

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”
Corso di Laurea in Fisica

Selezione degli eventi di KM3NeT/ORCA tramite machine learning

Relatore:
Prof. Maurizio Spurio

Presentata da:
Alexandru Georgian Vinaga

Correlatori:
Dott.ssa Ilaria Del Rosso
Dott.ssa Giulia Illuminati

Anno Accademico 2023/2024

Abstract

I neutrini sono particelle molto elusive, in quanto possono interagire solo tramite processi deboli. Queste interazioni avvengono con probabilità molto basse, e i neutrini possono quindi propagarsi liberamente anche su distanze astronomiche e attraverso la materia. Ciò li rende particolarmente importanti in astrofisica, in quanto non vengono deviati da campi magnetici e quindi permettono di determinare la direzione della sorgente che li ha prodotti. Inoltre, poichè si possono propagare nella materia, possono portare informazioni anche sulla struttura interna della loro sorgente.

Il fatto che siano poco interagenti implica tuttavia che siano anche molto difficili da rivelare. A questo scopo si stanno costruendo detector molto vasti come KM3NeT/ORCA, un telescopio di neutrini sottomarino situato al largo della costa di Tolone (Francia). ORCA è calibrato per la rivelazione di neutrini di energie relativamente basse, originati dalle interazioni dei raggi cosmici con l'atmosfera, per risolvere il problema delle oscillazioni di neutrino e della gerarchia di massa. Per fare questo viene analizzata la radiazione Čerenkov prodotta in seguito alle interazioni dei neutrini con i nuclei dell'acqua.

Poichè sono presenti altri processi che producono fotoni, come interazioni di altre particelle dei raggi cosmici o radioattività naturale, occorre un modo per isolare gli eventi prodotti dai neutrini da questo fondo. In questo lavoro si presenta una tecnica basata su algoritmi di machine learning, che partendo da dati simulati tramite Monte-Carlo permettono di costruire *Boosted Decision Trees* calibrati in modo da ridurre il più possibile il fondo, assegnando a ogni evento uno *score* che rappresenta quanta sicurezza si ha che l'evento non faccia parte del fondo.

Indice

1	Fisica dei neutrini	3
1.1	Scoperta dei neutrini	3
1.2	Interazioni dei neutrini	3
1.2.1	L'interazione debole	3
1.2.2	Oscillazione e autostati di massa	5
1.3	Sorgenti di neutrini	5
1.3.1	Raggi cosmici e neutrini atmosferici	6
1.3.2	Neutrini solari	8
1.3.3	Supernove e sorgenti galattiche	9
1.3.4	Sorgenti extragalattiche	10
2	Telescopi KM3NeT	13
2.1	ARCA	13
2.2	ORCA	13
2.3	Costruzione	14
2.4	Acquisizione dati	15
2.5	Fonti di background	15
2.5.1	Muoni e neutrini atmosferici	16
2.5.2	Radioattività e bioluminescenza	17
2.6	Rilevazione dei neutrini	17
2.6.1	Effetto Čerenkov	17
2.6.2	Classificazione degli eventi	18
3	Selezione degli eventi di KM3NeT/ORCA tramite machine learning	22
3.1	Background e selezione degli eventi	22
3.2	Introduzione sul BDT	23
3.3	Applicazione del BDT a KM3NeT/ORCA	25
3.4	Configurazioni analizzate	26
3.4.1	Eventi sopravvissuti ai tagli	30

Capitolo 1

Fisica dei neutrini

1.1 Scoperta dei neutrini

La storia dei neutrini inizia con la scoperta della radioattività alla fine dell'Ottocento, quando si individuarono 3 tipi di radiazione nucleare, classificati in base al potere penetrativo nella materia: α , costituita da nuclei di ${}^4\text{He}$, β , costituita da elettroni, e γ , costituita da fotoni di alta energia. In particolare si osservò che la radiazione β emessa nel decadimento ${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{Z+1}\text{X} + e^-$ ipotizzato all'epoca era caratterizzata da uno spettro energetico continuo [1], mentre la legge di conservazione dell'energia per un sistema a 2 corpi prevede che l'elettrone abbia un'energia costante per un dato decadimento. In particolare, essendo la massa nucleare molto maggiore di quella elettronica, questa energia deve corrispondere alla differenza di massa tra nucleo iniziale e finale [2]. Questa osservazione, insieme al fatto che l'emissione di una sola particella a spin semintero violava la conservazione del momento angolare, portò Pauli a ipotizzare nel 1930 l'esistenza di una particella non ancora nota, elettricamente neutra e preesistente nel nucleo, prodotta durante l'interazione. Fu Fermi a intuire nel 1934 che questa particella, a cui diede il nome di neutrino, non era presente nel nucleo ma veniva creata nel momento dell'interazione. Il neutrino venne osservato sperimentalmente per la prima volta nel 1956 nell'esperimento di Cowan-Reines, nell'ambito del decadimento: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ [3].

1.2 Interazioni dei neutrini

1.2.1 L'interazione debole

I neutrini sono fermioni di spin $\frac{\hbar}{2}$ e sono particelle elusive in quanto sono privi di carica elettrica e forte e risentono quindi solo dell'interazione debole e in minima parte di quella gravitazionale, avendo masse quasi nulle. L'interazione debole è mediata dai bosoni vettore W^\pm, Z^0 e si caratterizza per il suo raggio di azione estremamente corto e per

la sua debole intensità. I neutrini possono quindi propagarsi su distanze molto grandi senza mai interagire [4].

I processi deboli si dividono in leptonici, se coinvolgono solo leptoni, semi-leptonici, se sono coinvolti anche adroni, e adronici, se sono presenti solo adroni. Tutte le interazioni deboli note conservano il numero leptonico.

Si distinguono due tipi di interazione, in base ai bosoni mediatori: a corrente neutra, mediata da Z^0 e che lascia immutato il sapore delle particelle coinvolte, e a corrente carica, mediata da W^\pm e che trasforma il neutrino nel corrispondente leptone [2].

La probabilità di interazione dei neutrini si esprime tramite la sezione d'urto, e tende a crescere con l'energia, come mostrato in figura 1.1.

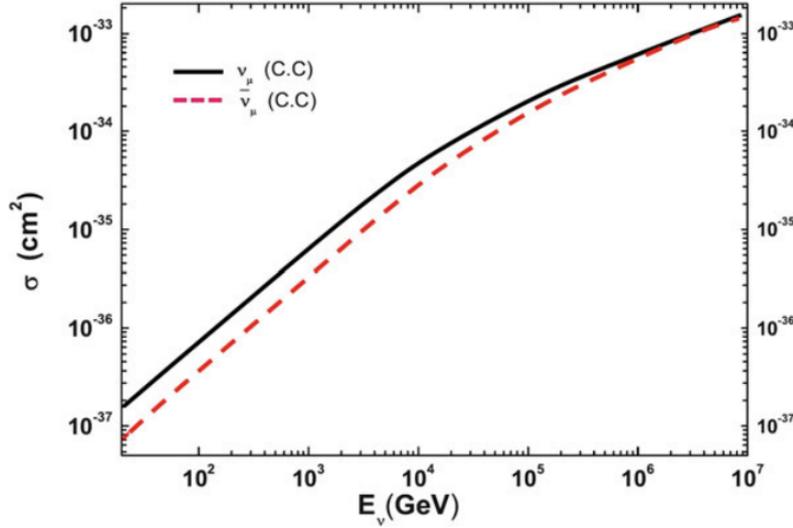


Figura 1.1: Andamento della sezione d'urto di ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ in funzione dell'energia, secondo la distribuzione CTEQ6-DIS [5]

I neutrini molto energetici possono interagire con i nucleoni sia tramite il meccanismo a corrente carica che tramite quello a corrente neutra. Un'interazione a corrente carica ha quindi la forma

$$\nu_f + N \rightarrow f + X, f \in \{e, \mu, \tau\} \quad (1.1)$$

dove il leptone carico f trasporta circa metà dell'energia del neutrino incidente, mentre il resto viene usato per produrre un gran numero di adroni indicati con X . I tre sapori di leptone carico hanno poi comportamenti diversi. Gli elettroni, essendo particelle cariche molto leggere, perdono rapidamente energia emettendo raggi γ per bremsstrahlung. Questi raggi γ a loro volta producono coppie e^+e^- , e si viene a formare una cascata di moltissimi fotoni, elettroni e positroni, detta cascata elettromagnetica, che si può estendere in acqua per una decina di metri. I muoni sono circa 200 volte più pesanti degli elettroni e tendono a non essere frenati, per cui possono propagarsi anche per km,

producendo una traccia. I τ hanno un comportamento intermedio tra elettroni e muoni [2].

Un'interazione a corrente neutra ha la forma

$$\nu_f + N \rightarrow \nu_f + X \quad (1.2)$$

e produce una grande quantità di adroni X che, anche tramite successive interazioni, formano una cascata adronica, in genere meno energetica delle cascate elettromagnetiche [2].

1.2.2 Oscillazione e autostati di massa

Il Modello Standard predice l'esistenza di 3 sapori di neutrino, ognuno associato a un leptone carico e di massa assunta nulla; questa degenerazione non può però spiegare la conservazione separata dei numeri leptonici L_e, L_μ, L_τ . Per risolvere questo problema si ipotizza l'esistenza oltre alla base dei 3 autostati di sapore (ν_e, ν_μ, ν_τ) anche di una base di 3 autostati di massa (ν_1, ν_2, ν_3) che entra in gioco durante la propagazione libera, mentre gli autostati di sapore vanno considerati nelle interazioni. Ogni autostato di sapore si può esprimere come sovrapposizione di autostati di massa e viceversa:

$$|\nu_f\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{fj} |\nu_j\rangle \quad (1.3)$$

dove $f \in \{e, \mu, \tau\}$ e U_{fj} sono elementi della matrice (unitaria) PMNS. Gli autostati di massa si propagano a velocità diverse tra loro, e questo significa che su grandi distanze i pesi relativi dei vari autostati di massa possono cambiare per produrre un autostato d'interazione diverso da quello in cui il neutrino è stato prodotto [5].

1.3 Sorgenti di neutrini

Sulla Terra si misura un flusso di neutrini, di origine galattica ed extragalattica, che spazia un range molto vasto di energie, presentato in figura 1.2

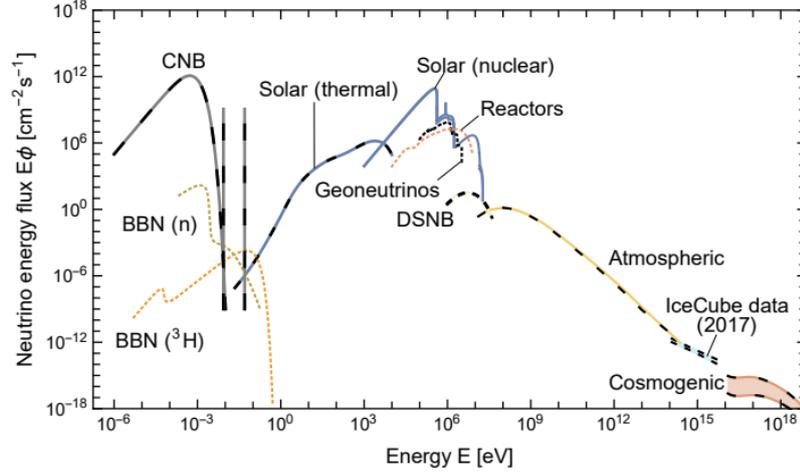


Figura 1.2: Flusso di neutrini totale sulla Terra, integrato su tutte le direzioni e sommato su tutti i sapori [6]

1.3.1 Raggi cosmici e neutrini atmosferici

La Terra è continuamente bombardata da particelle provenienti dallo spazio, in particolare protoni e nuclei atomici, che formano i raggi cosmici primari. Questi interagiscono con l'atmosfera per formare i raggi cosmici secondari, formati soprattutto da muoni ma anche da altre particelle come i neutrini. Un'interazione tipica in atmosfera è [7]:

$$p + N \rightarrow X + (\pi^0 + \pi^+ + \pi^-)$$

dove p è un protone da un raggio cosmico primario, N è un nucleo generico e i pioni sono prodotti in numeri più o meno uguali. I pioni decadono poi come:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.4)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.5)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.6)$$

I muoni possono arrivare sulla Terra come parte dei raggi secondari o decadere a loro volta:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.7)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.8)$$

Si osserva che l'energia dei (anti)neutrini finali è $E_\nu = \frac{E_p}{20}$, per cui il loro spettro energetico riproduce quello dei protoni incidenti, e può essere usato per studiare i meccanismi astrofisici che li hanno prodotti. Inoltre, i neutrini sono prodotti in un rapporto

di sapori $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau \sim 1 : 2 : 0$, ma possono giungere sulla Terra equamente distribuiti se provengono da una sorgente molto lontana, per via dell'oscillazione [5].

Il flusso di raggi cosmici primari segue una distribuzione a potenza (riportata in figura 1.3)

$$\Phi_{CR} \sim E_{CR}^{-\alpha} \quad (1.9)$$

dove il parametro α è detto slope e si ha $\alpha \sim 2$ per i meccanismi di accelerazione di Fermi. La slope è dipendente dai processi che avvengono durante la propagazione e per alte energie si osserva un cambiamento in corrispondenza di $E_{knee} \sim 3$ PeV e poi di $E_{ankle} \sim 5$ EeV [8].

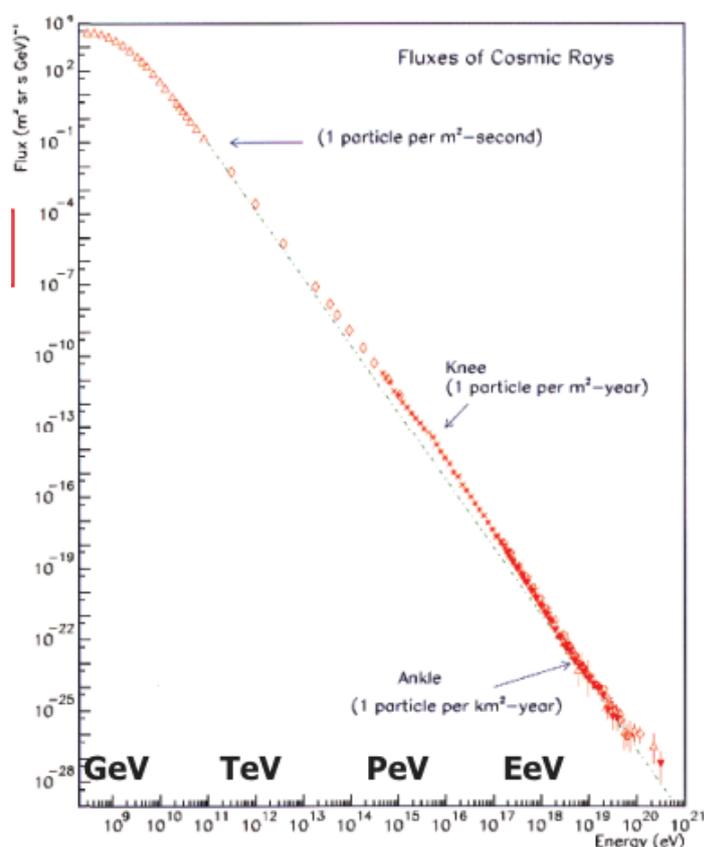


Figura 1.3: Flusso dei raggi cosmici in funzione dell'energia. Si osservano i due cambi di pendenza in corrispondenza di E_{knee} e E_{ankle} [7]

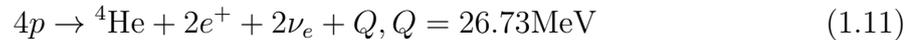
Il flusso di neutrini atmosferici costituisce un fondo inevitabile quando si tenta di osservare neutrini cosmici. Per energie nel range 1-100 TeV, lo spettro energetico dei ν atmosferici è dato da:

$$\frac{d\Phi_\nu}{dE} \propto E^{-3.7} \implies \Phi_\nu \propto E^{-2.7} \quad (1.10)$$

e quindi diminuisce molto più in fretta rispetto al segnale dei neutrini cosmici, che va come E^{-2} . Per energie sufficientemente alte, sono possibili processi che portano alla formazione di mesoni charmati come D^\pm, D^0 , che a loro volta decadono in tempi molto brevi in muoni e neutrini che formano il flusso di prompt, non ancora misurato ma ritenuto importante sopra i 100 TeV [5].

1.3.2 Neutrini solari

Le stelle sono sistemi in cui si ha un equilibrio tra la pressione gravitazionale che tende a restringerle e la pressione di radiazione prodotta in reazioni di fusione nel loro nucleo, che tende ad espanderle. Le reazioni di fusione appartengono a due categorie, la catena protone-protone(pp), dominante in stelle di massa fino a quella solare, e la catena CNO, che domina nelle stelle più massive del Sole. La catena pp si può riassumere come [2]:



dove l'energia Q è emessa sotto forma di fotoni. Si può ricavare il flusso atteso di neutrini solari sulla Terra come

$$\Phi_{\nu_e} \approx \frac{1}{4\pi D_\odot^2} \frac{2L_\odot}{Q} \approx 6 \times 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (1.12)$$

dove D_\odot, L_\odot sono rispettivamente la distanza Terra-Sole e la luminosità solare [2]. I neutrini di origine stellare hanno energie basse, in genere fino a 0.42 MeV, anche se alcuni processi come il decadimento del ${}^8\text{B}$ possono produrre neutrini con energie fino a 14.06 MeV. La distribuzione energetica dei neutrini prodotti nelle varie reazioni è riportata in figura 1.4

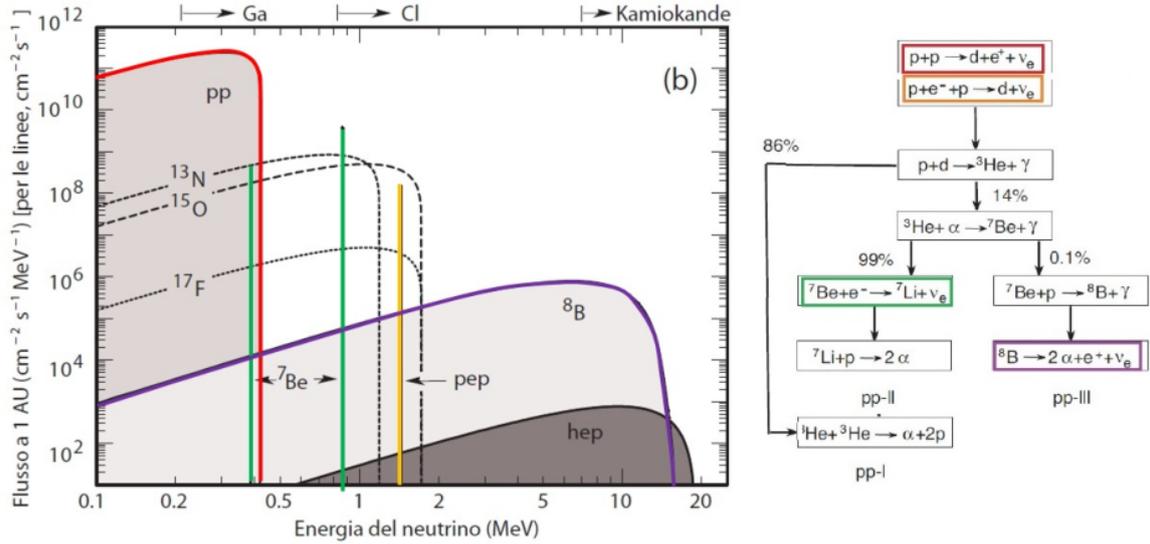


Figura 1.4: Spettro energetico dei neutrini solari in arrivo sulla Terra (sinistra) e reazioni della catena pp (destra) [2]

1.3.3 Supernove e sorgenti galattiche

Una fonte importante di raggi cosmici sono i resti di supernove (SNR) del secondo tipo (*core collapse*), che si verificano per stelle con massa $M > 8M_{\odot}$ (dove M_{\odot} è la massa solare) quando le reazioni di fusione nel loro nucleo si interrompono e la stella collassa gravitazionalmente. Durante il collasso si verificano processi di cattura elettronica $p + e^{-} \rightarrow n + \nu_e$ e un aumento della densità del nucleo, finché non si raggiunge una densità che rende il nucleo opaco ai neutrini (fase detta di *neutrino trapping*). Questo processo continua finché il nucleo non raggiunge densità paragonabili ai nuclei atomici, $\rho \sim 10^{14} \frac{g}{cm^3}$, e la parte esterna della stella rimbalza sul nucleo dando origine alla supernova. I neutrini intrappolati riescono così a evadere dal nucleo stellare e trasportano il 99% della variazione di energia di legame gravitazionale [5] [2].

Oltre ai neutrini prodotti con la cattura elettronica, ci sono anche quelli prodotti nella fase di raffreddamento, ovvero nei primi 10 s dopo la supernova. Questi neutrini possono essere di tutti 3 i sapori e sono prodotti nella reazione $e^{+} + e^{-} \rightarrow \nu_f + \bar{\nu}_f$. Il flusso di neutrini da supernova è caratterizzato da una distribuzione di energia per cui $\langle E_{\nu_e} \rangle < \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle < \langle E_{\nu_{\mu}, \nu_{\tau}} \rangle$, e i valori medi di energia sono compresi tra 12 e 20 MeV; inoltre, i tre sapori sono presenti in numeri approssimativamente uguali. Si può usare questo flusso per individuare la direzione della supernova, in quanto i neutrini sono particelle neutre e quindi non deflesse da campi magnetici [5].

Sapendo che l'energia prodotta nel collasso gravitazionale è $E_{SN} = 3 \times 10^{46} J$, si ha che

il numero di neutrini prodotti nei primi 10 s è

$$N_\nu = \frac{E_{SN}}{\langle E_\nu \rangle} = 1.2 \times 10^{58}$$

corrispondenti a un flusso in numero

$$\Phi_{\nu_f} \sim 1.7 \times 10^{10} \frac{cm^{-2}}{s} \quad (1.13)$$

a una distanza di 10 kpc e per uno specifico sapore [5]. Altre possibili sorgenti galattiche sono il centro galattico, dove è presente il buco nero supermassivo Sagittarius A*, e il piano galattico, dove il mezzo interstellare può interagire con i raggi cosmici.

1.3.4 Sorgenti extragalattiche

I neutrini di più alta energia sono quelli prodotti da raggi cosmici molto energetici che sono stati accelerati da intensi campi elettromagnetici, come nel caso di stelle di neutroni, ma si ritiene che esista anche una componente di neutrini cosmici di altissima energia provenienti da sorgenti extragalattiche. Questa previsione è rafforzata dai risultati dell'esperimento IceCube, che ha rilevato un numero più alto del previsto di neutrini con energie maggiori di 10 TeV in due campioni di eventi indipendenti. Il primo campione, detto *High Energy Starting Events* (HESE), è costituito da neutrini che interagiscono in una regione fiduciale, schermata da strati più esterni che impediscono il passaggio di particelle cariche quali i muoni atmosferici. Gli eventi che appaiono senza essere visibilmente entrati rappresentano quindi particelle neutre, in particolare neutrini, che attraversano gli strati esterni ed interagiscono nella regione fiduciale per formare particelle cariche. Come mostrato in figura 1.5, si osserva un eccesso di eventi per energie maggiori di 30 TeV, in particolare eventi di tipo cascata elettromagnetica. Inoltre, questo segnale sembra essere isotropo, anche se ciò potrebbe essere dovuto alla bassa risoluzione angolare [2].

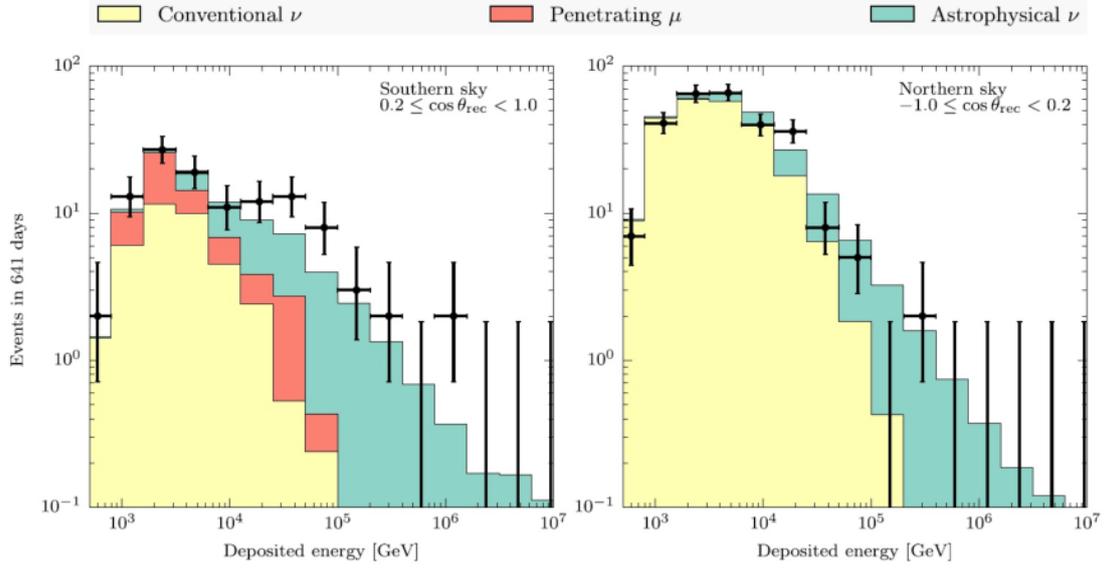


Figura 1.5: Eventi selezionati nel volume fiduciale di IceCube, con punti in nero che rappresentano i dati ed incertezze ed istogrammi che rappresentano la distribuzione prevista. Per energie sopra $\sim 10\text{TeV}$ occorre introdurre un flusso di neutrini cosmici distribuiti come $E^{-2.5}$ [2]

Il secondo campione utilizza eventi di tipo traccia dei muoni prodotti dal decadimento di ν_μ e presenta lo stesso eccesso di eventi ad alta energia, presentato in figura 1.6

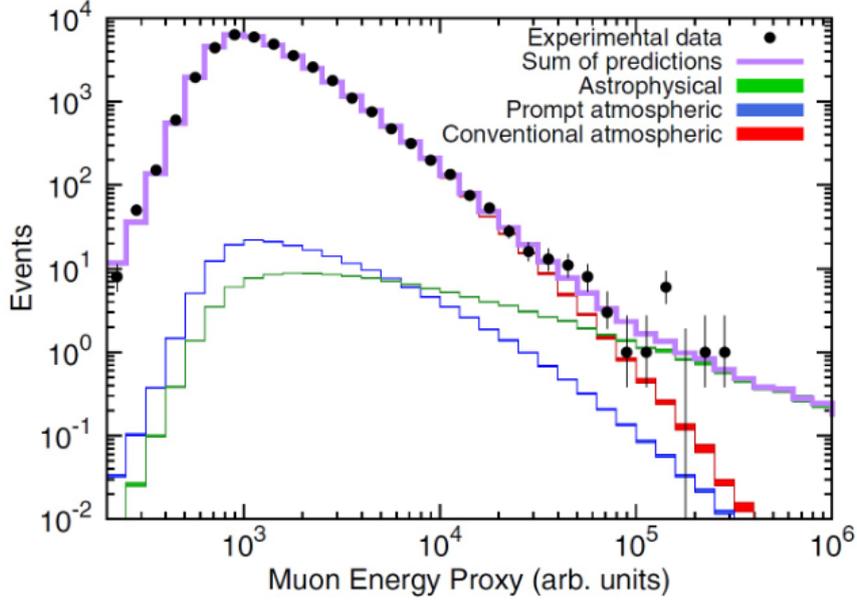


Figura 1.6: Spettro energetico dei muoni provenienti dal cielo Nord [2]

Ci si aspetta che questi neutrini siano prodotti dal decadimento di altre particelle e che sia valida una legge a potenza per il flusso $\Phi_\nu \sim E^{-2}$, in quanto i neutrini avranno uno spettro energetico corrispondente a quello delle particelle primarie. Infatti, oltre al meccanismo $p + N \rightarrow X + (\pi^0 + \pi^+ + \pi^-)$, è possibile un secondo meccanismo in presenza di intensa radiazione, ovvero:

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow (p + \pi^0) \text{ oppure } (n + \pi^+)$$

che produce neutrini con energie dell'ordine di 200TeV nel caso di radiazione di 100eV [8]. Tra le sorgenti più probabili ci sono i nuclei galattici attivi (AGN), ovvero i dischi di accrescimento del buco nero supermassivo al centro di alcune galassie, che emettono getti di particelle estremamente energetiche e possono produrre neutrini con il meccanismo $p\gamma$. Si stima che questi neutrini arrivino sulla Terra con energie del PeV [8].

Un'altra possibile sorgente extragalattica sono i γ ray bursts (GRBs), emissioni estremamente intense di raggi γ provenienti da grandi distanze e direzioni distribuite casualmente. I GRBs sono caratterizzati da flussi integrati nel tempo di $10^{-7} - 10^{-4} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$ e vengono emessi in un cono di apertura θ piccola, corrispondente ad un angolo solido $\Delta\Omega \sim \pi\theta^2$. I GRB possono accelerare elettroni e protoni con il loro fronte d'urto e produrre così neutrini con un flusso $\Phi_\nu \propto E^{-2}$ [5].

Capitolo 2

Telescopi KM3NeT

I neutrini sono particelle che interagiscono raramente e possono attraversare la materia senza essere fermati. Ciò li rende ideali per determinare la struttura interna delle sorgenti astrofisiche che li hanno prodotti, ma li rende anche difficili da rilevare. Per questo i detector devono avere grandi dimensioni per offrire un grande numero di nucleoni e aumentare la probabilità di interazione, oltre a contenere un mezzo dielettrico come ghiaccio o acqua che consenta il fenomeno della radiazione Čerenkov [8].

KM3NeT (Cubic Kilometer Neutrino Telescope) è un consorzio di ricerca europeo coinvolto nella costruzione di telescopi di neutrini moderni sui fondali del Mediterraneo, costituiti da raggruppamenti verticali detti *Detection Units* (DUs) contenenti sensori modulari, formati da *Digital Optical Modules* (DOMs), che rilevano la radiazione e la amplificano tramite fotomoltiplicatori (PMTs) [9].

2.1 ARCA

KM3NeT/ARCA (Astroparticle Research with Cosmics in the Abyss) è dedicato alla rilevazione di neutrini di alta energia, di origine astrofisica, ed è collocato a 3500 metri di profondità, a circa 100 km da Capo Passero (Sicilia), dove è posta la stazione di controllo. A pieno regime arriverà a 230 DUs a una distanza di 100 m tra loro e per un volume strumentato di oltre 1 km^3 . Ciascuna DU è alta 700 m e contiene 18 DOMs, situati a una distanza di 36 m tra loro partendo da 80 m sopra il fondale. Fino a novembre 2024 sono state installate 33 DUs nel sito sottomarino [9] [10].

2.2 ORCA

KM3NeT/ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) è dedicato alla rilevazione di neutrini di energie tra i MeV e il TeV, di origine atmosferica, per studiare il

fenomeno delle oscillazioni e il problema della gerarchia di massa. È collocato a 40 km dalla costa di Tolone (Francia). A pieno regime sono previste 115 DUs collocate a 20 m di distanza tra loro, per un volume strumentato totale di 0.067 km^3 , molto minore rispetto ad ARCA. Ciascuna DU è alta 200 m e contiene 18 DOMs a una distanza di 9 m tra loro, partendo da 40 m sopra il fondale. Fino a novembre 2024 sono state installate 24 DUs [9][10].

2.3 Costruzione

La componente primaria del telescopio è il DOM, una sfera di vetro di circa 43 cm di diametro costruita per resistere alla pressione sul fondale e contenente 31 PMTs; quest'ultimi sono distribuiti a formare 5 anelli da 6 tubi, più un PMT sul fondo della sfera e puntato direttamente verso il basso. Gli anelli sono spazati in modo da avere 19 PMTs nell'emisfero inferiore e 12 in quello superiore, così da privilegiare le particelle dirette verso l'alto (upgoing). Ogni PMT è alimentato da una tensione di 1kV per ottenere un fattore di amplificazione di 3×10^6 del segnale, ovvero dei fotoni prodotti per effetto Čerenkov.

I DOM sono disposti a formare una colonna verticale di 18 elementi, la *Detection Unit* o stringa, che viene ancorata sul fondale ed è dotata di due funi che fungono da supporto per i DOM e per un collegamento elettro-ottico centrale. Quest'ultimo contiene due cavi elettrici per alimentare i PMTs e 18 cavi in fibra ottica per trasmettere il segnale. Le DUs raccolgono il segnale di ciascun modulo e tramite un circuito logico lo convertono in un unico segnale da inviare a 5 junction boxes, che poi trasmettono il segnale alla stazione sulla costa [9][10]. In figura 2.1 sono riportati il modulo ottico e la struttura di una Detection Unit.



Figura 2.1: Digital Optical Module (destra) e Detection Unit (sinistra) [10]

2.4 Acquisizione dati

I fotomoltiplicatori eliminano i segnali che non raggiungono una certa soglia (in genere 0.3 fotoelettroni) e convertono in digitale quelli sopra la soglia; i segnali digitali sono poi inviati a una stazione sulla costa dove vengono processati. Ogni impulso contiene 6 bytes, 1 per il PMT che l'ha prodotto, 4 per il tempo di rilevazione e 1 per il tempo in cui il segnale è rimasto sopra la soglia; gli intervalli temporali sono in genere del ns. Oltre ai segnali dei PMTs, viene registrato anche il segnale del sistema di posizionamento del DOM.

Gli eventi vengono sottoposti a vari filtri, in genere sull'energia, sulla direzione e sulla coincidenza temporale in più fotomoltiplicatori [10].

2.5 Fonti di background

Il meccanismo di rilevazione si basa sulla radiazione Čerenkov, ma esistono molti processi che la producono e che quindi costituiscono fonte di background.

2.5.1 Muoni e neutrini atmosferici

Una prima fonte è data dal flusso di muoni atmosferici, prodotti durante le interazioni dei raggi cosmici primari con l'atmosfera terrestre; i muoni possono attraversare l'atmosfera e penetrare in acqua per chilometri con facilità. Il flusso di muoni diretti verso il basso (ovvero prodotti nell'emisfero dove è situato il telescopio) è molto più intenso di quello prodotto dai neutrini atmosferici, come mostrato in figura 2.2, e diminuisce con la profondità [11].

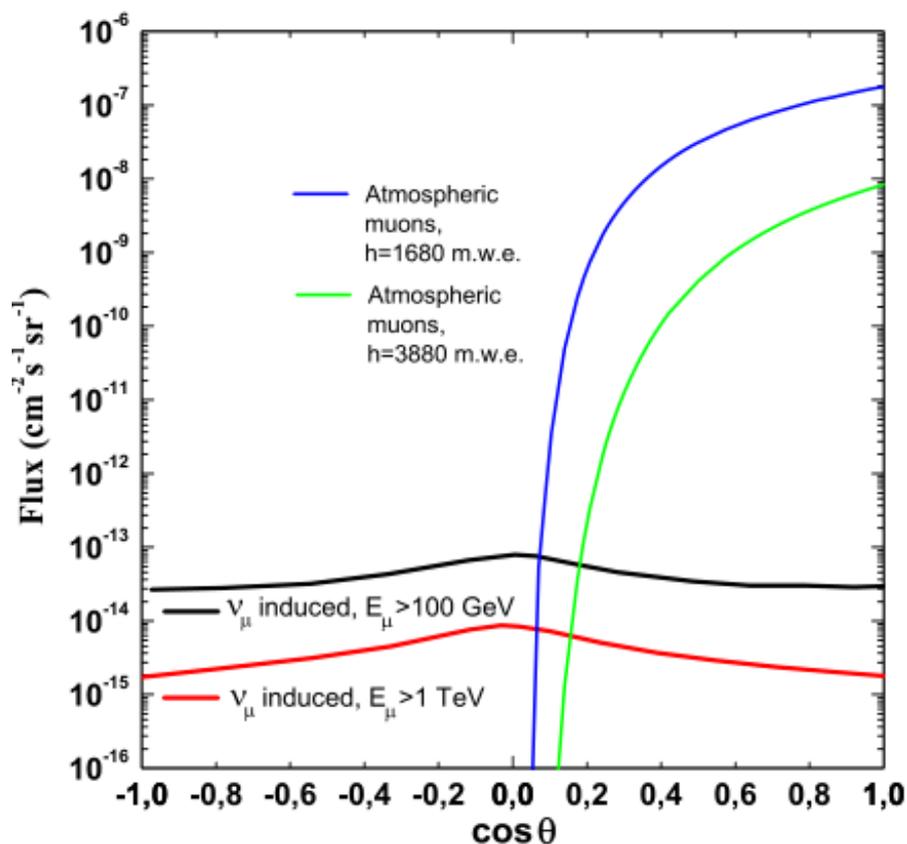


Figura 2.2: Contributo al flusso dato dai muoni atmosferici a 2 diverse profondità, e dai muoni prodotti da interazioni di ν_μ a 2 diverse soglie di energia, in funzione dell'angolo zenitale [11]

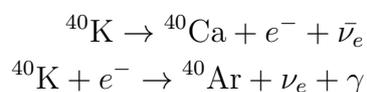
Un modo per eliminare questo rumore è usare come schermo la Terra, limitandosi agli eventi upgoing, ovvero prodotti nell'emisfero opposto al detector; infatti, poichè i muoni atmosferici non possono attraversare il pianeta, questi eventi possono essere creati solo da neutrini, che invece hanno una probabilità di attraversare la Terra. Questa probabilità dipende dall'energia del neutrino, in quanto per energie maggiori aumenta la probabilità di interazione e quindi assorbimento, e dalla sua direzione, che determina

quanto materiale deve essere attraversato [8].

Oltre ai muoni atmosferici, è presente anche un fondo di neutrini atmosferici quando si cerca di osservare neutrini di origine astrofisica; questo fondo presenta un flusso che va come $E^{-2.7}$ e quindi diminuisce molto più in fretta del segnale dei neutrini cosmici (sez. 1.3.1)

2.5.2 Radioattività e bioluminescenza

L'acqua marina contiene naturalmente piccole quantità di isotopi radioattivi, che possono decadere ed emettere particelle abbastanza energetiche da produrre radiazione Čerenkov; l'isotopo più importante è il ^{40}K . Sono possibili i seguenti decadimenti:



Gran parte degli elettroni prodotti nel primo processo supera la soglia per la produzione di radiazione Čerenkov, mentre i fotoni prodotti nel secondo processo hanno un'energia di 1.46 MeV e possono portare degli elettroni sopra la soglia tramite lo scattering Compton. Il fondo dipende dalla concentrazione di ^{40}K , ed è quindi indipendente dalla posizione, essendo la salinità del Mediterraneo omogenea [11].

È presente anche un fondo di radiazione prodotti dagli organismi marini tramite la bioluminescenza, molto più intenso di quello dovuto alla radioattività. La bioluminescenza può essere prodotta da batteri nell'acqua, nel qual caso è abbastanza costante nel tempo, oppure da organismi che passano vicino ai rivelatori producendo dei flash, e presenta uno spettro centrato sui 470-480 nm di lunghezza d'onda. La distribuzione di organismi luminescenti varia fortemente con la località e con la velocità delle correnti marine, e tende a diminuire con la profondità [11].

2.6 Rilevazione dei neutrini

2.6.1 Effetto Čerenkov

Il moto di una particella carica in un mezzo dielettrico polarizza le molecole lungo la traiettoria, e gli elettroni del dielettrico emettono radiazione quando tornano alla loro posizione di equilibrio. Se la particella si muove con una velocità maggiore di quella della luce nel mezzo, data da $v = \frac{c}{n}$ con c velocità della luce nel vuoto e n indice di rifrazione del mezzo, si viene a creare un momento di dipolo complessivo non nullo e la radiazione viene emessa coerentemente entro un cono di apertura θ_C definita da:

$$\cos(\theta_C) = \frac{1}{\beta n}$$

dove $\beta = \frac{v}{c}$. Per particelle relativistiche ($\beta \sim 1$) in acqua marina ($n \sim 1.364$) si ha un angolo $\theta_C \sim 43^\circ$ [11].

Il numero di fotoni così prodotti da una particella di carica pari a quella fondamentale in un intervallo $d\lambda$ di lunghezze d'onda dopo aver percorso una distanza dx è dato dalla formula di Frank-Tamm [5]:

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi}{137\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (2.1)$$

dalla quale si evince che le lunghezze d'onda più basse contribuiscono maggiormente alla radiazione.

I PMTs sono progettati per avere un'efficienza massima in un range di lunghezze d'onda di 300-600 nm, corrispondente alla radiazione che si propaga più facilmente in acqua; in questo intervallo viene prodotto per effetto Čerenkov un numero di fotoni $N = 3.5 \times 10^4$ per metro [11].

2.6.2 Classificazione degli eventi

I neutrini possono dare origine a interazioni a corrente carica (CC):

$$\nu_f + N \rightarrow f + X$$

dove $f = \{e, \mu, \tau\}$, e interazioni a corrente neutra (NC)

$$\nu_f + N \rightarrow \nu_f + X$$

Tutte queste interazioni portano alla formazione di particelle cariche all'interno di sciame elettromagnetici e adronici, le quali possono superare la soglia per emettere radiazione Čerenkov ed essere così rilevate dai fotomoltiplicatori. La distanza in cui una particella carica riesce a propagarsi in un mezzo prima di decadere o interagire viene detta *path length* e dipende dalla perdita di energia nel mezzo. L'andamento della path length per diverse particelle ed energie è mostrato in figura 2.3.

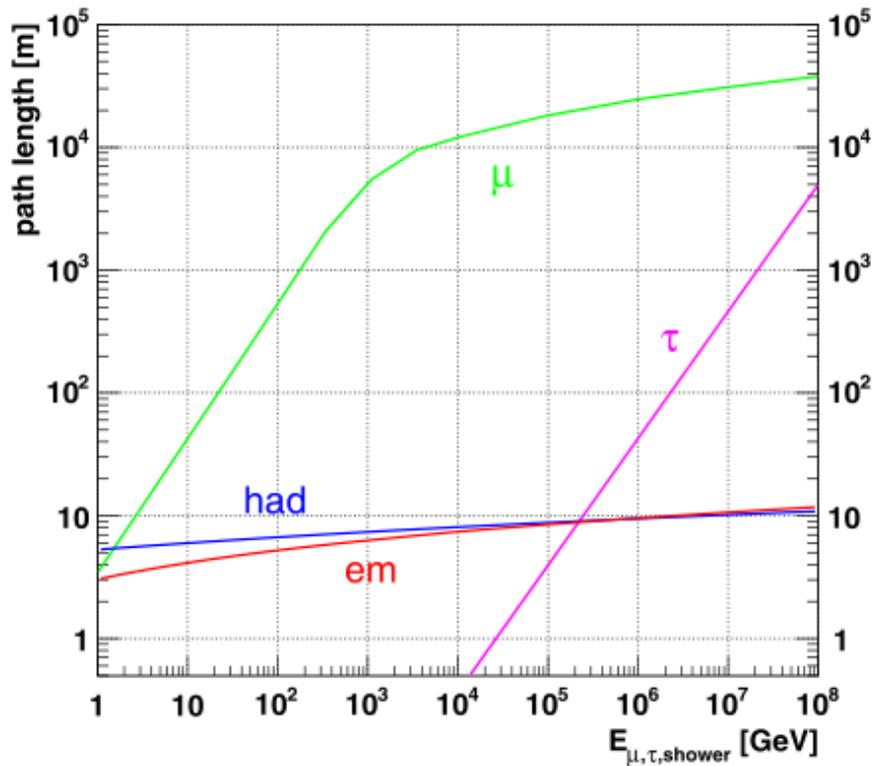


Figura 2.3: Andamento della path length in funzione dell'energia per particelle prodotte da interazioni dei neutrini: muoni, τ , sciame elettromagnetici (EM) e adronici. Per gli sciame si usa una parametrizzazione [12] e si definisce la path length come la distanza a cui il 95% dell'energia è depositata. Figura presa da [11]

Quando la path length è superiore alla risoluzione spaziale dello strumento, e quindi si può individuare una traiettoria, si ha una traccia [11].

Eventi di tipo sciame

Tutte le interazioni producono uno sciame di adroni, dominato da pioni; protoni, neutroni e kaoni sono poi presenti in quantità variabile. Questi sciami sono molto variabili, in quanto dipendono dai successivi decadimenti degli adroni; ad esempio, i pioni possono decadere in muoni che producono una traccia, oppure nel caso di π^0 in fotoni che innescano poi una cascata elettromagnetica [11].

Le interazioni NC possono produrre solo sciami adronici (ed EM tramite il decadimento di π^0), e presentano un'incertezza sull'energia ricostruita del neutrino incidente dovuta al fatto che parte dell'energia è trasportata dal neutrino finale e quindi non osservata. Dalle simulazioni della collaborazione ANTARES si evince che per energie dello sciame iniziale sopra il TeV la maggior parte della radiazione Čerenkov è dovuta a sciami EM [13]. La risoluzione angolare è dell'ordine di 2° per $E_\nu \sim 1$ TeV, per cui da questi eventi non si ha una buona stima della direzione di provenienza [11].

L'interazione CC del ν_e produce uno sciame e un elettrone che, in quanto molto leggero, perde rapidamente energia per bremsstrahlung; i fotoni così prodotti possono innescare una cascata EM, formata da coppie e^-e^+ e dai fotoni stessi. Lo sciame EM si propaga per una distanza di circa 10 m in acqua prima di dissipare abbastanza energia da non poter più sostenere la reazione a cascata. Per questo viene visto come una sorgente puntiforme di radiazione Čerenkov dagli attuali rivelatori, che hanno una distanza tra PMTs maggiore, e la risoluzione angolare che ne risulta è di circa 10° [11].

L'interazione CC del ν_τ produce uno sciame e un τ che decade dopo aver percorso una distanza che va da alcuni metri al km, in base alla sua energia e quindi al fattore di Lorentz. Sotto al PeV non viene prodotta una traccia, ma per energie superiori il τ percorre una distanza sufficiente da permettere di determinare la sua traiettoria. Si possono verificare così eventi quali il *double bang event*, in cui si osserva un primo sciame dovuto all'interazione, una traccia prodotta dal τ e un secondo sciame prodotto dal suo decadimento, e il *lollipop event*, in cui si osserva solo la traccia e un solo sciame, in quanto il secondo cade fuori dal volume strumentato. [11]

Eventi di tipo traccia

Gli eventi di tipo traccia possono essere prodotti, oltre che interazioni CC di ν_τ molto energetici, anche dalle interazioni CC del ν_μ . Infatti, il muone creato in queste interazioni non perde molta energia per bremsstrahlung e ha una vita media più lunga del τ , per cui si propaga per grandi distanze. La traccia si può osservare anche se l'interazione avviene fuori dal volume strumentato, a patto che il ν_μ sia sufficientemente energetico. Questo tipo di eventi permette di determinare con grande precisione la direzione della sorgente astrofisica del neutrino, in quanto quest'ultimo non è deflesso da campi magnetici e quindi la sua direzione, che si determina dalla traccia, corrisponde con quella della sorgente. L'angolo tra neutrino incidente e muone prodotto decresce con l'energia del neutrino e si può stimare come [11] :

$$\theta_{\nu\mu} \leq \frac{0.6^\circ}{\sqrt{E_\nu(\text{TeV})}} \quad (2.2)$$

In figura 2.4 sono riassunte le diverse topologie di eventi.

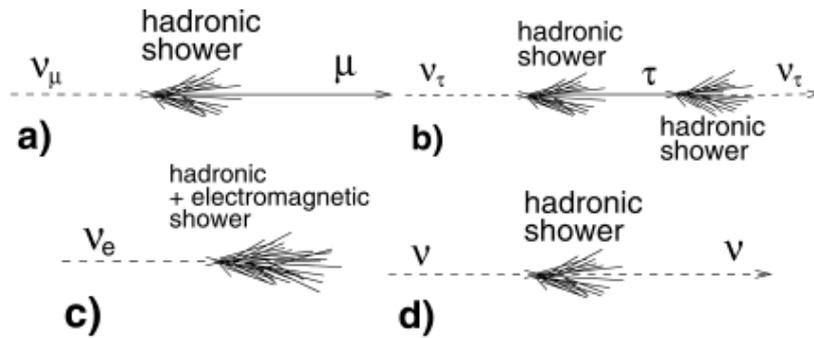


Figura 2.4: In a) l'interazione CC del ν_μ produce uno sciame adronico e un muone che lascia una traccia, in b) l'interazione CC del ν_τ produce uno sciame e un τ che lascia una traccia e decade in un secondo sciame (double bang event), in c) l'interazione CC del ν_e produce uno sciame adronico ed EM, in d) un'interazione NC produce uno sciame adronico [11]

Capitolo 3

Selezione degli eventi di KM3NeT/ORCA tramite machine learning

In questo capitolo viene presentata una tecnica di riduzione del fondo basata sull'uso di *Boosted Decision Trees* (BDTs). I *trees* implementano un modello che determina la probabilità che ciascun evento non faccia parte del fondo. Il modello è calibrato usando dati da simulazioni Monte-Carlo forniti dalla collaborazione KM3NeT e successivamente applicato sui dati sperimentali. La calibrazione e successiva analisi è stata effettuata per tutte le configurazioni del *detector* disponibili, ovvero ORCA6, 7, 11, 13, 15, 18, dove il numero indica quante stringhe erano correttamente installate e in presa dati.

3.1 Background e selezione degli eventi

Oltre al segnale dei neutrini che si vogliono studiare esistono numerose fonti di *background*, quali la radioattività, la bioluminescenza, il flusso di muoni atmosferici e anche il flusso di neutrini atmosferici qualora si voglia analizzare solo i neutrini cosmici (sez. 2.2.3). In questo lavoro i neutrini atmosferici non sono considerati come fondo.

Una prima selezione degli eventi viene fatta tramite dei filtri, detti di livello zero (L0), livello uno (L1) e livello due (L2). Il filtro L0, che serve a ridurre il rumore elettronico, seleziona solo gli eventi il cui segnale analogico è superiore a una certa soglia, in genere di 0.3 fotoelettroni. Il filtro L1, che serve a ridurre il rumore dovuto alla radioattività naturale, seleziona solo gli eventi L0 che vengono rilevati in più fotomoltiplicatori (PMTs) diversi entro un intervallo temporale di ~ 10 ns. Il filtro L2 serve a selezionare eventi dovuti al passaggio di particelle cariche e seleziona gli eventi L1 che vengono rilevati in PMTs posizionati a un dato angolo relativo [10]. Si misura una frequenza di eventi L0 di ~ 5 kHz per PMT. Per L1 si ha una frequenza di eventi di ~ 500 Hz dovuta a

coincidenze casuali, e di ~ 500 Hz dovuta al decadimento del ^{40}K [10].

Una possibile tecnica di eliminazione del rumore dovuto alla radioattività e al flusso di muoni atmosferici è l'uso di tagli su determinate variabili, come la *likelihood*. La *likelihood* è un parametro determinato dall'algoritmo di ricostruzione della traccia che indica l'accordo tra tempi di arrivo osservati e attesi nell'ipotesi in cui l'evento è di tipo traccia di un muone [14]. Un'altra variabile su cui si può fare un taglio è la direzione ricostruita, prendendo solo gli eventi *upgoing*, che non possono essere dovuti al fondo dei muoni atmosferici.

In questo capitolo si usa un'altra tecnica, basata sull'uso di *decision trees* i cui parametri sono determinati tramite *machine learning*.

3.2 Introduzione sul BDT

La tecnica usata si basa sul *gradient boosting*. Dato un insieme di dati per le variabili x_i iniziali e una relazione funzionale $\hat{y}_i = F(\alpha, x_i)$ attesa per una grandezza y dipendente dai parametri α , si introduce una *loss function* $L(\alpha)$ che misura l'accordo tra valori attesi \hat{y}_i e misurati y_i . Questa funzione permette di determinare i valori ottimali dei parametri α attraverso la sua minimizzazione. In genere si sceglie come *loss function* l'errore quadratico medio (MSE)

$$MSE = \frac{1}{n} \sum_{i=1} (\hat{y}_i - y_i)^2 \quad (3.1)$$

dove n è la dimensione dell'insieme di dati e la dipendenza dai parametri è contenuta in \hat{y}_i . Alla *loss function* bisogna sommare una funzione di regolarizzazione $\omega(\alpha)$ che controlla la complessità del modello. La regolarizzazione è fondamentale per evitare che il modello sia troppo dipendente dai dati usati per calibrarlo, e quindi poco predittivo, fenomeno detto *overfitting*.

L'elemento fondamentale del modello è un insieme di *classification and regression trees* (CARTs), strutture gerarchiche in cui a ogni elemento (detto *leaf*) si associa un punteggio (*score*). I punteggi costituiscono quindi i parametri del modello da ottimizzare. In genere un singolo *tree* è un *weak learner*, e per ottenere un modello predittivo occorre combinarlo con altri *trees* sommando i loro punteggi. Si può quindi scrivere il modello come

$$\hat{y}_i = \sum_{k=1}^K f_k(x_i) \quad (3.2)$$

dove K è il numero totale di *trees* e f_k è una funzione che descrive la struttura di ciascuno e il punteggio associato a ogni *leaf*. Si aggiunge un *tree* alla volta al modello, e i valori

previsti per y si possono riscrivere come [15]:

$$\begin{aligned}\hat{y}_i^{(0)} &= 0 \\ \hat{y}_i^{(1)} &= f_1(x_i) + \hat{y}_i^{(0)} \\ &\dots \\ \hat{y}_i^{(K)} &= f_K(x_i) + \hat{y}_i^{(K-1)}\end{aligned}\tag{3.3}$$

Data una *loss function* $l(y_i, \hat{y}_i)$, la funzione da minimizzare quando si aggiunge il t-esimo *tree* è

$$\Omega^{(t)} = \sum_{i=1}^n l(y_i, \hat{y}_i^{(t)}) + \sum_{k=1}^t \omega(f_k) = \sum_{i=1}^n l(y_i, \hat{y}_i^{(t-1)} + f_t(x_i)) + \omega(f_t) + \text{const}\tag{3.4}$$

dove $\omega(f_k)$ è la complessità del k-esimo *tree*. Sviluppando in serie di Taylor e trascurando il termine costante si ha

$$\Omega^{(t)} = \sum_{i=1}^n [l(y_i, \hat{y}_i^{(t-1)}) + g_i f_t(x_i) + \frac{1}{2} h_i f_t(x_i)^2] + \omega(f_t) + o(f_t^2)\tag{3.5}$$

dove $g_i = \partial_{\hat{y}_i^{(t-1)}} l(y_i, \hat{y}_i^{(t-1)})$, $h_i = \partial_{\hat{y}_i^{(t-1)}}^2 l(y_i, \hat{y}_i^{(t-1)})$. Così facendo la funzione da minimizzare dipende solo da g_i, h_i ed eliminando i termini non dipendenti dal t-esimo *tree* si ha

$$\Omega^{(t)} = \sum_{i=1}^n [g_i f_t(x_i) + \frac{1}{2} h_i f_t(x_i)^2] + \omega(f_t)\tag{3.6}$$

Si assume che la struttura del *tree* è data da $f_t(x_i) = w_j, j = q(x_i)$, dove $w \in R^T$ con T numero totale di *leaves* e q è una funzione che associa a ogni dato la corrispondente *leaf*. La complessità si definisce convenzionalmente come

$$\omega(f_t) = \gamma T + \frac{\lambda}{2} \sum_{j=1}^T w_j^2\tag{3.7}$$

dove γ, λ sono dei parametri. Si può ricavare che i punteggi ottimali sono dati da

$$w_j^* = -\frac{G_j}{H_j + \lambda}\tag{3.8}$$

dove $G_j = \sum_{i \in I_j} g_i, H_j = \sum_{i \in I_j} h_i, I_j = \{i | q(x_i) = j\}$, cioè sono la somma delle funzioni g_i, h_i valutate in tutti i punti dell'insieme di dati che puntano alla stessa *leaf* j [15].

3.3 Applicazione del BDT a KM3NeT/ORCA

Per l'addestramento del modello si è usato il linguaggio Python e la libreria XGBoost [15]. I *trees* applicano il modello a vari classificatori per determinare l'appartenenza degli eventi a date classi (come rumore, muoni, neutrini). Questo avviene attraverso l'assegnazione di un punteggio per ogni classificatore. Il punteggio varia tra 0 e 1, dove punteggi maggiori indicano una maggior probabilità che l'evento appartenga alla classe considerata. L'addestramento inizia con la determinazione delle funzioni classificatrici, e per fare ciò utilizza le simulazioni Monte-Carlo fornite dalla collaborazione KM3NeT. Queste simulazioni contengono eventi ricostruiti (come vengono visti dal telescopio) e reali, la cui appartenenza alle varie classi è nota. Si ha poi una fase di validazione, in cui si calcolano i punteggi per un insieme di eventi indipendente ma comunque noto a priori. Questo permette di verificare che non ci sia *overfitting*. Dopo questi passaggi, il modello può essere usato per classificare insiemi di eventi non conosciuti [16].

In KM3NeT/ORCA il classificatore più importante dal punto di vista fisico e più usato è binario e distingue gli eventi *upgoing* di tipo traccia tra quelli dovuti al background di muoni e quelli dovuti a interazioni a corrente carica del ν_μ . Questo *BDT* associa un punteggio 0 a eventi del fondo e 1 a quelli prodotti dal ν_μ . Poichè siamo interessati ad eventi con punteggio vicino a 1, per poterli meglio distinguere si effettua un riscalamento, ponendo

$$S_{new} = -\log_{10}(1 - S_{old}) \quad (3.9)$$

Dove S_{old} è lo *score* originario assegnato dal *BDT*, compreso tra 0 e 1, e S_{new} è il punteggio riscalato.

Prima di addestrare il modello viene effettuata una preselezione degli eventi simulati tramite i seguenti filtri [16]:

- Energia ricostruita > 10 GeV
- Direzione ricostruita verso l'alto, ovvero $\cos(\theta) > -0.1$ dove θ è l'angolo zenitale. In questo modo vengono selezionati solo gli eventi *upgoing*
- Likelihood > 0
- Numero di *hits* (rilevazioni da parte dei PMTs) > 13
- L'evento simulato non fa parte del fondo, ovvero ha un parametro interno di Monte-Carlo *is_noise* = 0. Infatti, la simulazione è ridondante in quanto genera eventi classificati come fondo che vengono scartati

- Traccia dovuta all'interazione a corrente carica di ν_μ , identificata dal parametro interno di Monte-Carlo $track_type = 4000$

Dopo l'addestramento, il *BDT* permette di determinare i punteggi di eventi non noti attraverso le variabili misurate sperimentalmente, quali l'energia, la direzione (quest'ultime sono l'analogo delle variabili degli eventi simulati usate nei filtri) e la lunghezza della traccia.

3.4 Configurazioni analizzate

Si sono analizzate tutte le configurazioni disponibili di ORCA, come riportato in tabella 3.1

	PERIODO DI PRESA DATI (GIORNI)
ORCA6	402.2
ORCA7	39.1
ORCA10	105.7
ORCA11	59.9
ORCA13	13.3
ORCA15	73.8
ORCA18	193.5

Tabella 3.1: Periodi di presa dati per ciascuna configurazione disponibile, dove il numero dopo ORCA indica le stringhe attive

Come si può vedere, per ORCA7, 11 e 13 si hanno dei periodi di presa dati relativamente brevi, motivo per cui per queste configurazioni il *BDT* è stato addestrato aggregando i dati di queste configurazioni in un solo insieme di dati, piuttosto che considerandole singolarmente.

L'addestramento utilizza, per ogni configurazione, una simulazione Monte-Carlo per i muoni e una per i neutrini, fornite dalla collaborazione KM3NeT. Dopo l'addestramento il *BDT* viene applicato ai dati reali, ottenendo per ogni evento un punteggio iniziale tra 0 e 1. Questo punteggio viene riscalato come in 3.9 per portarlo in un intervallo tra 0 e infinito (anche se in genere non si ottengono punteggi maggiori di 5). I punteggi maggiori sono quelli che il *BDT* riconosce come dovuti ai neutrini.

Ottenuti i punteggi, si possono effettuare tagli sui dati, tenendo solo gli eventi il cui punteggio S_{new} supera una data soglia. In genere si scelgono come soglie 0, 1 e 2, corrispondenti a punteggi originari S_{old} di 0, 0.9 e 0.99 rispettivamente. Così facendo si può determinare, per ogni taglio, l'accordo tra i dati sperimentali e quelli di Monte-Carlo, con lo scopo di validare sia il *BDT* che le simulazioni Monte-Carlo.

Si producono poi istogrammi della distribuzione energetica e in likelihood degli eventi

sopravvissuti ai vari tagli. In tutti gli istogrammi vengono riportati sia i dati reali che quelli simulati, e quest'ultimi vengono divisi nella parte di muoni (rappresentati da una linea blu negli istogrammi), neutrini atmosferici (in verde) e cosmici (in rosso). Infatti, la simulazione in Monte-Carlo tiene traccia per ogni evento se questo è prodotto da un muone atmosferico o da un neutrino. Per differenziare i neutrini atmosferici e cosmici vengono assegnati a ogni ν dei pesi statistici basati sulla sua energia e direzione. In particolare, si assume che il flusso dei neutrini cosmici segue una legge di potenza, $\Phi_{\nu_{cos}} \propto E^{-2}$, e si assegna un peso a ogni neutrino che misura il suo carattere cosmico. Si determina poi un peso per i neutrini di origine atmosferica, usando una parametrizzazione del flusso atmosferico basata su misure sperimentali e disponibile in ROOT tramite la classe *Flux_Honda2006*. Al peso così determinato bisogna poi aggiungere un peso dovuto al flusso di neutrini prodotti dal decadimento di mesoni pesanti, detti di *prompt*. Questo peso è determinato usando una parametrizzazione disponibile in ROOT tramite la classe *Flux_prompt_Sarsevic_std*. Si può inoltre confrontare la distribuzione energetica dei dati con quella prevista dal Monte-Carlo, andando a effettuare il rapporto tra le popolazioni di ogni *bin*, che idealmente dovrebbe essere pari a 1.

ORCA6 Si riportano a titolo esemplificativo istogrammi delle grandezze più interessanti, energia e *likelihood*, per ORCA6, in quanto questa configurazione ha il periodo di presa dati maggiore. Si riporta in figura 3.1 la distribuzione in energia per l'insieme di dati prima dei tagli e nelle figure 3.2 e 3.3 per i dati rimasti dopo il taglio per punteggi S_{new} maggiori di 1 e 2.

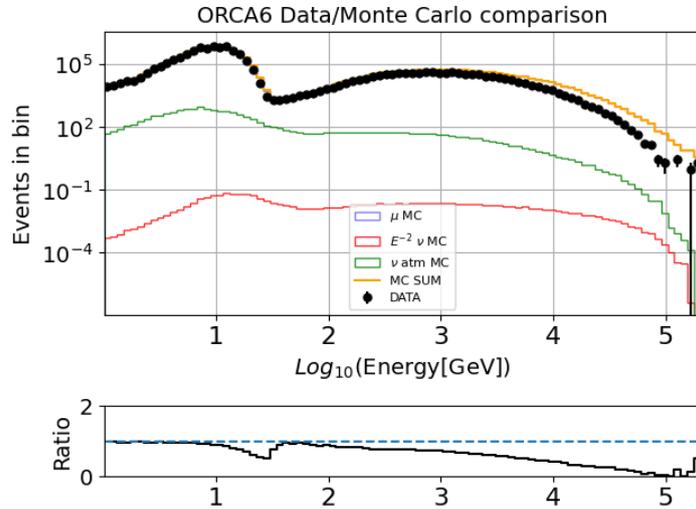


Figura 3.1: Distribuzione energetica dei dati di ORCA6 e confronto con Monte-Carlo, prima dei tagli. I punti in nero sono i dati sperimentali con rispettive incertezze, la linea arancione è la somma degli eventi simulati. Il grafico più in basso rappresenta il rapporto tra le popolazioni di eventi osservati e simulati per ogni *bin*.

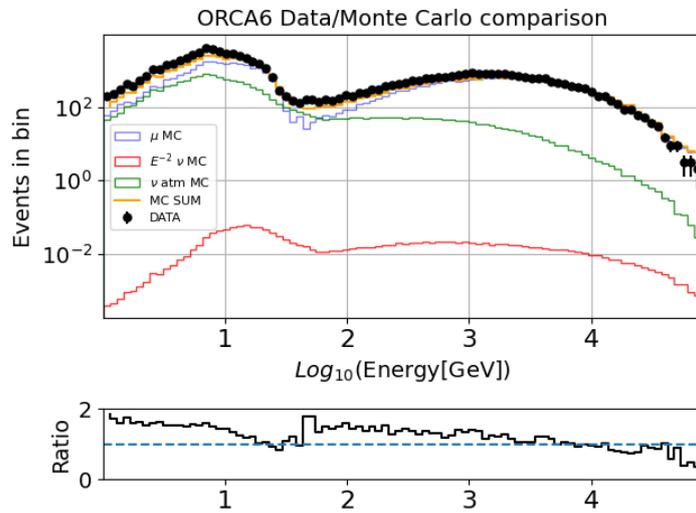


Figura 3.2: Distribuzione energetica per ORCA6, per punteggi $S_{new} > 1$

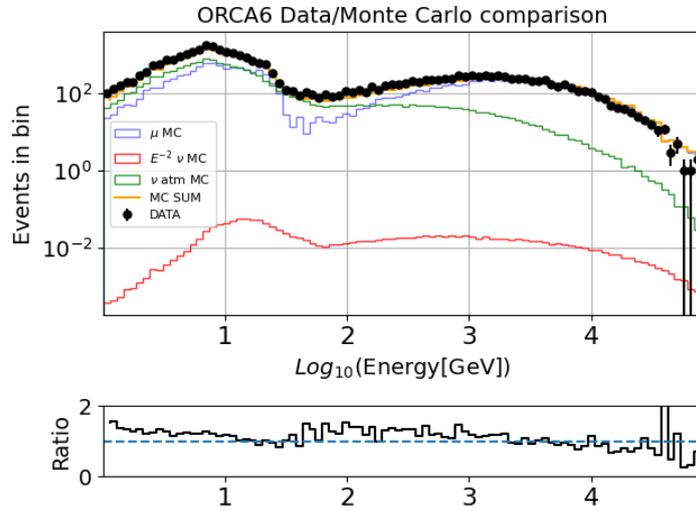


Figura 3.3: Distribuzione energetica per ORCA6, per punteggi $S_{new} > 2$

Si riporta la *likelihood* dei dati dopo i tagli nelle figure 3.4 e 3.5.

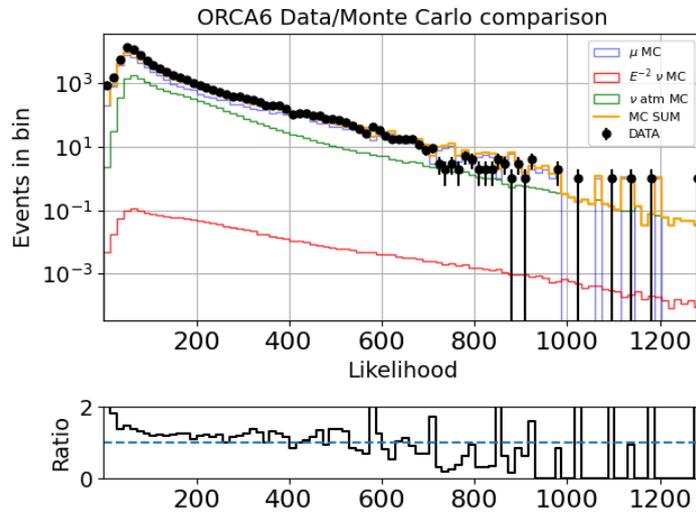


Figura 3.4: Distribuzione in *likelihood* per ORCA6, per punteggi $S_{new} > 1$

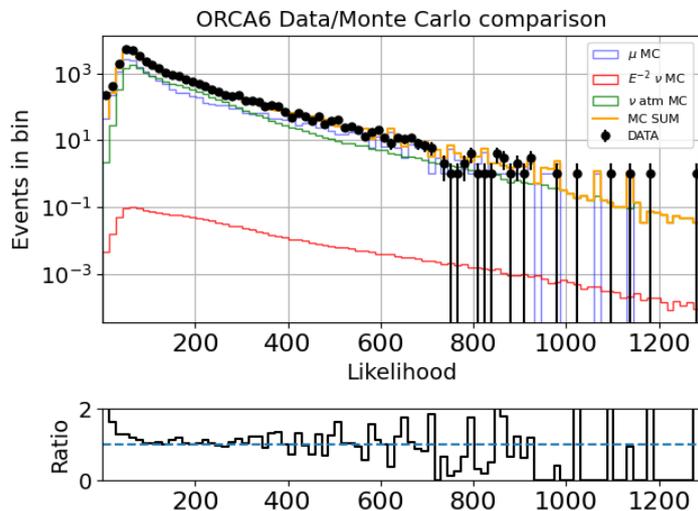


Figura 3.5: Distribuzione in *likelihood* per ORCA6, per punteggi $S_{new} > 2$

Qui si sono riportati solo gli andamenti di energia e *likelihood* in quanto quest'ultime sono state considerate le variabili più significative, ma durante il lavoro si sono prodotti analoghi grafici anche per le altre variabili usate nell'addestramento, quali angolo rispetto allo zenit e lunghezza della traccia. Analogamente, si sono riportati solo i grafici relativi a ORCA6, ma il modello è stato usato per classificare anche i dati di tutte le altre configurazioni disponibili.

Per tutte le configurazioni di KM3NeT/ORCA è stato osservato che l'insieme di dati a cui si sono applicati solo i tagli minimi descritti in sezione 3.3 è già ben rappresentato dalle simulazioni Monte-Carlo. Ciò migliora considerando solo gli eventi con $S_{new} > 1$, ovvero con $S_{old} > 0.9$, e poi con $S_{new} > 2$, ovvero $S_{old} > 0.99$.

3.4.1 Eventi sopravvissuti ai tagli

Si riporta nelle tabelle 3.2a-3.2e il numero di eventi sopravvissuti ai vari tagli per ogni configurazione, ovvero la popolazione degli istogrammi. Per gli eventi Monte-Carlo questo numero è dato dalla somma dei pesi (che possono essere non interi). Le incertezze sono valutate assumendo una distribuzione poissoniana, quindi come \sqrt{x} dove x è il numero di eventi.

Si riporta nelle tabelle 3.3a-3.3e la percentuale $x' = \frac{x}{N} \cdot 100\%$ del numero di eventi x rimasti dopo ogni taglio rispetto al totale N per la rispettiva categoria. Gli errori sulle percentuali sono calcolati come

$$\Delta x' = \left(\frac{\sqrt{x}}{x} + \frac{\sqrt{N}}{N} \right) \cdot \frac{x}{N}$$

essendo gli errori su x e N dati dalla Poissoniana. Si può vedere come gli eventi di fondo, dovuti ai muoni atmosferici, sono quasi eliminati anche solo considerando $S_{new} > 1$ ($S_{old} > 0.9$). Il modello infatti non classifica i neutrini atmosferici come fondo.

Tabella 3.2: Dimensioni dell'insieme di dati dopo ogni taglio per le varie configurazioni. Il numero di eventi simulati (muoni e ν atmosferici e cosmici) è dato dalla somma dei rispettivi pesi

(a) Dimensioni dell'insieme di dati per ORCA6

ORCA6	NESSUN TAGLIO	BDT > 0.9	BDT > 0.99
DATI	$(6837 \pm 3) \times 10^3$	$(673 \pm 3) \times 10^2$	$(289.3 \pm 1.7) \times 10^2$
MUONI	$(8033 \pm 3) \times 10^3$	$(390 \pm 2) \times 10^2$	$(137.4 \pm 1.2) \times 10^2$
ν COSMICI	(1.6 ± 1.2)	(1.4 ± 1.2)	(1.4 ± 1.2)
ν ATMOSFERICI	$(121.0 \pm 1.1) \times 10^2$	$(116.4 \pm 1.1) \times 10^2$	$(114.2 \pm 1.1) \times 10^2$

(b) Dimensioni dell'insieme di dati per ORCA10

ORCA10	NESSUN TAGLIO	BDT > 0.9	BDT > 0.99
DATI	$(2109.2 \pm 1.5) \times 10^3$	$(798 \pm 9) \times 10^1$	$(388 \pm 6) \times 10^1$
MUONI	$(2355.9 \pm 1.5) \times 10^3$	$(306 \pm 6) \times 10^1$	$(38 \pm 2) \times 10^1$
ν COSMICI	(0.5 ± 0.7)	(0.4 ± 0.6)	(0.3 ± 0.6)
ν ATMOSFERICI	$(411 \pm 6) \times 10^1$	$(377 \pm 6) \times 10^1$	$(332 \pm 6) \times 10^1$

(c) Dimensioni dell'insieme di dati per ORCA15

ORCA15	NESSUN TAGLIO	BDT > 0.9	BDT > 0.99
DATI	$(1239.5 \pm 1.1) \times 10^3$	$(498 \pm 7) \times 10^1$	$(246 \pm 5) \times 10^1$
MUONI	$(1590.7 \pm 1.3) \times 10^3$	$(158 \pm 4) \times 10^1$	(67 ± 8)
ν COSMICI	(0.4 ± 0.6)	(0.3 ± 0.5)	(0.2 ± 0.5)
ν ATMOSFERICI	$(365 \pm 6) \times 10^1$	$(331 \pm 6) \times 10^1$	$(283 \pm 5) \times 10^1$

(d) Dimensioni dell'insieme di dati per ORCA18

ORCA18	NESSUN TAGLIO	BDT > 0.9	BDT > 0.99
DATI	$(1749.2 \pm 1.3) \times 10^3$	$(487 \pm 7) \times 10^1$	$(231 \pm 5) \times 10^1$
MUONI	$(2011.0 \pm 1.4) \times 10^3$	$(193 \pm 4) \times 10^1$	(90 ± 9)
ν COSMICI	(0.4 ± 0.6)	(0.3 ± 0.6)	(0.3 ± 0.5)
ν ATMOSFERICI	$(407 \pm 6) \times 10^1$	$(358 \pm 6) \times 10^1$	$(289 \pm 5) \times 10^1$

(e) Dimensioni dell'insieme di dati per ORCA7+11+13

ORCA7+11+13	NESSUN TAGLIO	BDT > 0.9	BDT > 0.99
DATI	$(2152.1 \pm 1.5) \times 10^3$	$(768 \pm 9) \times 10^1$	$(334 \pm 6) \times 10^1$
MUONI	$(2589.9 \pm 1.6) \times 10^3$	$(272 \pm 5) \times 10^1$	$(13.7 \pm 1.1) \times 10^1$
ν COSMICI	(0.6 ± 0.7)	(0.4 ± 0.7)	(0.4 ± 0.6)
ν ATMOSFERICI	$(473 \pm 7) \times 10^1$	$(416 \pm 6) \times 10^1$	$(342 \pm 6) \times 10^1$

Tabella 3.3: Percentuale di eventi rimasti dopo ogni taglio per ciascuna configurazione

(a) Percentuale di eventi rimasti dopo i tagli rispetto al totale della loro categoria, ORCA6

ORCA6	BDT > 0.9	BDT > 0.99
DATI	$(0.984 \pm 0.004)\%$	$(0.423 \pm 0.003)\%$
MUONI	$(0.0485 \pm 0.0003)\%$	$(0.171 \pm 0.002)\%$
ν COSMICI	$(91 \pm 150)\%$	$(89 \pm 150)\%$
ν ATMOSFERICI	$(96.2 \pm 1.8)\%$	$(94.3 \pm 1.7)\%$

(b) Percentuale di eventi rimasti dopo i tagli rispetto al totale della loro categoria, ORCA10

ORCA10	BDT > 0.9	BDT > 0.99
DATI	$(0.379 \pm 0.004)\%$	$(0.183 \pm 0.003)\%$
MUONI	$(0.130 \pm 0.002)\%$	$(0.0161 \pm 0.0008)\%$
ν COSMICI	$(100 \pm 300)\%$	$(100 \pm 200)\%$
ν ATMOSFERICI	$(92 \pm 3)\%$	$(81 \pm 3)\%$

(c) Percentuale di eventi rimasti dopo i tagli rispetto al totale della loro categoria, ORCA15

ORCA15	BDT > 0.9	BDT > 0.99
DATI	$(0.402 \pm 0.006)\%$	$(0.199 \pm 0.004)\%$
MUONI	$(0.099 \pm 0.003)\%$	$(0.0042 \pm 0.0005)\%$
ν COSMICI	$(100 \pm 300)\%$	$(100 \pm 200)\%$
ν ATMOSFERICI	$(91 \pm 3)\%$	$(77 \pm 3)\%$

(d) Percentuale di eventi rimasti dopo i tagli rispetto al totale della loro categoria, ORCA18

ORCA18	BDT > 0.9	BDT > 0.99
DATI	$(0.278 \pm 0.004)\%$	$(0.132 \pm 0.003)\%$
MUONI	$(0.096 \pm 0.002)\%$	$(0.0044 \pm 0.0005)\%$
ν COSMICI	$(100 \pm 300)\%$	$(100 \pm 200)\%$
ν ATMOSFERICI	$(88 \pm 3)\%$	$(71 \pm 2)\%$

(e) Percentuale di eventi rimasti dopo i tagli rispetto al totale della loro categoria, ORCA7+11+13

ORCA7+11+13	BDT > 0.9	BDT > 0.99
DATI	$(0.357 \pm 0.004)\%$	$(0.155 \pm 0.003)\%$
MUONI	$(0.105 \pm 0.002)\%$	$(0.0053 \pm 0.0005)\%$
ν COSMICI	$(100 \pm 200)\%$	$(100 \pm 200)\%$
ν ATMOSFERICI	$(88 \pm 3)\%$	$(72 \pm 2)\%$

Conclusioni

Si sono sviluppati *Boosted Decision Trees* (BDTs) con pesi calibrati in modo da separare gli eventi dovuti al fondo di muoni atmosferici da quelli dovuti a neutrini muonici. I dati sperimentali completi mostrano un accordo soddisfacente con l'andamento teorico simulato tramite Monte-Carlo ipotizzando la dipendenza del flusso di neutrini cosmici da E^{-2} e le parametrizzazioni per il flusso atmosferico e dei neutrini *prompt* indicate in sezione 3.4. Questo accordo migliora dopo aver applicato il taglio per punteggi S_{new} maggiori di 1 e 2. Si può osservare il potere selettivo dell'algoritmo dalle tabelle 3.3a-3.3e, che mostrano che il fondo dei muoni atmosferici viene ridotto per più del 99%. Questi tagli permettono di ottenere un campione di dati con un'elevata purezza in neutrini.

In base alla ricerca da effettuare, si possono utilizzare anche altri classificatori, in particolare per distinguere gli eventi di tipo sciame da quelli di tipo traccia. Un'altra possibile applicazione è l'uso di classificatori multi-classe per distinguere contemporaneamente tra eventi di tipo sciame, di tipo traccia e del fondo [16].

Bibliografia

- [1] C. D. Ellis e W. A. Wooster. «The Average Energy of Disintegration of Radium E». In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 117.776 (1927), pp. 109–123. ISSN: 09501207. URL: <http://www.jstor.org/stable/94774>.
- [2] Maurizio Spurio. *Neutrini in profondità: Vita, morte e miracoli dei neutrini rivelati sotto terra, sotto i ghiacci o in fondo al mare*. 2016. arXiv: 1609.06710 [physics.hist-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/1609.06710>.
- [3] F. Reines e C. L. Cowan. «Detection of the Free Neutrino». In: *Phys. Rev.* 92 (3 nov. 1953), pp. 830–831. DOI: 10.1103/PhysRev.92.830. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.92.830>.
- [4] Giampaolo Co'. «Neutrini ed interazione debole». In: *Ithaca: Viaggio nella Scienza VI* (2015). Accessed: 2024-11-16. URL: <http://siba-ese.unisalento.it/index.php/ithaca/article/view/15354/13359>.
- [5] Maurizio Spurio. *Probes of Multimessenger Astrophysics. Charged Cosmic Rays, Neutrinos, γ – Rays and Gravitational Waves*. 2^a ed. Springer, 2018. ISBN: 978-3-319-96853-7.
- [6] Edoardo Vitagliano, Irene Tamborra e Georg Raffelt. «Grand unified neutrino spectrum at Earth: Sources and spectral components». In: *Reviews of Modern Physics* 92.4 (dic. 2020). ISSN: 1539-0756. DOI: 10.1103/revmodphys.92.045006. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.92.045006>.
- [7] Vincenzo Flamini. «I neutrini in astrofisica». In: *Ithaca: Viaggio nella Scienza VI* (2015). Accessed: 2024-11-16. URL: <http://siba-ese.unisalento.it/index.php/ithaca/article/view/15354/13359>.
- [8] Andrea Palladino, Maurizio Spurio e Francesco Vissani. «Neutrino Telescopes and High-Energy Cosmic Neutrinos». In: *Universe* 6.2 (feb. 2020), p. 30. ISSN: 2218-1997. DOI: 10.3390/universe6020030. URL: <http://dx.doi.org/10.3390/universe6020030>.
- [9] *KM3NeT collaboration*. URL: <https://www.km3net.org>.

- [10] S Adrián-Martínez et al. «Letter of intent for KM3NeT 2.0». In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 43.8 (giu. 2016), p. 084001. ISSN: 1361-6471. DOI: 10.1088/0954-3899/43/8/084001. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/43/8/084001>.
- [11] T. Chiarusi e M. Spurio. «High-energy astrophysics with neutrino telescopes». In: *The European Physical Journal C* 65.3–4 (gen. 2010), pp. 649–701. ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-009-1230-9. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1230-9>.
- [12] Bettina Hartmann. *Reconstruction of Neutrino-Induced Hadronic and Electromagnetic Showers with the ANTARES Experiment*. 2006. arXiv: astro-ph/0606697 [astro-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0606697>.
- [13] Juergen Brunner. «Antares simulation tools». In: *Proceedings of the VLVnT Workshop* (gen. 2003).
- [14] KM3NeT Collaboration et al. *Measurement of neutrino oscillation parameters with the first six detection units of KM3NeT/ORCA*. 2024. arXiv: 2408.07015 [hep-ex]. URL: <https://arxiv.org/abs/2408.07015>.
- [15] *XGBoost*. URL: <https://xgboost.readthedocs.io/en/stable/index.html>.
- [16] KM3NeT Collaboration. *Boosted Decision Tree internal documentation*.