

**Università degli Studi di Roma**

**“La Sapienza”**

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

*Tesi di Laurea in Fisica*

**Studio delle proprietà ottiche ed oceanografiche del sito  
abissale di ANTARES: un telescopio per neutrini astrofisici di  
0.1 Km<sup>2</sup>**

Relatore

*Prof. Antonio Capone*

Candidata

*Giulia Ubaldelli*

matricola: 11107467

Anno Accademico 2002-2003

# Tesine

*Sistemi neurofuzzy adattativi*

Prof. L. Zanello

*È possibile costruire memorie su scala atomica?*

Prof. M.G. Betti

*Here Comes the Sun*  
*Here Comes the Sun and I Say*  
*It's Alright...*

G. Harrison 1969

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Neutrini Astrofisici</b>	<b>3</b>
1.1 Motivazioni . . . . .	4
1.2 Astronomia con neutrini . . . . .	10
1.2.1 Flussi diffusi . . . . .	13
1.2.2 Sorgenti Astrofisiche . . . . .	13
1.3 Rivelazione indiretta di materia oscura . . . . .	22
1.4 Oscillazioni di neutrino . . . . .	23
<b>2 Telescopi per neutrini</b>	<b>27</b>
2.1 Telescopi Cherenkov sottomarini . . . . .	27
2.2 Interazione $\nu$ -materia . . . . .	30
2.3 Verso il $km^3$ . . . . .	34
2.4 ANTARES: un telescopio per neutrini nel Mediterraneo . . . . .	36
2.5 Il Sito . . . . .	44
<b>3 Proprietà ottiche dei siti abissali</b>	<b>47</b>
3.1 Proprietà fisiche dell'acqua . . . . .	48
3.2 Proprietà elettromagnetiche dell'acqua . . . . .	52
3.3 Fenomeni di assorbimento e diffusione . . . . .	53

3.4	Effetto Cherenkov . . . . .	57
3.5	La velocità di propagazione dei fotoni in acqua . . . . .	60
3.6	L'indice di rifrazione $n_\phi$ in un sito abissale . . . . .	62
<b>4</b>	<b>La propagazione dei fotoni in acqua</b>	<b>67</b>
4.1	Simulazione . . . . .	68
4.1.1	Una verifica per $v_{gr}$ : confronto con dati sperimentali . . . . .	70
4.2	Processi d'interazione dei fotoni ottici in acqua marina . . . . .	79
4.2.1	Misure di $a(\lambda)$ e $c(\lambda)$ . . . . .	83
4.3	Tempi di propagazione . . . . .	90
<b>5</b>	<b>Il rumore ottico</b>	<b>96</b>
5.1	L'apparato sperimentale . . . . .	100
5.2	Rumore ottico nel sito di ANTARES . . . . .	103
	<b>Conclusioni</b>	<b>115</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>120</b>

# Introduzione

L'astronomia delle alte energie costituisce oggi una delle frontiere più promettenti della ricerca astrofisica. Le osservazioni sempre più precise dello spettro e della composizione dei raggi cosmici hanno fornito indicazioni sull'esistenza di *sorgenti* astrofisiche e ne hanno delineato i possibili meccanismi di accelerazione. I neutrini, particelle elementari prive di carica e con massa trascurabile, non interagiscono con la radiazione di fondo ed hanno, con la materia interstellare, solo interazioni deboli. I neutrini non sono deflessi dai campi magnetici galattici ed intergalattici ed hanno pertanto la potenzialità di trasportare informazioni *dirette* dall'Universo più lontano e dall'interno dei fenomeni astrofisici più energetici, come ad esempio dalle regioni prossime ai buchi neri dove la densità di radiazione e materia non permette ai fotoni di sfuggire.

La proposta di osservare il flusso di neutrini cosmici di energia superiore a centinaia di GeV ha dato origine a quella astrofisica delle particelle che viene chiamata  $\nu$  - *astronomy*.

L'osservazione dei  $\nu$  astrofisici è possibile attraverso l'identificazione dei leptoni carichi originati nelle interazioni  $\nu$ -materia. Le proprietà che rendono i  $\nu$  un potente strumento astronomico (la piccolissima probabilità di interazione), sono però le stesse che ne rendono molto difficile la rivelazione.

Lo scarso flusso atteso di neutrini di alta energia provenienti da *sorgenti* cosmiche implica quindi la necessità di rivelatori con un enorme volume sensibile.

L'identificazione delle interazioni di neutrini è basata sulla rivelazione della radiazione Cherenkov indotta in acqua dalle particelle cariche relativistiche prodotte nelle interazioni stesse. In

particolare in un telescopio per neutrini di alta energia lo studio della direzione di provenienza dei  $\nu$  è possibile tramite la ricostruzione dei muoni prodotti nelle interazioni  $\nu_{\mu}$ -nucleone.

L'acqua degli oceani ed il ghiaccio antartico, forniscono un ottimo ed economico *radiatore naturale* per la rivelazione dei fotoni Cherenkov: instrumentando con sensori ottici le profondità abissali si può realizzare un *telescopio per neutini*.

Il lavoro svolto in questa tesi, nell'ambito delle attività per la realizzazione del telescopio per neutrini ANTARES, situato nel mar Mediterraneo (40 km a sud di Tolone), è principalmente rivolto allo studio della propagazione della radiazione Cherenkov nei siti abissali.

Nei telescopi per  $\nu$  l'acqua è un elemento fondamentale del detector: costituisce il mezzo in cui si generano e propagano i fotoni Cherenkov.

La scelta del *sito ideale* per la realizzazione del telescopio per neutrini deve essere fatta sulla base di uno studio accurato delle proprietà di trasmissione della luce nel sito; una particolare attenzione deve essere rivolta all'analisi di quei fenomeni che modificano la propagazione della luce, come i fenomeni di assorbimento e diffusione. Mentre l'assorbimento determina la quantità dei sensori ottici necessari alla misura definendo quale sia la massima distanza alla quale un fotone può essere rivelato, le proprietà di diffusione influiscono sulla capacità di ricostruzione della traccia del  $\mu$ .

Abbiamo quindi studiato la propagazione della luce Cherenkov in un sito abissale sottolineando la sua dipendenza dai parametri ambientali, e tutti quei fenomeni che possono limitare la rivelazione dei segnali luminosi correlati alla interazioni di neutrini.

Un fenomeno che può ostacolare la rivelazione dei segnali, è la presenza nell'ambiente marino di cause naturali che generano impulsi luminosi con lunghezze d'onda compatibili con quelle rivelabili dal telescopio: costituendo in questo modo il *rumore* della misura. A tal riguardo una particolare attenzione è stata rivolta allo studio del rumore ottico alla sua caratterizzazione e all'individuazione delle sue sorgenti.

# Capitolo 1

## Neutrini Astrofisici

Lo sviluppo dell'astronomia con neutrini cosmici di energie molto elevate ( $E_\nu > 10^{12}$  eV), costituisce oggi una delle più promettenti ricerche scientifiche coprendo aspetti sia di interesse astrofisico che della fisica delle particelle elementari. Tra le molte questioni a cui un telescopio per neutrini può contribuire a dare una risposta ci sono, oltre alla rivelazione dei neutrini, l'origine dei raggi cosmici, la natura dei Gamma Ray Bursts (GRB), lo studio dei motori che alimentano le galassie attive, la ricerca dei prodotti di annichilazione di materia oscura (WIMPS, particelle supersimmetriche), la rivelazione di supernovae galattiche e perfino la conoscenza della struttura interna della terra. Gli esperimenti capaci di rivelare neutrini astrofisici si affiancheranno così ai tradizionali strumenti ottici, agli apparati per l'osservazioni di raggi gamma realizzati sulla Terra (ground-based) e nello spazio (space-based), ai rivelatori di raggi cosmici e ai detector per onde gravitazionali, dando origine alla tecnica di osservazione con *più messaggeri* (multi messengers): una nuova astronomia in grado non solo di individuare i vari corpi celesti, ma anche di studiarne la dinamica interna.

## 1.1 Motivazioni

L'attuale conoscenza dell'Universo è essenzialmente fondata sulle osservazioni delle radiazioni elettromagnetiche attraverso la rivelazione di segnali caratterizzati da lunghezze d'onda che si estendono dalle onde radio ( $10^{-10} < E_\gamma < 10^{-6} eV$ ) a raggi gamma molto energetici ( $E_\gamma \sim GeV$ ). Stabili, elettricamente neutri e quindi non deviati dai campi magnetici galattici, i fotoni hanno consentito l'individuazione delle regioni in cui sono stati generati e ci hanno consentito di studiarne le proprietà chimico-fisiche. Le zone più dense e calde che costituiscono il centro dei motori astrofisici, sono però opache alla radiazione elettromagnetica e non possono essere studiate con questo strumento, ad esempio sappiamo che i  $\gamma$  osservati dal Sole provengono dalla sua fotosfera e non dal core interno.

L'astronomia  $\gamma$  ha ottenuto molti successi sia con apparati su satellite (Compton Gamma-Ray Observatory, CGRO [1]) che con rivelatori terrestri (HEGRA, WHIPPLE). L'osservatorio orbitante per la rivelazione dei raggi gamma CGRO con a bordo l'esperimento EGRET<sup>1</sup>, ha rivelato più di 40 sorgenti che emettono fotoni gamma nell'intervallo di energia compreso tra  $30 MeV \div 30 GeV$  [2] ed ha contribuito a migliorare la conoscenza della componente diffusa. Di queste sorgenti, alcune sono state identificate, con un alto grado di certezza, come Nuclei Galattici Attivi (AGN); per altre, invece, tale identificazione è meno facile. Una di queste sorgenti, Markarian 421, è stata anche rivelata dal rivelatore Cherenkov atmosferico WHIPPLE come sorgente di gamma con energie superiori al TeV [3]; estendere le osservazioni delle sorgenti cosmiche su intervalli di energia che possono richiedere anche più di un rivelatore può fornire informazioni sui diversi processi di accelerazione possibili nei corpi celesti in esame.

Le osservazioni di EGRET hanno contribuito alla misura del redshift<sup>2</sup> ( $z$ ) delle sorgenti ( $0.03 < z < 2.28$ ) e alla determinazione dell'indice spettrale  $\Gamma$  ( $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ ).

Come abbiamo già detto, una delle sorgenti extragalattiche rivelate da WHIPPLE ad energie

---

<sup>1</sup>Energetic Gamma Ray Telescope Experiment

<sup>2</sup>Il redshift indica lo spostamento apparente delle righe di emissione dei corpi celesti verso frequenze più basse, ed è dovuto alla velocità di allontanamento della sorgente in moto a causa dell'espansione dell'Universo.

superiori al TeV, è il nucleo galattico attivo Markarian 421; questo, fra gli oggetti osservati da EGRET, è il più vicino alla Terra, con un valore di redshift pari a 0.031. L'assorbimento dei fotoni gamma di altissima energia, dovuto alla loro interazione con il campo di radiazione infrarosso intergalattico [4], potrebbe essere la ragione per cui le altre sorgenti rivelate da EGRET non sono state rivelate da WHIPPLE. I fotoni, interagendo con la radiazione elettromagnetica del mezzo intergalattico, danno luogo a produzione di coppie  $e^+e^-$  riducendo il libero cammino medio [4]

Attualmente sia EGRET che WHIPPLE non sono più attivi e si stanno realizzando nuovi apparati per l'osservazione dei raggi gamma. In particolare i rivelatori da satellite estenderanno l'intervallo energetico osservabile fino al TeV con esperimenti come AGILE e GLAST<sup>3</sup>, mentre per gli apparati Cherenkov atmosferici si cercherà di migliorare la risoluzione in energia ed angolare.

Per identificare le sorgenti ed esplorare l'Universo, si può anche utilizzare la componente adronica dei raggi cosmici.

Nella regione energetica compresa tra  $10^9$  e  $10^{13}$  eV lo spettro dei raggi cosmici, come mostrato in Figura 1.1, diminuisce con l'energia secondo una legge di potenza  $E^{-2.7}$ . In questo intervallo energetico il flusso è abbondante (superiore a  $10^6$  eventi per anno per  $km^2$ ) e ben misurato sia con esperimenti su palloni aerostatici che con apparati di rivelazione ground-based. La maggior parte di questa radiazione è essenzialmente costituita da protoni.

I protoni di bassa energia non possono essere utilizzati per una osservazione diretta delle sorgenti perchè la loro direzione è deviata dal campo magnetico galattico ( $\sim \mu\text{G}$ ) rendendo isotropo il flusso di quei protoni che raggiungono la Terra.

Ad energie superiori a  $10^{15.5}$  eV, regione dello spettro denominata *ginocchio*, il flusso dei raggi cosmici segue un andamento proporzionale ad  $E^{-3}$ . La presenza del ginocchio è dovuta alla fuga di particelle dalla nostra Galassia. In particolare in corrispondenza del *ginocchio* si osserva una variazione della composizione dei raggi cosmici, diminuisce la frazione di protoni e diventa

---

<sup>3</sup>Gamma Ray Large Area Space Telescope

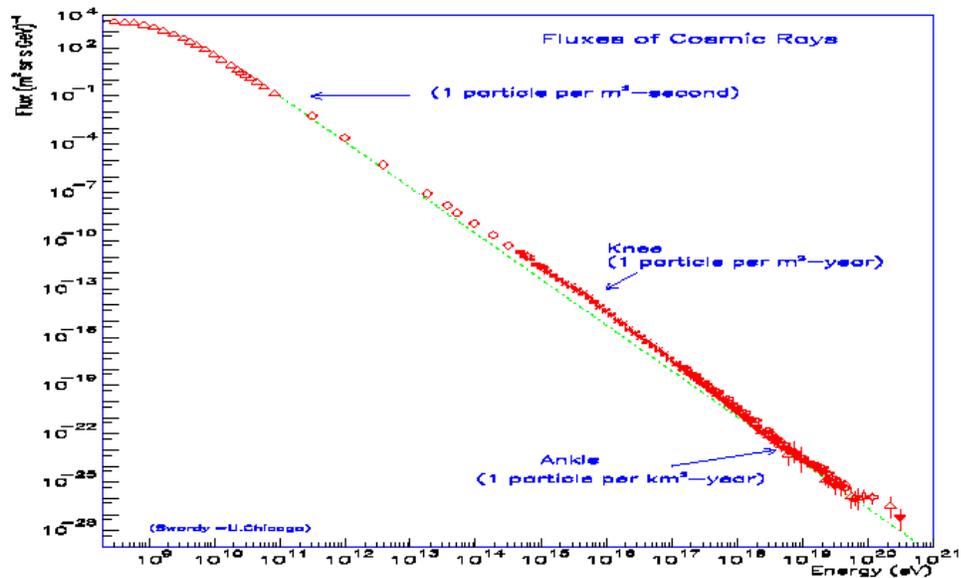


Figura 1.1: Spettro misurato dei raggi cosmici con i dati di LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly's Eye, Haverah Park e Yakutsk [5]

predominante la componente di nuclei pesanti.

Una seconda particolare struttura dello spettro si osserva in corrispondenza di energie superiori a  $10^{18.5}$  eV ( $10^{18}$  eV = 1 EeV), dove le misure indicano una nuova variazione dell'indice spettrale  $\gamma$  ( $dN/dE \propto E^{-\gamma}$ ;  $\gamma = 2.7$ ) lo spettro si appiattisce formando quella che viene chiamata la *caviglia*.

Nell'intervallo di energie tra  $10^{18}$  eV e  $10^{20}$  eV il numero di eventi registrati, da parte dei due esperimenti attualmente in opera (AGASA, HiRes), è dell'ordine di qualche unità per anno e la misura del flusso richiede apparati ground-based con aree di rivelazione pari a centinaia di  $km^2$ . L'atmosfera terrestre è utilizzata come mezzo in cui il raggio cosmico primario interagisce e sviluppa uno sciame in seguito rivelabile o mediante la fluorescenza<sup>4</sup> indotta nell'atmosfera (HiRes [6]) o con il campionamento a terra del fronte dello sciame stesso (AGASA [7]).

Tali eventi di energia estrema sembrano essere dovuti a protoni di origine astrofisica. Per  $E > 10^{18}$

<sup>4</sup>Fenomeno che si verifica a causa dell'azoto eccitato dalle interazione delle particelle primarie con l'atmosfera.

eV i protoni sono sonde ottimali poichè la loro direzione di volo è scarsamente modificata dall'interazione con i campi magnetici galattici e intergalattici: la direzione di arrivo punta direttamente alla sorgente con una accuratezza determinata dal giroradio nel campo magnetico intergalattico (B),

$$\theta \cong \frac{d}{R_{gyro}} = \frac{dB}{E}$$

dove  $d$  indica la distanza della sorgente. Nelle unità rilevanti alla nostra trattazione:

$$\theta \cong 0.1^\circ \cdot \frac{\left(\frac{d}{1 \text{ Mpc}}\right)\left(\frac{B}{10^{-9} \text{ G}}\right)}{\left(\frac{E}{3 \cdot 10^{20} \text{ eV}}\right)}$$

Con un campo magnetico pari a  $10^{-10}$  Gauss e con una distanza di circa 100 Mpc, la deflessione per  $E_p \sim 3 \cdot 10^{20}$  eV è di circa  $1^\circ$ , tale quindi da permettere di individuare la sorgente ricostruendo la direzione di volo dei protoni.

Si può notare, da una semplice analisi dimensionale, che per accelerare un protone ad una energia  $E$  in un campo magnetico  $B$ , la dimensione dell'acceleratore deve essere più grande del giroradio della particella:

$$R > R_{gyro} = \frac{E}{B}$$

ottenendo una energia massima  $E < BR$ .

Il campo magnetico galattico non è sufficientemente forte e non si conoscono sorgenti galattiche sufficientemente estese per poter raggiungere le energie dei raggi cosmici più energetici. Questo ci indica che la provenienza dei raggi cosmici con  $E > 10^{18}$  eV, è probabilmente extragalattica. Ricostruire la direzione di questi protoni permetterebbe, quindi, di puntare direttamente alle sorgenti. Ad oggi, dagli eventi osservati con  $E > 10^{19}$  eV non è stata identificata una plausibile sorgente, altrimenti nota, coincidente con la direzione di provenienza misurata. Gli eventi registrati sono oggetto di una accesa discussione scientifica: anche per i protoni di energia estrema, a causa delle interazioni con il fondo diffuso di microonde l'orizzonte dovrebbe essere limitato.

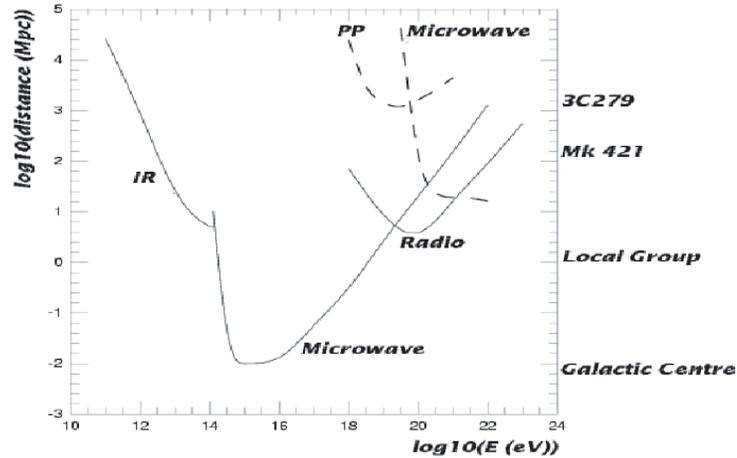


Figura 1.2: Lunghezza di assorbimento dei fotoni (linea continua) e dei protoni (linea tratteggiata) nell'Universo in funzione dell'energia. Per confronto riportiamo le distanze con il gruppo locale e i più vicini AGN.

## Interazioni di $\gamma$ e $p$ con la radiazione cosmica di fondo: effetto GZK

La propagazione di  $\gamma$  di alta energia è limitata dalla probabilità di interazione con la radiazione di fondo cosmico (CMBR) e infrarossa (IR). Se l'energia nel centro di massa dell'interazione è sufficiente alla creazione di coppie elettrone positrone;

$$\gamma + \gamma_{IR,CMBR,radio} \rightarrow e^+ + e^-$$

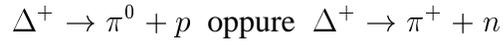
il fotone di alta energia viene perso; i leptoni nello stato finale a loro volta, irraggeranno fotoni di più bassa energia con un angolo, ovviamente, non coincidente con i fotoni primari. L'effetto finale di tale processo non è quindi la riduzione dell'intensità della radiazione elettromagnetica complessiva, ma una modifica del suo indice spettrale e della direzione dei fotoni che si possono rivelare. Il libero cammino medio dei fotoni utilizzabili per una astronomia (per  $E_\gamma \simeq 10$  TeV) è così ridotto a non più di 10 Mpc: l'Universo non è completamente trasparente ai fotoni [Figura 1.2].

I protoni di alta energia interagendo con il fondo diffuso di microonde possono dar luogo alla fotoproduzione di  $\pi$  (carichi o neutri) mediante la produzione e successivo decadimento della

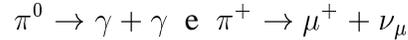
risonanza barionica  $\Delta^+$  (1232 MeV):



che decade successivamente in:



con:



Questo processo *a soglia* avviene quando l'energia dei protoni è pari a circa 50 EeV:

$$2E_p \varepsilon > (m_\Delta^2 - m_p^2)$$

assumendo come energia dei fotoni del fondo diffuso ( $\varepsilon$ ) la radiazione a 2.7 Kelvin ( $2.7 \text{ Kelvin} \simeq 23.3 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$ ).

In questo modo è ridotto anche il libero cammino medio dei protoni più energetici.

In Figura 1.2 è mostrata, in funzione dell'energia, la lunghezza di assorbimento per fotoni e protoni a causa della loro interazione con il fondo di radiazione infrarossa, di microonde e radio.

L'Universo appare così opaco anche ai raggi cosmici più energetici, con una lunghezza di assorbimento di

$$\lambda_{p\gamma} = (n_{CMBR} \sigma_{p+\gamma_{CMBR}})^{-1} \simeq 10 \text{ Mpc}$$

Questo effetto, noto come GKZ cut-off [8, 9], stabilisce un limite superiore all'energia dei raggi cosmici osservabili sulla Terra e di provenienza extragalattica. Il cut-off dipende solo da due valori ben conosciuti:  $\sigma_{p+\gamma_{CMBR}} = 10^{28} \text{ cm}^2$  (sezione d'urto dell'interazione p- $\gamma$ ) e da  $n_{CMBR} = 400 \text{ cm}^{-3}$  (densità numerica dei fotoni CMBR al picco dello spettro). In questo modo si esclude la possibilità di identificare sorgenti extragalattiche tramite la rivelazione di protoni di energia superiore a  $10^{18} \text{ eV}$  e si lascia aperto il problema dell'origine dei raggi cosmici più energetici.

Raggi cosmici con energie superiori a 100 EeV sono comunque stati rivelati.

Nell'Ottobre del 1991 Fly's Eye rivelò un evento di  $3 \cdot 10^{20}$  eV. Questo evento, insieme ad un evento rivelato da Yakutsk nel Maggio del 1989 con una energia stimata di  $2 \cdot 10^{20}$  eV, costituiscono ad oggi i raggi cosmici più energetici mai osservati [10]. La loro energia corrisponde ad una energia nel centro di massa dell'ordine di 700 TeV (o meglio 50 Joules).

Aspettando così osservazioni sperimentali che possano chiarire sia i meccanismi di accelerazione sia la provenienza dei raggi cosmici più energetici, la comunità scientifica discute sulla possibile soluzione del "*Cosmic Ray Puzzle*".

Esistono alcuni modelli (top-down) che ipotizzano che raggi cosmici così energetici non provengano da acceleratori cosmici, ma siano i prodotti del decadimento di strutture topologiche create nel primo Universo con una energia tipica di  $10^{24}$  eV [11]. Un difetto topologico, formatosi nelle transizioni di fase, decade in particelle X e Y della teoria di grande unificazione (GUT: Grand Unified Theory) che successivamente decadono in bosoni deboli, leptoni, quark o getti di gluoni. In questo modello i raggi cosmici di energia estrema, sono spiegati come lo stadio finale di questa catena di decadimento.

Esistono inoltre delle teorie che ipotizzano che i raggi cosmici più energetici possano non essere protoni ma nuclei di ferro con un cut-off GZK ritardato [12].

Per studiare l'Universo più lontano e i motori astrofisici più energetici, è quindi necessario poter avere informazioni *dirette*; si è così proposto di osservare il flusso di neutrini di origine cosmica con una energia superiore a qualche centinaio di GeV. Questa idea ha dato origine a quella astrofisica delle particelle che viene chiamata  $\nu$ -astronomy

## 1.2 Astronomia con neutrini

Tra tutte le particelle, solo i neutrini possono *direttamente* trasportare informazioni dalle zone più remote dell'Universo e dall'interno degli oggetti astrofisici più energetici. I neutrini, leptoni neutri di massa trascurabile (esattamente nulla nel Modello Standard), interagisco-

no solo debolmente con la materia circostante (la sezione d'urto d'interazione debole è circa  $10^{-35} \text{cm}^{-2}$  per  $E_\nu \sim 1 \text{TeV}$ ) e non interagiscono con la radiazione diffusa. Secondo gli attuali modelli astrofisici dai corpi celesti capaci di dar origine ai raggi cosmici più energetici, dovremmo osservare flussi di fotoni e neutrini secondari.

In Figura 1.3a è schematicamente illustrato il meccanismo di accelerazione delle particelle nelle sorgenti e la produzione di  $\gamma$  e  $\nu$  di alta energia.

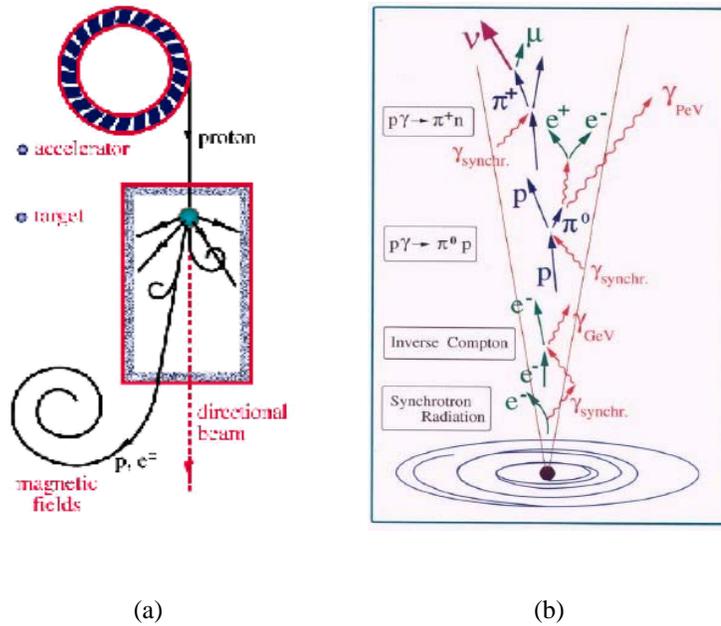


Figura 1.3: (a): Il processo di accelerazione dei raggi cosmici [13] (b): Reazioni 'in sorgente' per la produzione di neutrini e fotoni con i processi di Astrophysical Beam Dumps

La sorgente, ad esempio un Nucleo Galattico Attivo, può essere schematizzata come un buco nero circondato da un disco di materia. La caduta di parte di questa materia nel buco nero centrale porta alla generazione di onde d'urto che si propagano a velocità relativistiche. Queste onde d'urto sono sedi di campi magnetici molto intensi e rapidamente variabili. Una particella carica, ad esempio un protone, raggiunta dall'onda d'urto viene accelerata e acquista una energia  $E$ . L'interazione con i campi magnetici presenti nella regione dell'onda d'urto porta il protone a riattraversarla più volte, ogni volta acquistando una energia  $E$ . In tal modo con  $n$  urti

il protone acquista l'energia  $E^n$ . Il processo di accelerazione termina quando il protone non può più essere confinato dal campo magnetico nella zona dell'onda d'urto.

Si ha così la formazione di un *fascio di protoni* il cui spettro di energia è caratterizzato dalla legge di potenza  $dN/dE \propto E^{-2}$ . I protoni si allontanano così dal centro della *sorgente* entrando negli intensi campi di radiazione (dovuti alle emissioni di bremsstrahlung e di sincrotrone) e nelle dense nuvole di gas che la circondano. Dalle interazioni che ne seguono vengono generati pioni secondari neutri e carichi attraverso la produzione, e successivo decadimento, della risonanza  $\Delta^+$  (Astrophysical Beam Dumps) [Figura 1.3b].

Pioni carichi e neutrini decadono quindi in fotoni e neutrini che accompagnano il fascio primario di raggi cosmici.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

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

Poichè i pioni acquistano circa il 20% dell'energia del protone primario ed i neutrini circa il 25% dell'energia del pione, i neutrini avranno mediamente una energia pari a 5% di  $E_p$ ; l'energia media dei gamma sarà invece pari al 10% di  $E_p$ . Il debole flusso di fotoni osservati con  $E_\gamma \simeq 10 \text{ TeV}$  può essere spiegato attraverso il meccanismo di beam dump avvalorando l'ipotesi di produzione di neutrini astrofisici. Tuttavia non si può escludere l'ipotesi che tali  $\gamma$  vengano da sorgenti caratterizzate da processi elettromagnetici: accelerazione di elettroni, processi Compton inverso etc. Solo l'osservazione dei neutrini fornirebbe una chiara evidenza della natura adronica del meccanismo di accelerazione nelle sorgenti astrofisiche.

La rivelazione di flussi di neutrini provenienti da sorgenti galattiche ed extragalattiche assume quindi grande importanza anche per chiarire i meccanismi di produzione e per discriminare i modelli per i raggi cosmici di alte energie:

- bottom-up; ovvero meccanismi che prevedono l'accelerazione di protoni e nuclei in sorgenti astrofisiche e la conseguente produzione di neutrini
- top-down; già accennato, che prevedono l'emissione di neutrini e fotoni nel decadimento

o annichilazione di particelle massive (candidati di materia oscura, difetti topologici..) con una energia confrontabile con la massa della particella primaria.

La rivelazione di flussi di neutrini di alta energia ( $> \text{TeV}$ ) attesi da sorgenti, quali Nuclei Galattici Attivi e GRB, permetterebbe di identificare i processi fisici che hanno luogo all'interno di questi corpi celesti e svelare le proprietà della materia in prossimità delle regioni più dense.

### 1.2.1 Flussi diffusi

Il meccanismo di fotoproduzione pionica, coinvolge i protoni accelerati nelle sorgenti astrofisiche in due casi: in processi di *astrophysical beam dump*, attraverso l'interazione con la radiazione  $\gamma$  presente nei siti di accelerazione ( $p + \gamma \rightarrow N + \pi + X$ ), e in processi di interazione con la radiazione cosmica di fondo (CMBR).

Nel primo caso l'interazione avviene alla sorgente e pertanto un neutrino ivi prodotto trasporta l'informazione del sito in cui il protone è stato accelerato, nel secondo caso il protone interagisce lontano dalla sorgente, in generale dopo essere stato deviato dai campi magnetici intergalattici. La direzione dei neutrini originati in tali ultime interazioni, neutrini definiti *diffusi*, non identifica quindi la posizione di sorgenti di alta energia.

Come è illustrato in Figura 1.4 è possibile rivelare flussi di neutrini diffusi solo per  $E_\nu \simeq 10 \text{ TeV}$ : ad energie inferiori è infatti predominante la componente dovuta ai neutrini atmosferici.

### 1.2.2 Sorgenti Astrofisiche

Lo spettro dei neutrini prodotti nelle sorgenti astrofisiche dovrebbe avere lo stesso indice spettrale che caratterizza lo spettro dei protoni ( $dN/dE \propto E^{-2}$ ). Possiamo quindi aspettarci un flusso di neutrini che si estende fino ad energie estreme. Il valore del flusso di neutrini e l'intervallo di energie in cui lo spettro osservabile risulta popolato, dipendono fortemente dal tipo di sorgente e dai processi di accelerazione che la caratterizzano.

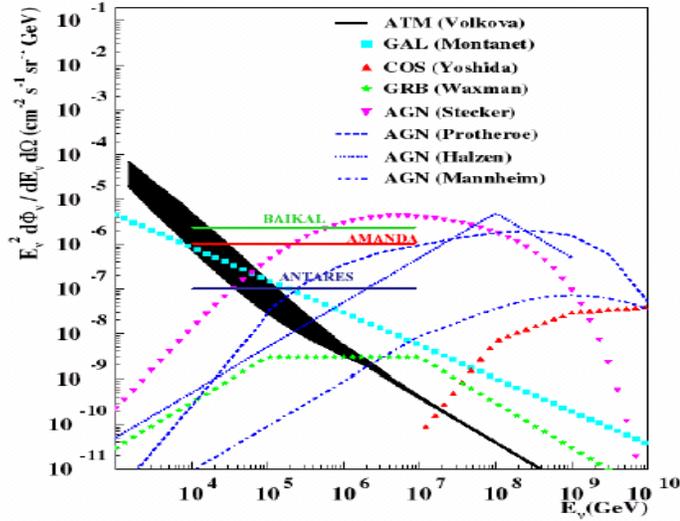


Figura 1.4: Flussi aspettati di  $\nu$  atmosferici (Volkova) e di  $\nu$  diffusi, così come previsti dai diversi autori, originati in diverse sorgenti (AGN, GRB) e/o interazioni ( $COS=p + \gamma_{CMBR}$ ). In figura sono riportati i limiti sperimentali già ottenuti da BAIKAL ed AMANDA ed il limite raggiungibile da ANTARES.

Vedremo nei prossimi paragrafi le caratteristiche di alcuni tipi di sorgenti. Vogliamo ora sottolineare che qualsiasi rivelatore sulla Terra è anche attraversato da neutrini originati negli sciami atmosferici e che il flusso di tali neutrini è estremamente intenso se confrontato con il flusso di  $\nu$  atteso da qualsiasi sorgente astrofisica. L'indice spettrale dei  $\nu$  atmosferici ( $dN/dE \propto E^{-3}$ ) è maggiore di quello che caratterizza i  $\nu$  astrofisici e, come illustrato in Figura 1.4, per energie sufficientemente elevate ( $1 \div 10 \text{ TeV}$ ) ci si aspetta che i  $\nu$  astrofisici diventino predominanti. La componente dei  $\nu$  atmosferici è quindi un limite all'identificazione di  $\nu$  diffusi fino ad  $E_\nu \simeq 10 \text{ TeV}$  ma non impedirebbe l'osservazione di eventuali sorgenti astrofisiche che diano origine a  $\nu$  con energie inferiori.

Ricostruendo infatti per i neutrini osservati la direzione di provenienza e quindi il punto di origine in coordinate galattiche, un eccesso, statisticamente significativo di eventi originati da uno stesso punto, potrebbe indicarci, per quelle coordinate, l'esistenza di una sorgente (ad esempio un AGN, una sorgente di Gamma Ray Bursts. ..)

Più facile potrebbe essere identificare neutrini da GRB cercando segnali da neutrini provenienti

dalla sorgente in coincidenza temporale con osservazioni ottiche ed in  $\gamma$  della stessa.

Come è evidente la ricerca di  $\nu$  astrofisici può quindi richiedere la misura dell'energia ( $\nu$  diffusi), della direzione ( $\nu$  da sorgenti) e del tempo di arrivo ( $\nu$  da GRB).

## Neutrini da GRB

Le emissioni di GRB sono associate ai fenomeni più violenti e spettacolari conosciuti fino ad oggi<sup>5</sup>. Per questo motivo le sorgenti di GRB, sono considerate le più probabili sorgenti di raggi cosmici di energia estrema. Lo studio delle emissioni di bassa energia (*afterglow*) ha permesso di determinare la distanza tramite la misura del *redshift* ( $z$ ) e di stabilire che la distanza tipica alla quale avvengono i fenomeni osservati è cosmologica con  $0.8 < z < 3.4$ .

L'origine dei GRB è ancora misteriosa, attualmente è comunemente accettato il modello a *fireball-plus-blustwave* [15]. Tale modello ipotizza che la sorgente sia l'ultimo stadio della coalescenza di un sistema binario di due buchi neri compatti (con un raggio di circa 100 km) o di un buco nero compatto ed una stella di neutroni, con la conseguente formazione di un oggetto di grandissima massa e caldo (fireball). Assumendo che l'energia in gioco nella sorgente di GRB sia dovuta alla *caduta* di materia nel buco nero centrale, le luminosità osservate sono confrontabili con la scomparsa di una quantità di materia pari a circa una massa solare al secondo. L'evoluzione del sistema è ben compresa e confermata dalle osservazioni [16, 17]. Nei primissimi istanti la fireball è otticamente opaca e non si osservano emissioni di fotoni. L'energia cinetica delle particelle accelerate, protoni ed elettroni, è così dissipata termicamente negli urti con la radiazione circostante. Poichè l'espansione procede con un fattore di Lorentz pari a circa 300, la sorgente diviene improvvisamente trasparente ai gamma rilasciando, in tempi variabili tra il millisecondo e il secondo, un enorme flusso di radiazione il cui spettro è piccato all'energia di 1 Mev. Durante la fase di espansione della fireball, protoni di altissima energia possono essere accelerati con un meccanismo di Fermi del primo tipo, nelle collisioni tra i fronti del-

---

<sup>5</sup>Possiamo ricordare che il GRB 970228 ha emesso nella banda dall'ottico al TeV, circa  $10^{46}$  J in un'intervallo di pochi secondi [14]

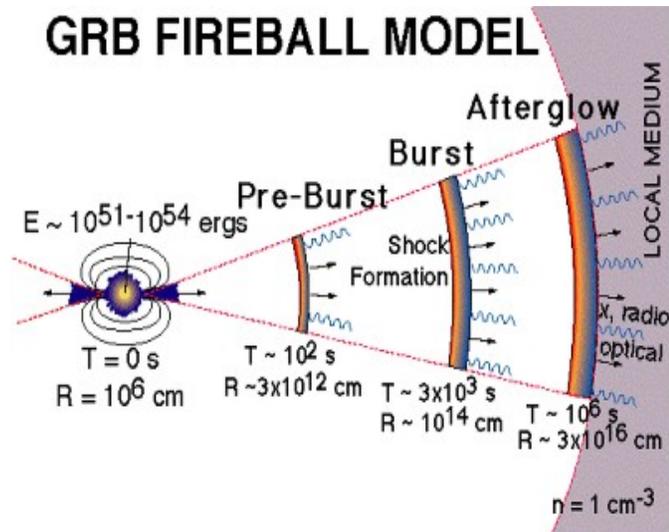


Figura 1.5: Sequenza temporale per un Gamma Ray Burst nel modello a fireball

l'onda d'urto che si muovono con diversi fattori di Lorentz (internal shocks).

Nella fase successiva il gas si propaga fino a distanze dell'ordine di  $10^{11}$  km nel mezzo interstellare e, raffreddandosi, produce fotoni di più bassa energia (fase di *afterglow*) con una energia piccata intorno al keV.

In questa fase il riscaldamento improvviso del mezzo interstellare genera onde di shock termico (external shocks) che si propagano sia verso l'esterno (forward shock) che in direzione della regione centrale del GRB (reverse shock). Questo modello di evoluzione temporale composto da tre distinte regioni [Figura 1.5], ha avuto una importante conferma dall'analisi della curva di luce del GRB990123 [18]. Il modello a fireball prevede che GRB sufficientemente vicini ( $z \sim 1$ ) possano produrre raggi cosmici di energie superiori a  $10^{18}$  eV. Possiamo quindi considerare i GRB come delle interessantissime sorgenti di neutrini di alta energia. I neutrini ( $E_\nu \sim 10^{14}$  eV) possono essere prodotti nelle interazioni p- $\gamma$  (ed in quantità inferiore in interazioni p-p) che avvengono durante le collisioni tra i fronti d'onda che si espandono con velocità differenti, nella fase di shock interni. Neutrini con energia superiore ( $E_\nu \sim 10^{18}$  eV) sono invece prodotti durante gli shock esterni attraverso le interazioni tra i protoni di altissima energia ed i fotoni

di afterglow. Secondo il modello a fireball, il flusso di neutrini atteso dai GRB è dell'ordine di  $10^{-11}$  erg  $cm^{-2}$  per anno. Inoltre il flusso di neutrini di energia estrema, prodotti nella fase di afterglow, dipende dalla densità del mezzo interstellare in prossimità del GRB ma non è comunque superiore a quello emesso dalla fireball.

La rivelazione di neutrini da GRB è interessante anche perchè prevede la possibilità di effettuare misure in coincidenza (entro una finestra temporale di pochi secondi) dei flussi di neutrini e fotoni (misurati da apparati dedicati con  $E_\gamma$  MeV-GeV) emessi durante il burst. Ciò renderebbe più semplice il riconoscimento dei neutrini da GRB aiutando la distinzione del segnale dal rumore.

Per completezza dobbiamo ricordare che il modello a *cannonball* [19], che prevede l'esplosione di supernovae, la *caduta* di parte della stella primaria verso il buco nero centrale, la conseguente produzione di un disco di accrescimento e l'emissione di *cannonball* relativistiche che successivamente interagiscono con le onde esterne prodotte dalla esplosione. Tale modello prevede l'accelerazione di adroni e la conseguente emissione di neutrini di alta energia.

## Neutrini da AGN

Altre possibili sorgenti di neutrini di energia elevata ( $E_\nu > 100$  TeV) sono i nuclei galattici attivi. Gli AGN osservati hanno una luminosità media dell'ordine di  $10^{40}$  J/sec, confrontabile e persino maggiore di quella dell'intera galassia ospite. Le loro dimensioni variano da  $10^6$  km a decine di kpc. Uno degli aspetti più interessanti di questi corpi celesti è la variabilità temporale delle emissioni osservate. Improvvisi aumenti di luminosità (flaring) in diverse lunghezze d'onda, sono stati osservati su scale temporali che variano da pochi minuti ad anni.

L'AGN è descritto come un sistema formato da un buco nero massivo ( $10^6 - 10^9$  masse solari) e da un toro di materia circostante. Alcuni AGN emettono, in direzione perpendicolare al toro, due jet di materia e radiazione la cui intensità osservabile dalla terra dipende fortemente dall'angolo tra il jet e la congiungente Terra-AGN. In prossimità del buco nero la materia si dispone sfericamente e nelle regioni più distanti forma il disco di accrescimento. Il sistema mantiene

il suo equilibrio dinamico compensando la pressione della materia in caduta sul buco nero con l'emissione di di radiazione elettromagnetica.

Alcuni modelli, come il Synchrotron Self-Compton model (SSC) [20], descrivono lo spettro dei gamma emessi dagli AGN, come prodotto da semplici interazioni tra elettroni e fotoni. Gli elettroni presenti nel toro di accrescimento emettono radiazione termica e di sincrotrone nel range UV-X. Questa radiazione è il bersaglio degli elettroni accelerati in onde di shock, che per diffusione Compton inversa, producono i fotoni di alta energia osservati.

I modelli *adronici* prevedono che le onde di shock prodotte nell'AGN possano accelerare anche nucleoni di altissima energia attraverso meccanismi di Fermi del primo tipo. Il *beam dump* tra questi e la radiazione circostante produrrebbe fotoni e neutrini di altissima energia. In prossimità del buco nero, la densità della radiazione impedirebbe la fuoriuscita di fotoni e nucleoni producendo un flusso di neutrini provenienti dal core dell'AGN.

La rivelazione dei neutrini provenienti dal core degli AGN offrirebbe, dunque, affascinanti possibilità di scoperte. La maggior parte degli AGN si trova a distanze cosmologiche, la rivelazione sulla Terra di flussi di fotoni di energia superiore ai 10 TeV, eventualmente prodotti da interazioni adroniche, è scarsamente probabile per via dell'effetto GZK. Al contrario, un eventuale flusso diffuso di neutrini dall'insieme degli AGN sarebbe ben identificabile ad energie del TeV-PeV [Figura 1.4].

In Figura 1.7 è raffigurato il modello standard di un AGN, i protoni accelerati nel jet dell'AGN, interagendo con la radiazione ambiente (X,UV,visibile,IR) producono fotoni e neutrini. Dal core dell'AGN possono essere rivelati solo flussi di neutrini.

Particolarmente interessanti, per la ricerca di neutrini di altissima energia, sono alcuni AGN storicamente denominati *blazars*. I jet emessi da questi AGN sono molto intensi nella regione delle onde radio (per questo motivo vengono anche chiamati radio loud). Quando il jet punta verso la Terra, l'energia e l'intensità del flusso delle particelle prodotte ed ivi accelerate, appaiono ad un osservatore terrestre amplificate con un fattore di Lorentz  $\Gamma \sim 10$ .

Di recente sono state stimate le dimensioni della regione di accelerazione all'interno del jet

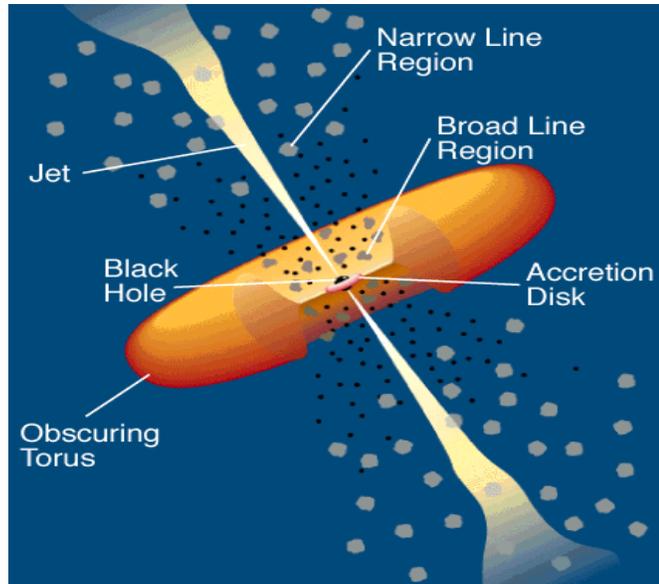


Figura 1.6: Schema di un AGN

basandosi sulle variabilità temporali delle emissioni osservate. Gli AGN Mkn501 e Mkn421 hanno mostrato, nel corso del 1997, periodi di *flaring* con variabilità temporali dell'ordine del giorno, compatibili con sorgenti delle dimensioni  $\Gamma c\Delta t \sim 10^{-2}$  pc.

Sulla base delle osservazioni di raggi cosmici di alta energia provenienti da AGN è stato posto un limite superiore al flusso di neutrini atteso [21]. Se gli AGN contribuiscono al flusso di raggi cosmici di altissima energia, essi devono essere otticamente *sottili* ai nucleoni. Ciò limita il numero di neutrini prodotti da interazioni adroniche in sorgente. Si può così calcolare un limite al flusso di neutrini di altissima energia ( $E_\nu > 100$  TeV) pari a  $E_\nu \Phi(\nu) < 10^{-7.5} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$ . La stima di Waxman e Bahcall è stata recentemente discussa da Mannheim, Protheroe e Rachen [22] che hanno calcolato un limite superiore più elevato di circa 2 ordini di grandezza per  $E_\nu < 10^{16}$  eV e confrontabile con il limite W-B solo ad energie estreme.

## Neutrini da Binarie X

Sono le sorgenti più luminose presenti nella nostra Galassia. Una binaria X è un sistema binario composto da un oggetto compatto (una stella di neutroni o un buco nero) e una stella non compatta; la materia di questa stella cadendo dentro il buco nero, forma una densa regione di accrescimento. Il forte campo magnetico, dovuto al buco nero e al plasma della zona di accrescimento, crea le condizioni per formare onde di shock. Nelle interazioni tra i protoni accelerati e la materia di accrescimento, vengono prodotti neutrini e fotoni.

## Neutrini da Supernovae

Flussi di neutrini con energie inferiori ( $\sim 10$  MeV) concentrati nel tempo possono provenire da eventi di supernovae. L'esplosione di una stella massiva rilascia nell'Universo, in un tempo di circa 10 secondi, una energia pari a  $10^{46}$  J, di cui ben il 99% sotto forma di neutrini. L'esplosione della stella massiva avviene verso la fine della sua evoluzione con un violento

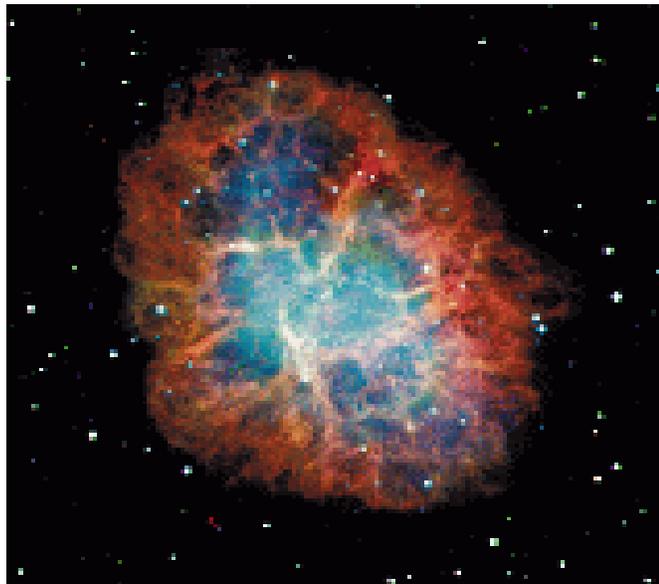


Figura 1.7: *Nebulosa del Granchio*

collasso gravitazionale. Ciò si verifica quando il nucleo, senza una pressione di radiazione che

controbilanci l'attrazione gravitazionale, collassa rendendo sempre più probabile le reazioni di decadimento beta inverso ( $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ ). L'allontanarsi dei  $\nu_e$  provoca il raffreddamento del nucleo e un rapido processo a catena in cui la produzione di  $\nu_e$  è sempre più copiosa.

L'esplosione di una supernova può essere quasi completamente distruttiva, lasciando come resto solo un guscio di gas in espansione. La rivelazione dalla terra di neutrini provenienti da supernovae, caratterizzati da  $E_\nu \sim 1 \div 10 \text{ MeV}$ , può essere facilitata dal numero enorme di  $\nu$  attesi ( $\sim 10^{40} \nu$  per una supernovae a distanza simile alla SN1997A) e quindi sarebbe possibile tramite l'osservazione di un aumento istantaneo di interazioni di neutrino nella regione del rivelatore<sup>6</sup>.

## **Difetti topologici come sorgenti di neutrini**

Secondo alcune teorie, l'origine dei raggi cosmici di energia estrema, potrebbe essere dovuta al decadimento di particelle con massa estremamente elevata prodotte nell'interazione di difetti topologici (stringhe e/o monopoli magnetici) originati all'epoca della Grande Unificazione ( $E_{GUT} \sim 10^{25} \text{ eV}$ ). Si immagina che la densità di queste strutture sia compatibile con la densità delle strutture a larga scala dell'Universo e che quindi il flusso di raggi cosmici provenienti dal decadimento delle particelle massive (particelle X) prodotte nella loro interazione non necessariamente mostri il cut-off GZK. Tuttavia la descrizione dell'evoluzione cosmologica dei TD e le osservazioni della radiazione di fondo dell'Universo, fissano un limite superiore per la massa dei TD a circa  $10^{21} \text{ eV}$ . Questo valore, molto inferiore alle energie GUT ( $10^{25} \text{ eV}$ ), limita fortemente il flusso di particelle di energia estrema atteso dal decadimento di eventuali difetti

---

<sup>6</sup>Alcune supernovae sono entrate nella storia dell'astronomia. Molto nota è quella esplosa il 4 Luglio del 1054, come riportato nelle cronache cinesi (Storia della dinastia Sung, regno Ci-Ho), che rimase visibile per 23 giorni anche alla luce solare. Probabilmente è stato lo stesso fenomeno raffigurato anche dagli artisti degli Indiani Anazasi (negli attuali Nuovo Messico e Arizona), come testimoniano i ritrovamenti nei Navaho Canyon e White Mesa. Ora, al posto della supernova esplosa c'è la Nebulosa del Granchio, un residuo di supernova scoperto da John Bevis nel 1731 e battezzata 'il Granchio' sulla base di un disegno fatto da Lord Rosse nel 1844. Fu proprio la presenza di questo oggetto a dare il via alla compilazione del Catalogo da parte di Messier, infatti è catalogata come M1.

topologici.

I flussi di neutrini attesi dal decadimento di particelle X sono fortemente dipendenti dal modello di evoluzione cosmologica e di decadimento della X considerata. Si prevede comunque che il flusso per  $E_\nu > 10^{18}$  eV sia  $\Phi(E_\nu) < 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  [23].

### 1.3 Rivelazione indiretta di materia oscura

La presenza di materia oscura nell'Universo è uno dei più interessanti problemi sia per la Cosmologia che per la fisica sub-nucleare. Numerosi evidenze hanno portato ad ipotizzare l'esistenza di una grande quantità di materia nel nostro Universo che non emette radiazione luminosa, ovvero materia oscura (Dark Matter). La sua esistenza è stata postulata sulla base di fenomeni gravitazionali altrimenti inspiegabili come ad esempio la curva di rotazione delle galassie a spirale. Modelli di materia oscura prevedono che essa costituisca il 90-99% della materia presente nell'Universo.

Benchè la sua esistenza sia sostanzialmente indiscussa, non si è concordi sulla sua composizione. Usualmente si distingue tra materia oscura barionica e non barionica: la prima potrebbe esistere sotto forma di corpi celesti; la materia oscura non barionica invece, secondo alcuni modelli sarebbe *fredda* (CDM), formata da particelle massive, oppure *calda* (HDM), composta ad esempio da neutrini.

Candidati favoriti di HDM sono particelle di massa trascurabile e con energia cinetica non trascurabile, ad esempio neutrini con energia di circa 20 eV. Candidati di CDM sono invece le particelle massive e interagenti solo debolmente: WIMP (Weakly Interacting Massive Particle). I WIMP attratti dalla forza di gravità, si accumulano in corpi come il Sole o la Terra; attraversando questi corpi hanno una probabilità non nulla di urtare anelasticamente la materia ordinaria, così che, dopo numerose diffusioni, la loro velocità diviene inferiore alla velocità di fuga. Il neutralino, il WIMP nel Modello Super Simmetrico Minimale, velocemente si accumula al centro del corpo tanto che rende possibile l'annichilazione  $\chi\chi$ . La densità di neutralini rag-

giunge l'equilibrio quando i neutralini *catturati* bilanciano la quantità di neutralini annichilati. I neutralini si annichilano in coppie di quark pesanti ( $t\bar{t}$  ;  $b\bar{b}$  ;  $c\bar{c}$ ) o in combinazioni di W e Z, producendo (tramite il successivo decadimento ) un flusso significativo di neutrini. Il Sole dovrebbe apparire così come una *sorgente puntiforme* di neutrini provenienti dall'annichilazione di neutralini, con energie in media pari a  $\sim 1/4 m_\chi$  ( $E_\nu \sim 1-500$  GeV).

## 1.4 Oscillazioni di neutrino

Il flusso di neutrini che raggiunge un apparato terrestre è principalmente dovuto all'interazione dei raggi cosmici primari di alta energia con l'atmosfera terrestre. La produzione di neutrini elettronici e muonici con  $10^5 \leq E_\nu \leq 10^{12}$  eV dovuta ai decadimenti deboli:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + \nu_e/\bar{\nu}_e$$

all'interno degli sciami elettromagnetici. I neutrini così prodotti possono raggiungere apparati a terra dopo aver attraversato solo l'atmosfera ( $\nu$  provenienti *dall'alto*) percorrendo circa 10 km, o tutta la terra ( $\nu$  provenienti *dal basso*) attraversando circa 13000 km.

L'osservazione di tali flussi può essere utile per studiare il fenomeno delle *Oscillazioni di Neutrino*.

I neutrini sono descritti nel modello standard come fermioni privi di massa autostati dell'interazione debole ed appaiono in tre distinti sapori ( $\nu_e$ ;  $\nu_\mu$ ;  $\nu_\tau$ ). Il meccanismo delle oscillazioni, ipotizzato da B. Pontecorvo nel 1952, è attualmente usato per spiegare il deficit di neutrini muonici rispetto ai neutrini elettronici osservato nel flusso dei  $\nu$  atmosferici in apparati sotterranei come Macro o Super-Kamiokande.

Se si descrive il neutrino autostato dell'interazione debole, come una combinazione lineare di neutrini autostati di massa ( $\nu_1$ ;  $\nu_2$ ;  $\nu_3$ ) la probabilità di osservare un neutrino trasformarsi (*oscillare*) in uno di diverso sapore, dopo che il neutrino stesso di energia  $E_\nu$  [GeV] avrà percorso la

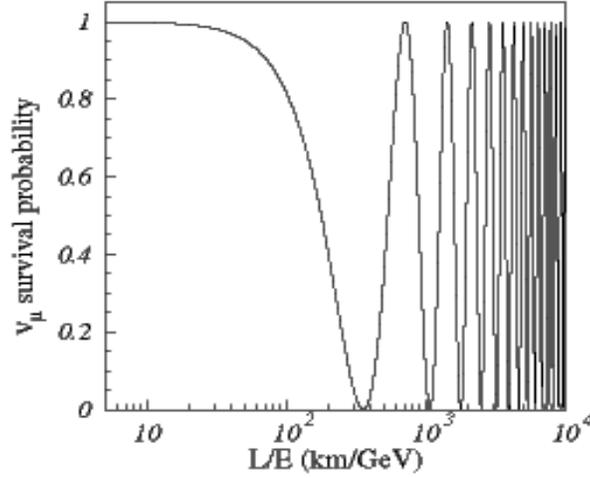


Figura 1.8: Variazione della probabilità di oscillazione in funzione di  $L/E$  per  $\Delta m^2 = 3.5 \cdot 10^{-9} eV^2$  e del mixing massimo ( $\sin^2 2\theta = 1.0$ )

distanza  $L$  [km] è espressa dalla formula:

$$P(\nu_l \leftrightarrow \nu_l) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left( 1.27 \cdot \frac{L}{E} \cdot \Delta m^2 \right)$$

dove  $\Delta m^2$  è la differenza dei quadrati delle masse [ $eV^2$ ] e  $\theta$  è l'angolo di mixing ( $\theta = 45^\circ$  corrisponde ad un mixing massimo) tra i due sapori. Considerando l'intervallo di energia dei neutrini atmosferici ( $0.1 \text{ GeV} < E_\nu < 1 \text{ TeV}$ ) e le differenze di cammino, necessarie per raggiungere un apparato *da sopra* o *da sotto*, si dimostra che si ha la possibilità di verificare le oscillazioni di neutrino in un intervallo  $\Delta m^2$  compreso tra  $10^{-4} eV^2$  e  $10^{-1} eV^2$ . Le misure recenti di SuperKamiokande sembrano favorire le oscillazioni tra  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  mentre sono sfavorite le oscillazioni in  $\nu_e$  o in neutrini sterili (ovvero che non interagiscono tramite processo deboli *left handed*) con  $\Delta m^2 \sim 3.5 \cdot 10^{-3} eV^2$  e  $\sin^2 2\theta > 0.82$ .

Il flusso di  $\nu_\mu$  primario, prodotto nelle sorgenti, oscillando genera flussi di  $\nu_e$  e  $\nu_\tau$  di uguale intensità. I tre tipi di neutrino, attraversando la Terra, interagiscono con una sezione d'urto di corrente carica ( $\sigma_{cc}$ ) crescente con l'energia; per  $E_\nu > 10^{15} \text{ eV}$  la Terra comincia a diventare

opaca. I flussi di neutrini muonici ed elettronici per tali energie sono fortemente ridotti. Il  $\tau^-$  prodotto in una interazione di corrente carica di  $\nu_\tau$  decade dando origine, *comunque*, nello stato finale ad un nuovo  $\nu_\tau$  che trasporta una frazione considerevole ( $\sim 20\%$ ) del  $\nu_\tau$  primario. In tal modo la *rigenerazione* di  $\nu_\tau$  può favorire l'attraversamento della Terra. Un ulteriore *fattore di merito* a vantaggio della rivelazione di  $\nu_\tau$  è dato dal fatto che essendo  $m_\tau \sim 20m_\mu$ , la perdita di energia per irraggiamento del  $\tau^\pm$  è molto ridotta rispetto a quella che caratterizza un  $\mu$  con  $E_\mu = E_\tau$ . Ad esempio ad energie di  $10^{18}$  eV il  $\tau$  si propaga per circa 20 km ( $\sim 20$  volte il range di un  $\mu$  della stessa energia); per tali energie il flusso atteso di  $\nu_\tau$  astrofisici potrebbe essere superiore a quello atteso per i  $\nu_\mu$ .

La rivelazione di  $\nu_\tau$ , possibile ad esempio mediante la rivelazione di una *doppia interazione* (double bang: l'interazione del  $\nu_\tau$  e il decadimento del  $\tau$ ), apre una finestra alla rivelazione di  $\tau$  astrofisici con  $E_\nu > 10^{16}$  eV. Le signature di tali interazioni, praticamente inconfondibili, si potranno ricavare anche in  $\nu$  provenienti *dall'alto* o orizzontali senza temere contaminazioni dal fondo di  $\nu$  atmosferici.

Ipotizzati da W.Pauli<sup>7</sup> nel 1930, considerati come le particelle più elusive, oggi i neutrini,

---

<sup>7</sup>*Cari Signore e Signori Radioattivi, a causa dello spettro continuo del decadimento beta, ho pensato a un possibile disperato rimedio per salvare le statistiche e il principio di conservazione dell'energia. Si tratta della possibilità che esista nel nucleo una particella elettricamente neutra, che chiamerò neutrone, con spin 1/2, che rispetti il principio di esclusione, ma che sia diversa dai fotoni, in quanto non viaggia alla velocità della luce. La massa del neutrone dovrebbe essere simile a quella dell'elettronee comunque non maggiore dell'1% della massa del protone. Potremmo così spiegare lo spettro continuo assumendo che nel decadimento beta è emesso un neutrone assieme all'elettrone in maniera tale che la somma delle energie del neutrone e dell'elettrone sia costante. Concordo sul fatto che tale rimedio possa sembrare incredibile poichè avremmo già dovuto osservare tali neutroni. Ma solo chi osa può vincere e la situazione difficile in cui ci troviamo è ben illustrata da una frase che il mio illustre predecessore, il Sig. Debye, mi disse recentemente a Bruxelles:...è meglio non pensarci per nulla...proprio come per le nuove tasse... D'ora in avanti ogni soluzione merita di essere considerata. Sfortunatamente non potrò raccontarvi personalmente le mie idee a Tubinga in quanto dovrò restare qui a Zurigo a causa di una festa da ballo la notte tra il 6 e il 7 Dicembre... Lettera inviata da W. Pauli il 4 Dicembre 1930 ai partecipanti ad un*

grazie allo sviluppo tecnologico, possono essere utilizzati come un potente strumento per lo studio dell'Universo più lontano e per la soluzione di questioni ancora non risolte.

# Capitolo 2

## Telescopi per neutrini

Come abbiamo visto nel capitolo precedente, scegliere i neutrini come strumento per la ricerca astrofisica, permette di osservare regioni e fenomeni dell'Universo altrimenti inaccessibili. Le proprietà che li rendono un potente strumento di analisi, sono però le stesse che ne rendono molto difficile la rivelazione. La rivelazione dei neutrini è possibile attraverso l'identificazione dei leptoni carichi (elettroni, muoni e tau) originati nelle interazioni  $\nu$ -materia: ricostruendo le tracce dei leptoni è possibile risalire alla direzione di provenienza dei neutrini e quindi alle *sorgenti*.

### 2.1 Telescopi Cherenkov sottomarini

Nel 1960 Markov propose alla comunità scientifica, per la prima volta, l'idea di realizzare enormi apparati per neutrini cosmici utilizzando la tecnica Cherenkov [24]. I telescopi Cherenkov sottomarini possono rivelare il segnale ottico indotto dalla propagazione in acqua del muone, originato nell'interazione  $\nu$ -materia. L'esiguo flusso atteso e la scarsa probabilità di interazione dei neutrini, implica la necessità di utilizzare enormi volumi sensibili per poter osservare, in un tempo ragionevole, un numero di eventi statisticamente significativo. Secondo le attuali stime dei flussi di neutrini attesi dalle diverse sorgenti astrofisiche, ci aspettiamo che

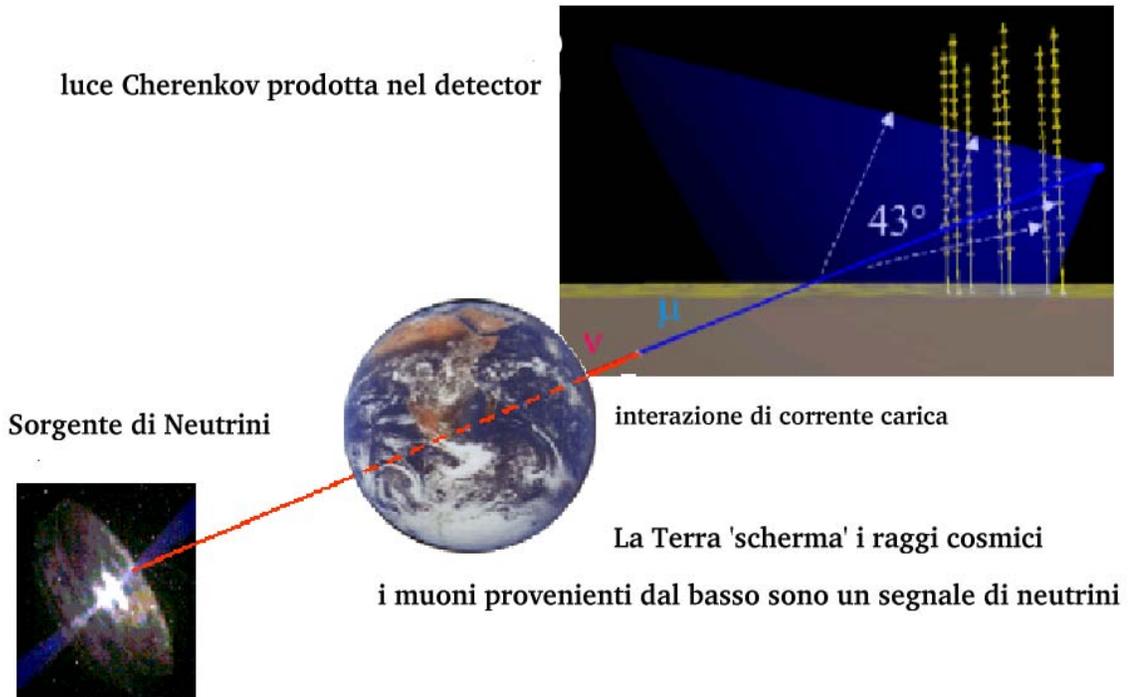


Figura 2.1: *La rivelazione di neutrini con telescopi Cherenkov sottomarini*

lo spettro dei  $\nu$  segua la legge di potenza del tipo  $dN/dE \propto E^{-2}$ . Per poter rivelare  $\nu$  nell'intervallo di energie compreso tra  $10^{11}$  e  $10^{16}$  eV è necessario un apparato con un volume sensibile pari a circa  $1 \text{ km}^3$ . Si utilizzano per questo motivo radiatori naturali come acqua o ghiaccio, che permettono la costruzione di detector molto grandi limitandone i costi realizzativi. Lo schema costruttivo del telescopio è, in principio, molto semplice: si deve instrumenare il volume d'acqua con un reticolo di sensori ottici (fotomoltiplicatori) nella geometria più opportuna alla ricostruzione delle tracce. I fotomoltiplicatori servono a rivelare la debole luce Cherenkov indotta dalle particelle cariche relativistiche che attraversano l'apparato. In un tipico telescopio sottomarino, i PMTs sono contenuti in sfere trasparenti (capaci di resistere alla pressione) e posizionati su stringhe ancorate al fondo e tenute in posizione verticale da boe. La distanza tra le stringhe e il numero di moduli ottici necessari alla misura, dipende fortemente dalla trasparenza

dell'acqua e dalle proprietà di propagazione della luce nel mezzo. Nei telescopi sottomarini, l'acqua, oltre ad ospitare il rivelatore, ha un ruolo molto importante:

- costituisce il mezzo trasparente in cui si produce e propaga il segnale
- è, assieme alle rocce del fondo marino, il bersaglio su cui interagiscono i neutrini
- agisce da schermo a gran parte della radiazione atmosferica.

Lo strato d'acqua sovrastante il rivelatore, serve infatti ad assorbire la componente, meno energetica ma più abbondante, di muoni atmosferici generati dai raggi cosmici quando interagiscono con l'atmosfera terrestre. Un rivelatore, posto ad esempio al livello del mare, non schermato dal flusso di  $\mu$  atmosferici, sarebbe *accecato* da queste particelle e non potrebbe distinguere i segnali di interesse astrofisico. A 2300 m il flusso di muoni atmosferici che raggiunge l'apparato è ridotto, rispetto a quello misurabile al livello del mare, di un fattore  $10^6$  [Figura 2.2]. Quindi

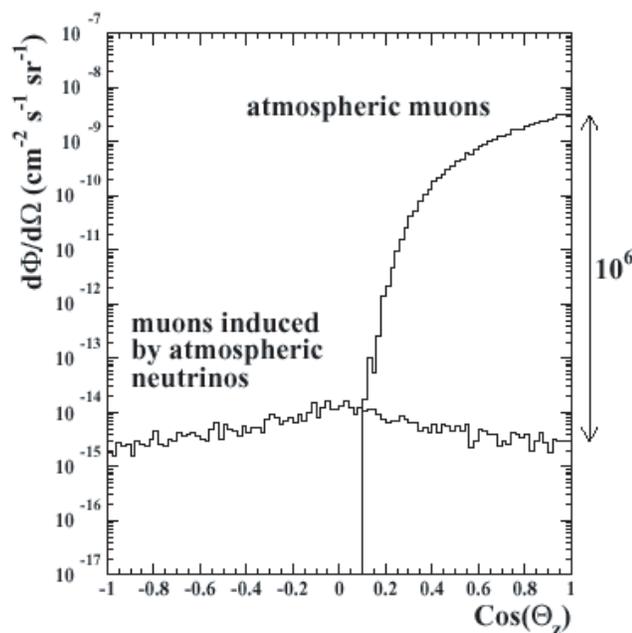


Figura 2.2: Flusso atteso di  $\mu$  atmosferici e  $\mu$  indotti da  $\nu$  atmosferici in funzione del coseno dell'angolo di zenith per energie superiori al TeV a 2300 m di profondità [25]

installando il rivelatore in profondità si riduce la probabilità che eventi di muoni atmosferici, provenienti *dall'alto* del rivelatore, siano mal ricostruiti e identificati come tracce provenienti *dal basso*. L'identificazione univoca dei muoni prodotti da interazioni di neutrino è quindi possibile selezionando i muoni provenienti da sotto l'apparato poichè questi sono sicuramente il prodotto di una interazione  $\nu$ -materia avvenuta in prossimità del rivelatore in virtù delle proprietà di schermo offerte dalla Terra contro tutte le altre particelle. La ricostruzione della traccia del muone avviene combinando l'informazione spaziale, ovvero la posizione dei sensori ottici che hanno rivelato fotoni Cherenkov, con la sequenza temporale dei segnali rivelati.

## 2.2 Interazione $\nu$ -materia

I neutrini ( $\bar{\nu}; \nu$ ) possono attraversare grandi distanze senza subire alcuna interazione. Quando però incontrano un oggetto più denso come la Terra, hanno una probabilità non nulla di interagire con i nucleoni attraverso processi di corrente carica:

$$\nu_l + N \rightarrow l + X$$

dove  $l$  indica il sapore leptonico,  $N$  è il nucleone di interazione e  $X$  rappresenta uno o più adroni che formano la cascata nel vertice di interazione. La sezione d'urto  $\sigma_{\nu N}$  dell'interazione neutrino nucleone è data dalla espressione:

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}}{dxdy} = G_F^2 \cdot \frac{s}{\pi} \cdot [xq(x, Q^2) + x(1-y)^2\bar{q}(x, Q^2)] \cdot \frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2}$$

in cui  $s = 2m_N E_\nu$ ,  $G_F$  la costante di Fermi ( $10^{-5} GeV^{-2}$ ),  $M_W$  è la massa del bosone  $W$  scambiato nel processo ( $M_W \sim 81 GeV$ ),  $m_N$  è la massa del nucleone ( $m_p \sim 938 MeV$  e  $m_n \sim 939 MeV$ ),  $Q$  l'impulso trasferito tra il neutrino e il muone,  $q$  e  $\bar{q}$  rappresentano le funzioni di distribuzione dell'impulso rispettivamente dei quark ed antiquark nel nucleone. Le variabili di Bjorken  $x$  ed  $y$  sono data da  $x = Q^2/2m_N\varepsilon$  e  $y = (E_\nu - E_l)/E_\nu$  dove  $\varepsilon = E_\nu - E_l$  è l'energia persa dai leptoni nel sistema del laboratorio.

La sezione d'urto, illustrata in Figura 2.3, cresce linearmente con l'energia fino a  $E_\nu \sim 5$

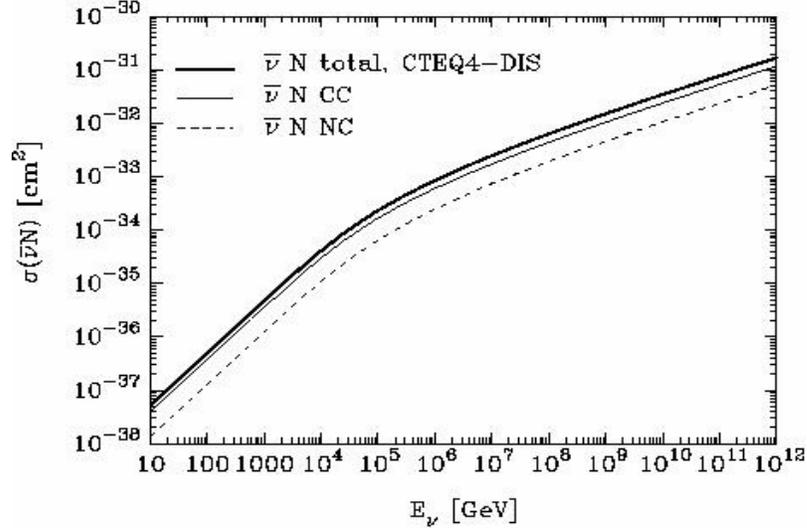


Figura 2.3: Sezione d'urto di corrente carica media per interazione  $\nu$ -nucleone per diverse funzioni di distribuzione di partoni.

TeV ( $\sigma_{\nu N} \sim 10^{-38} E_\nu(\text{GeV}) \cdot \text{cm}^2$ ) ed è dominata dalla sezione d'urto anelastico. Ad energie superiori a 5 TeV ( $E_\nu \gg M_W^2/m_N$ ), nel termine della sezione d'urto dovuto al propagatore di W si ha  $\langle Q^2 \rangle \sim M_W^2$  cosicchè la  $\sigma_{\nu N}$  è dominata dal comportamento della funzione di distribuzione per piccoli  $x$ .

In questa trattazione non distingueremo tra flussi di  $\nu$  e  $\bar{\nu}$  poichè gli apparati sperimentali proposti non sono in grado di distinguere la carica dei leptoni emergenti dall'interazione di corrente carica.

Gli elettroni prodotti da  $\nu_e$  perdono la maggior parte della loro energia per irraggiamento (bremsstrahlung), dando origine a sciame elettromagnetici che si estendono al massimo per qualche decina di metri. Tutta l'energia del  $\nu_e$  viene quindi dissipata in un volume ristretto attorno alla zona di interazione. I fotoni Cherenkov saranno prodotti ad un angolo  $\theta_c$  rispetto ad ogni elettrone relativistico che appartiene allo sciame. Gli elettroni più energetici dello sciame si propagano lungo una direzione parallela all'asse dello sciame; via via che lo sciame si sviluppa gli elettroni prodotti si propagano lungo direzioni che si allontanano sempre più dall'asse dello sciame stesso dando origine a fotoni Cherenkov distribuiti quasi isotropicamente.

La radiazione Cherenkov indotta da interazioni di  $\nu_e$  sarà quindi visibile solo se l'interazione stessa avviene in prossimità dell'apparato e sarà caratterizzata da una distribuzione spaziale di tipo *sferico*. Tale caratteristica potrebbe essere usata per distinguere  $\nu_e$  da  $\nu_\mu$ .

Al  $\mu$  che emerge dall'interazione di corrente carica di un  $\nu_\mu$ , viene trasferita una energia pari a circa il 50% dell'energia del neutrino primario. Per le energie dei  $\nu_\mu$ , di interesse per la ricerca astrofisica, ciò comporta che il muone potrà propagarsi in acqua per qualche km. L'angolo tra il  $\mu$  e il  $\nu_\mu$  primario è definito dalla cinematica dell'interazione: diminuisce al crescere dell'energia del neutrino e può essere stimato con relazione:

$$\theta \approx \frac{1.5^\circ}{\sqrt{E_\nu}}$$

Ciò ci permette di assumere come direzione di volo dei neutrini, quella misurabile dei muoni prodotti.

La stima delle dimensioni dell'apparato necessarie per realizzare l'astrofisica con  $\nu_\mu$ , dipende dalla stima dei flussi di  $\nu$  attesi dalle diverse sorgenti e dalle capacità del rivelatore di misurare il flusso di  $\mu$ . Il flusso  $\phi_\mu$  di muoni provenienti *dal basso*, prodotti nell'interazione di un neutrino astrofisico, osservabili con un apparato di area  $A$ , è dato dalla convoluzione di vari fattori:

$$\phi_\mu \sim A \otimes \phi_{\nu_\mu} \otimes \sigma_{\nu_\mu-N} \otimes P_{\nu \rightarrow \mu}$$

dove  $\phi_{\nu_\mu}$  è il flusso di neutrini astrofisici e la sezione d'urto per l'interazione  $\nu$ -nucleone ( $\sigma_{\nu_\mu-N}$ ) definisce la probabilità d'interazione in prossimità del detector (in acqua o nelle rocce sottostanti). Il termine  $P_{\nu \rightarrow \mu}$  indica la probabilità che il neutrino che ha interagito in prossimità del rivelatore, produca un muone con energia superiore alla soglia di rivelazione. Osservando lo spettro dei raggi cosmici ad energie superiori a  $10^{19}$  eV, e considerando che nelle interazioni di fotoproduzione mesonica (o in interazioni p-p) l'energia trasferita al neutrino è circa il 5% dell'energia del protone originario, Waxman e Bahcall [21] hanno stimato il limite superiore al flusso di neutrini:

$$E_\nu^2 \phi_\nu < 2 \cdot 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

Considerando che la probabilità di avere un segnale di muone prodotto dall'interazione di un neutrino astrofisico è valutata come [26]:

$$P_{\nu \rightarrow \mu} \simeq 1.3 \cdot 10^{-6} \cdot E_{\nu}^{0.8}$$

per  $E_{\nu}$  compresa tra  $1 \div 10^3$  TeV; il flusso di muoni stimato è di  $10^{-5} \div 10^{-4}$  eventi per anno per  $m^2$ . È evidente allora che per osservare un flusso misurabile di eventi è necessario un detector con un area sensibile dell'ordine di  $1 \text{ km}^3$ .

Una volta generato, il muone si propaga nel mezzo circostante; la perdita totale di energia dei muoni in acqua dipende dai diversi processi che si verificano. Una parametrizzazione semplificata della perdita differenziale di energia del muone in acqua è data da [27]:

$$-\frac{dE_{\mu}}{dx} = \alpha + \frac{E_{\mu}}{\beta}$$

Il primo termine ( $\alpha = 0.2 \text{ GeV/m}$ ) rappresenta le perdite di energia per ionizzazione mentre l'ultimo ( $\beta = 0.25 \cdot 10^4 \text{ m}$ ), comprende le perdite dovute alla produzione diretta di coppie, radiative, bremsstrahlung e alle interazioni nucleari. Si può indicare con  $\varepsilon = \alpha\beta \cong 500 \text{ GeV}$ , l'energia critica in cui i due contributi sono uguali. Il range di distanze percorse ( $R$ ) è ottenibile ponendo  $E_{\mu}(R) = 0$ :

$$R \approx \beta \ln(1 + E_0/\varepsilon)$$

In accordo con questa parametrizzazione la lunghezza della traccia per muoni in acqua è, per  $E_0=1 \text{ TeV}$ , di circa  $2.7 \text{ km}$ . È interessante notare che per  $E_0 > 0.5 \text{ TeV}$  risulta  $R > 1 \text{ km}$ . Per neutrini di energia superiore al TeV, il volume effettivo dei muoni indotti è superiore al volume fisico del detector. Questo è il motivo per cui questo tipo di rivelazione è molto efficiente e di grande interesse.

Ai fini della rivelazione dei muoni particolare importanza ha la frazione di energia convertita in radiazione Cherenkov, questa frazione è estremamente limitata, ma permette la ricostruzione della traccia. In un apparato  $\text{km}^3$  l'energia del muone può essere ricostruita con metodi diversi in base al tipo di evento che è stato rivelato. Per eventi di muoni generati e terminati all'interno

del volume sensibile, la lunghezza della traccia fornisce una buona stima dell'energia. Se invece non è possibile identificare il vertice o il punto di arresto della traccia, l'energia può essere ricostruita osservando anche le emissioni degli sciame elettromagnetici e adronici generati dalla traccia primaria.

La propagazione della radiazione Cherenkov indotta e la presenza di sorgenti di rumore ottico nel sito, saranno ampiamente trattati nei capitoli successivi.

## 2.3 Verso il $km^3$

La progettazione e costruzione di un telescopio per neutrini astrofisici con un volume sensibile di  $1km^3$  costituisce un enorme sforzo economico e tecnologico. In questi anni la maggior parte delle collaborazioni internazionali si è dedicata alla costruzione di rivelatori *prototipo* di dimensioni inferiori per poter acquisire le conoscenze tecnologiche necessarie per la futura realizzazione di telescopi di dimensioni più elevate. È molto importante, ad esempio

- conoscere al meglio le proprietà di trasmissione della luce nei radiatori utilizzati (acqua e ghiaccio),
- ottimizzare i rivelatori per fotoni (fotomoltiplicatori sferici di grandi dimensioni) adeguando le risposte spettrali dei fotocatodi alla radiazione luminosa capace di propagarsi nel mezzo trasparente utilizzato
- verificare l'efficacia delle strutture meccaniche progettate per il sostegno dei moduli ottici,
- scegliere la geometria del rivelatore ottimizzando la risoluzione angolare,
- sviluppare l'elettronica necessaria per la trasmissione dei segnali dall'apparato a riva.

Il progetto DUMAND [28] è stato il progenitore dei telescopi sottomarini per neutrini. Negli anni '80 la collaborazione DUMAND propose la costruzione di tale rivelatore nelle profondità

marine a largo dell'isola di Hawaii. Sebbene il progetto fu interrotto nel 1996, è da considerare molto importante l'esperienza che fu acquisita nella caratterizzazione del sito e nella fase di progettazione di massima dell'apparato: un'utilissima eredità per le collaborazioni future.

Il primo esperimento che ha dimostrato la fattibilità della rivelazione Cherenkov con apparati in acqua è stato installato dalla collaborazione russa Baikal nell'omonimo lago a una profondità compresa tra 900 e 1100 m [29]. La collaborazione Baikal è riuscita a rivelare segnali da neutrini atmosferici, identificando  $\mu$  provenienti *dall'alto*, con 96 fotomoltiplicatori installati su stringhe verticali. In questi ultimi anni è in funzione *NT-200* composto da 192 fotomoltiplicatori con una area effettiva di circa  $5 \cdot 10^3 m^2$ : un telescopio di dimensioni ridotte per la rivelazione di neutrini astrofisici, ma di indubbia utilità come prototipo di  $km^3$ .

La collaborazione AMANDA<sup>1</sup> [30] utilizza come mezzo trasparente per la rivelazione della radiazione Cherenkov il ghiaccio antartico. Le tecniche di perforazione sviluppate dall'industria petrolifera hanno permesso di installare nei ghiacci del Polo Sud stringhe di rivelatori ottici a profondità compresa tra 1300 m e 2400 m. La collaborazione ha accuratamente studiato le proprietà di trasporto della luce nel ghiaccio polare; questa è caratterizzata (nel blu,  $\lambda \cong 470$  nm) da un bassissimo coefficiente di assorbimento ( $L_{ass} \sim 100m$ ) e da un alto coefficiente di diffusione ( $L_{diff} \sim 25m$ ). Quest'ultimo effetto altera la direzione originaria dei fotoni Cherenkov e rende meno accurata la ricostruzione della direzione di volo dei  $\mu$ . Attualmente il rivelatore AMANDA-II consiste di 677 PMT installati in 19 stringhe ed è caratterizzato da una area di rivelazione superiore a  $10^4 m^2$  per muoni con  $E_\mu \geq 1$  TeV. Il futuro di AMANDA è la progettazione e costruzione di ICECUBE, un detector da  $1 km^3$  che si prevede sarà terminato entro il prossimo decennio.

ICECUBE potrà osservare solo i neutrini provenienti dall'emisfero boreale; pertanto, se si vuole avere un'analisi completa, è necessaria la costruzione di un telescopio per neutrini che possa osservare la porzione di cielo inaccessibile ad ICECUBE.

Il Mar Mediterraneo offre condizioni eccellenti per l'installazione di un telescopio Cherenkov

---

<sup>1</sup>Antartic Muon And Neutrino Detector Array

sottomarino nell'emisfero boreale.

Da più di 5 anni le collaborazioni europee NESTOR<sup>2</sup> ed ANTARES<sup>3</sup> sono al lavoro per la realizzazione di due telescopi dimostratori aventi aree di rivelazione pari a circa  $0.1 \text{ km}^2$ . La collaborazione italiana NEMO<sup>4</sup> sta conducendo inoltre, un intenso programma di ricerca e sviluppo teso alla costruzione del telescopio da  $1 \text{ km}^3$  [31].

La collaborazione NESTOR sta installando un rivelatore a 3800m di profondità a largo delle coste di Pylos in Grecia. Il progetto consiste nella costruzione di una torre formata da 16 piani esagonali con un raggio di circa 16 m contenente in totale 168 fotomoltiplicatori [32].

La collaborazione NEMO dal 1996 lavora, in particolare, per la selezione e caratterizzazione del sito ideale in cui posizionare il telescopio per neutrini; ha in programma la progettazione dell'elettronica di basso consumo, per la trasmissione dei dati dai circa 4000 fotomoltiplicatori necessari alla misura, e della meccanica di supporto dei moduli ottici. L'apparato sperimentale sarà costruito ad una profondità compresa tra 2800 m e 3400 m a 80 km a largo di Capo Passero. Attualmente la collaborazione propone di realizzare un apparato costituito da circa 64 torri, ciascuna torre avrà una struttura tridimensionale e conterrà 64 fotomoltiplicatori. I PMT, raggruppati quattro per piano, saranno posizionati a 20 m di distanza in orizzontale e 40 m di distanza in verticale.

## 2.4 ANTARES: un telescopio per neutrini nel Mediterraneo

La collaborazione europea ANTARES, nata nel 1996, ha come progetto la costruzione di un telescopio per neutrini con una area di rivelazione di circa  $0.1 \text{ km}^2$ . Il sito scelto, nel Mar Mediterraneo, è a 40 km a largo delle coste francesi del sud (di fronte alla cittadina di La Seyne sur Mer) ad una profondità di 2400 m. In Figura 2.4 è illustrato il progetto del detector. La posizione del rivelatore consente di osservare una porzione di cielo di  $3.6\pi \text{ sr}$ , con una sovrapp-

---

<sup>2</sup>Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research

<sup>3</sup>Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch

<sup>4</sup>NEutrino Mediterranean Observatory

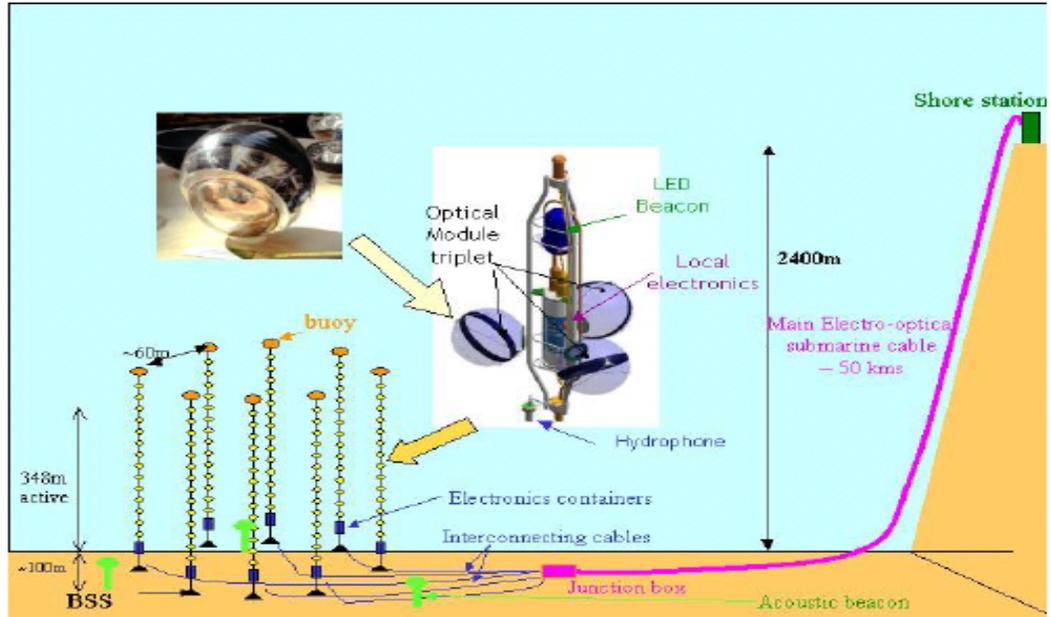


Figura 2.4: Rappresentazione schematica del telescopio sottomarino ANTARES.

posizione di soli  $0.6\pi$  sr con il telescopio AMANDA. In Figura 2.5 è mostrata la mappa del cielo osservabile da ANTARES, presa dal terzo catalogo di EGRET, l'area in grigio non può essere osservata poichè si trova ad una declinazione superiore ai  $47^\circ$ . Il programma scientifico della collaborazione ANTARES è principalmente dedicato alla rivelazione di neutrini di altissima energia ( $50 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 10 \text{ PeV}$ ) provenienti dall'intero cielo come flusso diffuso ed eventualmente da sorgenti puntiformi. Il segnale dei neutrini astrofisici, potrà essere rivelato, sopra il fondo di neutrini atmosferici, ad energie superiori ai 10 TeV. Con il telescopio ANTARES, sarà possibile la rivelazione indiretta della materia oscura non barionica (WIMPs). Un eccesso di segnali di neutrino ad energie inferiori ( $50 \leq E_\nu \leq 550 \text{ GeV}$ ) provenienti dal Sole, è l'evidenza della cattura gravitazionale dei WIMPs all'interno del corpo celeste, della successiva annichilazione e produzione di flussi di neutrino. Inoltre sarà possibile studiare il fenomeno delle oscillazioni di neutrino, nell'intervallo energetico  $20 \leq E_\nu \leq 100 \text{ GeV}$ , misurando il flusso di  $\nu_\mu$  atmosferici provenienti dall'alto.

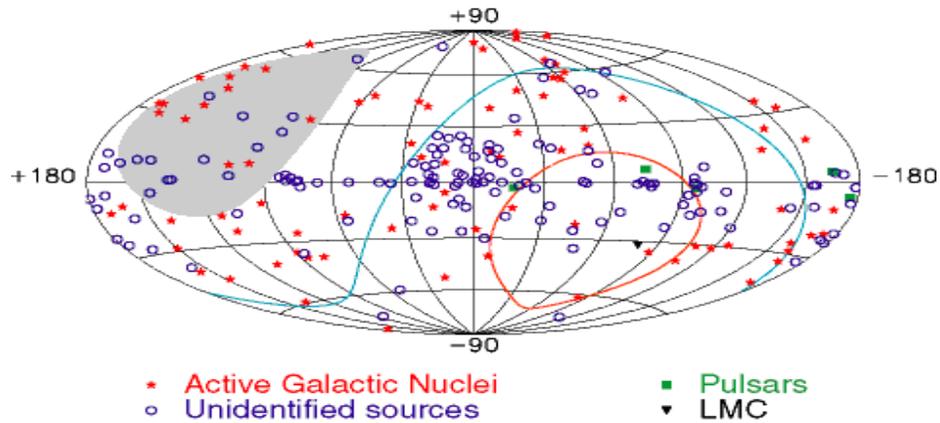


Figura 2.5: La porzione di cielo visibile dal sito di ANTARES in coordinate galattiche. L'area in grigio non potrà mai essere vista, l'area all'interno della linea rossa è visibile per 24 ore al giorno (mappa dal terzo catalogo di EGRET).

La risposta a vari flussi di neutrino e a diverse ricostruzioni degli eventi è stata accuratamente valutata per l'intero detector. I parametri rilevanti che caratterizzano un telescopio per neutrini sono la risoluzione angolare e l'area efficace.

La risoluzione angolare del detector e la sua area efficace sono state studiate con tecniche di simulazione tramite MonteCarlo. Neutrini (segnale) e muoni atmosferici (fondo) vengono fatti interagire in prossimità dell'apparato sottomarino. Le tracce dei muoni sono *seguite* dal programma di simulazione nell'attraversare la regione sensibile del telescopio, i fotoni Cherenkov, indotti o direttamente dai muoni o dagli sciami elettromagnetici che li accompagnano, vengono propagati in acqua tenendo conto delle proprietà ottiche che caratterizzano il mezzo. In tal modo per ogni *evento* è possibile definire un *pattern* di segnali misurabili con i PMT dell'apparato e quindi stimare l'efficienza di rivelazione e la bontà della ricostruzione angolare. La geometria del detector è stata scelta per rendere massima l'area efficace e rendere minimo l'errore nella

ricostruzione angolare. L'area efficace del telescopio è data da:

$$A_{eff}(R, \theta, \phi) = \int_S dS(R, \theta, \phi) \varepsilon(R, \theta, \phi) dr d\Omega$$

ovvero è il prodotto tra una superficie ideale  $dS$  esterna all'apparato, e l'efficienza  $\varepsilon(R, \theta, \phi)$  definita come il rapporto tra il numero degli eventi ricostruiti e il numero degli eventi generati ( $\varepsilon = N_{ric}/N_{gen}$ ).

La risoluzione angolare intrinseca del telescopio è ottenuta confrontando la direzione di volo del neutrino primario e la direzione della traccia del muone ricostruito.

In Figura 2.6a la linea tratteggiata mostra, in funzione di  $E_\nu$ , l'angolo medio tra il muone generato e il neutrino incidente. Per  $E_\nu$  inferiore a 10 TeV, la risoluzione angolare è dominata dalla cinematica dell'interazione e cioè dall'angolo tra il neutrino incidente e il muone prodotto. Per energie superiori l'angolo  $\theta_{\nu\mu}$  diventa trascurabile rispetto alla risoluzione sperimentale. L'incertezza sulla ricostruzione angolare è dominata dalla risoluzione temporale dei PMT. Ad alte energie l'accuratezza della misura della direzione del neutrino è inferiore a  $0.2^\circ$  come illustrato in Figura 2.6a.

L'area efficace del telescopio dipende dai criteri di selezione utilizzati per l'analisi dei dati (trigger e ricostruzione delle tracce). In Figura 2.6b è mostrata l'area efficace ottenuta da simulazioni Monte Carlo con un flusso isotropo di neutrini in funzione dell'energia del neutrino con diversi tagli di qualità sulla ricostruzione. Per uno spettro dei neutrini astrofisici con un andamento di  $E^{-2}$  circa il 96% degli eventi vengono ricostruiti con un errore inferiore al grado ( $0.3^\circ$ ).

L'ottimizzazione del detector, mediante tecniche di simulazione e ricostruzione degli eventi, ha permesso di definire la geometria ottimale su cui disporre i 900 PMT a disposizione.

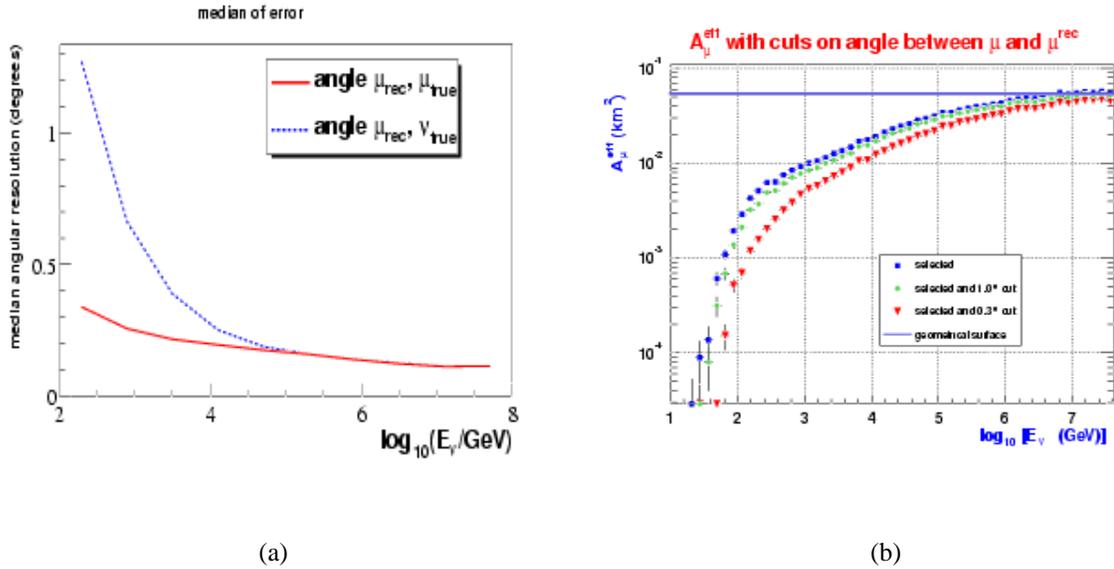


Figura 2.6: (a): Il valor medio dell'angolo tra il muone ricostruito e il muone simulato (linea continua) e il neutrino simulato (linea tratteggiata) in funzione dell'energia del neutrino incidente. (b) L'area effettiva in funzione dell'energia del neutrino dopo diversi tagli qualitativi. La linea continua indica la superficie geometrica [33]

## La Geometria

Il telescopio ANTARES è un reticolo tridimensionale di fotomoltiplicatori (PMT) che rivelano la luce Cherenkov indotta dai  $\mu$ . I PMT sono installati su stringhe (o linee) indipendenti ancorate al fondo e connesse alla *Junction Box* (JB) [Figura 2.4]. La JB è collegata alla stazione di controllo a riva, con un cavo elettro-ottico che consente la trasmissione dei dati e fornisce la potenza necessaria al detector.

Il detector è composto da 10 linee, ognuna contenente 90 fotomoltiplicatori. I PMT sono alloggiati all'interno di sfere di vetro resistenti alla pressione. L'insieme del PMT, la sfera e l'elettronica immediatamente associata, costituiscono il modulo ottico (OM). I moduli ottici sono sistemati in tripletti (come è illustrato in Figura 2.4), ogni PMT guarda verso il basso ad un angolo di  $45^\circ$  rispetto alla verticale. Questa configurazione, minimizza gli effetti dovuti alla sedimentazione di particolato organico ed inorganico sulla superficie della sfera e aumen-

ta l'efficienza per la rivelazione della luce Cherenkov proveniente da muoni orizzontali e dal basso. Ad ogni tripletto di OM è associata una elettronica locale (LCM) che fornisce una interfaccia con il sistema di controllo del detector e con l'acquisizione dati. Il tripletto di OM e l'LCM relativo formano il piano della stringa (*storey*). In alcuni piani, oltre ai moduli ottici, sono alloggiati gli strumenti per monitorare la posizione (idrofonici, inclinometri e bussole) ed una sorgente luminosa, realizzata con dei diodi semiconduttori (Light Emitting Diodes) capaci di fornire impulsi luminosi molto intensi ( $\sim 10^{10} \gamma/\text{impulso}$ ) in tempi molto brevi ( $\sim 6 \text{ ns}$ ), utilizzata per calibrare la risposta temporale dell'apparato. Ogni piano del detector è distante 12 m dal primo vicino a cui è connesso da un cavo elettro-ottico-meccanico. La stringa è suddivisa in sei *settori*, ognuno costituito da cinque piani. Un *settore* è l'unità base del rivelatore e forma un sistema completo in termini di acquisizione e lettura dei dati. La lunghezza attiva di ogni linea è di circa 350 m; la parte instrumentata inizia a 100 m dal fondo. Alla base della linea c'è il modulo di controllo della stringa (SCM) che contiene tra l'altro, l'elettronica relativa alla distribuzione della potenza ed alla trasmissione dei dati e dei comandi di controllo dell'apparato. Ogni SCM, e quindi la relativa stringa, è connesso alla *Junction Box* (JB) tramite un cavo elettro-ottico. L'operazione di connessione SCM-JB è stata effettuata dal sottomarino per ricerche oceanografiche NAUTILE (della IFREMER); mentre l'intero detector sarà assemblato in laboratorio e stringa per stringa, sarà prossimamente immerso. Le stringhe saranno disposte come in Figura 2.7, distanziate di circa 60 m. A causa delle correnti marine, le stringhe non mantengono perfettamente la posizione verticale ma oscillano. Per misurare in modo accurato la posizione degli OM con un errore inferiore a 20 cm, oltre agli strumenti posizionati in alcuni piani della linea, il detector è corredato con un sistema di *posizionamento acustico* realizzato da quattro sorgenti di segnali alloggiati in fondo al mare ed una serie di rivelatori acustici alloggiati lungo le stringhe. Si è dimostrato che misurando i tempi di arrivo dei segnali emessi dalle diverse sorgenti è possibile conoscere la posizione dei moduli ottici con un errore inferiore a 10 cm. Attualmente è stata installata nella posizione 1 un *settore di linea*.

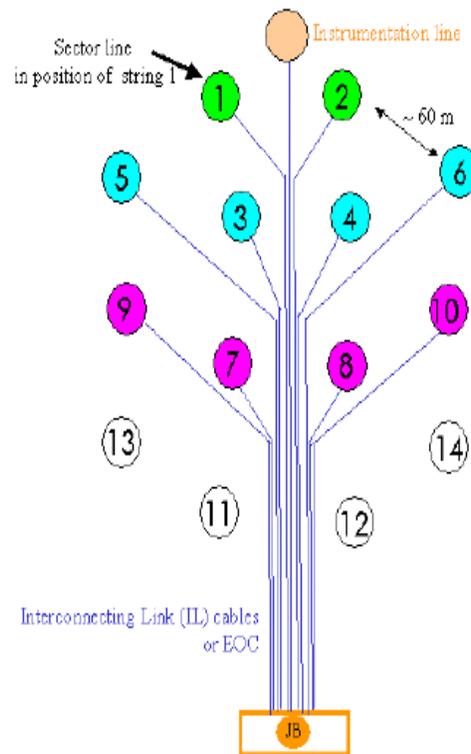


Figura 2.7: Layout del posizionamento delle stringhe in ANTARES. L'apparato è sar  formato da 10 stringhe, una linea strumentata e la Junction Box. Esiste la possibilit  di aggiungere altre 4 stringhe (la 11,12,13,14) al progetto attuale.

## **Il Modulo Ottico**

Ogni PMT è, come abbiamo detto, alloggiato all'interno di una sfera di vetro resistente alla pressione. La sfera BENTHOS da 17" contiene il PMT Hamamatsu R7081-20 di diametro 10" tenuto fissato alla superficie interna della sfera tramite un gel di silicone. L'indice di rifrazione del gel ( $n_{gel} = 1.4$ ) non è esattamente uguale a quello del vetro con cui è realizzata la sfera ( $n_{sfera} = 1.48$ ) ma comunque tale da garantire un ottimo contatto ottico tra PMT e sfera. Le misure delle proprietà ottiche del gel e del vetro mostrano una buona efficienza di trasmissione della luce nell'intervallo di lunghezze d'onda della radiazione Cherenkov, compreso tra 320 e 520 nm. Il PMT è ingabbiato in una maschera di  $\mu$ -metal che agisce da schermo al campo magnetico della Terra. All'interno della sfera è inoltre contenuto un circuito convertitore DC-DC capace di fornire l'alta tensione al PMT e un circuito elettronico (ARS) che campiona il segnale del PMT ogni ns.

## **Il Trigger**

L'acquisizione dati del telescopio è costituita da due livelli di trigger. Il primo livello è determinato dalla coincidenza temporale di segnali emessi dai moduli ottici in un piano. In questo caso sono trasmessi a riva solamente i segnali provenienti dalle ARS dei singoli PMT interessati dal segnale. Il secondo livello di trigger è basato su condizioni più severe, che richiedono la coincidenza tra i segnali del piano e dell'intera stringa. Quando è superato il livello 2 vengono lette tutte le ARS del detector all'interno di una finestra temporale di 2  $\mu$ s. Sui dati trasmessi a riva si applicano selezioni più severe per la successiva analisi dei dati.

## **Linea Instrumentata**

Il rivelatore contiene anche una linea, definita Linea Instrumentata (IL), il cui ruolo è di monitorare in tempo reale le proprietà ambientali la cui conoscenza è necessaria per una corretta calibrazione, un controllo continuo del detector e per una più completa analisi dei dati. La

conoscenza della velocità del suono in acqua, è necessaria per permettere al sistema di posizionamento acustico di misurare costantemente la posizione dei moduli ottici. La conoscenza della velocità della luce in acqua è essenziale per la ricostruzione delle tracce. Le misure dei parametri oceanografici quali correnti sottomarine, la salinità, la temperatura etc.. permette inoltre di correlare eventuali effetti visibili nei dati con le variazioni delle proprietà del sito. La linea instrumentata è completamente indipendente dal detector ed esegue le sue misure in parallelo al resto del telescopio. I principali elementi della IL sono:

- Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP): per misurare le correnti sottomarine
- CTD: per misure di salinità e temperatura
- Velocimetro: permette di misurare direttamente la velocità del suono in acqua
- C-STAR: per monitorare le proprietà dell'acqua, misurando il coefficiente di attenuazione della luce.

## 2.5 Il Sito

Una ruolo molto importante in un qualunque rivelatore ad effetto Cherenkov è svolto dal radiatore in cui la radiazione Cherenkov viene prodotta e si propaga. Nel caso dei telescopi sottomarini questo mezzo, naturale, è costituito dall'acqua in cui sono installati. Il telescopio ANTARES è situato ad una latitudine di  $42^{\circ} 10' N$ ;  $6^{\circ} 10' E$ , dove la profondità è di circa 2400 m. Le proprietà ottiche ed oceanografiche del sito sono state oggetto di numerose campagne di misura *in situ* [34], sono oggetto di uno studio svolto nell'ambito di questo lavoro di tesi e saranno oggetto di misure effettuate con gli strumenti installati sulla Linea Instrumentata. In particolare sono state studiate le proprietà di assorbimento e attenuazione della luce per  $370 \leq \lambda \leq 715$  nm, le correnti sottomarine per periodi estremamente lunghi, il flusso eventuale di sedimenti e il *rumore ottico* sottomarino dovuto a cause naturali.

Con il lavoro svolto nell'ambito di questa tesi ho contribuito alla misura del *rumore ottico* ambientale nel sito di ANTARES, ed allo studio delle proprietà di trasmissione della luce in acqua e della loro dipendenza da parametri ambientali quali temperatura, salinità e pressione.

**Rumore ottico** Le possibili fonti di rumore ottico in un apparato come quello descritto, sono da ricercare in quei fenomeni fisici, diversi dalle interazioni di neutrini, che generano fotoni nell'intervallo di sensibilità dei PMT (320-520 nm). Nelle profondità abissali questi fenomeni sono da attribuirsi alla presenza di organismi bioluminescenti e ai decadimenti delle sostanze radioattive disciolte in acqua.

Nell'ambiente marino esistono molti organismi bioluminescenti<sup>5</sup> che emettono una luce compatibile con quella di una sorgente di fotoni singoli. Tali organismi emettono luce, ad esempio, in presenza di predatori; esistono alcune specie di molluschi che hanno organi luminosi (fotofori) che sono utilizzati per comunicare, infatti i loro *occhi* registrano solo i segnali del violetto, del rosso e del blu, gli stessi emessi dai fotofori dei loro simili. Sebbene lo studio della bioluminescenza sia solo agli inizi, sono disponibili in letteratura informazioni quantitative sullo spettro di emissione di circa 70 organismi [35]. I loro spettri di emissione hanno il massimo proprio nella regione di lunghezze d'onda (400 - 600 nm) in cui la trasparenza dell'acqua è maggiore: purtroppo è la stessa regione di lunghezze d'onda in cui i PMT ricevono i segnali necessari alla ricostruzione delle tracce. È indispensabile quindi conoscere il fenomeno, quantificarne il contributo in termini di fotoni che raggiungono i PMT e saperne interpretare gli effetti nell'analisi dati.

I decadimenti delle sostanze radioattive, di cui il maggior contributo è dovuto al  $^{40}\text{K}$ , generano particelle cariche: si ha l'emissione di un elettrone nel decadimento  $\beta^-$  (Br = 89.28%) o di un fotone di alta energia con la cattura K (Br = 10.72 %). Gli elettroni, presenti nello stato finale

---

<sup>5</sup>Fenomeno scientificamente spiegato nel 1885 dall'entomologo francese Raphael Dubois, che isolò in alcune specie di lucciole e molluschi un enzima, da lui battezzato *luciferasi*, che in presenza di un substrato proteico, la *luciferina*, emette radiazioni luminose.

del decadimento, se sopra soglia, producono luce Cherenkov.

Sebbene questi decadimenti siano sostanzialmente puntiformi e quindi non rischiano di essere identificati come tracce *lunghe* dovute a muoni energetici, formano un fondo continuo diffuso in tutto l'apparato con frequenze di conteggio per i singoli PMT, superiori a quelle generate dal segnale da rivelare. L'importanza di questo rumore ottico diminuisce notevolmente se consideriamo che per ricostruire le tracce delle particelle cariche energetiche, si impongono coincidenze temporali tra i segnali dei vari fotomoltiplicatori: ciò diminuisce la probabilità di allineamenti temporali casuali tra segnali di diversi PMT.

**Sedimentazione e Biofouling** Il biofouling, è un effetto dovuto alla deposizione dei batteri sulla superficie della sfera. Sebbene questi batteri siano trasparenti, la loro presenza rende molto più facile l'accumulo di sedimenti sul modulo ottico. I risultati delle misure condotte per monitorare questo fenomeno, mostrano che dopo circa 250 giorni di immersione, la trasmissione della luce diminuisce di circa il 2% sulla superficie equatoriale della sfera, mentre diminuisce in maniera sensibile sulla superficie rivolta verso l'alto. Sulla base delle misure effettuate per i PMT di ANTARES sarà comunque inferiore al 2% [36] l'effetto totale di riduzione della trasparenza (i moduli ottici sono rivolti verso il basso).

**Le proprietà ottiche** La trasparenza dell'acqua del sito scelto e le sue proprietà di trasmissione della luce, sono una componente fondamentale del telescopio. L'acqua del mare assorbe e diffonde la luce come ogni altro mezzo dispersivo. Le proprietà ottiche dell'acqua, in particolare i coefficienti di assorbimento e di attenuazione totale, variano in funzione della lunghezza d'onda incidente a parità delle condizioni ambientali. In particolare le proprietà di diffusione della luce dipendono dal tipo e dalle dimensioni del particolato presente nel sito.

Lo studio delle proprietà ottiche dei siti sottomarini e di quale sia l'effetto sulla rivelazione della luce Cherenkov nei telescopi per neutrini sarà ampiamente discusso nei capitoli successivi.

## Capitolo 3

### Proprietà ottiche dei siti abissali

Per identificare le tracce dei muoni generati dalle interazioni di neutrini astrofisici, è molto importante conoscere in modo dettagliato le caratteristiche della generazione e della propagazione della luce Cherenkov in acqua. Tali caratteristiche, come vedremo, dipendono fortemente dai parametri ambientali macroscopici che, generalmente, non sono costanti nel tempo.

Bisogna quindi caratterizzare il sito sottomarino scelto per il posizionamento del telescopio per  $\nu$ , e misurare in *tempo reale* tutti quei parametri naturali (temperatura, salinità, pressione) che determinano la velocità della luce, e studiare la composizione del mezzo per poter valutare il modello di scattering (dimensioni, quantità e qualità del particolato presente).

La corretta conoscenza del sito abissale permette di stimare in che modo, le variazioni dei parametri ambientali si riflettono in variazione della velocità di propagazione della luce. La miglior ricostruzione geometrica delle tracce dei muoni e quindi dei segnali di interesse astrofisico, può avvenire solo se è massima la precisione con la quale questi parametri sono noti. Definiamo allora quali sono le grandezze che devono essere *controllate* e come esse influiscono sulla propagazione della luce in acqua.

## 3.1 Proprietà fisiche dell'acqua

L'acqua ricopre quasi il 75% della superficie del nostro pianeta, ne regola i cambiamenti climatici ed è un elemento fondamentale per la nascita e lo sviluppo della vita. Eppure la nostra attuale conoscenza dell'ambiente marino è sicuramente non sufficiente. Per misurare le proprietà fisiche dell'acqua marina, oltre ai parametri macroscopici (T,P,S..), bisogna analizzare la presenza di particelle disciolte e sali. Queste concentrazioni, e la stessa temperatura che varia nei diversi siti marini, dipendono da svariati fattori ambientali (attività biologica, correnti sottomarine...). Pertanto una loro misura non può essere effettuata in laboratorio su campioni d'acqua opportunamente raccolti: è necessaria una continua caratterizzazione delle varie proprietà ambientali con misure *in situ*.

### Salinità

L'acqua marina ha proprietà diverse dall'acqua pura a causa della presenza di sali disciolti. La salinità rappresenta proprio la quantità di sali disciolti in un campione d'acqua. L'acqua dei mari e degli oceani è una soluzione complessa costituita da molti elementi. I costituenti principali sono ioni cloro 55.0% del totale, ioni zolfo 7.7%, ioni sodio 30.6%, ioni magnesio 3.7 % e ioni potassio 1.1% [Figura 3.1].

Ovviamente, mentre la concentrazione totale del sale disciolto può variare da sito a sito, il rapporto tra i componenti rimane all'incirca costante.

L'unità di misura della salinità è il psu (practical salinity unit) definito in termini di rapporto (K) tra la conducibilità elettrica di un campione di acqua marina, alla temperatura di  $15^{\circ}C$  e pressione di 1 atm, e la conducibilità di una soluzione di concentrazione nota di KCl alle stesse condizioni di temperatura e pressione. Se il rapporto K è uguale ad 1, il valore della salinità è definito uguale a 35 psu.

L'algoritmo che permette di calcolare il valore della salinità, in psu, in funzione di K è stato

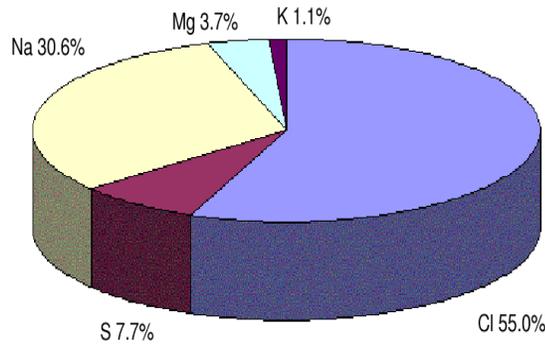


Figura 3.1: *Principali ioni che costituiscono l'acqua degli oceani.*

definito nel 1981 dall'UNESCO [37] ed ha l'espressione:

$$S = 0.0080 - 0.1692 K^{1/2} + 25.3853 K + 14.0941 K^{3/2} - 7.0261 K^2 + 2.7081 K^{5/2} \quad (3.1)$$

La salinità dell'acqua marina viene misurata con particolari strumenti equipaggiati con sonde di conducibilità (C), temperatura (T) e profondità (D=depth) usualmente definiti CTD. Misurata la temperatura e la conducibilità (in  $\mu Siemens/cm$ ) del campione d'acqua, questi strumenti permettono di determinare la salinità. In Figura 3.2 è mostrato l'andamento tipico della salinità in funzione della profondità.

## Temperatura

Un altro parametro importante dell'acqua marina è la temperatura. Il profilo della temperatura della colonna d'acqua, in funzione della profondità [Figura 3.2], ha una zona di variabilità termica superficiale dominata da fattori atmosferici seguita da una zona in cui la temperatura rimane pressochè costante. La zona di variabilità a bassa profondità, è delimitata dal cosiddetto *termoclino*, al disotto del quale la temperatura della colonna d'acqua raggiunge valori quasi costanti (*omoterminia profonda*). Il cambiamento di temperatura non è però sempre regolare e graduale; possono verificarsi delle inversioni causate dall'incunarsi in profondità di correnti d'acqua con maggiore densità. Le acque oceaniche sono identificate e classificate in base alla

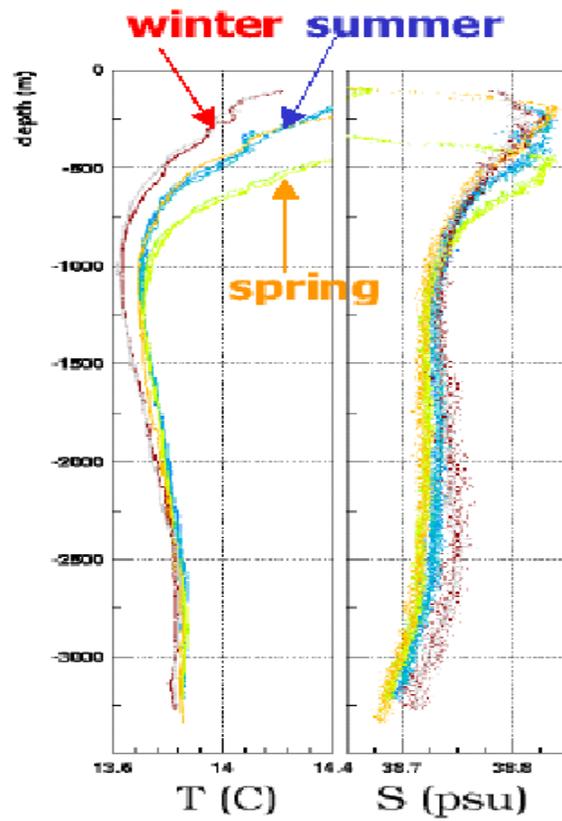


Figura 3.2: Valori per Salinità (a) e Temperatura (b) in funzione della profondità misurate dalla collaborazione NEMO nel sito di Capo Passero (80 km a SE di Capo Passero) in tre diverse stagioni.

loro peculiare salinità e temperatura, che ne determina la densità. Così in regioni differenti di un bacino possono essere presenti acqua calde e salate o acque più fredde che occupano strati diversi della colonna d'acqua. Inoltre l'acqua profonda, a causa della pressione a cui è sottoposta, ha una temperatura maggiore di quella che avrebbe se non vi fosse l'effetto della pressione. Le temperature misurate *in situ*, attraverso la sonda termometrica del CTD, sono così sistematicamente superiori della temperatura che l'acqua assumerebbe se non ci fosse l'azione della pressione (temperatura potenziale). I profili della temperatura misurati [38] mostrano però che ad una profondità compresa tra  $2000 \div 3000 \text{ m}$  la variazione  $\Delta T$  non è molto significativa ( $\Delta T \sim 0.1^\circ\text{C}$ ).

## Densità

La densità di una sostanza è definita come il rapporto tra una quantità di massa e il volume da essa occupato, solitamente si esprime in  $\text{g}/\text{cm}^3$ . A  $4^\circ\text{C}$  l'acqua pura raggiunge la sua densità massima, pari a  $1 \text{ g}/\text{cm}^3$ . La densità dell'acqua oceanica è maggiore di quella delle acque dolci a causa del suo contenuto in sali (per cui è sempre maggiore di  $1 \text{ g}/\text{cm}^3$ ).

La densità generalmente aumenta con l'aumentare della salinità e decresce all'aumentare della temperatura, considerando la pressione costante; a parità di salinità e temperatura, aumenta con la profondità.

## Pressione

Un altro parametro che influisce sulle caratteristiche chimico-fisiche delle acque del mare è la pressione. La pressione aumenta con la profondità di circa 1 atm ogni 10 m. Poiché l'acqua è una sostanza poco comprimibile, agli aumenti di pressione corrispondono minime diminuzioni di volume e quindi piccoli aumenti di densità.

## 3.2 Proprietà elettromagnetiche dell'acqua

Le proprietà elettromagnetiche di un mezzo sono definite dalla sua costante dielettrica ( $\epsilon$ ), dalla permeabilità magnetica ( $\mu$ ) e dalla conducibilità elettrica ( $\sigma$ ).

Poichè l'acqua non presenta significanti proprietà magnetiche, si può considerare la sua permeabilità magnetica uguale a quella del vuoto  $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$  [39] e studiare la propagazione delle onde elettromagnetiche solo attraverso gli altri due parametri. La costante dielettrica e la conducibilità dipendono sia dalla frequenza della radiazione elettromagnetica ( $\nu$ ) che dalla temperatura, salinità e pressione dell'acqua. Dalle leggi fondamentali dell'ottica sappiamo che i valori di  $\epsilon$ ,  $\mu$ , e  $\sigma$  di un mezzo permettono di definire l'indice di rifrazione complesso  $\tilde{n}(\lambda)$  del mezzo.

L'indice di rifrazione  $\tilde{n}(\lambda)$  dipende dalla lunghezza d'onda ed è la somma di una parte complessa  $k(\lambda)$  e di una parte reale  $n(\lambda)$ :

$$\tilde{n}(\lambda) = n(\lambda) + i k(\lambda) \quad (3.2)$$

Sebbene  $n$  e  $k$  siano chiamate *costanti ottiche dell'acqua* il loro valore dipende dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente. La dipendenza di  $\tilde{n}$  da  $\mu$ ,  $\epsilon$  e  $\sigma$  è definita dall'espressione [40]:

$$\tilde{n}^2 = \mu \epsilon c_0^2 - i \frac{2\pi \mu \sigma c_0^2}{\nu} = (n - ik)^2 = n^2 - k^2 - i2nk \quad (3.3)$$

dove  $c_0 = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$  è la velocità della luce nel vuoto e  $\nu$  indica la frequenza dell'onda elettromagnetica incidente. Utilizzando queste equazioni si possono direttamente collegare le proprietà elettromagnetiche alle costanti ottiche  $n$  e  $k$ . Le costanti  $n$  e  $k$ , come vedremo nel prossimo paragrafo, sono anche direttamente legate alle proprietà di diffusione e assorbimento dell'acqua.

La parte reale dell'indice di rifrazione,  $n(\lambda)$ , misura la deflessione del fronte d'onda monocromatico nel passaggio da un mezzo all'altro (rifrazione) e all'interno del mezzo stesso (diffusione). La parte immaginaria,  $k(\lambda)$ , è introdotta per tener conto dell'assorbimento della luce nel mezzo attraversato. La relazione tra il coefficiente di assorbimento  $a(\lambda)$  e la costante ottica

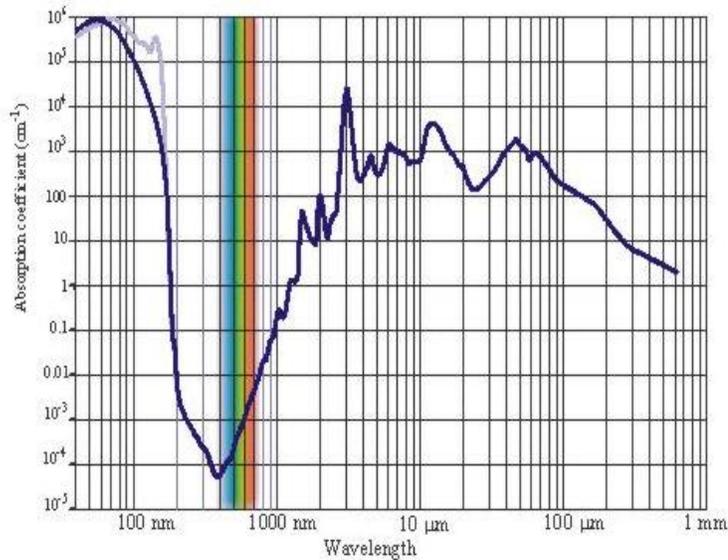


Figura 3.3: Coefficiente di assorbimento  $a(\lambda)$  in funzione della lunghezza d'onda per acqua pura.

$k(\lambda)$  è data dalla relazione [40]:

$$a(\lambda) = \frac{4\pi k(\lambda)}{\lambda} \quad (3.4)$$

$\lambda$  rappresenta la lunghezza d'onda nel vuoto, corrispondente ad una data frequenza  $\nu$  dell'onda elettromagnetica. Come si osserva in Figura 3.3, l'assorbimento dipende fortemente dalla lunghezza d'onda [39], ciò è vero anche per la diffusione. In particolare la trasmissione della luce in acqua pura è massima nell'intervallo di lunghezze d'onda comprese tra 350 nm e 550 nm.

### 3.3 Fenomeni di assorbimento e diffusione

Le proprietà di trasmissione della luce in acqua ed in particolare la trasparenza alla radiazione elettromagnetica incidente, sono definite dalle proprietà di assorbimento e di diffusione. Consideriamo una onda elettromagnetica piana di ampiezza  $E_0$  che si propaga lungo l'asse  $x$ , in un dielettrico di indice di rifrazione complesso  $\tilde{n}(\lambda) = n(\lambda) + ik(\lambda)$ , l'ampiezza che la descrive

può essere espressa tramite:

$$E_x = E_0 e^{i(kx - \omega t)} \implies E_0 e^{i(\omega n(\lambda) x/c_0 - \omega t)} e^{-\omega k(\lambda) x/c_0} \quad (3.5)$$

Osserviamo che l'equazione dell'onda piana che si propaga è caratterizzata da un termine che indica la propagazione alla velocità di fase  $v_\phi(\lambda) = c_0/n(\lambda)$  e dal termine:

$$E_0 e^{-\omega k(\lambda) x/c_0} = E_0 e^{-a(\lambda) x/2} \quad (3.6)$$

che rappresenta la variazione dell'ampiezza dell'onda incidente: si vede che questa diminuisce esponenzialmente con la distanza, indicando un *assorbimento di energia* da parte del dielettrico. L'intensità quindi, diminuisce progressivamente con la legge:

$$I(x, \lambda) = I_0 e^{-a(\lambda) x} = I_0 e^{-x/L_a(\lambda)} \quad (3.7)$$

Il coefficiente di assorbimento  $a(\lambda)$  è definito in modo equivalente all'espressione 3.4.

La lunghezza di assorbimento  $L_a(\lambda)$ , definita come l'inverso del coefficiente  $a(\lambda)$ , indica che dopo aver percorso una distanza  $L_a$  nel dielettrico, l'intensità della radiazione elettromagnetica si è ridotta di un fattore  $1/e \sim 0.37$ .

La causa principale dell'assorbimento della luce in acqua è l'eccitazione degli stati vibrazionali delle molecole da parte dei fotoni incidenti. Come si osserva in Figura 3.3, il coefficiente  $a(\lambda)$ , nella zona spettrale del visibile, decresce in funzione della lunghezza d'onda e raggiunge il suo minimo a circa 420 nm<sup>1</sup>.

In realtà in letteratura, quando si valuta la propagazione della luce in un mezzo trasparente si preferisce definire un *coefficiente di attenuazione* totale  $c(\lambda)$  definito come la somma:

$$c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda) \quad (3.8)$$

del coefficiente di assorbimento e del *coefficiente di diffusione* totale  $b(\lambda)$  e si indica, in modo analogo ad  $L_a(\lambda)$ , con  $L_b(\lambda)$  la lunghezza di diffusione. La lunghezza di attenuazione è definita come:

$$L_c(\lambda) = \frac{1}{c(\lambda)} = \frac{L_a(\lambda) L_b(\lambda)}{L_a(\lambda) + L_b(\lambda)} \quad (3.9)$$

---

<sup>1</sup>Questo è il motivo per cui il colore del mare è blu-verde

I processi di diffusione in acqua sono dovuti ai fenomeni di interazione dei fotoni sia con le molecole d'acqua e dei sali disciolti, sia con il particolato presente in sospensione.

Se lo scattering è elastico, il fotone viene diffuso lungo una direzione diversa rispetto a quella incidente, e conserva la propria energia ed impulso.

I fenomeni di diffusione elastica hanno diverse caratteristiche a seconda delle dimensioni del centro diffusore:

- per dimensioni confrontabili con la lunghezza d'onda della luce incidente, ovvero molecole d'acqua e sali disciolti, la diffusione (definita *diffusione Rayleigh*) è caratterizzata da una distribuzione angolare simmetrica avanti-dietro
- per dimensioni superiori alla lunghezza d'onda del fotone incidente, ovvero particolato organico ed inorganico, la diffusione (definita *diffusione Mie*) è caratterizzata da piccoli angoli di deflessione.

I due fenomeni hanno effetti profondamente diversi sulla propagazione del fotone. Quando si parla di *acqua pura di mare* si intendono esclusivamente i fenomeni di diffusione dovuti all'interazione con le molecole d'acqua ( $H_2O$ ) e con gli ioni ( $Cl^-$ ,  $Na^+$ ...) distribuiti in modo isotropo.

Per descrivere la trasmissione della luce nel mezzo in cui si propaga (nel nostro caso acqua marina), è necessario definire la *funzione di diffusione di volume*  $\beta(\theta; \lambda)$ . Essa definisce la distribuzione del flusso diffuso, per unità di flusso incidente e per unità di volume, in un angolo solido:

$$\beta(\theta; \lambda) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{I_s(\theta; \lambda)}{E_i(\lambda)\Delta V} \quad (3.10)$$

dove  $I_s(\theta; \lambda)$  indica l'intensità del flusso diffuso,  $\Delta V$  è il volume di acqua che viene investito dalla radiazione luminosa, ed  $E_i(\lambda)$  è l'energia incidente.

La *diffusione Rayleigh* è caratterizzata da una  $\beta(\theta; \lambda)$  espressa dalla legge:

$$\beta_R(\theta; \lambda) \propto \frac{1}{\lambda^{4.32}} (1 + 0.835 \cos^2 \theta) \quad (3.11)$$

Abitualmente si interpreta  $\beta(\theta; \lambda)$ , come una sezione d'urto differenziale per unità di volume.

Si definisce anche  $\tilde{\beta}(\theta; \lambda)$ , funzione di diffusione di volume di fase, come:

$$\tilde{\beta}(\theta) = \frac{\beta(\theta; \lambda)}{b(\lambda)} \quad (3.12)$$

Nel caso di diffusione Rayleigh si ha:

$$\tilde{\beta}_w(\theta) = 0.06225 (1 + 0.835 \cos^2 \theta) \quad (3.13)$$

Un fotone *diffuso alla Rayleigh*, ha quindi una distribuzione angolare con una simmetria avanti-dietro (l'angolo medio di diffusione è nullo) e ha una bassa probabilità di continuare a propagarsi con un angolo piccolo rispetto rispetto alla direzione iniziale.

Nel caso di *diffusione Mie*, la funzione di distribuzione angolare è ben approssimata dalla funzione di Henyey- Greenstein [39]:

$$\tilde{\beta}_{HG}(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos\theta)^{3/2}} \quad (3.14)$$

dove  $g = \langle \cos \theta \rangle$  quantifica l'angolo medio di diffusione. Nell'oceano,  $g$  assume un valore compreso tra 0.9 e 0.995 e deve essere misurato *in situ*.

Nel caso di *diffusione Mie* quindi, la distribuzione angolare dei fotoni diffusi mostra un evidente picco in avanti e la sezione d'urto  $\beta(\theta, \lambda)$  ha una dipendenza dalla lunghezza d'onda proporzionale  $\lambda^{-1} \div \lambda^{-2}$  [39].

La probabilità di diffusione anelastica, ovvero di quei processi in cui il fotone viene diffuso con lunghezza d'onda diversa (ad esempio per effetto Raman) è molto minore della probabilità di diffusione elastica, e pertanto viene abitualmente trascurata.

Nelle misure sperimentali le diverse modalità di diffusione della luce, non sono separabili e l'effetto complessivo è descritto dal coefficiente di diffusione totale  $b(\lambda)$ . Attualmente non esistono

risultati sperimentali che diano la distribuzione  $\beta(\theta; \lambda)$  per siti sottomarini. La diffusione della luce è quantificata in letteratura attraverso la lunghezza di diffusione effettiva  $L_b^{eff}(\lambda)$  definita da:

$$L_b^{eff}(\lambda) = \frac{L_b(\lambda)}{1 - \langle \cos \theta \rangle} \quad (3.15)$$

indicando con  $\langle \cos \theta \rangle$  il coseno medio dell'angolo di diffusione.

Nella descrizione delle proprietà di un sito abissale, i fenomeni di assorbimento e diffusione sono i responsabili delle variazioni dell'intensità e della dispersione angolare della radiazione elettromagnetica che si propaga nel mezzo trasparente. L'assorbimento pone un limite alla massima distanza dall'apparato da cui un fotone può essere rivelato, la diffusione modifica la distribuzione angolare dei fotoni. La variazione dell'intensità in funzione di  $\lambda$  e della distanza percorsa ( $x$ ) è data dall'espressione:

$$I_{a,c,b}(x; \lambda) = I_0 e^{-x/L_{a,c,b}(\lambda)} \quad (3.16)$$

I telescopi sottomarini per neutrini astrofisici, utilizzano l'acqua degli abissi, caratterizzata dalle proprietà appena descritte, come radiatore per la radiazione Cherenkov indotta dai muoni prodotti nelle interazioni  $\nu$ -materia. Finalizzeremo il nostro studio delle proprietà ottiche dell'acqua marina proprio alla rivelazione di fotoni Cherenkov. Esamineremo la regione di lunghezze d'onda in cui tale radiazione viene prodotta e ne studieremo la propagazione in acqua, nei mezzi trasparenti di cui è composto il rivelatore e le capacità di indurre segnali nell'apparato.

### 3.4 Effetto Cherenkov

Se consideriamo un mezzo trasparente con un indice di rifrazione  $n$ , la luce si propaga in quel mezzo alla velocità  $c_m = c_0/n$  (sia  $c_0$  la velocità della luce nel vuoto  $c_0 = 2.9 \cdot 10^8 m/s$ ). Se una particella carica si propaga in tale mezzo alla velocità  $v_p = \beta c_0$ , maggiore della velocità della luce nel mezzo ( $c_m$ ), allora essa indurrà luce Cherenkov.

Quando la particella carica si muove in un dielettrico, il campo elettrico della particella eccita gli atomi disposti lungo la traiettoria: questi acquistano un momento di dipolo elettrico, che scompare subito dopo il passaggio della particella, diventando così *sorgenti impulsive di onde elettromagnetiche*. In pratica possiamo considerare ogni punto della traiettoria come sorgente di onde sferiche (come illustrato in Figura 3.4).

Si dimostra che queste onde ammettono un fronte d'onda comune di forma conica avente come asse la traiettoria della particella.

La soglia di emissione dipende dal mezzo trasparente considerato ed è definita dalla relazione:

$$v_p = \beta c_0 > c_m = \frac{c_0}{n} \implies \beta \geq \frac{1}{n} \quad (3.17)$$

Al di sopra di tale soglia, la particella carica rilascia una piccola frazione della sua energia sottoforma di emissione elettromagnetica coerente.

Il fronte d'onda della radiazione elettromagnetica indotta è emesso ad un angolo  $\theta_c$  fisso rispetto alla traiettoria della particella [Figura 3.4] definito dalla relazione:

$$\cos \theta_c = \frac{c_v/n}{\beta c_v} = \frac{1}{\beta \cdot n} \quad (3.18)$$

Nella nostra trattazione consideriamo particelle ultrarelativistiche ( $\beta \approx 1$ ), quindi l'angolo di emissione è univocamente determinato dall'indice di rifrazione del mezzo. L'indice di rifrazione dell'acqua marina per  $\lambda = 440 \text{ nm}$  vale  $n \sim 1.35$ , pertanto l'angolo Cherenkov vale circa  $42.2^\circ$ ; tale angolo varia leggermente al variare di  $\lambda$ .

Dalla teoria di Frank e Tamm<sup>2</sup>, possiamo valutare l'energia rilasciata dalla particella carica per unità di lunghezza:

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{Cherenkov} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \alpha}{c_0} \cdot \int \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2(\nu)} \right) \cdot d\nu \quad (3.19)$$

integrando su tutte le frequenze per cui è soddisfatta la relazione  $\beta \cdot n(\nu) > 1$ . Nella formula  $\alpha$  è la costante di struttura fine. Se per semplicità consideriamo  $n(\lambda) = \text{cost} = 1.35$  nell'intervallo

---

<sup>2</sup>Nobel nel 1958 insieme a Pavel Cherenkov per aver scoperto e interpretato l'effetto Cherenkov-Vavilov.

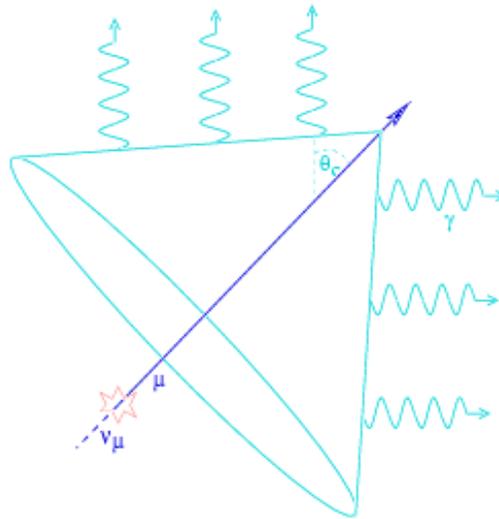


Figura 3.4: Geometria del cono Cherenkov.

$350 \leq \lambda \leq 550 \text{ nm}$ , otteniamo una buona stima della perdita di energia per effetto Cherenkov, indipendente dall'energia della particella, pari a circa  $dE/dx \sim 21.4 \text{ eV/cm}$  per fotoni ottici compresi nell'intervallo precedentemente individuato. La quantità di energia persa per effetto Cherenkov in tutto lo spettro, tipicamente  $10^{-3} \text{ MeV cm}^{-1}$ , è trascurabile se confrontata con quella persa, ad esempio, con la sola ionizzazione ( $2 \text{ MeV cm}^{-1}$ ). L'importanza dell'effetto non sta quindi nella quantità di energia persa, ma nella caratteristica geometria con cui vengono generati i fotoni.

La radiazione Cherenkov ha uno spettro continuo inversamente proporzionale al quadrato della lunghezza d'onda dei fotoni indotti. La distribuzione spettrale dei fotoni indotti dalla particella carica in un percorso  $dx$  in un intervallo di lunghezze d'onda  $(\lambda, \lambda + d\lambda)$  è data da:

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2 \pi \alpha}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (3.20)$$

Data la dipendenza da  $\lambda^2$ , il segnale Cherenkov prodotto nel visibile è massimo nell'intervallo ( $350 \leq \lambda \leq 550 \text{ nm}$ ) ed è trascurabile nell'infrarosso. Integrando (3.20) in  $d\lambda$  e considerando

questi limiti, il numero di fotoni irradiati per unità di lunghezza è circa:

$$\frac{dN}{dx} = 2 \pi \alpha \sin^2 \theta_c \int \frac{d\lambda}{\lambda^2} \implies 476 \sin^2 \theta_c \text{ fotoni/cm} \quad (3.21)$$

con  $\theta_c = 42.2^\circ$

$$\frac{dN}{dx} \sim 180 \text{ fotoni/cm} \quad (3.22)$$

È evidente allora che la pretesa di realizzare un telescopio sottomarino per  $\nu$  ricostruendo la direzione di volo dei  $\mu$  da essi generati mediante la rivelazione della luce Cherenkov indotta in acqua, richiede un mezzo molto trasparente, caratterizzato da un piccolo coefficiente di assorbimento, e PMT molto sensibili nell'intervallo di lunghezze d'onda considerato.

### 3.5 La velocità di propagazione dei fotoni in acqua

Nei telescopi sottomarini come ANTARES, la ricostruzione delle tracce avviene combinando l'informazione *spaziale*, data dalla posizione del PMT che ha rivelato il segnale, e l'informazione dell'istante di tempo in cui il segnale stesso è stato generato. Conoscendo la velocità di propagazione dei fotoni Cherenkov nel sito, combinando i segnali provenienti da almeno cinque PMT, si risale al punto di emissione del fotone e quindi alla traccia del muone.

La luce Cherenkov prodotta dai muoni può essere rivelata fino ad una distanza paragonabile alla lunghezza di assorbimento  $L_a(\lambda) = 1/a(\lambda)$ , dell'acqua o del ghiaccio, del sito. A queste distanze la differenza tra la velocità di gruppo e di fase della luce non è trascurabile. Negli ultimi anni è stato evidenziato che l'uso della velocità di fase non è corretto [41]: nelle simulazioni e nell'analisi dati bisogna attribuire alla propagazione dei fotoni la velocità di gruppo.

La propagazione di un impulso luminoso con *frequenza angolare*  $\omega = 2\pi c_0/\lambda$  e *numero d'onda*  $k = 2\pi/\lambda$  nella materia, è data dalla velocità con cui si propaga il pacchetto d'onde nel mezzo dispersivo, ovvero dalla velocità di gruppo:

$$v_{gr} = \frac{d\omega}{dk} = v_\phi + k \frac{dv_\phi}{dk} \quad (3.23)$$

dove con  $v_\phi$  abbiamo indicato la velocità di fase, quella cioè di un'onda monocromatica,  $v_\phi = c_0/n_\phi$ . La relazione tra  $\omega$  e  $k$  può essere riscritta utilizzando l'equazione di dispersione con l'indice di rifrazione di fase  $n_\phi$ :

$$\omega = v_\phi k = \frac{c_0 k}{n_\phi} \quad (3.24)$$

Segue dalla relazione 3.24:

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{c_0}{n_\phi} - \frac{c_0 k}{n_\phi^2} \frac{dn_\phi}{dk} \quad (3.25)$$

sostituendo a  $k$  la sua espressione in funzione di  $\lambda$  otteniamo:

$$v_{gr} = \frac{c_0}{n_\phi} \left( 1 + \frac{\lambda}{n_\phi} \frac{dn_\phi}{d\lambda} \right) \quad (3.26)$$

Possiamo così definire un indice di rifrazione di gruppo ( $n_{gr}$ ) in analogia a  $n_\phi$ :

$$n_{gr}(\lambda) = \frac{n_\phi}{1 + \frac{\lambda}{n_\phi} \frac{dn_\phi}{d\lambda}} \quad (3.27)$$

Si può assumere allora come velocità di propagazione della luce  $v_{gr} = c_0/n_{gr}$ .

È importante notare che le due velocità così calcolate non coincidono in mezzi dispersivi (nel capitolo successivo descriveremo più dettagliatamente il confronto). In particolare il valore  $dn_\phi/d\lambda$  per l'acqua nell'intervallo  $300 \div 600 \text{ nm}$  è negativo, quindi il tempo di propagazione della luce Cherenkov, in accordo con le equazioni 3.26 e 3.27, è superiore a quello valutato con la velocità di fase.

Nelle equazioni fino ad ora utilizzate abbiamo considerato l'indice di rifrazione, e quindi la velocità di propagazione, funzione esclusivamente della lunghezza d'onda, questo in realtà non è corretto poichè come precedentemente detto, i parametri ambientali che caratterizzano il sito abissale (tra cui temperatura, salinità e pressione) influiscono sulle proprietà di trasporto della luce in acqua, cioè sull'indice di rifrazione, e quindi la velocità di propagazione ( $v_{gr}$ ) dei fotoni è anche funzione di essi.

### 3.6 L'indice di rifrazione $n_\phi$ in un sito abissale

Come abbiamo visto nei paragrafi precedenti, la conoscenza dell'indice di rifrazione  $n(\lambda)$  dell'acqua che circonda un telescopio Cherenkov per neutrini, è fondamentale per poter calcolare la velocità di propagazione della luce Cherenkov e quindi mettere in relazione i tempi di occorrenza dei segnali sui vari PMT interessati da un evento, con la direzione di volo del  $\mu$  che li ha prodotti.

La variabilità delle condizioni ambientali che caratterizzano un sito sottomarino è tale da produrre sostanziali variazioni di  $n(\lambda)$  e ne rende necessaria una misura continua. In effetti sappiamo che  $n(\lambda)$  è funzione della salinità, della temperatura e della pressione, ma non è nota una legge, ricavabile da principi primi, che esprima tale dipendenza. In letteratura è possibile trovare diverse funzioni empiriche di  $n = n(T, S, P, \lambda)$  spesso ricavate da misure effettuate in regioni con limitati intervalli di T, P, S. Non esiste però una espressione analitica per  $n(T, P, S, \lambda)$  universalmente adottata.

Nel seguito descriveremo in che modo sarà possibile, mediante misure dei parametri ambientali, valutare le proprietà di trasmissione della luce utilizzando un algoritmo per la stima di n di cui abbiamo potuto valutare la validità confrontando le previsioni ottenute con dati sperimentali forniti da diversi gruppi, in diverse situazioni ambientali (vedi Capitolo 4).

Possiamo quindi stimare la velocità di propagazione della luce in diversi siti sottomarini caratterizzati da temperatura, salinità e pressione differenti, e valutare quali siano gli effetti della variabilità temporale dei parametri ambientali nella sua determinazione.

Diversi autori hanno fornito algoritmi per descrivere la variabilità di  $n(\lambda)$  in diversi siti ambientali.

**Millard e Seaver** (MS) hanno fornito una espressione per l'indice di rifrazione, con una accuratezza di una parte per milione, attraverso un algoritmo a 27 termini valido in un ampio intervallo dei valori di temperatura, salinità e pressione ( $S = 0 \div 40 \text{ psu}$ ,  $T = 0 \div 30^\circ\text{C}$  e

$p = 1 \div 1080 \text{ atm}$ ) [42]. L'intervallo di lunghezza d'onda in cui questo algoritmo è valido è  $\lambda = 500 \div 700 \text{ nm}$ , limitato rispetto all'intervallo di interesse per un telescopio Cherenkov; tutti gli altri intervalli (T,P,S) contengono i valori tipici per i siti in cui i diversi esperimenti (Baikal, ANTARES, NESTOR e NEMO) opereranno. Ad esempio le misure dei parametri ambientali effettuate nel sito di ANTARES nell'agosto del 1999 forniscono valori medi di temperatura e salinità riportati in Tabella 3.1.

Temperatura ( $^{\circ}C$ )	Salinità ( $psu$ )
$13.1 \pm 0.1$	$38.44 \pm 0.02$

Tabella 3.1: Valori misurati nel sito di ANTARES [43] per temperatura (T) e salinità (S). Le variazioni stagionali di tali parametri sono piccole e contenute nell'intervallo di validità della formula.

La pressione nel sito abissale è ovviamente funzione della profondità e della densità dell'acqua marina. La densità a sua volta può essere funzione del tempo, in quanto è determinata dalle concentrazioni di sali e di sedimenti organici ed inorganici. Per il calcolo della pressione, in un sito a fissata profondità, è necessario quindi conoscere la densità  $\rho$ . Misure di  $\rho$  effettuate nel sito di ANTARES, riportate in Tabella 3.2 assieme al valore della pressione calcolato, mostrano che, per quanto riguarda P, l'algoritmo potrebbe essere utilizzato per tale sito.

Profondità (m)	Densità ( $g/cm^3$ )	Pressione (atm)
2000	1.0385	201.3
2400	1.0404	241.9

Tabella 3.2: Valori per la densità e pressione al variare della profondità per il sito di ANTARES [43]

Le lunghezze d'onda di interesse per un qualsiasi telescopio Cherenkov sottomarino, sono però concentrate nell'intervallo  $[350 \div 650 \text{ nm}]$ : la sovrapposizione con l'intervallo di validità dell'equazione MS non è ottimale e non potremmo quindi utilizzare direttamente questa para-

metrizzazione.

Una diversa equazione empirica per valutare l'indice di rifrazione in acqua  $n_\phi = n_\phi(S, T, \lambda)$  con  $\lambda$  nell'intervallo  $[400 \div 700 \text{ nm}]$ , quasi coincidente con quello di interesse per un telescopio Cherenkov, è l'equazione di **Quan & Fry** (QF) [44]. Questa equazione è stata ricavata effettuando un fit ai dati sperimentali di Austin e Halikas [45] disponibili per valori dell'indice di rifrazione compatibili con quelli dell'acqua in mare. L'algoritmo QF è però funzione solo di temperatura, salinità e lunghezza d'onda e non include la dipendenza dalla pressione:

$$n(S, T, \lambda) = n_0 + (n_1 + n_2T + n_3T^2)S + n_4T^2 + \frac{n_5 + n_6S + n_7T}{\lambda} + \frac{n_8}{\lambda^2} + \frac{n_9}{\lambda^3} \quad (3.28)$$

Nella formula T indica la temperatura in  $^{\circ}\text{C}$ , S la salinità in psu e la  $\lambda$  lunghezza d'onda in nm. I valori dei coefficienti sono mostrati in Tabella 3.3. L'intervallo di validità per la temperatura è  $0 < T < 30^{\circ}\text{C}$  e per la salinità si ha l'intervallo  $0 < S < 35 \text{ psu}$ .

Il valore della salinità misurato in un sito sottomarino non è contenuto nell'intervallo di validità

Coefficiente	Valore
$n_0$	1.31405
$n_1$	$1.779 \cdot 10^{-4}$
$n_2$	$-1.05 \cdot 10^{-6}$
$n_3$	$1.6 \cdot 10^{-8}$
$n_4$	$2.02 \cdot 10^{-6}$
$n_5$	15.868
$n_6$	0.01155
$n_7$	-0.00423
$n_8$	-4382
$n_9$	$1.1455 \cdot 10^6$

Tabella 3.3: Coefficienti dell'equazione 3.28 per calcolare l'indice di rifrazione dell'acqua di mare.

dichiarato dagli autori, ma eccede solo per il 10%. Assumeremo che l'algoritmo sia valido, per quanto riguarda  $S$ , anche per rappresentare misure effettuate nei siti marini quali ANTARES, NESTOR e NEMO. Sicuramente l'algoritmo è valido per Baikal ( $S \sim 0.05 \text{ psu}$ ). Un limite alla utilizzazione diretta di QF deriva però dal fatto che l'algoritmo non dipende esplicitamente dalla pressione.

Per includere la dipendenza dalla pressione nell'equazione 3.28, possiamo aggiungere un polinomio del primo ordine in  $P$  all'equazione di QF, e confrontare i risultati ottenibili da questa nuova espressione con quelli ottenuti da MS. Ovviamente il confronto può essere effettuato solo per quell'intervallo di lunghezze d'onda ( $\lambda = 500 \div 700 \text{ nm}$ ) in cui entrambi gli algoritmi sono definiti. Dal confronto si può quindi ricavare il termine aggiuntivo in  $P$  e aggiungerlo all'equazione di Quan & Fry per estrapolarne i risultati alle diverse profondità. Il fit è stato eseguito ad una pressione media di 220 atm [46], ottenendo la correzione per la dipendenza da  $P$  con un coefficiente pari a  $1.42 \cdot 10^{-5} \text{ atm}^{-1}$ . Introducendo questa correzione all'equazione di QF ( $n_\phi = n_\phi(S, T, \lambda)$ ) si ha per l'indice di rifrazione di fase per l'acqua l'espressione:

$$n_\phi(P, S, T, \lambda) = 1.42 \cdot 10^{-5} P + n_\phi(S, T, \lambda) \quad (3.29)$$

dove la pressione ( $P$ ) è in atm.

L'equazione di QF corretta con il termine aggiunto dipendente dalla pressione, e l'equazione di MS, per l'indice di rifrazione, sono in buon accordo. Per un intervallo di lunghezze d'onda compreso tra  $500 \div 700 \text{ nm}$ , i due algoritmi forniscono valori che differiscono meno dello 0.017%, mentre per  $\lambda = 350 \div 500 \text{ nm}$  (intervallo non compreso nell'equazione di MS) tale scarto è inferiore allo 0.066%.

Una volta definita l'espressione della velocità di propagazione in funzione dei diversi parametri ambientali, attraverso la corretta determinazione dell'indice di rifrazione di fase ( $n_\phi$ ), siamo in grado di valutare la sua variazione in funzione di temperatura, salinità e pressione.

Per osservare qualitativamente queste variazioni, consideriamo una radiazione elettromagnetica che si propaga ad esempio nel sito di ANTARES con lunghezza d'onda fissata e mostriamo

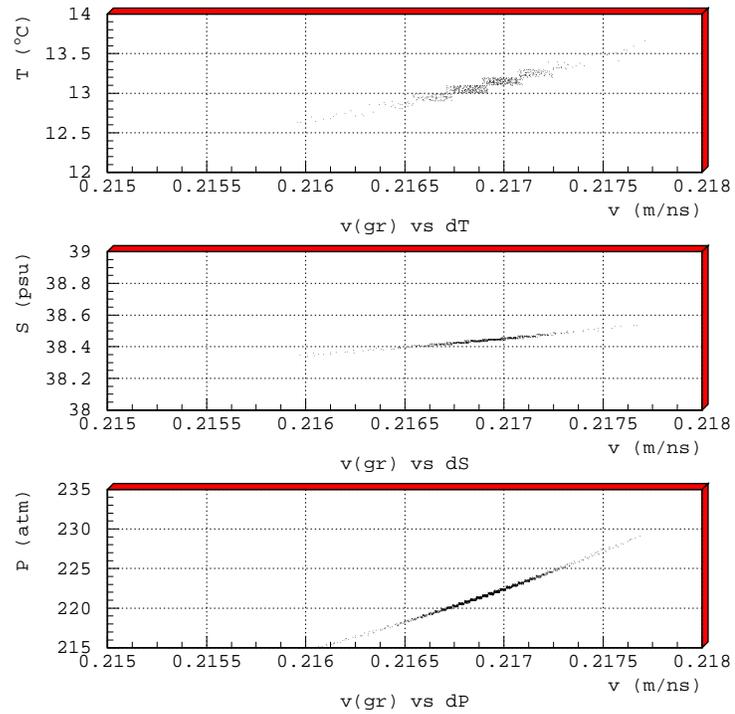


Figura 3.5: *Variazione della velocità di gruppo in funzione di temperatura, salinità e pressione.*

come si comporta la velocità di propagazione in funzione di piccole variazioni di T, P e S.

La velocità di gruppo per una radiazione luminosa con lunghezza d'onda  $\lambda = 466 \pm 6 \text{ nm}$ , aumenta con l'aumentare delle tre grandezze considerate. Mostriamo in Figura 3.5 i valori di  $v_{gr}$  per :

$$T(^{\circ}C) = 13.1 \pm 0.1^{\circ}C$$

$$S(psu) = 38.44 \pm 0.02psu$$

$$P(atm) = 221.6 \pm 1.5atm$$

ovvero per parametri ambientali *stabili* e valutando come variazione solo l'incertezza sulla loro misura nel caso in cui (come in ANTARES) la distanza tra due piani consecutivi del detector è di circa 12 m.

## Capitolo 4

# La propagazione dei fotoni in acqua

Definite le proprietà ottiche e i processi fisici che regolano la trasmissione della luce nei siti abissali, possiamo valutare come queste grandezze determinano la propagazione della luce Cherenkov rivelata nei telescopi per neutrini astrofisici.

In particolare siamo interessati a studiare come varia il numero di fotoni Cherenkov in funzione della distanza dal punto di emissione, dopo quanto tempo e con quale dispersione i fotoni raggiungono i rivelatori e con quale angolo rispetto alla direzione di emissione.

Per stimare l'effetto complessivo, sulla rivelazione dei fotoni Cherenkov, delle grandezze macroscopiche (T,P,S) e dei processi di trasmissione della luce nei siti abissali, abbiamo sviluppato un programma di simulazione (MonteCarlo) che descrive la generazione e la propagazione del singolo fotone in acqua.

Tramite il MonteCarlo così sviluppato abbiamo simulato situazioni sperimentali corrispondenti a dati pubblicati: dal confronto tra i risultati ottenuti dalla simulazione e quelli sperimentali abbiamo ottenuto una validazione del MC.

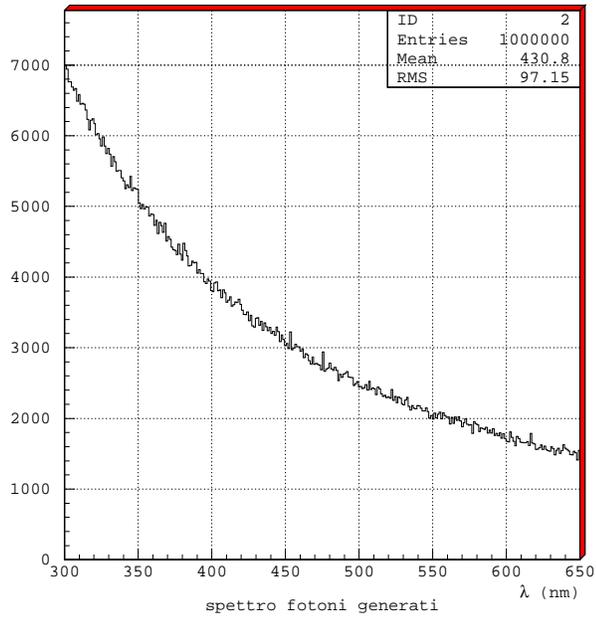


Figura 4.1: Spettro generato dal programma di simulazione per i fotoni Cherenkov.

## 4.1 Simulazione

La distribuzione spettrale dei fotoni Cherenkov è inversamente proporzionale al quadrato della lunghezza d'onda dei fotoni stessi ( $dN/dx \propto \lambda^{-2}$ ). La parte di spettro rilevante per la trasmissione del segnale luminoso in acqua è definita dal valore di  $a(\lambda)$  [vedi Figura 3.3] ed è sostanzialmente compresa tra  $300 \div 700 \text{ nm}$ . Per questo motivo limitiamo la simulazione in tale intervallo di lunghezze d'onda. Per generare in modo casuale le lunghezze d'onda dei fotoni secondo questa distribuzione, abbiamo utilizzato il metodo di *inversione della cumulativa* che nel nostro caso definiamo come:

$$G(\lambda) = a_0 \int_{\lambda_{min}}^{\lambda} \frac{d\lambda'}{\lambda'^2} = P(\lambda_{min} \leq \lambda' \leq \lambda) \quad (4.1)$$

dove  $a_0$  è una costante di normalizzazione ( $a_0 = 525$  per  $\lambda = 300 \div 700 \text{ nm}$ ). Estrae uniformemente valori di  $G(\lambda)$  ed invertendo la cumulativa, generiamo con il MC le lunghezze d'onda distribuite secondo lo spettro Cherenkov. Lo spettro utilizzato come *sorgente di fotoni*

*Cherenkov* della simulazione è mostrato in Figura 4.1.

La direzione dei muoni che attraversano un telescopio per neutrini è ricostruita tramite le misure dei tempi di arrivo dei fotoni Cherenkov sui PMT opportunamente distribuiti nel volume del detector. I tempi di occorrenza dei segnali sono ovviamente funzione della distanza tra il muone ed i PMT ma anche della velocità della luce in acqua. La conoscenza del valore della velocità della luce in acqua, della sua dipendenza da  $\lambda$  e delle sue variazioni in funzione dei parametri ambientali, è quindi fondamentale se si vuole ottenere una buona ricostruzione angolare delle tracce dei muoni.

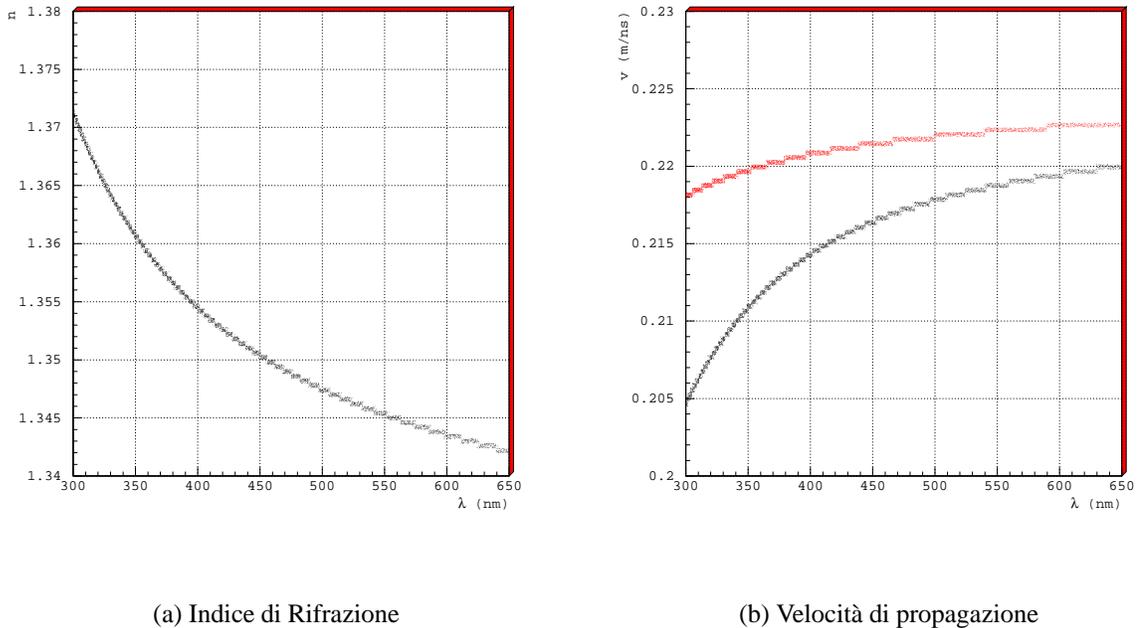


Figura 4.2: (a) Risultati del MC per l'indice di rifrazione di fase in funzione della lunghezza d'onda. (b) La velocità di gruppo (nero) e di fase (rosso) in funzione della lunghezza d'onda. I valori sono calcolati per  $T = 13.1^\circ C$ ,  $S = 38.44 \text{ psu}$  e  $P = 221.6 \text{ atm}$ , tipici del sito di ANTARES. L'algoritmo utilizzato per determinare l'indice di rifrazione di fase in funzione dei parametri ambientali del sito è dato dall'espressione 3.29.

Noti i parametri ambientali del sito, possiamo valutare, tramite il MC, in funzione della lunghezza d'onda del fotone, la sua velocità di propagazione. L'espressione della velocità considerata è

quella discussa nel paragrafo 3.5; per calcolare l'indice di rifrazione di fase ( $n_\phi$ ) del fotone alla lunghezza d'onda  $\lambda$  abbiamo utilizzato l'espressione 3.29.

In Figura 4.2 sono mostrati valori ottenuti per le velocità del fotone ( $v_{gr}$  e  $v_\phi$ ) e per l'indice di rifrazione di fase del sito ( $n_\phi$ ). Dalla Figura 4.2b è possibile notare la differenza tra le velocità di gruppo e di fase per la propagazione dei fotoni, in particolare per lunghezze d'onda comprese tra  $300 \div 650 \text{ nm}$ . Nella simulazione i valori di temperatura (T) e salinità (S) sono relativi al sito di ANTARES e valgono rispettivamente di  $13.1^\circ\text{C}$  e  $38.44 \text{ psu}$  [Tabella 3.1]. La pressione come già detto varia con la profondità, assumiamo nel programma di simulazione  $P = 221.6 \text{ atm}$ , il valor medio tra i valori della Tabella 3.2.

#### 4.1.1 Una verifica per $v_{gr}$ : confronto con dati sperimentali

Volendo convalidare l'algoritmo che ci permette di calcolare  $n_\phi$  ed i valori della velocità della luce in base alle misure di temperatura, salinità e pressione, possiamo confrontare le previsioni del MonteCarlo con i dati sperimentali ottenuti in diverse condizioni ambientali.

Abbiamo a disposizione misure di  $n_{gr}$  e  $v_{gr}$  effettuate nel sito di ANTARES e nel lago Baikal. Tali misure differiscono non solo per i parametri ambientali, ma anche per le condizioni di misura.

In entrambi i casi l'apparato sperimentale era composto da una sorgente di luce monocromatica (LED) ed un fotomoltiplicatore posto ad una distanza nota. Misurando il  $\Delta t$  tra i tempi di emissione e di rivelazione dei fotoni, nota la distanza  $\Delta d$  tra il LED ed il PMT, si ricava la velocità di trasmissione dell'impulso luminoso alla lunghezza d'onda del LED ( $v(\lambda) = \Delta d / \Delta t$ ).

Il confronto tra le previsioni del MonteCarlo ed i dati sperimentali è possibile solo simulando completamente le due situazioni sperimentali (LED, distanze, T, P, S ..). Per i diversi siti sono stati assunti per pressione, temperatura e salinità i valori riportati dalle singole collaborazioni.

## Misure di $v_{gr}$ e $n_{gr}$ nel lago Baikal

La collaborazione Baikal, ha misurato il tempo trascorso tra l'emissione del segnale dal LED (per tre diverse lunghezze d'onda) e la risposta del modulo ottico. I tempi sono poi stati corretti valutando il ritardo dovuto all'elettronica e le sue fluttuazioni, precedentemente misurati in laboratorio. La precisione nelle misure del tempo è migliore di  $\pm 2$  ns. La distanza tra la sorgente ed il modulo ottico è definita con una precisione di  $\sim 10$  cm.

I dati sono stati acquisiti nel Lago Baikal, dove i valori dei parametri ambientali sono:

$$\text{Temperatura} \implies [+3.4^\circ C]$$

$$\text{Pressione} \implies [110 \text{ atm}]$$

$$\text{Salinità}^1 \implies [0.053 \text{ psu}]$$

I risultati sperimentali ottenuti della collaborazione Baikal per  $v_{gr}$  e per  $n_{gr}$ , sono in Tabella 4.1.

$\lambda \pm \sigma(\lambda)$ (nm)	$v_{gr} \pm \sigma(v_{gr})$ (m/ns)	$n_{gr} \pm \sigma(n_{gr})$
$370 \pm 6$	$0.2178 \pm 0.0010$	$1.369 \pm 0.007$
$470 \pm 11$	$0.2193 \pm 0.0009$	$1.367 \pm 0.006$
$520 \pm 17$	$0.2206 \pm 0.0009$	$1.359 \pm 0.006$

Tabella 4.1: Risultati sperimentali per la velocità di gruppo e l'indice di rifrazione di gruppo, ottenuti dalla collaborazione Baikal [48].

La simulazione della propagazione dei fotoni nel lago Baikal deve essere preceduta dalla simulazione della sorgente luminosa. La sorgente di luce, da considerarsi isotropa, è ottenuta impulsando per tempi brevissimi ( $\sigma(t) \simeq 6$  ns) una decina di LED ottenendo circa  $10^9 \gamma$ /per

---

<sup>1</sup>Il valore della salinità è stato misurato dal CTD di NEMO durante la campagna di misure NEMO-Baikal nel marzo 2001.

impulso.

I LED sono caratterizzati da uno spettro di emissione che può essere rappresentato da funzioni gaussiane. Per simulare le sorgenti luminose utilizzate da BAIKAL abbiamo generato fotoni con lunghezze d'onda distribuite secondo distribuzioni gaussiane con  $\langle \lambda \rangle$  e  $\sigma$  riportate nella prima colonna di Tabella 4.1 e rappresentate in Figura 4.3. Il PMT utilizzato da BAIKAL è del tipo QUASAR da 13" di diametro.

Simuliamo con il nostro MC le lunghezze d'onda utilizzate dalla collaborazione Baikal [Figura 4.3], le condizioni ambientali del lago Baikal e valutiamo  $v_{gr}$  e  $n_{gr}$ .

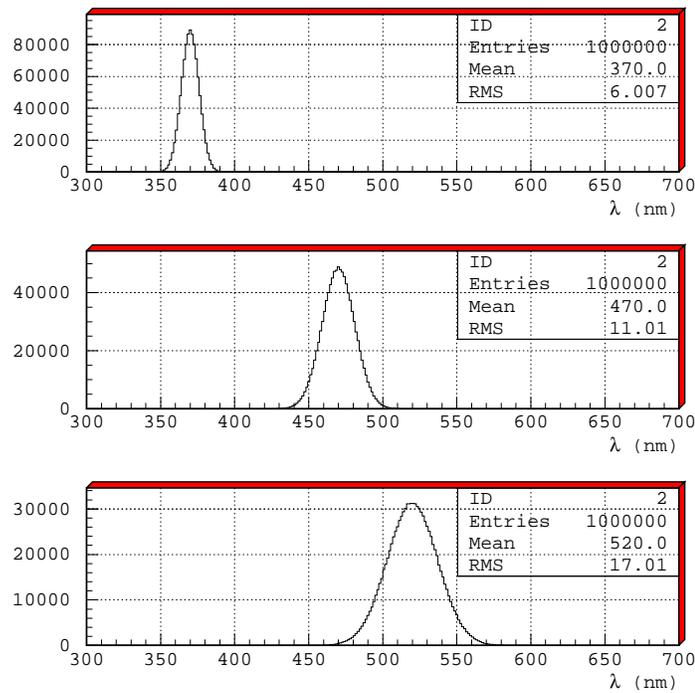


Figura 4.3: Spettri del LED simulati con il MC e relativi alle misure di  $v_{gr}$  effettuate da BAIKAL.

In Figura 4.4 sono illustrati, in funzione della lunghezza d'onda, i risultati della simulazione per l'indice di rifrazione e per la velocità di gruppo. In Tabella 4.2 e in Figura 4.5 riportiamo i valori di  $v_{gr}$  e  $n_{gr}$  medi ottenuti dalla simulazione per le tre sorgenti separatamente.

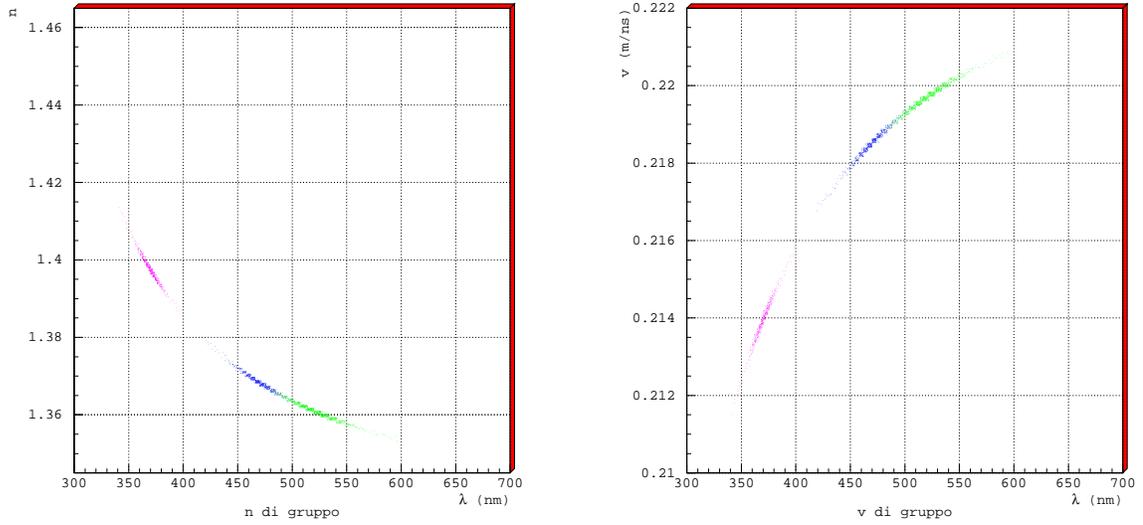


Figura 4.4: *Indice di rifrazione di gruppo e velocità di gruppo per il sito del Lago Baikal, con le tre diverse sorgenti LED con lunghezze d'onda centrali: 370 nm (viola); 470 nm (blu); 520 nm (verde).*

$\lambda \pm \sigma(\lambda)$ (nm)	$v_{gr} \pm \sigma(v_{gr})$ (m/ns)	$n_{gr} \pm \sigma(n_{gr})$
$370 \pm 6$	$0.2139 \pm 0.0004$	$1.398 \pm 0.003$
$470 \pm 11$	$0.2185 \pm 0.0003$	$1.368 \pm 0.002$
$520 \pm 17$	$0.2197 \pm 0.0003$	$1.361 \pm 0.002$

Tabella 4.2: *Risultati del MC per la velocità di gruppo e per l'indice di rifrazione di gruppo, per i tre valori delle lunghezze d'onda utilizzate nella misura. I parametri ambientali sono stati posti uguali a quelli del lago Baikal*

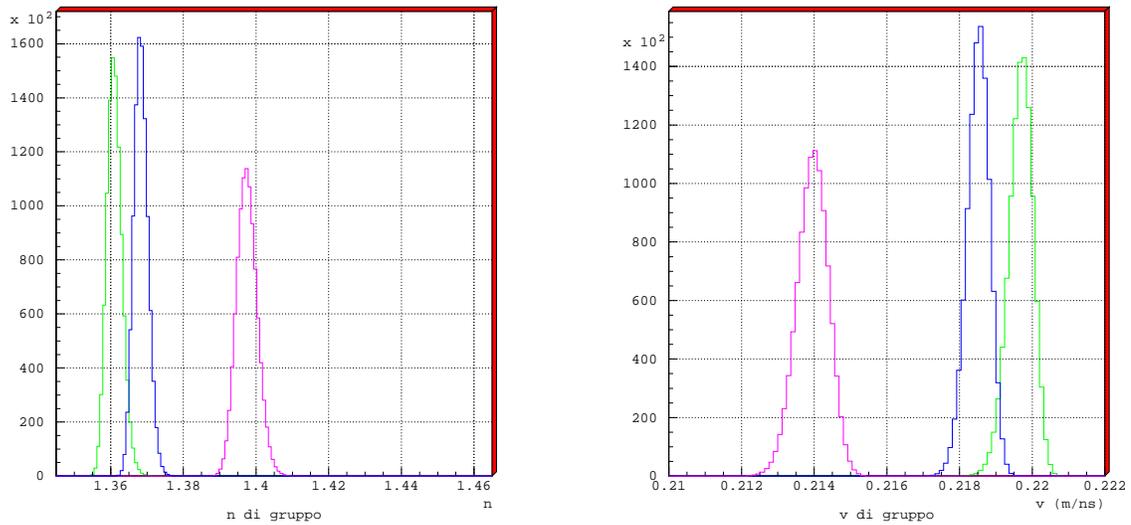


Figura 4.5: Distribuzioni dei valori dell'indice di rifrazione di gruppo e della velocità di gruppo per il sito del Lago Baikal, per le tre diverse sorgenti LED con lunghezze d'onda centrali: 370 nm (viola); 470 nm (blu); 520 nm (verde).

Possiamo notare che per le tre sorgenti considerate i risultati della simulazione e i dati sperimentali sono in accordo entro  $1\sigma$ , tranne che per i risultati ottenuti con  $\lambda = 370\text{ nm}$  ( $\sim 4\sigma$ ).

### Misure di $v_{gr}$ e $n_{gr}$ nel sito di ANTARES

Per verificare la validità del MC in un ampio intervallo di temperatura, salinità e pressione, simuliamo condizioni sperimentali diverse, ad esempio quelle di ANTARES.

Nell'estate del 2000 la collaborazione ANTARES, ha condotto una campagna di misure (Test 3') durante la quale è stata misurata la velocità della luce con due diverse sorgenti (Blu  $\lambda = 466\text{ nm}$  e U.V.  $\lambda = 370\text{ nm}$ ).

L'apparato sperimentale utilizzato nella misura, era costituito da sorgenti monocromatiche (LED) e un PMT posto ad una distanza nota. Per le due lunghezze d'onda si è misurato l'intervallo

temporale tra l'emissione dell'impulso dal LED e la rivelazione del PMT [47]. Per fare la misura sono stati utilizzati due diversi cavi, uno di acciaio e uno di parafil. Le misure sono state prese ad una profondità di 2400 m dove i valori di temperatura e salinità erano rispettivamente pari a  $T = 13.2^{\circ}C$  e  $S = 38.44 \text{ psu}$ .

Analogamente a quanto descritto precedentemente nel caso di BAIKAL, simuliamo con il nostro MonteCarlo queste condizioni ambientali e gli spettri dei LED utilizzati nella misura [Figura 4.6].

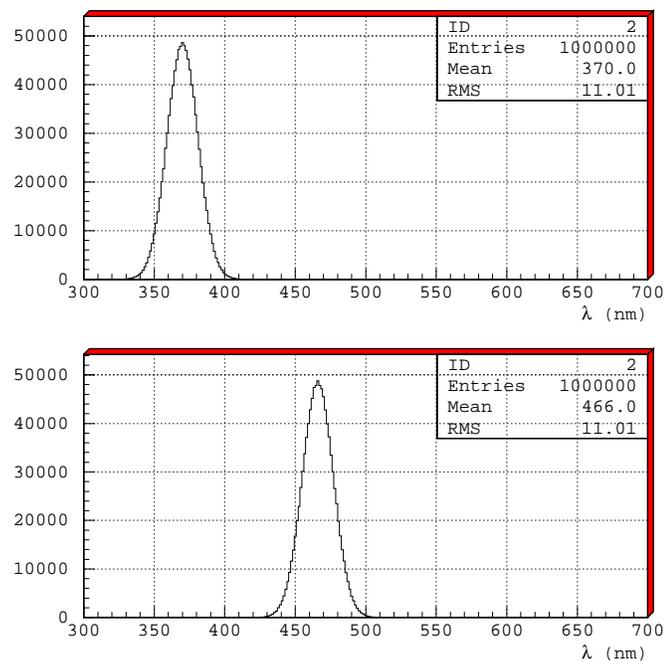


Figura 4.6: Spettri del LED simulati con il MC relativi alle misure di  $v_{gr}$  effettuate da ANTARES.

La collaborazione ANTARES nella nota interna [47] fornisce i valori, per i due cavi, di  $\Delta t$  e  $\Delta d$  per le due lunghezze d'onda.

Cavo di parafil:

$$\Delta t(\lambda = 466 \text{ nm}) = 94.3 \pm 0.1 \text{ ns}$$

$$\Delta d(\lambda = 466 \text{ nm}) = 20.6 \pm 0.1 \text{ m}$$

Ottenendo in questo modo una velocità di gruppo nel Blu di:

$$v_{gr}(\lambda = 466 \text{ nm}) = 0.2185 \pm 0.0011 \text{ m/ns}$$

Cavo di acciaio:

$$\Delta t(\lambda = 466 \text{ nm}) = 91.0 \pm 0.1 \text{ ns}$$

$$\Delta d(\lambda = 466 \text{ nm}) = 19.92 \pm 0.075 \text{ m}$$

Ottenendo in questo modo una velocità di gruppo nel Blu di:

$$v_{gr}(\lambda = 466 \text{ nm}) = 0.2189 \pm 0.0008 \text{ m/ns}$$

Abbiamo quindi preso come valore sperimentale della velocità di gruppo nel blu, nel sito di ANTARES, la media pesata tra i valori ottenuti nelle due diverse configurazioni [Tabella 4.3].

Analogamente possiamo procedere anche nel UV:

Cavo di parafil:

$$\Delta t(\lambda = 370 \text{ nm}) = 95.7 \pm 0.1 \text{ ns}$$

$$\Delta d(\lambda = 370 \text{ nm}) = 20.51 \pm 0.1 \text{ m}$$

Ottenendo in questo modo una velocità di gruppo nell' U.V. di:

$$v_{gr}(\lambda = 370 \text{ nm}) = 0.2143 \pm 0.0011 \text{ m/ns}$$

Cavo di acciaio:

$$\Delta t(\lambda = 370 \text{ nm}) = 92.3 \pm 0.1 \text{ ns}$$

$$\Delta d(\lambda = 370 \text{ nm}) = 19.79 \pm 0.1 \text{ m}$$

In questa configurazione, la velocità di gruppo nell'U.V. è pari a :

$$v_{gr}(\lambda = 370 \text{ nm}) = 0.2144 \pm 0.0011 \text{ m/ns}$$

Di nuovo consideriamo come velocità di gruppo nell'U.V., la media pesata tra le due configurazioni sperimentali. In Tabella 4.3 riassumiamo i risultati sperimentali pubblicati da ANTARES

$\lambda \pm \sigma(\lambda)$ (nm)	$v_{gr} \pm \sigma(v_{gr})$ (m/ns)	$n_{gr}$
$370 \pm 11$	$0.2144 \pm 0.0016$	-
$466 \pm 11$	$0.2188 \pm 0.0014$	-

Tabella 4.3: Valori sperimentali ottenuti nel Test 3' dalla collaborazione ANTARES.

e relativi alle lunghezze d'onda di 370 e 470 nm.

Simuliamo le condizioni ambientali di ANTARES, e stimiamo la velocità di gruppo per le due lunghezze d'onda utilizzate. Analogamente a quanto fatto per BAIKAL mostriamo in Figura 4.7 l'andamento di  $n_{gr}$  e  $v_{gr}$  in funzione di  $\lambda$  nelle condizioni ambientali del sito di ANTARES.

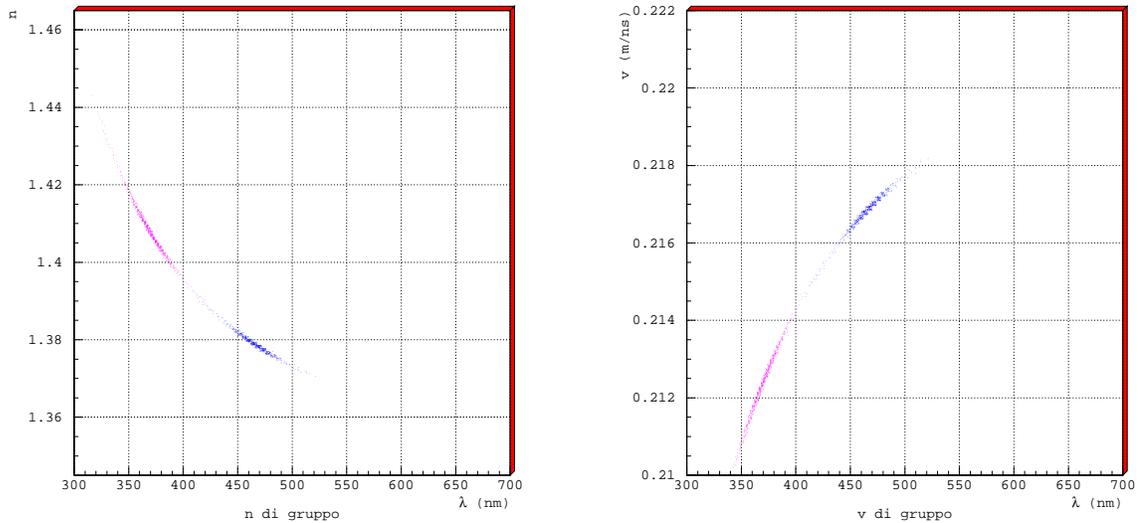


Figura 4.7: Indice di rifrazione di gruppo e velocità di gruppo per il sito di ANTARES valutati con la simulazione, per le diverse sorgenti LED con lunghezze d'onda centrali: 370 nm (viola) e 466 nm (blu).

In Figura 4.8 e in Tabella 4.4 riportiamo per le due diverse sorgenti LED, i valori di  $n_{gr}$  e  $v_{gr}$  ottenuti dal MC. Dal confronto con le misure di ANTARES, possiamo vedere che i dati sperimentali e i risultati del MC sono in accordo entro circa  $2\sigma$ . Pur non potendo considerare

$\lambda \pm \sigma(\lambda)$ (nm)	$v_{gr} \pm \sigma(v_{gr})$ (m/ns)	$n_{gr} \pm \sigma(n_{gr})$
$370 \pm 11$	$0.2124 \pm 0.0007$	$1.407 \pm 0.005$
$466 \pm 11$	$0.2169 \pm 0.0003$	$1.379 \pm 0.002$

Tabella 4.4: Valori ottenuti dalla simulazione con le condizioni ambientali del sito di ANTARES.

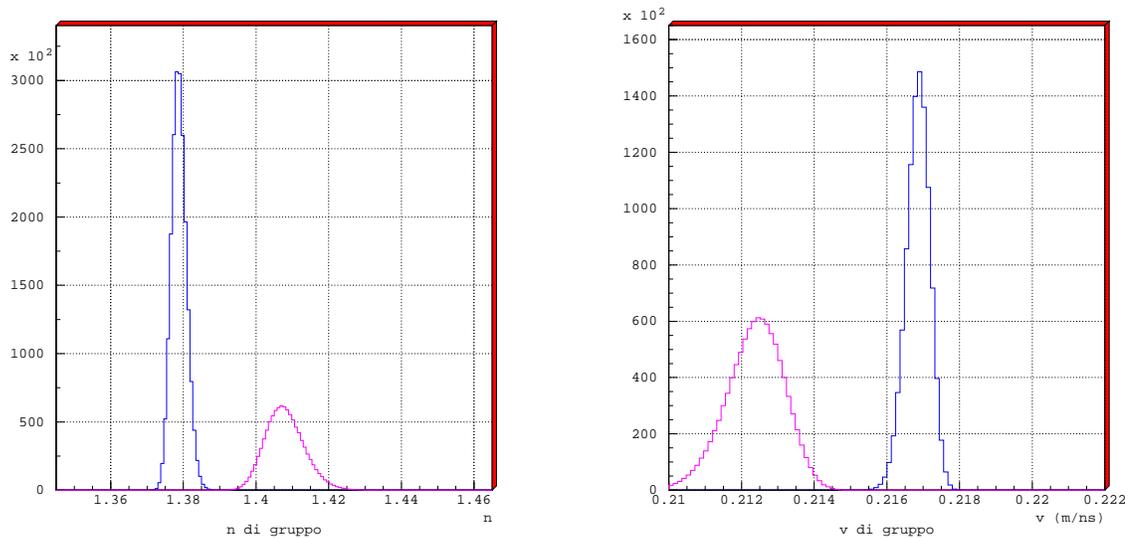


Figura 4.8: Distribuzioni dei valori dell'indice di rifrazione di gruppo e della velocità di gruppo per il sito di ANTARES ottenuti con la simulazione, per le sorgenti LED con lunghezze d'onda centrale: 370 nm (viola) e 466 nm (blu).

soddisfacente il confronto con i dati di ANTARES, in mancanza di altri dati sperimentali e in attesa di una verifica degli stessi, riteniamo il modello scelto per l'indice di rifrazione dell'acqua, nelle lunghezze d'onda di interesse per la radiazione Cherenkov, sufficiente per continuare lo studio della dipendenza della trasmissione della luce in acqua marina.

## 4.2 Processi d'interazione dei fotoni ottici in acqua marina

Per simulare il trasporto dei fotoni Cherenkov in acqua, abbiamo opportunamente valutato i fenomeni di assorbimento e diffusione della luce, in funzione della lunghezza d'onda incidente  $\lambda$ , attraverso i rispettivi coefficienti  $(a(\lambda), b(\lambda))$ . Generiamo stocasticamente, lungo la direzione di propagazione, la lunghezza del percorso compiuto dal fotone prima di interagire (per assorbimento o diffusione). La distanza di interazione è estratta secondo la distribuzione esponenziale del tipo  $e^{-c(\lambda)x}$ , ricordiamo che  $c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda)$  è il coefficiente di attenuazione totale.

Il tipo di interazione è scelto in base alla probabilità dei due processi alla distanza  $x$  e per la lunghezza d'onda del fotone incidente ( $\lambda$ ).

I coefficienti utilizzati per determinare le probabilità di interazione e il tipo di interazione avvenuta, sono quelli relativi all'acqua pura di mare disponibili in letteratura (Smith e Baker [49])<sup>2</sup>. Ovviamente la simulazione può essere ripetuta in un qualsiasi *sito* sottomarino o in generale per un qualunque mezzo trasparente di cui si conoscono i valori di  $a(\lambda)$  e  $b(\lambda)$ . Il valore dei coefficienti in funzione di tutte le lunghezze d'onda di interesse  $\lambda = 300 \div 650$ , è ottenuto interpolando i valori tabulati come mostrato in Figura 4.9.

Il fenomeno di assorbimento è simulato come completamente distruttivo.

Se l'interazione è di diffusione, stimiamo il successivo punto di interazione estraendo le coordinate sferiche che lo individuano nello spazio  $(r, \theta, \phi)$ : la distanza  $r$  è estratta sempre secondo la distribuzione esponenziale  $e^{-c(\lambda)x}$  [Figura 4.10a]; l'angolo  $\phi$  è estratto in modo casuale nel-

---

<sup>2</sup>I valori dei coefficienti  $a(\lambda)$  e  $b(\lambda)$  determinati da Smith e Baker sono un limite superiore ai reali valori per acqua pura di mare. Si pensa [50] che i coefficienti di assorbimento per il blu e il viola, siano inferiori.

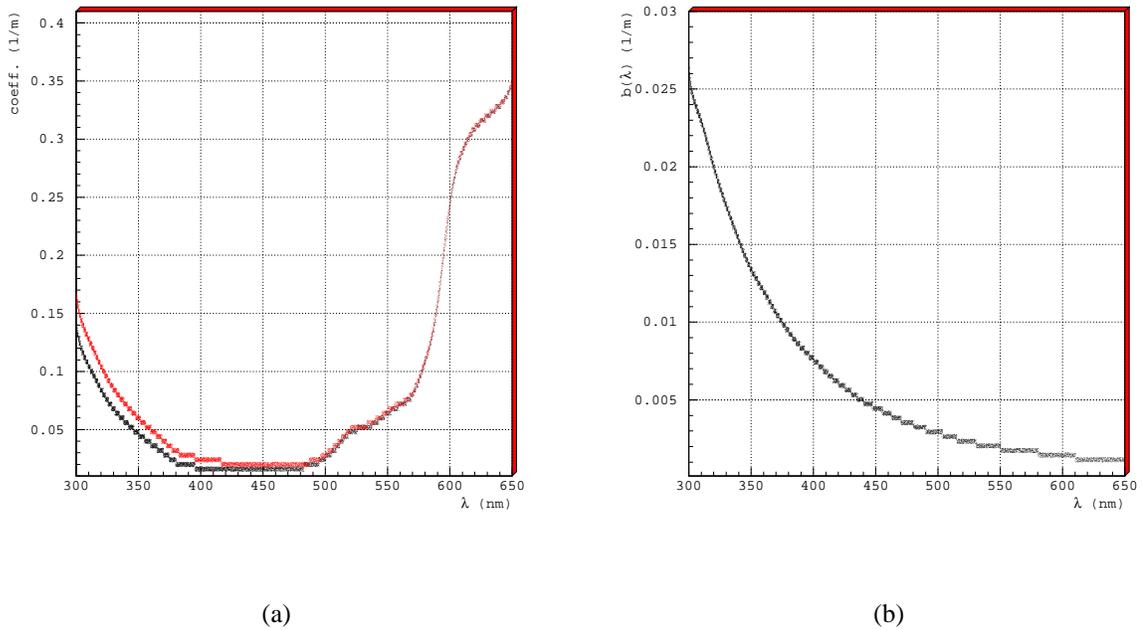
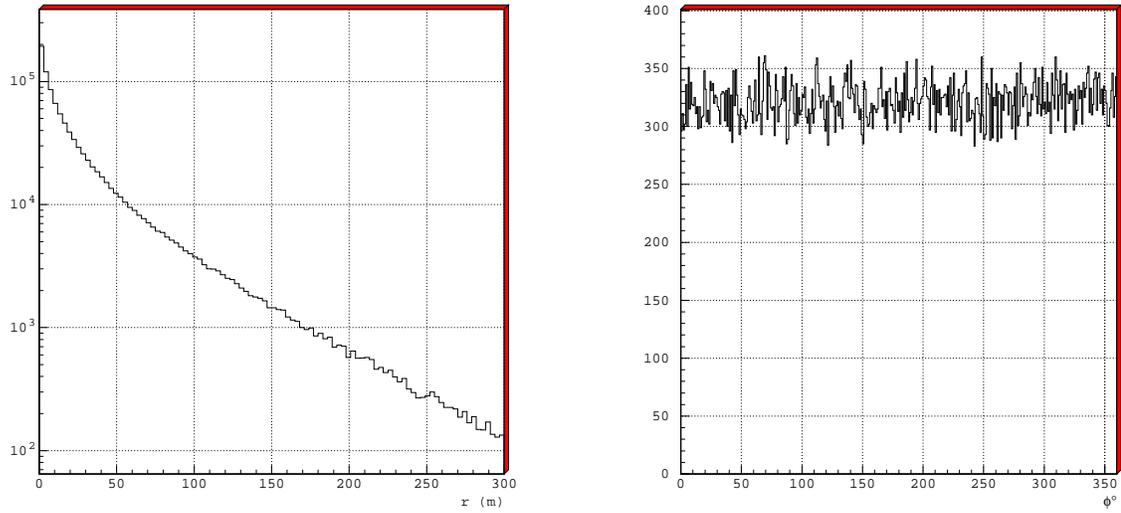


Figura 4.9: (a) Coefficienti di attenuazione (rosso) e di assorbimento (nero) (b) coefficiente di diffusione in funzione della lunghezza d'onda per l'intervallo  $\lambda = 300 \div 650$  nm, ottenuti dall'interpolazione dei valori di Smith e Baker.

l'intervallo  $0^\circ \div 360^\circ$  [Figura 4.10b].

Non esistono attualmente risultati sperimentali che diano la distribuzione angolare dei fotoni diffusi in siti sottomarini. Il gruppo NEMO dell'Università di Catania ha costruito uno strumento (DEWAS) con il quale è possibile misurare direttamente la distribuzione angolare della luce diffusa in acque profonde [51].

Tale strumento ci ha fornito, in via preliminare, una serie di dati sperimentali, non ancora pubblicate e relativi al sito di ANTARES, da noi utilizzati, in questa tesi, per ricavare una parametrizzazione della distribuzione angolare di diffusione in acqua marina. Abbiamo preso in esame i dati misurati per tre diverse lunghezze d'onda ( $\lambda = 430, 470, 525$  nm) ed abbiamo cercato di rappresentarne l'andamento con  $\theta$  mediante una funzione [4.2] che comprende sia l'andamento della *diffusione Mie* che quello della *diffusione Rayleigh* (due fenomeni non separabili in misure



(a) cammino percorso

(b) angolo  $\phi$

Figura 4.10: Se il processo di interazione è di diffusione, dobbiamo calcolare la nuova direzione di propagazione. (a) la distanza e (b) angolo  $\phi$ .

sperimentali) [vedi paragrafo 3.3]:

$$F(\theta) = \frac{A(1 - g^2)}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}} + B(1 + C \cos^2 \theta) \quad (4.2)$$

Il fit della funzione ai dati sperimentali ha fornito i coefficienti riportati del in Tabella 4.5.

In tal modo durante la simulazione della propagazione dei fotoni Cherenkov in acqua, possia-

A	B	C	g
$6.6 \cdot 10^{-4} \pm 0.2 \cdot 10^{-4}$	$4.72 \cdot 10^{-6} \pm 0.31 \cdot 10^{-6}$	$206.08 \pm 0.04$	$0.97 \pm 0.01$

Tabella 4.5: Coefficienti del fit per la funzione di distribuzione angolare ottenuta con i dati preliminare del DEWAS.

mo estrarre l'angolo di diffusione per ogni *scattering* secondo la funzione 4.2.

La Figura 4.11 mostra la distribuzione degli angoli di diffusione *estratti* durante un processo

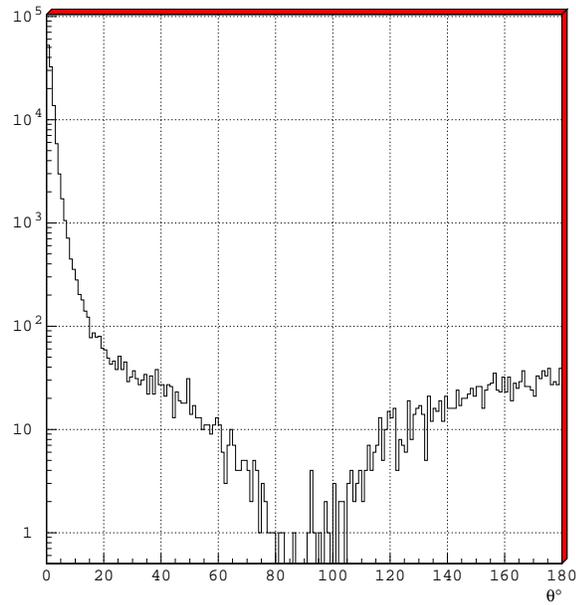


Figura 4.11: *Distribuzione utilizzata nella simulazione per estrarre l'angolo di diffusione*

di simulazione in base alla funzione  $F(\theta)$  ottenuta utilizzando i coefficienti  $A, B, C$  e  $g$  valutati per misure condotte nel sito di ANTARES.

Le misure di DEWAS sono le uniche al mondo effettuate *in situ*. Anche se le misure da cui abbiamo ricavato i coefficienti di  $F(\theta)$  sono state effettuate in un particolare sito del Mediterraneo (ANTARES), in prima istanza riteniamo che sia ragionevole, in mancanza di migliori informazioni, utilizzare la distribuzione  $F(\theta)$  anche per il sito di NEMO laddove sarà necessario.

La trasmissione dei fotoni in acqua è così completamente definita dalle proprietà ottiche del sito sottomarino.

In particolare, una variazione della lunghezza di assorbimento (ovvero del coefficiente  $a(\lambda)$ ) ha effetti importanti sulla propagazione: limita o aumenta il cammino massimo che può avere il fotone in acqua. Per costruire un telescopio per neutrini, basato sulla rivelazione dei fotoni Cherenkov, di un volume pari a circa  $1 \text{ km}^3$ , è quindi fondamentale ricercare il sito in cui  $L_a(\lambda)$  sia massima.

### 4.2.1 Misure di $a(\lambda)$ e $c(\lambda)$

Le collaborazioni europee ANTARES e NEMO, hanno condotto diverse campagne in mare per misurare *in situ* i coefficienti  $a(\lambda)$  e  $c(\lambda)$ , utilizzando diversi apparati sperimentali. Introducendo tali set di dati nel nostro MC, possiamo valutare per i due siti il numero di fotoni rivelabili in acqua a diverse distanze dalla traccia di un muone.

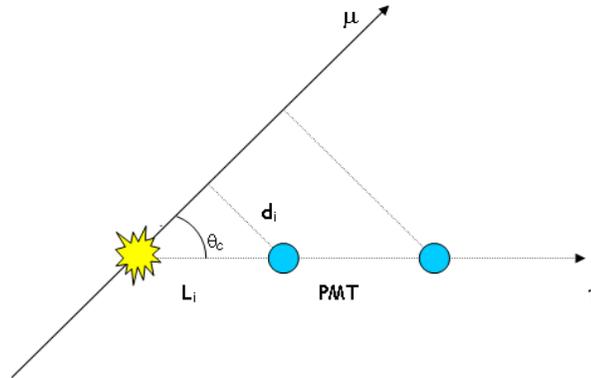


Figura 4.12: Schema geometrico per la rivelazione dei fotoni Cherenkov indotti durante la propagazione del muone.

Per valutare le *diverse* proprietà di trasmissione della luce nei due siti, e in particolare la differenza tra le due lunghezze di assorbimento, utilizziamo le misure di  $a(\lambda)$  ottenute nei siti di NEMO ed ANTARES durante le campagne di misura svolte nell'estate 2002. I valori per i due siti sono in Tabella 4.6. Le misure sono state prese in quattro immersioni diverse e in Tabella sono riportati i valori medi. Per ottenere tali valori sono stati utilizzati, nella stessa campagna, due diversi metodi di misura. I risultati ottenuti per  $\lambda = 370 \text{ nm}$  e  $\lambda = 470 \text{ nm}$  sono stati ottenuti con un set-up realizzato dalla Collaborazione ANTARES. Gli altri sono stati ottenuti con un set-up realizzato da NEMO e basati su un *trasmisometro* commerciale l'AC9 della WetLabs. Le condizioni ambientali (T, S) dei due siti sono simili a meno della profondità: per il sito di ANTARES, le immersioni sono state eseguite nell'intervallo di profondità  $1800 \div 2300 \text{ m}$ , per

	Sito di ANTARES	Sito di NEMO
$\lambda(nm)$	$a(\lambda) (m^{-1})$	$a(\lambda) (m^{-1})$
370	0.038	0.034
412	0.026	0.021
440	0.020	0.015
470	0.020	0.017
488	0.022	0.018
510	0.041	0.038
532	0.054	0.050
555	0.070	0.068
650	0.362	0.362
676	0.444	0.444
715	1.042	1.046

Tabella 4.6: Coefficienti di assorbimento misurati nel Luglio 2002 (ANTARES) e Agosto 2002 (NEMO). L'errore sulle misure prese con la strumentazione della Collaborazione NEMO (per  $\lambda=412, 440, 488, 510, 532, 555, 650, 676, 715$  nm) è dell'ordine di  $\sigma_a \sim 2.0 \cdot 10^{-3} m^{-1}$ . Per le misure della Collaborazione ANTARES ( $\lambda=370$  e  $470$  nm) è dell'ordine di  $\sigma_a \sim 3.0 \cdot 10^{-3} m^{-1}$

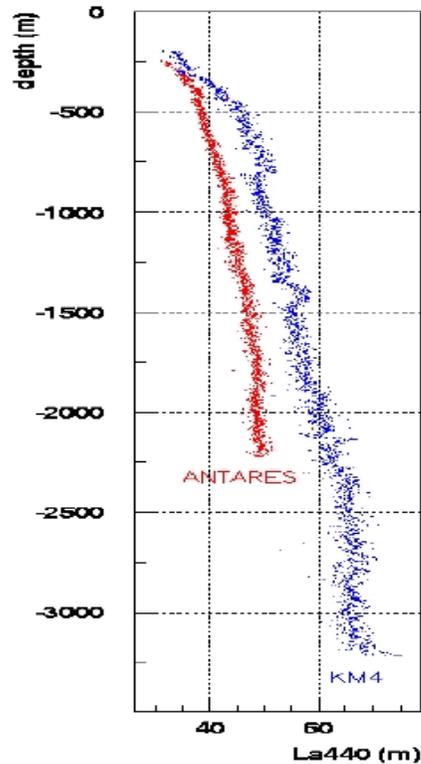


Figura 4.13: Lunghezza di assorbimento per  $\lambda = 440 \text{ nm}$  in funzione della profondità misurata nel sito di ANTARES (rosso) e nel sito di NEMO (blu).

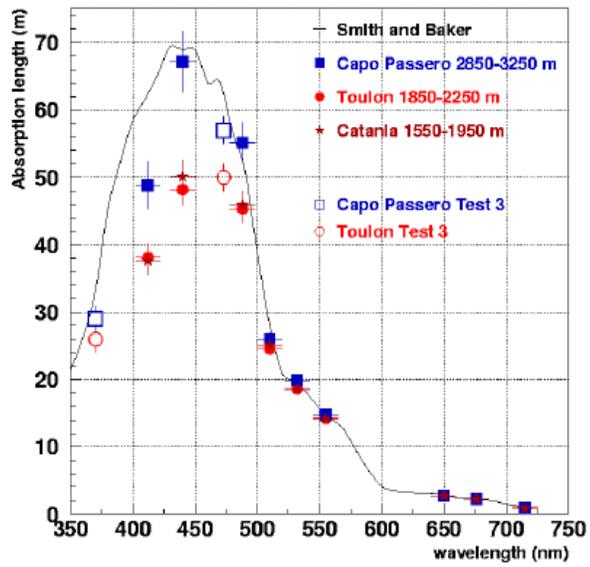
il sito di NEMO la profondità è superiore ai 2850 m [38].

In Figura 4.13 riportiamo ad esempio la lunghezza di assorbimento per  $\lambda = 440 \text{ nm}$  in funzione della profondità, misurata nei due siti. Si nota che il sito di NEMO permette una maggiore propagazione dei fotoni in acqua rispetto al sito di ANTARES.

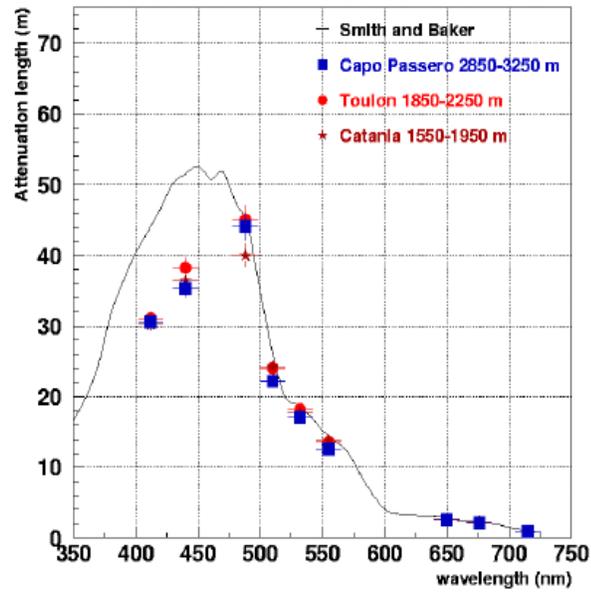
In Figura 4.14 riportiamo le misure ottenute nelle recenti campagne per la lunghezza di assorbimento  $L_a(\lambda)$  e per la lunghezza di attenuazione  $L_c(\lambda)$  in funzione delle lunghezze d'onda.

Utilizzando i coefficienti misurati possiamo allora valutare i fotoni rivelabili nei due siti, in funzione della lunghezza d'onda, a diverse distanze dal punto di generazione dei fotoni.

Per rendere realistica e paragonabile ai dati sperimentali la simulazione, rappresentiamo con il MC anche la risposta dei PMT in funzione della lunghezza d'onda dei fotoni. Introduciamo



(a) Lunghezza di Assorbimento



(b) Lunghezza di Attenuazione

Figura 4.14: (a) Lunghezza di assorbimento e (b) Lunghezza di attenuazione misurate nel luglio-agosto 2002 nei siti di ANTARES e NEMO [38]

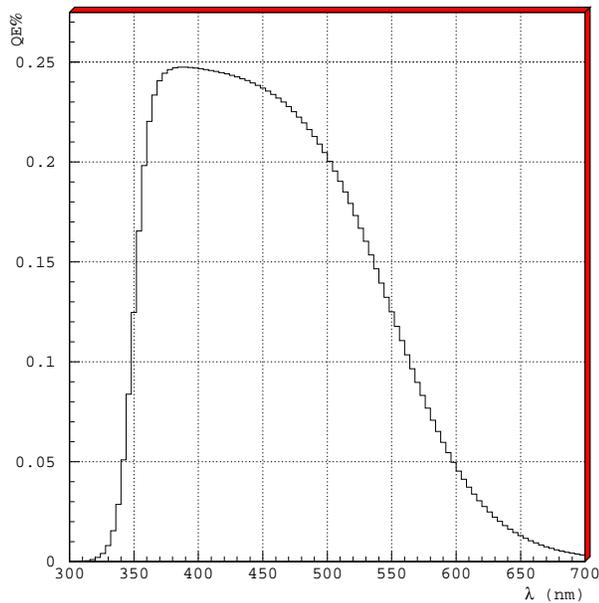


Figura 4.15: Efficienza quantica del fotomoltiplicatore simulata nel MC in funzione della lunghezza d'onda

cioè nella simulazione l'efficienza quantica del fotomoltiplicatore in funzione di  $\lambda$ . I PMT utilizzati hanno fotocatodi di tipo *biakali*: l'efficienza quantica è stata simulata con la funzione rappresentata in Figura 4.15.

In Tabella 4.7 riportiamo i valori ottenuti per la percentuale di fotoni rivelabili (incluso l'efficienza quantica del PMT) nei siti di ANTARES e NEMO in funzione della distanza tra punto di emissione e PMT [schema di Figura 4.12]. Per percentuale di fotoni rivelabili, intendiamo i fotoni che si sono propagati *almeno* fino alla distanza indicata.

In Figura 4.16 mostriamo la riduzione della quantità di fotoni rivelabili nei due siti considerando tre distanze (20, 60, 150 m). Possiamo notare che all'aumentare della distanza, aumenta anche il rapporto tra la quantità di fotoni rivelabili nel sito di NEMO e quelli rivelabili nel sito di ANTARES.

In Figura 4.17 mostriamo i valori ottenuti dalla simulazione, per il rapporto tra fotoni rivelabili nel sito di NEMO e fotoni rivelabili nel sito di ANTARES, in funzione della distanza tra il punto

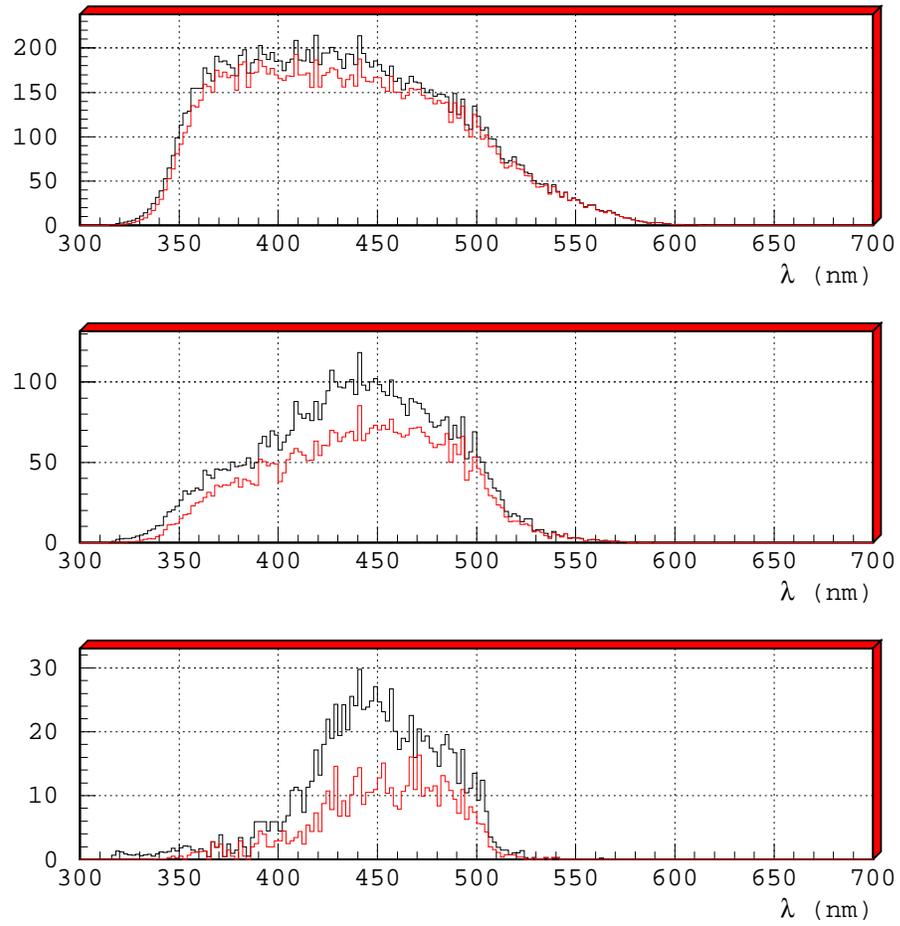


Figura 4.16: *Quantità di fotoni rivelabili nei siti di NEMO (nero) e ANTARES (rosso) al variare della distanza (20, 60, 150 m)*

	Sito di NEMO	Sito di ANTARES
Distanza (m)	$\% \gamma_{riv}$	$\% \gamma_{riv}$
20	56.2	49.7
30	47.2	39.3
40	40.6	31.8
60	31.7	22.2
80	27.0	16.8
110	21.5	12.5
130	19.7	11.0
150	18.4	10.1

Tabella 4.7: Percentuale di fotoni rivelabili nei siti di ANTARES e NEMO per diverse distanze dei PMT.

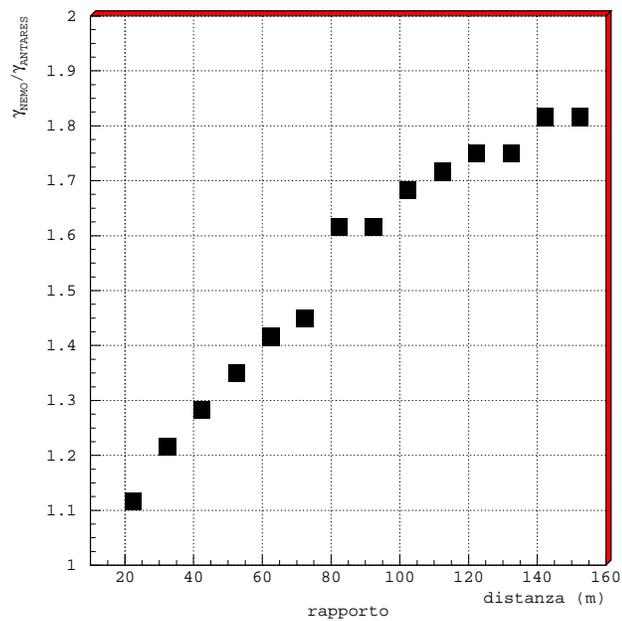


Figura 4.17: Rapporto tra il numero di fotoni rivelabili nel sito di NEMO e fotoni rivelabili nel sito di ANTARES, in funzione della distanza tra il punto di emissione del fotone e il PMT [schema di Figura 4.12].

di emissione del fotone e il PMT. Tale rapporto è determinato esclusivamente dalle diverse proprietà di trasmissione della luce nei due siti ed in particolare dalla lunghezza di assorbimento; è evidente che il rapporto non esplose a grandi distanze, ma tende a saturarsi perchè comunque, anche in NEMO, superata una distanza di circa  $2 - 3 L_a$  la quantità di fotoni rivelabili diminuisce notevolmente.

### 4.3 Tempi di propagazione

Per caratterizzare un sito abissale e descriverne in modo completo le proprietà di trasmissione della luce, oltre alle informazioni sulla quantità di fotoni trasmessi, siamo interessati a studiare come influisce il mezzo trasparente sui tempi di propagazione ed in particolare quale sia la *dispersione temporale* dei fotoni provenienti dallo stesso punto del sito sottomarino. Se osserviamo i fotoni che provengono da un determinato punto della traiettoria del muone, possiamo notare che il segnale luminoso non arriva *tutto insieme*: avrò fotoni distribuiti in un certo intervallo di tempo. Questa *dispersione temporale* è semplicemente dovuta al fatto che i fotoni Cherenkov che si propagano, hanno lunghezze d'onda diverse (distribuite come in Figura 4.1 nell'intervallo  $300 \div 700 \text{ nm}$ ) e quindi avranno diverse velocità di propagazione: avrò fotoni più *veloci*, che arriveranno prima, e fotoni più *lenti* che arriveranno dopo. Mentre il valore medio del tempo di propagazione per una determinata distanza, è indipendente dagli effetti di assorbimento della luce nel sito e dagli effetti dovuti all'efficienza quantica del PMT, la dispersione temporale è ovviamente variabile con questi effetti.

Possiamo così valutare qual'è la dispersione temporale intrinseca della radiazione Cherenkov e come varia questa grandezza quando si considerano gli effetti dovuti alla propagazione e rivelazione dei fotoni nell'acqua marina.

Utilizziamo quindi il programma di simulazione per simulare questa grandezza e valutarne il comportamento.

Ipotizziamo che il muone si propaghi lungo una direzione nota e che i PMT posti a distanze

diverse, siano in una configurazione geometrica nota [Figura 4.12]. Conoscendo la distanza e la velocità di propagazione dei fotoni, possiamo valutare il tempo di propagazione.

Il tempo di propagazione, fissata la distanza, sarà quindi una funzione della lunghezza d'onda del fotone:

$$t(\lambda) = \frac{L}{v_{gr}(\lambda)} \quad (4.3)$$

La distanza  $L$  è definita da:

$$L = \frac{d}{\sin \theta_c} \quad (4.4)$$

dove  $d$  indica la distanza tra la traccia del  $\mu$  ed il PMT e  $\theta_c$  è l'angolo Cherenkov definito dalla relazione:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n_\phi(\lambda)} \quad (4.5)$$

L'angolo Cherenkov [vedi paragrafo 3.4] è determinato esclusivamente dall'indice di rifrazione del mezzo in cui si propaga il muone, per valutare  $\theta_c$  utilizziamo l'espressione di  $n_\phi$  precedentemente discussa nell'intervallo di lunghezze d'onda  $300 \div 700 \text{ nm}$ . In Figura 4.18 sono mostrati i valori per l'angolo Cherenkov calcolati dal programma di simulazione per lunghezze d'onda comprese nell'intervallo  $300 \div 700 \text{ nm}$ .

Per valutare i tempi di propagazione della radiazione Cherenkov nel sito sottomarino, abbiamo prima analizzato la situazione teorica in cui è valutata solamente la dispersione intrinseca causata dalla dipendenza della velocità di propagazione della lunghezza d'onda [Figura 4.19 alto]. Valutiamo successivamente l'effetto dell'assorbimento dell'acqua alla radiazione che si propaga nel sito. L'effetto principale, è ovviamente una riduzione dello spettro in lunghezza d'onda e quindi della dispersione temporale, mentre rimane invariato il tempo di propagazione [Figura 4.19 centro].

Consideriamo quindi l'effetto dell'efficienza quantica dei PMT utilizzati nella misura; questa è stata simulata come nel paragrafo 4.2.1 con la funzione rappresentata nella Figura 4.15 [Figura 4.18 basso]. L'effetto principale è di nuovo la modulazione dello spettro dei fotoni da parte dell'efficienza quantica dei PMT ( $QE \equiv QE(\lambda)$ ) con il risultato di una ulteriore riduzione della

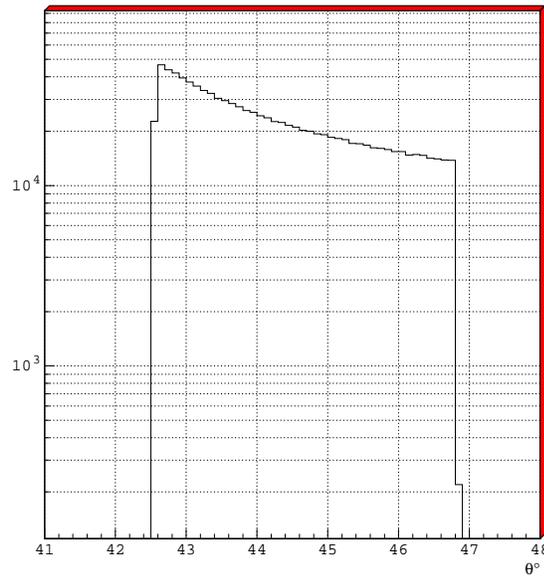


Figura 4.18: Angolo Cherenkov per i fotoni generati dal programma di simulazione nell'intervallo di lunghezze d'onda  $300 \div 700 \text{ nm}$ , in un sito sottomarino caratterizzato da  $T = 13.1^\circ\text{C}$ ,  $S = 38.44 \text{ psu}$  e con  $P = 221.6 \text{ atm}$  (ANTARES).

dispersione temporale.

Questa è la configurazione *reale* della misura dei tempi di propagazione dei fotoni Cherenkov nei telescopi sottomarini, e quindi la dispersione simulata in questa configurazione è quella che si deve considerare nei programmi di ricostruzione della tracce.

In Figura 4.19 è mostrato il tempo di propagazione nelle tre diverse configurazioni descritte ad una distanza di 40 m tra la traccia del muone ed il PMT; si nota come il tempo di propagazione rimane invariato e si riduce la dispersione.

Riportiamo in Tabella 4.8 i valori, per le tre diverse configurazioni, della dispersione temporale per le distanze analizzate nella simulazione.

	Config. 1	Config. 2	Config. 3
$d_i (m)$	$\sigma_{DIS}(t) (ns)$	$\sigma_{DIS}(t) (ns)$	$\sigma_{DIS}(t) (ns)$
10	1.392	1.108	0.713
20	2.788	1.753	1.277
30	4.181	2.187	1.760
40	5.573	2.533	2.188
50	6.963	2.838	2.596
60	8.357	3.136	2.934
70	9.749	3.417	3.260
80	8.327	3.677	3.578

Tabella 4.8: *Incertezza del tempo di formazione del segnale sui PMT al variare della distanza nelle diverse configurazioni simulate (1): fluttuazione intrinseca causata da  $v_{gr}(\lambda)$  (2): riduzione dovuta all'assorbimento dell'acqua (3): includendo anche l'efficienza quantica dei PMT.*

È evidente che tale incertezza nel tempo di formazione del segnale sui PMT è estremamente importante e va confrontata e combinata alle altre incertezze sperimentali che possono contribuire a peggiorare la risoluzione angolare di un telescopio per neutrini. In particolare notiamo che la  $\sigma_{DIS}(t)$  dei tempi di arrivo dovuta ai fenomeni dispersivi in acqua è dello stesso ordine

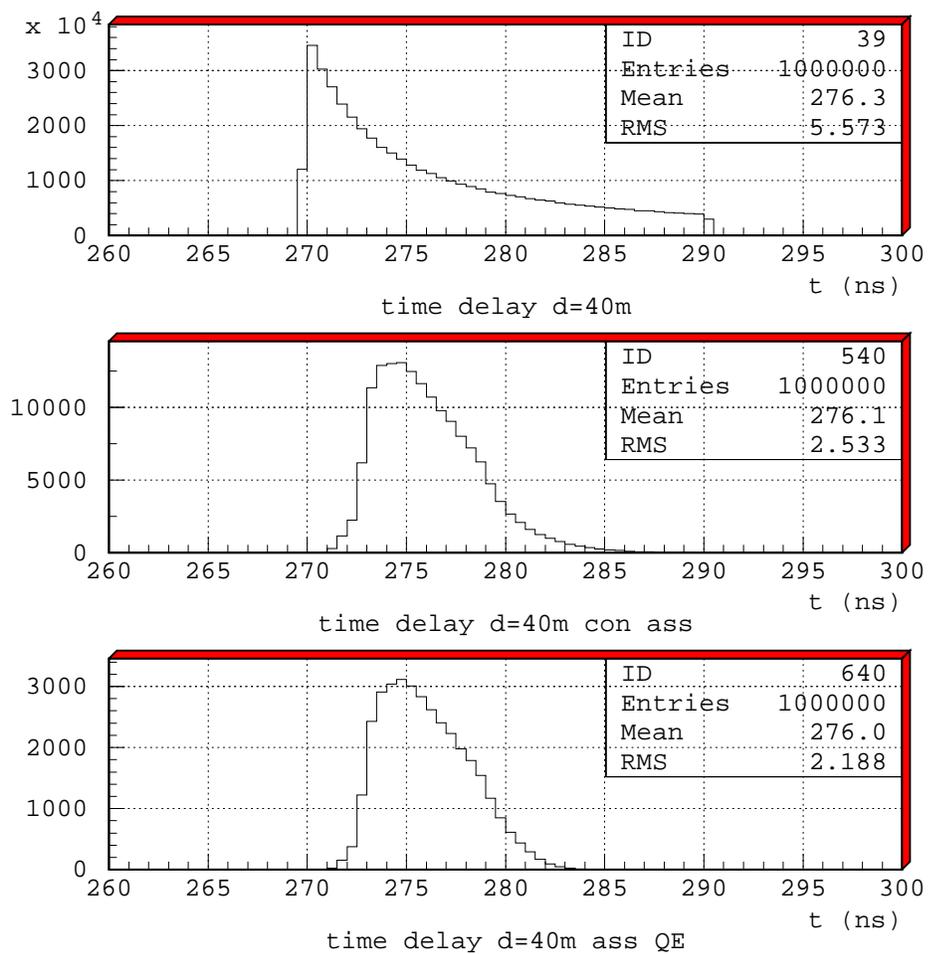


Figura 4.19: *Tempi di propagazione per i fotoni Cherenkov nel sito abissale di ANTARES nelle tre diverse configurazioni descritte: dispersione temporale causata dalla dipendenza in  $\lambda$  della velocità di propagazione (alto); considerando i fenomeni di assorbimento nella propagazione della luce in acqua (centro); e valutando gli effetti dell'efficienza quantica del PMT(basso).*

di grandezza dell'incertezza temporale intrinseca (Transit Time Spread) caratteristica per un fototubo di grandi dimensioni quali quelli in uso in ANTARES ( $\sigma_{TTS}(t) \simeq 2 \text{ ns}$ ).

L'incertezza temporale  $\sigma_{DIS}(t)$  potrebbe essere ridotta riducendo l'intervallo di lunghezze d'onda rivelabili dai PMT: limitando la rivelazione solo a  $400 \leq \lambda \leq 500 \text{ nm}$  si ridurrebbe (di un fattore  $\sim 4$ ) la dispersione della velocità dei fotoni [Figura 4.2] pur conservando una buona efficienza di rivelazione ( $\varepsilon_{riv} \simeq 54\%$  a 20 m;  $\varepsilon_{riv} \simeq 72\%$  per 60 m;  $\varepsilon_{riv} \simeq 89\%$  a 150 m) [Figura 4.16].

È chiaro che una riduzione del numero di fotoni rivelati porta ad una diminuzione dell'area efficace del rivelatore: l'effetto globale di una scelta in materia necessita di studi più approfonditi ed è materia di dibattito all'interno dei gruppi sperimentali.

# Capitolo 5

## Il rumore ottico

Nei capitoli precedenti abbiamo illustrato come la propagazione della luce nei siti sottomarini, sia completamente determinata dalle proprietà ottiche dell'acqua. Abbiamo sottolineato come sia importante per la realizzazione di un telescopio sottomarino per  $\nu$  astrofisici, la scelta del sito abissale poichè l'acqua è un elemento fondamentale del detector, costituisce infatti il radiatore in cui si propagano e vengono rivelati i fotoni Cherenkov: l'efficienza del telescopio è strettamente connessa alle proprietà di trasmissione dei fotoni nel sito.

Bisogna quindi scegliere quel sito in cui la luce può propagarsi per una grande distanza ( $L_a$  grande) senza subire troppe deflessioni ( $L_b$  grande) che causano la dispersione angolare della luce<sup>1</sup> ponendo un limite alla precisione nella ricostruzione delle tracce.

Ma un altro aspetto da analizzare per qualificare i siti abissali, è la presenza di impulsi luminosi nell'ambiente marino dovuti a cause naturali.

Nei siti abissali esistono fenomeni naturali che portano alla emissione di *luce* con lunghezze d'onda comprese nell'intervallo di sensibilità dei PMT utilizzati nei telescopi sottomarini ( $320 \div 520 \text{ nm}$ ): sono quindi da considerare come *rumore ottico* della misura.

Le cause principali di questo tipo di rumore sono:

- i fenomeni di luminescenza dovuti all'attività biologica di alcuni organismi e batteri

---

<sup>1</sup>Questo è ad esempio uno dei problemi nel telescopio AMANDA

che vivono nelle profondità abissali (questo fenomeno viene chiamato semplicemente **bioluminescenza**)

- i **decadimenti radioattivi** di alcune sostanze disciolte in acqua che possono produrre particelle cariche relativistiche con la conseguente emissione di radiazione Cherenkov.

Nello studio delle proprietà ottiche di un sito abissale, questi fenomeni devono essere valutati ed inclusi nella analisi dati, poichè tra i segnali registrati dai singoli moduli ottici del telescopio, una parte dei segnali è originata proprio dalla bioluminescenza e dai decadimenti radioattivi, ovvero è *rumore* e non *segnale*.

## **Bioluminescenza**

Gli organismi bioluminescenti emettono luce incoerente con intensità confrontabile con quella di una sorgente di singolo fotone; tipicamente il loro segnale luminoso è descritto da un *burst* molto intenso (le frequenze istantanee degli eventi registrati su un singolo fotomoltiplicatore possono raggiungere qualche MHz) ma di breve durata (circa qualche ms).

Lo studio della bioluminescenza ha fornito informazioni, disponibili in letteratura [35], sugli spettri di emissione di alcune specie [Figura 5.1a]: si può notare che il picco degli spettri è compreso in quella regione di lunghezza d'onda ( $400 \div 600 \text{ nm}$ ) in cui la trasparenza dell'acqua è maggiore e in cui è anche concentrata la ricerca dei segnali di interesse astrofisico.

La frequenza istantanea e media dei segnali luminosi prodotti dalla bioluminescenza è ovviamente funzione della concentrazione dei batteri presenti nel sito. In una recente campagna di misure condotta nella zona di Capo Passero (NEMO) in collaborazione con l'Istituto Talassografico di Messina è stata misurata la concentrazione di batteri bioluminescenti in una colonna d'acqua, in funzione della profondità [Figura 5.1b] e si è potuto osservare che la presenza di tali organismi varia con la profondità, presenta un massimo per una profondità compresa tra 0 e 1500 m, si mantiene quasi costante fino a circa 2000 m, e per profondità superiori ai 2500 m è trascurabile.

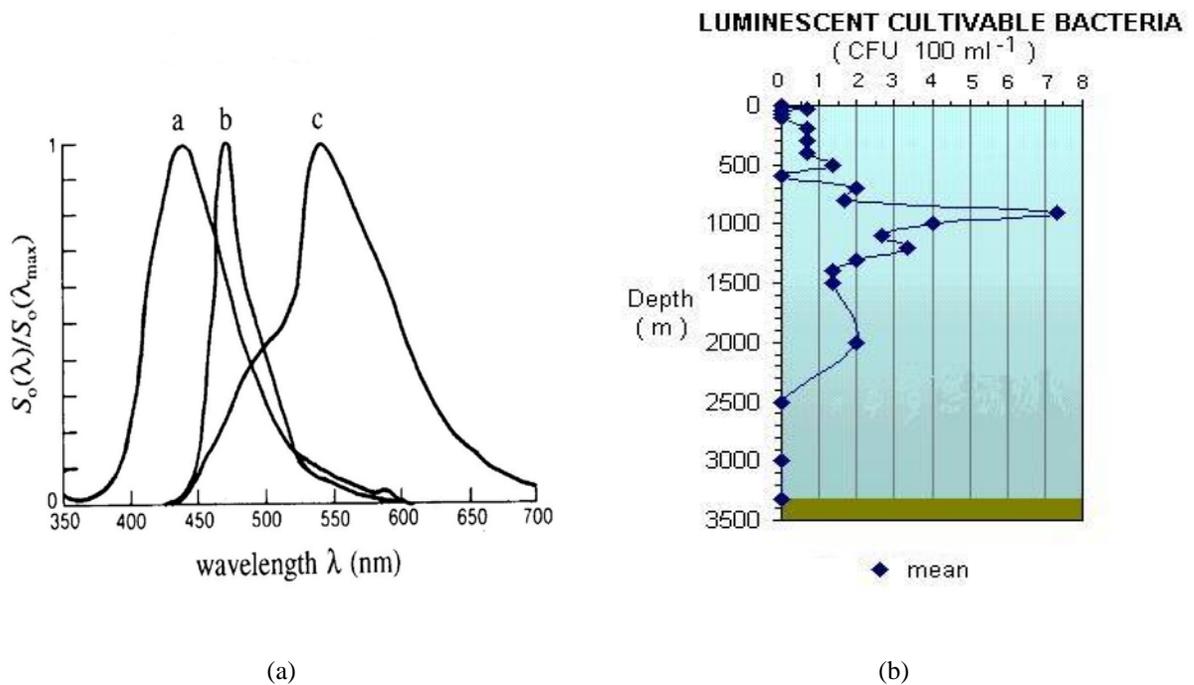


Figura 5.1: (a) spettro di emissione per tre particolari organismi: curva a, l'artropode *Scine*; curva b, il dinoflagellato *Pyrocystis*; curva c, il batterio *Vibro fischeri*. (b) Quantità di batteri bioluminescenti in funzione della profondità nel sito di NEMO.

Ovviamente queste misure sono specifiche di un sito, ma è comunque importante osservare che la concentrazione dei batteri, e quindi la possibile emissione bioluminescenza, diminuisce in funzione della profondità.

### Decadimenti radioattivi: $^{40}\text{K}$

Come abbiamo già visto nel paragrafo 3.1, l'acqua marina è una soluzione complessa formata da molti elementi; la salinità del sito indica proprio la quantità di sali disciolti. Il contributo del potassio alla salinità totale è pari a circa 1.1% [Figura 3.1] e, come per gli altri elementi, tale contributo non subisce variazioni temporali. Nell'acqua marina sono presenti anche isotopi radioattivi che decadendo emettono particelle cariche relativistiche in grado di indurre effetto Cherenkov: i moduli ottici installati nei siti abissali registrano quindi anche segnali di tale ori-

gine.

Se osserviamo l'attività radioattiva dei principali isotopi presenti in acqua marina [Tabella 5.1] possiamo notare che quasi la totalità dell'attività è dovuta ai decadimenti del  $^{40}\text{K}$ .

Isotopo	$^{40}\text{K}$	$^{238}\text{U}$	$^{87}\text{Rb}$	$^{235}\text{U}$	$^{187}\text{Re}$	$^{232}\text{Th}$	$^{176}\text{Lu}$	$^{138}\text{La}$
$Bq/m^3$	12900	240	110	7.6	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$6.4 \cdot 10^{-4}$	$7.3 \cdot 10^{-6}$	$2.8 \cdot 10^{-6}$

Tabella 5.1: *Principali isotopi radioattivi diluiti in acqua marina e la loro relativa attività: numero di decadimenti per unità di tempo e di volume.*

Il  $^{40}\text{K}$  ha due canali principali di decadimento:

- può decadere per  $\beta^-$  (B.R.=89.28%) emettendo nello stato finale elettroni con uno spettro in energia piccato per  $E_e \sim MeV$  che possono indurre direttamente radiazione Cherenkov



- può fare cattura K (B.R.=10.72%) producendo fotoni abbastanza energetici  $E_\gamma \sim 1.46 MeV$  in grado di interagire Compton o di creare coppie



La quantità di fotoni Cherenkov provenienti dai decadimenti delle sostanze radioattive è ovviamente funzione dell'attività dell'isotopo.

Il numero di decadimenti di un isotopo per unità di volume e di tempo può essere calcolata con la relazione:

$$N = \frac{\ln 2}{\tau} S \cdot \varepsilon \cdot \eta \cdot \frac{N_A}{A} \quad (5.1)$$

dove  $\tau$  indica la vita media dell'isotopo ( $\tau_{^{40}\text{K}} = 1.277 \cdot 10^9 y$ );  $S$  la salinità totale dell'acqua;  $\varepsilon$  indica la percentuale dell'isotopo rispetto a tutti gli altri elementi ( $\varepsilon_{\text{K}} = 4.27 \cdot 10^{-4}$ );  $\eta$  definisce l'abbondanza relativa ( $\eta_{^{40}\text{K}} = 1.170 \cdot 10^{-4}$ ) e  $A$  indica il numero di massa dell'elemento.

Il numero aspettato di decadimenti di  $^{40}\text{K}$  nel sito di ANTARES, dove la salinità è  $S=38.44$  psu, è pari a circa  $13000 \text{ Bq m}^{-3}$ .

Se pensiamo che il volume di acqua *osservato* da un singolo modulo ottico ha una dimensione confrontabile con la lunghezza di assorbimento della luce nel sito ( $L_a = 40 \div 70 \text{ m}$ ), dobbiamo attenderci una gran quantità di segnali di questa origine. Le misure condotte dalle varie collaborazioni (NESTOR, ANTARES, NEMO) in vari siti sottomarini, indicano che il rumore ottico misurato con PMT di grandi dimensioni ( $8'' \div 13''$  di diametro) varia nell'intervallo  $40 \div 80$  kHz.

La principale caratteristica di questo tipo di rumore è che, a differenza della bioluminescenza, essendo il risultato di un enorme numero di decadimenti radioattivi, costituisce un contributo costante nel tempo alla frequenza istantanea dei segnali rivelati da ogni singolo PMT (*baseline*).

## 5.1 L'apparato sperimentale

Per misurare e caratterizzare completamente il rumore ottico presente nei siti sottomarini, sono necessarie misure *in situ* da effettuare nelle diverse stagioni, e che ogni volta possano estendersi almeno per alcuni giorni. La conoscenza della struttura temporale e dell'intensità del rumore ottico è fondamentale per un qualsiasi esperimento sottomarino basato sulla rivelazione di fotoni Cherenkov.

Vogliamo valutare il fondo continuo di rumore ottico dovuto al  $^{40}\text{K}$ , la quantità e intensità dei segnali causati dalla bioluminescenza e le eventuali *modulazioni* temporali dovute all'attività biologica (cicli di 24 ore, stagionali...).

Per misurare queste grandezze direttamente nei siti abissali è stata realizzata una *stazione autonoma* di misura che potesse registrare il rumore ottico presente nel sito.

L'apparato è costituito da due moduli ottici, ognuno racchiuso in una sfera di vetro (BENTHOS) del diametro di  $17''$ . All'interno di ogni sfera è alloggiato un PMT da  $8''$ , l'elettronica neces-

saria all'acquisizione e alla memorizzazione dei dati e l'alimentazione (ricordiamo che questa stazione non è connessa con un cavo sottomarino ad un laboratorio a riva). Il contatto ottico tra il PMT e la superficie interna della sfera è realizzato con una mistura di gel ottici (Walker Silgel 612) caratterizzata da un indice di rifrazione compatibile con quello del vetro della sfera. Il PMT è inoltre schermato, tramite una griglia di  $\mu$ -metal, dagli effetti del campo magnetico terrestre. Nella fase di progettazione e realizzazione dell'apparato, sono state accuratamente misurate tutte le proprietà ottiche dei singoli componenti, in particolare ne è stata misurata la risposta in funzione della lunghezza d'onda. Da ogni singolo fenomeno capace di produrre rumore ottico, ci aspettiamo segnali compatibili con singoli fotoni che raggiungono il fotocatodo, per tale motivo ogni PMT è stato alimentato in modo da essere sensibile a tali segnali. È stata valutata in laboratorio la risposta dei PMT ad un segnale confrontabile con il singolo foto-elettrone, ed in questo modo si è scelto il guadagno di ognuno dei due PMT ( $7.3 \cdot 10^7$  e  $8.4 \cdot 10^7$  per i due PMT).

Ovviamente la scelta della tensione di alimentazione del PMT ne fissa il guadagno ma anche il rumore di fondo dovuto alla *corrente di buio* del PMT stesso. Tale rumore, funzione anche della temperatura del PMT, è facilmente caratterizzabile in laboratorio. Per separare i segnali dal rumore dovuto alla corrente di buio, applicheremo al segnale fornito sull'anodo del PMT una soglia di discriminazione in tensione pari ad  $1/3$  di *foto-elettrone*<sup>2</sup>. Ovviamente alcuni eventi di rumore da corrente di buio, sopravvivono a tale selezione e vanno sottratti statisticamente dai dati raccolti in presenza del segnale che vogliamo studiare. La caratterizzazione del segnale da corrente di buio è quindi effettuata in laboratorio prima e dopo ogni campagna di misura *in situ*.

I due moduli ottici sono montati su di un sostegno meccanico successivamente inserito in una linea che viene immersa ed ancorata al fondo del mare [Figura5.2]. In questo modo, l'apparato rimane immerso per il tempo necessario alla misura ed è possibile osservare eventuali variazioni giornaliere di rumore ottico.

---

<sup>2</sup>Si intende per soglia equivalente ad  $1/3$  di foto-elettrone la tensione corrispondente ad  $1/3$  dell'ampiezza dell'impulso tipicamente misurata dal PMT quando un singolo elettrone è prodotto sul fotocatodo.

Mooring "Nemo\_40K", August 2002, for "optical noise" measurement

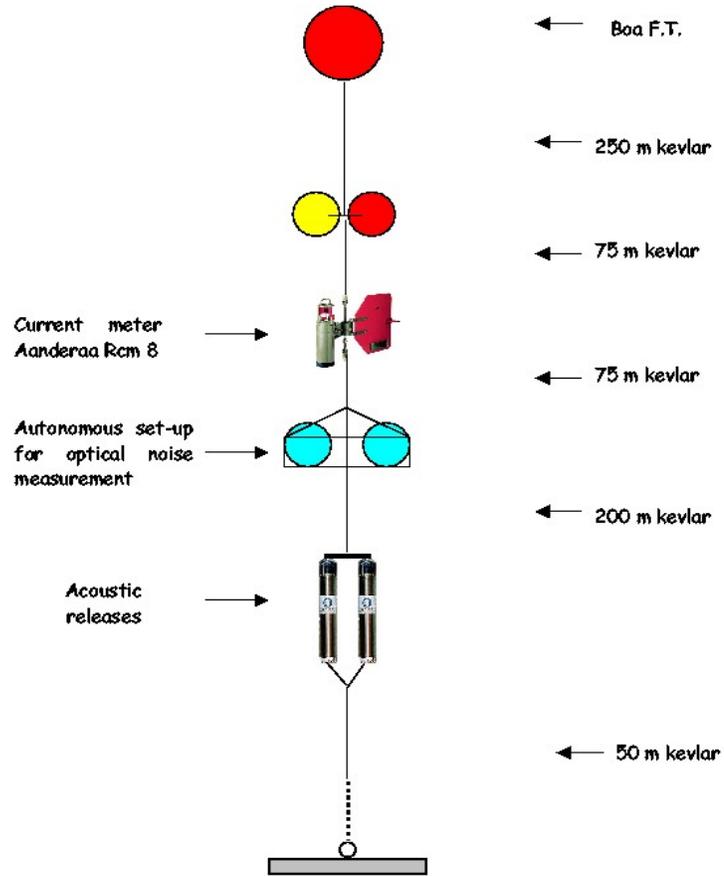


Figura 5.2: Layout della linea utilizzata come sostegno per le misure di rumore ottico.

Gli impulsi raccolti sugli anodi dei PMT vengono campionati ogni 5 ns e confrontati con il valore della *soglia* per vedere se sono da considerare come *segnale* e se quindi devono essere scritti su disco.

Le informazioni che otteniamo dall'apparato sono, quindi, il tempo di superamento della soglia (nell'elettronica di controllo c'è un clock che segna i tempi progressivi) e gli impulsi registrati dall'ADC (l'ADC campiona ogni 5 ns i segnali in uscita sull'anodo dei PMT, la resistenza sull'anodo è pari a 200  $\Omega$  e la dinamica degli ADC è di 2mV/canale).

La stazione di misura può essere immersa per lunghi periodi, l'acquisizione dai dati è gestita da un microprocessore che comanda l'accensione della strumentazione e le temporizzazioni della raccolta dati. Abitualmente un ciclo di misure inizia dopo circa 6 ore dall'immersione (necessarie a far stabilizzare il comportamento del PMT) e successivamente i cicli sono costituiti da 5' di presa dati e 25' di stand-by. L'analisi dei dati raccolti dall'apparato sperimentale può avvenire solo quando si recupera la stazione di misura e si legge il disco, da 10 GB, in cui sono stati raccolti tutti i dati contenenti le informazioni appena descritte (tempi di superamento soglia e i segnali campionati dall'ADC).

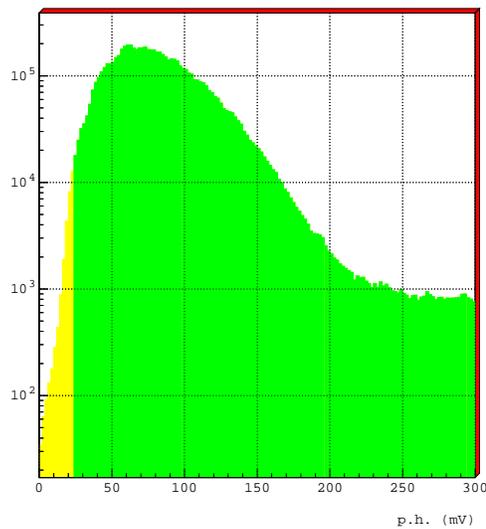
Con queste informazioni, è possibile valutare per ogni evento l'ampiezza del segnale raccolto dai PMT, la distribuzione della carica totale, l'intervallo temporale tra gli eventi ed è quindi anche possibile ottenere la frequenza dei segnali di rumore ottico.

## **5.2 Rumore ottico nel sito di ANTARES**

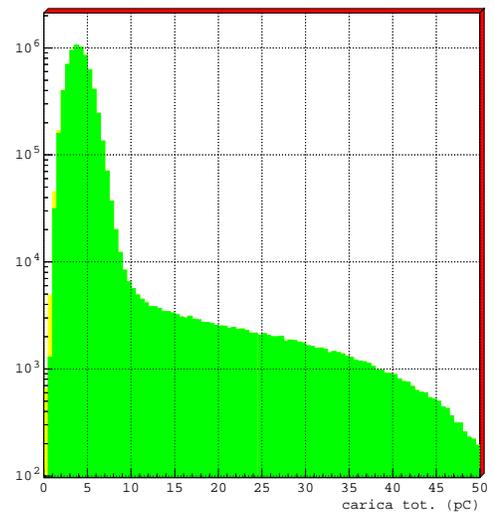
Nel luglio del 2002 la stazione per la misura del rumore ottico è stata immersa nel sito di ANTARES ad una profondità di circa 2000 m, ed è stata recuperata dopo quasi 60 ore di presa dati. Le misure effettuate nel sito di ANTARES ci permettono di valutare il rumore ottico sottomarino, un elemento fondamentale per la caratterizzazione dei siti abissali in cui si vuole realizzare un telescopio Cherenkov.

I dati raccolti dall'apparato di misura del potassio  $^{40}\text{K}$ , consistono nel tempo di superamento della soglia (1/3 di foto-elettrone) e nel risultato dei campionamenti effettuati dall'ADC ogni 5 ns a partire da 10 ns prima del superamento della soglia. Utilizzando l'informazione relativa ai valori dei singoli campionamenti possiamo valutare le ampiezze dei segnali.

In Figura 5.3a è mostrata la distribuzione delle ampiezze degli impulsi (in mV) registrati dal PMT1 durante l'immersione per un campione composto da tutti i segnali raccolti (zona in giallo+verde) e solo quelli sopra la soglia di discriminazione, pari a circa 25 mV per il PMT in esame (zona in verde). I valori delle ampiezze sono calcolati sottraendo il rumore elettronico (pedistallo) dell'ADC che, in accordo al protocollo di misura adottato, è stimato come la media tra i primi due campionamenti, che corrispondono a segnali presenti sull'anodo del PMT prima del superamento della soglia. Tenendo conto delle calibrazioni effettuate in laboratorio possia-



(a) Distribuzione dell'ampiezza degli impulsi



(b) Distribuzione della carica totale

Figura 5.3: (a) Distribuzione dell'ampiezza degli impulsi (senza rumore elettronico) registrati dal PMT1, la zona in verde indica i segnali sopra soglia. (b) Carica totale corrispondente agli impulsi raccolti dal PMT, la zona in verde indica i segnali sopra soglia.

mo calcolare la carica (in pC) corrispondente ad ogni segnale ( $1ADCch = 5ns \cdot 2mV/220\Omega = 0.045 pC$ ).

Dalla Figura 5.3b, che mostra la distribuzione della carica totale raccolta, evento per evento, dal PMT 1 possiamo trarre importanti informazioni sulla natura e sull'intensità dei segnali registrati. Dalla distribuzione di carica, tenuto conto del guadagno del PMT (vedi paragrafo 5.1), è possibile dedurre che la gran maggioranza degli eventi di rumore ottico rivelati è compatibile con singoli fotoni.

Ciò è facilmente comprensibile se si tiene conto del fatto che ogni processo di decadimento radioattivo porta alla generazione di qualche centinaia di fotoni Cherenkov distribuiti isotropicamente. Tenendo conto del fatto che la probabilità che un fotone prodotto alla distanza  $R$  dal PMT dia un segnale è distribuita come  $Re^{-R/L_a}$  (dove  $L_a$  indica la lunghezza di assorbimento), è evidente che da ogni singolo processo radioattivo di  $^{40}K$  molto difficilmente possiamo aspettare più di un fotone sul PMT.

Un analogo ragionamento sui fenomeni di bioluminescenza non è facilmente formulabile a priori: non sappiamo calcolare il numero di fotoni di luminescenza prodotti dal singolo processo.

Uno studio dettagliato dell'andamento nel tempo della frequenza istantanea dei segnali registrati, forse permetterà di evidenziare fenomeni impulsivi quali la bioluminescenza. In ogni caso la Figura 5.3b non mostra un evidente contributo da segnali di intensità maggiore del singolo foto-elettrone.

Durante l'acquisizione dati viene registrato, per ogni evento, il *tempo di superamento della soglia*, possiamo così valutare l'intervallo temporale tra due eventi consecutivi sopra soglia. In Figura 5.4 mostriamo la distribuzione di tali intervalli temporali per uno dei due PMT.

Noti gli intervalli temporali tra due eventi consecutivi sopra soglia, possiamo valutare la frequenza dei segnali di rumore ottico causato sia dai decadimenti del  $^{40}K$  che dalla bioluminescenza. La frequenza istantanea è definita come:

$$f = \frac{1}{\Delta t} \quad (5.2)$$

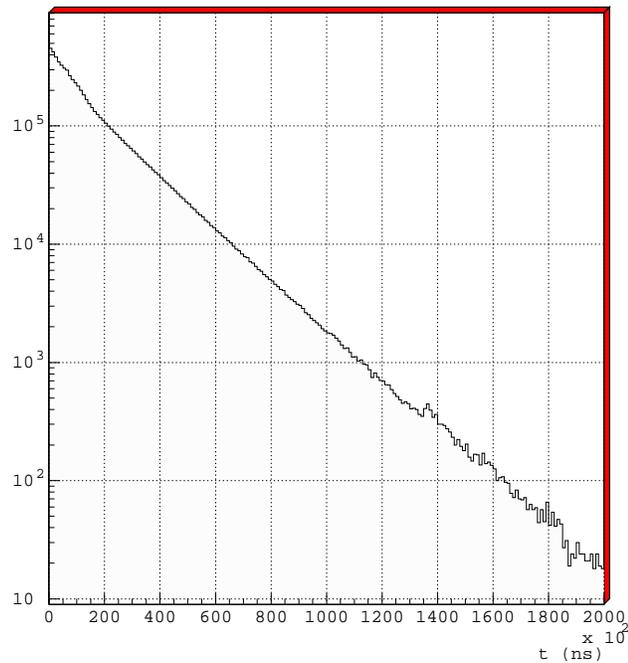
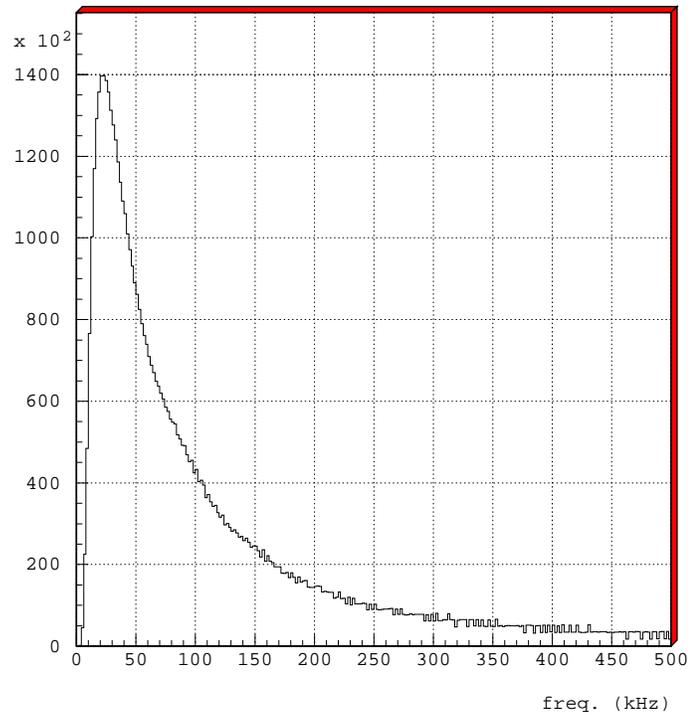


Figura 5.4: Distribuzione degli intervalli temporali tra due eventi consecutivi sopra soglia registrati dal PMT 1.

dove  $\Delta t$  indica l'intervallo temporale tra due due eventi consecutivi. In Figura 5.5 mostriamo la distribuzione della frequenza *istantanea* valutata assumendo  $\Delta t$  quale l'intervallo tra due eventi consecutivi.

Ovviamente in tal modo le fluttuazioni della frequenza istantanea sono enormi, come è ben visibile dalla figura. Ci poniamo il problema di come quantificare il risultato ottenuto consapevoli di essere in presenza di fenomeni poissoniani caratterizzati da una grande varianza. Ovviamente converrà calcolare la media su un gran numero di eventi. Ciò è parzialmente in contrasto con la nostra pretesa di misurare le variazioni della frequenza media nel tempo.

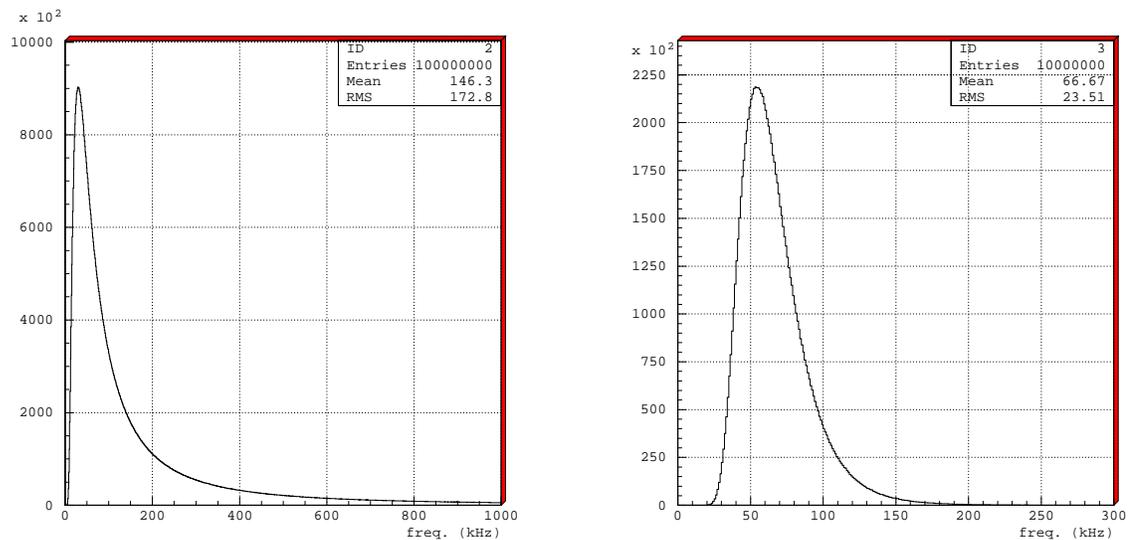
Abbiamo simulato le misure della frequenza media generando eventi appartenenti ad una distribuzione poissoniana con frequenza media pari a 60 kHz ed abbiamo provato, utilizzando l'intervallo di tempo misurabile tra due eventi successivi, a calcolare la frequenza sperimentale. Abbiamo calcolato la frequenza ogni evento, ogni 10, 50 e 500 eventi. La frequenza media che



(a) Distribuzione della freq. istantanea

Figura 5.5: *Distribuzione della frequenza istantanea misurata nel sito di ANTARES durante l'immersione del luglio 2002.*

si ottiene con le diverse scelte è pari a  $146 \pm 173$  kHz,  $67 \pm 23$  kHz,  $61 \pm 9$  kHz e  $60 \pm 3$  kHz rispettivamente [Figura 5.6 e 5.7].



(a) Frequenza istantanea

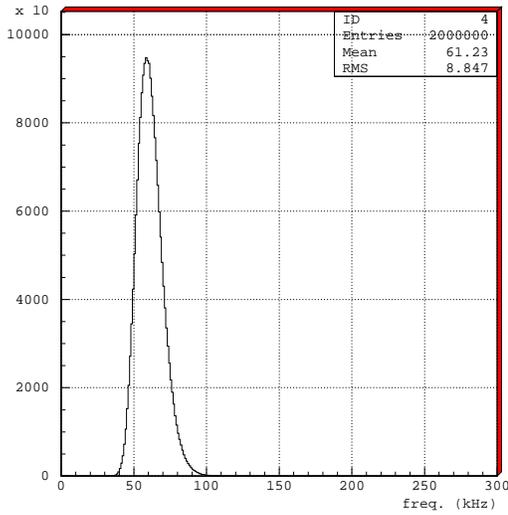
(b) Frequenza media (10)

Figura 5.6: (a) Distribuzione della frequenza istantanea (b) Distribuzione della frequenza media calcolata ogni 10 eventi.

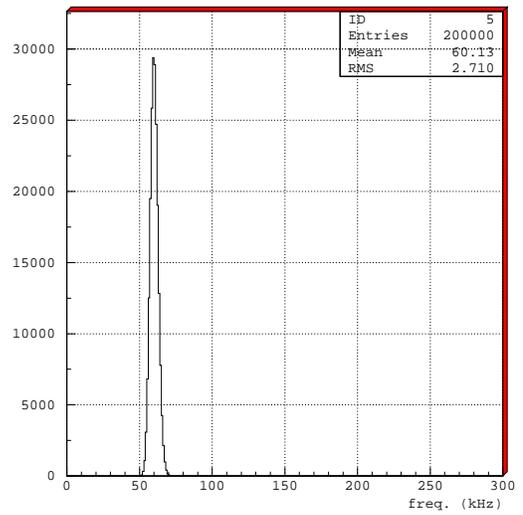
Ciò ci spinge a calcolare la frequenza media dei segnali raccolti *in situ* con il nostro apparato su campioni di 500 eventi consecutivi. L'intervallo di tempo medio in cui tale campione viene raccolto è circa 10 ms; anche con tale scelta possiamo quindi caratterizzare ottimamente l'andamento nel tempo del rumore ottico.

La distribuzione delle frequenze medie così calcolate su 500 eventi consecutivi, per tutto il campione di dati è mostrata in Figura 5.8.

Per quantificare la frequenza del rumore ottico nel sito di ANTARES dobbiamo sottrarre alla frequenza sperimentale calcolata sui dati raccolti in acqua, la frequenza media (calcolata in condizioni analoghe) dovuta alla corrente di buio misurata in laboratorio. Tale contributo è pari



(a) Frequenza media (50)



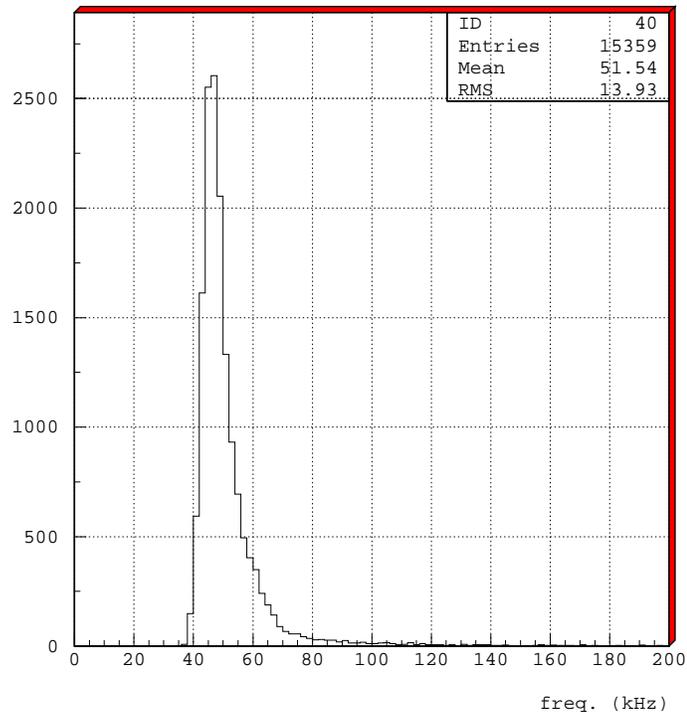
(b) Frequenza media (500)

Figura 5.7: (a) Distribuzione della frequenza media calcolata ogni 50 eventi (b) Distribuzione della frequenza media calcolata ogni 500 eventi.

a circa  $3.0 \pm 0.2$  kHz per il PMT 1 e  $5.2 \pm 0.3$  kHz per il PMT 2.

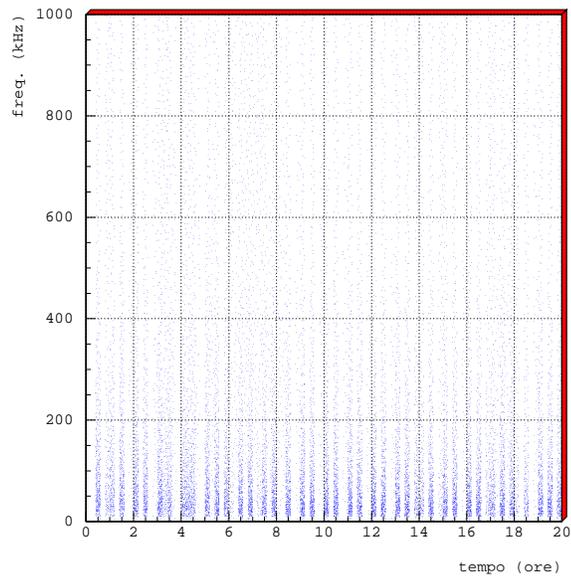
La frequenza del rumore ottico misurata nel sito di ANTARES dal PMT1 è pari a circa 51 kHz, considerando il contributo della corrente di buio si ottiene un valore per la frequenza del rumore ottico dovuto sia a fenomeni di bioluminescenza che a decadimenti del  $^{40}\text{K}$ , pari a  $f = 48_{-4}^{+6}$  kHz. Analizzando nello stesso modo i dati ottenuti dal PMT 2, si ottiene un valore per la frequenza media pari a circa 52 kHz, sottraendo anche in questo caso il contributo della corrente di buio, otteniamo una frequenza di rumore ottico nel sito di ANTARES pari a  $f = 47_{-3}^{+6}$  kHz.

In Figura 5.9 mostriamo come evolve la frequenza sperimentale in funzione del tempo. Sull'asse delle ordinate è mostrato il tempo, in ore, dall'inizio della raccolta dati. Si nota che sia la frequenza istantanea che la frequenza media (calcolata ogni 500 eventi consecutivi) mostrano nel tempo due andamenti: nella grande maggioranza dei casi si misura un valore della frequenza

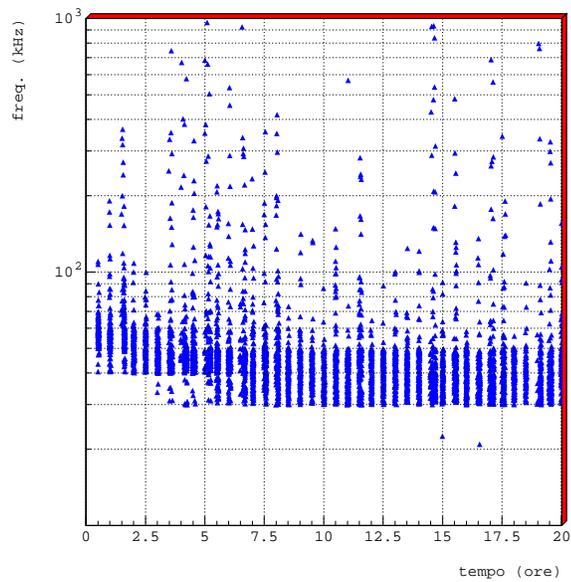


(a) Distribuzione della freq. media

Figura 5.8: (a) Distribuzione della frequenza media calcolata su un campione di 500 eventi consecutivi, misurata nel sito di ANTARES durante la campagna di misure del luglio 2002.



(a) Frequenza istantanea vs. Tempo



(b) Frequenza media vs. Tempo

Figura 5.9: (a) Frequenza istantanea misurata nel sito di ANTARES in funzione del tempo e (b) Frequenza media calcolata su 500 eventi consecutivi in funzione del tempo durante l'immersione del luglio 2002 (prime 20 ore di raccolta dati).

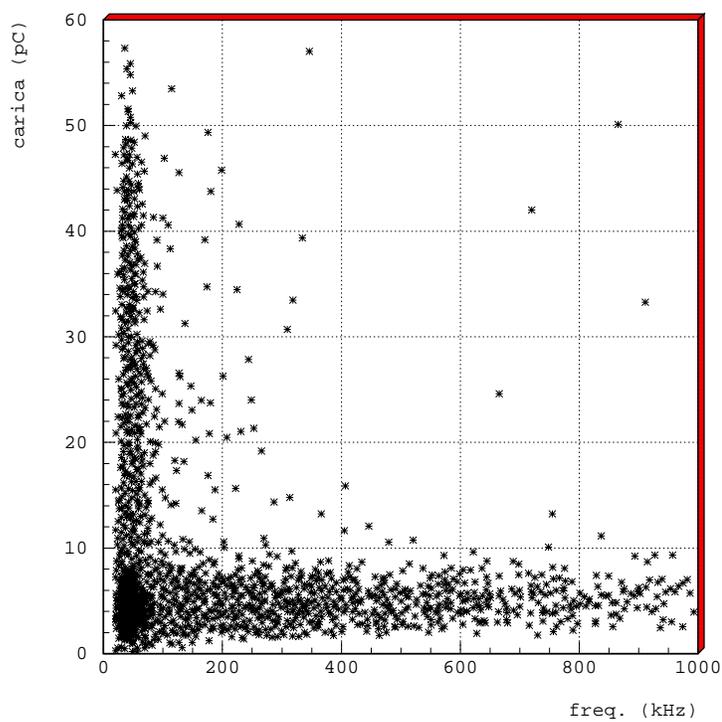
circa costante compreso tra  $50 \div 100$  kHz, per la frequenza istantanea, e tra  $40 \div 60$  kHz per la frequenza media, a volte si nota un improvviso aumento della frequenza misurata.

I valori molto elevati di frequenza misurata sono da associare ad attività biologica: sono evidenti *bursts* di bioluminescenza che portano a frequenze istantanee sopra al MHz. La componente costante del rumore ottico è da associarsi, almeno in parte, ai fotoni Cherenkov conseguenti al decadimento del  $^{40}\text{K}$ . Una stima della frequenza di segnali da  $^{40}\text{K}$  attesi su un PMT da 10" posto in un sito con caratteristiche di trasmissione della luce quali quelle di ANTARES, prevede un valore massimo pari a circa 30 kHz [52]. Possiamo concludere che la bioluminescenza oltre a produrre repentini aumenti della frequenza istantanea, porta anche un aumento della frequenza media. Ciò può essere facilmente accettato immaginando che il numero di processi di bioluminescenza sia paragonabile a quelli che, nello stesso volume, sono dovuti al  $^{40}\text{K}$ . Dai fenomeni di bioluminescenza quindi, se distribuiti su tutto il volume *visibile* del detector, ci aspettiamo un contributo quasi costante al valor medio della frequenza; dai fenomeni di bioluminescenza più vicini al detector ci aspettiamo un aumento repentino della frequenza istantanea.

Per verificare che effettivamente i processi di  $^{40}\text{K}$  e bioluminescenza portano a segnali quasi indistinguibili, studiamo la correlazione tra la frequenza istantanea e la carica totale, evento per evento, del campionamento.

La distribuzione in Figura 5.1 ci mostra, per l'intero campione di dati, come sono correlate la frequenza istantanea del PMT e la carica totale dell'evento osservato. Dalla figura è facile dedurre che anche per intervalli di tempo caratterizzati da un elevato valore della frequenza istantanea la carica del singolo evento è compatibile con il singolo fotoelettrone.

Dai risultati appena ottenuti dalla analisi del rumore ottico, possiamo quindi concludere che anche in assenza di segnali fisici dovuti a neutrini, ogni PMT è investito da un flusso di fotoni tale da produrre 20000 eventi al secondo. Il telescopio ANTARES, nella sua fase di massima realizzazione, sarà costituito da circa 900 PMT, ed ognuno di loro produrrà lo stesso numero di eventi, ovviamente ogni PMT sarà scorrelato dagli altri.



(a) Freq. vs Carica totale

Figura 5.10: *Distribuzione della frequenza istantanea verso la carica totale dell'evento osservato.*

Se ipotizziamo che per ogni evento tutte le informazioni (tempi e campionamenti) siano contenute in 100 bit, la quantità di informazioni totali da trasmettere a riva relative al solo rumore di fondo, è pari a circa 5 GB/s.

Acquisire un tale flusso di informazioni pone seri problemi per l'elettronica di trasmissione ed acquisizione dei dati e richiede una selezione rapida degli eventi da registrare (sistemi di trigger).

La quantità di segnali di rumore che vengono registrati dai PMT, pone un limite anche alla rivelazione di segnali astrofisici capaci di produrre solo pochi conteggi nei PMT del detector. Come abbiamo accennato nel Paragrafo 1.2.2 gli eventi di supernovae producono enormi flussi di anti-neutrino elettronici con  $E_\nu \simeq 10 \text{ MeV}$ . Questi neutrini possono in acqua generare luce Cherenkov e, gli eventi registrati risulterebbero del tutto indistinguibili da quelli dovuti al rumore ottico. Gli eventi di supernovae sono individuabili quindi, da un repentino aumento (in tempi variabili da  $100 \mu\text{s}$  al ms) della frequenza istantanea osservata in tutto l'apparato e quindi minore è il contributo costante dovuto al rumore, maggiore sarà la possibilità di identificare tali neutrini. Se consideriamo una supernovae abbastanza vicina, in un intervallo temporale di circa  $100 \mu\text{s}$ , su ogni PMT si osserveranno pochi eventi (circa 5 nel caso di ANTARES) causati dal rumore ottico e molti più eventi, anche di intensità superiore dovuti ai neutrini da supernovae. Tali aumenti istantanei, se osservati nell'intero apparato sono il chiaro segnale di un evento di supernovae.

A questo proposito possiamo notare che nel telescopio AMANDA il rumore ottico è molto più basso perchè non esistono fenomeni di bioluminescenza e non si hanno decadimenti radioattivi da parte del  $^{40}\text{K}$ , in brevi intervalli temporali, il rumore nella rivelazione di neutrini è quasi esclusivamente dovuto alla strumentazione. In questi casi, l'osservazione di eventi di supernovae è sicuramente più facile.

# Conclusioni

Utilizzare neutrini di altissima energia come *sonda* astronomica permette di studiare regioni e fenomeni dell'Universo altrimenti inaccessibili.

Il grande interesse verso la neutrino astronomia ha condotto, negli ultimi decenni, numerose collaborazioni a progettare grandi apparati di rivelazione sottomarini sensibili alla radiazione Cherenkov indotta dai muoni relativistici generati nelle interazioni  $\nu$ -materia. Ricostruendo la traccia dei muoni, si identifica la direzione di provenienza del neutrino astrofisico e quindi si può *puntare alle sorgenti*. ANTARES, situato nel Mar Mediterraneo, è un telescopio sottomarino per neutrini astrofisici con un volume sensibile di  $0.1 \text{ km}^2$ .

La costruzione di tali apparati richiede un accurato studio preliminare che caratterizzi le proprietà oceanografiche ed ottiche del sito scelto.

Nel lavoro svolto in questa tesi, nell'ambito della collaborazione ANTARES, abbiamo descritto come la propagazione della luce Cherenkov sia completamente determinata dalle proprietà ottiche del sito marino. Per stimare l'effetto complessivo dei parametri macroscopici (temperatura, salinità e pressione) e dei fenomeni di interazione (assorbimento e diffusione), abbiamo sviluppato un programma di simulazione che descrive la generazione e propagazione dei fotoni Cherenkov nei siti abissali confrontando, dove possibile, i risultati del MonteCarlo con dati sperimentali.

In particolare abbiamo stimato la quantità di fotoni rivelabili nei siti di ANTARES e NEMO utilizzando le misure dei coefficienti di assorbimento e attenuazione effettuate nei due siti. Si è evidenziato che la lunghezza di assorbimento della luce, determina la quantità di di fotoni

rivelabili influenzando l'efficienza del telescopio stesso.

La ricostruzione della direzione di propagazione dei muoni, avviene tramite la misura dei tempi di arrivo dei fotoni Cherenkov sui PMT opportunamente distribuiti nel volume sensibile del detector.

Abbiamo studiato in che modo l'acqua influisce sulla determinazione dei tempi di propagazione dei fotoni ed in particolare quale sia la dispersione temporale per fotoni provenienti dallo stesso punto del sito sottomarino. Consideriamo tale effetto, dovuto sia alla natura dispersiva del mezzo trasparente che alla dispersione intrinseca della velocità ( $v_{gr}(\lambda)$ ), un'incertezza sperimentale del detector eliminabile solo riducendo l'intervallo di lunghezze d'onda osservate dai moduli ottici. Ma tali scelte necessitano studi più approfonditi poichè limitare l'intervallo di  $\lambda$  osservabili, riduce il numero di fotoni Cherenkov rivelabili diminuendo quindi l'area efficace del rivelatore.

Per caratterizzare in modo completo il sito sottomarino abbiamo valutato anche quei fenomeni naturali (attività biologica e decadimenti radioattivi di  $^{40}\text{K}$ ) che costituiscono il *rumore ottico* nella rivelazione della radiazione Cherenkov. Analizzando i dati di rumore ottico relativi al sito di ANTARES, abbiamo osservato che la maggioranza degli eventi di rumore è compatibile con singoli fotoni. Successivamente, abbiamo studiato l'andamento temporale della frequenza dei segnali registrati. La frequenza media misurata del rumore ottico dovuto sia alla bioluminescenza che al  $^{40}\text{K}$ , nel sito di ANTARES è pari a circa 48 kHz. Osservando il suo andamento temporale, è possibile notare sia la componente dovuta ai decadimenti radioattivi (baseline costante compresa tra 40 ÷ 60 kHz) che gli eventi con frequenza più elevata (sopra il MHz) caratteristici dei burts di bioluminescenza.

Per la rivelazione dei segnali di interesse astrifisico, tali fenomeni devono essere costantemente monitorati, per poter discriminare, il rumore ottico dal segnale Cherenkov.

Nei siti sottomarini questi fenomeni non sono *eliminabili* in particolare i segnali attribuibili ai decadimenti radioattivi del  $^{40}\text{K}$  sono causati da un elemento presente in *tutti* i siti; si può invece ricercare un sito in cui la densità di batteri bioluminescenti sia inferiore: dobbiamo utilizzare

fosse abissali con profondità superiori a 2500 m.

Possiamo infine concludere sottolineando che, è necessaria la completa caratterizzazione del sito abissale se, come sarà, la prossima sfida è la realizzazione di un telescopio per neutrini con un volume sensibile di  $1 \text{ km}^3$ . Il lavoro svolto in questa tesi evidenzia che la scelta del *miglior sito* equivale a realizzare un apparato con efficienza maggiore.

# Ringrazio...

... ringrazio il Prof. Antonio Capone per il continuo sostegno durante questo lavoro e perchè mi ha fatto capire che si può sempre fare meglio di quanto è semplicemente necessario.

Vorrei ringraziare tutte quelle persone, incontrate qui per caso, che mi hanno fatto trascorrere delle belle giornate universitarie.

Un saluto speciale è per Lavinia, l'amica con la quale ho condiviso questi anni di Università \*\*.

Ringrazio Annalisa perchè (forse) sta organizzando le vacanze!

Vorrei inoltre ringraziare Daniel per essermi stato vicino e per avermi fatto capire quali sono le cose *veramente* importanti.

Infine, ringrazio Mamma e Papà, che mi hanno sempre sostenuto (e sopportato!) facendomi diventare la persona che sono.

*Certo, l'umanità è ancor lontana dall'essere perfetta; certo la ignoranza è ancora assai grande: vi sono ancora oggidì troppi uomini che non pensano, che vivono senza nulla cercare, senza saper nulla, senza aver idea alcuna, nè della costituzione dell'Universo, nè del pianeta ch'essi abitano, nè della storia dell'Umanità; larve strane di una razza in formazione! Tuttavia il mondo cammina! Scienza, arti, letteratura, gusto, morale tutto s'eleva non ostante i bruti ed i pedanti. Il regno dello spirito sta per giungere. Il sentimento del bene s'afferma come quello del vero; la virtù, a somiglianza del sapere, fa sempre più grande l'uomo e lo purifica.*

*Sì, il progresso è la legge della Natura; lo scopo attraente di tutte le tendenze dello spirito umano è la ricerca della Verità. Tutto il resto non è che ombra. Il destino di ognuno di noi è di elevarsi sempre più nella sfera intellettuale, e noi non siamo forse che gli iguanodonti dell'umanità futura. Senza dubbio l'avvenire è più coperto di nubi del passato; esso rimane ancora avvolto di misteri; ma jeri ancora la creazione delle cose e degli esseri ci sembrava altrettanto impenetrabile quanto il destino loro. Ed ora invece già alcuni veli si sono squarciati, e noi incominciamo a distinguere in quali modi queste fasi si sono prodotte. È una garanzia ed una speranza in favore del progresso delle nostre conoscenze. Quanto prima forse noi sapremo risolvere l'enigma della vita futura come abbiamo incominciato a veder dissiparsi le nebbie che nascondevano il passato. Conserviamo per divisa: verità! luce! speranza!...E continuiamo a vivere nel divino mondo dello spirito!*

Il Mondo prima della creazione dell'Uomo

Camillo Flammarion (1889)

# Bibliografia

- [1] <http://cossc.gsfc.nasa.gov/cgro/>
- [2] C. von Montigny et al. (1995) *Astrophys. J.* **440**, 525
- [3] M. Punch et al. (1992)
- [4] F. W. Stecker, O. C. De Jager e M.H. Salamon (1992) *Astrpphys. J.* **390**,L49
- [5] J. Cronin, T. Gaisser & S. Swordy (1997) *Sci. Amer.* **276** 44-49
- [6] Fly's Eye Collaboration (2002) *astro-ph/0208301*
- [7] N. Hayashida et al. (1999) *Astrophys. J.* **522**
- [8] K. Greisen (1966) *Phys. Rev. Lett.* **16**,748
- [9] G. T. Zatsepin & V. A. Kuz'min (1966) *JETP Lett.* **4**,78
- [10] M. Chikawa per AGASA Collaboration, 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. Hamburg 2001, HE 2.5. 1264
- [11] V. Berzinski (1997) *astro-ph/9708217*
- [12] F. W. Stecker, M. H. Salamon (1992) *Astrophys. J.* **512**,52 *astro-ph/9808110*
- [13] F. Halzen (2003) *astro-ph/0302489*
- [14] G. Fishman & D. Hartmann (1997) *Sci. Am.* **7**

- [15] T. Piran (1998) *astr-ph/9810256*
- [16] M. Vietri (1998) *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3690
- [17] E. Waxman & J. Bachall (1997) *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2292
- [18] T.J. Galama et al. (1999) *astro-ph/9903021*
- [19] A. Dar & A. De Rújula (2000) *astro-ph/0012227*
- [20] L. Maraschi et al. (1992) *Astroph. J.* **397**, 85
- [21] E. Waxman & J. Bachall (1999) *hep-ph/9807282*
- [22] K. Mannheim (1999) *astro-ph/9908031*
- [23] P. Bhattacharjee, G. Sigl (2000) *Phys. Rep.* **327** 109-247
- [24] M.A. Markov & I. M. Zheleznykh (1961) *Nucl. Phys.* **27**,385
- [25] The ANTARES Collaboration (1999) *A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos*  
*astro-ph/9907432*
- [26] T.K. Gaisser, F. Halzen & T. Stanev (1994) *astro-ph/9410384*
- [27] T. K. Gaisser *astro-ph/9707283*
- [28] <http://www.phys.hawaii.edu/dmnd/dumand.html>
- [29] <http://www.ith.de/baikal/baikalhome.html>
- [30] <http://amanda.physics.wisc.edu/>
- [31] <http://nemowen.lns.infn.it>
- [32] <http://www.nestor.org.gr/intro/main.htm>
- [33] T. Montaruli (2002) *astro-ph/0207531*

- [34] A. Capone et al. (2000) *Measurements of deep seawater optical properties with AC9 transmissometer* N.I.M.-A**487**,423-434
- [35] E.A. Widder, M.I. Latz & J.F. Case (1983) *Biol. Bull.* **165** 791,810
- [36] The ANTARES Collaboration (2001) *The Fouling of optical Surfaces in the ANTARES site* nota interna
- [37] Unesco. 1981a. *The Practical Salinity Scale 1978 and the International Equation of State of Seawater 1980* Techn. Pap. mar. sci, 36
- [38] The NEMO Collaboration (2002) *Water Optical properties of deep sea sites in the Mediterranean*
- [39] C.D. Mobley (1994) *Light and Water* Academic Press. Inc.
- [40] M. Kerker (1969) *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation* Academic Press.
- [41] L.A. Kuzmichev (2000) *hep-ex/0005036*
- [42] R.C. Millard & G. Seaver (1990) *An index of refraction algorithm over temperature, pressure, salinity and wavelength* Deep Sea Rev. **37**,12
- [43] J. Brunner (2000) *The refraction index at the Antares site* nota interna
- [44] X. Quan e E.S. Fry (1995) *Appl. Opt.* **34**,18 3477-3480
- [45] R.W. Austin e G. Halikas (1976) *The index of refraction of seawater* Scripps Inst. Oceanogr. Ref. No. 76-1
- [46] W. Schuster (2001) *Alternative Analysis Methods of ANTARES Light Propagation Data* nota interna
- [47] N. Palanque-Delabrouille (2000) *Light velocity in the ANTARES site* nota interna

- [48] B. K. Lubandorzhiev *Measurements of group velocity of light in the lake Baikal water*  
comunicazioni private
- [49] R.C. Smith e K. Baker (1981) *Optical Properties of the clearest natural water* Appl. Opt.  
**20**
- [50] F. Sogandares et al. (1991) *Spectral absorption of water* presentazione a Optical Society  
of America Annual Meeting, San Jose CA.
- [51] L. Pappalardo et al. (2000) *An instrument to measure the scattering effect on the Cherenkov  
light for a neutrino telescope* N. Phys. **87**,525-527
- [52] N. Palanque-Deslattes (2000) *Optical background measurements Test 1.10 in the  
ANTARES site* nota interna

# Elenco delle figure

1.1	<i>Spettro misurato dei raggi cosmici con i dati di LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly's Eye, Haverah Park e Yakutsk [5]</i> . . . . .	6
1.2	<i>Lunghezza di assorbimento dei fotoni (linea continua) e dei protoni (linea tratteggiata) nell'Universo in funzione dell'energia. Per confronto riportiamo le distanze con il gruppo locale e i più vicini AGN.</i> . . . . .	8
1.3	<i>(a): Il processo di accelerazione dei raggi cosmici [13] (b): Reazioni 'in sorgente' per la produzione di neutrini e fotoni con i processi di Astrophysical Beam Dumps</i> . . . . .	11
1.4	<i>Flussi aspettati di <math>\nu</math> atmosferice (Volkova) e di <math>\nu</math> diffusi, così come previsti dai diversi autori, originati in diverse sorgenti (AGN, GRB) e/o interazioni (<math>COS=p + \gamma_{CMBR}</math>). In figura sono riportati i limiti sperimentali già ottenuti da BAIKAL ed AMANDA ed il limite raggiungibile da ANTARES.</i> . . . . .	14
1.5	<i>Sequenza temporale per un Gamma Ray Burst nel modello a fireball</i> . . . . .	16
1.6	<i>Schema di un AGN</i> . . . . .	19
1.7	<i>Nebulosa del Granchio</i> . . . . .	20
1.8	<i>Variazione della probabilità di oscillazione in funzione di <math>L/E</math> per <math>\Delta m^2 = 3.5 \cdot 10^{-9} eV^2</math> e del mixing massimo (<math>\sin^2 2\theta = 1.0</math>)</i> . . . . .	24
2.1	<i>La rivelazione di neutrini con telescopi Cherenkov sottomarini</i> . . . . .	28
2.2	<i>Flusso atteso di <math>\mu</math> atmosferici e <math>\mu</math> indotti da <math>\nu</math> atmosferici in funzione del coseno dell'angolo di zenith per energie superiori al TeV a 2300 m di profondità [25]</i> . . . . .	29

2.3	<i>Sezione d'urto di corrente carica media per interazione <math>\nu</math>-nucleone per diverse funzioni di distribuzione di partoni.</i>	31
2.4	<i>Rappresentazione schematica del telescopio sottomarino ANTARES.</i>	37
2.5	<i>La porzione di cielo visibile dal sito di ANTARES in coordinate galattiche. L'area in grigio non potrà mai essere vista, l'area all'interno della linea rossa è visibile per 24 ore al giorno (mappa dal terzo catalogo di EGRET).</i>	38
2.6	<i>(a): Il valor medio dell'angolo tra il muone ricostruito e il muone simulato (linea continua) e il neutrino simulato (linea tratteggiata) in funzione dell'energia del neutrino incidente. (b) L'area effettiva in funzione dell'energia del neutrino dopo diversi tagli qualitativi. La linea continua indica la superficie geometrica [33]</i>	40
2.7	<i>Layout del posizionamento delle stringhe in ANTARES. L'apparato è sarà formato da 10 stringhe, una linea instrumentata e la Junction Box. Esiste la possibilità di aggiungere altre 4 stringhe (la 11,12,13,14) al progetto attuale.</i>	42
3.1	<i>Principali ioni che costituiscono l'acqua degli oceani.</i>	49
3.2	<i>Valori per Salinità (a) e Temperatura (b) in funzione della profondità misurate dalla collaborazione NEMO nel sito di Capo Passero (80 km a SE di Capo Passero) in tre diverse stagioni.</i>	50
3.3	<i>Coefficiente di assorbimento <math>\alpha(\lambda)</math> in funzione della lunghezza d'onda per acqua pura.</i>	53
3.4	<i>Geometria del cono Cherenkov.</i>	59
3.5	<i>Variazione della velocità di gruppo in funzione di temperatura, salinità e pressione.</i>	66
4.1	<i>Spettro generato dal programma di simulazione per i fotoni Cherenkov.</i>	68
4.2	<i>(a) Risultati del MC per l'indice di rifrazione di fase in funzione della lunghezza d'onda. (b) La velocità di gruppo (nero) e di fase (rosso) in funzione della lunghezza d'onda. I valori sono calcolati per <math>T = 13.1^\circ\text{C}</math>, <math>S = 38.44 \text{ psu}</math> e <math>P = 221.6 \text{ atm}</math>, tipici del sito di ANTARES. L'algoritmo utilizzato per determinare l'indice di rifrazione di fase in funzione dei parametri ambientali del sito è dato dall'espressione 3.29.</i>	69

4.3	<i>Spettri del LED simulati con il MC e relativi alle misure di <math>v_{gr}</math> effettuate da BAIKAL.</i>	72
4.4	<i>Indice di rifrazione di gruppo e velocità di gruppo per il sito del Lago Baikal, con le tre diverse sorgenti LED con lunghezze d'onda centrali: 370 nm (viola); 470 nm (blu); 520 nm (verde).</i>	73
4.5	<i>Distribuzioni dei valori dell'indice di rifrazione di gruppo e della velocità di gruppo per il sito del Lago Baikal, per le tre diverse sorgenti LED con lunghezze d'onda centrali: 370 nm (viola); 470 nm (blu); 520 nm (verde).</i>	74
4.6	<i>Spettri del LED simulati con il MC relativi alle misure di <math>v_{gr}</math> effettuate da ANTARES.</i>	75
4.7	<i>Indice di rifrazione di gruppo e velocità di gruppo per il sito di ANTARES valutati con la simulazione, per le diverse sorgenti LED con lunghezze d'onda centrali: 370 nm (viola) e 466 nm (blu).</i>	77
4.8	<i>Distribuzioni dei valori dell'indice di rifrazione di gruppo e della velocità di gruppo per il sito di ANTARES ottenuti con la simulazione, per le sorgenti LED con lunghezze d'onda centrale: 370 nm (viola) e 466 nm (blu).</i>	78
4.9	<i>(a) Coefficienti di attenuazione (rosso) e di assorbimento (nero) (b) coefficiente di diffusione in funzione della lunghezza d'onda per l'intervallo <math>\lambda = 300 \div 650 \text{ nm}</math>, ottenuti dall'interpolazione dei valori di Smith e Baker.</i>	80
4.10	<i>Se il processo di interazione è di diffusione, dobbiamo calcolare la nuova direzione di propagazione. (a) la distanza e (b) angolo <math>\phi</math>.</i>	81
4.11	<i>Distribuzione utilizzata nella simulazione per estrarre l'angolo di diffusione</i>	82
4.12	<i>Schema geometrico per la rivelazione dei fotoni Cherenkov indotti durante la propagazione del muone.</i>	83
4.13	<i>Lunghezza di assorbimento per <math>\lambda = 440 \text{ nm}</math> in funzione della profondità misurata nel sito di ANTARES (rosso) e nel sito di NEMO (blu).</i>	85
4.14	<i>(a) Lunghezza di assorbimento e (b) Lunghezza di attenuazione misurate nel luglio-agosto 2002 nei siti di ANTARES e NEMO [38]</i>	86
4.15	<i>Efficienza quantica del fotomoltiplicatore simulata nel MC in funzione della lunghezza d'onda</i>	87

4.16	<i>Quantità di fotoni rivelabili nei siti di NEMO (nero) e ANTARES (rosso) al variare della distanza (20, 60, 150 m) . . . . .</i>	88
4.17	<i>Rapporto tra il numero di fotoni rivelabili nel sito di NEMO e fotoni rivelabili nel sito di ANTARES, in funzione della distanza tra il punto di emissione del fotone e il PMT [schema di Figura 4.12]. . . . .</i>	89
4.18	<i>Angolo Cherenkov per i fotoni generati dal programma di simulazione nell'intervallo di lunghezze d'onda 300 ÷ 700 nm, in un sito sottomarino caratterizzato da <math>T = 13.1^{\circ}C</math>, <math>S = 38.44</math> psu e con <math>P = 221.6</math> atm (ANTARES). . . . .</i>	92
4.19	<i>Tempi di propagazione per i fotoni Cherenkov nel sito abissale di ANTARES nelle tre diverse configurazioni descritte: dispersione temporale causata dalla dipendenza in <math>\lambda</math> della velocità di propagazione (alto); considerando i fenomeni di assorbimento nella propagazione della luce in acqua (centro); e valutando gli effetti dell'efficienza quantica del PMT(basso). . . . .</i>	94
5.1	<i>(a) spettro di emissione per tre particolari organismi: curva a, l'artropode Scine; curva b, il dinoflagellato Pyrocystis; curva c, il batterio Vibrio fischeri. (b) Quantità di batteri bioluminescenti in funzione della profondità nel sito di NEMO. . . . .</i>	98
5.2	<i>Layout della linea utilizzata come sostegno per le misure di rumore ottico. . . . .</i>	102
5.3	<i>(a) Distribuzione dell'ampiezza degli impulsi (senza rumore elettronico) registrati dal PMT1, la zona in verde indica i segnali sopra soglia. (b) Carica totale corrispondente agli impulsi raccolti dal PMT, la zona in verde indica i segnali sopra soglia. . . . .</i>	104
5.4	<i>Distribuzione degli intervalli temporali tra due eventi consecutivi sopra soglia registrati dal PMT 1. . . . .</i>	106
5.5	<i>Distribuzione della frequenza istantanea misurata nel sito di ANTARES durante l'immersione del luglio 2002. . . . .</i>	107
5.6	<i>(a) Distribuzione della frequenza istantanea (b) Distribuzione della frequenza media calcolata ogni 10 eventi. . . . .</i>	108
5.7	<i>(a) Distribuzione della frequenza media calcolata ogni 50 eventi (b) Distribuzione della frequenza media calcolata ogni 500 eventi. . . . .</i>	109

5.8	<i>(a) Distribuzione della frequenza media calcolata su un campione di 500 eventi consecutivi, misurata nel sito di ANTARES durante la campagna di misure del luglio 2002. . . . .</i>	110
5.9	<i>(a) Frequenza istantanea misurata nel sito di ANTARES in funzione del tempo e (b) Frequenza media calcolata su 500 eventi consecutivi in funzione del tempo durante l'immersione del luglio 2002 (prime 20 ore di raccolta dati). . . . .</i>	111
5.10	<i>Distribuzione della frequenza istantanea verso la carica totale dell'evento osservato. . . . .</i>	113

# Elenco delle tabelle

3.1	<i>Valori misurati nel sito di ANTARES [43] per temperatura (T) e salinità (S). Le variazioni stagionali di tali parametri sono piccole e contenute nell'intervallo di validità della formula. . . . .</i>	63
3.2	<i>Valori per la densità e pressione al variare della profondità per il sito di ANTARES [43] . . . . .</i>	63
3.3	<i>Coefficienti dell'equazione 3.28 per calcolare l'indice di rifrazione dell'acqua di mare. . . . .</i>	64
4.1	<i>Risultati sperimentali per la velocità di gruppo e l'indice di rifrazione di gruppo, ottenuti dalla collaborazione Baikal [48]. . . . .</i>	71
4.2	<i>Risultati del MC per la velocità di gruppo e per l'indice di rifrazione di gruppo, per i tre valori delle lunghezze d'onda utilizzate nella misura. I parametri ambientali sono stati posti uguali a quelli del lago Baikal . . . . .</i>	73
4.3	<i>Valori sperimentali ottenuti nel Test 3' dalla collaborazione ANTARES. . . . .</i>	77
4.4	<i>Valori ottenuti dalla simulazione con le condizioni ambientali del sito di ANTARES. . . . .</i>	78
4.5	<i>Coefficienti del fit per la funzione di distribuzione angolare ottenuta con i dati preliminare del DEWAS. . . . .</i>	81
4.6	<i>Coefficienti di assorbimento misurati nel Luglio 2002 (ANTARES) e Agosto 2002 (NEMO). L'errore sulle misure prese con la strumentazione della Collaborazione NEMO (per <math>\lambda=412, 440, 488, 510, 532, 555, 650, 676, 715</math> nm) è dell'ordine di <math>\sigma_a \sim 2.0 \cdot 10^{-3} m^{-1}</math>. Per le misure della Collaborazione ANTARES (<math>\lambda=370</math> e <math>470</math> nm) è dell'ordine di <math>\sigma_a \sim 3.0 \cdot 10^{-3} m^{-1}</math> . . . . .</i>	84
4.7	<i>Percentuale di fotoni rivelabili nei siti di ANTARES e NEMO per diverse distanze dei PMT. . . . .</i>	89

4.8	<i>Incertezza del tempo di formazione del segnale sui PMT al variare della distanza nelle diverse configurazioni simulate (1): fluttuazione intrinseca causata da <math>v_{gr}(\lambda)</math> (2): riduzione dovuta all'assorbimento dell'acqua (3): includendo anche l'efficienza quantica dei PMT. . . . .</i>	93
5.1	<i>Principali isotopi radioattivi diluiti in acqua marina e la loro relativa attività: numero di decadimenti per unità di tempo e di volume. . . . .</i>	99