\mu G$) prima di uscirne.

1.2 I meccanismi di accelerazione

Lo spettro dei raggi cosmici misurato a Terra, visto in figura 1.1, si estende per moltissimi ordini di grandezza, fino a qualche Joule decina di ($1\text{Joule} \sim 10^{19} \text{ eV}$).

Una tale energia può essere raggiunta da una particella solo dopo che questa è stata più volte accelerata: in questo capitolo vogliamo brevemente illustrare quali sono le attuali conoscenze sui meccanismi che *producono* particelle tanto energetiche.

Una particella carica in un campo magnetico viene accelerata e la sua traiettoria viene curvata nell'interazione: un raggio cosmico che viaggia nella galassia interagisce con il campo magnetico galattico, che ha un'intensità di $\sim 3\mu\text{Gauss}$, e non può essere accelerato fino a raggiungere le energie enormi rivelate sperimentalmente: questo ci fa capire che devono esistere altri meccanismi in grado di spiegare la presenza di particelle di altissima energia [10].

È ragionevole assumere che l'accelerazione di un protone fino all'energia E in un campo magnetico B debba avvenire in una regione di raggio R maggiore del *giroradio* della particella:

$$R > R_{\text{giroradio}} = \frac{E}{B} \quad (1.4)$$

(in unità $c = e = 1$). La regione in cui è presente il campo magnetico deve quindi contenere l'orbita della particella.

Possiamo esplicitare la massima energia ottenibile in un acceleratore cosmico:

$$\frac{E_{\text{max}}}{[10^{17} \text{ eV}]} = \frac{B}{[3 \cdot 10^{-6} \text{ G}]} \frac{R}{[50 \text{ pc}]} \quad (1.5)$$

Un protone nella nostra galassia, con energia $E = 10^{18} \text{ eV}$ ha $R_{\text{giroradio}} = 500 \text{ pc} > R_{\text{galassia}}$.

Un buon modello per descrivere i fenomeni di accelerazione dei RC deve dunque tenere conto dei seguenti aspetti:

1. lo spettro energetico di tutte le particelle segue una legge di potenza. Nei casi in cui l'origine delle particelle non è termica, lo spettro è del tipo

$$dn(E) \propto E^{-x} dE$$

dove l'esponente x va da 2,2 a 3.

2. l'energia massima dei RC finora osservati è pari a $E_{max} \sim 10^{20}$ eV.
3. il meccanismo di accelerazione deve giustificare la composizione chimica dei RC.

1.2.1 Meccanismo di Fermi del secondo ordine

L'idea originale di Fermi, sviluppata intorno al 1950, era che la galassia fosse piena di nubi di plasma che generavano l'accelerazione dei RC, diffondendoli attraverso urti elastici successivi. Nella visione di Fermi questo è un processo stocastico, un *ensemble* di molti eventi, durante i quali una particella acquista ogni volta una piccola frazione di energia, proporzionale a quella iniziale.

Una particella di energia E_1 e impulso p_1 collide con una nube, in moto con velocità V (figura 1.3). Si può calcolare l'incremento medio di energia ponendosi nel sistema di riferimento solidale con la nube: poiché questa ha massa $M \propto M_\odot$ ($M_\odot = 1,99 \times 10^{33} g$), in quel riferimento si conserva l'energia.

Indicato con $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ il fattore di Lorentz ed essendo valida l'approssimazione ultra-

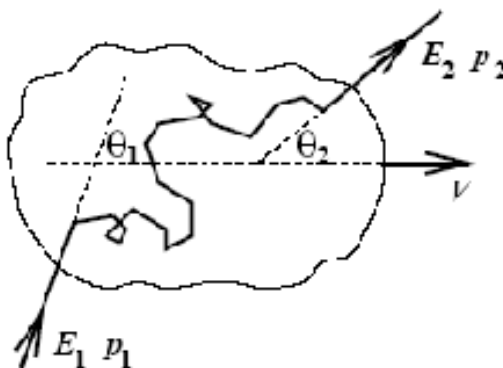


Figura 1.3: Interazione dei RC con una nube di plasma in moto con velocità $V = c\beta$.

relativistica per le particelle ($E \gg mc^2$), si ottiene un guadagno medio di energia del secondo

ordine in β

$$\frac{\langle E_f \rangle}{E_i} = \gamma^2 (1 - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle) = \quad (1.6)$$

$$= \frac{1}{1 - \beta^2} \left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right) \simeq (1 + \beta^2) \left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right) \quad (1.7)$$

$$= 1 + \frac{4}{3} \beta^2 + \dots \quad (1.8)$$

Quindi, con le ipotesi fatte fino ad ora, il guadagno di energia sarebbe proporzionale a β^2 .

Le nubi di plasma hanno delle velocità molto piccole, con $\beta \leq 10^{-4}$ e questo comporta un guadagno di energia molto basso.

Questo è il vero punto debole del meccanismo di Fermi: non spiega l'accelerazione di particelle fino ad energie sufficientemente elevate. La teoria non è in grado di fornire una corretta rappresentazione dello spettro dei raggi cosmici, in quanto l'indice spettrale che si ottiene dal meccanismo di Fermi è molto più grande di quello ottenuto sperimentalmente. Una descrizione migliore del fenomeno si ha se si considerano regioni della galassia in cui ci sono turbolenze, anche a piccole scale, come ad esempio le zone limitrofe ai resti di una supernova, che vedremo meglio più avanti.

1.2.2 Meccanismo di Fermi del primo ordine

Negli anni '70 l'idea di Fermi venne applicata alle onde d'urto. In questa nuova versione il guadagno di energia risulta proporzionale a β .

Un'onda d'urto (*shock wave*) è una discontinuità nelle proprietà termodinamiche di un fluido, in cui la sua velocità varia rapidamente in un certo spessore, e che si muove con velocità maggiore della velocità del suono nel mezzo.

Il fluido non ancora raggiunto dallo *shock* è detto **upstream**, mentre quello che è già raggiunto e superato dallo *shock* è detto **downstream**. Passando nel fluido *downstream* le particelle vengono diffuse: nel riferimento solidale con il fluido la distribuzione delle velocità delle particelle

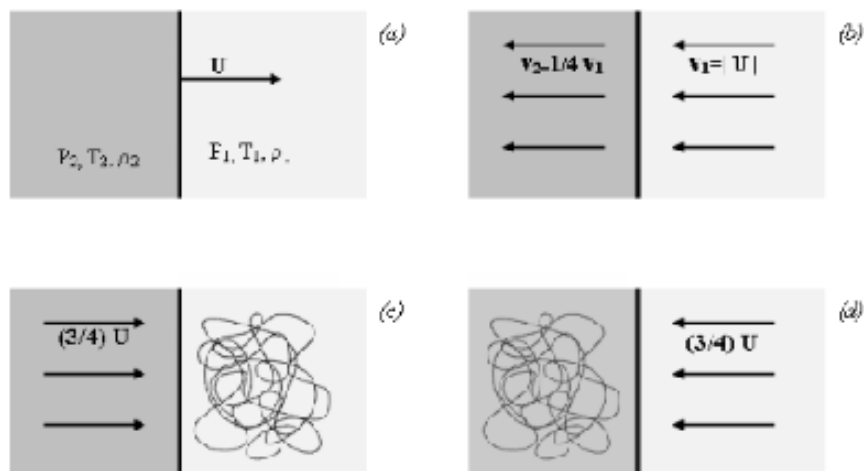


Figura 1.4: Meccanismo di accelerazione di Fermi del primo ordine: (a) Lo shock si propaga con velocità supersonica U , in un gas stazionario con pressione, temperatura e densità rispettivamente p_1, T_1, ρ_1 ; il fluido downstream dietro l'onda d'urto ha parametri p_2, T_2, ρ_2 ; (b) Il flusso di gas nel sistema di riferimento dell'onda d'urto; (c) Nel sistema di riferimento upstream, il fluido downstream ha velocità $\frac{3}{4}U$ e la distribuzione delle velocità è isotropa nel fluido a riposo; (d) Stessa situazione, ma vista nel riferimento in cui il gas downstream è a riposo [10].

sarà isotropa (figura 1.4 d).

Ogni particella viene diffusa più volte e dunque può riattraversare lo shock in senso contrario: ogni volta che una particella attraversa la discontinuità, questa incrementa la sua energia perché lo *shock* è in moto. Un osservatore solidale con lo *shock* vede il fluido che si avvicina con velocità $v_1 = U \gg v_{suono}$ (figura 1.4 b), mentre alle sue spalle il fluido lascia lo *shock* con velocità v_2 .

Imponendo l'equazione di continuità:

$$v_1 \rho_1 = v_2 \rho_2 \quad (1.9)$$

si ottiene

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1.10)$$

dove ρ_1 rappresenta la densità del fluido *upstream* e ρ_2 quella del fluido *downstream*. Se lo shock è supersonico si dimostra che

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{c_P/c_V + 1}{c_P/c_V - 1} \quad (1.11)$$

dove c_P e c_V rappresentano rispettivamente il calore specifico a pressione e a volume costante.

Nel caso di un gas monoatomico il loro rapporto vale $c_P/c_V \sim \frac{5}{3}$ e quindi si ha $v_2 = \frac{1}{4}v_1$.

Nel riferimento solidale con il fluido *upstream* lo shock si muove verso il fluido con velocità U , mentre il fluido *downstream* si avvicina all'osservatore con velocità $V = \frac{3}{4}U$ (figura 1.4 c).

In questo riferimento la distribuzione delle velocità delle particelle di fluido *upstream* è isotropa.

Nella regione *downstream* le particelle hanno velocità $V = \frac{3}{4}U$ (figura 1.4 c) e quindi l'energia di una particella che attraversa il fronte dello shock (dalla regione *upstream* alla regione *downstream*) sarà:

$$E' = \gamma(E + p_x V) \quad (1.12)$$

dove p_x è la componente dell'impulso nella direzione normale allo shock, il quale si muove con velocità non relativistica $U \ll c$ e quindi $\gamma \sim 1$.

Le particelle sono invece relativistiche e in queste ipotesi $E \sim pc$ e $p_x = p \cos \theta = \frac{E}{c} \cos \theta$.

In questo modo è possibile stimare la variazione dell'energia di una particella:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E' - E}{E} \sim \frac{pV \cos \theta}{E} = \frac{V \cos \theta}{c} = \frac{3U}{4c} \cos \theta = \frac{3}{4} \beta \cos \theta \quad (1.13)$$

A questo punto bisogna mediare su θ e si ottiene:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{2V}{3c} \quad (1.14)$$

Nella situazione in cui le particelle si muovono nel verso opposto la situazione è analoga e la quantità di energia guadagnata è la stessa. In un ciclo completo di attraversamento dello shock, il guadagno di energia è

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{4V}{3c} = \frac{4}{3} \beta \quad (1.15)$$

Rispetto al meccanismo precedente, in questo caso il guadagno di energia è proporzionale a β e dunque in questo caso l'accelerazione descritta è più efficiente.

Si può dimostrare che il valore dell'indice spettrale calcolato con queste ipotesi è $\gamma \sim 2$ e dunque lo spettro sarà del tipo $dn(E) \propto E^{-2} dE$. Il problema principale del meccanismo di Fermi al primo ordine è che, pur essendo notevolmente più realistico rispetto al precedente, non è un processo rapido.

Le particelle devono essere diffuse avanti e indietro rispetto allo shock e nel caso di **supernova remnant** (SNR) hanno un guadagno di energia pari a una parte su 100 in ogni attraversamento. Questo processo di accelerazione da parte di una SNR dura circa 10^5 anni: da qui si può ottenere un limite superiore per l'energia delle particelle accelerate pari a $E_{max} \sim \frac{10^5 GeV}{nucleone}$, che tiene conto anche delle dimensioni dell'onda d'urto e del modulo del campo magnetico, .

1.2.3 Due ipotesi sull'accelerazione, nel caso di energie limite

Per spiegare l'origine dei RC di energia maggiore di $10^{20} eV$, due sono finora i modelli più soddisfacenti: **bottom-up** e **top-down** [3].

Il modello **bottom - up** prevede che l'origine dei RC sia nei cosiddetti *acceleratori cosmici* (figura 1.5): attualmente i principali candidati sono i *Nuclei Galattici Attivi* e i *Gamma Ray*

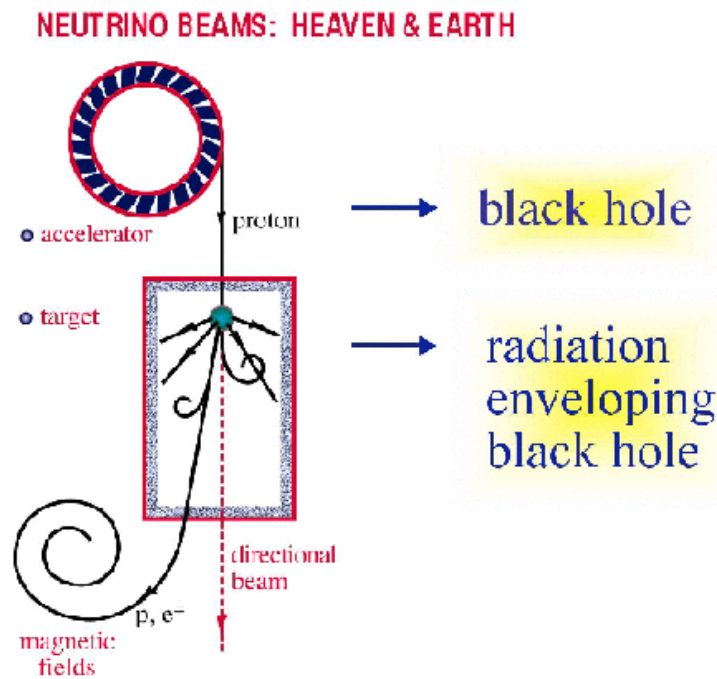


Figura 1.5: La produzione di particelle di altissima energia a partire dagli acceleratori cosmici [3].

Bursts, di cui parleremo più avanti. Attorno a questi oggetti celesti si trova una grande quantità di protoni e fotoni, che rappresentano un bersaglio per i RC accelerati. Quando una stella esplosa si crea un'onda d'urto che è in grado di accelerare particelle: a questo punto le particelle già accelerate passano attraverso forti campi magnetici o nubi di gas che circondano un buco nero, interagendo con la materia circostante. Il risultato di questa interazione è la produzione di pioni che poi decadono producendo fotoni e neutrini di altissima energia.

Il modello **top - down** prevede invece che RC di altissima energia siano prodotti nel decadimento di difetti topologici aventi masse enormi, dell'ordine di 10^{24} eV. Con le attuali conoscenze non è ancora possibile stabilire quale delle due teorie sia corretta, poiché tali energie sono difficilmente investigabili con le odierne tecniche sperimentali.

1.3 Origine dei raggi cosmici

Abbiamo visto come le SNR siano *candidate* come sorgenti e acceleratrici di raggi cosmici: negli ultimi anni l'attenzione si è concentrata molto sullo studio delle altre possibili sorgenti di RC, soprattutto ad energie più elevate.

Una rappresentazione interessante che raggruppa le possibili sorgenti finora note è il grafico di Hillas [8] (figura 1.6).

Come già accennato nel paragrafo precedente, la possibilità, da parte di una sorgente, di accelerare la radiazione cosmica fino ad una certa energia dipende dalle dimensioni R della sorgente e dal modulo del campo magnetico locale B . La relazione tra le due grandezze è di inversa proporzionalità: gli oggetti astronomici di grandi dimensioni hanno campi magnetici molto deboli, mentre quelli più compatti, come le stelle di neutroni, hanno grossi campi magnetici. Nel grafico sono presenti tutte le possibili sorgenti di protoni fino ad un'energia $E = 10^{20} eV$.

I raggi cosmici con energia minore di 10^{15} eV hanno origine galattica, vediamo quali sono queste possibili sorgenti.

1.3.1 Supernova Remnants

Quando il combustibile nucleare di una stella esaurisce, si crea al suo interno una situazione di instabilità che, se la stella ha massa $M > 1,4M_{\odot}$ (limite di Chandrasekhar) causa un fenomeno esplosivo, il cui esito finale dipende dalla massa della stella (figura 1.7).

Le esplosioni di supernovae sono un'importante sorgente di neutrini, che sono prodotti quando il nucleo di Fe collassa su se stesso. La temperatura elevatissima a cui si trova il materiale in caduta libera, fa sì che i nucleoni del Fe si comportino come particelle libere: inizia così il processo di *neutronizzazione* della stella



L'emissione di neutrini fa perdere alla stella il 99% della sua energia. Il collasso si blocca solo quando, grazie anche alla pressione esercitata verso l'esterno dai neutrini emessi, si forma

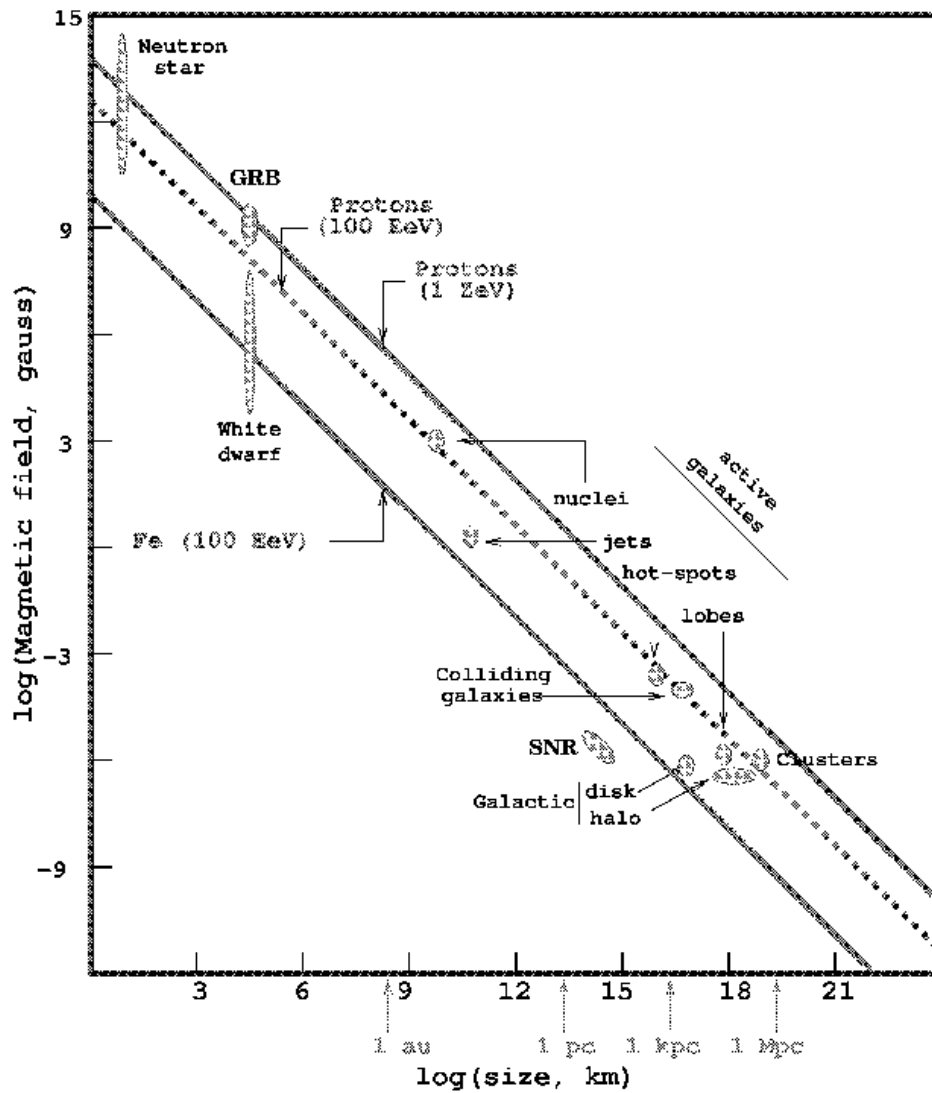


Figura 1.6: Le possibili sorgenti di protoni sono catalogate in base al campo magnetico che generano e alle loro dimensioni. Le rette rappresentano le energie alle quali gli acceleratori in questione riescono a portare le particelle cariche [8].

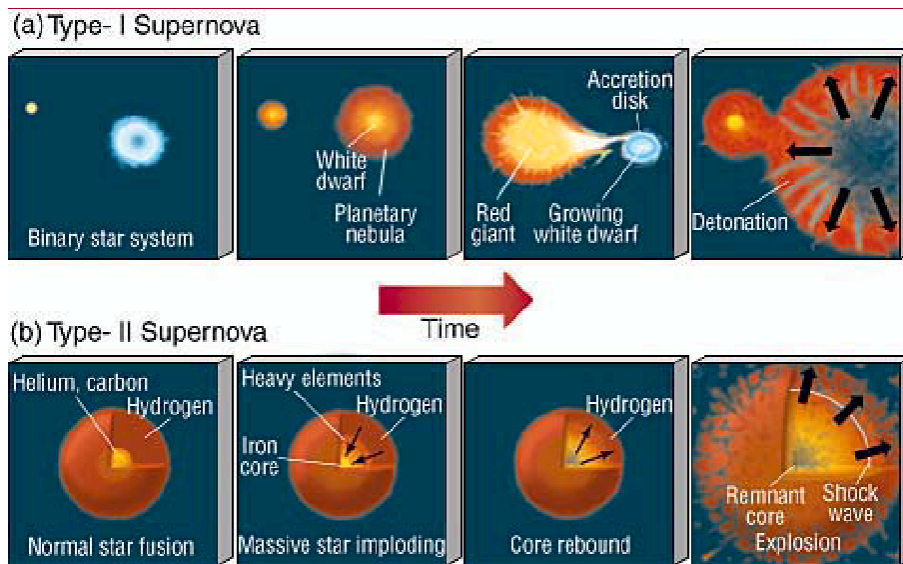


Figura 1.7: Meccanismi che, a seconda della massa di una stella, portano alla formazione di un diverso tipo di supernova [28].

un'onda d'urto che accelera le particelle che l'attraversano. I neutrini emessi nel collasso della SN hanno energie $E \sim 10 \div 25 MeV$.

Nel paragrafo 1.2 abbiamo visto come le SNR siano un esempio di acceleratore di raggi cosmici, descrivibile con il meccanismo di Fermi al primo ordine e abbiamo inoltre calcolato in modo grossolano la massima energia a cui sono in grado di accelerarli: $E_{max} \sim 10^5 GeV$.

Le particelle cariche accelerate da una SNR possono originare raggi gamma o neutrini interagendo con altri raggi cosmici oppure con il mezzo interstellare: in questo modo una SNR all'interno della nostra galassia può produrre anche neutrini con energia massima $E_{max} = 10^{15} eV$.

Per raggiungere energie elevate è necessario avere sia grossi campi magnetici che grosse dimensioni. Aumentando le dimensioni della zona di accelerazione bisogna anche considerare le perdite di energia delle particelle che si muovono all'interno di questi oggetti: dove il campo magnetico è più intenso la radiazione di sincrotrone diventa importante anche per i protoni, essendo proporzionale a B^2 . Oggetti di grandi dimensioni impiegano più tempo ad accelerare le particelle che possono anche interagire con la radiazione cosmica di fondo, producendo pioni, e

a quel punto vanno considerate *perse*.

Facendo queste considerazioni dobbiamo dunque togliere dalle possibili sorgenti di RC di altissima energia gli oggetti astrofisici che si trovano ai due estremi del grafico di Hillas: stelle di neutroni (con elevatissimo campo magnetico) e ammassi di galassie (troppo grandi).

Le sorgenti extragalattiche interessanti restano a questo punto due: i nuclei galattici attivi

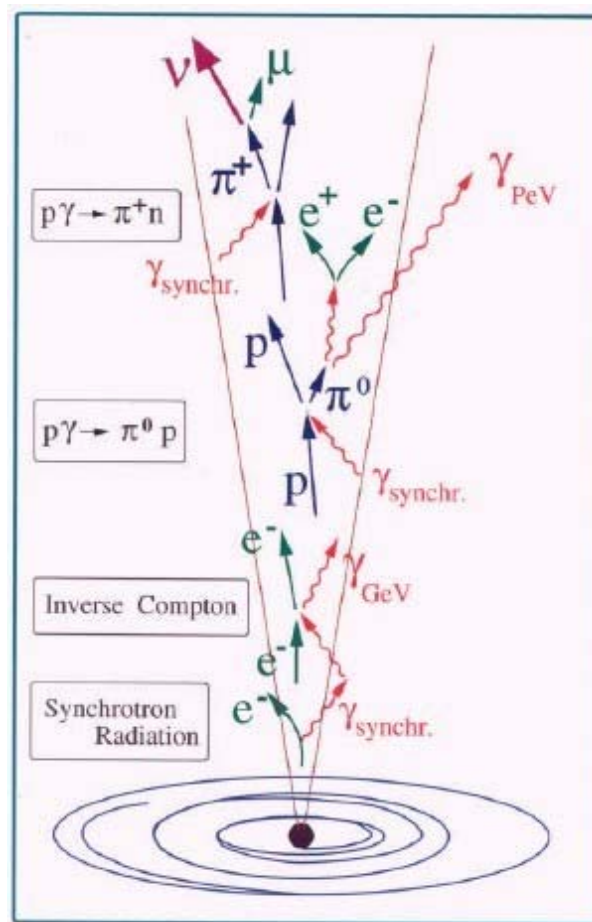


Figura 1.8: Le reazioni che, in una sorgente di RC, portano alla produzione di fotoni e neutrini con i processi di *Astrophysical Beam Dumps* [28].

(AGN) e i gamma ray bursts (GRB).

In figura 1.8 è schematicamente illustrato l'insieme dei meccanismi di accelerazione delle particelle e delle interazioni che, nelle sorgenti, portano alla produzione di fotoni e neutrini di

altissima energia.

1.3.2 Nuclei galattici attivi

Vennero scoperti nel 1949 da Carl Seyfert e sono tra le più potenti sorgenti di RC nell'Universo, con luminosità tipiche dell'ordine di $10^{42} \div 10^{48}$ erg/s.

L'emissione degli AGN interessa tutto lo spettro elettromagnetico e produce un'energia tale che per interpretare fenomeni tanto violenti si deve ammettere l'ipotesi che questi abbiano origine da meccanismi diversi e non ancora completamente noti. Una spiegazione soddisfacente dal

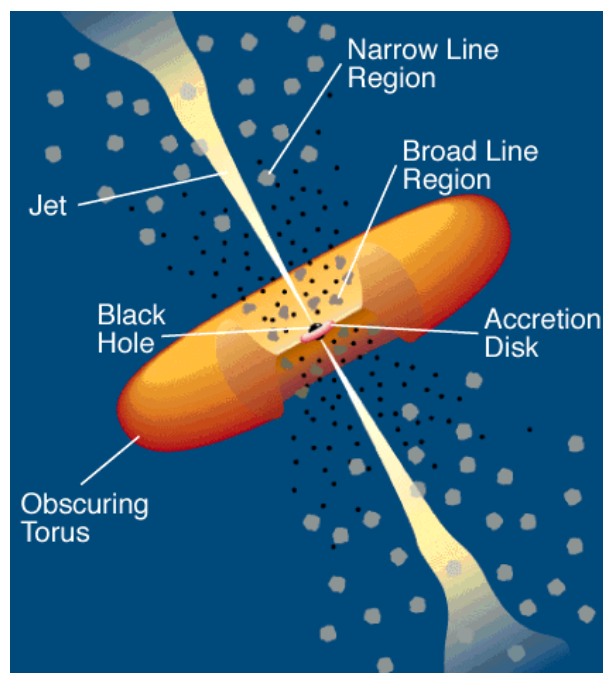


Figura 1.9: La struttura di un nucleo galattico attivo secondo il modello unificato [28].

punto di vista energetico di questo meccanismo viene data supponendo che al centro di un AGN ci sia un buco nero molto massivo, con massa $M \sim 10^6 \div 10^{10} M_{\odot}$.

La materia che viene attratta verso il buco nero, cadendo si riscalda e in questo modo emette radiazione termica.

Il gas in caduta si dispone su un **disco di accrescimento** attorno al buco nero e, non essendo

la sua temperatura costante, il suo spettro continuo sarà diverso da quello di un corpo nero a temperatura costante.

Esistono tipi di AGN diversi per luminosità e spettro di emissione, è tuttavia possibile comprendere le loro caratteristiche principali nel cosiddetto *modello unificato* (figura 1.9).

In questo modello un AGN è formato da:

- Un **motore centrale** composto da un buco nero circondato da un disco di accrescimento, che ruotando emette elettroni relativistici dai poli dell'asse di rotazione.
- Una regione di dimensioni di $\sim 1pc$, detta **broad line region** (BLR), composta da nubi di gas in moto a velocità molto elevate, molto dense e calde.
- Una regione toroidale composta da gas e polveri di $\sim 1kpc$ che circonda il buco nero e la BLR.
- Una regione detta **narrow line region** (NLR) e costituita da gas, come la BLR, ma molto meno densi e veloci.

Un tale sistema appare in modo diverso a seconda della posizione dell'osservatore [7]: se ad esempio viene osservato da una posizione in linea con la regione toroidale, il sistema mostrerà i lobi radio e i jet di elettroni relativistici che non sono visibili se la posizione dell'osservatore è in linea con l'asse polare. Sono AGN in particolare:

- **Quasar** (*quasi-stellar radio sources*): sono sorgenti radio extragalattiche (presenti soprattutto in galassie ellittiche) che sono visibili anche nell'ottico (in questo intervallo di frequenze appaiono puntiformi).
- **Radiogalassie**: sono sorgenti radio extragalattiche che emettono poca radiazione nel visibile.
- **Blazars**: (da *blaze*: vampata) hanno un alto grado di polarizzazione e mostrano grossa variabilità su scale temporali dell'ordine di un giorno (se visti dalla Terra).

I raggi cosmici generati all'interno di un AGN interagiscono con la radiazione e con la materia che si trovano nel disco di accrescimento o con i fotoni UV dei jet e producono pioni che decadendo creano anche fotoni e neutrini.

1.3.3 Gamma ray bursts

Alla fine degli anni '60 iniziarono gli *avvistamenti* di lampi di raggi gamma provenienti dal cosmo. L'origine di questi lampi era molto dubbia e in particolare non era ancora stato stabilito se si trattasse di oggetti di origine galattica o extragalattica.

Il Compton Gamma-Ray Observatory osservò centinaia di eventi, distribuiti isotropicamente.

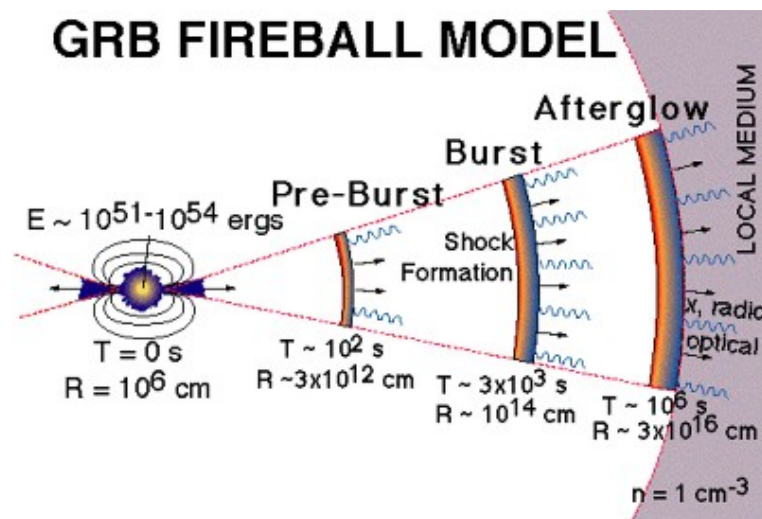


Figura 1.10: *Rappresentazione dei processi che caratterizzano un GRB, secondo il modello a fireball. Da un sistema binario si crea un oggetto super massivo e caldo che attrae materia: in questa fase l'accelerazione di protoni crea onde d'urto. Nella fase successiva il gas si propaga e, raffreddandosi, produce γ di più bassa energia [28].*

Questa è un'evidenza forte a favore dell'origine extragalattica, perché altrimenti si sarebbe riscontrata una maggiore concentrazione di eventi nel centro della galassia.

Uno dei modelli più accreditati per spiegare l'origine dei GRB è il **modello a palla di fuoco** (*fireball model*) che prevede che alla fiammata di raggi gamma corrisponda poi un riverbero con

lunghezze d'onda maggiori (figura 1.10).

La definitiva origine extragalattica è stata attribuita ai GRB dal satellite BeppoSAX, lanciato nel 1996, che ha permesso di associare le sorgenti a galassie con redshift medio $z \sim 1$.

1.4 La distribuzione spettrale

Nei paragrafi precedenti abbiamo visto i possibili processi di accelerazione grazie ai quali i RC primari, emessi da sorgenti sia galattiche che extragalattiche, raggiungono energie elevatissime.

Questo paragrafo sarà dedicato alla descrizione dello spettro dei RC osservato a Terra. Dal grafico in alto in figura 1.11, si vede l'andamento del flusso differenziale dei RC, ovvero del numero di RC rivelati per unità di energia, di tempo, di area e di angolo solido.

Il meccanismo di Fermi al primo ordine prevede per questo spettro una legge di potenza del tipo E^{-2} : dal grafico si vede chiaramente che il flusso segue una legge di potenza del tipo $E^{-\gamma}$, ma con esponente variabile in funzione dell'energia del primario.

Nello spettro si possono individuare tre diverse regioni dello spettro [7], ognuna con un diverso indice spettrale:

- $10eV < E < 10^{16}eV \rightarrow \gamma = 2,7$
- $10^{16} < E < 10^{19}eV \rightarrow \gamma = 3,1$
- $E > 10^{20}eV \rightarrow \gamma = 2,5$

Le discontinuità nei tre andamenti sono più evidenti se si guarda il grafico in basso in figura 1.11, in cui è rappresentato lo spettro moltiplicato per $E^{2,7}$: in questo modo il flusso differenziale appare costante fino a $\sim 10^{15}eV$ e si mettono in evidenza i cambiamenti della pendenza. La prima discontinuità si ha ad un energia $E \sim 10^{15} eV$ e viene detta **ginocchio**, mentre la seconda si ha per $E \sim 10^{18} eV$ e viene detta **caviglia**.

Considerando i modelli di accelerazione che abbiamo descritto, possiamo dire che i primari di

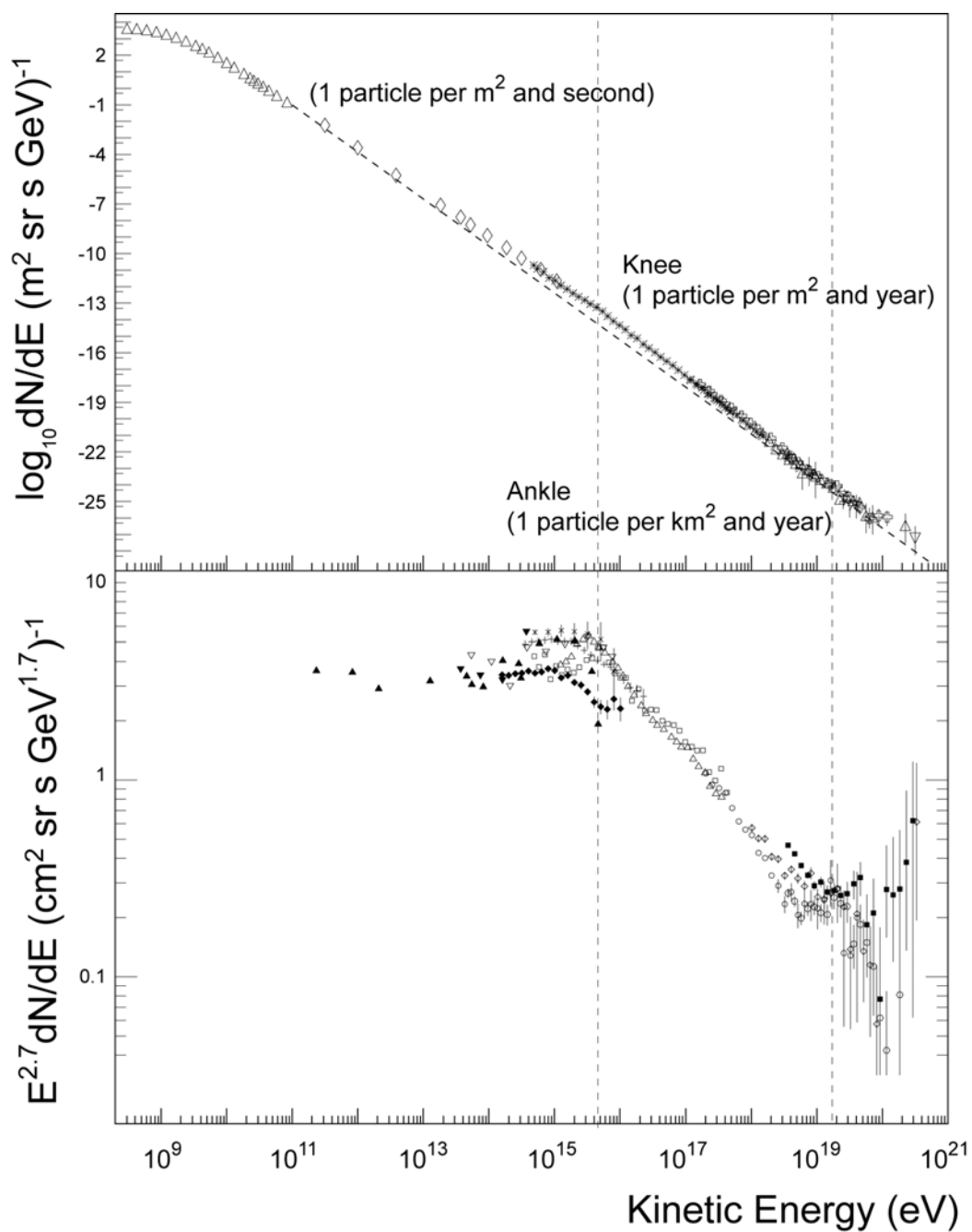


Figura 1.11: In alto: flusso differenziale dei RC misurato a Terra, espresso in particelle per $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}$; in basso: flusso differenziale moltiplicato per $E^{2.7}$, che rende più evidenti le zone dello spettro dette “ginocchio” e “caviglia” [37].

energia inferiore a $10^{15} \div 10^{16}$ eV sono di origine galattica: l'energia del **ginocchio** rappresenta l'energia limite per la quale una particella resta confinata all'interno della galassia.

La **caviglia** corrisponde invece al limite oltre il quale lo spettro si appiattisce: questo aumento del flusso corrisponde forse al contributo di sorgenti extragalattiche di natura completamente diversa da quelle galattiche.

Quanto osservato sperimentalmente si discosta dalle previsioni, dato che bisogna tener conto del percorso dei RC dalla sorgente al rivelatore e del fatto che il meccanismo di Fermi viene formulato essenzialmente per sorgenti galattiche e dunque non riproduce correttamente quello che avviene in sorgenti che, come i GRB, sono extragalattiche.

Uno dei modelli che descrivono in modo soddisfacente *la vita* di una particella tra la sorgente e la Terra, riproducendone anche lo spettro energetico osservato sperimentalmente è il **Leaky Box Model** [6].

La nostra galassia è un disco all'interno del quale il moto complessivo di una particella può essere descritto come un *random-walk*. Durante questo *cammino* il RC può essere diffuso oppure interagire con altre particelle o decadere trasferendo la propria energia cinetica alle particelle figlie.

Il *Leaky Box Model* descrive la variazione del numero di particelle nella galassia nell'unità di tempo, senza però considerare la loro interazione: le particelle possono solo uscire o entrare nella galassia creando una situazione stazionaria.

Con queste ipotesi si ha per il flusso differenziale $N(E)$ un'espressione del tipo

$$N(E) = Q(E)\tau(E)$$

dove $Q(E) \sim E^{-2}$ è la funzione che descrive il contributo delle sorgenti (determinata con il meccanismo di Fermi al primo ordine) e $\tau(E)$ rappresenta il tempo di permanenza nella galassia e dipende dall'energia.

Si può dimostrare che $\tau(E) \sim E^{-(0,6 \div 0,7)}$ e dunque il flusso previsto per raggi cosmici provenienti dalla galassia è compatibile con quello osservato sperimentalmente.

Questa prima zona dello spettro corrisponde dunque a RC provenienti dalla galassia, che arri-

vano sulla Terra con un flusso piuttosto elevato.

Per $E_0 \sim 10^8 eV$ si hanno ~ 100 particelle per metro quadro al secondo: un tale flusso può essere rivelato con palloni aerostatici o con satelliti posti fuori dall'atmosfera terrestre [27].

Le misure di questo tipo si pongono come principale obiettivo quello di misurare le abbondanze relative dei RC primari (essenzialmente protoni) e di misurare il rapporto materia/antimateria.

Ad energie più elevate il flusso diminuisce e lo studio dei RC è possibile attraverso l'osservazione della radiazione secondaria che il primario (protone o fotone) produce interagendo con i nuclei presenti nell'atmosfera terrestre.

In tali interazioni si originano gli sciami estesi in atmosfera (EAS) che, a seconda dell'energia del primario, possono essere studiati con diverse tecniche:

- $E_0 \sim 10^{12} eV$ (**Very High Energy**): si usano telescopi in grado di osservare la luce Čerenkov prodotta dalle particelle dello sciame che si propagano nell'atmosfera con velocità maggiori della velocità della luce nel mezzo (MAGIC, HESS, VERITAS, WHIPPLE).
- $E_0 \sim 10^{15} eV$ (**Ultra High Energy**): si costruiscono rivelatori estesi (Area $\geq 10^4 m^2$) sulla superficie terrestre, che usano diverse tecniche (fotomoltiplicatori, tubi a streamer, camere a fili) per rivelare il passaggio dei raggi cosmici secondari e da quelli ricostruire la traiettoria del primario che ha generato lo sciame (ARGO, KASCADE, EAS-TOP, AGASSA).
- $E_0 \geq 10^{16} eV$ (**Extreme UHE**): il flusso continua a diminuire e dunque servono rivelatori sempre più estesi, anche perché essendo il primario sempre più energetico, lo sciame si allarga. Si può sfruttare la fluorescenza delle molecole di azoto presenti nell'atmosfera che, eccitate dall'urto con il primario, emettono luce nell'ultravioletto per tornare allo stato fondamentale (HiRes, Auger).

Ad energie $E_0 > 10^{20} eV$ il flusso è bassissimo: ci si aspetta 1 evento per chilometro quadrato al secolo e dunque la zona occupata dal rivelatore deve essere davvero enorme.

Il primo evento del genere è stato osservato dall'esperimento **Volcano Ranch** negli anni '50 ad

un'energia $E_0 \sim 1,4 \cdot 10^{20}$ eV e da allora sono stati visti solo una ventina di eventi di energia $E_0 > 10^{20}$ eV.

La brusca riduzione del flusso che si presenta ad energie $E \sim 10^{18 \div 20}$ eV, che è stata osservata nei dati dell'esperimento HiRes [35], ma non in quelli di AGASA [26] (figura 1.12), è nota come **effetto GZK**, e fu ipotizzata negli anni '60 indipendentemente da Greisen [12] e da due ricercatori russi: Zatsepin e Kuzmin [13]. Il concetto alla base di tale effetto è molto sempli-

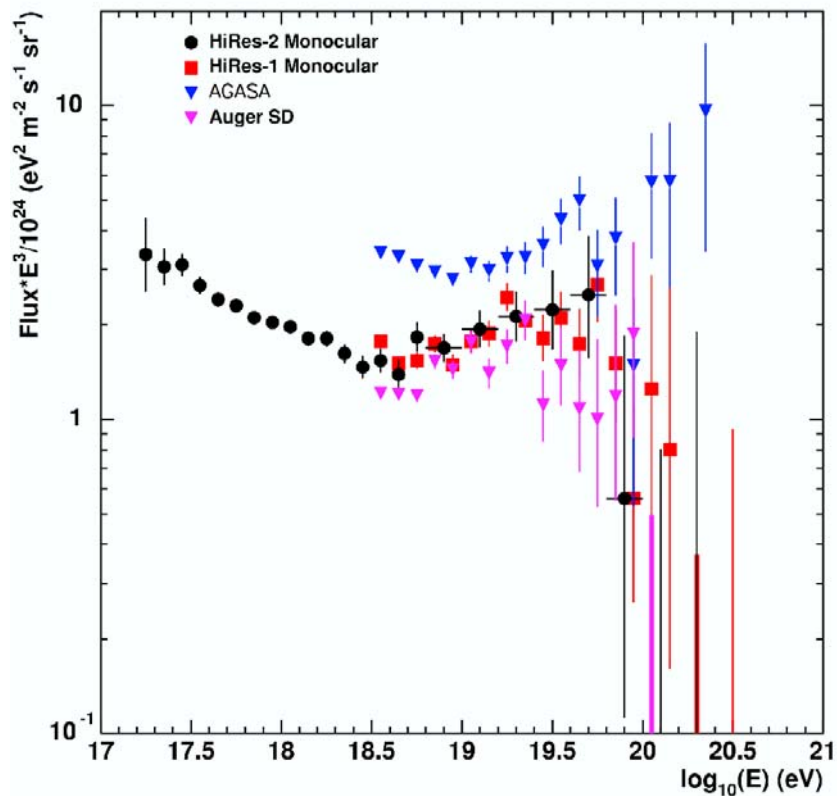


Figura 1.12: Flusso differenziale dei RC misurato a Terra, moltiplicato per E^3 nella zona del taglio GZK: sono rappresentati gli eventi osservati da diverse collaborazioni, in particolare AGASA e HiRes [35].

ce: un protone o un fotone che viaggia nel cosmo può interagire con la radiazione cosmica di fondo e in questo modo creare nuove particelle.

In seguito alle interazioni i RC primari (p e/o γ) terminano la loro propagazione e il loro flusso

si riduce.

Queste reazioni sono processi a soglia: non possono avvenire se la particella incidente non ha l'energia sufficiente. Le interazioni tra raggi cosmici e, ad esempio, il fondo cosmico a microonde (CMBR) sono le seguenti:

$$\gamma + \gamma_{CMBR} \rightarrow e^+ + e^- \quad (1.17)$$

$$p + \gamma_{CMBR} \rightarrow \Delta^+ \quad (1.18)$$

La risonanza $\Delta^+(1232)$ può decadere a sua volta in due modi:

$$\Delta^+ \rightarrow \pi^0 + p \quad (1.19)$$

oppure

$$\Delta^+ \rightarrow \pi^+ + n \quad (1.20)$$

i pioni decadono a loro volta in

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.21)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.22)$$

e successivamente

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.23)$$

La soglia del processo per un protone è data da:

$$E_p > \frac{(2m_p m_\pi - m_\pi^2)}{4E_{CMBR}} \sim 4 \cdot 10^{19} eV \quad (1.24)$$

dove $m_\pi \simeq 140$ MeV è la massa del pione $m_p = 938$ MeV è la massa del protone e E_{CMBR} rappresenta l'energia del fondo cosmico, che si trova alla temperatura di 2,7 Kelvin.

L'effetto GZK causa dunque una degradazione in energia dei protoni e dei fotoni di altissima energia che, interagendo, producono nuove particelle: in questo modo l'informazione sulla traiettoria del primario, che poteva portare all'individuazione della sorgente, viene persa.

I fotoni sono particelle neutre e prive di massa, quindi per energie minori del taglio GZK conservano l'informazione sulla direzionalità, non essendo deviati dai campi magnetici. I protoni hanno un'ulteriore limitazione, oltre al taglio GZK: essendo particelle cariche e di massa abbastanza grande, a basse energie vengono deviati dai campi magnetici e questo comporta la totale perdita dell'informazione sulla traiettoria da loro seguita per raggiungere il rivelatore. In questo modo l'intervallo di energie per cui i protoni possono essere usati per fare astronomia è molto limitato.

1.5 Astronomia con i neutrini

Nel paragrafo precedente abbiamo visto come, a causa dell'effetto GZK, l'Universo sia opaco alle particelle più energetiche.

I limiti sull'energia dati dalla soglia dei processi di interazione con la CMBR per protoni e fotoni pongono dei limiti anche sulle distanze investigabili da Terra. Dire che un protone può essere rivelato solo se ha un'energia $E_0 < 50 \text{ EeV}$ equivale a dire, supponendo validi i meccanismi di accelerazione discussi, che può essere rivelato solo se emesso da una sorgente distante al più 10Mpc, infatti si ha:

$$\lambda_{p\gamma} = \frac{1}{n_{CMBR}\sigma_{p\gamma}} \sim 10 \text{ Mpc} \quad (1.25)$$

dove $\sigma_{p\gamma}$ rappresenta la sezione d'urto dell'interazione $p - \gamma_{CMBR}$ ed è pari a 10^{28} cm^2 e $n_{CMBR} = 400 \text{ cm}^{-3}$ rappresenta invece il numero di fotoni di fondo cosmico al picco dello spettro. Dall'analisi dell'effetto GZK possiamo dunque capire che una particella in grado di trasportare, a qualunque energia, l'informazione sulla sorgente che l'ha emessa deve essere:

- **neutra e con massa piccola o nulla**, altrimenti viene deviata dai campi magnetici, specie alle basse energie;

- **debolmente interagente**, altrimenti può dare luogo a processi a soglia che compongono la sua degradazione in energia con la conseguente produzione di nuove particelle.

Essendo particelle stabili e neutre, i **neutrini** sono adatti a questo scopo [2], arrivano infatti al rivelatore seguendo una traiettoria rettilinea, senza essere deviati da campi magnetici. Il neutrino interagisce con la materia solo debolmente: ciò riesce da un lato a farci ottenere informazioni sulle sorgenti astrofisiche che sarebbero inaccessibili con altre tecniche sperimentali, dall'altro lato ci porta a dover costruire apparati di volumi dell'ordine del km^3 per poter collezionare un numero di eventi sufficiente a svolgere un'analisi statistica sulla direzione di provenienza delle tracce osservate.

Il primo esempio di ciò che si può ottenere con tale tecnica di "astronomia" è stata l'osservazione *con neutrini* dei resti di una supernova (la SN1987A) e del Sole.

I neutrini che incontrano un oggetto denso, come la Terra, possono interagire tramite corrente carica con i nucleoni che si trovano nel mezzo, con processi del tipo:



dove l^- indica il generico leptone, N il nucleone e X gli adroni che si hanno come prodotti finali.

Un generico acceleratore di RC produce in prima approssimazione neutrini nella proporzione $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : 0$. Viaggiando fino al rivelatore, posto sulla Terra, i neutrini *oscillano* e in questo modo il rapporto atteso tra i sapori dei neutrini rivelati a Terra è $1 : 1 : 1$.

Immaginiamo che il rivelatore sia un cubo di lato L: un neutrino incidente sarà rivelato, in prima approssimazione, solo se interagisce all'interno del volume del rivelatore [4].

La probabilità di interazione sarà

$$P = 1 - e^{-\frac{L}{\lambda_\nu}} \sim -\frac{L}{\lambda_\nu} \quad (1.27)$$

dove $\lambda_\nu = \frac{1}{\rho N_A \sigma_\nu}$, essendo ρ la densità del mezzo in cui è posto il rivelatore, σ_ν la sezione d'urto del neutrino ed N_A il numero di Avogadro.

Il numero di eventi prodotti, nel tempo T , da un flusso ϕ di neutrini che interagisce con una porzione di area A del rivelatore, sarà proporzionale all'energia del neutrino incidente, infatti si ha

$$N = ATP\phi \quad (1.28)$$

dove P , ϕ e A dipendono dall'energia del neutrino incidente: A non rappresenta infatti l'area geometrica del rivelatore, ma l'**area efficace** con cui un neutrino di energia E può interagire in modo tale da produrre nell'apparato un segnale rivelabile.

Questo discorso molto semplificato vale per i neutrini elettronici.

Un ν_μ interagendo tramite corrente carica produce nello stato finale un μ^- , che può viaggiare per chilometri se sufficientemente energetico. Per questo motivo un rivelatore per muoni ha un'area efficace molto maggiore di quella che serve per rivelare ν_e , viste le diverse modalità con cui i due leptoni, μ^- ed e^- , perdono energia.

Per avere un'idea della probabilità che un ν_μ sia osservabile nel rivelatore basta fare la seguente sostituzione nella 1.28:

$$L \rightarrow \lambda_\mu \quad (1.29)$$

da cui:

$$P = \frac{\lambda_\mu}{\lambda_\nu} \quad (1.30)$$

dove λ_μ è la lunghezza di attenuazione del muone nel mezzo determinata dalle modalità di perdita di energia del muone. Tale perdita di energia è dovuta essenzialmente a due contributi: produzione di coppie (e altri processi elettromagnetici) e ionizzazione.

Nel caso del ν_τ , per tenere conto dell'effettivo percorso del leptone τ nell'apparato dovremmo invece sostituire

$$L \rightarrow c\gamma\tau = \frac{E}{mc}\tau \quad (1.31)$$

Nella 1.31 E , m e τ rappresentano energia, massa e vita media del leptone.

I neutrini ν_μ e ν_τ possono quindi essere rivelati entro un volume maggiore di quello strumentato.

Il modo più facile per osservare UHE- ν a Terra è dunque quello di seguire il percorso dei muoni prodotti nelle interazioni CC tra ν_μ , ν_τ e nucleoni. Dalla cinematica dell'interazione si ricava l'angolo tra il ν_μ e il μ , dato da [23]:

$$\theta \sim \frac{1,5^\circ}{\sqrt{E_\nu [TeV]}} \quad (1.32)$$

Individuata quindi la direzione del muone si trova con buona approssimazione anche quella del neutrino e dunque si individua la sorgente che lo ha emesso.

La rivelazione di neutrini di altissima energia ha dei grandi vantaggi:

- la sezione d'urto per energie $E_\nu \geq 10^{15}$ eV ha un andamento del tipo $\sigma \propto E_\nu^{0,4}$, più piatta di quella per $E_\nu \leq 10^{12}$ eV ($\sigma \propto E_\nu$): pur aumentando l'energia i neutrini potranno continuare a raggiungere l'apparato.
- lo spettro in energia dei neutrini atmosferici è caratterizzato da un indice spettrale ($\sim 2,6$) maggiore di quello dei neutrini astrofisici, pari a circa 2: per $E_\nu > 1 \div 10 TeV$, il flusso dei neutrini astrofisici dovrebbe essere più intenso di quello dei neutrini atmosferici.

Le stime di flussi di neutrini di altissima energia permettono di calcolare quale deve essere l'area efficace di un apparato che voglia affrontare la "Astronomia con neutrini": deve essere maggiore di $1 km^2$.

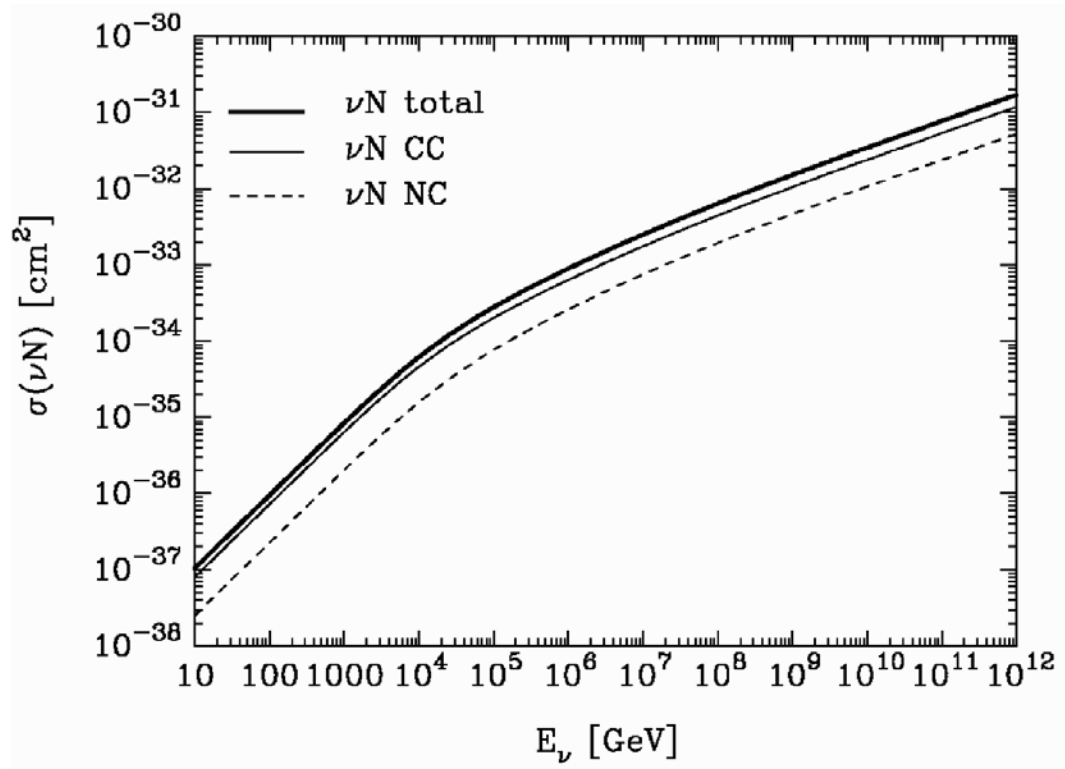


Figura 1.13: Sezione d'urto del processo νN in funzione dell'energia [14].

Capitolo 2

L'esperimento NEMO

La rivelazione dei neutrini è possibile tramite l'identificazione delle particelle cariche, leptoni ed adroni, che sono prodotte nell'interazione dei neutrini stessi con la materia.

Le interazioni di corrente carica delle tre specie di neutrini, ν_e , ν_μ e ν_τ , possono essere distinte solo se è possibile riconoscere la natura dei leptoni e , μ e τ , originati nell'interazione primaria. Date le differenti modalità di interazione dei tre leptoni con la materia, quello che più facilmente può essere rivelato è il muone: la sua vita media è tale che per le energie in gioco potrebbe percorrere centinaia di chilometri prima di decadere. Un muone di energia $E = 100 \text{ GeV}$ potrebbe percorrere, se non interagisse in altro modo con la materia che attraversa, un percorso

$$c\tau\gamma \simeq 2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 10^3 \simeq 600 \text{ Km} \quad (2.1)$$

dove $\tau = 2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ è il tempo di vita media del muone, c è la velocità della luce nel vuoto e $\gamma = \frac{E}{mc^2}$. Il muone inoltre trasporta la maggior parte dell'energia del ν_μ che lo ha prodotto e si muove lungo una direzione che è quasi coincidente con quella del ν_μ $\left(\theta_{\nu_\mu} \sim \frac{1,5^\circ}{\sqrt{E_\nu[\text{TeV}]}} \right)$.

La ricostruzione della direzione del muone potrà permettere di individuare la direzione di provenienza dei neutrini e dunque di individuarne le sorgenti.

Il grosso problema della rivelazione di queste particelle è che ad altissima energia, se provenienti da sorgenti astrofisiche, hanno un flusso molto basso. È quindi di fondamentale importanza, per la realizzazione di tali apparati, il controllo degli eventi di fondo, che vengono in gran parte

indotti dai μ e dai ν atmosferici.

Il bersaglio su cui fare interagire i ν_μ astrofisici deve essere molto grande, a causa dei flussi ridotti e quindi può essere costituito da una grande massa d'acqua o di ghiaccio.

Viste le energie che si vogliono rivelare, l'area efficace dell'apparato deve essere maggiore di 1 Km^2 : tale apparato deve essere inoltre dotato di rivelatori su tutto il percorso previsto per il muone in acqua. L'esperimento NEMO usa come bersaglio per i neutrini una colonna d'acqua profonda circa 3500m, che serve inoltre come schermo dai muoni atmosferici e come mezzo trasparente in cui il muone può produrre luce Čerenkov. Il flusso di μ atmosferici provenienti dall'alto, ad una tale profondità, è fortemente soppresso, ma non è nullo. Per rendere trascurabile il fondo di muoni atmosferici si può quindi cercare di rivelare solo i muoni indotti dai neutrini che vengono dalla direzione che è schermata dall'intero spessore della Terra (*neutrini up-going*) (figura 2.1). In questo modo si riduce però la porzione di cielo osservabile con un

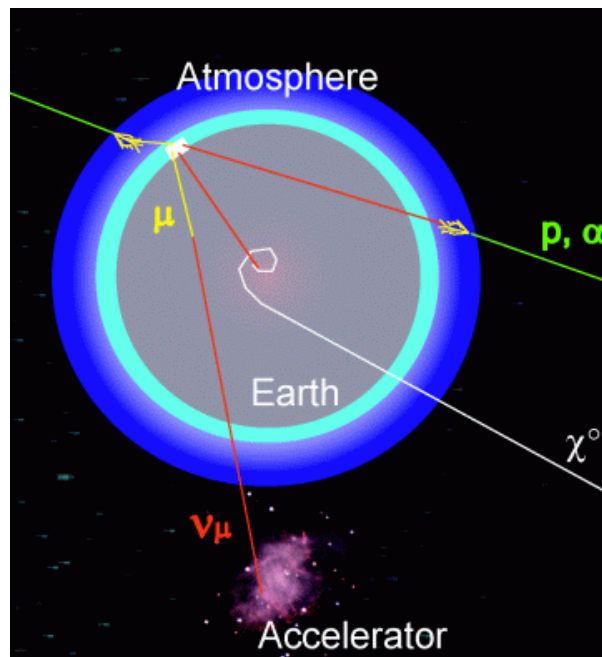


Figura 2.1: Possibili cause di “eventi con muoni” in un apparato sommerso: si riconoscono μ atmosferici originati nell'atmosfera sopra il rivelatore (fondo), μ da neutrini atmosferici (fondo), μ da ν astrofisici (segnali) e μ da decadimenti di neutralini (segnali) [31].

telescopio sottomarino: nel caso dell'esperimento NEMO, che è attualmente in fase di progettazione, ma che sarà costruito nell'emisfero settentrionale, la porzione di cielo osservabile e le relative sorgenti di raggi cosmici (in particolare raggi γ) finora identificate sono riportate in figura 2.2.

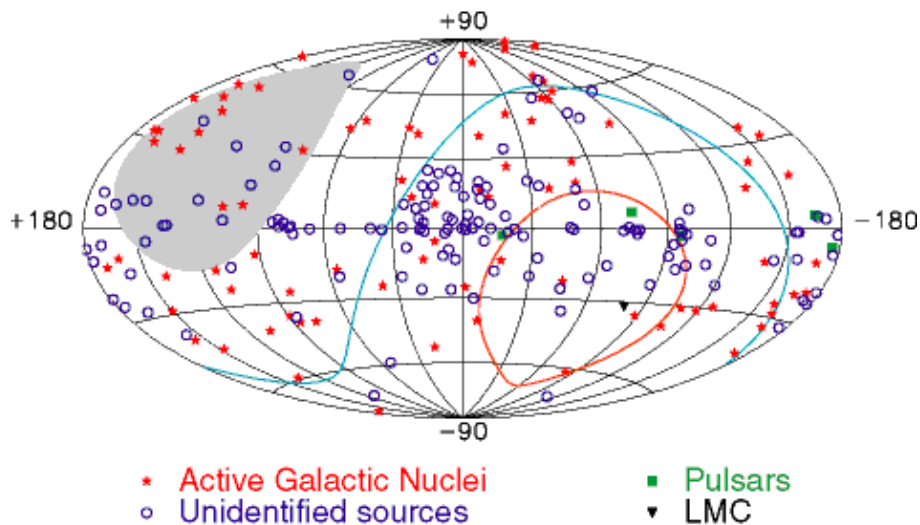


Figura 2.2: Il “Terzo Catalogo di Egret”: la mappa mostra tutte le sorgenti di γ identificate dall'esperimento EGRET, installato a bordo del Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO): si noti che sono 170 (su un totale di 271) le sorgenti che non sono ancora state identificate. Sovrapposta alla mappa, nella zona di colore grigio, è rappresentata la porzione di cielo che non è visibile per un “Telescopio Čerenkov per neutrini” posto nell'emisfero settentrionale. [31]

2.1 L'effetto Čerenkov

Quando una particella carica attraversa un materiale con costante dielettrica ϵ e indice di rifrazione n , produce un campo elettromagnetico che si propaga con velocità $\frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$.

Il campo così prodotto polarizza gli atomi del materiale: la polarizzazione segue il moto della particella senza particolare scambio di energia, se la velocità della particella è $v = \beta c \ll c/n$; se invece $\beta c > c/n$ il materiale si polarizza lungo la direzione della particella ed emette radiazione coerente sulla superficie di un cono, il cui asse coincide con la direzione della particella.

Il fronte d'onda si propaga lungo una direzione che forma con la traccia della particella un angolo θ_c , tale che:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.2)$$

L'energia emessa per unità di percorso e di frequenza da una particella con velocità βc e carica elettrica ze è data da [2]:

$$\frac{d^2E}{dx d\omega} = \frac{z^2 e^2 \omega}{4\pi\epsilon_0 c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) = z^2 \frac{\alpha \hbar \omega}{c} \text{sen}^2 \theta_c \quad (2.3)$$

e il numero di fotoni emessi con energia $\hbar\omega$ è

$$\frac{d^2N}{dx d\omega} = \frac{z^2 \alpha}{c} \text{sen}^2 \theta_c \quad (2.4)$$

Il numero di fotoni emessi nell'unità di tempo si ottiene integrando nell'intervallo di frequenze $\Delta\omega$ in cui $n > 0$, ed è soddisfatta la condizione $\frac{1}{\beta(\omega)} \leq n(\omega)$.

$$\frac{dN}{dx} = \frac{z^2 \alpha}{c} \int \text{sen}^2 \theta_c d\omega \quad (2.5)$$

Nel visibile ($\lambda \sim 300 \div 700$ nm), il numero medio di fotoni emessi è

$$\frac{dN}{dx} \sim 300 \cdot cm^{-1} \quad (2.6)$$

Lo spettro della radiazione emessa è del tipo

$$\frac{dN}{dx} \propto \lambda^{-2} \quad (2.7)$$

e copre anche la zona del visibile, che coincide con l'intervallo di lunghezze d'onda che rende massima l'efficienza quantica di un fotomoltiplicatore (PMT), ovvero il rapporto tra il numero di fotoni incidenti sul fotocatodo e il numero di elettroni che vengono raccolti sul primo dinodo: in particolare l'efficienza quantica massima si ha nel blu ($\lambda \sim 440$ nm).

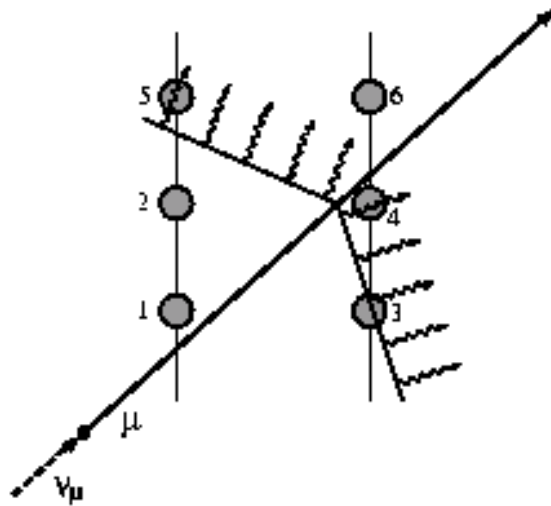


Figura 2.3: Le informazioni ottenute da almeno cinque fotomoltiplicatori permettono di ricostruire la traccia del muone incidente [5].

Per individuare la traccia della particella carica che ha prodotto radiazione Čerenkov in questo intervallo di lunghezze d'onda, si usano quindi le informazioni ottenute dal segnale raccolto dai PMT che compongono i rivelatori Čerenkov sottomarini, secondo quanto inizialmente proposto da Markov nel 1960 [17].

La ricostruzione delle tracce viene fatta combinando l'informazione spaziale (la posizione del PMT che ha rivelato il segnale ottico) e quella del tempo di arrivo del fotone sul PMT: nota la velocità della luce e combinando le informazioni di almeno cinque PMT, si può ricostruire la traccia dei muoni.

L'interazione di corrente carica di ν astrofisici con la Terra produce nello stato finale un leptone carico che, se sufficientemente energetico, può produrre luce Čerenkov, visibile se attraversa un materiale trasparente.

La soglia di energia al di sopra della quale si ha emissione di fotoni Čerenkov è data da:

$$E_c > m \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} - 1 \right) \quad (2.8)$$

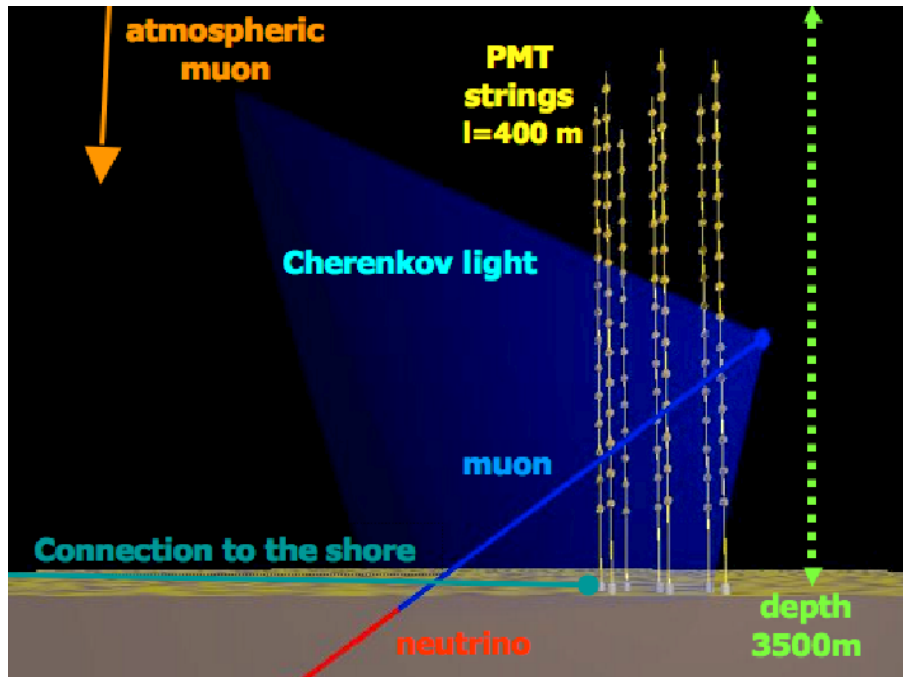


Figura 2.4: Rappresentazione dei processi che portano alla produzione di luce Čerenkov in seguito al passaggio in acqua di un neutrino [31].

dove m rappresenta la massa a riposo della particella.

In particolare, se si considera l'acqua come mezzo in cui avviene l'interazione, si hanno i seguenti limiti per l'energia:

- $E^{e^-} \geq 264 \text{ KeV}$
- $E^{\mu^-} \geq 52 \text{ MeV}$

Nell'emissione di luce Čerenkov, una particella carica perde energia secondo la legge

$$\frac{dE}{dx} \sim z^2 \text{sen}^2 \theta_C [\text{KeVcm}^{-1}] \quad (2.9)$$

Per un muone, che è la particella meglio rivelabile in un telescopio sottomarino, la perdita di energia espressa dalla 2.9 è molto inferiore rispetto all'energia persa per ionizzazione ($\frac{dE}{dX} \sim 2 \text{ MeV/cm}$), per energie $< 100 \text{ GeV}$. Ad energie superiori il maggior contributo alla perdita di energia dei muoni è dovuto a fenomeni di irraggiamento (Bremsstrahlung).

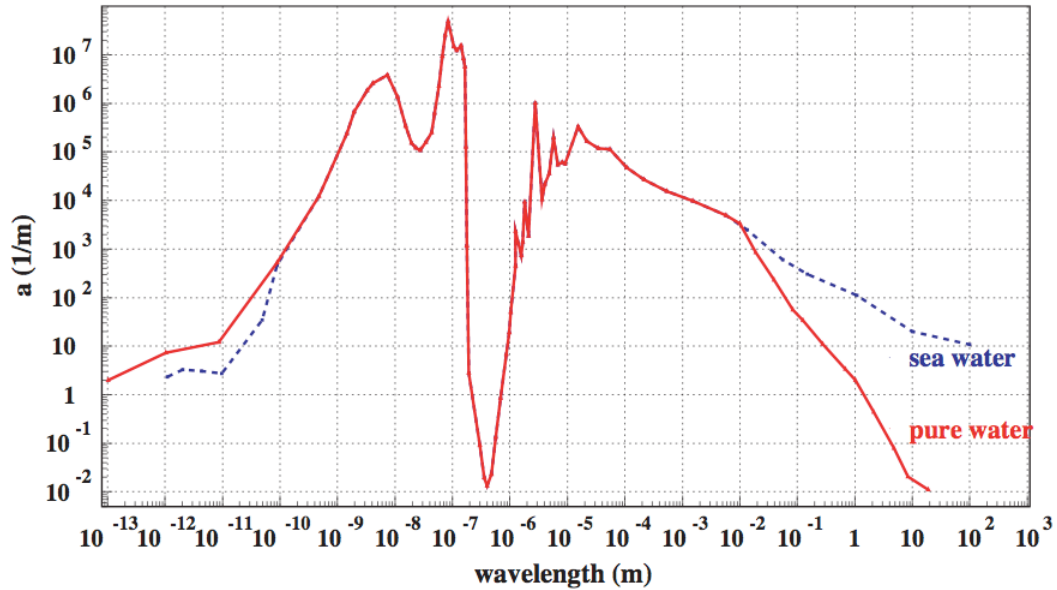


Figura 2.5: Coefficiente di assorbimento di un'onda elettromagnetica in acqua pura e in acqua di mare, in funzione della lunghezza d'onda [11].

Per rivelare neutrini astrofisici di energie comprese tra $10^{11} \div 10^{16}$ eV la rivelazione della luce Čerenkov tramite un reticolo di PMT è una tecnica ideale: le lunghezze d'onda che minimizzano il coefficiente di assorbimento della luce in acqua (figura 2.5) coincidono con quelle che rendono massima l'efficienza quantica di un PMT.

2.2 Proprietà ottiche dell'acqua a grandi profondità

Uno studio delle modalità di propagazione della luce in acqua è fondamentale per stabilire l'architettura dell'apparato: in particolare, la lunghezza di assorbimento della luce pone un limite superiore alla distanza tra due PMT, da cui ci si aspetti la misura in coincidenza temporale dei fotoni Čerenkov prodotti nello stesso frammento di traccia del muone. La velocità della luce nel mezzo è inoltre determinata dall'indice di rifrazione.

L'assorbimento della luce diminuisce l'efficienza dell'apparato, mentre la diffusione dei fotoni

sulle molecole d'acqua o sul particolato in sospensione può peggiorare drasticamente la capacità dell'apparato di ricostruire le tracce.

L'indeterminazione sulla ricostruzione della traccia dipende inoltre dalla risoluzione temporale dei PMT e dell'elettronica e dall'indeterminazione sulla conoscenza della posizione relativa dei PMT in acqua, oltre che dal fondo dovuto a cause ambientali.

La trasparenza dell'acqua può essere parametrizzata in termini di due grandezze [24], che dipendono dalla lunghezza d'onda della radiazione elettromagnetica incidente: la lunghezza di assorbimento $L_a(\lambda)$, la lunghezza di diffusione $L_b(\lambda)$.

Queste rappresentano il percorso dopo il quale un fascio di fotoni di lunghezza d'onda λ e intensità I_0 risulta attenuato di un fattore $1/e$, a causa di fenomeni di assorbimento o di diffusione rispettivamente.

I due coefficienti $a = \frac{1}{L_a(\lambda)}$ e $b = \frac{1}{L_b(\lambda)}$ vengono spesso utilizzati per caratterizzare la trasmissione della luce in acqua, anche tramite il "coefficiente di attenuazione" $c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda)$.

I processi di scattering in cui il fotone, prodotto per effetto Čerenkov, è coinvolto sono essenzialmente di tipo elastico [11]: nell'interazione con il particolato in sospensione o con le molecole d'acqua, la radiazione cambia solo la sua direzione, non la sua energia. Scattering di tipo anelastico, in cui il fotone esce dall'interazione con una diversa lunghezza d'onda (scattering Raman), sono poco frequenti.

La variazione dell'intensità luminosa lungo una direzione fissata può essere descritta da:

$$I_{a,b,c} = I_0 e^{\frac{-x}{L_{a,b,c}}} \quad (2.10)$$

dove x rappresenta il cammino della radiazione e i pedici a, b, c si riferiscono rispettivamente ai fenomeni di assorbimento, scattering e attenuazione.

È dunque molto importante conoscere la dipendenza dei parametri finora descritti dalla lunghezza d'onda, in modo tale da poter progettare in modo funzionale l'apparato.

Le proprietà ottiche dell'acqua di mare dipendono dalla sua salinità, dalla sua temperatura e dalla concentrazione di materia organica e inorganica che vi è disciolta.

La collaborazione NEMO ha svolto negli anni passati, a partire dal luglio 1998, diverse cam-

pagne in mare [21] per studiare le proprietà ottiche di diversi siti abissali nel Mediterraneo in modo tale da scegliere per l'apparato quello con le migliori condizioni di trasmissione del segnale luminoso.

Verranno ora brevemente discusse le caratteristiche principali che un sito abissale, adatto ad ospitare un telescopio sottomarino per neutrini, deve soddisfare. In particolare:

- **Deve essere in profondità:** il numero di muoni atmosferici che raggiungono l'apparato decresce rapidamente in funzione dello spessore di materiale attraversato (figura 1, Introduzione).
- **Deve essere vicino alla costa:** in questo modo la trasmissione dei dati e dell'alimentazione può essere fatta tramite dei cavi elettro-ottici commerciali, senza dunque doverne progettare dei nuovi.
- **Non deve essere situato in una zona caratterizzata da turbolenze.**
- **Il fondale deve essere piatto:** un'ampia zona pianeggiante permette di facilitare l'ancoraggio delle varie strutture e quindi di poter costruire un apparato molto esteso.
- **La trasparenza dell'acqua deve essere buona.**
- **La "luminosità"** dovuta a processi di natura ambientale (bioluminescenza, fotoni Čerenkov prodotti nel decadimento di nuclei radioattivi) deve essere bassa.

I siti studiati nelle campagne in mare sono stati in partenza selezionati per la loro vicinanza alla costa, per la struttura del fondale e per la profondità: le misure sono quindi state dedicate alla caratterizzazione delle loro proprietà ottiche. Alla fine delle campagne, il sito prescelto è quello di Capo Passero (KM4), che si trova nel Mar Ionio a SE della Sicilia, ad una profondità di $\simeq 3350$ metri (figura 2.6).

Questo sito mostra delle ottime proprietà ottiche, paragonabili in alcuni casi a quelle dell'acqua marina pura, si trova in una zona in cui il fondale è ampio e piatto ed inoltre vicino a tre porti

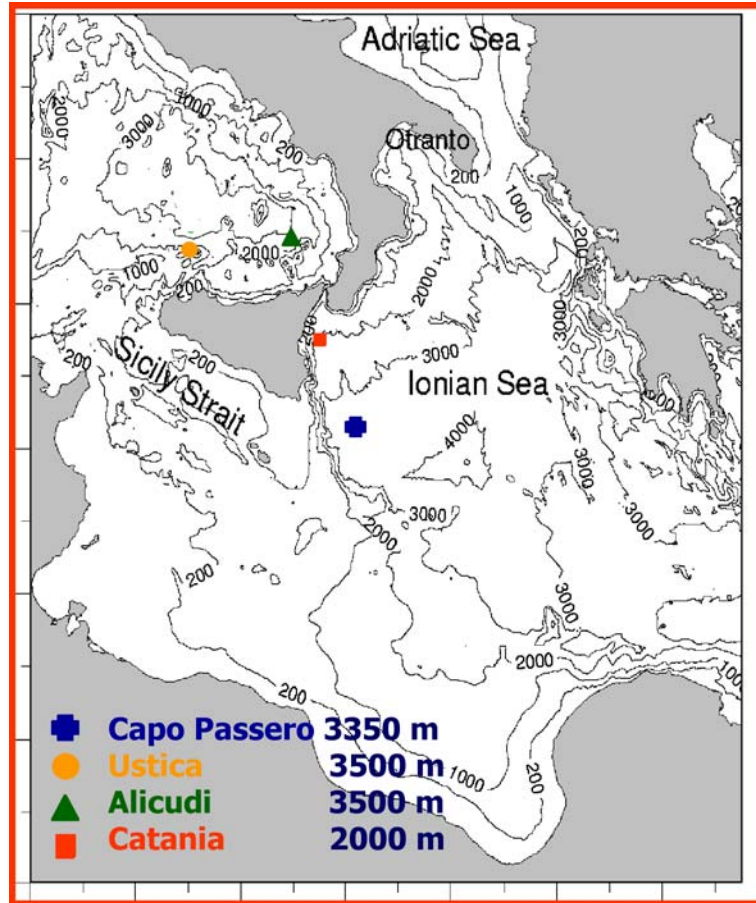


Figura 2.6: Siti sottomarini esaminati dalla Collaborazione NEMO. Il sito abissale di Capo Passero, nel Mar Ionio, a SE della Sicilia, ad una distanza di circa 40 miglia nautiche dalla costa e ad una profondità di 3350 metri è stato scelto per il posizionamento del futuro “Telescopio per Neutrini” da 1 km^3 [21].

attrezzati. In figura 2.7 vengono mostrati gli andamenti di temperatura, salinità e dei coefficienti di assorbimento e attenuazione $a(\lambda) = 1/L_a(\lambda)$ e $c(\lambda) = 1/L_c(\lambda)$, in funzione della profondità,

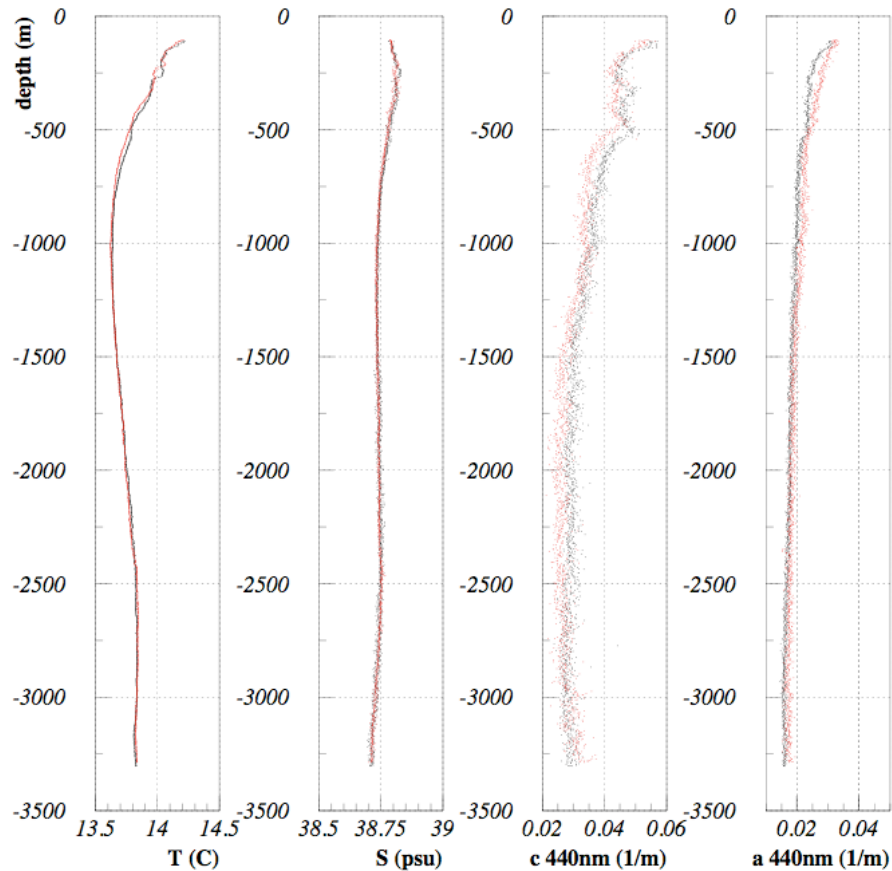


Figura 2.7: Profili di temperatura (T), salinità (S), coefficiente di attenuazione $c(440)$ e coefficiente di assorbimento $a(440)$ misurati nel sito KM4, in funzione della profondità [21].

misurati nel sito di Capo Passero. Gli andamenti sono sempre piuttosto regolari e in particolare sembrano essere molto regolari alle profondità interessanti per il posizionamento del telescopio per neutrini (2700 ÷ 3350m).

Nella figura 2.8 è rappresentato l'andamento della lunghezza di assorbimento della luce in acqua, in funzione della lunghezza d'onda, misurata in diversi siti e confrontata con l'andamento che si ha per l'acqua marina pura (priva di sedimenti). Si vede dunque che, a differenza degli altri siti studiati, quello di Capo Passero mostra, per tutte le lunghezze d'onda interessanti per

l'esperimento ($320nm \leq \lambda \leq 580nm$), valori di $L_a(\lambda)$ che sono confrontabili con quelli relativi all'acqua marina pura.

Si nota in particolare che, per $\lambda = 440nm$, dove l'efficienza quantica di un PMT è massima, la

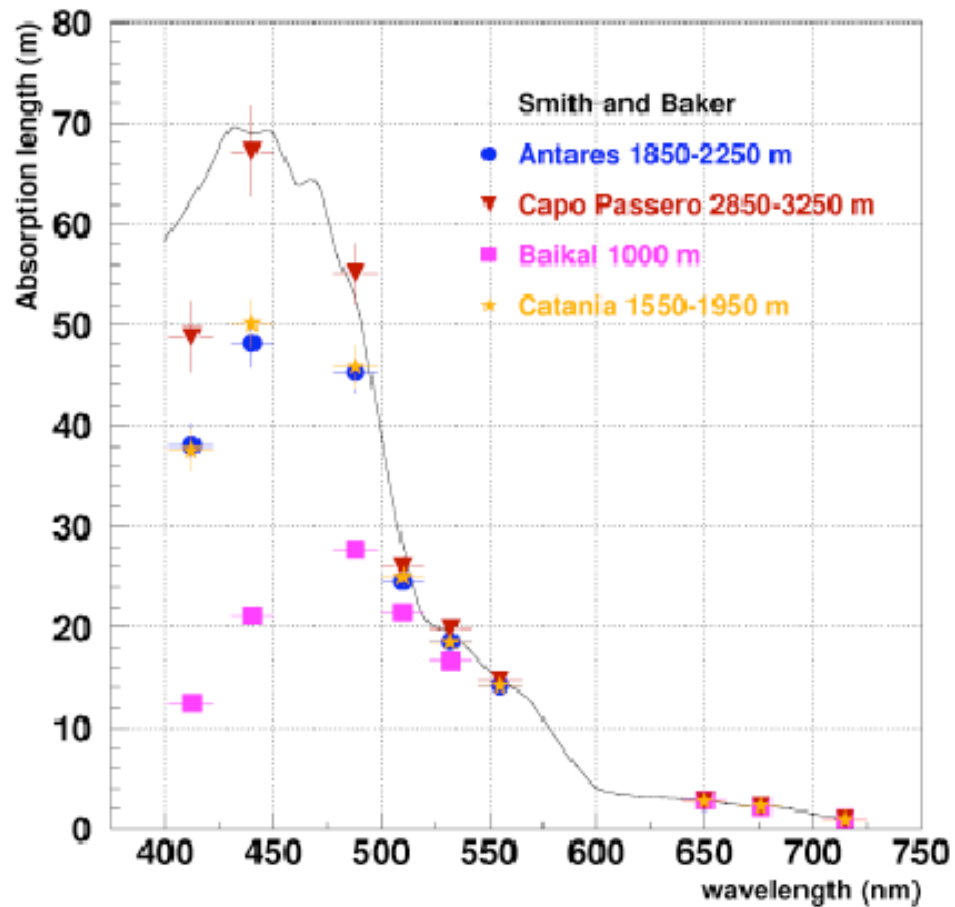


Figura 2.8: Lunghezza di assorbimento in funzione della lunghezza d'onda per diversi siti abissali, confrontata con i valori dell'acqua marina pura (linea continua) [21].

lunghezza di assorbimento è confrontabile con quella dell'acqua marina pura nel sito di Capo Passero ($L_a(440) \simeq 68$ m), è di circa 50 m nel "test-site" di Catania, è inferiore a 50m nel sito scelto dalla collaborazione ANTARES (che si trova a circa 2200 metri di profondità) ed è di circa 20 m nelle acque salmastre del lago Baikal (situato a circa 1000 metri di profondità).

In figura 2.9 è rappresentato invece l'andamento della lunghezza di attenuazione $L_c(\lambda)$ per di-

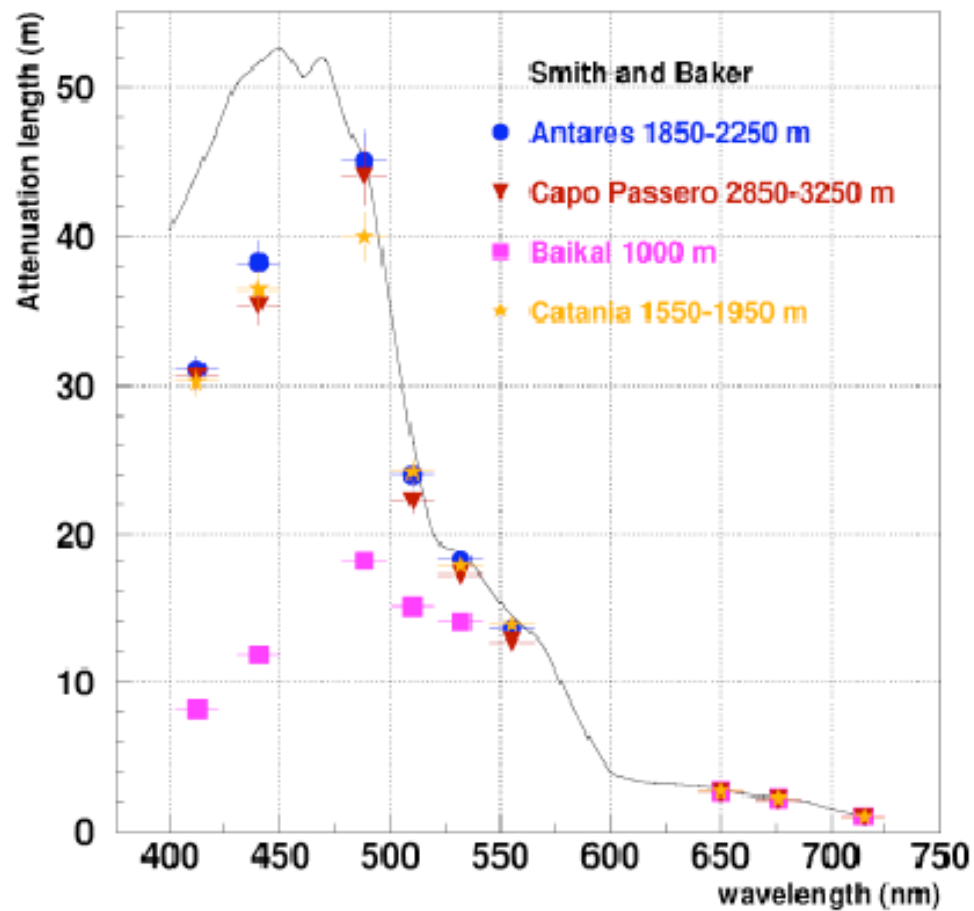


Figura 2.9: Lunghezza di attenuazione in funzione della lunghezza d'onda per diversi siti abissali, confrontata con i valori dell'acqua marina pura (linea continua) [21].

versi siti e si vede che questa non presenta invece grosse differenze nei vari casi, discostandosi molto dall'andamento dell'acqua marina pura soprattutto a piccole λ , vicino al blu: questo è dovuto al fatto che la luce ha, in questo intervallo, il minimo dell'assorbimento in acqua e quindi riesce a trasmettersi meglio, incontrando però del particolato in sospensione (assente nell'acqua pura) che agisce da centro diffusore, deviandola.

Scelto il sito, sono state fatte delle ulteriori campagne su tempi più lunghi, per stabilire l'esistenza di eventuali effetti stagionali nelle sue proprietà ottiche. In figura 2.10 sono riportati i

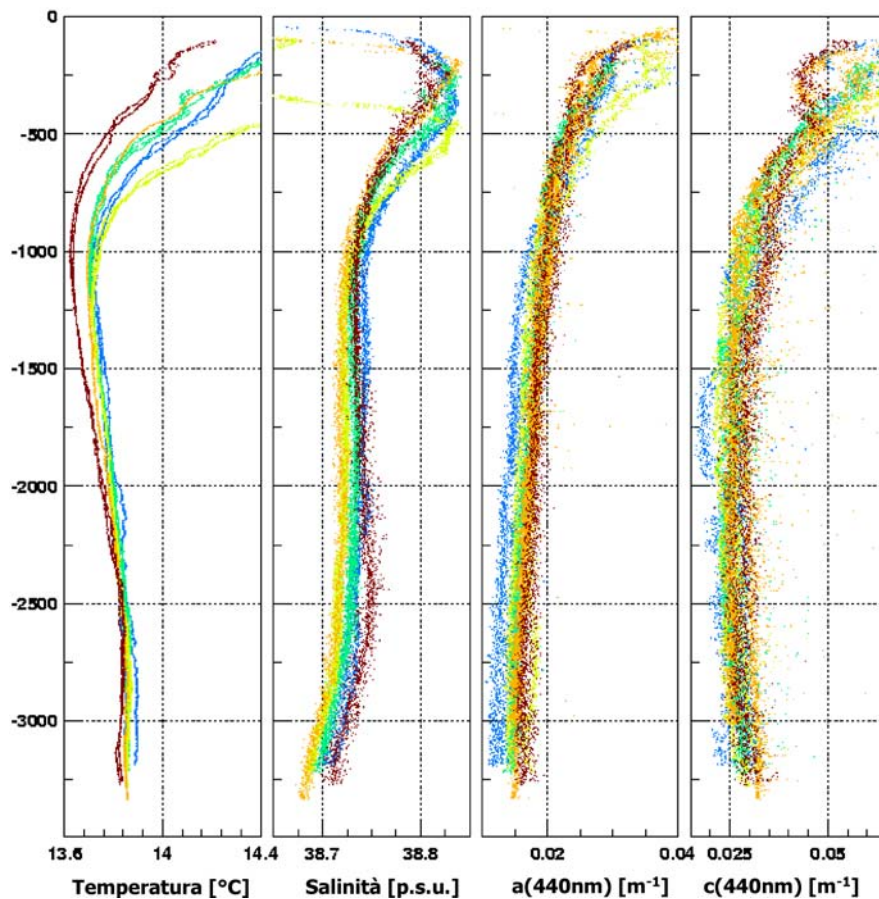


Figura 2.10: Profili di temperatura (T), salinità (S), coefficiente di attenuazione $c(440)$ e coefficiente di assorbimento $a(440)$ misurati nel sito KM4, in funzione della profondità. I profili si riferiscono a diverse campagne in mare: Marzo 2002 (giallo), Maggio 2002 (blu), Agosto 2002(rosso) e Dicembre 1999 (celeste) [21].

risultati di tali campagne: gli andamenti di temperatura, salinità e dei coefficienti di attenuazione e assorbimento mostrano che in acque poco profonde, fino a circa 800 metri, la salinità e la temperatura sono piuttosto instabili e questo fatto si potrebbe ripercuotere sulle proprietà ottiche. Andando più in profondità, questa variazione stagionale è sempre meno evidente e in particolare alle profondità di interesse per l'esperimento questi effetti non sono più evidenti: questo permette di stabilire che le proprietà ottiche del sito non variano su lunghi periodi.

2.3 L'apparato sperimentale

I rivelatori sottomarini per neutrini attualmente operanti o in fase di realizzazione, come BAIKAL [34], NESTOR [32], ANTARES [31], possono raggiungere aree efficaci dell'ordine di $4 \div 5 \cdot 10^4 m^2$.

Questi apparati sono importanti per la loro funzione *pioneristica* di sviluppo di tecniche funzionali alla rivelazione di neutrini astrofisici, in condizioni ambientali estreme, come sono i siti abissali.

La collaborazione NEMO (NEutrino Mediterranean Observatory) svolge dal 1998, parallelamente al lavoro delle collaborazioni già operanti, un'attività di ricerca e sviluppo mirata alla realizzazione di un telescopio sottomarino nel Mar Mediterraneo, che avrà un volume maggiore di $1 km^3$.

In questo modo, data la latitudine a cui verrà installato l'apparato, le informazioni raccolte potranno essere considerate complementari a quelle ottenute dal telescopio ICECUBE [33], che si troverà nell'emisfero meridionale.

La realizzazione di un simile apparato richiede uno studio dettagliato per la definizione di alcuni aspetti importanti:

- **la struttura del rivelatore**, in modo tale da ottimizzare le sue prestazioni in termini di area efficace e risoluzione angolare, anche in relazione ai costi.
- **un progetto funzionale dell'elettronica**, che permetta di ridurre i consumi e allo stesso tempo di trasferire in modo sicuro un'enorme quantità di dati per decine di chilometri in acqua.
- **una struttura meccanica** che garantisca la resistenza e la stabilità per le componenti dell'apparato e ne faciliti il corretto posizionamento sul fondale.

- **un sistema di identificazione della posizione dei moduli ottici** con un'ottima risoluzione spaziale, fondamentale per la ricostruzione delle tracce dei muoni.
- **la scelta e la caratterizzazione del sito.**

Possiamo schematicamente descrivere la struttura dell'apparato dividendola in tre parti:

1. **Il rivelatore** vero e proprio, costituito da un reticolo di fotomoltiplicatori distribuito su un volume maggiore di $1 km^3$, disposti su delle strutture semirigide che servono a stabilizzare il sistema e a permetterne una facile installazione in acqua: le *torri*.
2. **La rete di cavi elettro-ottici** che permette il trasferimento dei dati e l'alimentazione delle strutture poste in mare.
3. **La stazione a riva** che supervisiona tutte le varie trasmissioni di dati e di alimentazione e in cui vengono accumulati i dati.

La disposizione e il numero dei PMT, come discusso nel paragrafo 2.2, sono fortemente influenzati dalle caratteristiche ambientali del sito e dal costo di realizzazione dell'apparato. A partire dai risultati ottenuti nelle campagne in mare sono state fatte delle simulazioni, con la tecnica "MonteCarlo", per trovare il migliore compromesso tra i costi e le prestazioni dell'apparato.

La struttura attualmente prevista per l'apparato è quella di un reticolo costituito da ottantuno "torri", ognuna delle quali è ancorata al fondale e tenuta in posizione verticale da una boa, immersa, che si trova all'estremità superiore a circa 1000 m dal fondo.

La configurazione si ispira alla struttura delle *stringhe*, già adottata dalle collaborazioni ANTARES e BAIKAL, più semplice dal punto di vista costruttivo, ma meno affidabile dal punto di vista della rigidità della struttura, cosa che influisce sulla determinazione della posizione dei PMT.

La struttura "a torre", rappresentata schematicamente in figura 2.11, vincola i movimenti di gruppi di PMT adiacenti, permettendo di ricostruirne la posizione relativa in base ad un numero limitato di parametri.

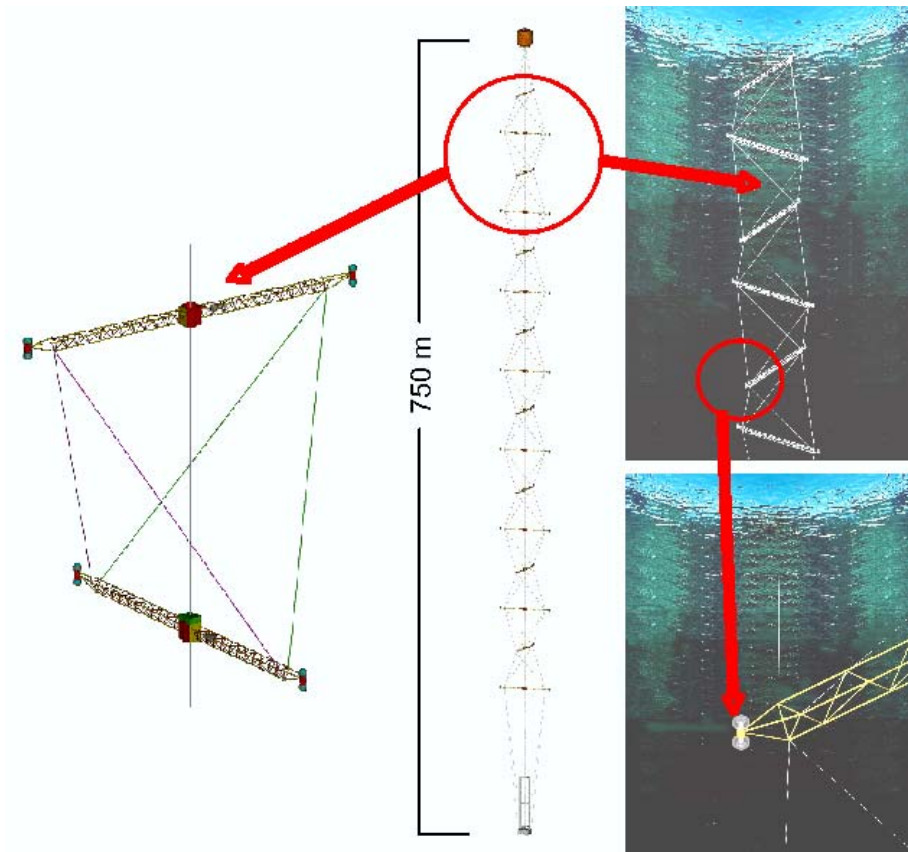


Figura 2.11: *Struttura schematica di una torre che costituisce l'apparato NEMO.*

La distanza tra due torri consecutive sarà circa 140 metri, pari a circa 2 lunghezze di assorbimento per la luce blu. Ogni torre sarà costituita da diciotto piani, lunghi 16 m e disposti a distanza di 40 m lungo la verticale ed orientati uno perpendicolarmente all'altro, per questioni di stabilità. Il primo piano sarà distante 150 metri dal fondale marino.

Le torri saranno inoltre dotate di un sistema acustico di misura della posizione dei moduli ottici, di un inclinometro e di bussole, che permettono di verificare eventuali spostamenti della struttura di supporto dei moduli ottici.

Il cuore, l'elemento sensibile dell'intero apparato sperimentale è costituito dai fotomoltiplicatori, che saranno installati all'interno di sfere di vetro (sfere BENTHOS), capaci di resistere a circa 600 atmosfere di pressione esterna, adeguate quindi alla profondità a cui dovranno lavorare. Le sfere sono importanti anche per isolarne il contenuto dall'esterno, per evitare inoltre che le connessioni e i cavi siano danneggiati da eventuali infiltrazioni d'acqua.

Ogni sfera BENTHOS ha un diametro esterno di 43 cm ed ha uno spessore di circa 14 mm. I fenomeni di riflessione sulla superficie di vetro riguardano solo lo 0,02% dei fotoni incidenti, essendo i due indici di rifrazione $n_{acqua} = 1,35$ e $n_{vetro} = 1,48$ simili.

L'insieme di un fotomoltiplicatore, dell'elettronica di alimentazione e dell'elettronica che serve ad interfacciare la singola sfera con il resto del sistema, costituisce un **modulo ottico** (OM).

Su ognuno dei diciotto piani che costituiscono una torre, sono alloggiati quattro moduli ottici e i quattro PMT al loro interno sono disposti a coppie, in modo che uno abbia il proprio asse rivolto verso il basso e l'altro verso l'orizzontale. In figura 2.12 è riportata la struttura interna di un modulo ottico (OM): una semisfera di diametro 17" (43 cm) ospita il PMT ed un gel che garantisce l'accoppiamento ottico e meccanico tra il fotocatodo e il vetro di cui è fatta la sfera stessa, l'altra ospita l'elettronica.

La parte interna della seconda semisfera è rivestita da una guaina nera: in questo modo un PMT può rivelare solo la luce proveniente da metà angolo solido, nella direzione in cui è rivolto il fotocatodo, in modo tale da mantenere l'informazione sulla direzione del fotone incidente.

Il gel di silicone, che ricopre completamente il fotocatodo, ha una lunghezza di assorbimento

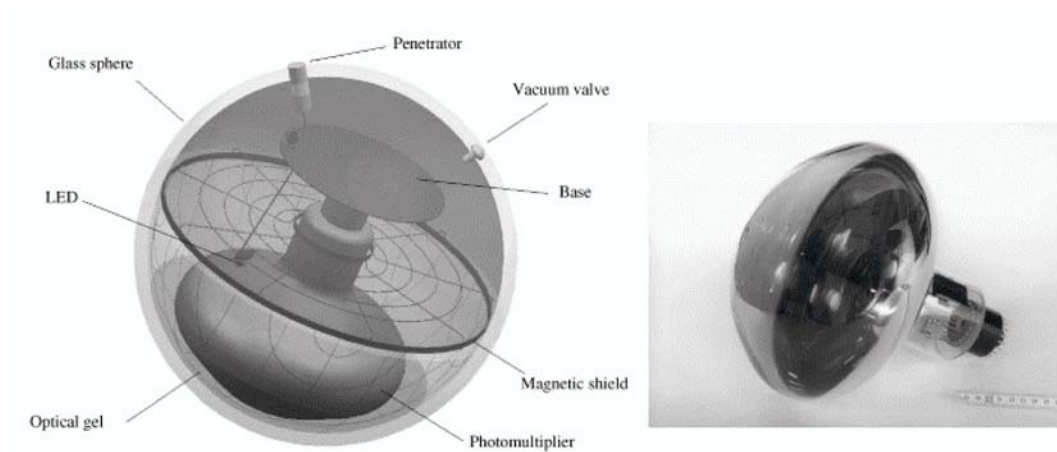


Figura 2.12: *Rappresentazione schematica di un modulo ottico [31].*

che, per la luce blu (440nm) vale $\sim 60\text{cm}$, il percorso medio di un fotone nel gel ottico è di $\sim 3\text{mm}$, quindi è possibile trascurarne gli effetti di attenuazione.

Negli anni passati sono state fatte diverse misure [25] per stabilire la miscela di gel da usare come guida di luce: in questo modo si è stabilito il miglior compromesso tra accoppiamento meccanico e ottico tra vetro e gel. Le misure sono servite anche a scegliere una miscela con un indice di rifrazione il più possibile vicino a quello del vetro, per minimizzare la riflessione nell'attraversamento delle superfici vetro-gel e con una lunghezza di assorbimento piuttosto grande.

Attorno ad ogni fotomoltiplicatore è posta una “gabbia” di metallo ad alta permeabilità magnetica, che serve a schermarlo dal campo magnetico terrestre, che riduce in maniera trascurabile la superficie sensibile del fotocatodo, la cui area ammonta a $\sim 510\text{cm}^2$.

La trasmissione dei dati viene fatta tramite cavi elettro-ottici, che trasferiscono a riva, su fibra ottica, tutte le informazioni ottenute dai singoli OM.

Ogni torre ha alla base un sistema elettronico racchiuso in una “Tower Box”, che raccoglie le fibre e i dati provenienti da ogni piano. Le fibre, con percorsi che variano a seconda della posizione della torre, raggiungono il “Main Electro - Optical Cable” che connette l'apparato

sottomarino alla stazione che si trova a riva.

Essendo la trasmissione dati fatta direttamente in mare è fondamentale che tali strutture siano progettate in modo tale da resistere alle alte pressioni dovute alla profondità e da evitare le infiltrazioni d'acqua. In alcuni esperimenti tali strutture vengono realizzate in titanio, che è però un materiale molto costoso; visto il numero di "Junction-Box" (JB) necessarie a trasferire dati per l'esperimento NEMO, si è trovata una soluzione alternativa e più economica.

Le JB sono infatti costituite da due strutture [16], inserite una dentro l'altra: un contenitore di acciaio resistente alle alte pressioni è posto all'interno di una struttura di fibra di vetro, resistente alla corrosione e riempita di olio minerale, per evitare infiltrazioni d'acqua tra un contenitore e l'altro e per resistere agli "stress" dovuti alla pressione.

Attualmente la collaborazione NEMO è giunta alla cosiddetta **Fase 1**: un periodo precedente alla completa realizzazione dell'apparato che ha lo scopo di mettere a punto, su scale più piccole rispetto a quelle previste per il km^3 , le tecniche necessarie alla sua realizzazione.

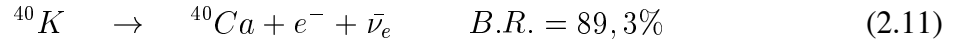
Primo passo nella realizzazione dell'apparato sarà dunque la messa in acqua di una "mini-torre" costituita da quattro piani, per verificare essenzialmente la resistenza dei dispositivi progettati alle forti sollecitazioni.

2.4 Limiti sperimentali di origine ambientale

Abbiamo visto che la scelta del sito deve tenere conto anche della sua profondità, in quanto l'apparato deve essere schermato il più possibile dagli eventi indotti dai muoni atmosferici, che possono indurre sui PMT dei segnali identici a quelli causati dal passaggio di neutrini di alta energia.

Segnali simili a quelli "veri" sono indotti sui PMT anche da due fenomeni naturali: radiazione Čerenkov dovuta a particelle originate nel decadimento degli elementi radioattivi che sono disciolti nell'acqua di mare e la luminescenza prodotta da organismi biologici (che viene detta "bioluminescenza").

Il maggior contributo alla radioattività dell'acqua di mare è dovuto ad un isotopo radioattivo del potassio, il ^{40}K , che ha due principali canali di decadimento [19]:



Gli elettroni prodotti nella prima reazione hanno nella maggior parte dei casi energia sufficiente a produrre luce Čerenkov, mentre il γ viene prodotto con un'energia $E_\gamma \sim 1.46$ MeV ed interagendo può produrre e emettere facilmente elettroni con energia sopra alla soglia Čerenkov.

Abbiamo visto nel paragrafo 2.2 che la salinità dell'acqua nel sito di Capo Passero non mostra evidenti variazioni stagionali e questo implica una regolarità anche nel verificarsi di tali eventi di "rumore ottico". La salinità nel sito di Capo Passero è circa 39 g/l, nota l'abbondanza relativa del ^{40}K nell'acqua e la sua vita media, è possibile calcolare il numero di decadimenti per unità di volume d'acqua:

$$N = \frac{\ln 2}{\tau} S \epsilon \eta \frac{N_A}{A} = 13600 m^{-3} s^{-1} \quad (2.13)$$

dove $\tau = 1,277 \cdot 10^9$ anni è la vita media del ^{40}K , A è la massa atomica dell'elemento, N_A è il numero di Avogadro, ϵ rappresenta il contributo del ^{40}K alla salinità totale, $\eta = 1,17 \cdot 10^{-4}$ rappresenta la sua abbondanza relativa.

Il fondo luminoso dovuto al decadimento del ^{40}K è d'altra parte facilmente riconoscibile, in quanto gli eventi sono prodotti da elettroni o fotoni comunque poco energetici, che si allontanano solo pochi centimetri dal punto in cui il ^{40}K è decaduto, producendo 1000-2000 fotoni nell'intervallo di lunghezze d'onda in cui i PMT sono sensibili. Difficilmente i fotoni prodotti nel decadimento di un singolo ^{40}K possono raggiungere due PMT differenti. Essendo i decadimenti di due atomi di ^{40}K dovuti a fenomeni casuali, non sono correlati tra loro. Tali fatti permettono, scegliendo opportunamente le condizioni di *trigger*, di rigettare in fase di analisi quei segnali luminosi da ^{40}K che non danno luogo a correlazioni spazio-temporali nei PMT compatibili con l'essere generati da una particella che si propaghi alla velocità della luce.

La bioluminescenza è invece prodotta da batteri che emettono radiazione luminosa di lunghezze

d'onda per le quali la trasparenza dell'acqua è massima (figura 2.5).

Anche in questo caso il fenomeno dipende molto dalla salinità dell'acqua di mare, ma a differenza degli eventi dovuti al decadimento del ^{40}K , questi sono correlati tra loro, anche se su tempi "lungi", dell'ordine di millisecondi o addirittura secondi, e non sono distribuiti uniformemente nel tempo. La presenza di questi batteri, e dunque la frequenza dei segnali da loro emessi, dipende fortemente dalla profondità: la figura 2.13, risultato di alcune campagne in mare condotte nel 2004, mostra che nel sito di Capo Passero, per profondità superiori a $\sim 2500m$,

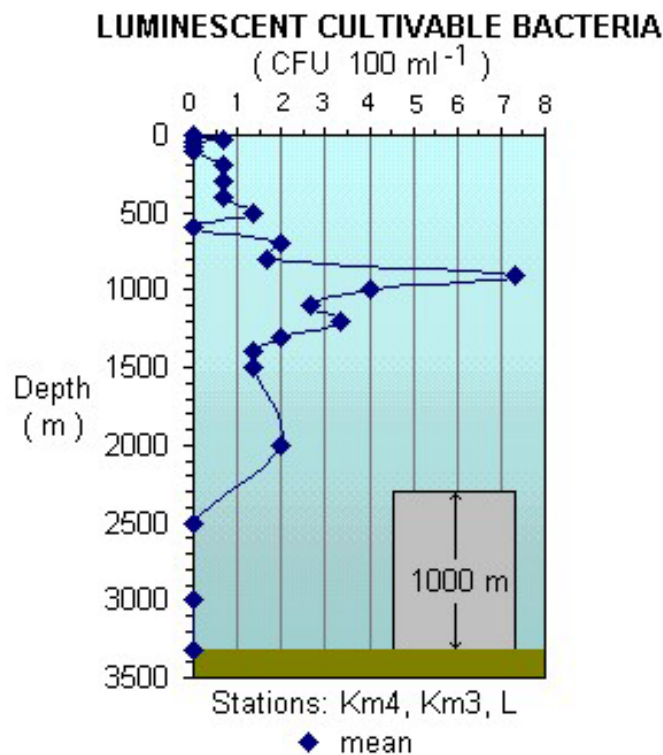


Figura 2.13: *Quantità di batteri luminescenti nel sito di Capo Passero (espressi Colony Forming Units per ml⁻¹), in funzione della profondità [15].*

la quantità di batteri in grado di produrre bioluminescenza è trascurabile.

Gli eventi dovuti al decadimento del ^{40}K costituiscono un fondo pressoché costante nel tempo, mentre i segnali emessi dai batteri bioluminescenti sono molto localizzati nel tempo ed hanno una frequenza molto maggiore rispetto agli altri eventi.

In figura 2.14 sono rappresentati i risultati di una campagna di misure in mare del 2004 durante la quale il rumore ottico è stato misurato usando due PMT. A sinistra sono riportati gli andamenti delle frequenze istantanee dei segnali registrate dai due PMT, in funzione del tempo. Si distingue il contributo quasi costante dovuto al decadimento del ^{40}K , che rappresenta

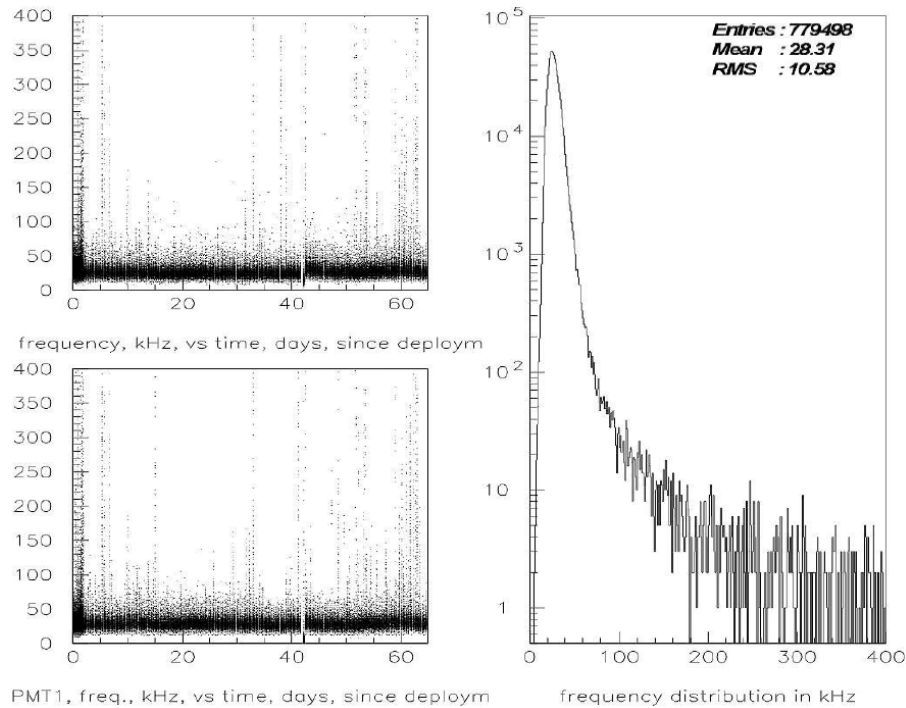


Figura 2.14: A sinistra: andamento temporale della frequenza del rumore ottico, misurato nel sito abissale di Capo Passero con due PMT durante una campagna di misure nel 2004 (con una soglia di 0.3 p.e.); a destra: dalla distribuzione dei valori della frequenza, si vede che il tasso medio di eventi di questo tipo è di circa 28KHz. [15].

la maggior parte degli eventi, a cui si aggiungono di tanto in tanto i segnali prodotti dai batteri bioluminescenti: questo tipo di eventi sono riconoscibili per la loro breve durata e per l'alta frequenza dei segnali registrati sui PMT.

I due contributi al “rumore ottico” fanno sì che la distribuzione delle frequenze abbia la forma che si vede a destra nella figura: la maggior parte del tempo la frequenza istantanea dei segnali è “bassa” ($\sim 28KHz$), occasionalmente si possono avere periodi di tempo con alta frequenza di segnali prodotti da batteri bioluminescenti.

Questo risultato è importante, se confrontato con quello ottenuto dalla collaborazione ANTARES nel 2002, con lo stesso apparato, e relativo al sito di Tolone. La frequenza media degli eventi registrata in condizioni “stabili”, cioè non in condizioni di eccitazione di batteri bioluminescenti, è pari a

$$f_{opticalnoise}^{ANTARES} \sim 58 \pm 3 \text{ KHz} \quad (2.14)$$

Questo risultato conferma che il sito di Capo Passero ha delle ottime proprietà ottiche, anche se confrontato con altri siti.

Sono state portate avanti numerose altre campagne con lo scopo di studiare il comportamento di altri parametri ambientali che possono influire negativamente sulle prestazioni dell'apparato, come le correnti sottomarine e la quantità di particolato in sospensione in acqua.

Le campagne hanno concluso che il sito non presenta disomogeneità nei valori delle correnti (non si hanno correnti maggiori di 12 cm/s), e inoltre il grado di sedimentazione è piuttosto basso.

Abbiamo visto che la parte fondamentale dell'apparato è costituita dai PMT, che sono contenuti all'interno di sfere di vetro resistenti alla pressione. Pur essendo ad elevate profondità, l'acqua è un ambiente ideale per lo sviluppo di organismi che tendono a depositarsi e a crescere sulle superfici che trovano “disponibili”. In questo modo può innescarsi un processo di sviluppo di tali organismi che può interessare anche le superfici dei moduli ottici: tali fenomeni possono portare al progressivo oscuramento delle superfici di vetro e dunque alla fine della loro utilizzazione nell'esperimento. Una prima campagna di misure, con lo scopo di stimare l'entità di questi processi è stata fatta nel Dicembre 1999 nel sito di Capo Passero.

L'apparato sperimentale utilizzato consisteva essenzialmente di una sfera Benthos su cui erano disposti alcuni fotodiodi (figura 2.15), che venivano illuminati da dei LED (Light Emitting Diode) blu.

Si studiava l'andamento temporale del rapporto tra il segnale raccolto dai vari fotodiodi disposti sulla superficie interna della sfera e quello raccolto dal fotodiodo che serve a monitorare la quantità di luce emessa, posto vicino alla sorgente luminosa. Ci si aspettava una lenta dimi-



Figura 2.15: *Sfera Benthos sulla cui superficie interna sono installati i fotodiodi.*

nuzione della trasparenza delle superfici di vetro. La raccolta dei dati sperimentali durò solo quaranta giorni (Gennaio - Febbraio 2002): come si vede in figura 2.16 non si notano effetti di oscuramento. I fenomeni di crescita del biofouling e di sedimentazione avvengono tipicamente in tempi “lunghi”, anni, per tale ragione la misura dell’oscuramento delle sfere BENTHOS è stata ripetuta.

Scopo di questa tesi è proprio l’analisi dei dati raccolti per lo studio dell’“oscuramento” delle superfici di vetro delle sfere BENTHOS esposte per circa due anni all’ambiente sottomarino, nel sito di Capo Passero.

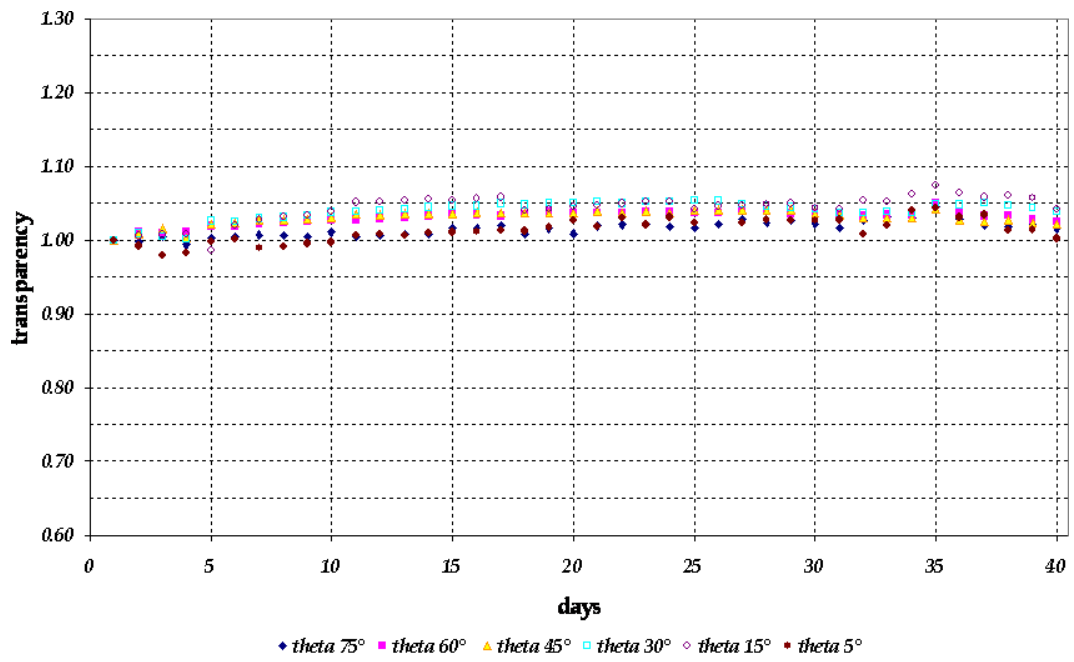


Figura 2.16: Andamento temporale della trasparenza.

Capitolo 3

Il biofouling

3.1 Origine biologica del fenomeno

Un apparato basato sulla rivelazione della luce Čerenkov, prodotta in acqua dalle particelle generate nell'interazione di neutrini, è fortemente dipendente dalle proprietà di trasmissione della luce in acqua (assorbimento, diffusione) e dalle caratteristiche dei sensori (area del fotocatodo, efficienza di rivelazione dei fotoni, trasparenza delle superfici dei moduli ottici).

Le caratteristiche del sito sottomarino devono essere studiate con cura, caratterizzando le lunghezze di assorbimento e di diffusione per l'intervallo di lunghezze d'onda rilevanti per l'esperimento ($320nm \leq \lambda \leq 580nm$).

La presenza di particolato, costituito da sedimenti di origine organica e/o inorganica, influenza la trasmissione della luce in acqua ed inoltre la sua deposizione sulla superficie dei moduli ottici può modificarne la trasparenza.

Uno studio delle proprietà ottiche del sito in cui l'esperimento verrà realizzato è molto importante ai fini della progettazione dell'apparato, vista l'impossibilità di intervenire su eventuali malfunzionamenti una volta che l'esperimento sarà stato messo in mare. Volendo prendere misure per diversi anni, è quindi importante quantificare l'entità di processi che con il tempo possono portare ad una diminuzione dell'efficienza dei rivelatori ottici: i risultati di tale studio

possono aiutare a progettare l'apparato sperimentale in modo tale che la sua efficienza non vari in modo sensibile nel tempo.

Uno dei processi che contribuiscono alla diminuzione della trasparenza dei moduli ottici e dunque dell'efficienza di rivelazione dei muoni, è il cosiddetto **biofouling**, il progressivo sviluppo di materiale organico su una superficie posta in acqua marina: nel nostro caso le sfere Benthos che contengono i PMT.

Il processo di *fouling* inizia appena l'apparato viene messo in mare [20]: pochi minuti dopo l'immersione, la superficie inizia a ricoprirsi di una sottile pellicola biologica. Questo processo continua fino a quando la pellicola adsorbe altro materiale, sia organico che inorganico, che si trova nelle vicinanze: in questo modo si forma la patina a cui si possono successivamente attaccare batteri, funghi o alghe.

Il processo di adesione da parte di questi organismi più *complessi* può essere in un primo momento reversibile, invece la diminuzione della trasparenza della superficie sarà inevitabile dopo l'inizio della secrezione di polimeri extracellulari che possono ancorare il particolato alla pellicola: il costante ripetersi di questo fenomeno crea delle vere e proprie *colonie* sulla superficie delle sfere.

Il biofilm è dunque formato da colonie di batteri, alghe e funghi insieme alle loro secrezioni extracellulari.

Un altro fenomeno che può diminuire l'efficienza dell'apparato è la deposizione di sedimenti di altro tipo, anche inorganici, sulla superficie degli OM. Questo processo è meno prevedibile del precedente ed è inoltre legato all'andamento delle correnti marine: ci si aspetta solo che una superficie rivolta verso il basso ne sia meno affetta rispetto ad una rivolta verso l'alto.

3.2 Apparato Sperimentale

Per stimare in modo accurato l'effetto di questi processi sono state fatte delle misure nel sito abissale prescelto da NEMO per il posizionamento del telescopio per neutrini: si trova a 80 km

a S.E. di Capo Passero (Sicilia) e a circa 3300 metri di profondità. La presa dati è iniziata nel marzo 2003 ed è terminata nell'ottobre 2004, per una durata complessiva di 19 mesi.

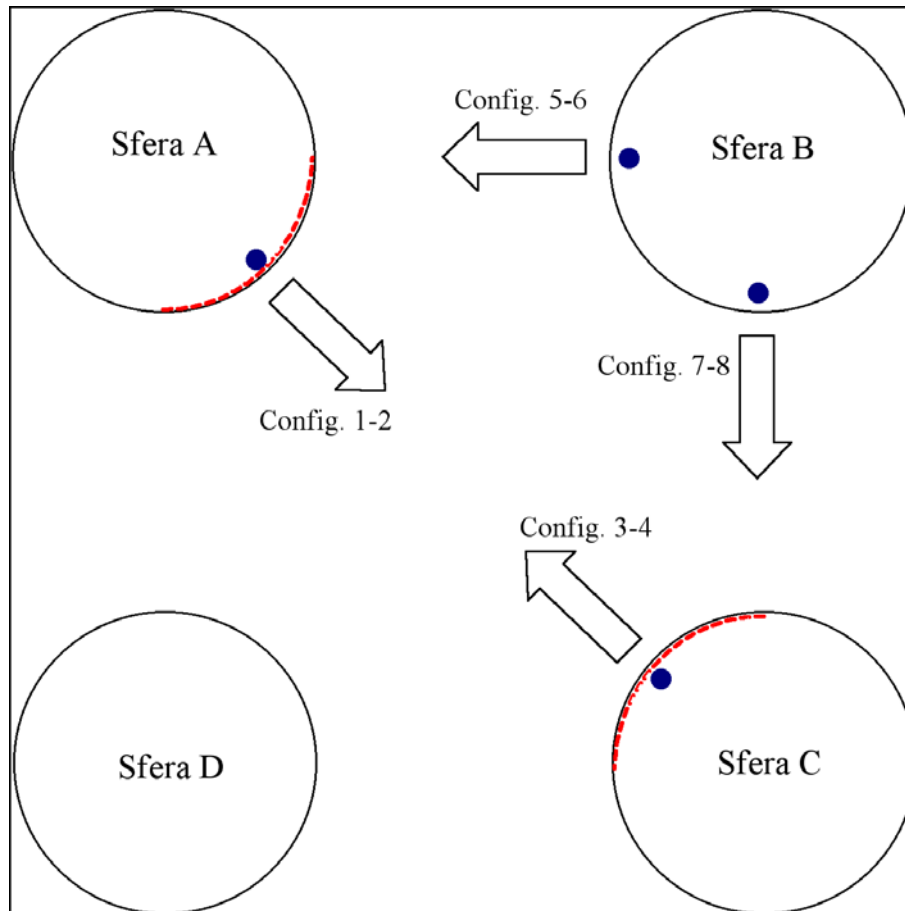


Figura 3.1: *Descrizione schematica dell'apparato sperimentale per lo studio del biofouling: le macchie blu rappresentano le sorgenti, mentre i tratti rossi rappresentano i fotodiodi.*

L'apparato sperimentale, mostrato nella foto in figura 3.2, viene schematicamente riprodotto in figura 3.1: consiste in una struttura di supporto in alluminio su cui sono poste quattro sfere Benthos, all'interno delle quali ci sono dei fotodiodi (PIN) e dei LED (Light Emitting Diode), insieme ad un sistema di alimentazione e di acquisizione dati.

In particolare:

- la sfera A contiene un sistema di acquisizione e immagazzinamento dei dati, tre LED blu

(organizzati in un'unica *terna*), sedici PIN, un inclinometro e un compass per misurare lo spostamento dell'apparato rispetto ad una fissata posizione iniziale.

- la sfera B contiene le batterie per l'intero sistema e sei LED, raggruppati in due *terne*.
- la sfera C contiene tre LED e sedici fotodiodi.
- la sfera D è vuota e viene utilizzata solo per questioni di equilibrio meccanico.

I fotodiodi e le sfere sono stati disposti in modo omogeneo sulle sfere, per poter fare uno studio completo della trasparenza della superficie del modulo ottico. La disposizione dei fotodiodi e delle sorgenti sulle sfere è riassunta nelle tabelle 3.1 e 3.2, mentre la convenzione usata per i valori dell'angolo θ è schematicamente rappresentata in figura 3.3. Le *terne* di LED fanno da sorgente di luce e vengono accese in questo modo: prima uno da solo e poi gli altri due insieme. Ogni *sorgente* comprende tre LED e due PIN.

Tali PIN, detti di "riferimento", posizionati all'interno delle sfere vicino ai LED, servono a controllarne eventuali malfunzionamenti e permettono di effettuare misure di variazioni di trasparenza delle superfici esterne della sfera anche in condizioni di eventuali variazioni dell'intensità della luce emessa dai LED. I fotodiodi sono posti sulle superfici interne delle sfere A e C e la loro disposizione sulle due sfere è rappresentata nella figura 3.4.

Le misure vengono prese a distanza di dodici ore: quando una delle sorgenti è accesa, il segnale in corrente raccolto dai PIN è trasformato in tensione e infine reso digitale da un ADC (Analogic-Digital Converter). Inizialmente vengono prese delle misure con i LED spenti: servono a valutare il rumore elettronico presente sull'ingresso dell'ADC e/o prodotto dagli stessi fotodiodi, il cosiddetto "piedistallo" del canale ADC. Terminata questa prima fase di *controllo del rumore* la catena di acquisizione procede in questo modo:

- **Configurazione 1:** viene acceso un solo LED, posto a $\theta = -45^\circ$ sulla sfera A. Questo è messo in modo tale da illuminare la sfera C. Vengono letti i dati acquisiti dai quattordici PIN della sfera C e i PIN di riferimento della sorgente (posti sulla sfera A).

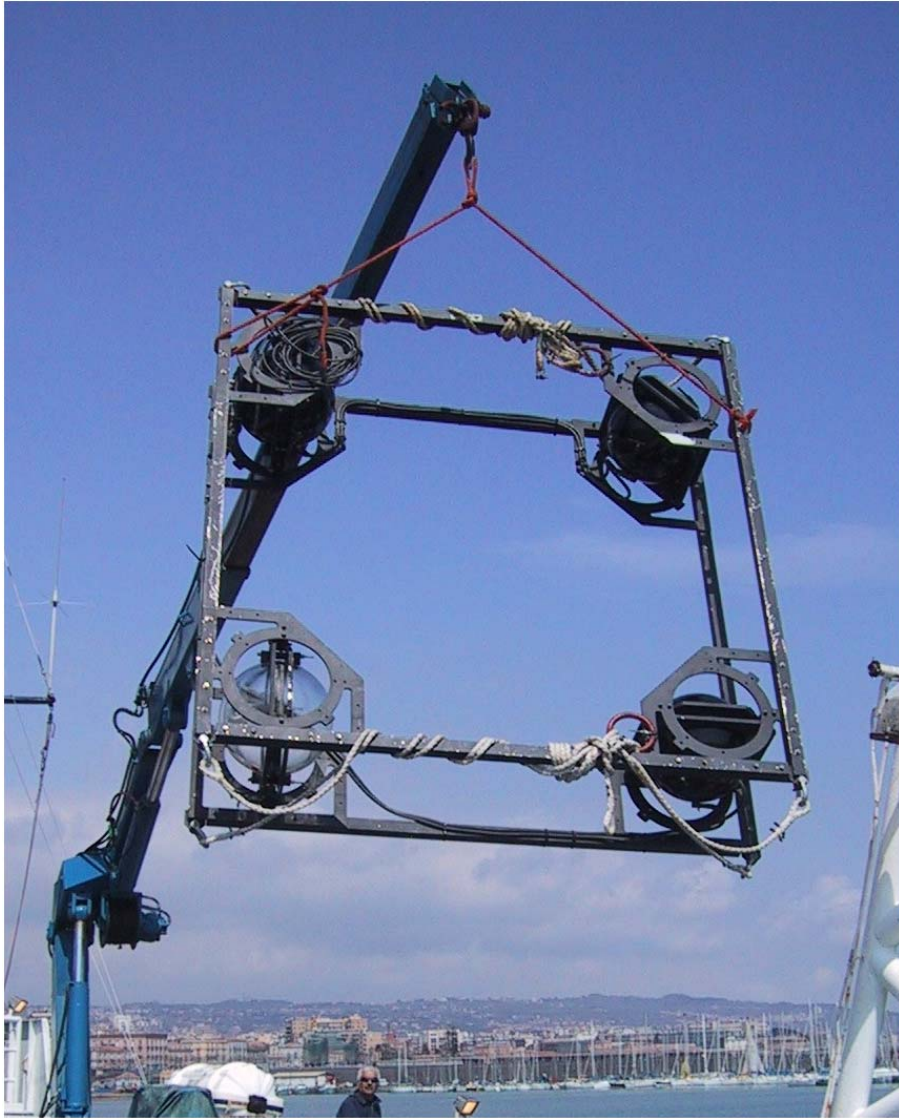


Figura 3.2: *Apparato sperimentale per la misura del biofouling.*

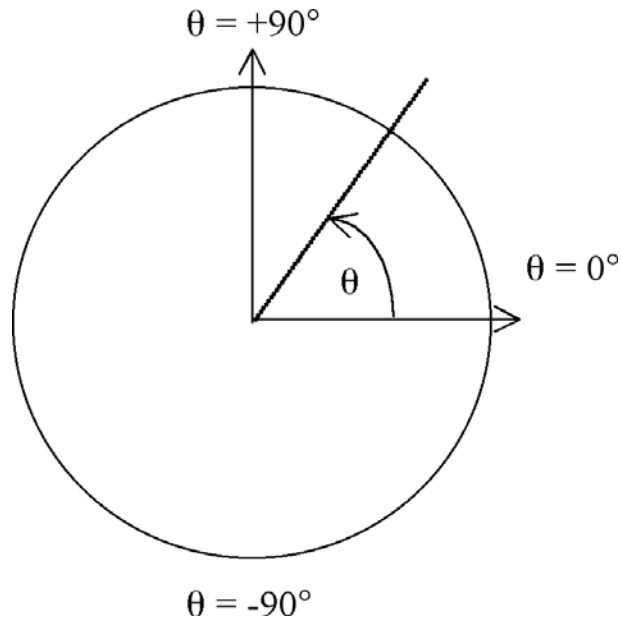


Figura 3.3: Convenzione usata per i valori dell'angolo di zenith, misurato sul modulo ottico. Il "Polo Nord" della sfera corrisponde a $\theta = 90^\circ$, l'"equatore" corrisponde a $\theta = 0^\circ$, e il "Polo Sud" della sfera corrisponde a $\theta = -90^\circ$.

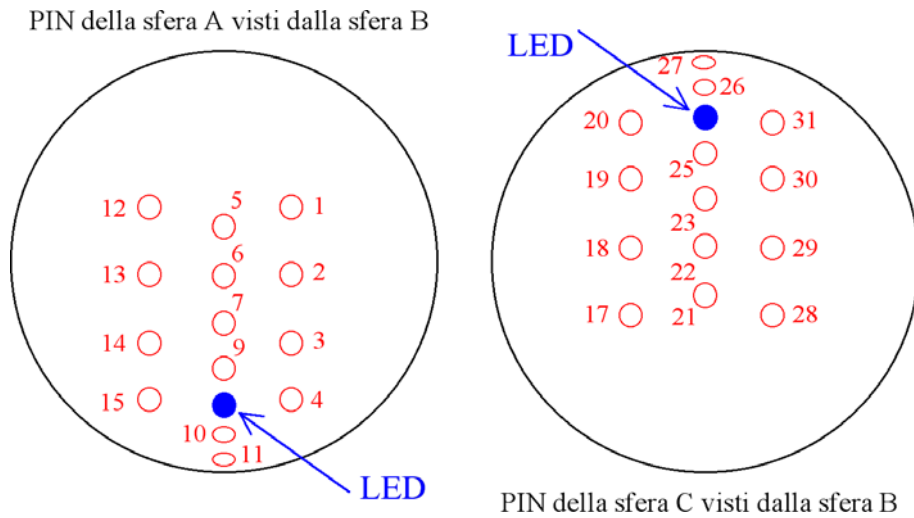


Figura 3.4: Disposizione dei PIN (cerchi vuoti numerati) e dei LED (cerchi pieni) sulle sfere Benthos A e C: a sinistra si ha la disposizione dei PIN della sfera A, vista dal lato destro; a destra si ha la disposizione dei PIN della sfera C, vista dall'alto.

SFERA A					
PIN	θ	ϕ	PIN	θ	ϕ
1	30°	45°	9	-30°	0°
2	-20°	30°	10	-60°	0°
3	-30°	45°	11	-75°	0°
4	-50°	50°	12	30°	315°
5	15°	0°	13	-20°	330°
6	0°	0°	14	-30°	315°
7	-15°	0°	15	-50°	310°
LED	-45°	0°			

Tabella 3.1: Posizione dei fotodiodi e del LED sulla sfera A, l'angolo θ è definito come in figura 3.3, la posizione del LED sulla sfera indica il valore $\phi = 0^\circ$. L'angolo ϕ viene poi misurato in senso antiorario.

- **Configurazione 2:** viene ripetuto lo stesso procedimento descritto per la configurazione 1, ma con due LED accesi. (Nel seguito indicheremo con 1 LED o 2 LED i dati raccolti con le diverse configurazioni delle sorgenti).
- **Configurazioni 3-4** (conf. 3 = 1 LED, conf. 4 = 2 LED): viene utilizzata la sorgente posta sulla sfera C a $\theta = 45^\circ$ e vengono acquisiti i dati dei PIN della sfera A e dei due PIN di riferimento (posti sulla sfera che emette, in questo caso la C). Stesso procedimento viene seguito accendendo due LED.
- **Configurazioni 5-6** (conf. 5 = 1 LED, conf. 6 = 2 LED): vengono accesi i LED della sorgente posta nella sfera B a $\theta = 0^\circ$, con le stesse modalità viste in precedenza.
- **Configurazioni 7-8** (conf. 7 = 1 LED, conf. 8 = 2 LED): vengono accesi i LED dell'altra sorgente che si trova sulla sfera B, rivolta verso la sfera C a $\theta = -90^\circ$, e viene ripetuta la stessa catena di acquisizioni.

SFERA C					
PIN	θ	ϕ	PIN	θ	ϕ
17	120°	135°	25	60°	0°
18	70°	90°	26	30°	0°
19	60°	45°	27	15°	0°
20	40°	30°	28	120°	225°
21	105°	180°	29	70°	270°
22	90°	0°	30	60°	315°
23	75°	0°	31	40°	330°
LED	45°	0°			
SFERA B					
LED	-90°	0°	LED	0°	0°

Tabella 3.2: Posizione dei fotodiodi e dei LED sulle sfere C e B, l'angolo θ è definito come in figura 3.3, la posizione dei LED corrisponde al valore $\phi = 0^\circ$. L'angolo ϕ viene misurato in senso antiorario.

Per ogni diversa configurazione di acquisizione le misure vengono ripetute per dieci volte e i risultati così ottenuti vengono mediati tra loro.

L'ultima fase di misure viene fatta di nuovo con i LED spenti, questi ultimi dati vengono mediati con quelli ottenuti nella fase preliminare delle misure, per avere una migliore valutazione del fondo. I dati che vengono registrati, scritti su disco, sono i valori medi dei segnali ottenuti con le dieci acquisizioni, ai quali è già stato sottratto il valore del "pedistallo" del canale ADC corrispondente.

3.3 Andamento temporale della trasparenza

Il presente lavoro di analisi è diviso in due parti: nella prima è stato studiato l'andamento temporale dei valori registrati dai fotodiodi, e nella seconda parte si è cercata una dipendenza

tra la posizione dei PIN sulla sfera, in particolare tra la latitudine (individuata dall'angolo θ) e l'oscuramento delle sfere stesse.

In figura 3.5 è mostrato l'andamento temporale del segnale (a cui è stato sottratto il piedistallo)

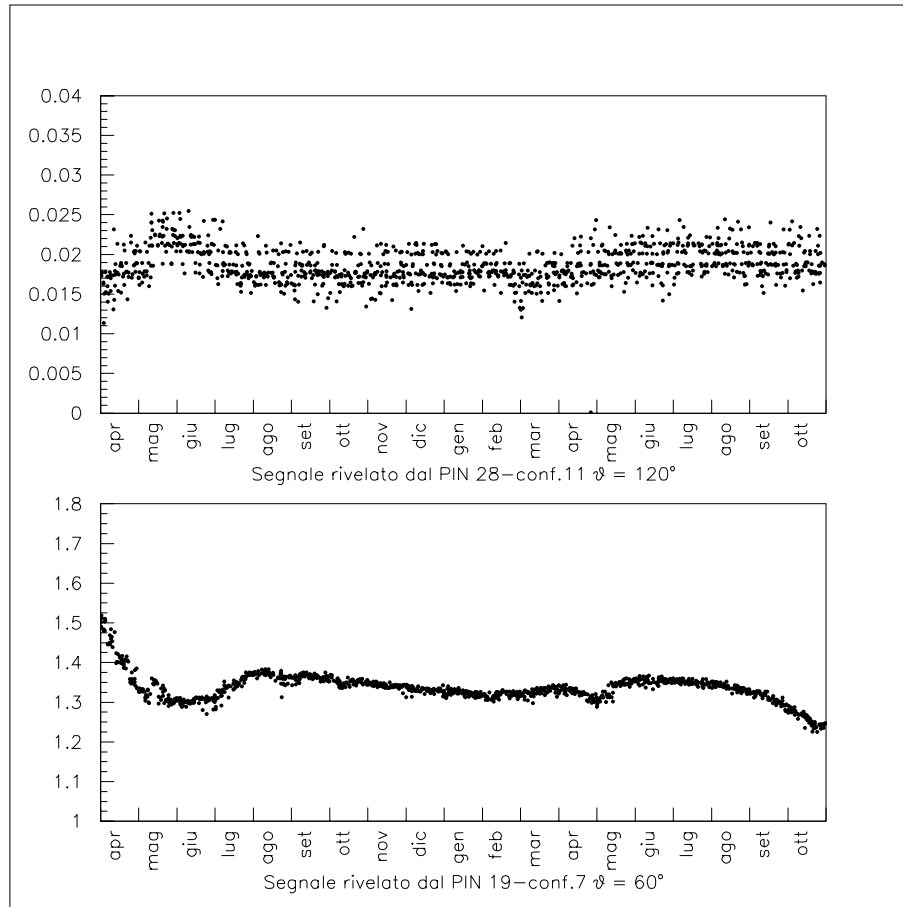


Figura 3.5: Andamento temporale del segnale raccolto da due PIN che si trovano sulla sfera C. In alto sono rappresentati i valori del segnale rivelato dal PIN 28, che si trova ad una latitudine $\theta = 120^\circ$ e in basso i segnali del PIN 19 che si trova a $\theta = 60^\circ$.

raccolto da due PIN, entrambi posti sulla sfera C. Nella figura in alto è rappresentato un PIN posto a $\theta = 120^\circ$, quando viene illuminato dalla sorgente posta a $\theta = -45^\circ$, rispetto alla quale è “nascosto” e quindi il segnale raccolto da questo fotodiode è praticamente costituito solo dal rumore. Nella figura in basso è invece rappresentato l'andamento del segnale raccolto da un PIN che si trova a $\theta = 60^\circ$ quando viene illuminato dalla sorgente, posta sulla sfera B a $\theta = -90^\circ$ e

in questo caso il segnale raccolto è di intensità maggiore.

È stato analizzato l'andamento del segnale registrato dai singoli fotodiodi, rispetto a quello dei corrispondenti PIN di riferimento posti vicino alla sorgente che emette il segnale. Si è cioè deciso di utilizzare la grandezza $\frac{Pin(\theta,t)}{Ref(\theta,t)}$. Per valutare l'andamento temporale delle misure si è confrontata tale grandezza con il valore da questa assunto all'inizio della misura ($t = 0$).

Si studia dunque per ogni fotodiodo la trasparenza $Trasp(\theta, t)$, dove t rappresenta il tempo trascorso dall'inizio dell'esperimento e θ è individuato dalla posizione del PIN sulla sfera.

$$Trasp(\theta, t) = \frac{\frac{Pin(\theta,t)}{Ref(\theta,t)}}{\frac{Pin(\theta,t=0)}{Ref(\theta,t=0)}} \quad (3.1)$$

Ricordiamo che $Pin(\theta, t)$ e $Ref(\theta, t)$ indicano in questa fase valori già mediati su dieci acquisizioni e corretti per il piedistallo dell'ADC.

Questa scelta ha il vantaggio di rendere gli andamenti indipendenti dalla sorgente e dalla posizione del PIN rispetto ad essa, inoltre la formula 3.1 rende tutti valori di $Trasp(\theta, t)$ compresi tra 0 e 1 e pari all'unità per $t = 0$.

Dividendo per il valore del PIN di riferimento si ottiene una variabile indipendente dalle fluttuazioni del segnale emesso dai LED. Per lo stesso PIN inoltre potremo studiare l'andamento quando è illuminato con uno o due LED ed avremo la possibilità di confrontare le due misure valutando eventuali errori sistematici.

I PIN di riferimento mostrano un andamento molto stabile nel tempo e quindi sono ottimali per la "normalizzazione" dei segnali acquisiti dai PIN disposti sulla sfera. La scelta del PIN da usare come riferimento, fra i due disponibili per ogni sorgente, risulta essere irrilevante: a posteriori si verifica che scegliere uno l'altro dei due PIN comporterebbe una differenza sistematica minore dell'1%.

Ci sono casi in cui la risposta dei PIN mostra improvvise e grandi variazioni: se il PIN è parzialmente oscurato dai sedimenti (figura 3.6), la sua trasparenza avrà un andamento caratterizzato da forti fluttuazioni e in alcuni casi potrà quasi annullarsi, anche dopo poche acquisizioni.

In alcuni casi invece la trasparenza delle superfici di vetro migliora con il tempo e, trascorso

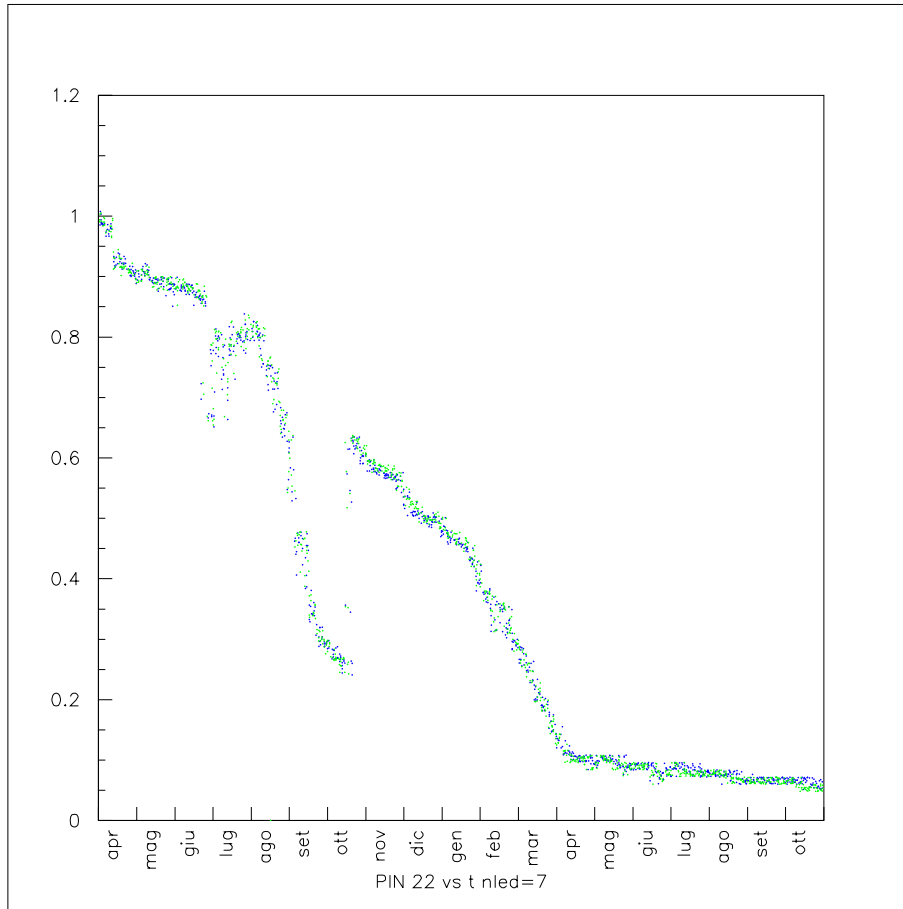


Figura 3.6: Andamento della trasparenza del pin 22 in funzione del tempo, se illuminato dalla sfera B: in blu la trasparenza se la sorgente è costituita da un LED e in verde se la sorgente è costituita da 2 LED. Si nota che, dopo neanche un anno dall'inizio delle misure, la trasparenza del fotodiode risulta dimezzata.

un certo periodo, la trasparenza del modulo ottico è maggiore di quando le misure sono iniziate. Avendo posto $Trasp(\theta, t = 0) = 1$, in questi casi $Trasp(\theta, t = 0) > 1$: questo fenomeno è in larga parte dovuto all'effetto "pulente" delle correnti marine come nel caso del PIN 11 (figura 3.7) che manifesta, a partire dal mese di agosto, un sensibile aumento di trasparenza.

Le figure 3.8, 3.9, 3.10 e 3.11 riportano, in funzione del tempo, l'andamento della trasparenza

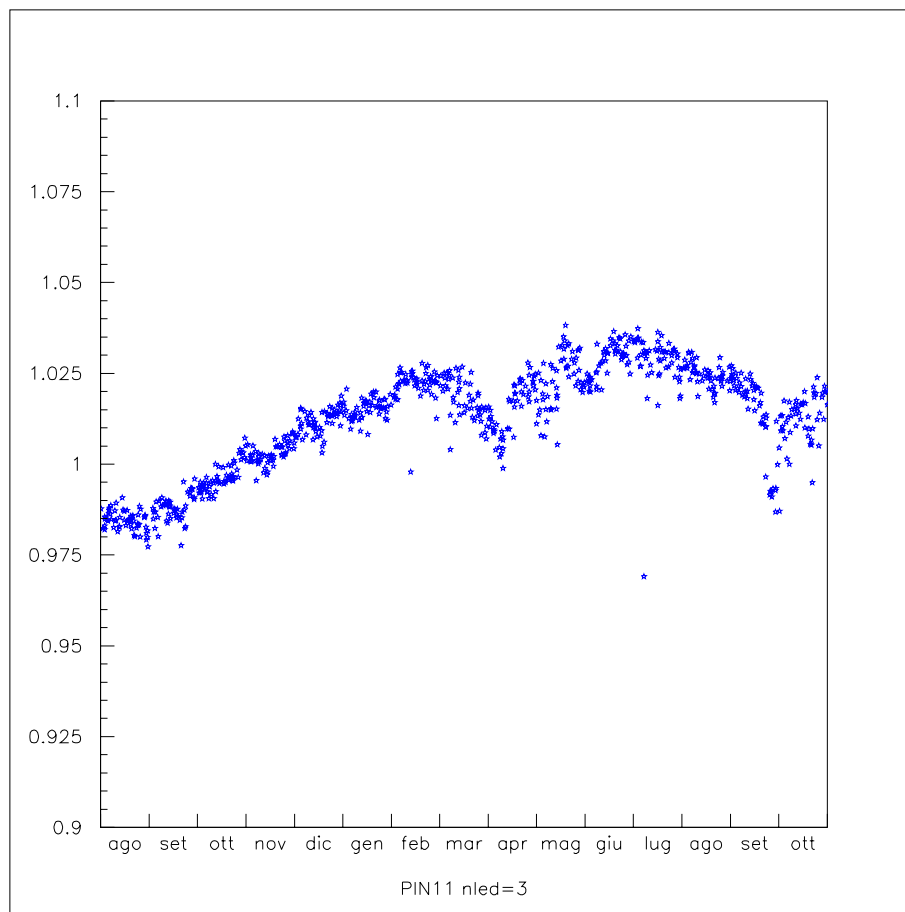


Figura 3.7: *Trasparenza del PIN 11 in funzione del tempo, quando è illuminato con un solo LED posto a $\theta = 45^\circ$ sulla sfera C. Si vede come, a partire dal mese di agosto, la trasparenza inizi a crescere fino a superare il valore che aveva nella prima acquisizione.*

solo per i PIN che hanno un andamento regolare, senza oscuramenti totali: da queste si nota che la visibilità della superficie di vetro diminuisce in funzione del tempo e che l'entità della diminuzione è in generale minore per i PIN della sfera A che stanno per la maggior parte sotto

l'“equatore” della sfera, mentre è più marcata per i PIN della sfera C che sono più vicini al “Polo Nord”.

È possibile ridurre tutti i casi trattati a due andamenti generali:

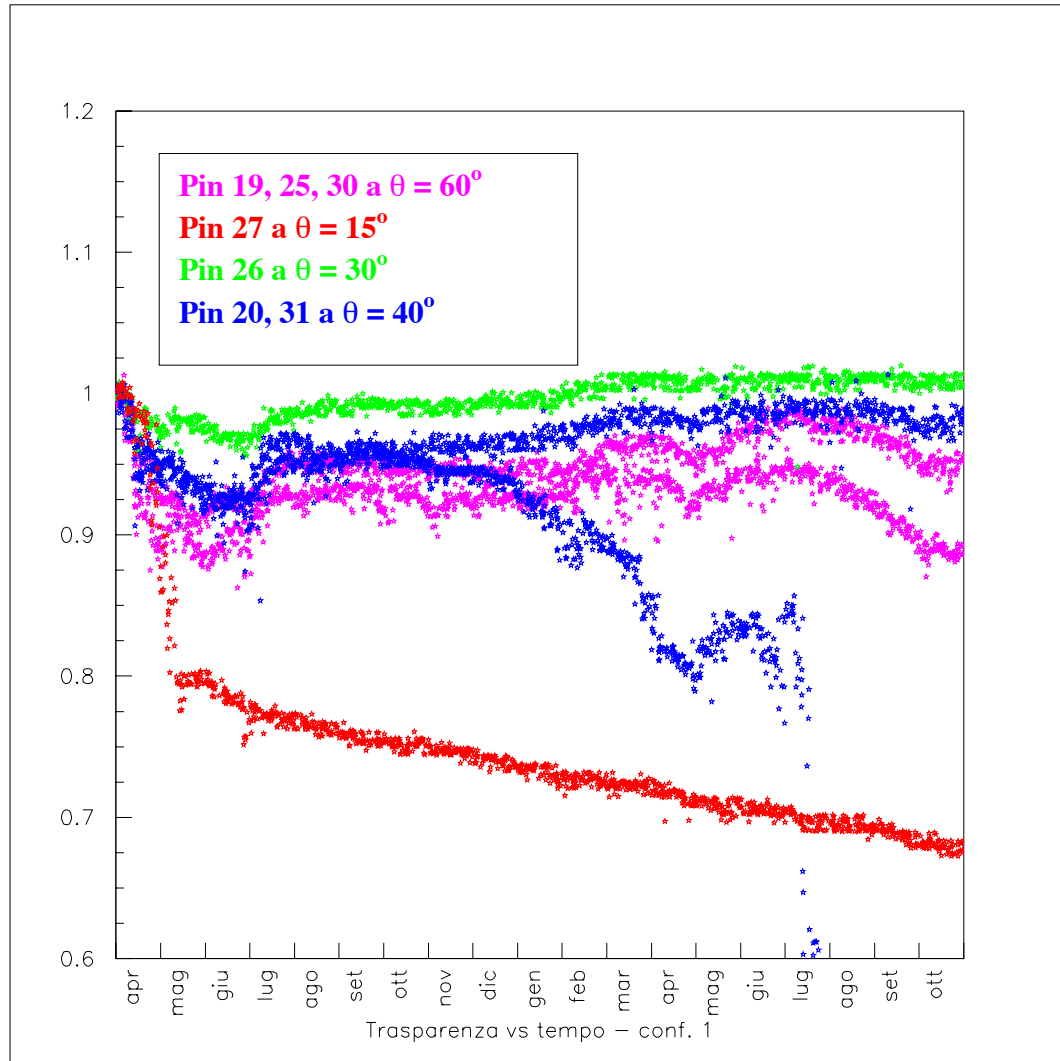


Figura 3.8: Trasparenza dei PIN della sfera C, nella configurazione di acquisizione 1, in funzione del tempo.

- **Andamento decrescente regolare:** la lenta e progressiva diminuzione della visibilità è caratterizzata da un andamento complessivo spesso lineare, a cui si sovrappongono delle fluttuazioni di natura casuale, molto rapide.

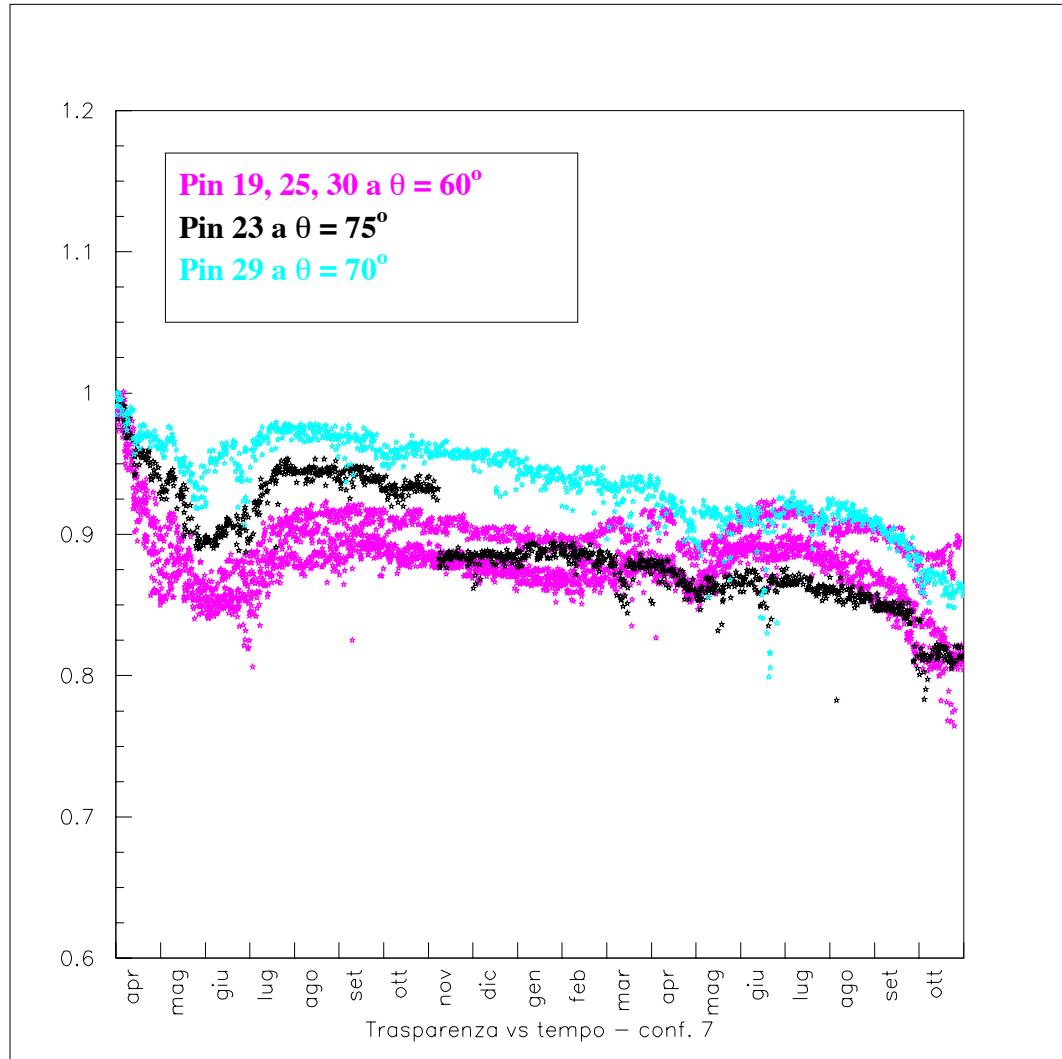


Figura 3.9: Trasparenza dei PIN della sfera C, nella configurazione di acquisizione 7, in funzione del tempo.

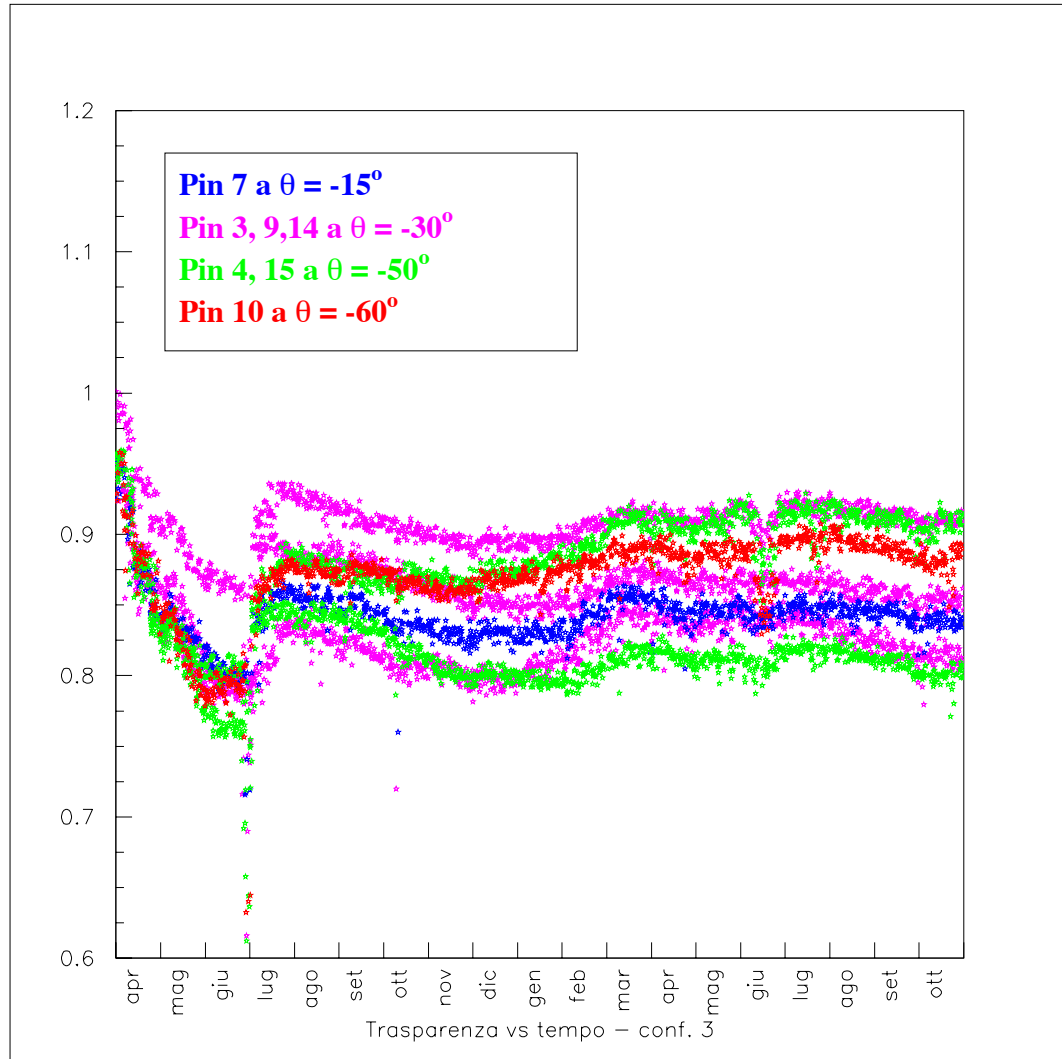


Figura 3.10: *Trasparenza dei PIN della sfera A, nella configurazione 3, in funzione del tempo.*

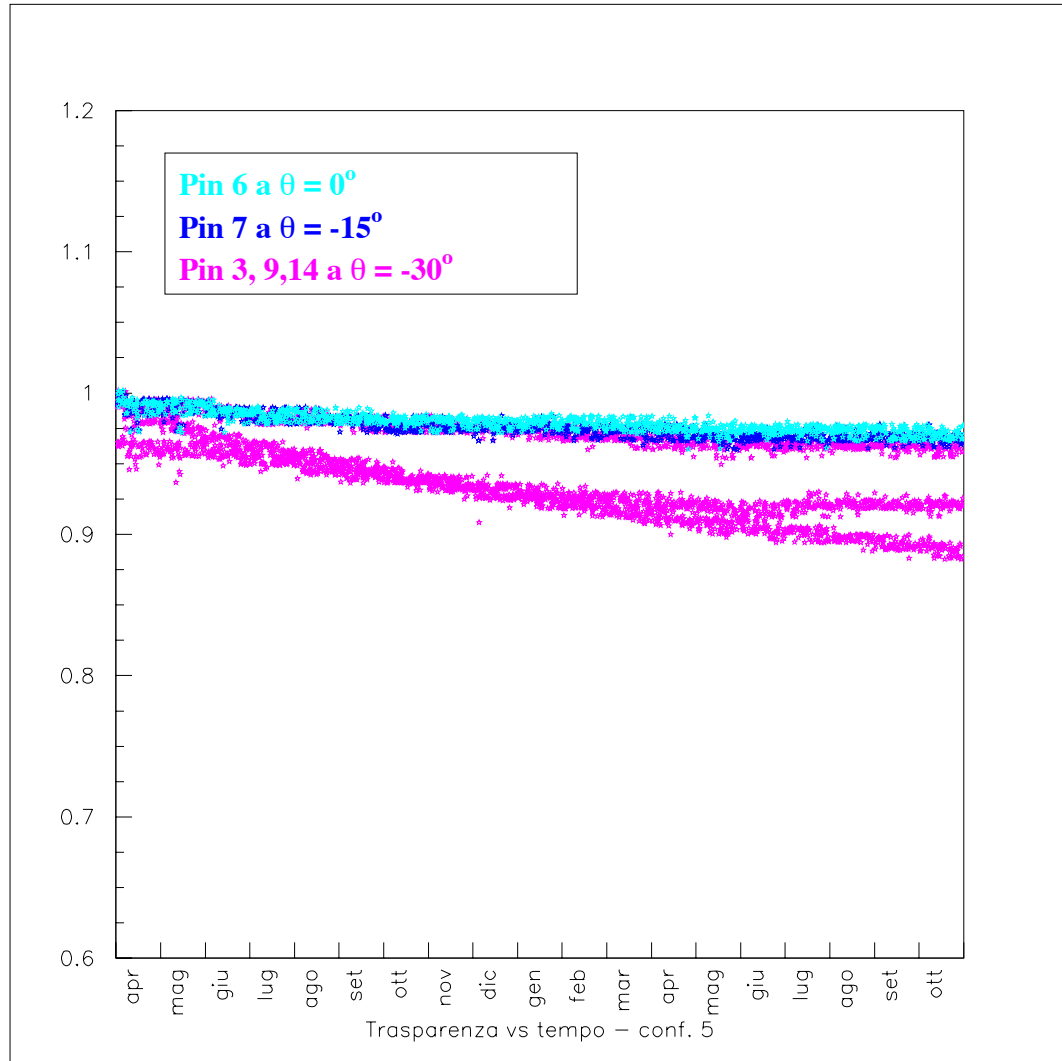


Figura 3.11: *Trasparenza dei PIN della sfera A, nella configurazione di acquisizione 5, in funzione del tempo.*

- **Andamento distruttivo:** è caratterizzato da una brusca diminuzione, con cui la visibilità arriva presto a zero. In alcuni casi si ha prima un grosso aumento di visibilità a cui segue una brusca diminuzione, fino al totale oscuramento. Questo andamento è tipico dei PIN che si trovano in prossimità del “Polo Nord” del modulo ottico, che vengono oscurati quasi subito dai sedimenti (figura 3.6).

Dallo studio di questi due andamenti si può dire che l’effetto di biofouling ha, come previsto, due contributi: quello lento e continuo dovuto alla formazione della pellicola biologica sulla superficie delle sfere di vetro e quello casuale dovuto alla deposizione di sedimenti che è la causa dei brevi e frequenti picchi nell’andamento temporale.

Guardando gli andamenti nelle diverse configurazioni si vede che la superficie di vetro è in generale più trasparente per i PIN che sono distanti dal “Polo Nord”, cosa che verrà discussa più in dettaglio nei paragrafi successivi.

3.4 Trasparenza dei moduli ottici e condizioni ambientali sottomarine

È sicuramente interessante mettere in relazione la variazione di trasparenza con le condizioni dell’ambiente esterno, in particolare con la velocità della corrente sottomarina.

L’apparato sperimentale è dotato di alcuni strumenti (una bussola che misura l’orientamento della struttura rispetto al Nord magnetico ed un inclinometro che misura due angoli di inclinazione, “pitch” e “roll”, rispetto all’orizzontale) che servono a misurare gli spostamenti dei moduli ottici a seguito dell’azione delle correnti marine. Abbiamo inoltre a disposizione un campione di dati raccolti con un correntometro posto a 2 miglia nautiche di distanza dall’apparato, ad una profondità di circa 3000 metri.

La velocità della massa d’acqua sottomarina nel sito ha un valore medio di circa 3 cm/s, con

picchi che non superano mai i 12 cm/s, come si vede dalla figura 3.12.

In figura 3.13 si vede invece l'andamento temporale dell'intensità delle correnti, insieme a

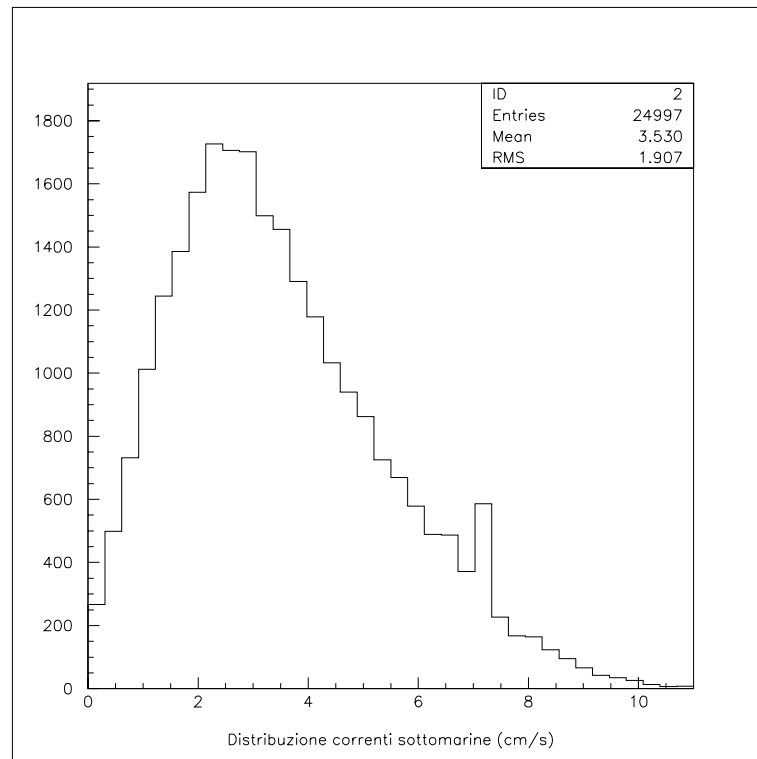


Figura 3.12: Distribuzione del modulo della velocità della corrente sottomarina, espressa in cm/s.

quello misurato dalla bussola e degli angoli pitch e roll.

La figura 3.13 permette di identificare nell'andamento temporale delle correnti almeno tre periodi: una prima parte delle acquisizioni, (da aprile agli inizi di agosto, della durata di circa tre mesi) è caratterizzata da una rapida variazione della corrente e sensibili variazioni degli angoli che caratterizzano la posizione dell'apparato (verrà indicato nel seguito come *Primo Periodo di Instabilità*); segue un periodo in cui sia la corrente, che gli angoli di inclinazione sono stabili, da agosto a gennaio; il resto dell'acquisizione è di nuovo dominato da grandi variazioni (sarà indicato come *Secondo Periodo di Instabilità*).

Confrontando le figure 3.8, 3.10, 3.11 e 3.9 con la figura 3.13, notiamo nei periodi in cui le correnti sono fortemente variabili in intensità e direzione una maggiore variabilità della traspa-

renza: fenomeni casuali quali il deposito di particolato e/o la sua rimozione possono indurre variazioni importanti sullo spessore delle superfici di vetro.

Nostro interesse è ora mettere in luce l'effetto del biofouling.

Avendo a disposizione un periodo di relativa stabilità delle correnti possiamo verificare se esiste una relazione tra la variazione di trasparenza e l'angolo di zenith sul modulo ottico.

Dopo tale studio dovremo comunque caratterizzare i cambiamenti che si verificano per la trasparenza delle superfici di vetro quando le correnti diventano più intense.

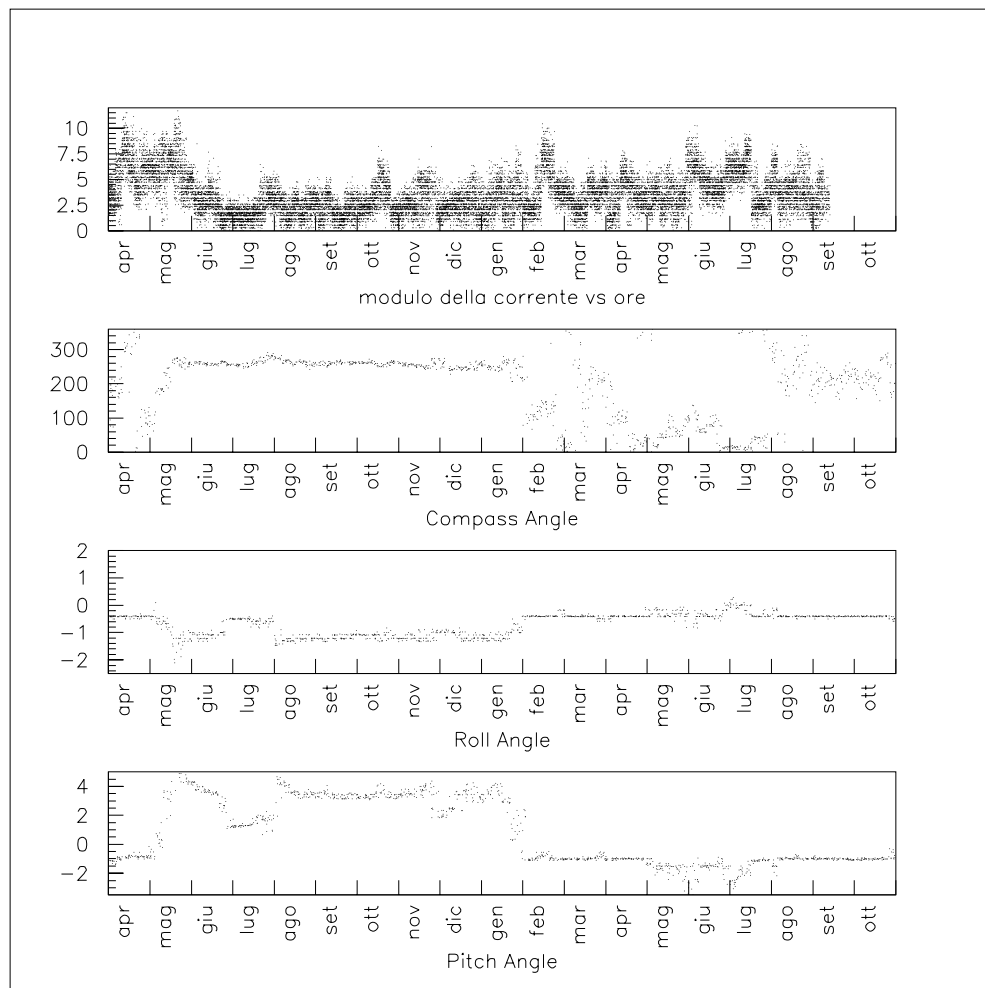


Figura 3.13: Dall'alto:andamento del modulo della corrente sottomarinain funzione del tempo ; Andamento dell'angolo di compass in funzione del tempo; Angolo di roll; Angolo di pitch.

3.4.1 Descrizione della procedura di analisi

Nella trattazione che segue assumeremo che la variazione di trasparenza, fissato l'angolo θ che individua la latitudine sulla superficie della sfera, sia uguale per tutte le sfere.

Non tutti i PIN a disposizione forniscono segnali utilizzabili per la nostra analisi. Sulle sfere A e C ci sono 14 PIN, ma solo una parte di essi saranno utilizzati, per due motivi:

- vista la loro posizione rispetto alla sorgente, alcuni PIN danno un segnale paragonabile al rumore: di fatto non “vedono” il segnale luminoso emesso dalla sorgente.
- in alcuni casi, dei PIN illuminati con due sorgenti poste ad angoli diversi non forniscono informazioni coerenti.

Il primo problema è già stato introdotto mostrando l'andamento del segnale raccolto dal PIN 28 in figura 3.5 : alcuni fotodiodi si trovano in una posizione svantaggiata rispetto alla sorgente e dunque i loro valori non sono attendibili ai fini della nostra analisi.

La seconda anomalia si ha per $-50^\circ \leq \theta < -30^\circ$: nelle configurazioni 5-6 e 3-4 (definite a pagina 64) gli stessi PIN, illuminati da due sorgenti diverse, mostrano differenti valori di oscuramento, e ciò risulta incoerente in quanto la variazione di trasparenza riferita ad un certo angolo dovrebbe essere indipendente dalla sorgente.

Per $\theta = -75^\circ$ e $\theta = -70^\circ$, in corrispondenza di due PIN che si trovano sulla sfera A, si riscontra inoltre un forte aumento della trasparenza in condizioni di stabilità (figura 3.7), che non può essere assunto come un comportamento regolare, ma che va attribuito ad un effetto locale di pulitura. In questo modo non possiamo considerare corrette neanche le informazioni che si ottengono illuminando la sfera C con una sorgente posta a -45° sulla sfera A (configurazioni 1 e 2) in quanto a quella latitudine ci potrebbero ancora essere degli effetti di pulitura tali da falsare i risultati.

Per tali motivi siamo costretti a ridurre il numero di PIN da usare per lo studio della variazione della trasparenza: i PIN utilizzati nell'analisi sono mostrati in tabella 3.3, con le relative posizioni sulle sfere.

Il secondo passo della presente analisi consiste nella ricerca di una relazione tra la variazione

PIN considerati nell'analisi	θ
3, 9, 14 (sfera A)	-30°
7 (sfera A)	-15°
6 (sfera A)	0°
19, 25, 30 (sfera C)	60°
29 (sfera C)	70°
23 (sfera C)	75°

Tabella 3.3: PIN considerati nell'analisi della variazione della trasparenza, su un totale di 28.

della trasparenza e l'angolo di zenith, in modo più quantitativo di quanto già brevemente discusso in precedenza.

La variazione della trasparenza per unità di intervallo di tempo (l'intervallo di tempo tra due misure consecutive è pari a dodici ore) è stata calcolata con la formula:

$$\frac{\Delta Trasp}{\Delta t} = \frac{1}{\frac{Pin(\theta, t=0)}{Ref(\theta, t=0)}} \frac{Trasp(t_i + t_{N+i}) - Trasp(t_i)}{N} \quad (3.2)$$

dove $N = 50$.

Abbiamo scelto di calcolare la variazione di trasparenza mediando su N misure consecutive, viste le grandi fluttuazioni che caratterizzano i dati. Selezionando una sorgente e un PIN a fissati valori di θ , per calcolare la variazione di trasparenza delle superfici delle sfere nelle regioni angolari così definite si procede nel modo seguente:

1. Per ogni configurazione di misura (LED e PIN fissati) si calcola la variazione di trasparenza, secondo la 3.2. Si ottiene così una distribuzione di valori di $\frac{\Delta Trasp(MISURATA)}{\Delta t}$ che dipendono sia dall'oscuramento della sfera su cui è posta la sorgente che dalla superficie a cui è affacciato il PIN. Nella figura 3.14 riportiamo la distribuzione della $\frac{\Delta Trasp(MISURATA)}{\Delta t}$, riferita al periodo di stabilità delle correnti, di cui si calcolano il valore medio e lo scarto

quadratico medio. Viene riportato inoltre l'andamento temporale di tale grandezza, come esempio per mostrare la procedura seguita.

2. Si calcola il valore medio della distribuzione di $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ associandogli l'errore a partire dallo scarto quadratico medio della distribuzione stessa, nel modo seguente:

$$\xi = RMS / \sqrt{N_{eventi}} \quad (3.3)$$

3. Se per un dato angolo θ sono disponibili dati relativi a diversi PIN, con diverse lunghezze sulla sfera, allora i valori medi riferiti alle distribuzioni di $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ per questi PIN vengono mediati tra loro, pesandoli con i relativi errori.
4. Ognuna delle operazioni descritte viene ripetuta per le due diverse intensità luminose emesse dalla sorgente (un LED o due LED), si ottengono così valori medi di $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ per due diverse condizioni di illuminazione dei fotodiodi.
5. Si mediano tra loro i due valori ottenuti con le due diverse illuminazioni ottenendo il valore finale della variazione di trasparenza per quell'intervallo.
6. Si esprimono le variazioni calcolate finora in percentuali annuali a partire dalle misure, che sono effettuate ogni dodici ore.

È ovvio che le misure di $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ ottenute nel modo descritto rappresentano l'effetto combinato della variazione di trasparenza di due superfici di vetro: quella del modulo ottico all'interno del quale si trova il PIN e quella in prossimità del LED. La variazione di trasparenza misurata deve cioè essere espressa come:

$$\frac{\Delta T_{trasp}(MISURATA)}{\Delta t} = \frac{\Delta T_{trasp}(SORGENTE)}{\Delta t} + \frac{\Delta T_{trasp}(RIVELATORE)}{\Delta t} \quad (3.4)$$

In genere sorgente e PIN sono disposti sulle sfere a valori diversi di θ , ciò rende l'analisi dei dati particolarmente complessa. Fortunatamente esiste almeno una condizione sperimentale in cui sia il LED che il PIN sono disposti allo stesso angolo ($\theta \simeq 0^\circ$).

Tale set di dati permette di caratterizzare $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ per un valore definito di θ . Da tale primo risultato, come vedremo, potremo avviare l'analisi completa di $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t} \equiv \frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}(\theta)$.

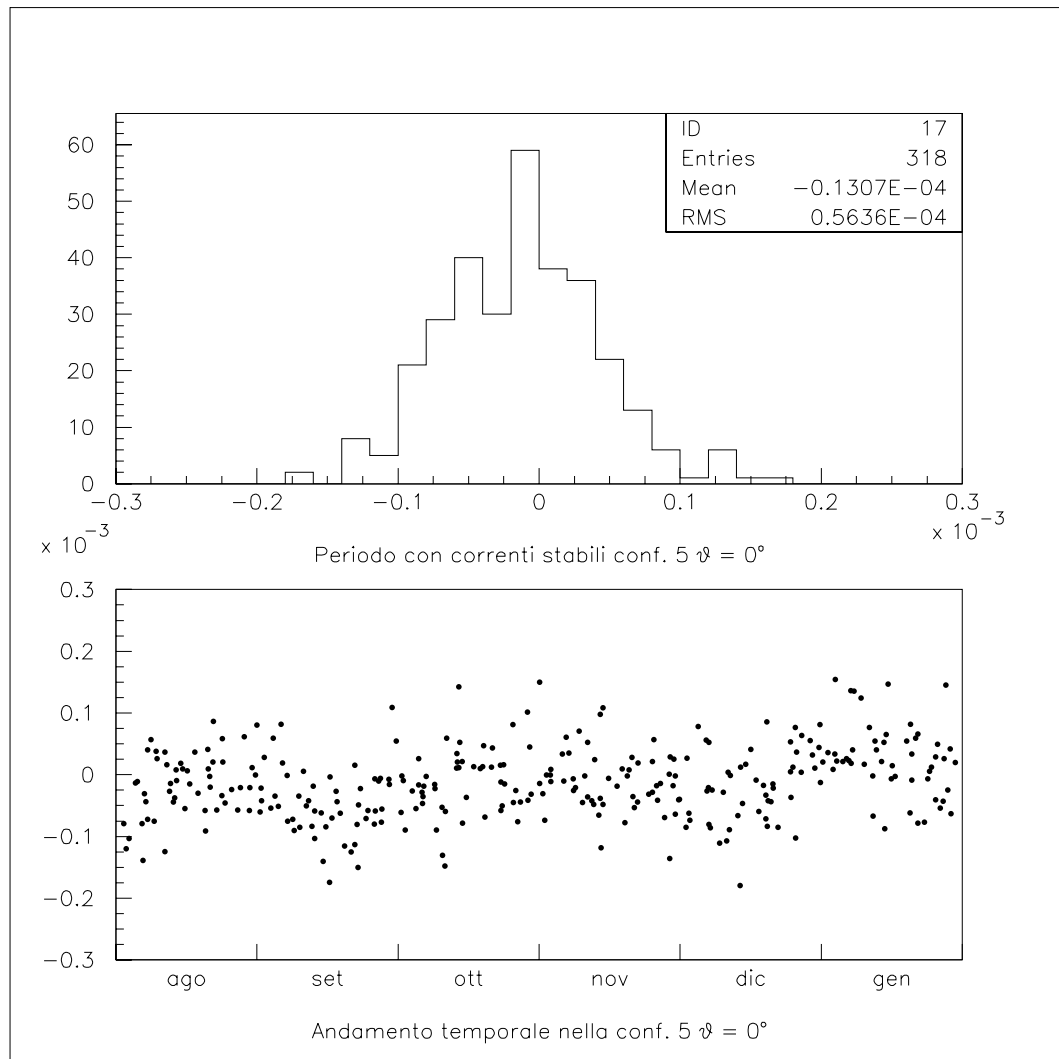


Figura 3.14: Dall'alto: distribuzione dei valori della grandezza $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ calcolata per il PIN 6, posto sulla sfera A ad una latitudine $\theta = 0^\circ$, nella configurazione 5; In basso: andamento temporale riferito alla distribuzione rappresentata sopra.

Per ogni intervallo di angolo di zenith θ calcoliamo dunque un valore di $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ a cui associamo un errore statistico stimato con l'errore sulla media, e un errore sistematico che calcoliamo confrontando i risultati ottenuti, per lo stesso valore di θ , illuminando i fotodiodi con uno o due LED. Di ciò si parlerà più avanti nel dettaglio.

$$\Sigma = \frac{\left| \frac{\Delta T_{rasp}(1LED)}{\Delta t} - \frac{\Delta T_{rasp}(2LED)}{\Delta t} \right|}{2} \quad (3.5)$$

Capitolo 4

Variazione della trasparenza delle superfici dei moduli ottici

Come visto in precedenza, grandi fluttuazioni della trasparenza delle superfici dei moduli ottici possono essere dovute al deposito e/o alla rimozione dei sedimenti sulle sfere. Tali fenomeni, più o meno frequenti a seconda delle condizioni ambientali (intensità e direzione della corrente sottomarina) possono indurre andamenti irregolari nella grandezza $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$, tanto da rendere difficile una sua parametrizzazione.

Riteniamo pertanto conveniente affrontare lo studio di $\frac{\Delta T_{r asp}(\theta, t)}{\Delta t}$ analizzando separatamente i dati relativi ai periodi di “stabilità” ed “instabilità” delle correnti, descritti nel capitolo precedente. Abbiamo descritto il fenomeno del biofouling, il set di dati sperimentali ed i criteri utilizzati per la loro analisi. In questo capitolo descriveremo le varie fasi dell’analisi e ne presenteremo i risultati.

Come già discusso in precedenza, dove possibile conviene mediare sulle informazioni fornite da PIN che si trovano alla stessa latitudine, per ridurre le fluttuazioni e permettere di evidenziare le reali “variazioni” di trasparenza nel tempo.

4.1 Risultati ottenuti nel periodo di stabilità delle correnti

Come già accennato nel capitolo 3, iniziamo l'analisi con il set di dati in cui la sorgente posta a $\theta = 0^\circ$ sulla sfera B illumina il PIN posto a $\theta = 0^\circ$ sulla sfera A.

Assumiamo che l'entità dell'oscuramento della superficie del modulo ottico nella regione vicina alla sorgente sia confrontabile con quella dei fotodiodi che si trovano nella zona $-30^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$. Indicando con $\frac{\Delta Trasp(-30^\circ \div 0^\circ)}{\Delta t}$ la variazione annua di trasparenza per i fotodiodi che si trovano in questa regione e riferendosi alla 3.4 si ha:

$$\frac{\Delta Trasp(5,6)}{\Delta t} = \frac{\Delta Trasp(sferaA)}{\Delta t} + \frac{\Delta Trasp(sferaB)}{\Delta t} = \quad (4.1)$$

$$2 \cdot \frac{\Delta Trasp(sferaA)}{\Delta t} = 2 \cdot \frac{\Delta Trasp(-30^\circ \div 0^\circ)}{\Delta t} \quad (4.2)$$

dove $\frac{\Delta Trasp(5,6)}{\Delta t}$ è la grandezza misurata sperimentalmente.

Per $\theta = 0^\circ$ nella configurazione 5 (definita a pagina 64), il valore medio della distribuzione è riportato in figura 3.14:

$$\frac{\Delta Trasp(MISURATA5)}{\Delta t} = (-1,31 \pm 0,32) \cdot 10^{-5} \quad (4.3)$$

essendo lo scarto quadratico medio pari a $5,64 \cdot 10^{-5}$ e considerando 318 eventi.

Per ottenere il valore finale della $\frac{\Delta Trasp}{\Delta t}$ per questo valore di θ , bisogna mediarlo con quello ottenuto quando la sorgente è costituita da due LED. In questo caso si ha:

$$\frac{\Delta Trasp(MISURATA6)}{\Delta t} = (-2,99 \pm 0,22) \cdot 10^{-5} \quad (4.4)$$

Il valore finale, espresso in percentuale annua, è dunque:

$$\frac{\Delta Trasp(0^\circ)}{\Delta t} = (-0,889 \pm 0,066 \pm err.sist.)\% \quad (4.5)$$

Analizzando i dati nel modo descritto in precedenza si ha per gli altri angoli intorno all'equatore, in condizioni di stabilità, una variazione di trasparenza annua pari a :

$$\frac{\Delta Trasp(-30^\circ)}{\Delta t} = (-2,067 \pm 0,047 \pm err.sist.)\% \quad (4.6)$$

$$\frac{\Delta Trasp(-15^\circ)}{\Delta t} = (-0,681 \pm 0,072 \pm err.sist.)\% \quad (4.7)$$

I risultati numerici ottenuti per $\theta = 0^\circ$, -15° e -30° sembrano non supportare l'ipotesi assunta all'inizio del paragrafo di uniforme variazione di trasparenza. In effetti le differenze tra i valori numerici ottenuti eccedono gli errori statistici. Come vedremo più avanti per $\theta = -30^\circ$ l'evoluzione del biofouling nel tempo è diversa rispetto a $\theta = -15^\circ$ e $\theta = 0^\circ$. Vedremo inoltre che l'errore sistematico permetterà di spiegare buona parte delle discordanze tra i valori numerici ottenuti. Potremmo indicare per la regione $-30^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$ un valore medio di $\frac{\Delta Trasp}{\Delta t} = (-1,45 \pm 0,80(RMS))\%$. Preferiamo mantenere i tre valori distinti proprio in ragione del diverso comportamento, descritto successivamente nel paragrafo 4.4, di $\frac{\Delta Trasp}{\Delta t}$ in funzione del tempo per i tre angoli.

Analizziamo ora i dati raccolti nelle configurazioni 3 e 4, accendendo la sorgente posta sulla sfera C (con $\theta = 45^\circ$) che illumina gli stessi fotodiodi, posti sulla sfera A ($-30^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$): si può così calcolare l'oscuramento della sorgente. Si ha infatti:

$$\frac{\Delta Trasp(3,4)}{\Delta t} = \frac{\Delta Trasp(sferaA)}{\Delta t} + \frac{\Delta Trasp(sferaC)}{\Delta t} = \quad (4.8)$$

$$\frac{\Delta Trasp(-30^\circ \div 0^\circ)}{\Delta t} + \frac{\Delta Trasp(45^\circ 60^\circ)}{\Delta t} \quad (4.9)$$

Poiché abbiamo tre valori di $\frac{\Delta Trasp(3,4)}{\Delta t}$, per $\theta = -30^\circ \div 0^\circ$, il valore finale di $\frac{\Delta Trasp(45^\circ 60^\circ)}{\Delta t}$ sarà ottenuto facendo la media, pesata con gli errori, dei valori ottenuti per le tre diverse latitudini, che sono riportati in appendice. In condizioni di stabilità si ha:

$$\frac{\Delta Trasp(45^\circ 60^\circ)}{\Delta t} = (-5,03 \pm 0,22 \pm err.sist.)\%annuo \quad (4.10)$$

Le ultime due configurazioni di acquisizione considerate sono quelle per cui viene accesa la seconda sorgente posta sulla sfera B, che si trova ad una latitudine $\theta = -90^\circ$ (configurazioni 7 e 8).

Illuminando i PIN che si trovano a 60° , la variazione di trasparenza misurata avrà due contributi:

$$\frac{\Delta Trasp(7,8)}{\Delta t} = \frac{\Delta Trasp(sferaB)}{\Delta t} + \frac{\Delta Trasp(sferaC)}{\Delta t} \quad (4.11)$$

Poiché nell'intervallo di $45^\circ \div 60^\circ$ non si verificano grosse variazioni della trasparenza, i valori ottenuti per $\theta = 45^\circ$ e $\theta = 60^\circ$ possono essere usati per ottenere la stessa informazione in modo coerente, dunque la 4.11 diventa:

$$\frac{\Delta Trasp(7,8)}{\Delta t} = \frac{\Delta Trasp(-90^\circ)}{\Delta t} + \frac{\Delta Trasp(45^\circ 60^\circ)}{\Delta t}$$

Avendo già calcolato $\frac{\Delta Trasp(45^\circ 60^\circ)}{\Delta t}$, possiamo calcolare $\frac{\Delta Trasp(-90^\circ)}{\Delta t}$ a partire dai valori misurati con uno e con due LED. Si ha:

$$\frac{\Delta Trasp(7)}{\Delta t} = (-7,56 \pm 0,45) \cdot 10^{-5} \quad (4.12)$$

$$\frac{\Delta Trasp(8)}{\Delta t} = (-8,25 \pm 0,41) \cdot 10^{-5} \quad (4.13)$$

Con il solito procedimento si ottiene:

$$\frac{\Delta Trasp(-90^\circ)}{\Delta t} = (-0,76 \pm 0,56 \pm err.sist.)\%annua \quad (4.14)$$

Considerando ancora i valori ottenuti nelle configurazioni 7 e 8 è possibile calcolare l'oscuramento anche dei PIN posti a $\theta = 70^\circ$ e a $\theta = 75^\circ$, nella sfera C.

Quando il PIN a $\theta = 70^\circ$, che si trova nella sfera C, viene illuminato dal LED posto a $\theta = -90^\circ$ sulla sfera B, si ha:

$$\frac{\Delta Trasp(7,8)}{\Delta t} = \frac{\Delta Trasp(-90^\circ)}{\Delta t} + \frac{\Delta Trasp(70^\circ)}{\Delta t} \quad (4.15)$$

I corrispondenti valori misurati, riferiti ad un intervallo di dodici ore, sono:

$$\frac{\Delta Trasp(7)}{\Delta t} = (-10,73 \pm 0,98) \cdot 10^{-5} \quad (4.16)$$

$$\frac{\Delta Trasp(8)}{\Delta t} = (-10,45 \pm 0,96) \cdot 10^{-5} \quad (4.17)$$

Facendo le operazioni di media e utilizzando la formula precedente si ottiene il valore cercato, espresso in percentuale annua:

$$\frac{\Delta Trasp(70^\circ)}{\Delta t} = (-6,97 \pm 0,75 \pm err.sist.)\%$$

Analogamente per $\theta = 75^\circ$ si ha:

$$\frac{\Delta Trasp(7)}{\Delta t} = (-19,1 \pm 2,2) \cdot 10^{-5} \quad (4.18)$$

$$\frac{\Delta Trasp(8)}{\Delta t} = (-18,8 \pm 2,1) \cdot 10^{-5} \quad (4.19)$$

e quindi

$$\frac{\Delta Trasp(75^\circ)}{\Delta t} = (-13,1 \pm 1,2 \pm err.sist.)\%annuo \quad (4.20)$$

La tabella 4.1, che riassume tutti i risultati già descritti, permette di evidenziare l'andamento

Condizioni stabili ~ 300 acquisizioni	$\frac{\Delta Trasp}{\Delta t} \pm err. stat.$ [% annue]
$\theta = -90^\circ$	$(-0,76 \pm 0,56)\%$
$\theta = -30^\circ$	$(-2,067 \pm 0,047)\%$
$\theta = -15^\circ$	$(-0,681 \pm 0,072)\%$
$\theta = 0^\circ$	$(-0,889 \pm 0,066)\%$
$\theta = 45^\circ \div 60^\circ$	$(-5,03 \pm 0,22)\%$
$\theta = 70^\circ$	$(-6,97 \pm 0,75)\%$
$\theta = 75^\circ$	$(-13,1 \pm 1,2)\%$

Tabella 4.1: Valori della variazione della trasparenza in funzione dell'angolo di zenith sulla sfera, espressi in percentuale annua, ottenuti in condizioni di stabilità delle correnti.

della variazione temporale della trasparenza in funzione dell'angolo di zenith: si nota che, come accennato nel capitolo precedente, la velocità di riduzione della trasparenza delle superfici di vetro aumenta progressivamente, andando dal "Polo Sud" al "Polo Nord" dei moduli ottici. Questo argomento verrà ripreso anche nel paragrafo 4.3.

4.2 Risultati ottenuti in periodi di correnti instabili

Il procedimento usato è quello descritto nel paragrafo precedente e quindi vengono riportati solo i risultati, espressi in percentuale annua, nelle tabelle 4.2 e 4.3.

Restringendo lo studio al solo periodo di instabilità, non è più possibile trovare una relazione

Cond. Instabili (Primo periodo) 260 acquisizioni	$\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.}$ [% annue]
$\theta = -90^\circ$	$(-4,6 \pm 1,8)\%$
$\theta = -30^\circ$	$(-2,366 \pm 0,088)\%$
$\theta = -15^\circ$	$(-0,87 \pm 0,13)\%$
$\theta = 0^\circ$	$(-1,11 \pm 0,14)\%$
$\theta = 45^\circ \div 60^\circ$	$(-9,1 \pm 1,3)\%$
$\theta = 70^\circ$	$(+3,1 \pm 2,3)\%$
$\theta = 75^\circ$	$(-2,4 \pm 2,6)\%$

Tabella 4.2: Valori della variazione della trasparenza in funzione dell'angolo di zenith sulla sfera, espressi in percentuale annua, riferiti al primo periodo di instabilità delle correnti.

definita tra la variazione di trasparenza e l'angolo θ .

Vista la casualità con cui le correnti si manifestano, alla deposizione di sedimenti sulla superficie esterna del modulo ottico (che causa l'oscuramento dei PIN) possono seguire periodi *favorevoli*, in cui la corrente pulisce i moduli ottici e in cui dunque la $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ è positiva.

Cond. Instabili (Secondo periodo) 520 acquisizioni	$\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.}$ [% annue]
$\theta = -90^\circ$	$(-6,76 \pm 0,51)\%$
$\theta = -30^\circ$	$(-1,291 \pm 0,047)\%$
$\theta = -15^\circ$	$(-0,403 \pm 0,074)\%$
$\theta = 0^\circ$	$(-0,417 \pm 0,071)\%$
$\theta = 45^\circ \div 60^\circ$	$(+0,76 \pm 0,21)\%$
$\theta = 70^\circ$	$(-4,4 \pm 1,2)\%$
$\theta = 75^\circ$	$(-4,41 \pm 0,85)\%$

Tabella 4.3: Valori della variazione della trasparenza in funzione dell'angolo di zenith sulla sfera, espressi in percentuale annua, ottenuti in condizioni di instabilità delle correnti.

4.3 Stime dell'errore sistematico sulle misure di "variazione di trasparenza" dei moduli ottici

Come già visto possiamo stimare l'errore sistematico nella misura di $\frac{\Delta T_{trasp}(\theta)}{\Delta t}$ confrontando misure raccolte con illuminazioni diverse a partire dalla grandezza Σ , così definita:

$$\Sigma = \frac{\left| \frac{\Delta T_{trasp}(1LED)}{\Delta t} - \frac{\Delta T_{trasp}(2LED)}{\Delta t} \right|}{2}$$

infatti, nonostante il rapporto fra la misura della luce raccolta dal PIN in oggetto e il PIN di riferimento renda la grandezza indipendente dalla quantità di luce emessa dalla sorgente, in molti casi i valori ottenuti con le due diverse intensità (un LED e due LED) non sono compatibili, pur essendo i fotodiodi correttamente funzionanti.

Questo effetto, di natura essenzialmente strumentale, è stato da noi interpretato come l'evidenza di un possibile errore sistematico.

Risulterebbe improprio attribuire tale differenza al solo errore sistematico, visto che oltre ad errori di natura strumentale e quindi sistematica, anche le fluttuazioni hanno una grossa influenza

sui risultati.

Consideriamo di nuovo le configurazioni 5 e 6 (descritte a pagina 64): poiché la sorgente e i LED sono uno di fronte all'altro, possiamo assumere che l'errore sistematico sarà lo stesso per le due regioni angolari delle sfere A e B.

La grandezza

$$\Sigma \left(\frac{\Delta T_{r asp}(-30^\circ \div 0^\circ)}{\Delta t} \right) = \left(\frac{\frac{|\frac{\Delta T_{r asp}(1LED)}{\Delta t} - \frac{\Delta T_{r asp}(2LED)}{\Delta t}|}{2}}{2} \right)$$

viene calcolata per i tre intervalli temporali in precedenza descritti e l'errore sistematico sarà stimato come il massimo tra i tre valori ottenuti.

Per questa particolare configurazione, sempre esprimendo il risultato in termini di variazione percentuale annua, otteniamo ad esempio:

- $\Sigma \left(\frac{\Delta T_{r asp}(-30^\circ)}{\Delta t} \right)_1 = 0,32\%$ nel primo periodo di instabilità;
- $\Sigma \left(\frac{\Delta T_{r asp}(-30^\circ)}{\Delta t} \right)_2 = 0,26\%$ nel periodo di stabilità;
- $\Sigma \left(\frac{\Delta T_{r asp}(-30^\circ)}{\Delta t} \right)_3 = 0,029\%$ nel secondo periodo di instabilità.

Assumiamo dunque che l'errore sistematico su

$$\frac{\Delta T_{r asp}(-30^\circ)}{\Delta t}$$

sia pari a:

$$\Sigma \left(\frac{\Delta T_{r asp}(-30^\circ)}{\Delta t} \right) = \max \left(\Sigma \left(\frac{\Delta T_{r asp}(-30^\circ)}{\Delta t} \right)_i, i = 1, 2, 3 \right) = 0,32\%$$

Se sorgente e LED si trovano ad angoli diversi, allora l'analisi per la stima dell'errore sistematico sarà analoga a quella che in precedenza ci ha permesso di calcolare la variazione di trasparenza per ogni intervallo angolare. Si calcola comunque la semidifferenza Σ , come in 3.5, per tutti e tre i periodi e poi per ogni intervallo angolare si prende come errore sistematico il valore massimo ottenuto nei tre periodi.

Nel caso delle configurazioni 3 e 4 ad esempio, parte dell'errore sistematico sarà attribuito alla regione angolare in cui si trova la sorgente e parte all'intervallo in cui è posto il PIN, dunque:

$$\Sigma(3, 4) = \Sigma_{sorgente45^\circ} + \Sigma_{PIN-30^\circ \div 0^\circ}$$

Le tabelle 4.4, 4.5 e 4.6 riassumono i risultati già discussi per la $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ per le varie condizioni di corrente, insieme al loro errore sistematico.

In figura 4.1 riportiamo la variazione annua di trasparenza in funzione dell'angolo di zenith, in

Condizioni stabili ~ 300 acquisizioni	$\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.} \pm \text{err. sist.}$ [% annue]
$\theta = -90^\circ$	$(-0,76 \pm 0,56 \pm 1,10)\%$
$\theta = -30^\circ$	$(-2,067 \pm 0,047 \pm 0,32)\%$
$\theta = -15^\circ$	$(-0,681 \pm 0,072 \pm 0,21)\%$
$\theta = 0^\circ$	$(-0,889 \pm 0,066 \pm 0,31)\%$
$\theta \sim 45^\circ \div 60^\circ$	$(-5,03 \pm 0,22 \pm 1,36)\%$
$\theta = 70^\circ$	$(-6,97 \pm 0,75 \pm 1,0)\%$
$\theta = 75^\circ$	$(-13,09 \pm 1,2 \pm 0,99)\%$

Tabella 4.4: Valori della variazione della trasparenza in funzione dell'angolo di zenith sulla sfera, espressi in percentuale annua, ottenuti in condizioni di stabilità delle correnti, con l'errore sistematico.

condizioni di “stabilità” per le correnti. Si vede che, passando dal “Polo Sud” del modulo ottico ($\theta = -90^\circ$) al “Polo Nord” ($\theta = 90^\circ$) il processo di “oscuramento” è sempre più marcato, fino a raggiungere a $\theta = 75^\circ$ una diminuzione maggiore del 10% annuo. Nel grafico in figura 4.2 sono invece riportati i valori riferiti ai tre periodi e si vede che l'andamento regolare della $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ in condizioni “stabili” non è più “visibile” quando, in condizioni di “instabilità”, i fenomeni casuali provocano notevoli variazioni, positive e negative, della trasparenza.

È importante notare che, mentre nella maggior parte dei casi l'effetto delle correnti sottomarine influisce molto sulla $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$, nella zona del modulo ottico che si trova vicino all'equatore la va-

Cond. Instabili (Primo Periodo) 260 acquisizioni	$\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.} \pm \text{err. sist.}$ [% annue]
$\theta = -90^\circ$	$(-4,6 \pm 1,8 \pm 1,1)\%$
$\theta = -30^\circ$	$(-2,366 \pm 0,088 \pm 0,32)\%$
$\theta = -15^\circ$	$(-0,87 \pm 0,13 \pm 0,21)\%$
$\theta = 0^\circ$	$(-1,11 \pm 0,14 \pm 0,31)\%$
$\theta \sim 45^\circ \div 60^\circ$	$(-9,1 \pm 1,3 \pm 1,4)\%$
$\theta = 70^\circ$	$(3,1 \pm 2,3 \pm 1,0)\%$
$\theta = 75^\circ$	$(-2,4 \pm 2,6 \pm 0,99)\%$

Tabella 4.5: Valori della variazione della trasparenza per unità di tempo in funzione dell'angolo di zenith θ , espressi in percentuale annua, riferiti al primo periodo di acquisizione, in cui le correnti non sono stabili.

riazione di trasparenza per unità di tempo non risente di apprezzabili variazioni: si vede infatti che per le tre latitudini $-30^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$ i valori di $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ riferiti ai tre periodi sono compatibili tra loro.

Come già visto nell'introduzione, la crescita delle colonie di batteri sulla superficie di un oggetto posto in mare e alle profondità caratteristiche di un telescopio sottomarino per neutrini, è molto veloce se confrontata con la durata di questa presa dati.

Sarebbe dunque lecito aspettarsi nella prima parte dell'acquisizione una variazione della trasparenza più marcata.

È chiaro che tale ipotesi va confrontata con i dati sperimentali solo per quegli intervalli angolari ($-90^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$) nei quali la deposizione o la rimozione di sedimenti non comporta grosse fluttuazioni dei risultati. I dati per $\theta = -90^\circ$ hanno errori troppo grandi per confermare l'ipotesi e dunque questo fenomeno non emerge in modo chiaro dai risultati in quanto, ad angolo fissato, le misure sui tre periodi sono spesso compatibili.

Gli errori sono più piccoli per $-30^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$: in questo caso si deduce che l'apparato sperimentale è sufficientemente sensibile per evidenziare questo processo, in quanto le misure sem-

Cond. Instabili (Secondo Periodo) 520 acquisizioni	$\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.} \pm \text{err. sist.}$ [% annue]
$\theta = -90^\circ$	$(-6,76 \pm 0,51 \pm 1,10)\%$
$\theta = -30^\circ$	$(-1,291 \pm 0,047 \pm 0,32)\%$
$\theta = -15^\circ$	$(-0,403 \pm 0,074 \pm 0,21)\%$
$\theta = 0^\circ$	$(-0,417 \pm 0,071 \pm 0,31)\%$
$\theta \sim 45^\circ \div 60^\circ$	$(0,76 \pm 0,21 \pm 1,36)\%$
$\theta = 70^\circ$	$(-4,4 \pm 1,2 \pm 1,0)\%$
$\theta = 75^\circ$	$(-4,41 \pm 0,85 \pm 0,99)\%$

Tabella 4.6: Valori della variazione della trasparenza in funzione dell'angolo di zenith sulla sfera, espressi in percentuale annua, riferiti al secondo periodo in cui le correnti non sono stabili.

brano essere in accordo con una diminuzione della “velocità di oscuramento” della superficie dei moduli ottici in funzione del tempo. Questo argomento verrà discusso più in dettaglio nel prossimo paragrafo.

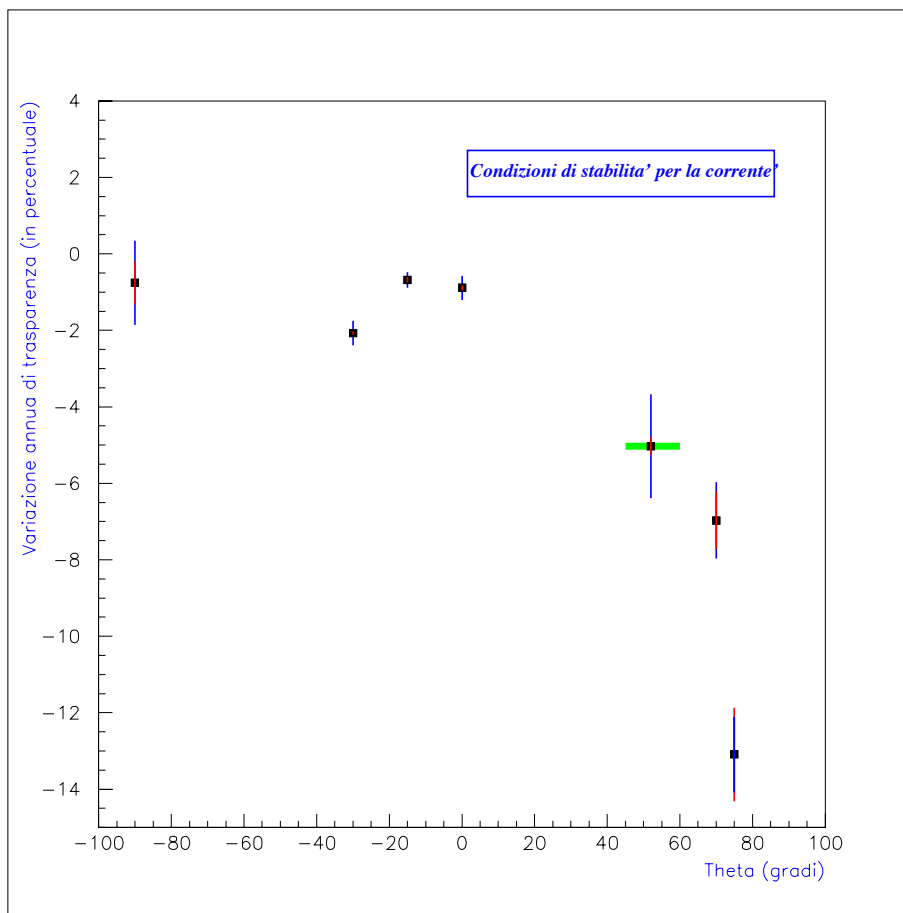


Figura 4.1: Andamento della variazione di trasparenza per unità di tempo $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$, espressa in percentuale annua, in funzione dell'angolo di zenith in condizioni di stabilità delle correnti. In blu è rappresentato l'errore sistematico e in rosso l'errore statistico. La striscia verde che delimita un certo intervallo angolare indica che il valore di $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ corrispondente è ottenuto mediando i valori appartenenti a quell'intervallo.

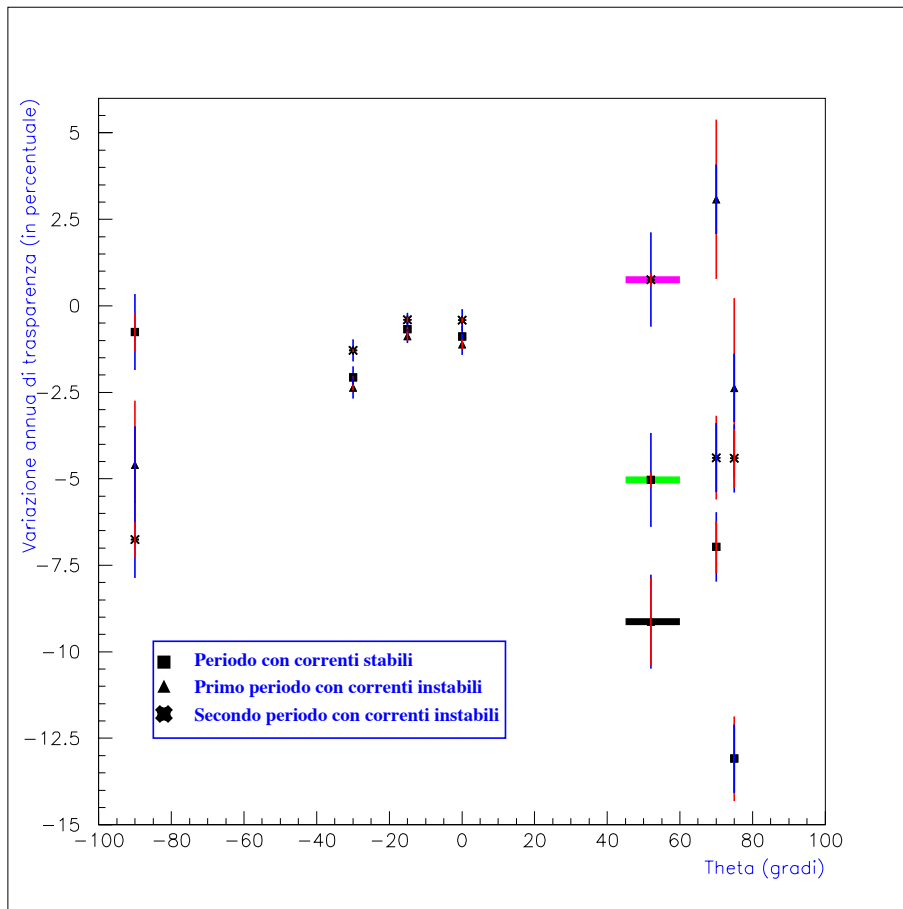


Figura 4.2: Andamento della grandezza $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$, espressa in percentuale annua, in funzione dell'angolo di zenith per i tre periodi con diverse correnti. In blu è rappresentato l'errore sistematico e in rosso l'errore statistico. Le strisce orizzontali verde, nera e rosa che delimitano alcuni intervalli angolari indicano che il valore di $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ corrispondente è ottenuto mediando i valori appartenenti a quell'intervallo, rispettivamente in condizioni stabili, nel primo e nel secondo periodo di instabilità.

4.4 Parametrizzazione della variazione della trasparenza dei moduli ottici

Abbiamo affrontato lo studio del fenomeno del biofouling sulle superfici ottiche esposte a fenomeni di origine biologica che avvengono sui fondali marini, con lo scopo di valutare la variazione dell'efficienza di un rivelatore ottico su scale temporali di diversi anni. Si vuole dunque trovare un modo di rappresentare l'andamento temporale della variazione di trasparenza, ossia la "velocità di oscuramento" $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$, sull'intero periodo di acquisizione, senza fare distinzioni sui valori delle correnti sottomarine.

Alla luce di quanto visto finora, è possibile stabilire che la superficie intorno all'equatore del modulo ottico ($-30^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$) mostra un andamento regolare della variazione della trasparenza, senza nessuna evidente dipendenza dalla presenza di correnti sottomarine.

Nelle figure 4.3 e 4.4 è rappresentato l'andamento temporale delle "velocità di oscuramento" $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ misurate in questa regione, nella configurazione di acquisizione in cui i fotodiodi vengono illuminati da una sorgente che si trova alla loro stessa latitudine ($\theta_{sorgente} = 0^\circ$) e che subisce quindi presumibilmente gli stessi effetti di "oscuramento" da parte di biofilm e sedimenti. Le figure mostrano che la variazione di trasparenza per unità di tempo per tali fotodiodi decresce in modo regolare per l'intero periodo, a parte delle modeste fluttuazioni nelle parti iniziale e finale dell'acquisizione (periodi di instabilità).

Le figure 4.5 e 4.6 si riferiscono invece alle misure effettuate con gli stessi fotodiodi, posti sulla sfera A ad una latitudine $-30^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$, che vengono però illuminati da una sorgente posta a $\theta = 45^\circ$ sulla sfera C.

Nel primo periodo l'attività di "oscuramento" è massima all'inizio e diminuisce velocemente nel tempo. Dopo circa due mesi e mezzo dall'inizio dell'acquisizione sembra che la velocità di oscuramento iniziale si sia ridotta notevolmente, mentre nei due mesi successivi è evidente un effetto di "pulitura" delle superfici. Poiché questo effetto non è presente nell'andamento temporale di $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ misurato quando gli stessi fotodiodi venivano illuminati da una diversa sorgente

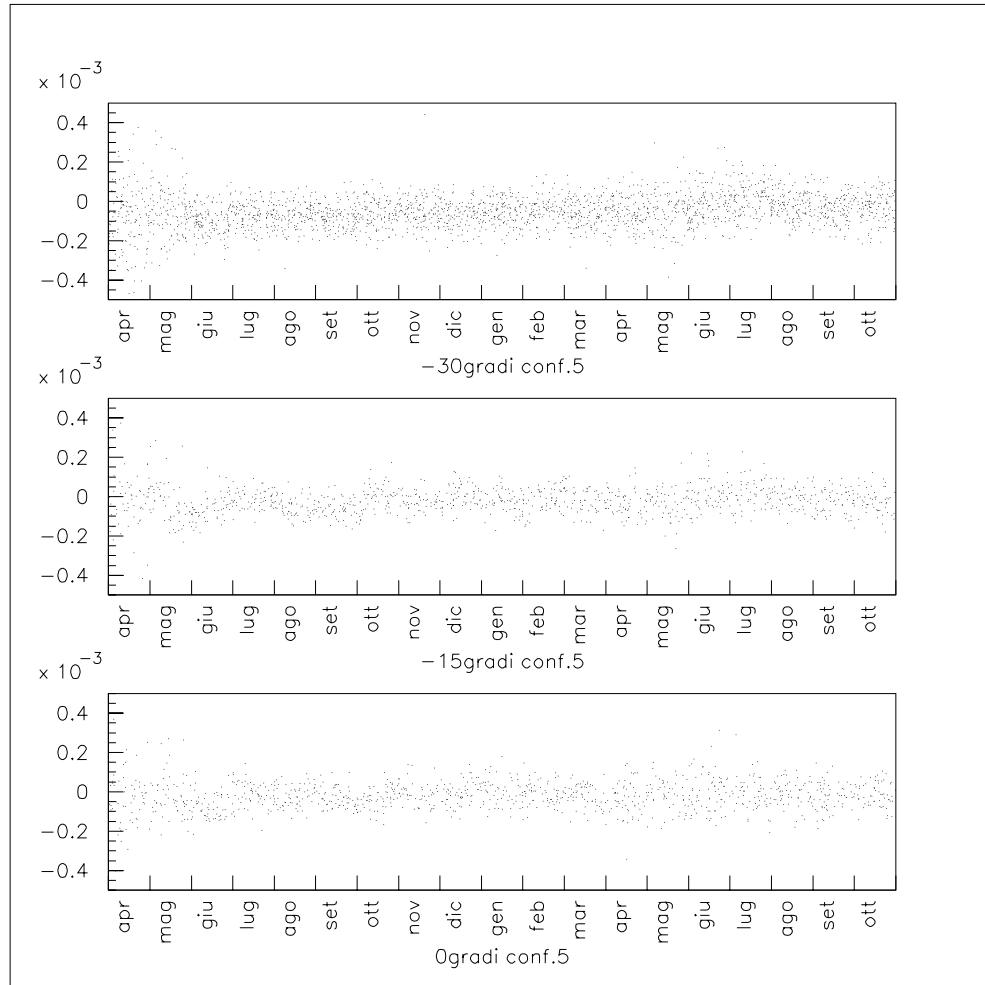


Figura 4.3: Configurazione 5: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano,rispettivamente, nella sfera A a $\theta = -30^\circ$, $\theta = -15^\circ$, $\theta = 0^\circ$. I dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da un solo LED, che si trova alla latitudine $\theta = 0^\circ$ nella sfera B. I valori si riferiscono alle variazioni su dodici ore.

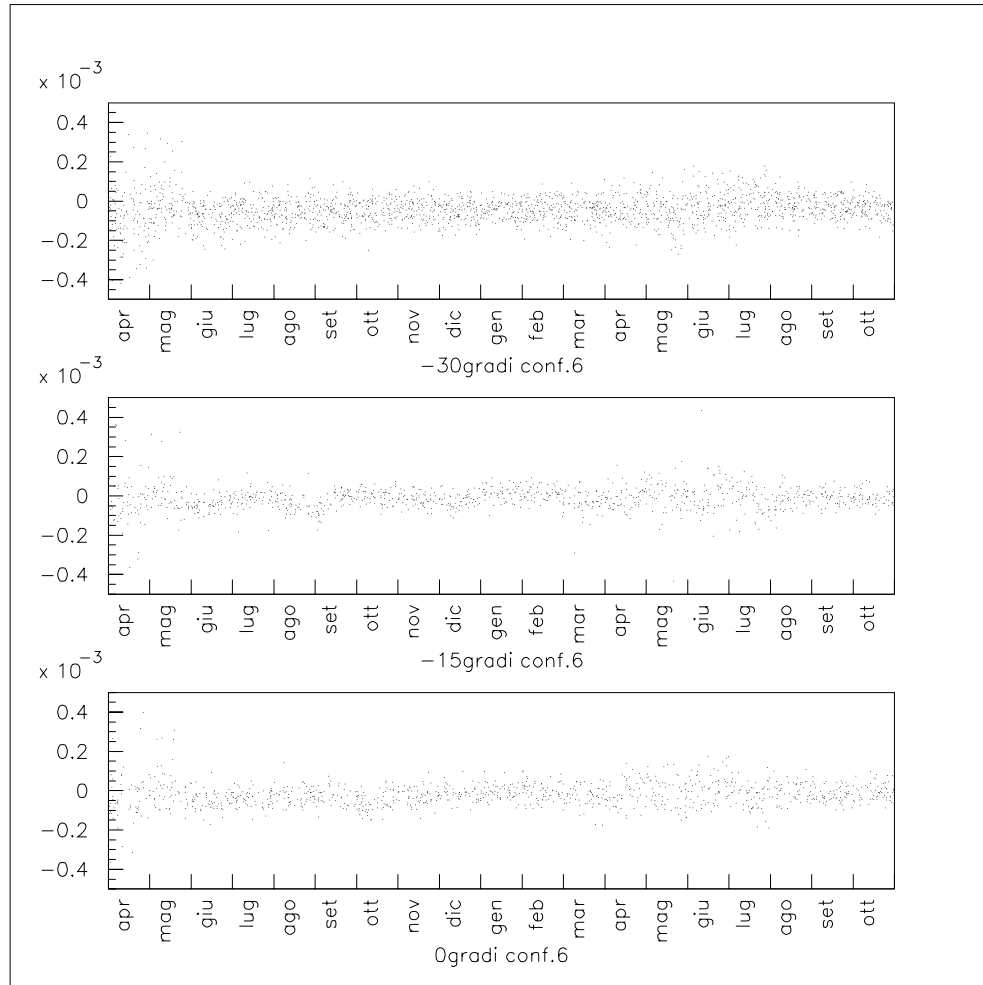


Figura 4.4: *Configurazione 6: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano, rispettivamente, nella sfera A a $\theta = -30^\circ$, $\theta = -15^\circ$, $\theta = 0^\circ$. I dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da due LED, che si trova alla latitudine $\theta = 0^\circ$ nella sfera B. I valori si riferiscono alle variazioni su dodici ore.*

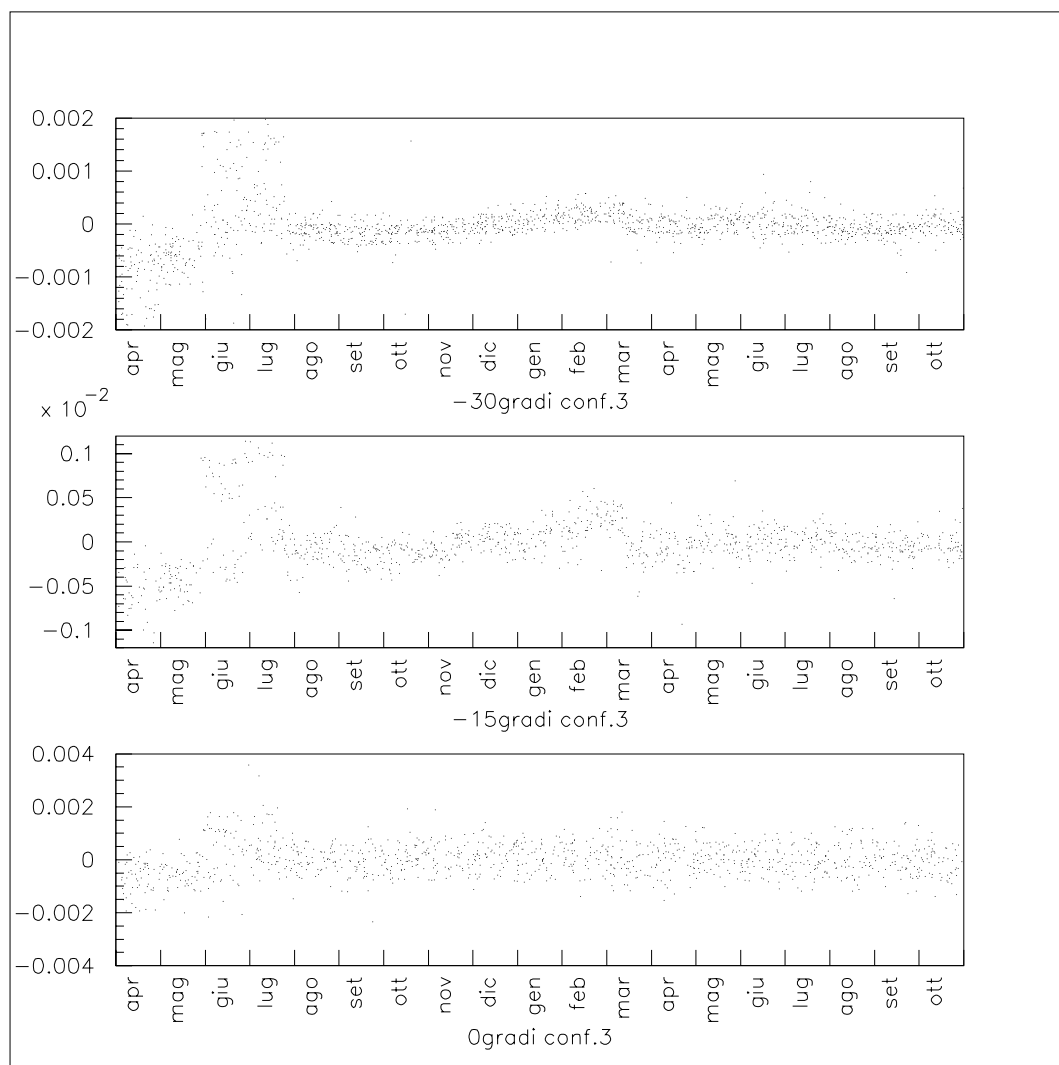


Figura 4.5: Configurazione 3: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano, rispettivamente, sulla sfera A a $\theta = -30^\circ$, $\theta = -15^\circ$, $\theta = 0^\circ$. I dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da un LED, che si trova alla latitudine $\theta = 45^\circ$ nella sfera C. I valori si riferiscono alle variazioni su dodici ore.

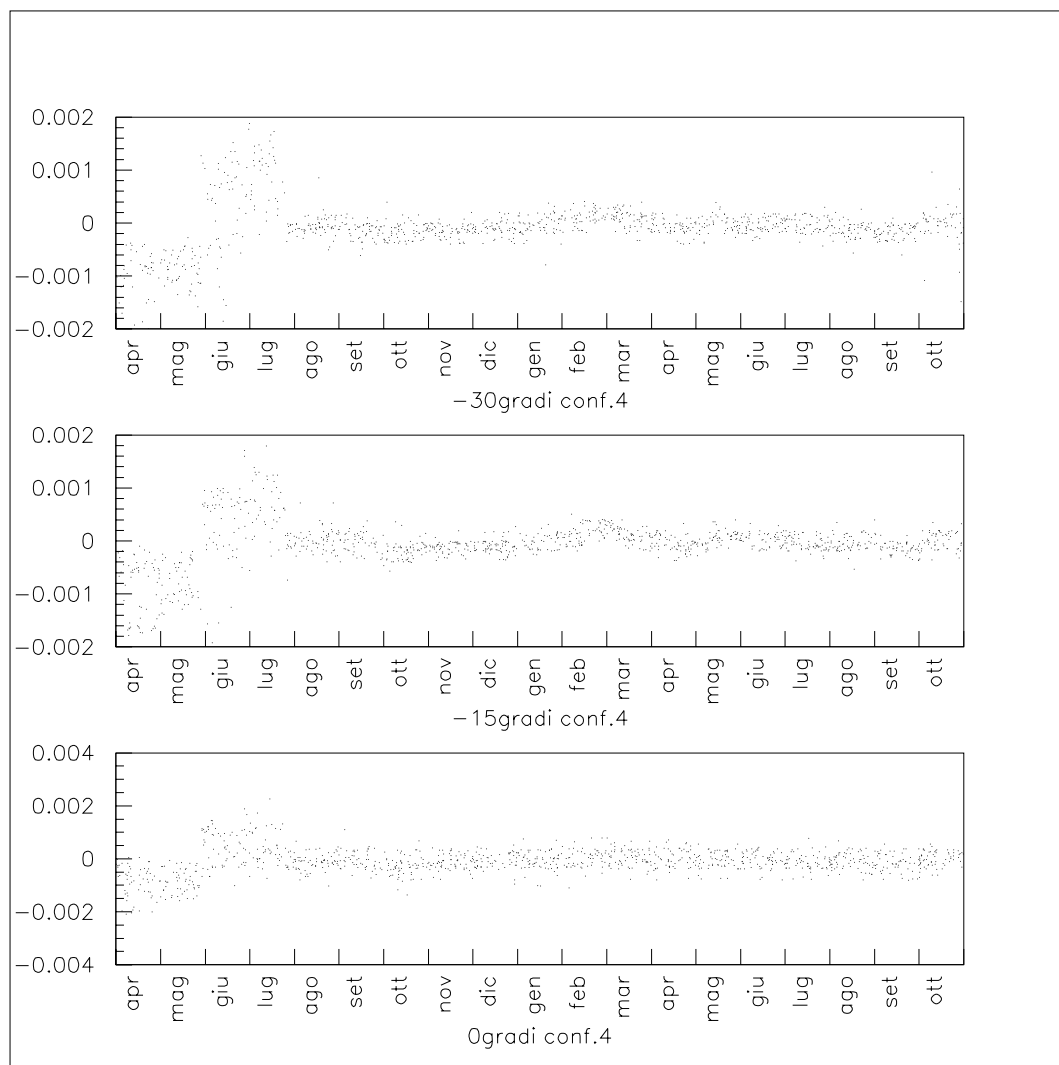


Figura 4.6: Configurazione 4: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano a $\theta = -30^\circ, \theta = -15^\circ, \theta = 0^\circ$ sulla sfera C. I dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da un LED, che si trova alla latitudine $\theta = 45^\circ$ nella sfera C. I valori si riferiscono alle variazioni su dodici ore.

(le figure 4.3 e 4.4 descritte precedentemente), possiamo dire che queste variazioni coinvolgono maggiormente la zona del modulo ottico in cui si trova la sorgente ($\theta = 45^\circ$) sulla sfera C.

Le figure 4.7 e 4.8 si riferiscono invece alle misure fatte nelle configurazioni 7 e 8, in cui la sorgente è posta sulla sfera B a $\theta = -90^\circ$ e i fotodiodi si trovano sulla sfera C con $\theta = 60^\circ, 70^\circ$ e 75° . Si notano in questo caso le stesse fluttuazioni iniziali riscontrate anche nelle figure 4.5 e 4.6, che confermano il fatto che il comportamento della superficie della sfera C nell'intervallo $45^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ è uniforme, ed è dunque lecito mettere insieme i valori ottenuti con i fotodiodi appartenenti a tale intervallo.

Nell'ultima metà delle acquisizioni si nota un'ulteriore alternanza tra periodi nei quali l'attività di "oscuramento" aumenta rapidamente e periodi nei quali subentrano effetti di "pulitura" delle superfici (o di una delle due). Queste ultime variazioni non possono però essere attribuite con certezza né alla superficie di vetro in corrispondenza dei fotodiodi, né a quella che si trova in corrispondenza della sorgente, poiché mancano le conferme sperimentali.

La "velocità di oscuramento" $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ ha dunque in alcuni periodi un andamento molto regolare nel tempo: la distribuzione dei valori sperimentali di $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ è ben assimilabile ad una gaussiana, come si vede in figura 4.9. Poiché però si presentano frequentemente casi in cui la "velocità di oscuramento" non è costante (l'oscuramento risulta dunque "accelerato" o "rallentato") queste variazioni producono sulla distribuzione delle fluttuazioni ulteriori, delle code che ne modificano il profilo, non rendendola più rappresentabile con una singola distribuzione gaussiana.

Essendo comunque queste fluttuazioni di natura casuale, dovute probabilmente all'accumulo di sedimenti sulle superfici dei moduli ottici in corrispondenza dei fotodiodi o dei LED, ci aspettiamo che siano a loro volta caratterizzate da un andamento gaussiano e dunque la distribuzione complessiva della variazione di trasparenza per unità di tempo possa essere rappresentata come la somma di due gaussiane indipendenti: una che contiene gli eventi la cui "velocità di oscuramento" è lentamente variabile e l'altra che rappresenta eventi che comportano variazioni più rapide delle caratteristiche della superficie trasparente. In figura 4.10, ad esempio, sono rappre-

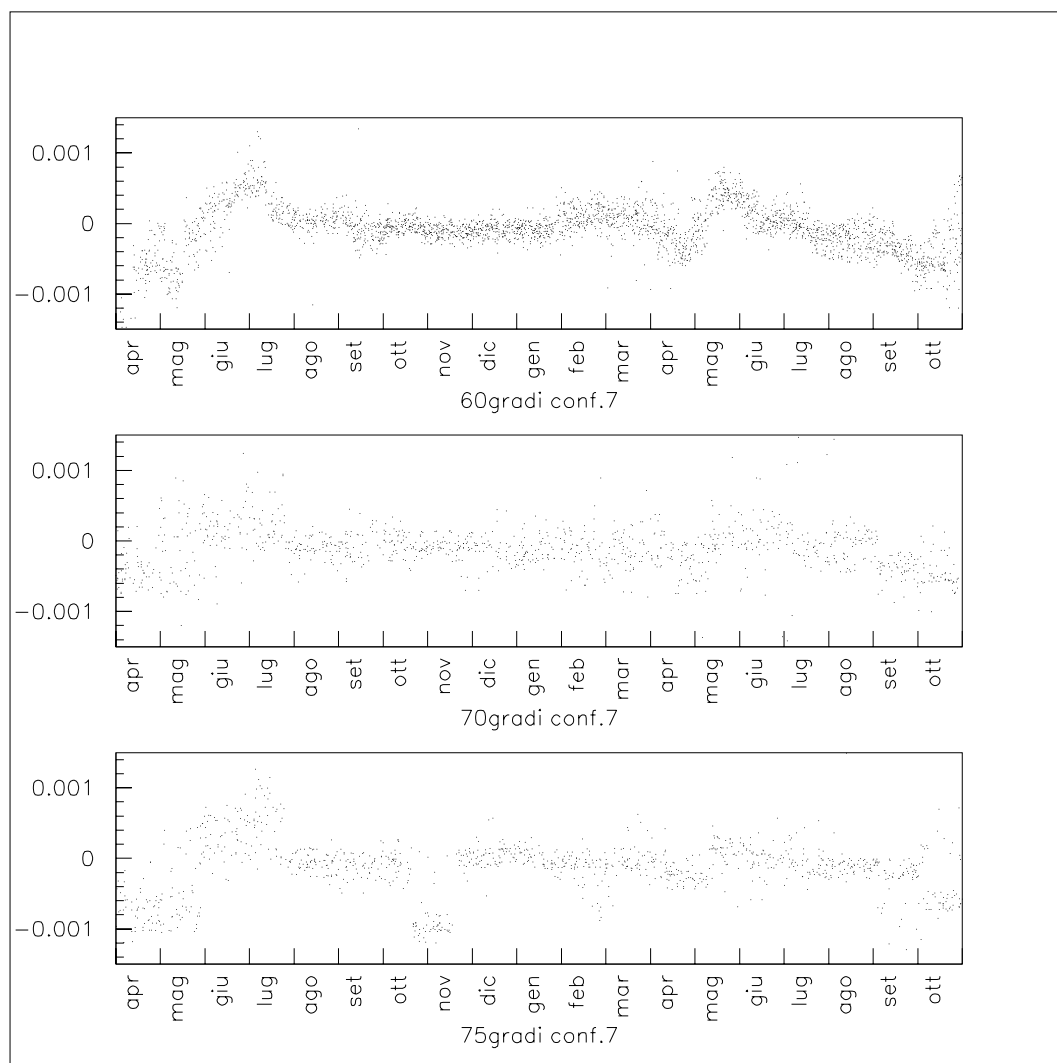


Figura 4.7: *Configurazione 7: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano, rispettivamente, sulla sfera C a $\theta = 60^\circ$, $\theta = 70^\circ$, $\theta = 75^\circ$. In dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da un solo LED, che si trova ad una latitudine $\theta = -90^\circ$ sulla sfera B.*

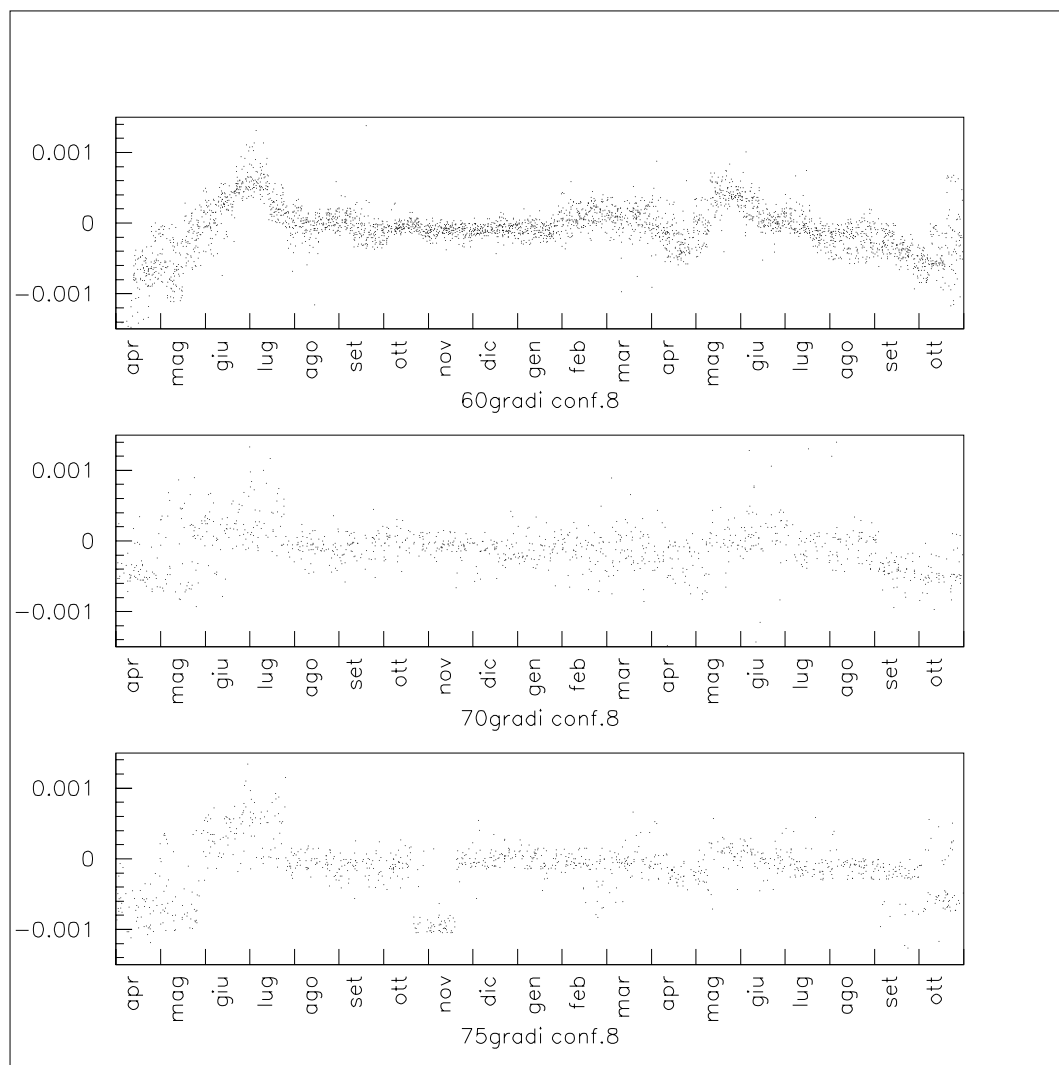


Figura 4.8: *Configurazione 8: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano, rispettivamente, sulla sfera C a $\theta = 60^\circ$, $\theta = 70^\circ$, $\theta = 75^\circ$. In dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da due LED, che si trova ad una latitudine $\theta = -90^\circ$ sulla sfera B.*

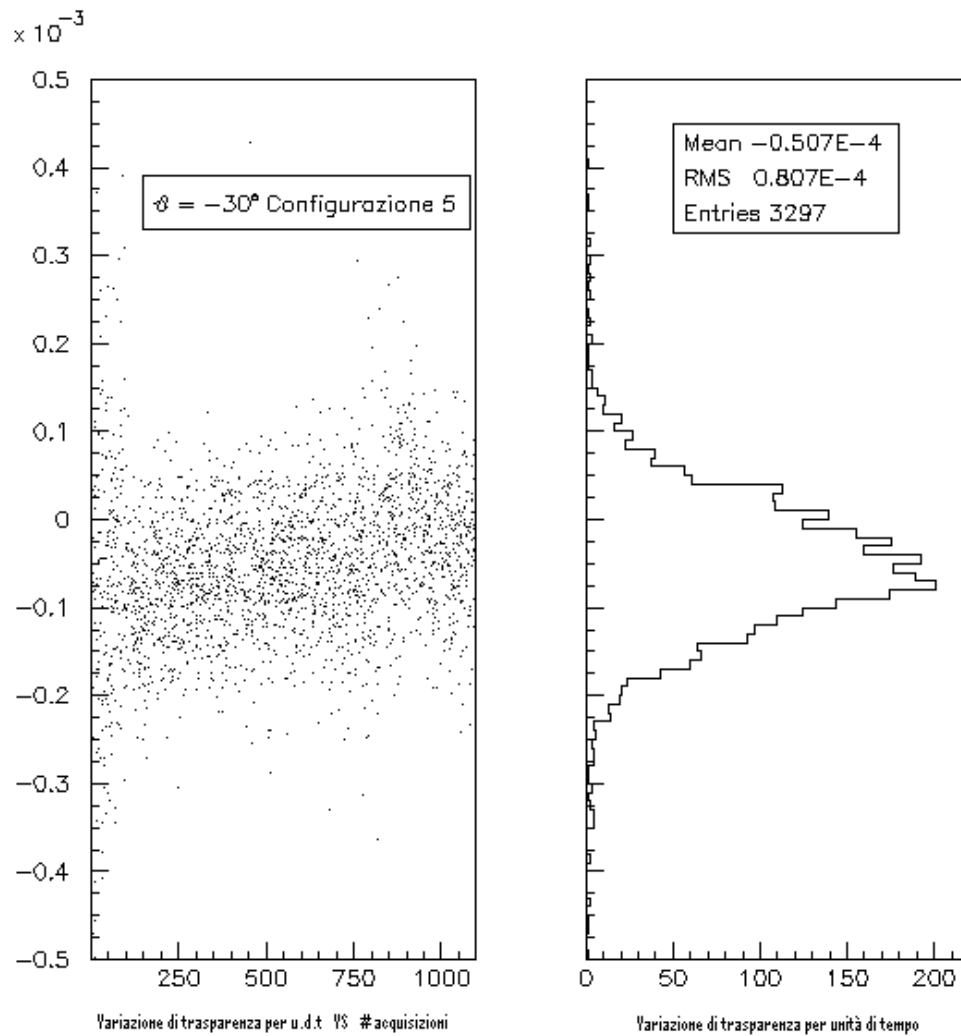


Figura 4.9: Configurazione 5: andamento della variazione di trasparenza per unità di tempo rappresentata per i PIN che si trovano a $\theta = -30^\circ$, quando vengono illuminati dal LED posto sulla sfera B. A sinistra si ha l'andamento temporale su tutto il periodo di acquisizione (sull'asse orizzontale è rappresentato il numero di acquisizioni), a destra si ha la distribuzione dei valori della $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$.

sentate le distribuzioni dei valori di $\frac{\Delta T_{Trasp}}{\Delta t}$, riferiti all'intera presa dati, per il PIN che si trova a $\theta = -15^\circ$ sulla sfera A, quando questo viene illuminato dai LED posti sulla sfera C, a $\theta = 45^\circ$. Si nota dai valori del χ^2/N (N rappresenta il numero di gradi di libertà) che, almeno in questo caso, l'ipotesi che le distribuzioni siano rappresentabili con la somma di due gaussiane è favo-

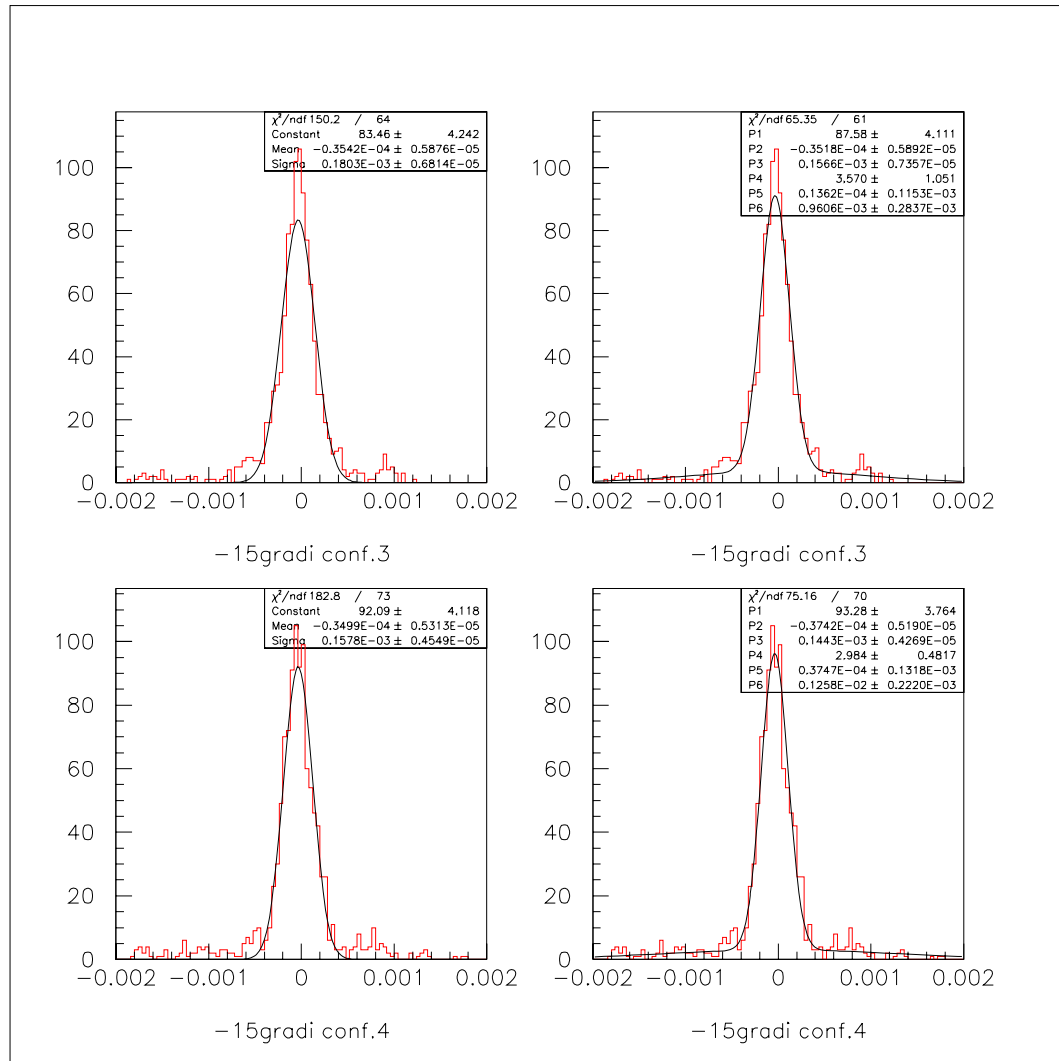


Figura 4.10: Distribuzioni dei valori, riferiti all'intera presa dati, di $\frac{\Delta T_{Trasp}}{\Delta t}$ per il PIN che si trova sulla sfera A a $\theta = -15^\circ$, illuminato con uno e due LED, posti (a $\theta = 45^\circ$) sulla sfera C (configurazioni 3 e 4). Si cerca di approssimare le distribuzioni sperimentali con una (figura a sinistra) o con due gaussiane (a destra).

rita dai dati sperimentali, in quanto la seconda gaussiana, molto più larga della prima, consente

di descrivere anche quegli eventi più rari che “popolano” le code di queste distribuzioni.

Per ottenere il valore finale della variazione di trasparenza per unità di tempo per un dato angolo bisognerà quindi procedere nel seguente modo, dopo aver calcolato per ogni acquisizione e per ogni configurazione la grandezza $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$, come nella formula 3.2:

- per ogni distribuzione fare un fit con la funzione $G(t)$ che è la somma di due gaussiane indipendenti.

$$G(t) = G_1(t) + G_2(t) \quad (4.21)$$

- calcolare, per ogni PIN e in entrambe le condizioni di illuminazione, il valore medio $\mu(G)$ e l'area $A(G)$ delle due gaussiane e la grandezza

$$\frac{\mu(G_1)A(G_1) + \mu(G_2)A(G_2)}{A(G_1) + A(G_2)} \quad (4.22)$$

che rappresenta il valore medio della distribuzione complessiva.

- esprimere i valori calcolati, che si riferiscono ad una variazione su dodici ore, in percentuali annuali.
- mediare tra loro i valori ottenuti con le due diverse illuminazioni.

L'area di ogni gaussiana è calcolata integrando la distribuzione

$$\int C e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} dx \quad (4.23)$$

i cui parametri C , μ e σ sono ottenuti dal fit delle distribuzioni sperimentali. I valori della variazione di trasparenza per ogni intervallo angolare verranno calcolati a partire dai valori misurati, secondo le modalità descritte nel paragrafo precedente.

Ad esempio, se si considerano i fotodiodi che si trovano ad una latitudine $\theta = -30^\circ$, quando questi vengono illuminati con uno o due LED da una sorgente posta all'“equatore” della sfera B (configurazioni 5 e 6), l'andamento temporale della grandezza $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ è rappresentato nelle figure 4.3 e 4.4.

Nel caso in cui la sorgente è composta da un solo LED (configurazione 5), la distribuzione è caratterizzata dai seguenti parametri:

$$C_{1CONF5} = 180,2 \pm 4,5$$

rappresenta l'altezza della prima gaussiana (quella più alta)

$$C_{2CONF5} = 1,36 \pm 0,35$$

rappresenta l'altezza della seconda gaussiana

$$\mu_{1CONF5} = (-5,11 \pm 0,13) \cdot 10^{-5}$$

rappresenta il valore medio della prima gaussiana

$$\mu_{2CONF5} = (-1,2 \pm 1,1) \cdot 10^{-4}$$

rappresenta il valore medio della seconda gaussiana

$$\sigma_{15} = (6,97 \pm 0,11) \cdot 10^{-5}$$

rappresenta la larghezza della prima gaussiana.

$$\sigma_{25} = (8,43 \pm 0,99) \cdot 10^{-4}$$

rappresenta la larghezza della seconda gaussiana.

Nel caso in cui la sorgente è composta da due LED si ha:

$$C_{16} = 180,2 \pm 4,5$$

$$C_{26} = 6,2 \pm 2,8$$

$$\mu_{16} = (-4,31 \pm 0,11) \cdot 10^{-5}$$

$$\mu_{26} = (-5,6 \pm 1,3) \cdot 10^{-5}$$

$$\sigma_{16} = (5,15 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}$$

$$\sigma_{26} = (1,58 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}$$

Il rapporto tra l'area di una singola gaussiana e l'area totale della distribuzione, può essere interpretato come la probabilità che un evento appartenga all'una o all'altra gaussiana.

Nel caso in cui la sorgente è costituita da un solo LED, si ha:

$$\frac{A(G_1)}{A(G_1) + A(G_2)} = 0,92$$

$$\frac{A(G_2)}{A(G_1) + A(G_2)} = 0,08$$

Mentre nella configurazione 6, si ha:

$$\frac{A(G_1)}{A(G_1) + A(G_2)} = 0,90$$

$$\frac{A(G_2)}{A(G_1) + A(G_2)} = 0,10$$

Si vede dunque che in entrambi i casi l'area della gaussiana G_1 , che contiene il maggior numero di eventi e che in generale è più stretta, è molto maggiore dell'area della seconda gaussiana, che contiene le “code” delle distribuzioni. Questo conferma l'ipotesi che la seconda gaussiana serva a descrivere quegli eventi “sporadici” in cui le variazioni di trasparenza sono più grandi del solito: i PIN che si trovano nella zona intorno all'equatore hanno andamenti regolari e dunque è corretto aspettarsi, per questa particolare configurazione, che la distribuzione possa essere descritta anche con una sola gaussiana.

Seguendo la catena di operazioni descritta in precedenza e indicando $\mu(G_1) = \langle \frac{\Delta Trasp(G_1)}{\Delta t} \rangle$ e $\mu(G_2) = \langle \frac{\Delta Trasp(G_2)}{\Delta t} \rangle$ si ha:

$$\frac{\Delta Trasp}{\Delta t} = \frac{\langle \frac{\Delta Trasp(G_1)}{\Delta t} \rangle A(G_1) + \langle \frac{\Delta Trasp(G_2)}{\Delta t} \rangle A(G_2)}{A(G_1) + A(G_2)} \simeq \langle \frac{\Delta Trasp(G_1)}{\Delta t} \rangle \quad (4.24)$$

dato che, in questo particolare caso $A(G_1) \gg A(G_2)$. Si ha dunque

$$\frac{\Delta Trasp(1LED)}{\Delta t} = (-5,11 \pm 0,13) \cdot 10^{-5}$$

$$\frac{\Delta Trasp(2LED)}{\Delta t} = (-4,39 \pm 0,10) \cdot 10^{-5}$$

Questi sono valori misurati ogni dodici ore, per passare al valore equivalente che si avrebbe su un anno, si deve fare la seguente conversione:

$$\frac{\Delta Trasp(12ore)}{\Delta t} \times 2 \times 365 = \frac{\Delta Trasp(1anno)}{\Delta t}$$

Il valore finale è dunque

$$\frac{\Delta Trasp(-30^\circ)}{\Delta t} = \frac{1}{2} \frac{\Delta Trasp(5,6)}{\Delta t} = (-1,704 \pm 0,029)\%$$

Lo stesso procedimento viene applicato per tutti gli altri angoli, anche se ovviamente non sempre è possibile fare le approssimazioni fatte in questo caso.

In figura 4.11 è rappresentata la variazione di trasparenza per unità di tempo in funzione della latitudine sul modulo ottico, calcolata con la formula 4.22, e in tabella 4.7 vengono riportati i

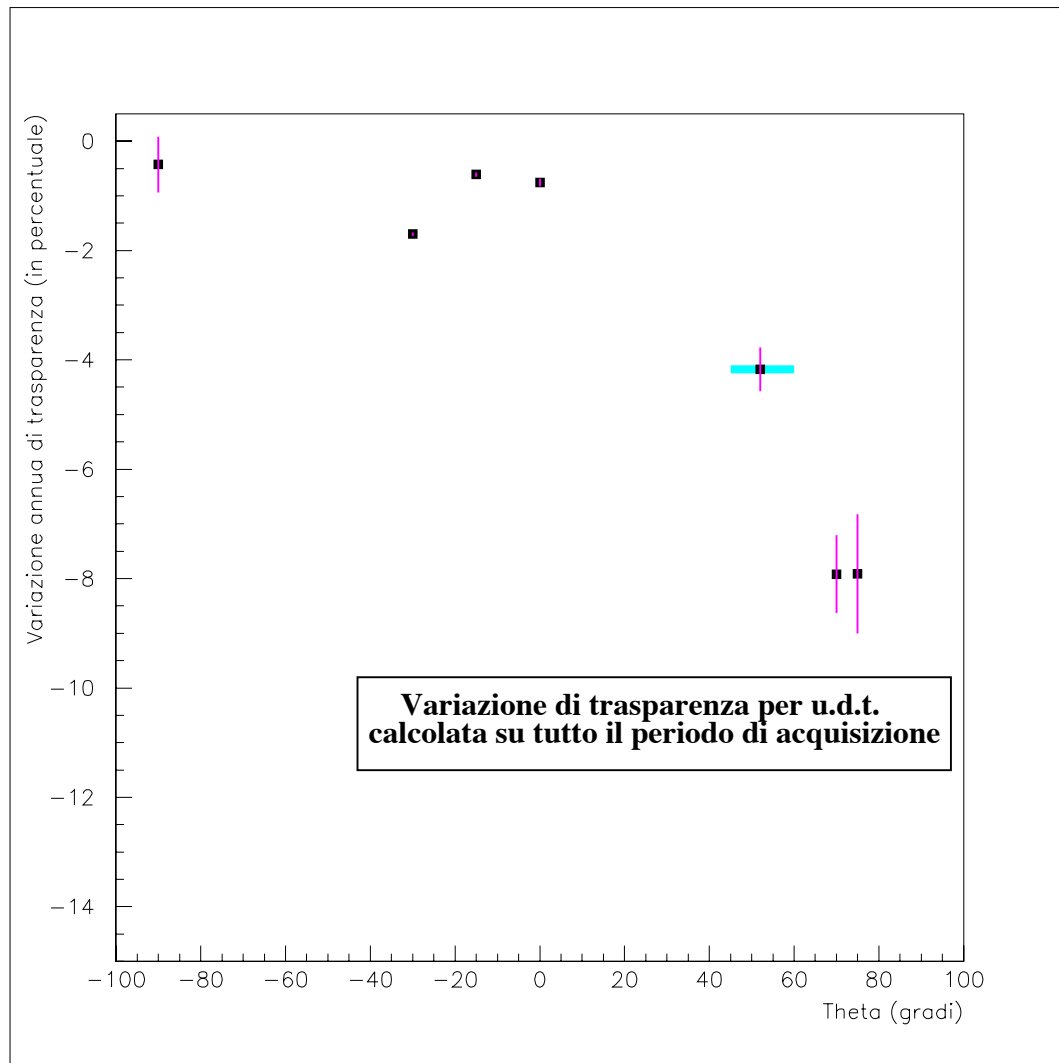


Figura 4.11: $\frac{\Delta T_{resp}}{\Delta t}$ in funzione dell'angolo θ , che individua la latitudine sul modulo ottico, calcolata considerando tutti i dati, senza distinguere in base alle correnti. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.

relativi valori.

	$\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.}$ [% annua]
$\theta = -90^\circ$	$(-0,43 \pm 0,51)\%$
$\theta = -30^\circ$	$(-1,704 \pm 0,029)\%$
$\theta = -15^\circ$	$(-0,611 \pm 0,038)\%$
$\theta = 0^\circ$	$(-0,764 \pm 0,067)\%$
$\theta = 45^\circ \div 60^\circ$	$(-4,17 \pm 0,39)\%$
$\theta = 70^\circ$	$(-7,92 \pm 0,71)\%$
$\theta = 75^\circ$	$(-7,9 \pm 1,1)\%$

Tabella 4.7: Valori della grandezza $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ calcolati su tutto il periodo di acquisizione.

Il processo di “oscuramento” subito dalle superfici dei moduli ottici nella zona dell’equatore continua a dimostrare un andamento regolare e poco dipendente dall’effetto delle correnti sottomarine: in questa zona la componente che maggiormente influisce sulla diminuzione dell’efficienza del modulo ottico è dunque costituita dalla sottile pellicola biologica che si sviluppa con il tempo su di esso.

Dato il rapido sviluppo delle colonie di batteri sulle superfici immerse in acqua, ci si aspetterebbe nel primo periodo di acquisizione una variazione di trasparenza maggiore rispetto ai periodi successivi.

Per studiare la possibile dipendenza dal tempo della velocità di oscuramento suddividiamo il campione di dati in sette periodi di uguale durata (circa due mesi e mezzo) e analizziamo separatamente i vari periodi. Per ognuno dei sette periodi vengono fatte le analisi descritte in precedenza e i risultati ottenuti (la velocità media della variazione di trasparenza) sono mostrati nelle figure 4.12, 4.13 e nelle tabelle 4.8 e 4.9.

La variazione di trasparenza $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ (in generale negativa) decresce in valore assoluto in funzione del tempo per tutta la prima parte (i primi nove mesi) dell’acquisizione: la decrescita

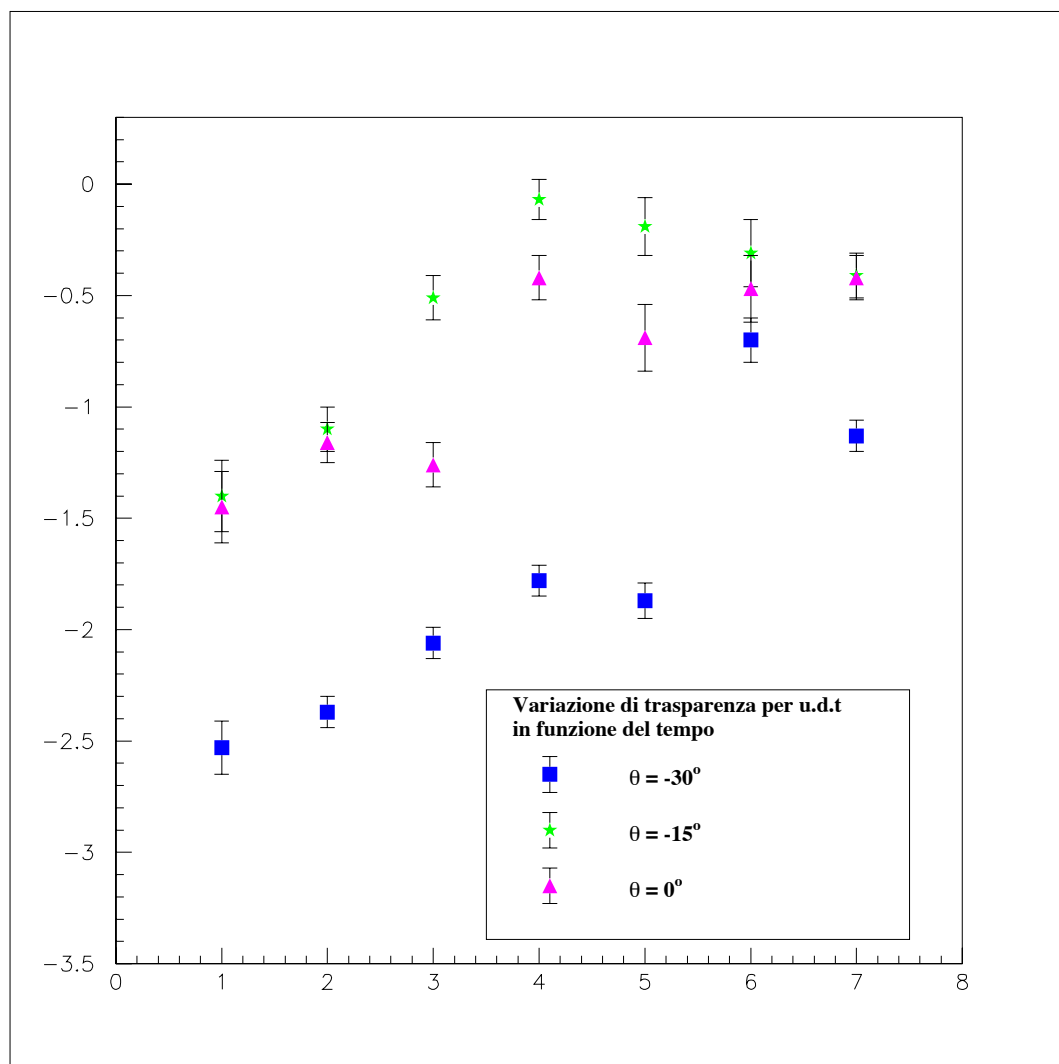


Figura 4.12: $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ in funzione del tempo, per i PIN che si trovano nella zona dell'equatore del modulo ottico, riferita ai sette periodi in cui è stata suddivisa l'acquisizione e calcolata con la formula 4.22. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.

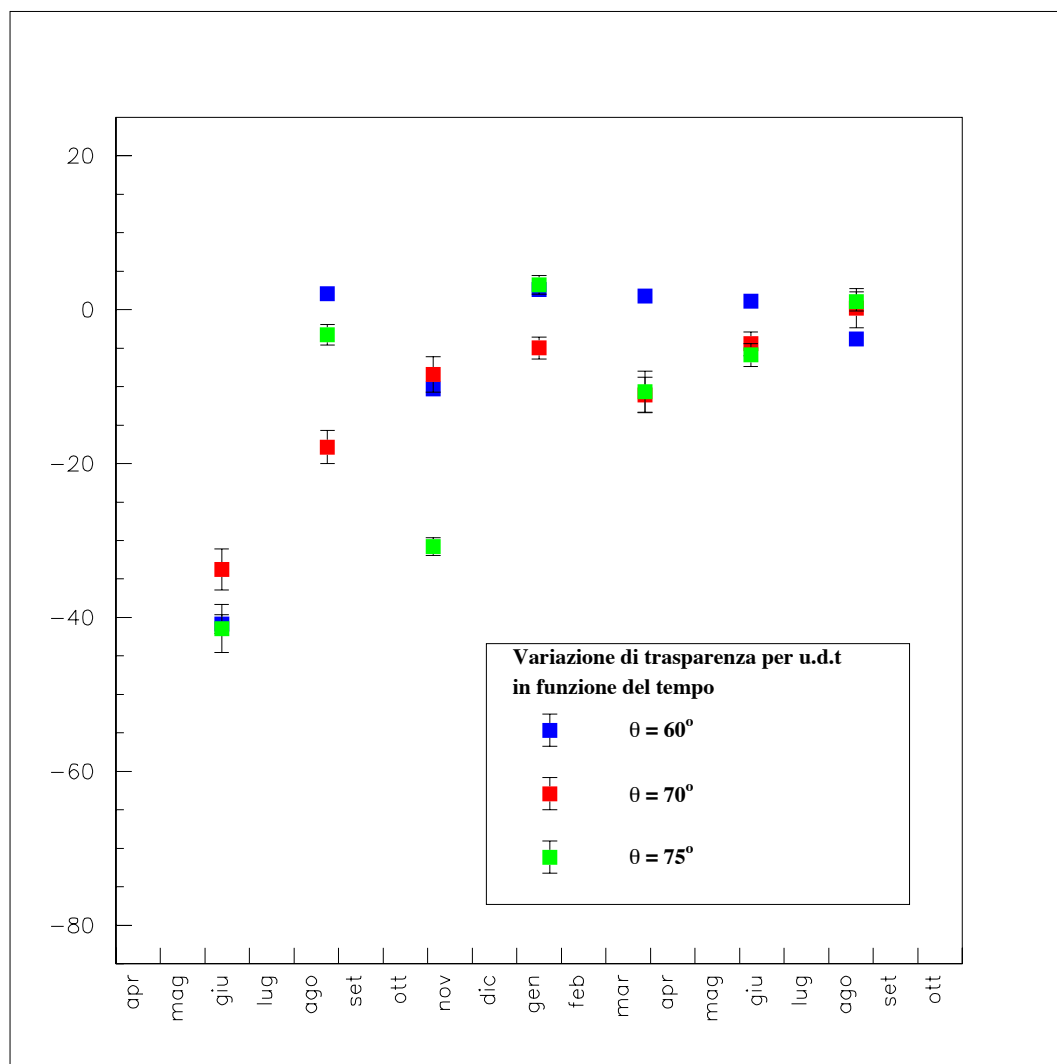


Figura 4.13: $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ in funzione del tempo, per i PIN che si trovano ad una latitudine di 60° , 70° , 75° sul modulo ottico, riferita ai sette periodi in cui è stata suddivisa l'acquisizione e calcolata con la formula 4.22. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.

	$\frac{\Delta T_{rasp}(-30^\circ)}{\Delta t} \pm \text{err. stat.}$ [% annua]	$\frac{\Delta T_{rasp}(-15^\circ)}{\Delta t} \pm \text{err. stat.}$ [% annua]	$\frac{\Delta T_{rasp}(0^\circ)}{\Delta t} \pm \text{err. stat.}$ [% annua]
Primo periodo	$(-2,53 \pm 0,12)\%$	$(-1,40 \pm 0,16)\%$	$(-1,45 \pm 0,16)\%$
Secondo periodo	$(-2,366 \pm 0,074)\%$	$(-1,10 \pm 0,11)\%$	$(-1,159 \pm 0,094)\%$
Terzo periodo	$(-2,064 \pm 0,074)\%$	$(-0,514 \pm 0,099)\%$	$(-1,260 \pm 0,096)\%$
Quarto periodo	$(-1,781 \pm 0,068)\%$	$(-0,070 \pm 0,095)\%$	$(-0,422 \pm 0,098)\%$
Quinto periodo	$(-1,875 \pm 0,083)\%$	$(-0,19 \pm 0,13)\%$	$(-0,69 \pm 0,15)\%$
Sesto periodo	$(-0,70 \pm 0,10)\%$	$(-0,31 \pm 0,15)\%$	$(-0,47 \pm 0,15)\%$
Settimo periodo	$(-1,131 \pm 0,068)\%$	$(-0,41 \pm 0,12)\%$	$(-0,42 \pm 0,10)\%$

Tabella 4.8: Valori della grandezza $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ calcolati su tutti i periodi di acquisizione per $-30^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$, espressi in percentuale annua.

di $|\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}|$ nel tempo è grossomodo lineare nella zona del modulo ottico che si trova intorno all’“equatore”, che continua a mostrarsi regolare. L’andamento si mantiene anche nelle altre zone angolari, anche se risulta meno evidente nella zona del modulo ottico più vicina al “Polo Nord”, a causa delle fluttuazioni, come già visto nelle figure 4.5 e 4.6. Nella seconda parte del campione di dati si osserva invece un progressivo “rallentamento” del processo: in alcuni casi l’oscuramento è compensato o rimosso dalla pulizia dei moduli ottici. Questa “saturazione” della $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ rappresenta in modo soddisfacente l’evoluzione temporale aspettata per la crescita delle colonie di batteri sulle superfici poste in acqua.

La figura 4.12 mostra che, per la zona intorno all’equatore è possibile cercare di parametrizzare l’evoluzione temporale di tale processo. Abbiamo cercato di parametrizzare la funzione che rappresenta l’evoluzione nel tempo di $\frac{\Delta T_{rasp}(t)}{\Delta t}$ con la seguente funzione a tre parametri:

$$\frac{\Delta T_{rasp}(t)}{\Delta t} = p_1(1 - e^{-\frac{t}{p_2}}) - p_3 \quad (4.25)$$

Per $\theta = -15^\circ, 0^\circ$ la funzione ben approssima i dati sperimentali, come si può vedere nelle figure 4.14 e 4.15, mentre

	$\frac{\Delta T_{r asp}(45^\circ \div 60^\circ)}{\Delta t} \pm \text{err. stat.}$ [% annua]	$\frac{\Delta T_{r asp}(70^\circ)}{\Delta t} \pm \text{err. stat.}$ [% annua]	$\frac{\Delta T_{r asp}(75^\circ)}{\Delta t} \pm \text{err. stat.}$ [% annua]
Primo periodo	$(-40,8 \pm 1,2)\%$	$(-33,7 \pm 2,7)\%$	$(-41,4 \pm 3,1)\%$
Secondo periodo	$(2,09 \pm 0,82)\%$	$(-17,9 \pm 2,1)\%$	$(-3,3 \pm 1,3)\%$
Terzo periodo	$(-10,32 \pm 0,48)\%$	$(-8,4 \pm 2,3)\%$	$(-30,8 \pm 1,1)\%$
Quarto periodo	$(2,64 \pm 0,79)\%$	$(-4,9 \pm 1,4)\%$	$(3,2 \pm 1,2)\%$
Quinto periodo	$(1,77 \pm 0,54)\%$	$(-11,1 \pm 2,3)\%$	$(-10,6 \pm 2,7)\%$
Sesto periodo	$(1,08 \pm 0,45)\%$	$(-4,4 \pm 1,5)\%$	$(-5,9 \pm 1,5)\%$
Settimo periodo	$(-3,82 \pm 0,47)\%$	$(-0,2 \pm 2,5)\%$	$(1,1 \pm 1,3)\%$

Tabella 4.9: Valori della grandezza $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ calcolati su tutti i periodi di acquisizione per $45^\circ \leq \theta \leq 75^\circ$, espressi in percentuale annua.

per $\theta = -30^\circ$ (figura 4.16) l'andamento temporale è uniformemente crescente: è presumibile che l'eventuale valore asintotico sia raggiunto oltre il termine della presa dati. L'andamento è quindi rappresentabile meglio con una retta con pendenza positiva.

L'andamento esponenziale descritto finora si adatta bene anche ad angoli di zenith maggiori, anche se in questo caso è possibile fare tali considerazioni solo a livello qualitativo, per via delle fluttuazioni sui valori ottenuti.

I risultati ottenuti sull'andamento temporale della “velocità di oscuramento”, insieme a quelli sulla $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ in funzione di θ , rappresentati in figura 4.11, sono stati utilizzati per simulare con un semplice programma “MonteCarlo” l'andamento osservato sperimentalmente dell'evoluzione temporale della trasparenza delle superfici di vetro dei moduli ottici.

Le distribuzioni dei valori misurati di $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$, ottenute illuminando i PIN con uno o due LED, come abbiamo visto in precedenza, non sono coincidenti.

Le due distribuzioni, a parità di angolo e configurazione di acquisizione, hanno area A e larghezza σ confrontabili; l'esistenza di un eventuale errore sistematico ha infatti l'effetto di traslarne semplicemente il centro: di conseguenza i valori medi delle due distribuzioni possono essere

	$\frac{\Delta T_{r asp(-90^\circ)}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.}$ [% annua]
Primo Periodo	$(22,4 \pm 2,5)\%$
Secondo Periodo	$(14,2 \pm 1,1)\%$
Terzo Periodo	$(2,06 \pm 0,84)\%$
Quarto Periodo	$(-3,80 \pm 0,97)\%$
Quinto Periodo	$(-2,2 \pm 1,1)\%$
Sesto Periodo	$(4,1 \pm 1,0)\%$
Settimo Periodo	$(-24,9 \pm 1,2)\%$

Tabella 4.10: Valori della grandezza $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ calcolati su tutti i periodi di acquisizione per $\theta = -90^\circ$, espressi in percentuale annua.

non confrontabili, come è stato già discusso.

L'andamento temporale della trasparenza, per le varie latitudini sui moduli ottici, sarà dunque ricostruito a partire dalle distribuzioni dei valori misurati della $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$, utilizzando come valore medio il risultato della media pesata dei valori ottenuti con le due diverse illuminazioni (1 LED o 2 LED), mentre area e forma della distribuzione saranno quelle ottenute quando la sorgente è costituita, ad esempio, da un solo LED.

A partire dai dati sperimentali, i valori utilizzati nella simulazione sono stati ottenuti facendo le operazioni che saranno spiegate qui di seguito.

I valori medi delle gaussiane, con le quali sono stati fatti i fit delle distribuzioni di $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ ottenute nelle due condizioni di illuminazione, sono stati mediati tra loro e poi trattati usando la formula 3.4.

Considerando le varie “aree relative” come una misura della frequenza con cui un evento appartiene ad una o all'altra gaussiana, è possibile stabilire quali sono le probabilità che la trasparenza abbia un comportamento “regolare”, oppure caratterizzato da fluttuazioni comunque gaussiane, ma più grandi, relativamente ai singoli valori di θ .

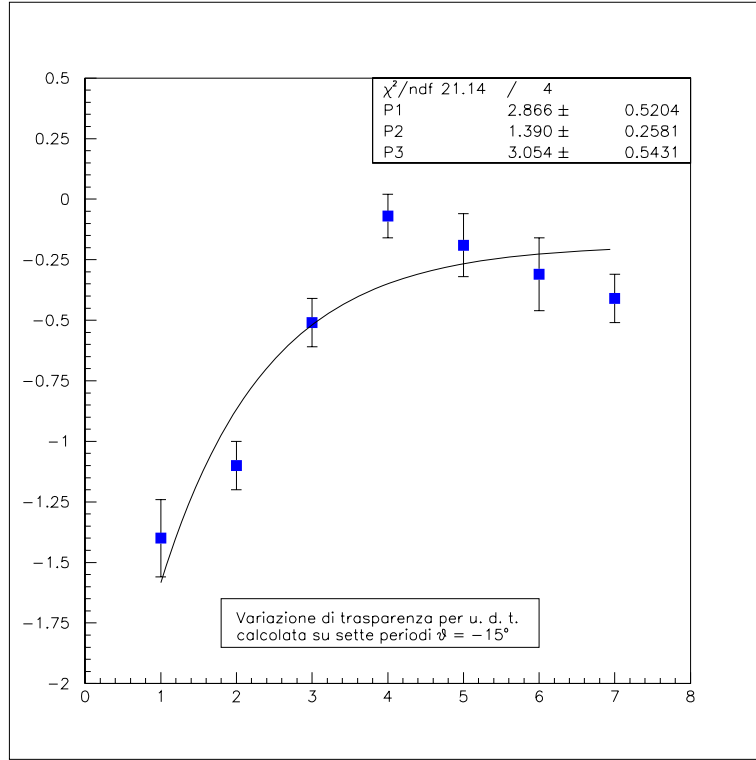


Figura 4.14: Andamento di $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$, calcolata con la formula 4.22, nei sette periodi in cui è stata suddivisa l'acquisizione, per $\theta = -15^\circ$: sull'andamento è stato fatto il fit con la funzione 4.25. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.

Data ad esempio l'area della seconda gaussiana della distribuzione di $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ riferita a valori misurati si ha:

$$P_{irr}(MISURATA) = \frac{A_2(MISURATA)}{A_1(MISURATA) + A_2(MISURATA)} \quad (4.26)$$

dove P_{irr} indica la frequenza con cui un evento appartiene alla seconda gaussiana, quella che contiene gli eventi più "irregolari".

In ogni caso valgono le seguenti relazioni

$$P_{irr} = 1 - P_{reg} \quad (4.27)$$

$$P_{irr}(MISURATO) = P_{irr}(LED)P_{reg}(PIN) + P_{irr}(PIN)P_{reg}(LED) + .. \quad (4.28)$$

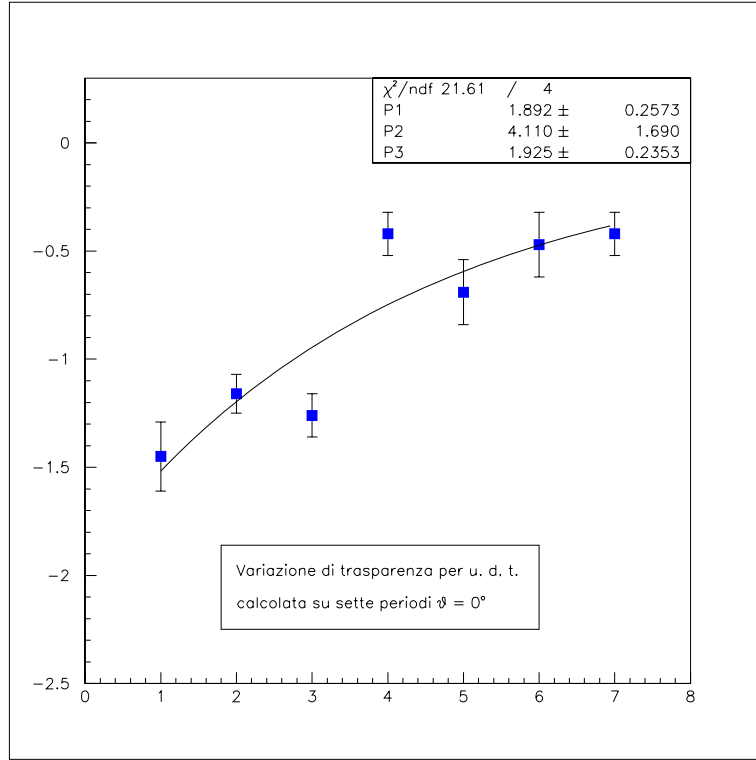


Figura 4.15: Andamento di $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$, calcolata con la formula 4.22, nei sette periodi in cui è stata suddivisa l'acquisizione, per $\theta = 0^\circ$: sull'andamento è stato fatto il fit con la funzione 4.25. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.

trascurando i termini al secondo ordine in P_{irr} e P_{reg} , si ha:

$$P_{irr}(MIS.) = P_{irr}(LED) (1 - P_{irr}(PIN)) + (1 - P_{irr}(LED)) P_{irr}(PIN) + \dots \quad (4.29)$$

trascurando di nuovo tutti i termini al secondo ordine in P si ottiene:

$$P_{irr}(MIS.) = P_{irr}(PIN) + P_{irr}(LED) \quad (4.30)$$

Nelle configurazioni 5 e 6 si ha $P_{irr}(PIN) = P_{irr}(LED)$, per il fatto che LED e PIN sono a latitudini molto vicine, dunque $P_{irr}(PIN) = \frac{1}{2} P_{irr}(MISURATO)$.

Le larghezze delle distribuzioni per i vari valori di θ sono state calcolate a partire da quelle delle larghezze misurate, nel seguente modo:

$$\sigma_{MIS} = \sqrt{\sigma_{LED}^2 + \sigma_{PIN}^2} \quad (4.31)$$

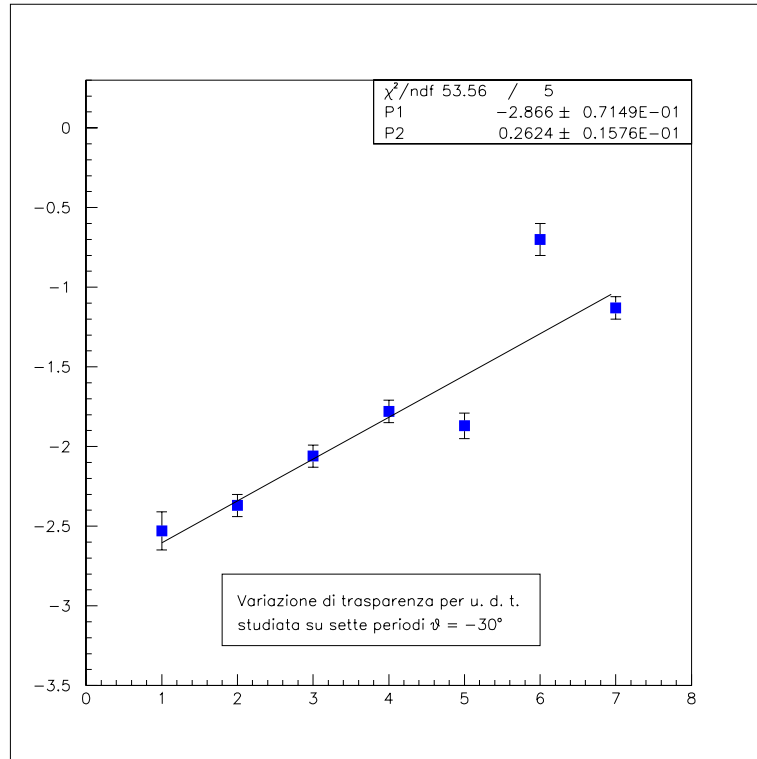


Figura 4.16: Andamento di $\frac{\Delta Trasp}{\Delta t}$, calcolata con la formula 4.22, nei sette periodi in cui è stata suddivisa l'acquisizione, per $\theta = -30^\circ$: sull'andamento è stato fatto il fit con una retta. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.

I valori così ottenuti sono riportati nella tabella in figura 4.17. Inserendo tali valori all'interno della simulazione è stato possibile riprodurre l'andamento voluto, per varie latitudini.

Nella simulazione viene generata una variabile random, detta y , che serve ad assegnare all'evento una certa probabilità, a seconda che y sia maggiore o minore alla grandezza a_2 , che sta ad indicare la probabilità massima con cui un evento appartiene alla gaussiana che contiene le fluttuazioni maggiori e meno frequenti. Una seconda variabile random, \mathbf{a} , viene generata per attribuire delle fluttuazioni casuali all'andamento della trasparenza, con la seguente funzione:

$$\frac{\Delta Trasp(t)}{\Delta t} = \begin{cases} \bar{x}_{g1} + a \cdot \sigma_{g1} & \text{se } y > a_2 \\ \bar{x}_{g2} + a \cdot \sigma_{g2} & \text{se } y \leq a_2 \end{cases} \quad (4.32)$$

θ	$\frac{A_1}{A_{TOT}}$	$\mu_1 \pm \text{err. stat.}$	σ_1	$\frac{A_2}{A_{TOT}}$	$\mu_2 \pm \text{err. stat.}$	σ_2
-90°		$(-5,9 \pm 7,0) \cdot 10^{-6}$				
-30°	0,96	$(-2,326 \pm 0,042) \cdot 10^{-5}$	$4,93 \cdot 10^{-5}$	0,04	$(-2,87 \pm 0,65) \cdot 10^{-5}$	$5,94 \cdot 10^{-4}$
-15°	0,99	$(-8,274 \pm 0,061) \cdot 10^{-6}$	$4,33 \cdot 10^{-5}$	0,01	$(1,20 \pm 0,55) \cdot 10^{-5}$	$9,17 \cdot 10^{-6}$
0°	0,98	$(-1,039 \pm 0,097) \cdot 10^{-5}$	$4,63 \cdot 10^{-5}$	0,02	$(-3,89 \pm 0,75) \cdot 10^{-6}$	$4,89 \cdot 10^{-5}$
60°	0,86	$(-2,55 \pm 0,21) \cdot 10^{-5}$	$3,47 \cdot 10^{-4}$	0,14	$(-2,72 \pm 0,34) \cdot 10^{-4}$	$5,74 \cdot 10^{-4}$
70°	0,79	$(-0,94 \pm 0,84) \cdot 10^{-5}$	$8,53 \cdot 10^{-5}$	0,21	$(-3,45 \pm 0,41) \cdot 10^{-4}$	$3,02 \cdot 10^{-4}$

Figura 4.17: Aree, valori medi e larghezze delle gaussiane con le quali sono state calcolate le variazioni di trasparenza su tutto il periodo di acquisizione, per diversi angoli di zenith.

e quindi

$$Trasp(t) = Trasp(0) + \int_0^t \frac{\Delta Trasp(t)}{\Delta t} dt \quad (4.33)$$

L'evoluzione temporale di $\frac{\Delta Trasp(t)}{\Delta t}$ per $\theta = -15^\circ$ e 0° è stata parametrizzata con un andamento esponenziale, mentre per $\theta = -30^\circ$ è stata parametrizzata con un andamento lineare.

Questi andamenti sono stati utilizzati per simulare la trasparenza dei moduli ottici alle corrispondenti latitudini, per quegli eventi che mostrano un comportamento “regolare”, appartengono cioè al caso in cui $y > a_2$.

Gli andamenti riprodotti si adattano bene ai valori ottenuti sperimentalmente, per gli angoli vicini all'equatore, che mostrano poche fluttuazioni.

Nel caso degli angoli più distanti dall'equatore, la simulazione riesce a riprodurre il valore medio di $Trasp(t)$, ma non è in grado di descrivere esattamente l'andamento temporale della trasparenza e in particolare delle grandi fluttuazioni che si verificano nella prima parte dell'acquisizione, essendo la grandezza $Trasp(t)$ simulata a partire da valori mediati su tutto il periodo di acquisizione.

Tale simulazione si adatta dunque abbastanza bene a descrivere l'andamento della trasparenza su tempi lunghi, poiché considera solo le fluttuazioni medie e non le fluttuazioni brevi che, se pur importanti per stimare la variazione dell'efficienza, non hanno grande rilevanza su scale temporali dell'ordine di anni.

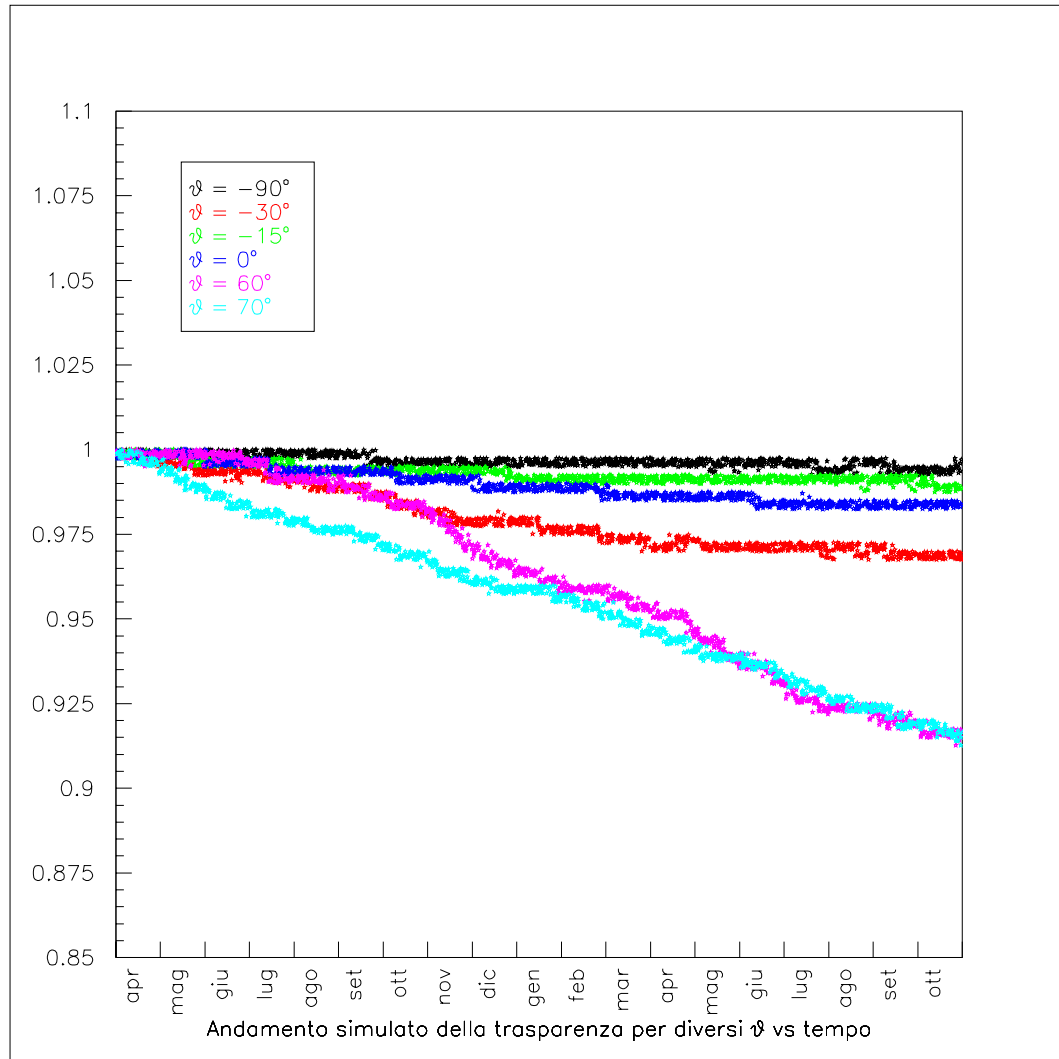


Figura 4.18: *Andamento simulato della trasparenza, per varie latitudini sul modulo ottico.*

Capitolo 5

Studio dell'effetto del biofouling sulle prestazioni del rivelatore

Nei capitoli 3 e 4 sono stati presentati i risultati ottenuti dall'analisi delle misure fatte nel sito abissale di Capo Passero (a circa 3350 metri di profondità), per un periodo di circa due anni. In questa analisi è stato possibile osservare che la trasparenza delle superfici esterne dei moduli ottici decresce in funzione del tempo e che questo effetto è più marcato per le superfici che sono rivolte verso l'alto. Le superfici rivolte verso il basso sono meno soggette alla deposizione di sedimenti, ma vengono comunque "colonizzate" da batteri, che producono una sottile pellicola biologica che ne diminuisce la trasparenza, anche se in maniera minore rispetto all'accumulo di sedimenti.

La "velocità" con cui tali fenomeni di oscuramento hanno luogo sembra diminuire con il tempo, stabilizzandosi in molti casi dopo circa un anno dalla messa in acqua dell'apparato.

Le colonie di batteri e i sedimenti possono in questo modo ridurre l'efficienza di trasporto dei fotoni fino al fotocatodo e quindi degli stessi PMT: può dunque ridursi progressivamente anche la capacità dell'apparato di ricostruire le tracce dei muoni, che "testimoniano" l'avvenuta interazione di un neutrino.

Si vuole ora stimare l'effetto di questo processo di deterioramento delle prestazioni dei moduli

ottici, utilizzando una simulazione al computer della propagazione, e successiva rivelazione, di muoni nel volume di un apparato Čerenkov con la geometria di NEMO.

Il programma **OPNEMO**, scritto in linguaggio *Fortran 77* e tuttora in via di perfezionamento all'interno della collaborazione NEMO, simula la struttura dell'apparato (le cui caratteristiche principali sono schematicamente riassunte in tabella 5.1), genera una distribuzione casuale di muoni con energia ed angolo opportuni, traccia i muoni nell'apparato seguendone le interazioni e simulando la luce Čerenkov da essi generata.

In ogni piano (vedi figura 2.11) due PMT sono rivolti verso il basso e due PMT sono posizionati

# Torri	81
# Piani per torre	16
# OM per piano	4
# Totale di PMT	5832
Distanza tra due torri consecutive	140 m
Distanza tra due piani successivi	40 m

Tabella 5.1: Alcune caratteristiche dell'apparato NEMO, inserite all'interno del programma OPNEMO.

con l'asse orizzontale e rivolti verso l'esterno del piano stesso.

I muoni sono generati secondo una distribuzione in energia uniforme in $\log E_\mu$. Tale scelta non corrisponde ovviamente a condizioni fisiche reali, ma permette di studiare nel dettaglio i processi che avvengono all'interno del rivelatore anche ad energie elevate, cosa che sarebbe più difficile usando uno spettro simile a quello misurato sperimentalmente ($\frac{dN}{dE} \simeq E^{-3}$), che riprodurrebbe un flusso poco intenso ad energie elevate.

Ogni volta che il "MonteCarlo" di simulazione "segue" un fotone Čerenkov fino alla superficie di un PMT, registra l'informazione del tempo di arrivo e della posizione del PMT stesso.

Non tutti i muoni tracciati nell'apparato possono effettivamente essere ricostruiti. La ricostruzione di una traccia (cinque parametri nello spazio) sarà possibile solo se almeno cinque PMT mostrano un segnale associato al passaggio del muone. Per verificare quindi quante tracce possono essere, almeno in linea di principio, ricostruite possiamo selezionare quegli "eventi" simulati in cui almeno un PMT e/o 5 PMT hanno registrato un fotone Čerenkov.

In figura 5.1 è mostrata in nero la distribuzione dei muoni generati in funzione del logaritmo dell'energia, in rosso e in blu sono mostrate le distribuzioni dei muoni che hanno prodotto rispettivamente nell'apparato almeno un "hit" e almeno cinque "hit".

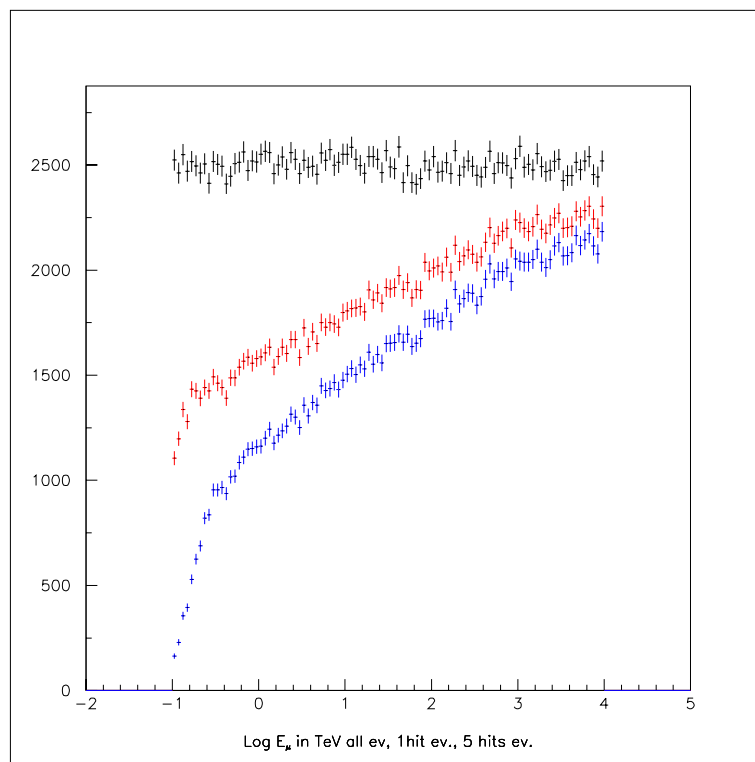


Figura 5.1: Distribuzione del numero di muoni generati in funzione del logaritmo dell'energia dei muoni generati (in nero); dei muoni che hanno prodotto nel rivelatore almeno un "hit" (segnali in un PMT), in rosso; di quelli che hanno indotto nel rivelatore almeno cinque "hit" (in blu). Nella descrizione dell'apparato non è stata introdotta nessuna variazione di trasparenza dei moduli ottici, dovuta al biofouling.

Si vede che la distribuzione, inizialmente piatta per i muoni generati, perde sempre più eventi

alle basse energie, mentre rimane sostanzialmente invariata alle alte energie.

L'intervallo di energia dei muoni generati dal programma può essere stabilito dall'esterno e nel nostro caso è stato scelto $E_\mu = 10^2 \text{ GeV} \div 10^7 \text{ GeV}$.

Le particelle vengono generate sulle pareti di una superficie che contiene il “Telescopio per Neutrini” e hanno direzioni distribuite uniformemente all'interno dell'angolo solido e dunque nel coseno di θ e in ϕ (figura 5.2).

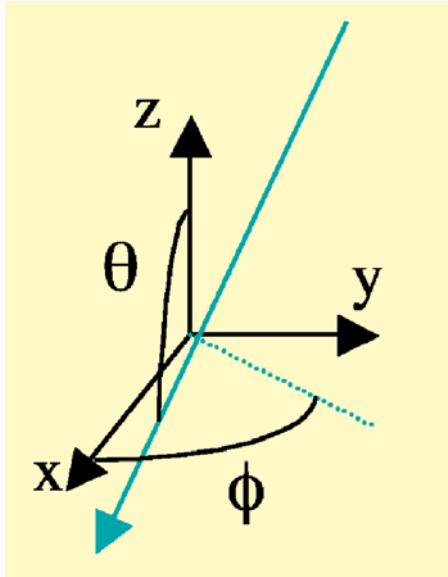


Figura 5.2: Convenzione usata per gli angoli θ e ϕ , che individuano la posizione del muone all'interno del rivelatore.

Ogni lato della superficie in cui vengono generati i muoni eccede di $3\lambda_{ass}$ il corrispondente lato dell'apparato (λ_{ass} indica la lunghezza di assorbimento di un fotone in acqua, come discusso nel paragrafo 2.2), ciò permette di valutare la probabilità di osservare anche tracce che, pur rimanendo esterne all'apparato, generano fotoni registrati dai PMT.

Il campione di eventi prodotto dal programma OPNEMO può essere poi processato da un opportuno programma di analisi, scritto in linguaggio *Fortran 77*, che utilizzando la conoscenza della posizione dei PMT che hanno registrato un segnale ed il tempo di formazione del segnale stesso ricostruisce la geometria della traccia del muone. Scopo di questa tesi non è l'ottimizza-

zione dei programmi di simulazione ed analisi. Abbiamo utilizzato tali programmi per simulare le prestazioni del detector nel ricostruire gli eventi indotti dai muoni, anche in presenza del fenomeno del biofouling sulla superficie dei PMT.

L'efficienza del programma di ricostruzione è chiaramente funzione del numero di PMT che hanno registrato un segnale: il numero medio di PMT "accesi" va da poche decine a diverse centinaia, passando da $E_\mu \sim 100 \text{ GeV}$ ad $E_\mu > 100 \text{ TeV}$.

In figura 5.3 mostriamo una visualizzazione (in scala approssimata) dell'apparato NEMO ed un "evento" indotto da un muone con $E_\mu \simeq 100 \text{ TeV}$. I PMT accesi sono rappresentati da un

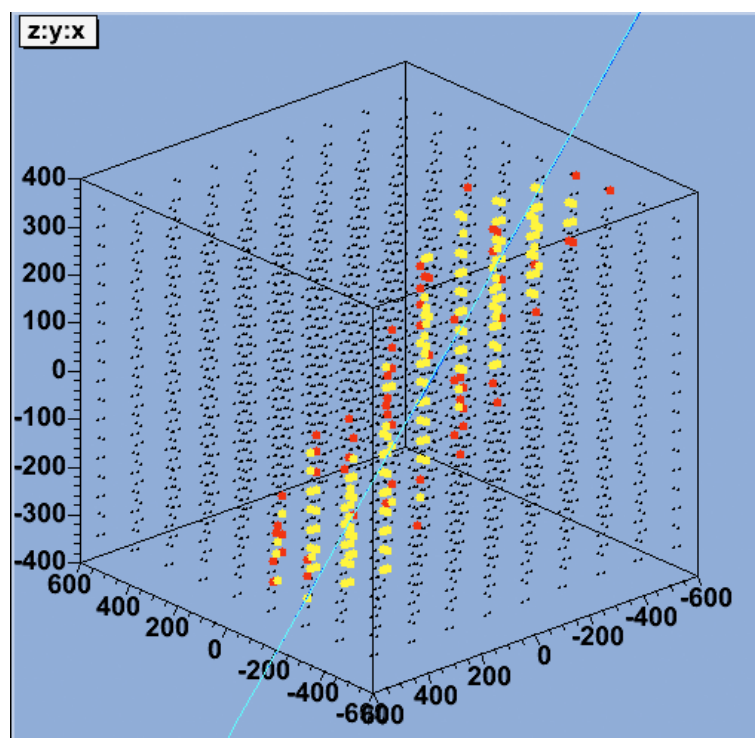


Figura 5.3: *Rappresentazione di un evento all'interno dell'apparato NEMO generato dal programma OPNEMO. La scatola esterna rappresenta l'apparato, con i PMT rappresentati in nero. In giallo sono rappresentati i PMT che hanno registrato l'evento e che sono stati usati per la ricostruzione della traccia; in rosso sono rappresentati invece i PMT che, pur avendo rivelato un segnale, non sono stati utilizzati per la ricostruzione. Le tracce generate e ricostruite sono invece rappresentate da due rette colorate.*

simbolo colorato e la traccia del muone (generato e ricostruito) da una linea continua.

In figura 5.4 è mostrata la distribuzione dell'angolo θ (angolo tra la verticale, l'asse z rappresentato in figura 5.2, e la direzione del muone incidente: $\theta = 0^\circ$ corrisponde ad un muone che viene dal basso, mentre $\theta = 180^\circ$ corrisponde ad un muone che viene dall'alto).

La linea nera rappresenta i muoni generati, mentre in rosso è rappresentata la distribuzione dei muoni che hanno prodotto almeno cinque *hit* nell'apparato. Il rapporto tra i muoni che hanno prodotto almeno cinque *hit* e i muoni generati rappresenta l'efficienza di rivelazione: poiché nella simulazione i fototubi dei PMT sono rivolti parte verso il basso e parte verso l'orizzontale, vengono ricostruiti meglio quei muoni le cui direzioni formano un angolo $\theta < 90^\circ$ con la verticale (*up-going*), o vengono dall'orizzontale; la capacità di ricostruire gli eventi è invece leggermente minore per i muoni che vengono dall'alto ($\theta > 90^\circ$), come è evidente osservando la figura 5.4.

La distribuzione nell'angolo ϕ è invece piatta e rimane sostanzialmente inalterata nella forma, anche considerando solo gli eventi che hanno indotto almeno cinque eventi nel PMT, come si vede in figura 5.5. L'efficienza di ricostruzione in funzione dell'angolo ϕ risulta quindi praticamente uniforme e le piccole fluttuazioni nell'andamento sono dovute alla geometria del telescopio e al fatto che, avendo il rivelatore una forma cubica, esistono delle direzioni lungo le quali si trovano un maggior numero di PMT ed è dunque più facile rivelare degli eventi.

Una volta generato, il muone può interagire con il mezzo nel quale si propaga, dando luogo a processi che possono portare a segnali sui PMT, inducendo direttamente la luce Čerenkov oppure, dopo un processo di Bremsstrahlung, uno sciame elettromagnetico in cui gli elettroni relativistici inducono a loro volta luce Čerenkov in misura anche maggiore. I fotoni così prodotti possono propagarsi nel mezzo trasparente, fino a raggiungere un fotomoltiplicatore e a questo punto produrre elettroni sul fotocatodo, con una probabilità che dipende dall'efficienza quantica (Q. E.) del PMT, si ha infatti:

$$P(e^-) = P(\lambda) \cdot Q.E. \cdot P_{Benthos} \quad (5.1)$$

Nella formula 5.1 $P(\lambda)$ rappresenta la probabilità di propagazione del fotone in acqua (dal punto in cui è stato generato, fino al PMT) ed $P_{Benthos}$ la probabilità che il fotone attraversi la

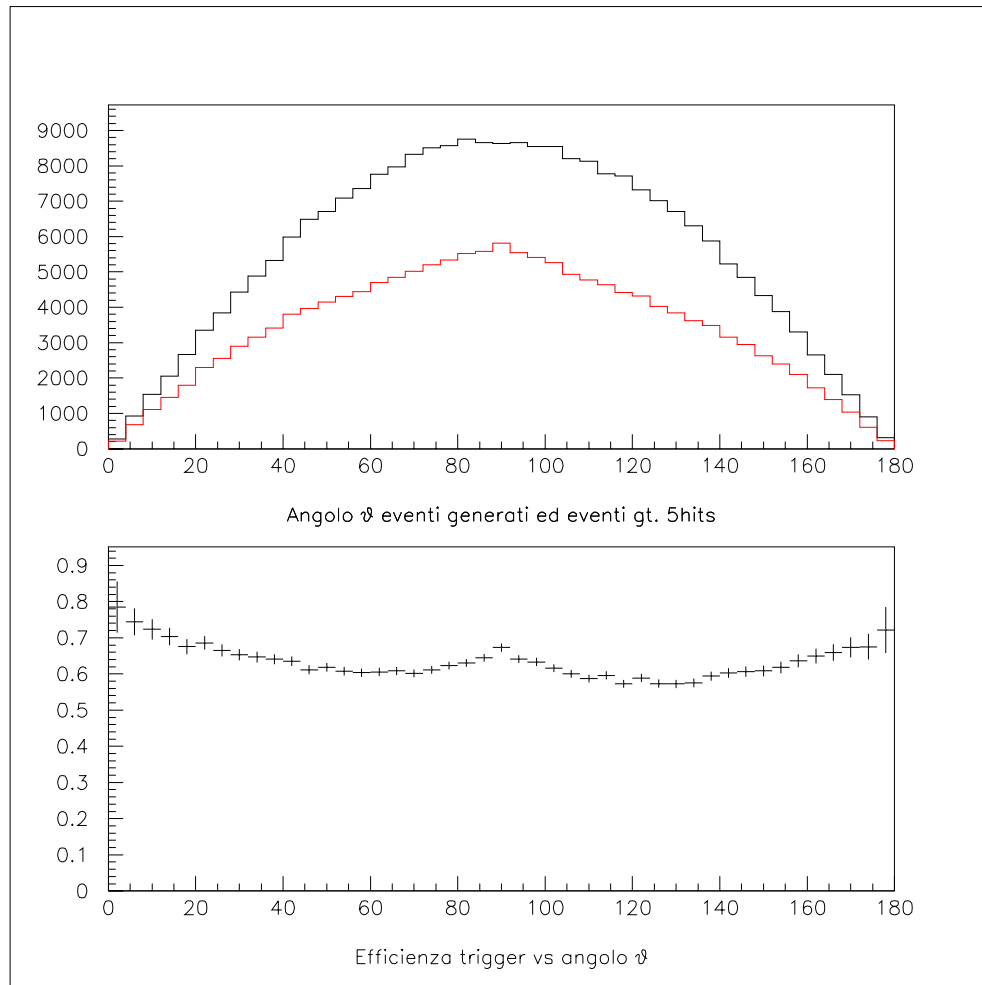


Figura 5.4: *Distribuzione dell'angolo θ formato tra la verticale e la direzione del muone incidente. In alto: distribuzione riferita ai muoni generati (in nero), distribuzione dell'angolo per i muoni che hanno generato nell'apparato almeno un "hit"; In basso: l'efficienza del trigger viene stimata con il rapporto tra le due distribuzioni sopra rappresentate.*

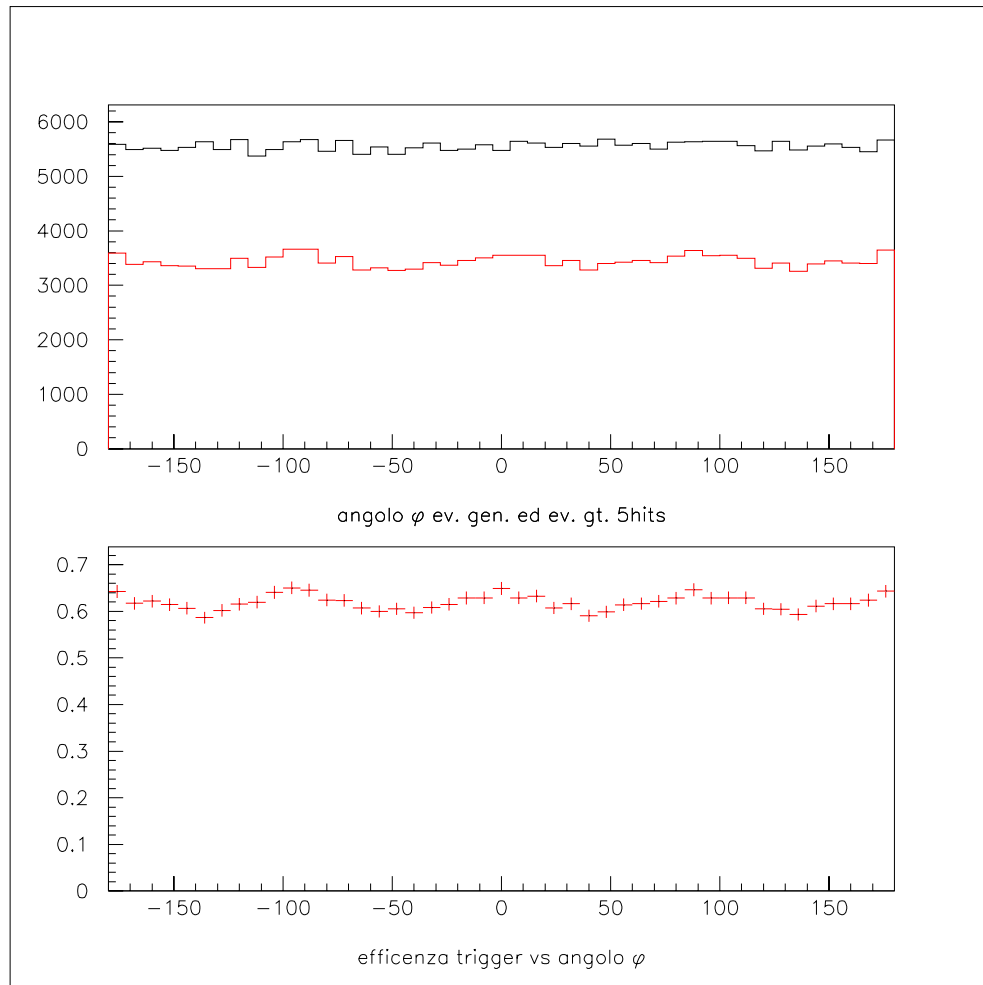


Figura 5.5: *Distribuzione dell'angolo ϕ che individua la posizione del muone sul piano orizzontale. In alto: distribuzione riferita ai muoni generati (in nero), distribuzione dell'angolo per i muoni che hanno generato nell'apparato almeno un "hit"; In basso: l'efficienza del trigger viene stimata con il rapporto tra le due distribuzioni sopra rappresentate.*

superficie della sfera BENTHOS, eventualmente oscurata dal biofouling.

La geometria dell'apparato ed alcune caratteristiche dei PMT, come l'area efficace del fotocatodo, posta uguale a 511cm^2 , la Q. E. dei PMT e la loro "Transit Time Spread" (T. T. S.) sono note al programma di simulazione.

La *Quantum Efficiency* (Q. E.) indica la probabilità con la quale un fotone incidente sul fotocatodo di un PMT viene poi convertito in un elettrone.

Per studiare l'accuratezza con la quale le tracce vengono ricostruite si studia la grandezza $\Delta\theta$, ovvero la differenza, nello spazio, tra la direzione dei muoni generati e ricostruiti.

Usualmente per confrontare le prestazioni di diversi apparati, o dello stesso apparato in diverse condizioni di selezione degli eventi, si definisce la grandezza "mediana della distribuzione" (mostrata in figura 5.6), come quel valore di $\Delta\theta_{\text{mediana}}$ tale che

$$\int_0^{\Delta\theta_{\text{mediana}}} \frac{dN}{d\Delta\theta} d\Delta\theta = \frac{1}{2} N_{TOT} \quad (5.2)$$

Ci aspettiamo che la risoluzione angolare dell'apparato migliori con l'aumentare del numero di PMT "accesi" e quindi con l'aumentare dell'energia del muone. In effetti, calcolando la $\Delta\theta_{\text{mediana}}$ per campioni di eventi suddivisi in base all'energia del muone, si verifica quanto aspettato (figura 5.7). Dovendo rivelare il passaggio di neutrini di altissima energia caratterizzati, come visto nel capitolo 1, da un flusso molto basso, l'apparato sperimentale deve avere un'area di rivelazione di almeno 1km^2 .

L'area "geometrica", ossia quella occupata dall'apparato, non coincide necessariamente con l'area massima, posta in prossimità dell'apparato, che un muone deve attraversare per essere rivelato dall'apparato (area efficace).

L'area efficace, se indichiamo con $A_{\text{generazione}}$ l'area sulla quale vengono generati i muoni che poi interagiscono all'interno del rivelatore, può essere espressa come:

$$A_{\text{eff}} = \frac{N_{\mu\text{ric}}}{N_{\mu\text{gen}}} \cdot A_{\text{generazione}} \quad (5.3)$$

dove $N_{\mu\text{ric}}$ indica il numero dei muoni ricostruiti e $N_{\mu\text{gen}}$ quello dei muoni generati. Come detto in precedenza l'area di generazione $A_{\text{generazione}}$ eccede l'area geometrica dell'apparato

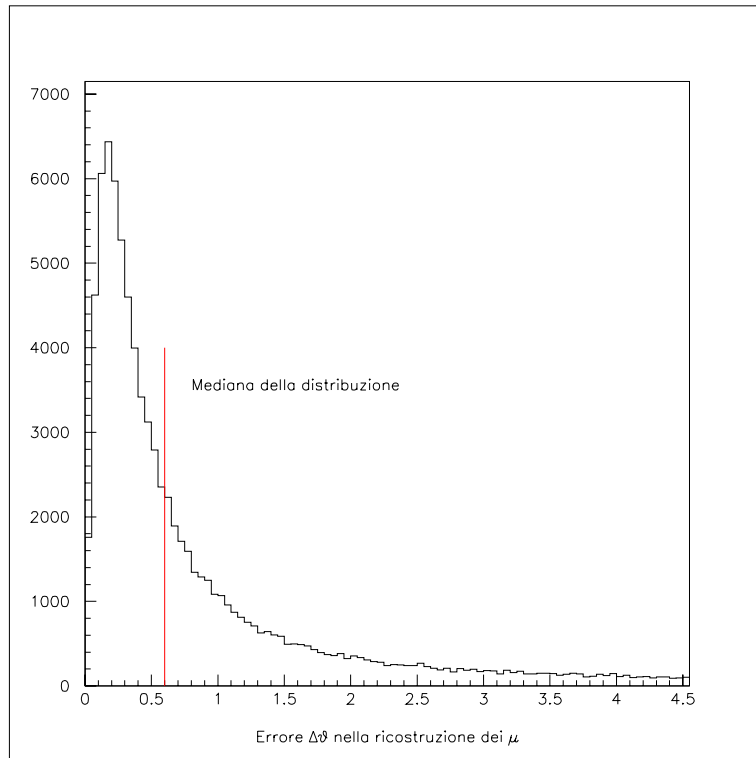


Figura 5.6: Distribuzione della grandezza $\Delta\theta$, che rappresenta l'errore sulla ricostruzione della traccia del muone generato, ed è data dalla differenza tra la direzione del muone generato e quello ricostruito, espressa in gradi, per tutte le energie. La linea rossa rappresenta il valore della "mediana" della distribuzione di $\Delta\theta$.

(ogni lato della superficie di generazione eccede di $3\lambda_{ass}$ il corrispondente lato dell'apparato). Tale scelta può sembrare arbitraria, potremmo far crescere a piacimento $A_{generazione}$. In effetti ad una crescita di $A_{generazione}$ corrisponderebbe una diminuzione dell'efficienza di rivelazione $\frac{N_{\mu ric}}{N_{\mu gen}}$, con un valore costante della quantità A_{eff} . In figura 5.8 riportiamo A_{eff} , in funzione del $\log E_{\mu}$ del muone generato: ad energie elevate l'area efficace diventa massima: per energie $E_{\mu} < 1\text{TeV}$ risulta infatti più difficile un'accurata ricostruzione delle tracce.

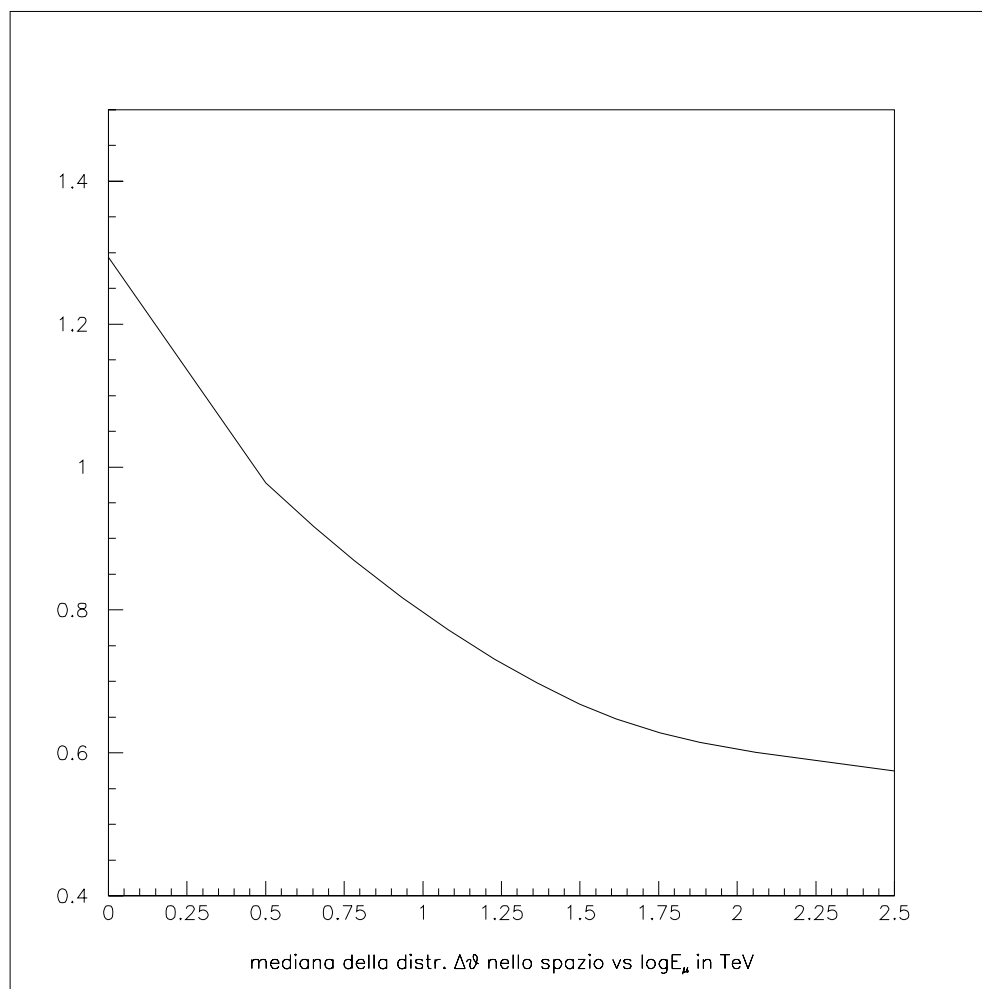


Figura 5.7: Andamento della grandezza $\Delta\theta_{mediana}$ nello spazio, che rappresenta l'errore sulla ricostruzione della traccia del muone generato, in funzione del logaritmo dell'energia del muone.

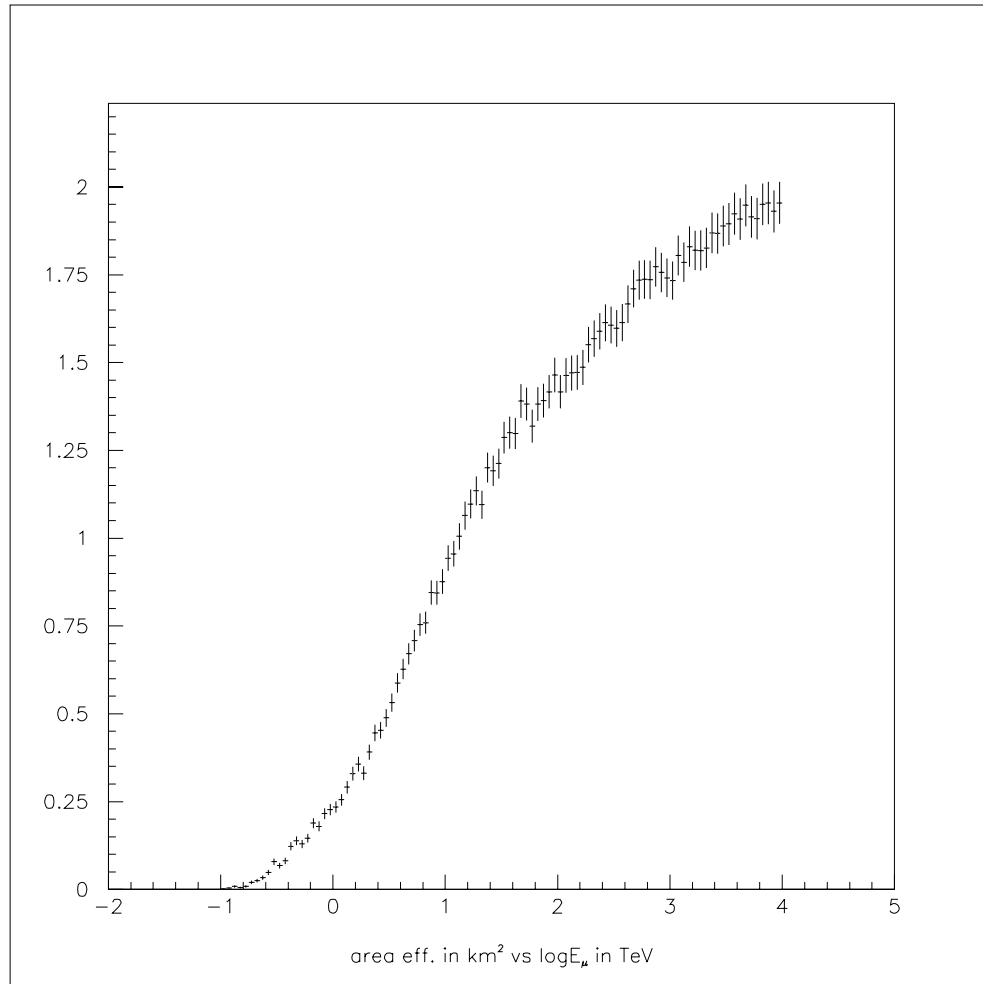


Figura 5.8: Area efficace dell'apparato, calcolata con la formula 5.3, in funzione del logaritmo dell'energia del muone.

5.1 Simulazione dell'effetto del biofouling

Il programma OPNEMO rappresenta l'apparato utilizzando le informazioni sulla geometria contenute in un apposito file, che contiene il numero di torri e di piani ed inoltre, per ogni PMT, indica l'efficienza quantica, l'area del fotocatodo (511 cm^2), la posizione ed i coseni direttori.

Su ogni piano sono montati quattro PMT che nella simulazione differiscono per posizione ed orientazione.

Le informazioni ottenute sull'andamento della trasparenza dei OM, descritte nei capitoli 3 e 4, sono state utilizzate per simulare l'apparato in modo ancora più dettagliato, tenendo conto, tramite la quantità $P_{Benthos}$ introdotta nel paragrafo precedente, del progressivo oscuramento dei moduli ottici e della differente entità con cui tale processo avviene, a seconda della latitudine, sul modulo ottico stesso.

$P_{Benthos}$ viene posta uguale ad uno al tempo iniziale e permette di simulare la trasparenza delle sfere Benthos per qualsiasi tempo successivo.

L'oscuramento dei moduli ottici, riscontrato per tutte le latitudini considerate, riduce la quantità di fotoni incidenti sul fotocatodo e dunque il numero di fotoelettroni prodotti: questo comporta quindi una riduzione della quantità $P_{Benthos} \cdot Q \cdot E$.

Come visto in precedenza, l'oscuramento è dipendente dalla latitudine: sulle superfici rivolte verso l'alto sia le colonie di batteri che l'occasionale deposizione di sedimenti e particolato in sospensione in acqua influiscono sulla diminuzione di trasparenza, mentre sulle superfici che si trovano in prossimità dell'orizzontale la variazione di trasparenza non sembra dipendere dalle correnti sottomarine ed è dunque ipotizzabile che in questo caso il contributo maggiore all'oscuramento sia dovuto alle colonie di batteri.

L'evoluzione temporale dell'efficienza di conversione di fotoni è dunque descrivibile con la funzione

$$Q \cdot E \cdot P_{Benthos}(t) \tag{5.4}$$

ottenuta moltiplicando la Q. E. di ogni PMT, pari al 25 %, per la trasparenza dei moduli ottici $P_{Benthos}(t)$, che è una funzione decrescente e compresa tra 1 e 0.

La variazione di trasparenza per ogni PMT è stata calcolata tenendo conto dell'angolo formato tra ogni elemento della superficie del PMT e la verticale, in base ai valori misurati e descritti nel capitolo 4. In particolare, dai risultati ottenuti, descritti in figura 4.11, abbiamo calcolato il valore di $\frac{\Delta Trasp(\theta)}{\Delta t}$ per diversi angoli di latitudine del PMT. L'andamento di $\frac{\Delta Trasp}{\Delta t}$ in funzione dell'angolo di latitudine è stato parametrizzato con l'espressione:

$$\frac{\Delta Trasp(\theta)}{\Delta t} = c_1 + c_2 e^{\frac{\theta}{c_3}} \quad (5.5)$$

In questo modo è stato dunque possibile ottenere un valore della variazione di trasparenza per unità di tempo anche per gli angoli per i quali non si avevano informazioni.

Sono stati quindi mediati tra loro i valori relativi a latitudini del modulo ottico inerenti il fotocatodo con l'asse orizzontale ($-55^\circ \leq \theta \leq 55^\circ$) e quelli inerenti il PMT rivolto verso il basso ($-125^\circ \leq \theta \leq -35^\circ$).

Per ottenere il valore della trasparenza a tempi diversi è stato poi supposto che le velocità di oscuramento così ottenute siano costanti nel tempo. Ciò corrisponde ad una sovrastima dell'oscuramento delle superfici dei moduli ottici (come abbiamo visto con i risultati descritti nel capitolo 4) e quindi ad una sovrastima della riduzione dell'efficienza dell'apparato Čerenkov. Una analisi più dettagliata potrà essere effettuata in seguito.

In tabella 5.2 riportiamo la trasparenza media dei PMT orizzontali e verticali dopo sei mesi, un anno, cinque anni e dieci anni di biofouling.

	$P_{Benthos}(t)$ PMT rivolti in orizzontale	$P_{Benthos}(t)$ PMT rivolti verso il basso
t = 6 mesi	99,1 %	99,7 %
t = 1 anno	98,3 %	99,3 %
t = 5 anni	91,3 %	96,7 %
t = 10 anni	82,7 %	93,5 %

Tabella 5.2: *Trasparenza media dei PMT orizzontali e verticali dopo sei mesi, un anno, cinque anni e dieci anni di biofouling.*

5.2 Stima della variazione dell'efficienza del rivelatore sottomarino

L'insieme di OPNEMO e del programma di ricostruzione, perfettibili, permette di studiare $A_{eff}(E_\mu, \theta)$ e $\Delta\theta_{mediana}(E_\mu)$ per varie disposizioni geometriche dei moduli ottici. Utilizziamo questo strumento per valutare come le due grandezze considerate dipendono dalla quantità di biofouling accumulato sui moduli ottici.

Abbiamo generato 250.000 muoni, per ognuno dei tempi di “invecchiamento” indicati in tabella 5.2, con energia uniforme in $\log E_\mu$, $100 \text{ GeV} \leq E_\mu \leq 10 \text{ PeV}$, ed uniformi in ϕ e $\cos\theta$.

Abbiamo quindi confrontato l'efficienza di “trigger” in funzione di θ , l' A_{eff} e $\Delta\theta_{mediana}$ per i vari campioni.

Abbiamo visto, in figura 5.4, come il rivelatore sia più efficiente nel ricostruire le tracce dei muoni provenienti dal basso e dall'orizzontale, vista l'orientazione dei rivelatori che lo costituiscono.

La riduzione della trasparenza dei moduli ottici, più marcata per i fototubi con l'asse orizzontale, influenza quindi maggiormente la ricostruzione dei muoni *down-going*, rendendo ancora più evidente la differenza fra le efficienze di tracciamento dei muoni provenienti dai due emisferi (*down-going* e *up-going*). Abbiamo valutato tali efficienze dopo sei mesi e dopo uno, cinque e dieci anni di attività dell'apparato e quindi di *esposizione* agli effetti del biofouling, come mostrato in figura 5.9.

La ricostruzione dei muoni di bassa energia, con $E_\mu \leq 1 \text{ TeV}$, risulta influenzata dall'oscuramento dei moduli ottici, come si vede in figura 5.10, che mostra il numero di muoni ricostruiti alle varie energie e a diversi tempi. Tale effetto è più evidente in figura 5.11, che mostra la riduzione dell'area efficace dell'apparato in funzione di E_μ ed in funzione del tempo. Si vede che le differenze tra gli andamenti sono sensibili per $E_\mu \leq 1 \text{ TeV}$, mentre ad energie maggiori gli effetti sono trascurabili.

La risoluzione angolare, mostrata in figura 5.12, sembra essere affetta da un leggero peggiora-

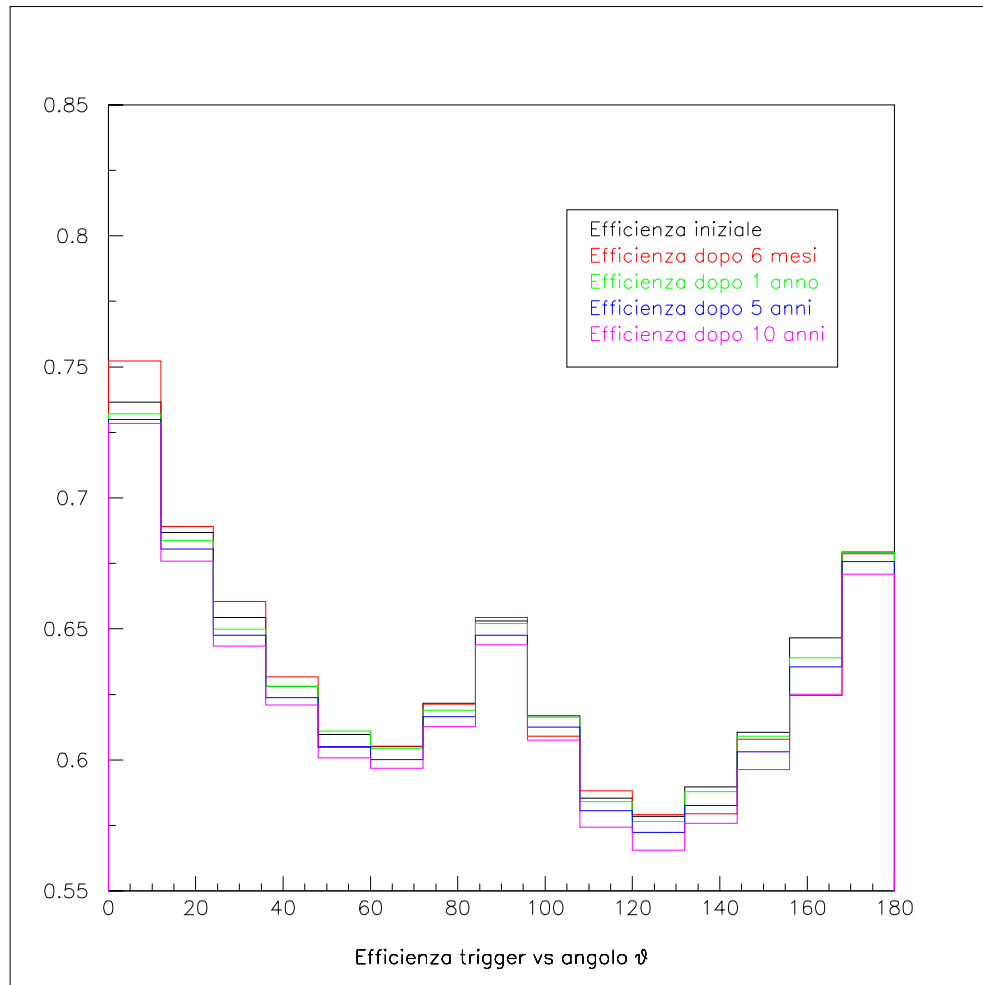


Figura 5.9: Efficienza del rivelatore, calcolata come il rapporto tra la distribuzione dell'angolo θ (tra la verticale e la direzione del muone incidente) per i muoni che hanno prodotto almeno 5 "hit" nell'apparato e la distribuzione dei muoni generati. La linea nera rappresenta l'efficienza al tempo iniziale e le linee colorate rappresentano l'efficienza per tempi successivi, avendo introdotto l'effetto di biofouling.

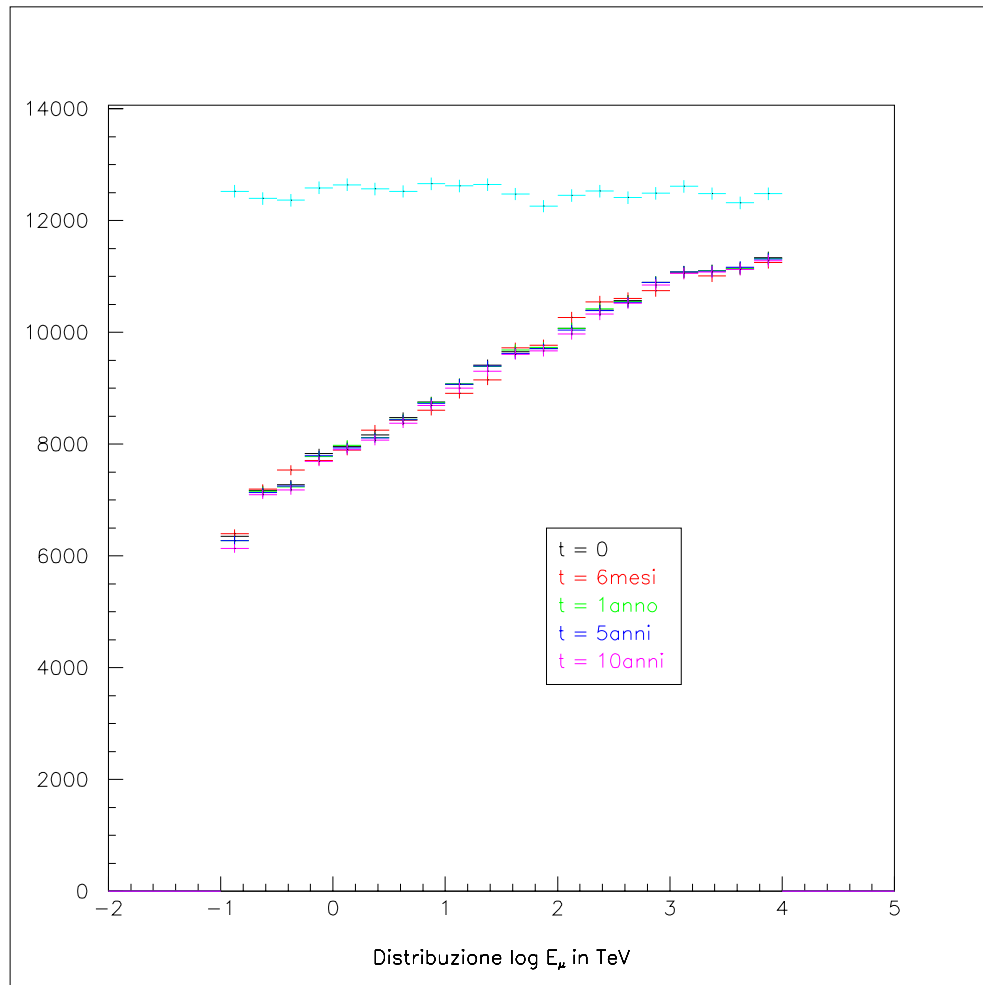


Figura 5.10: Distribuzione del numero di muoni generati in funzione del logaritmo dell'energia (in azzurro). In nero è rappresentata la distribuzione del numero di muoni ricostruiti in funzione del logaritmo dell'energia al tempo iniziale; le distribuzioni calcolate a tempi successivi sono rappresentate da punti colorati.

mento alle basse energie, più evidente per le curve blu e rosa che rappresentano l'andamento rispettivamente dopo cinque e dieci anni di attività dell'apparato. Gli andamenti simulati corrispondenti a tempi di esposizione più brevi (nera = tempo iniziale, rossa = sei mesi, verde = un anno) sembrano invece compatibili entro le fluttuazioni.

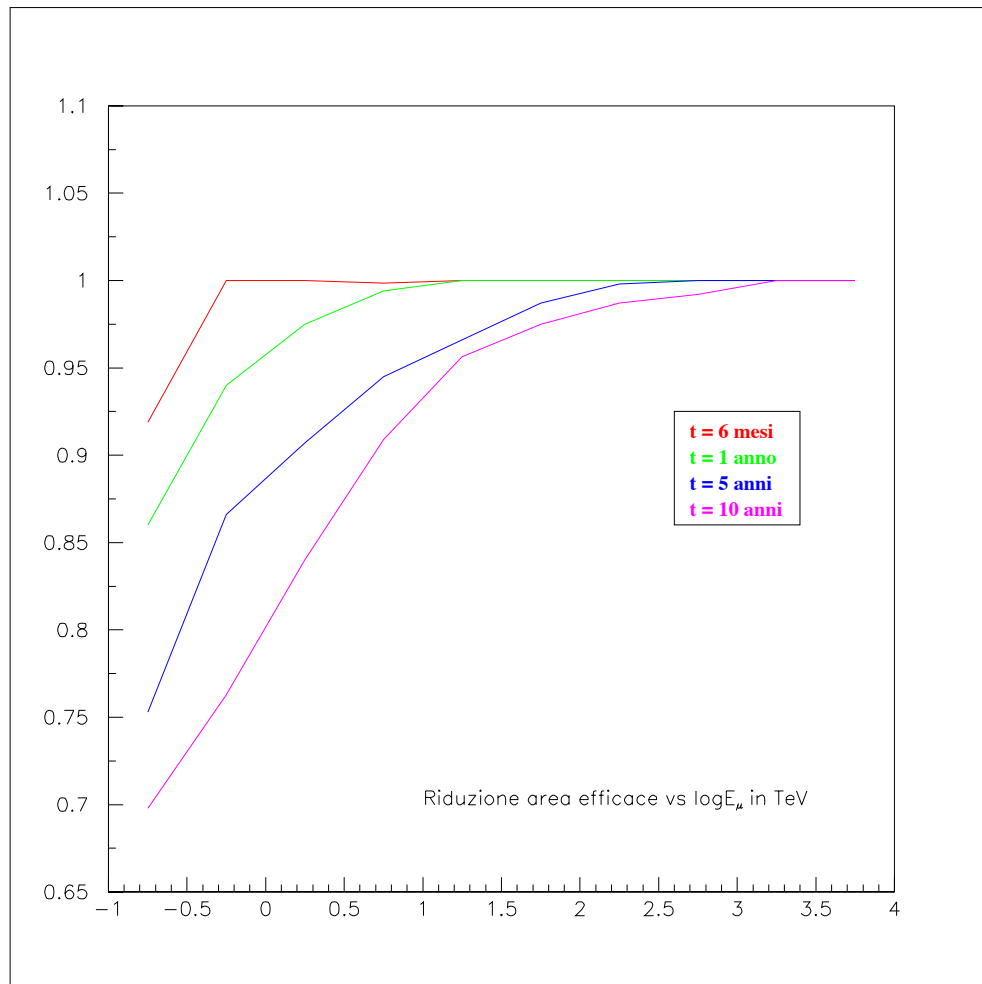


Figura 5.11: Riduzione dell'area efficace in funzione del logaritmo dell'energia del muone (espressa in TeV) dopo sei mesi, un anno, cinque anni e dieci anni.

La simulazione, nella quale è stato introdotto il processo di biofouling, ha permesso di fare una prima stima, senz'altro migliorabile, degli effetti di questo processo sulle prestazioni dell'apparato. È possibile apprezzare una progressiva diminuzione dell'efficienza di tracciamento dei

muoni, in particolare *down-going*, e della risoluzione dell'apparato per energie minori di 1 TeV. Tali effetti sono legati ad una diminuzione dell'area efficace per muoni di bassa energia e non sembrano invece rilevanti per energie maggiori di 1 TeV: a queste energie l'apparato potrà comunque essere in grado di rivelare muoni e i neutrini che li hanno generati, anche dopo cinque o dieci anni di attività. Per un'apparato sottomarino delle dimensioni di NEMO questo significa essere in grado di fare astronomia.

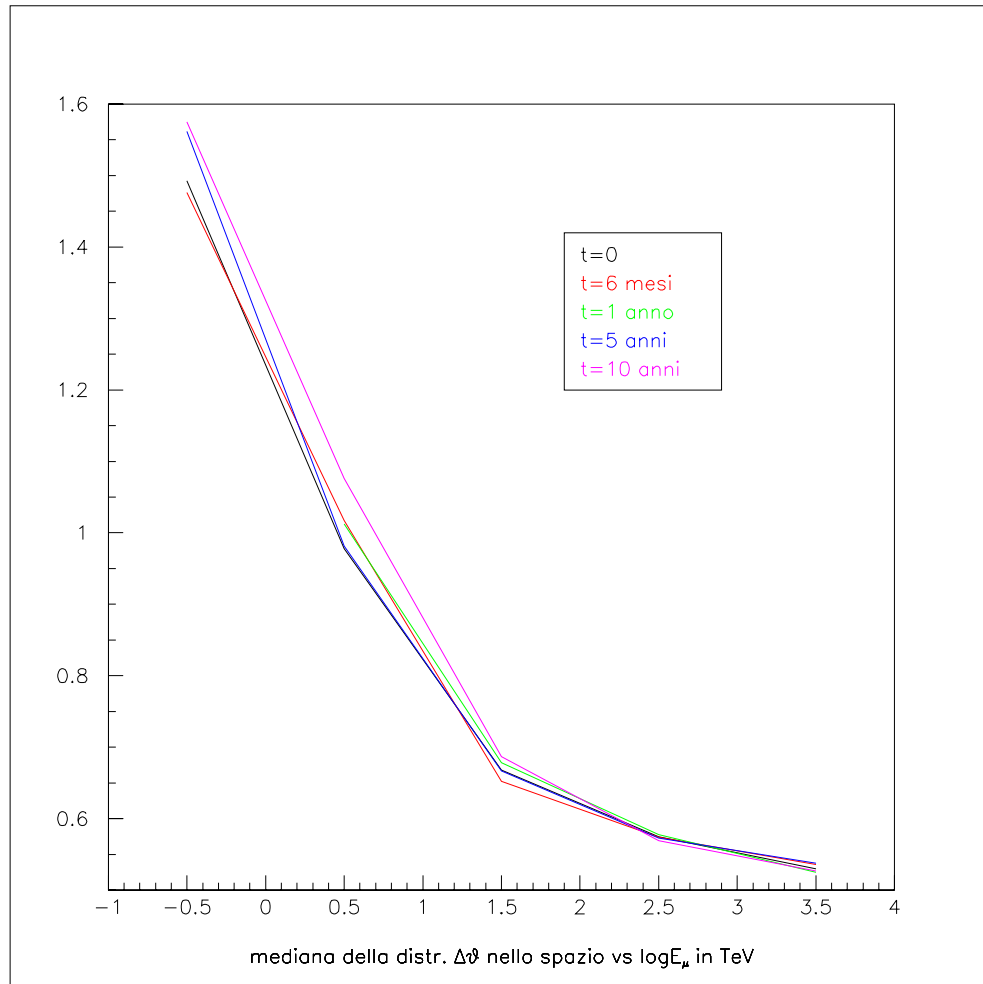


Figura 5.12: Risoluzione angolare in funzione del logaritmo dell'energia del muone: la linea nera si riferisce al tempo iniziale, mentre le linee colorate rappresentano la risoluzione dopo 6 mesi, un anno, cinque anni e dieci anni di biofouling.

Conclusioni

Il presente lavoro di tesi è stato svolto all'interno della collaborazione NEMO (NEutrino Mediterranean Observatory), con lo scopo di fare un'analisi dei dati raccolti nel sito abissale di Capo Passero, scelto dalla collaborazione per ospitare il futuro "Telescopio per Neutrini".

Obiettivo della misura (l'acquisizione dati è durata 19 mesi) e della mia successiva analisi è stato quello di studiare gli eventuali effetti di oscuramento delle sfere di vetro che conterranno i fotomoltiplicatori di cui sarà composto il "Telescopio per Neutrini", a seguito della deposizione di sedimenti e della crescita di "colonie" di batteri sulle sfere stesse.

L'apparato sperimentale utilizzato consisteva di quattro sfere di vetro, resistenti alle alte pressioni, su cui erano disposti alcuni fotodiodi, che venivano illuminati da dei LED blu, alloggiati su tre delle quattro sfere. L'apparato, supportato da una leggera struttura in alluminio, è stato posizionato a circa 3300 metri di profondità, a circa 100 metri dal fondo.

È stato studiato l'andamento temporale del segnale raccolto dai vari fotodiodi, illuminati dai LED con due differenti intensità di luce. Il segnale di ogni fotodiodo è stato inoltre confrontato con il valore assunto al tempo iniziale, in modo tale da ottenere una grandezza, con valori compresi tra 0 e 1 e pari all'unità per $t = 0$, adatta a valutare la trasparenza dei moduli ottici.

Ci si aspettava una lenta diminuzione della trasparenza con il tempo, che è stata verificata per la maggior parte dei fotodiodi, caratterizzata da un contributo regolare e da numerose fluttuazioni casuali: questo effetto è più marcato per le superfici che sono rivolte verso l'alto. Le superfici rivolte verso il basso sono meno soggette alla deposizione di sedimenti, ma vengono comunque "colonizzate" da batteri, che producono una sottile pellicola biologica che ne diminuisce la

trasparenza, anche se in maniera minore rispetto all'accumulo di sedimenti.

La "velocità" con cui questi fenomeni hanno luogo sembra diminuire con il tempo, stabilizzandosi in alcuni casi dopo circa un anno dalla messa in acqua dell'apparato: per la zona che si trova intorno all'"equatore" dei moduli ottici è stata stimata una diminuzione annuale di trasparenza pari a circa l'1%.

La struttura dell'apparato sperimentale ed in particolare le due diverse condizioni di illuminazione, realizzate accendendo uno o due LED, sono state fonte di alcuni problemi nell'analisi dei dati, legati al fatto che misure relative agli stessi fotodiodi, illuminati dalle due diverse sorgenti, fornivano spesso risultati non compatibili tra loro. Questo fenomeno è stato interpretato come l'evidenza di un possibile errore sistematico di cui non conosciamo l'origine, ma che abbiamo potuto valutare.

L'esperimento NEMO, attualmente in fase di progettazione, sarà un "Telescopio per Neutrini astrofisici" posto in acqua a grande profondità, nel Mar Mediterraneo. Sarà essenzialmente costituito da un reticolo di fotomoltiplicatori, posti all'interno di sfere di vetro in grado di resistere alle alte pressioni, alloggiati su opportune strutture meccaniche.

L'intero apparato avrà un volume maggiore di 1 km^3 , in modo tale da essere sensibile alla rivelazione di muoni prodotti dall'interazione di corrente carica di neutrini astrofisici di alte energie, comprese tra 100 GeV e 10 PeV .

Uno studio delle proprietà delle superfici dei moduli ottici in funzione del tempo, nel sito in cui l'esperimento sarà realizzato, è molto importante ai fini della progettazione dell'apparato, vista l'impossibilità di intervenire su eventuali malfunzionamenti una volta che l'apparato sarà stato messo in mare.

L'effetto del biofouling può ridurre la probabilità con cui i fotoni, la cui produzione per effetto Čerenkov è indotta in acqua dal passaggio muoni di alta energia, possono raggiungere i fotomoltiplicatori che costituiscono l'apparato.

È evidente che l'effetto di questo processo può diminuire, su scale temporali dell'ordine di alcuni anni, le prestazioni del telescopio.

I risultati ottenuti sull'andamento della trasparenza dei moduli ottici sono stati utilizzati per simulare l'apparato e quindi stabilirne un'eventuale diminuzione delle prestazioni.

Per questa parte del mio lavoro di tesi non ho dovuto sviluppare dei programmi di simulazione e analisi, peraltro già esistenti e in fase di sviluppo, piuttosto ho utilizzato tali programmi per simulare le capacità dell'apparato nel ricostruire i muoni, anche in presenza del biofouling. È possibile evidenziare una progressiva diminuzione dell'efficienza di tracciamento dei muoni che vengono dall'alto, visto che la trasparenza delle superfici rivolte verso il basso si riduce in modo quasi impercettibile.

L'efficienza di tracciamento diminuisce in modo particolare per quei muoni di energia $\leq 1TeV$ che, al loro passaggio, "accendono" nell'apparato pochi fotomoltiplicatori. Per quei muoni di alta energia, che inducono segnali in centinaia di fotomoltiplicatori, la riduzione di efficienza è molto ridotta, anche dopo alcuni anni di attività dell'apparato.

Abbiamo in particolare studiato come variano le prestazioni dell'apparato dopo sei mesi, un anno, cinque e dieci anni di attività dell'apparato e quindi di esposizione agli effetti del biofouling. Dalla simulazione emerge che, per muoni di alta energia ($E > 1TeV$), la riduzione di area efficace e di risoluzione angolare dopo cinque e dieci anni di attività dell'apparato è molto piccola, mentre per energie inferiori gli effetti sono molto più evidenti.

I risultati presentati forniscono delle stime preliminari sull'eventuale diminuzione dell'area efficace e della risoluzione angolare del telescopio NEMO: uno studio più approfondito richiederà una stima migliore dell'oscuramento per le varie latitudini del modulo ottico e dell'evoluzione temporale del processo alle varie latitudini.

Appendice

Verranno qui riportate le tabelle contenenti i valori ottenuti nella presente analisi per la grandezza $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta}$, studiata in varie condizioni di corrente o indipendentemente da essa e che, per motivi di spazio, non sono state messe nei capitoli 3 e 4.

# Conf.	θ LED [°]	θ PIN [°]	$(\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.})$ $\cdot 10^{-5}$
5 (1 LED)	0	-30	$(-6, 50 \pm 0, 19)$
		-15	$(-2, 58 \pm 0, 32)$
		0	$(-1, 31 \pm 0, 32)$
6 (2 LED)	0	-30	$(-5, 12 \pm 0, 17)$
		-15	$(-1, 47 \pm 0, 24)$
		0	$(-2, 99 \pm 0, 22)$
3 (1 LED)	45	-30	$(-7, 38 \pm 0, 52)$
		-15	$(-6, 50 \pm 0, 83)$
		0	$(4, 7 \pm 3, 1)$
4 (2 LED)	45	-30	$(-12, 78 \pm 0, 48)$
		-15	$(-7, 98 \pm 0, 92)$
		0	$(-16, 0 \pm 2, 0)$
7 (1 LED)	-90	60	$(-7, 56 \pm 0, 45)$
		70	$(-10, 73 \pm 0, 98)$
		75	$(-19, 1 \pm 2, 2)$
8 (2 LED)	-90	60	$(-8, 25 \pm 0, 41)$
		70	$(-10, 45 \pm 0, 96)$
		75	$(-18, 8 \pm 2, 1)$

Tabella 5.3: Valori medi (riferiti alle variazioni su 12 ore) delle distribuzioni della grandezza $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ riferiti ai soli PIN considerati nell'analisi e per diverse configurazioni di acquisizione, nel caso di correnti stabili (318 acquisizioni).

# Conf.	θ LED [°]	θ PIN [°]	$(\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.})$ $\cdot 10^{-5}$
5 (1 LED)	0	-30	$(-7,45 \pm 0,36)$
		-15	$(-2,93 \pm 0,57)$
		0	$(-3,31 \pm 0,57)$
6 (2 LED)	0	-30	$(-5,65 \pm 0,33)$
		-15	$(-1,97 \pm 0,51)$
		0	$(-2,81 \pm 0,52)$
3 (1 LED)	45	-30	$(-14,6 \pm 3,1)$
		-15	$(-15,1 \pm 4,5)$
		0	$(-5,4 \pm 5,4)$
4 (2 LED)	45	-30	$(-18,0 \pm 3,8)$
		-15	$(-12,7 \pm 5,4)$
		0	$(-19,7 \pm 4,9)$
7 (1 LED)	-90	60	$(-18,1 \pm 2,6)$
		70	$(-3,2 \pm 2,5)$
		75	$(-9,5 \pm 3,5)$
8 (2 LED)	-90	60	$(-19,5 \pm 2,6)$
		70	$(-0,7 \pm 2,7)$
		75	$(-9,6 \pm 3,5)$

Tabella 5.4: Valori medi (riferiti alle variazioni su 12 ore) delle distribuzioni della grandezza $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ riferiti ai soli PIN considerati nell'analisi e per diverse configurazioni di acquisizione, nel primo periodo di instabilità per le correnti (260 acquisizioni).

# Conf.	θ LED [°]	θ PIN [°]	$(\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.})$ $\cdot 10^{-5}$
5 (1 LED)	0	-30	$(-3,44 \pm 0,21)$
		-15	$(-1,41 \pm 0,29)$
		0	$(-1,54 \pm 0,31)$
6 (2 LED)	0	-30	$(-3,60 \pm 0,16)$
		-15	$(-0,85 \pm 0,28)$
		0	$(-0,91 \pm 0,24)$
3 (1 LED)	45	-30	$(1,46 \pm 0,51)$
		-15	$(1,73 \pm 0,89)$
		0	$(2,5 \pm 2,4)$
4 (2 LED)	45	-30	$(-2,73 \pm 0,42)$
		-15	$(0,77 \pm 0,71)$
		0	$(-2,7 \pm 1,5)$
7 (1 LED)	-90	60	$(-8,48 \pm 0,92)$
		70	$(-14,9 \pm 2,1)$
		75	$(-15,4 \pm 1,4)$
8 (2 LED)	-90	60	$(-7,98 \pm 0,91)$
		70	$(-15,7 \pm 2,1)$
		75	$(-15,2 \pm 1,3)$

Tabella 5.5: Valori medi (riferiti alle variazioni su 12 ore) delle distribuzioni della grandezza $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ riferiti ai soli PIN considerati nell'analisi e per diverse configurazioni di acquisizione. Questi valori sono in particolare riferiti al secondo di instabilità per le correnti, che corrisponde a 520 acquisizioni.

# Conf.	θ LED [°]	θ PIN [°]	$(\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.})$ $\cdot 10^{-5}$
5 (1 LED)	0	-30	$(-3,44 \pm 0,21)$
		-15	$(-1,41 \pm 0,29)$
		0	$(-1,54 \pm 0,31)$
6 (2 LED)	0	-30	$(-3,60 \pm 0,16)$
		-15	$(-0,85 \pm 0,28)$
		0	$(-0,91 \pm 0,24)$
3 (1 LED)	45	-30	$(1,46 \pm 0,51)$
		-15	$(1,73 \pm 0,89)$
		0	$(2,5 \pm 2,4)$
4 (2 LED)	45	-30	$(-2,73 \pm 0,42)$
		-15	$(0,77 \pm 0,71)$
		0	$(-2,7 \pm 1,5)$
7 (1 LED)	-90	60	$(-8,48 \pm 0,92)$
		70	$(-14,9 \pm 2,1)$
		75	$(-15,4 \pm 1,4)$
8 (2 LED)	-90	60	$(-7,98 \pm 0,91)$
		70	$(-15,7 \pm 2,1)$
		75	$(-15,2 \pm 1,3)$

Tabella 5.6: Valori misurati ogni 12 ore di $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ riferiti ai soli PIN considerati nella presente analisi. Questi valori sono in particolare riferiti al secondo di instabilità per le correnti, che corrisponde a 520 acquisizioni.

# Conf.	θ LED [°]	θ PIN [°]	$(\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t} \pm \text{err. stat.})$ $\cdot 10^{-5}$
5 (1 LED)	0	-30	(-5, 11 ± 0, 13)
		-15	(-2, 27 ± 0, 19)
		0	(-2, 08 ± 0, 21)
6 (2 LED)	0	-30	(-4, 39 ± 0, 10)
		-15	(-1, 34 ± 0, 15)
		0	(-2, 2 ± 5, 2)
3 (1 LED)	45	-30	(-7, 76 ± 0, 75)
		-15	(-2, 5 ± 2, 9)
		0	(0, 1 ± 2, 6)
4 (2 LED)	45	-30	(-9, 54 ± 0, 99)
		-15	(-2, 1 ± 3, 3)
		0	(-10, 4 ± 2, 1)
7 (1 LED)	-90	60	(-6, 63 ± 0, 62)
		70	(-11, 76 ± 0, 97)
		75	(-11, 6 ± 2, 2)
8 (2 LED)	-90	60	(-6, 02 ± 0, 57)
		70	(-11, 12 ± 0, 96)
		75	(-11, 3 ± 1, 6)

Tabella 5.7: Valori della grandezza $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ calcolata usando la formula 4.22, riferiti ai soli PIN considerati nella presente analisi e riferiti alle variazioni su 12 ore. Questi valori sono in particolare riferiti a tutto l'intervallo di misura, che va dall'aprile 2003 all'ottobre 2004.

Ringraziamenti

Alla fine di questo lungo lavoro, non posso che ringraziare tutte le persone che lo hanno reso possibile, e più piacevole, ognuno a suo modo.

Ringrazio il Prof. Antonio Capone per l'infinita pazienza e disponibilità dimostrate nei miei confronti, per avermi aiutata e per avermi chiarito tanti dubbi, per avermi insegnato ad interagire con meno diffidenza con un calcolatore e per aver sterminato tutti i “quindi” e i “dunque” sparsi nella mia tesi.

Lo ringrazio inoltre per avermi permesso di fare esperienze molto istruttive e divertenti anche fuori dal Dipartimento, come la scuola ISAPP e la riunione a “La Verrucola”.

Ringrazio il Dott. Jean Pierre Schuller per avermi dato dei preziosi consigli sull'analisi dei dati e Tommaso, Fabrizio, Francesco e Simone per i consigli e per le risate.

Ringrazio Giulia per tutti i consigli e per aver tentato di convincermi ad iscrivermi a Miss Italia 2006, ma ormai non è proprio il caso.

Un GRAZIE gigante va ai miei genitori che mi hanno sostenuta, finanziata e appoggiata anche nei momenti brutti e a mio fratello perché, qualche volta, ha abbassato la musica.

Un altro enorme grazie va a tutte le amiche stupende che mi sopportano e incoraggiano da anni. Grazie a Beatrice, a Elena, a Marta, ad Alessandra, a Betta, a Maria Cristina e a Simona (*last but not least!*).

Grazie al Samba, che ha costituito il mio sfogo e svago degli anni di università, a tutti i *batuque-ri* che condividono con me questa passione. Grazie a Sergio, per avermi ascoltata e per esserci.

Bibliografia

- [1] K. Mannheim Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.) **143** (2005) 329-332
- [2] J. G. Learned, K. Mannheim Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **50** (2000) 679-749
- [3] F. Halzen astro-ph/0402083 v1 (2004)
- [4] F. Halzen astro-ph/0506248 v1 (2005)
- [5] F. Halzen astro-ph/0103195 v1 (2001)
- [6] T. Gaisser *Cosmic Rays and Particle Physics* Cambridge University Press 1990
- [7] D. Perkins *Particle Astrophysics* Oxford University Press 2003
- [8] A. M. Hillas Ann. Rev. Astro. Astroph. **22** (1984) 425-444
- [9] M. Longair *High Energy Astrophysics* Cambridge University Press 1992
- [10] M. Longair *High Energy Astrophysics vol. 2: Stars, the Galaxy and the Interstellar Medium* Cambridge University Press 1992
- [11] C. D. Mobley *Light and Water* Academic Press San Diego 1994
- [12] K. Greisen Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748
- [13] G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin JETP Lett. **4** (1966) 78
- [14] R. Gandhi *et al.* Atropart. Phys. **5** (1996) 81 - 110

- [15] T. Chiarusi *et al.* 29th International Cosmic Ray Conference Pune (2005) **00**, 101-106
- [16] M. Circella *et al.* 29th International Cosmic Ray Conference Pune (2005) **00**, 101-104
- [17] M. A. Markov I. M. Zheleznykh Nucl. Phys. (1961) **27**, 385
- [18] S. Escoffier, Nota interna della collaborazione ANTARES (2005) 2005-001
- [19] J. Brunner, Nota interna della collaborazione ANTARES (1999) 1999-002
- [20] ANTARES Collaboration Astrop. Phys. **19** (2003) 253-267
- [21] NEMO Collaboration, NEMO report to APpec PRC, Dicembre 2002
- [22] R. I. Bagduev *et al.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **420** (1999) 138-154
- [23] I. A. Belolaptikov *et al.* Astrop. Phys. **7** (1997) 263-282
- [24] A. Capone *et al.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **487** (2002) 423-434
- [25] F. Simeone Tesi di Laurea A. A. 2001-2002
- [26] <http://www.akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>
- [27] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/CosmicRaySites.html>
- [28] <http://www.isapp2005.to.infn.it/Lessons>
- [29] <http://nemoweb.lns.infn.it>
- [30] <http://nemo11.roma1.infn.it/AstroNeut/index.html>
- [31] <http://antares.in2p3.fr>
- [32] <http://www.nestor.org.gr>
- [33] <http://icecube.winc.edu>

[34] <http://baikalweb.jinr.ru>

[35] <http://hires.physics.utah.edu>

[36] <http://www.issi.unibe.ch>

[37] <http://en.wikipedia.org>

Elenco delle figure

1	<i>Flusso di μ atmosferici in funzione dello spessore di materiale attraversato [23].</i>	4
1.1	<i>Spettro energetico dei principali costituenti dei raggi cosmici primari [9].</i>	7
1.2	<i>Composizione chimica dei RC relativa ad He e Ni (linea rossa), confrontata con quella del Sistema Solare (linea blu), in funzione del numero atomico Z. [36].</i>	8
1.3	<i>Interazione dei RC con una nube di plasma in moto con velocità $V = c\beta$.</i>	11
1.4	<i>Meccanismo di accelerazione di Fermi del primo ordine: (a) Lo shock si propaga con velocità supersonica U, in un gas stazionario con pressione, temperatura e densità rispettivamente p_1, T_1, ρ_1; il fluido downstream dietro l'onda d'urto ha parametri p_2, T_2, ρ_2; (b) Il flusso di gas nel sistema di riferimento dell'onda d'urto; (c) Nel sistema di riferimento upstream, il fluido downstream ha velocità $\frac{3}{4}U$ e la distribuzione delle velocità è isotropa nel fluido a riposo; (d) Stessa situazione, ma vista nel riferimento in cui il gas downstream è a riposo [10].</i>	13
1.5	<i>La produzione di particelle di altissima energia a partire dagli acceleratori cosmici [3].</i>	16
1.6	<i>Le possibili sorgenti di protoni sono catalogate in base al campo magnetico che generano e alle loro dimensioni. Le rette rappresentano le energie alle quali gli acceleratori in questione riescono a portare le particelle cariche [8].</i>	18
1.7	<i>Meccanismi che, a seconda della massa di una stella, portano alla formazione di un diverso tipo di supernova [28].</i>	19
1.8	<i>Le reazioni che, in una sorgente di RC, portano alla produzione di fotoni e neutrini con i processi di Astrophysical Beam Dumps [28].</i>	20
1.9	<i>La struttura di un nucleo galattico attivo secondo il modello unificato [28].</i>	21

1.10	<i>Rappresentazione dei processi che caratterizzano un GRB, secondo il modello a fireball. Da un sistema binario si crea un oggetto super massivo e caldo che attrae materia: in questa fase l'accelerazione di protoni crea onde d'urto. Nella fase successiva il gas si propaga e, raffreddandosi, produce γ di più bassa energia [28].</i>	23
1.11	<i>In alto: flusso differenziale dei RC misurato a Terra, espresso in particelle per $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}$; in basso: flusso differenziale moltiplicato per $E^{2.7}$, che rende più evidenti le zone dello spettro dette "ginocchio" e "caviglia" [37].</i>	25
1.12	<i>Flusso differenziale dei RC misurato a Terra, moltiplicato per E^3 nella zona del taglio GZK: sono rappresentati gli eventi osservati da diverse collaborazioni, in particolare AGASA e Hi-Res [35].</i>	28
1.13	<i>Sezione d'urto del processo νN in funzione dell'energia [14].</i>	34
2.1	<i>Possibili cause di "eventi con muoni" in un apparato sommerso: si riconoscono μ atmosferici originati nell'atmosfera sopra il rivelatore (fondo), μ da neutrini atmosferici (fondo), μ da ν astrofisici (segnali) e μ da decadimenti di neutralini (segnali) [31].</i>	36
2.2	<i>Il "Terzo Catalogo di Egret": la mappa mostra tutte le sorgenti di γ identificate dall'esperimento EGRET, installato a bordo del Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO): si noti che sono 170 (su un totale di 271) le sorgenti che non sono ancora state identificate. Sovrapposta alla mappa, nella zona di colore grigio, è rappresentata la porzione di cielo che non è visibile per un "Telescopio Čerenkov per neutrini" posto nell'emisfero settentrionale. [31]</i>	37
2.3	<i>Le informazioni ottenute da almeno cinque fotomoltiplicatori permettono di ricostruire la traccia del muone incidente [5].</i>	39
2.4	<i>Rappresentazione dei processi che portano alla produzione di luce Čerenkov in seguito al passaggio in acqua di un neutrino [31].</i>	40
2.5	<i>Coefficiente di assorbimento di un'onda elettromagnetica in acqua pura e in acqua di mare, in funzione della lunghezza d'onda [11].</i>	41

2.6	<i>Siti sottomarini esaminati dalla Collaborazione NEMO. Il sito abissale di Capo Passero, nel Mar Ionio, a SE della Sicilia, ad una distanza di circa 40 miglia nautiche dalla costa e ad una profondità di 3350 metri è stato scelto per il posizionamento del futuro “Telescopio per Neutrini” da 1 km³ [21].</i>	44
2.7	<i>Profili di temperatura (T), salinità (S), coefficiente di attenuazione c(440) e coefficiente di assorbimento a(440) misurati nel sito KM4, in funzione della profondità [21].</i>	45
2.8	<i>Lunghezza di assorbimento in funzione della lunghezza d’onda per diversi siti abissali, confrontata con i valori dell’acqua marina pura (linea continua) [21].</i>	46
2.9	<i>Lunghezza di attenuazione in funzione della lunghezza d’onda per diversi siti abissali, confrontata con i valori dell’acqua marina pura (linea continua) [21].</i>	47
2.10	<i>Profili di temperatura (T), salinità (S), coefficiente di attenuazione c(440) e coefficiente di assorbimento a(440) misurati nel sito KM4, in funzione della profondità. I profili si riferiscono a diverse campagne in mare: Marzo 2002 (giallo), Maggio 2002 (blu), Agosto 2002(rosso) e Dicembre 1999 (celeste) [21].</i>	48
2.11	<i>Struttura schematica di una torre che costituisce l’apparato NEMO.</i>	51
2.12	<i>Rappresentazione schematica di un modulo ottico [31].</i>	53
2.13	<i>Quantità di batteri luminescenti nel sito di Capo Passero (espressi Colony Forming Units per ml⁻¹), in funzione della profondità [15].</i>	56
2.14	<i>A sinistra: andamento temporale della frequenza del rumore ottico, misurato nel sito abissale di Capo Passero con due PMT durante una campagna di misure nel 2004 (con una soglia di 0.3 p.e.); a destra: dalla distribuzione dei valori della frequenza, si vede che il tasso medio di eventi di questo tipo è di circa 28KHz. [15].</i>	57
2.15	<i>Sfera Benthos sulla cui superficie interna sono installati i fotodiodi.</i>	59
2.16	<i>Andamento temporale della trasparenza.</i>	60
3.1	<i>Descrizione schematica dell’apparato sperimentale per lo studio del biofouling: le macchie blu rappresentano le sorgenti, mentre i trattini rossi rappresentano i fotodiodi.</i>	63
3.2	<i>Apparato sperimentale per la misura del biofouling.</i>	65

3.3	<i>Convenzione usata per i valori dell'angolo di zenith, misurato sul modulo ottico. Il "Polo Nord" della sfera corrisponde a $\theta = 90^\circ$, l'"equatore" corrisponde a $\theta = 0^\circ$, e il "Polo Sud" della sfera corrisponde a $\theta = -90^\circ$.</i>	66
3.4	<i>Disposizione dei PIN (cerchi vuoti numerati) e dei LED (cerchi pieni) sulle sfere Benthos A e C: a sinistra si ha la disposizione dei PIN della sfera A, vista dal lato destro; a destra si ha la disposizione dei PIN della sfera C, vista dall'alto.</i>	66
3.5	<i>Andamento temporale del segnale raccolto da due PIN che si trovano sulla sfera C. In alto sono rappresentati i valori del segnale rivelato dal PIN 28, che si trova ad una latitudine $\theta = 120^\circ$ e in basso i segnali del PIN 19 che si trova a $\theta = 60^\circ$.</i>	69
3.6	<i>Andamento della trasparenza del pin 22 in funzione del tempo, se illuminato dalla sfera B: in blu la trasparenza se la sorgente è costituita da un LED e in verde se la sorgente è costituita da 2 LED. Si nota che, dopo neanche un anno dall'inizio delle misure, la trasparenza del fotodiodo risulta dimezzata.</i>	71
3.7	<i>Trasparenza del PIN 11 in funzione del tempo, quando è illuminato con un solo LED posto a $\theta = 45^\circ$ sulla sfera C. Si vede come, a partire dal mese di agosto, la trasparenza inizi a crescere fino a superare il valore che aveva nella prima acquisizione.</i>	72
3.8	<i>Trasparenza dei PIN della sfera C, nella configurazione di acquisizione 1, in funzione del tempo.</i>	73
3.9	<i>Trasparenza dei PIN della sfera C, nella configurazione di acquisizione 7, in funzione del tempo.</i>	74
3.10	<i>Trasparenza dei PIN della sfera A, nella configurazione 3, in funzione del tempo.</i>	75
3.11	<i>Trasparenza dei PIN della sfera A, nella configurazione di acquisizione 5, in funzione del tempo.</i>	76
3.12	<i>Distribuzione del modulo della velocità della corrente sottomarina, espressa in cm/s.</i>	78
3.13	<i>Dall'alto: andamento del modulo della corrente sottomarina in funzione del tempo; Andamento dell'angolo di compass in funzione del tempo; Angolo di roll; Angolo di pitch.</i>	79
3.14	<i>Dall'alto: distribuzione dei valori della grandezza $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ calcolata per il PIN 6, posto sulla sfera A ad una latitudine $\theta = 0^\circ$, nella configurazione 5; In basso: andamento temporale riferito alla distribuzione rappresentata sopra.</i>	83

4.1	<i>Andamento della variazione di trasparenza per unità di tempo $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$, espressa in percentuale annua, in funzione dell'angolo di zenith in condizioni di stabilità delle correnti. In blu è rappresentato l'errore sistematico e in rosso l'errore statistico. La striscia verde che delimita un certo intervallo angolare indica che il valore di $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ corrispondente è ottenuto mediando i valori appartenenti a quell'intervallo.</i>	96
4.2	<i>Andamento della grandezza $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$, espressa in percentuale annua, in funzione dell'angolo di zenith per i tre periodi con diverse correnti. In blu è rappresentato l'errore sistematico e in rosso l'errore statistico. Le strisce orizzontali verde, nera e rosa che delimitano alcuni intervalli angolari indicano che il valore di $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ corrispondente è ottenuto mediando i valori appartenenti a quell'intervallo, rispettivamente in condizioni stabili, nel primo e nel secondo periodo di instabilità.</i>	97
4.3	<i>Configurazione 5: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano,rispettivamente, nella sfera A a $\theta = -30^\circ, \theta = -15^\circ, \theta = 0^\circ$. I dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da un solo LED, che si trova alla latitudine $\theta = 0^\circ$ nella sfera B. I valori si riferiscono alle variazioni su dodici ore.</i>	99
4.4	<i>Configurazione 6: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano, rispettivamente, nella sfera A a $\theta = -30^\circ, \theta = -15^\circ, \theta = 0^\circ$. I dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da due LED, che si trova alla latitudine $\theta = 0^\circ$ nella sfera B. I valori si riferiscono alle variazioni su dodici ore.</i>	100
4.5	<i>Configurazione 3: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano, rispettivamente, sulla sfera A a $\theta = -30^\circ, \theta = -15^\circ, \theta = 0^\circ$. I dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da un LED, che si trova alla latitudine $\theta = 45^\circ$ nella sfera C. I valori si riferiscono alle variazioni su dodici ore.</i>	101

4.6	<i>Configurazione 4: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano a $\theta = -30^\circ, \theta = -15^\circ, \theta = 0^\circ$ sulla sfera C. I dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da un LED, che si trova alla latitudine $\theta = 45^\circ$ nella sfera C. I valori si riferiscono alle variazioni su dodici ore.</i>	102
4.7	<i>Configurazione 7: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano, rispettivamente, sulla sfera C a $\theta = 60^\circ, \theta = 70^\circ, \theta = 75^\circ$. In dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da un solo LED, che si trova ad una latitudine $\theta = -90^\circ$ sulla sfera B.</i>	104
4.8	<i>Configurazione 8: andamenti temporali della variazione di trasparenza per unità di tempo nei fotodiodi che si trovano, rispettivamente, sulla sfera C a $\theta = 60^\circ, \theta = 70^\circ, \theta = 75^\circ$. In dati sono relativi al caso in cui i PIN vengono illuminati da una sorgente, composta da due LED, che si trova ad una latitudine $\theta = -90^\circ$ sulla sfera B.</i>	105
4.9	<i>Configurazione 5: andamento della variazione di trasparenza per unità di tempo rappresentata per i PIN che si trovano a $\theta = -30^\circ$, quando vengono illuminati dal LED posto sulla sfera B. A sinistra si ha l'andamento temporale su tutto il periodo di acquisizione (sull'asse orizzontale è rappresentato il numero di acquisizioni), a destra si ha la distribuzione dei valori della $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$.</i>	106
4.10	<i>Distribuzioni dei valori, riferiti all'intera presa dati, di $\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ per il PIN che si trova sulla sfera A a $\theta = -15^\circ$, illuminato con uno e due LED, posti (a $\theta = 45^\circ$) sulla sfera C (configurazioni 3 e 4). Si cerca di approssimare le distribuzioni sperimentali con una (figura a sinistra) o con due gaussiane (a destra).</i>	107
4.11	<i>$\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ in funzione dell'angolo θ, che individua la latitudine sul modulo ottico, calcolata considerando tutti i dati, senza distinguere in base alle correnti. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.</i>	111
4.12	<i>$\frac{\Delta T_{trasp}}{\Delta t}$ in funzione del tempo, per i PIN che si trovano nella zona dell'equatore del modulo ottico, riferita ai sette periodi in cui è stata suddivisa l'acquisizione e calcolata con la formula 4.22. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.</i>	113

4.13	$\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$ in funzione del tempo, per i PIN che si trovano ad una latitudine di 60°, 70°, 75° sul modulo ottico, riferita ai sette periodi in cui è stata suddivisa l'acquisizione e calcolata con la formula 4.22. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.	114
4.14	Andamento di $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$, calcolata con la formula 4.22, nei sette periodi in cui è stata suddivisa l'acquisizione, per $\theta = -15^\circ$: sull'andamento è stato fatto il fit con la funzione 4.25. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.	118
4.15	Andamento di $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$, calcolata con la formula 4.22, nei sette periodi in cui è stata suddivisa l'acquisizione, per $\theta = 0^\circ$: sull'andamento è stato fatto il fit con la funzione 4.25. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.	119
4.16	Andamento di $\frac{\Delta T_{r asp}}{\Delta t}$, calcolata con la formula 4.22, nei sette periodi in cui è stata suddivisa l'acquisizione, per $\theta = -30^\circ$: sull'andamento è stato fatto il fit con una retta. Gli errori sistematici non sono indicati, ma sono riportati nelle tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.	120
4.17	Aree, valori medi e larghezze delle gaussiane con le quali sono state calcolate le variazioni di trasparenza su tutto il periodo di acquisizione, per diversi angoli di zenith.	121
4.18	Andamento simulato della trasparenza, per varie latitudini sul modulo ottico.	122
5.1	Distribuzione del numero di muoni generati in funzione del logaritmo dell'energia dei muoni generati (in nero); dei muoni che hanno prodotto nel rivelatore almeno un "hit" (segnali in un PMT), in rosso; di quelli che hanno indotto nel rivelatore almeno cinque "hit" (in blu). Nella descrizione dell'apparato non è stata introdotta nessuna variazione di trasparenza dei moduli ottici, dovuta al biofouling.	125
5.2	Convenzione usata per gli angoli θ e ϕ , che individuano la posizione del muone all'interno del rivelatore.	126

5.3	<i>Rappresentazione di un evento all'interno dell'apparato NEMO generato dal programma OPNE-MO. La scatola esterna rappresenta l'apparato, con i PMT rappresentati in nero. In giallo sono rappresentati i PMT che hanno registrato l'evento e che sono stati usati per la ricostruzione della traccia; in rosso sono rappresentati invece i PMT che, pur avendo rivelato un segnale, non sono stati utilizzati per la ricostruzione. Le tracce generate e ricostruite sono invece rappresentate da due rette colorate.</i>	127
5.4	<i>Distribuzione dell'angolo θ formato tra la verticale e la direzione del muone incidente. In alto: distribuzione riferita ai muoni generati (in nero), distribuzione dell'angolo per i muoni che hanno generato nell'apparato almeno un "hit"; In basso: l'efficienza del trigger viene stimata con il rapporto tra le due distribuzioni sopra rappresentate.</i>	129
5.5	<i>Distribuzione dell'angolo ϕ che individua la posizione del muone sul piano orizzontale. In alto: distribuzione riferita ai muoni generati (in nero), distribuzione dell'angolo per i muoni che hanno generato nell'apparato almeno un "hit"; In basso: l'efficienza del trigger viene stimata con il rapporto tra le due distribuzioni sopra rappresentate.</i>	130
5.6	<i>Distribuzione della grandezza $\Delta\theta$, che rappresenta l'errore sulla ricostruzione della traccia del muone generato, ed è data dalla differenza tra la direzione del muone generato e quello ricostruito, espressa in gradi, per tutte le energie. La linea rossa rappresenta il valore della "mediana" della distribuzione di $\Delta\theta$.</i>	132
5.7	<i>Andamento della grandezza $\Delta\theta_{mediana}$ nello spazio, che rappresenta l'errore sulla ricostruzione della traccia del muone generato, in funzione del logaritmo dell'energia del muone.</i>	133
5.8	<i>Area efficace dell'apparato, calcolata con la formula 5.3, in funzione del logaritmo dell'energia del muone.</i>	134
5.9	<i>Efficienza del rivelatore, calcolata come il rapporto tra la distribuzione dell'angolo θ (tra la verticale e la direzione del muone incidente) per i muoni che hanno prodotto almeno 5 "hit" nell'apparato e la distribuzione dei muoni generati. La linea nera rappresenta l'efficienza al tempo iniziale e le linee colorate rappresentano l'efficienza per tempi successivi, avendo introdotto l'effetto di biofouling.</i>	139

5.10	<i>Distribuzione del numero di muoni generati in funzione del logaritmo dell'energia (in azzurro). In nero è rappresentata la distribuzione del numero di muoni ricostruiti in funzione del logaritmo dell'energia al tempo iniziale; le distribuzioni calcolate a tempi successivi sono rappresentate da punti colorati.</i>	140
5.11	<i>Riduzione dell'area efficace in funzione del logaritmo dell'energia del muone (espressa in TeV) dopo sei mesi, un anno, cinque anni e dieci anni.</i>	141
5.12	<i>Risoluzione angolare in funzione del logaritmo dell'energia del muone: la linea nera si riferisce al tempo iniziale, mentre le linee colorate rappresentano la risoluzione dopo 6 mesi, un anno, cinque anni e dieci anni di biofouling.</i>	142

Elenco delle tabelle

3.1	<i>Posizione dei fotodiodi e del LED sulla sfera A, l'angolo θ è definito come in figura 3.3, la posizione del LED sulla sfera indica il valore $\phi = 0^\circ$. L'angolo ϕ viene poi misurato in senso antiorario.</i>	67
3.2	<i>Posizione dei fotodiodi e dei LED sulle sfere C e B, l'angolo θ è definito come in figura 3.3, la posizione dei LED corrisponde al valore $\phi = 0^\circ$. L'angolo ϕ viene misurato in senso antiorario.</i>	68
3.3	<i>PIN considerati nell'analisi della variazione della trasparenza, su un totale di 28.</i>	81
4.1	<i>Valori della variazione della trasparenza in funzione dell'angolo di zenith sulla sfera, espressi in percentuale annua, ottenuti in condizioni di stabilità delle correnti.</i>	89
4.2	<i>Valori della variazione della trasparenza in funzione dell'angolo di zenith sulla sfera, espressi in percentuale annua, riferiti al primo periodo di instabilità delle correnti.</i>	90
4.3	<i>Valori della variazione della trasparenza in funzione dell'angolo di zenith sulla sfera, espressi in percentuale annua, ottenuti in condizioni di instabilità delle correnti.</i>	91
4.4	<i>Valori della variazione della trasparenza in funzione dell'angolo di zenith sulla sfera, espressi in percentuale annua, ottenuti in condizioni di stabilità delle correnti, con l'errore sistematico.</i>	93
4.5	<i>Valori della variazione della trasparenza per unità di tempo in funzione dell'angolo di zenith θ, espressi in percentuale annua, riferiti al primo periodo di acquisizione, in cui le correnti non sono stabili.</i>	94

4.6	Valori della variazione della trasparenza in funzione dell'angolo di zenith sulla sfera, espressi in percentuale annua, riferiti al secondo periodo in cui le correnti non sono stabili.	95
4.7	Valori della grandezza $\frac{\Delta T_{ra sp}}{\Delta t}$ calcolati su tutto il periodo di acquisizione.	112
4.8	Valori della grandezza $\frac{\Delta T_{ra sp}}{\Delta t}$ calcolati su tutti i periodi di acquisizione per $-30^\circ \leq \theta \leq 0^\circ$, espressi in percentuale annua.	115
4.9	Valori della grandezza $\frac{\Delta T_{ra sp}}{\Delta t}$ calcolati su tutti i periodi di acquisizione per $45^\circ \leq \theta \leq 75^\circ$, espressi in percentuale annua.	116
4.10	Valori della grandezza $\frac{\Delta T_{ra sp}}{\Delta t}$ calcolati su tutti i periodi di acquisizione per $\theta = -90^\circ$, espressi in percentuale annua.	117
5.1	Alcune caratteristiche dell'apparato NEMO, inserite all'interno del programma OPNEMO.	124
5.2	Trasparenza media dei PMT orizzontali e verticali dopo sei mesi, un anno, cinque anni e dieci anni di biofouling.	137
5.3	Valori medi (riferiti alle variazioni su 12 ore) delle distribuzioni della grandezza $\frac{\Delta T_{ra sp}}{\Delta t}$ riferiti ai soli PIN considerati nell'analisi e per diverse configurazioni di acquisizione, nel caso di correnti stabili (318 acquisizioni).	147
5.4	Valori medi (riferiti alle variazioni su 12 ore) delle distribuzioni della grandezza $\frac{\Delta T_{ra sp}}{\Delta t}$ riferiti ai soli PIN considerati nell'analisi e per diverse configurazioni di acquisizione, nel primo periodo di instabilità per le correnti (260 acquisizioni).	148
5.5	Valori medi (riferiti alle variazioni su 12 ore) delle distribuzioni della grandezza $\frac{\Delta T_{ra sp}}{\Delta t}$ riferiti ai soli PIN considerati nell'analisi e per diverse configurazioni di acquisizione. Questi valori sono in particolare riferiti al secondo di instabilità per le correnti, che corrisponde a 520 acquisizioni.	149
5.6	Valori misurati ogni 12 ore di $\frac{\Delta T_{ra sp}}{\Delta t}$ riferiti ai soli PIN considerati nella presente analisi. Questi valori sono in particolare riferiti al secondo di instabilità per le correnti, che corrisponde a 520 acquisizioni.	150

5.7 Valori della grandezza $\frac{\Delta T_{rasp}}{\Delta t}$ calcolata usando la formula 4.22, riferiti ai soli PIN considerati nella presente analisi e riferiti alle variazioni su 12 ore. Questi valori sono in particolare riferiti a tutto l'intervallo di misura, che va dall'aprile 2003 all'ottobre 2004. 151