



Διπλωματική Εργασία

Αχουστική Ανίχνευση Κοσμικών Νετρίνων Υπέρ Υψηλών Ενεργειών



Αναγνώστου Φ. Γεωργία Αθήνα 2019

Αχουστική Ανίχνευση Κοσμικών Νετρίνων υπέρ Υψηλών Ενεργειών

Αναγνώστου Φ. Γεωργία

Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών, Τμήμα Φυσικής, Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής

Εθνικό Κέντρο Έρευνας Φυσικών Επιστημών «Δημόκριτος», Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής

Ιούνιος 2019

Τριμελής Εξεταστική Επιτροπή (Αλφαβητικά):

- Αποστολάτος Θεοχάρης: Αναπληρωτής Καθηγητής του Τομέα Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής, του Τμήματος Φυσικής, του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών
- Μάρκου Χρήστος (Επιβλέπων): Διευθυντής Ερευνών και Διευθυντής του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Εθνικού Κεντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών «Δημόκριτος»
- Μαστιχιάδης Απόστολος (Επιβλέπων): Καθηγητής και Διευθυντής του Τομέα Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής, του Τμήματος Φυσικής, του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών

Ευχαριστίες

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Διευθυντή Ερευνών και Διευθυντή του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», κύριο Χρήστο Μάρκου τόσο που με δέχτηκε στην ομάδα του για την εκπόνηση της διπλωματικής μου εργασίας όσο και για την άρτια καθοδήγησή του πάνω σε αυτό το ερευνητικό αντικείμενο της εργασίας μου. Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τον Καθηγητή μου, Καθηγητή και Διευθυντή του Τομέα Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής του Τμήματος Φυσικής του ΕΚΠΑ, κύριο Απόστολο Μαστιχιάδη, που μου έδωσε την ευκαιρία να δοκιμάσω τις δυνάμεις μου εκτός του προστατευμένου περιβάλλοντος της σχολής και που αποτελεί για εμένα πηγή έμπνευσης με το διδακτικό και ερευνητικό του έργο.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Υποψήφιο Διδάκτορα της Σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Ηλεκτρονικών Υπολογιστών του ΕΜΠ, Νίκο Έλληνα για τις πολύτιμες συμβουλές του πάνω στους αλγορίθμους των Νευρωνικών Δικτύων καθώς και τον Υποψήφιο Διδάκτορα του Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Κώστα Πικούνη για τη βοήθειά του καθόλη τη διάρκεια εκπόνησης της εργασίας αυτής.

Οφείλω ένα μεγάλο ευχαριστώ σε όλους τους καθηγητές του Τμήματος Φυσικής, οι οποίοι διεύρυναν τους πνευματικούς μου ορίζοντες και στάθηκαν καθοδηγητές για εμένα και όλους τους φοιτητές τους.

Τέλος, ευχαριστώ όλους τους φίλους μου που ήταν δίπλα μου σε όλη αυτή τη δύσκολη πορεία του μεταπτυχιακού μου και κυρίως τους γονείς μου, Τζένη και Φώτη.

Περίληψη

Η μέχρι τώρα ανίχνευση των Κοσμιχών Νετρίνων στηρίζεται στην ανίχνευση της ακτινοβολίας Cherenkov από τα γεγονότα τροχιάς των μιονίων, που παρήχθησαν από την αλληλεπίδραση των κοσμικών νετρίνων των μιονίων με την ύλη, κοντά στον ανιχνευτή. Η συγκεκριμένη μέθοδος ανίχνευσης, με τη γρήση τυπικών οπτικών ανιγνευτικών διατάξεων, μπορεί να εντοπίσει νετρίνα ενέργειας τάξεως 10¹⁶eV. Μία νέα μέθοδος ανίχνευσης Κοσμικών Νετρίνων έρχεται σταδιαχά στο προσχήνιο, η οποία στοχεύει να αξιοποιήσει τον αδρονικό καταιονισμό, που αναπτύσσεται κατά τις αντιδράσεις των νετρίνων διαφόρων γεύσεων με την ύλη, στην ανίχνευση των Κοσμικών Νετρίνων. Σύμφωνα με το θερμοαχουστικό μοντέλο του Askariyan, η ταχεία εναπόθεση ενέργειας που οφείλεται στον αδρονικό καταιονισμό, δημιουργεί ένα κύμα πίεσης στο μέσο με χαραχτηριστική τοπολογία pancake. Το σήμα είναι ένας αχουστικός διπολικός παλμός, πλάτους μερικών mPa. Ένα από τα κυριότερα προβλήματα που χρειάζεται να επιλυθούν είναι η αναγνώριση του σήματος αυτού πάνω από τον υπάρχοντα θόρυβο που προέρχεται είτε από περιβαλλοντικές είτε από ανθρωπογενείς πηγές. Η παρούσα εργασία στοχεύει στην ανίχνευση αυτού του διπολιχού παλμού. Σε πραγματιχά δεδομένα θαλάσσιου θορύβου, τοποθετήσαμε διπολικό ακουστικό παλμό με πλάτος ένα ποσοστό του μεγίστου πλάτους του θορύβου, στο χρονικό παράθυρο τοποθέτησης και αξιοποιώντας τον μετασχηματισμό Wavelet προσπαθήσουμε να εντοπίσουμε τον παλμό αυτό για διάφορα πλάτη. Στην πορεία, κατασκευάσαμε ένα Νευρωνικό Δίκτυο για την ταχεία κατάταξη ηχητικών δεδομένων ως υποψήφια ή όχι να περιέχουν ακουστικό διπολικό παλμό, διαφόρων πλατών.

Abstract

The detection of Astrophysical Neutrinos depends on the detection of the Cherenkov light due to the track events of the muons from the neutrinos interactions with matter, near the detector. This method is able to detect neutrinos with energy up to $10^{16} eV$. A new method of neutrino detection promises to take advantage of the hadronic cascade, produced by most of the neutrino interractions with matter. According to the Askariyan's thermoacoustic model, the rapid energy deposition during a hadronic cascade leads to a creation of a pressure wave with a pancake topology. The signal is an acoustic bipolar pulse with an amplitude of several mPa. One of the most significant problems is the detection of this bipolar pulse in noise which is caused by physical or anthropogenic activity. This Master Thesis is about the detection of this acoustic bipolar pulse. For this reason, we put acoustic bipolar pulses, with a range of amplitudes, in real sound data of sea noise and we tried to detect those pulses by using the Wavelet Transfrom. In addition, we created a Neural Network code, for the rapid classification of the sound data to have the acoustic bipolar pulse or not, for a range of amplitudes.

Περιεχόμενα

1	Ko	σμική Ακτινοβολία	10	
	1.1	Ενεργειαχή Κατανομή της Κοσμιχής Αχτινοβολίας	10	
	1.2	Όριο GZK	11	
	1.3	Σύσταση και Ανίχνευση της Κοσμικής Ακτινοβολίας	14	
2	Φυσική των Νετρίνων			
	$2.1 \\ 2.2$	Συσχέτιση Νετρίνων με την Κοσμική Ακτινοβολία	16	
		σμικοί επιταχυντές	17	
		2.2.1 Επιτάχυνση πρωτονίων σε υψηλές ενέργειες	17	
		2.2.2 Πιθανοί Ενδογαλαξιακοί Επιταχυντές της Κοσμικής Α-		
		xτινοβολίας	20	
		2.2.3 Πιθανοί Εζωγαλαζιαχοί Επιταχυντές της Κοσμιχής Α-	01	
		κτνορολιας	21	
3	Ανί	γνευση Κοσμικών Νετρίνων	23	
	3.1	Αλληλεπιδράσεις Νετρίνων με την Ύλη	23	
		3.1.1 Ενεργές Διατομές Αλληλεπιδράσεων Νετρίνων με την		
		Ύλη	25	
	3.2	Αρχή λειτουργίας Ανιχνευτών Κοσμικών Νετρίνων	27	
	3.3	Ανίχνευση Ακτινοβολίας Cherenkov από τα γεγονότα τροχιάς		
		των μιονίων	29	
	3.4	Τα Κυριότερα σε λειτουργία Τηλεσκόπια Νετρίνων	30	
		3.4.1 Τηλεσκόπια Νετρίνων εντός Νερού	30	
		3.4.2 Τηλεσκόπια Νετρίνων εντός Πάγου	31	
	3.5	Ανίχνευση Υψηλοενεργειαχού Νετρίνου από το Ice Cube τον		
		Σεπτέμβρη του 2017	33	
4	НF	Ερευνητική Υποδομή ΚΜ3ΝeT	37	
	4.1	Ο Ανιγνευτής ARCA	37	
	4.2	Ο Ανιγνευτής ORCA	39	
	4.3	Το Μέλλον του ΚΜ3ΝεΤ	39	
5	$\Delta \sim c$	ουστική Ανίννευση Νετοίνων Υπέο Υψηλών Ενεργει-		
9	- ών	see and I way record the character that The the the	40	
			10	

	5.1	Ενέργε	α και Κατευθυντικότητα Νετρίνων που αξιοποιούνται στην	10
		Αχουσ	τική Ανίχνευση	40
	5.2	Αλληλα	επιδράσεις Νετρίνων με την Άλη που αξιοποιούνται στην	
		Αχουσ	τική Ανίχνευση	43
	5.3	Το Θε	ρμοαχουστιχό Μοντέλο του Askariyan	44
	$5.4 \\ 5.5$	Ο Νετ _ί Δοκιμα	ρινικός Παλμός	50
		Νετρίν	ων	51
6	Ανί	χνευσ	η Υποψήφιου Νετρινιχού Παλμού με τη χρήση	
	Mε	τασχηι	ιατισμού Wavelet	54
	6.1	Μετασ	χηματισμός Wavelet	56
		6.1.1	Εφαρμογή του Μετασχηματισμού	57
	6.2	Εφαρμ	ογή Μετασχηματισμού Wavelet σε πραγματικά δεδομένα	•
		ήχου		58
7	Kατ	ασκευ	υή Νευρωνικού Δικτύου για την ταχεία κατάτα-	
	ξη Ι	Ηχητικ	ών Δεδομένων ως υποψήφια ή όχι να περιέχουν	
	Νετ	ερινιχό	Παλμό	62
	7.1	Νευρω	νικά Δ ίκτυα	62
		7.1.1	Διαδικασία Μάθησης Νευρωνικού Δικτύου	64
	7.2	Νευρω	νικό Δίκτυο για ανίχνευση Διπολικού Νετρινικού Παλμού	66
	7.3	Αποτελ	λέσματα Νευρωνικού Δ ικτύου και Έλεγχος της Σ τατιστι-	
		κής το	υ Δικτύου	68
		7.3.1	Εκπαίδευση Νευρωνικού Δικτύου με $C=0.1$	68
		7.3.2	Εκπαίδευση Νευρωνικού Δικτύου με $C=0.05$ κα ι $C=$	
			0.02	71
		7.3.3	Εκπαίδευση Νευρωνικού Δικτύου με $C = 0.01$	77
		7.3.4	Εκπαίδευση Νευρωνικού Δικτύου με ομοιόμορφη κατα-	
			νομή $C = uni[0.01 - 0.1]$	80
8	Σύν	νοψη -	Μελλοντικά Βήματα	83
A'	Παε	ράρτημ	ια	86
B′	Παα	ράρτημ	ια	89

Κατάλογος Σχημάτων

Ενεργειαχή Κατανομή σωματιδίων της Κοσμιχής Αχτινοβολίας	
όπως αυτή αποτυπώθηχε από διάφορα πειράματα.	11
Σύγκριση περιεκτικότητας των στοιχείων της Κοσμικής Ακτινο-	
βολίας με την αντίστοιχη περιεκτικότητα του Ηλιακού συστήματος.	15
Διατήρηση της κατευθυντικότητας των νετρίνων και της ακτι-	
νοβολίας σε αντίθεση με τα πρωτόνια που διαγέονται γάρη στο	
ενδογαλαξιακό μαγνητικό πεδίο.	18
Επιτάγυνση πλάσματος στην πρώτη τάξης επιτάγυνση Fermi	19
Αναπαράσταση του Υπολείμματος έχρηξης Υπερχαινοφανούς	21
Επιτάγυνση πρωτονίων στα jets των microguasars.	22
Διαγράμματα Feynman για τις ανελαστικές αλληλεπιδράσεις Ου-	
δετέρου (αριστερά) χαι Φορτισμένου Ρεύματος (δεξιά), σε επίπε-	
δο χουάοχ για το αδοονιχό χουμάτι της αλληλεπίδοασης.	25
Μεταβολή Ενεργού Διατομής συναρτήσει της ενέργειας των νε-	-
τοίνων για ανελαστικές τους αλληλεπιδράσεις	26
Αναπαράσταση ενός Ανιγνευτή Νετρίνων.	27
Ροή ατμοσφαιριχών νετρίνων χαι μιονίων, συναρτήσει της ζενι-	
θίας γωνίας που ξεχινά από τον ανιγνευτή. χαταχόρυφα προς τα	
πάνω	28
Κώνος Ακτινοβολίας Cherenkov με γαρακτηριστική γωνία θ .	29
Τηλεσχόπιο ΑΝΤΑRES.	31
Αναπαράσταση της Ανιγνευτιχής Διάταξης Ice Cube.	32
Αναπαράσταση της αναχατασχευασμένης τρογιάς του μιονίου	33
Παρουσίαση του Blazar από τα δεδομένα του Fermi και της	
χαλύτερα προσαρμοσμένης διεύθυνσης	35
Ενεργειακή κατανομή ακτινοβολίας όπως αυτή λήφθησε σε δι-	
άστημα 14 ημερών από τον εντοπισμό του νετρίνου, για τον	
Blazar TXS 0506+056 (Δ_{i} άγραμμα νF_{ν}).	36
Σχηματική Αναπαράσταση των Ανιγνευτών ARCA και ORCA.	38
Φωτογραφία μίας συστοιγίας φωτοπολλαπλασσιαστών (DOM).	38
Παρατήρηση των τμημάτων του ουρανού από τα τηλεσκόπια	
KM3NeT και ICeCube αντίστοιγα.	39
Άνω Διάγραμμα: Μεταβολή μέσης ελεύθερης διαδρομής νετρίνων	
συναρτήσει της ενέργειάς τους. Κάτω Διάγραμμα: Γωνία υπό	
τον ορίζοντα όπου το οπτικό βάθος των αλληλεπιδράσεων του	
νετρίνου, γίνεται μονάδα.	41
	Ενεργειαχή Κατανομή σωματιδίων της Κοσμιχής Ακτινοβολίας όπως αυτή αποτυπώθηκε από διάφορα πειράματα

Σ χηματική Αναπαράσταση της εξάρτησης της προέλευσης των	
νετρίνων από την ενέργεια	2
Μεταβολή ανελαστικότητας αντιδράσεων ΝC, CC συναρτήσει	
της ενέργειας των νετρίνων με την ύλη	4
Τοπολογία κυμάτων πίεσης από τον αδρονικό καταιονισμό του	
νετρίνου	9
Τοπολογία pancake πεδίου πίεσης 5	0
Προσομοίωση Νετρινικού Παλμού	1
Χάρτης πειραμάτων Ακουστικής Ανίχνευσης Νετρίνων 5	3
Προσομοιωμένος Ακουστικός Νετρινικός Παλμός 5	5
Διάγραμμα συχνότητας χρόνου κατά τον μετασχηματισμό Wavelet. 5	57
Οιχογένειες Wavelets	8
Απεικόνιση Φάσματος Συντελεστών Wavelet για παλμό πλάτους	
10% του υποβάθρου	60
Απεικόνιση Φάσματος Συντελεστών Wavelet για παλμό πλάτους	
5% του υποβάθρου και 1% του υποβάθρου. \ldots 6	51
Το Νευρωνικό Δίκτυο Perceptron	53
Σύγχρονο Νευρωνικό Δίκτυο	53
Η Σιγμοειδής Συνάρτηση των Νευρώνων ενός Νευρωνικού Δι-	
κτύου	54
Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου 6	6
Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου για Διπολικό παλμό	
$L \varepsilon C = 0.1$	58
Κατανομές δεδομένων εισόδου για $C=0.1$ 7	'0
Έξοδος Νευρωνικού Δικτύου για παλμό με $C=0.1$ 7	'1
Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου για Διπολικό παλμό	
L $C=0.05$	'2
Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου για Διπολικό παλμό	
με $C=0.02$	2
Κατανομές δεδομένων εισόδου για $C=0.05$ 7	'3
Έξοδος Νευρωνικού Δικτύου για παλμό με $C=0.05$ 7	' 4
Κατανομές δεδομένων εισόδου για $C=0.02$	'5
Έξοδος Νευρωνικού Δικτύου για παλμό με $C=0.02$ 7	' 6
Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου για Διπολικό παλμό	
$ue \ C = 0.01 \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots $	7
	70
Κατανομές δεδομένων εισόδου για $C=0.01$ 7	8
	$\begin{split} & \sum \sum_{v \in T} \sum_{i < v < v < v < v < v < v < v < v < v < $

48	Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου για διάφορα πλάτη	
	διπολιχού παλμού.	80
49	Κατανομές δεδομένων εισόδου για τις εννέα συχνότητες για	
	παλμούς διαφόρων πλατών	81
50	Έξοδος Νευρωνικού Δικτύου για την κατάταξη των αρχείων	
	σε πιθανά να έχουν και σε πιθανά να μην έχουν, για παλμούς	
	διαφόρων πλατών.	82

1 Κοσμική Ακτινοβολία

Κοσμική Ακτινοβολία ονομάζεται η «ακτινοβολία» που αποτελείται από σωματίδια υψηλών ενεργειών, κυρίως πρωτόνια, πυρήνες, σωματίδια α και βαρύτερους πυρήνες. Η ενέργεια των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας ξεκινά από 10⁹eV (μάζα ηρεμίας πυρήνα Υδρογόνου) και φτάνει τα περίπου 10²¹eV. Η ενεργειακή κατανομή των σωματιδίων της Κοσμικής Ακτινοβολίας είναι ένας νόμος δύναμης, πράγμα το οποίο δηλώνει τις μη θερμικές διεργασίες παραγωγής και επιτάχυνσής της [1] [2].

Ένα από τα άλυτα αστροφυσικά ζητήματα, αποτελεί η εύρεση των πηγών και επιταχυντών της Κοσμικής Ακτινοβολίας και σε αυτό το πλαίσιο θα κινηθεί η συγκεκριμένη εργασία. Τα νετρίνα μπορούν να δώσουν πληροφορία για την κατευθυντικότητα των πηγών και επιταχυντών της Κοσμικής Ακτινοβολίας.

1.1 Ενεργειαχή Κατανομή της Κοσμιχής Αχτινοβολίας

Η ενεργειαχή κατανομή της Κοσμικής Ακτινοβολίας, είναι μία κατανομή νόμου δύναμης από ενέργειες τάξης του $10^9 eV$, μέχρι ενέργειες τάξης των $10^{21} eV$.

Από τα $10^9 eV$ μέχρι τα περίπου $10^{15} eV$ η κλίση του νόμου δύναμης σε αυτό το λογαριθμικό διάγραμμα είναι $\alpha \simeq 2.7$. Από αυτό το σημείο έως τα $10^{18} eV$ ο νόμος δύναμης βαθαίνει και η κλίση φτάνει την τιμή $\alpha \simeq 3$. Αυτό το γεγονός δημιουργεί ένα 'γόνατο' στο διάγραμμα ενεργειακής κατανομής της Κοσμικής Ακτινοβολίας το οποίο ειναι ορατό στο Σχήμα 1.

Ο νόμος δύναμης με κλίση $\alpha \simeq 3$ συνεχίζει για ενέργειες τάξης $10^{18} eV$ και στη συνέχεια επιστρέφει στην τιμή $\alpha \simeq 2.7$ μέχρι τα περίπου $10^{21} eV$. Η δεύτερη αλλαγή της κλίσης στο λογαριθμικό διάγραμμα ενεργειακής κατανομής ονομάζεται 'αστράγαλος' και ο νόμος δύναμης φτάνει μέχρι περίπου τα $10^{21} eV$. Η αλλαγή από γαλαξιακή σε εξωγαλαξιακή Κοσμική Ακτινοβολία, είναι μεταξύ 'γόνατου' και 'αστραγάλου' γύρω στα $10^{16} eV$. Τα σωματίδια τις Κοσμικής Ακτινοβολίας με ενέργεια μεγαλύτερη των $10^{16} eV$ είναι εξωγαλαξιακής προέλευσης, καθώς η γυροακτίνα τους (ακτίνα Larmor, r_L) από την κίνηση τους στο Γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο (B) είναι συγκρίσιμη με τη διάσταση του Γαλαξία. Τα φορτισμένα σωματίδια στο ισχυρό ενδογαλαξιακό μαγνητικό πεδίο κάνουν μία ακανόνιστη κίνηση, κίνηση διάχυσης.



Σχήμα 1: Ενεργειαχή Κατανομή σωματιδίων της Κοσμιχής Αχτινοβολίας όπως αυτή αποτυπώθηχε από διάφορα πειράματα. Γίνεται ορατό το 'γόνατο' στα περίπου $10^{15} eV$ και ο 'αστράγαλος' στα $10^{18} eV$. [2]

Η ακτίνα Larmor δίνεται από τη σχέση (σε μονάδες cgs) [3]:

$$r_L = \frac{mcu_\perp}{|q|B}$$

1.2 Opio GZK

Το όριο αυτό αναχαλύφθηκε από τους Greisen, Zatsepin και Kuzmin το 1966 και αφορά το πέρασμα της κοσμικής ακτινοβολίας από τον διαγαλαξιακό χώρο. Ο διαγαλαξιακός χώρος αποτελείται από φωτόνια Μικροκυματικού Υποβάθρου, μιας ακτινοβολίας Μελανού Σώματος, ενέργειας $E = kT = 7 \cdot 10^{-4} eV$, όπου T = 2.7K η θερμοκρασία του Μικροκυματικού Υποβάθρου και k η σταθερά Boltzmann. Κατά το πέρασμα των υψηλής ενέργειας πρωτονίων της Κοσμικής Ακτινοβολίας από το πεδίο φωτονίων Μικροκυματικού Υποβάθρου, πληρείται το ενεργειακό κατώφλι της αντίδρασης Φωτοπαραγωγής Πιονίου. Συγκεκριμένα:

Η αντίδραση περιγράφεται από τη σχέση:

$$p^+ + \gamma \to n^0 + \pi^+$$

Το ενεργειακό κατώφλι των πρωτονίων που μετέχουν στην αντίδραση, θα βρεθεί από την παρακάτω διαδικασία. Η τετραορμή δύο τυχαίων αντιδρώντων *a*, *b* που μετέχουν στην αντίδραση δίνεται από το παρακάτω τετράνυσμα:

$$\left[\begin{array}{c} \frac{E_a}{c} + \frac{E_b}{c}\\ \vec{P_a} + \vec{P_b} \end{array}\right]$$

Όπου E_i και P_i η ενέργεια και η ορμή του κάθε σωματιδίου, αντίστοιχα. Θα μεταβούμε στο σύστημα Κέντρου Ορμής των αντιδρώντων, προκειμένου να υπολογίσουμε την επιθυμητή μάζα των προϊόντων [4]:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{\mathbf{KO}}$$
$$\begin{bmatrix} \frac{E_a}{c} + \frac{E_b}{c}\\ P_a + P_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{E'_{a\lambda}}{c}\\ 0 \end{bmatrix}$$

Θεωρώντας ως $E_a + E_b = E_{o\lambda}$, ισχύει:

 $P^2 = P_{KO}^2$

$$-(\frac{E'_{o\lambda}}{c})^2 = -(\frac{E_{o\lambda}}{c})^2 + (\vec{P_a} + \vec{P_b})^2$$
$$E'^2_{o\lambda} = E^2_{o\lambda} - c^2(\vec{P_a} + \vec{P_b})^2$$

 $E_{o\lambda}^{\prime 2} = E_a^2 + E_b^2 + 2E_a E_b - c^2 (\vec{P_a} + \vec{P_b})^2 = E_a^2 + E_b^2 + 2E_a E_b - P_a^2 c^2 - P_b^2 c^2 - 2c^2 \vec{P_a} \vec{P_b}$

$$E_{o\lambda}^{\prime 2} = (E_a^2 - P_a^2 c^2) + (E_b^2 - P_b^2 c^2) + 2E_a E_b - 2c^2 \vec{P_a} \vec{P_b}$$
$$E_{o\lambda}^{\prime 2} = (E_a^2 - P_a^2 c^2) + (E_b^2 - P_b^2 c^2) + 2E_a E_b - 2c^2 \vec{P_a} \vec{P_b}$$
$$E_{o\lambda}^{\prime 2} = m_a^2 c^4 + m_b^2 c^4 - 2c^2 \vec{P_a} \vec{P_b}$$
(1.1)

Στο σύστημα Κέντρου Ορμής των αντιδρώντων η ενέργεια κατωφλίου θα δίνεται από την εξής σχέση:

$$E'_{th} = m_a c^2 + m_b c^2 + \Delta m c^2$$
 (1.2)

Δηλαδή θα είναι η ενέργεια ηρεμίας των αντιδρώντων αυξημένη κατά την ενέργεια ηρεμίας των επιθυμητών προϊόντων. Από την εξίσωση της εξίσωσης 1.1 με το τετράγωνο της εξίσωσης 1.2 θα πάρουμε το κατώφλι ενεργειας του σωματιδίου:

$$E_a E_b - \vec{P_a} \vec{P_b} c^2 = m^a m_b c^4 + \Delta m c^4 (m_a + m_b + \frac{\Delta m}{2})$$

$$\gamma_a \gamma_b - \sqrt{(\gamma_a^2 - 1)(\gamma_b^2 - 1)} \cos\theta = 1 + \Delta m (\frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b} + \frac{\Delta m}{2m_a m_b})$$
(1.3)

Όπου θ η γωνία που σχηματίζουν οι ταχύτητες των δύο σωματιδίων.

Εφόσον το σωματίδιο b που συμμετέχει στη Φωτοπαραγωγή Πιονίου είναι φωτόνιο ($m_b = 0$), αλλά και επειδή η ενέργεια των πρωτονίων είναι πολύ υψηλή ($\gamma_a >> 1$), προκύπτει πως:

$$E_{\gamma}(\gamma_a - \gamma_a \cos\theta) = \Delta mc^2 (1 + \frac{\Delta m}{2m_a})$$

Θεωρώντας ότι τα φωτόνια του Μικροκυματικού Υποβάθρου έχουν μέση ενέργεια $< E >= 3kT = 7 \cdot 10^{-4} eV$, ότι κατανέμονται ισοτροπικά στον διαγαλαξιακό χώρο και ότι οι συγκρούσεις τους με τα πρωτόνια της Κοσμικής Ακτινοβολίας είναι μετωπικές, μπορούμε να υπολογίσουμε το ενεργειακό κατώφλι των πρωτονίων που θα αλληλεπιδράσουν με τα φωτόνια του Μικροκυματικού Υποβάθρου, προκειμένου το Δm να είναι όσο η μάζα του πιονίου. Συγκεκριμένα:

$$2 < E_{\gamma} > \gamma_{p^+} = \Delta m c^2 (1 + \frac{\Delta m}{2m_{p^+}})$$

και συνεπώς προκύπτει πως:

$$\gamma_{p^{+}}^{min} = \frac{\Delta mc^2}{2 < E_{\gamma} >} (1 + \frac{\Delta m}{2m_{p^{+}}})$$
(1.4)

Γνωρίζοντας ότι η μάζα του πιονίου είναι 150 MeV, προκύπτει πως η οριακή τιμή του γ_{p^+} είναι περίπου το 10^{11} που αντιστοιχεί σε ενέργεια πρωτονίου τάξεως $E_{p^+} \simeq 10^{21} eV$.

Η αντίδραση Φωτοπαραγωγής Πιονίου των υψηλής ενέργειας πρωτονίων της Κοσμικής Ακτινοβολίας με τα ισοτροπικά κατανεμημένα φωτόνια του Μικροκυματιχού Υποβάθρου στον διαγαλαξιαχό χώρο, είναι υπεύθυνη για την ύπαρξη του ορίου GZK. Συγκεκριμένα, η αντίδραση Φωτοπαραγωγής Πιονίου θέτει ένα ανώτατο όριο ενέργειας στα ανιχνευόμενα πρωτόνια, το οποίο και είναι το ενεργειαχό χατώφλι πρωτονίων για την συγχεχριμένη αντίδραση. Τα πρωτόνια μεγαλύτερης ενέργειας που πιθανόν να παράγονται στους χοσμιχούς επιταχυντές, χάνουν την ενέργειά τους κατά το πέρασμά τους από το μεσοαστρικό χώρο, εξαιτίας της πολύ αποδοτιχής αντίδρασης Φωτοπαραγωγής Πιονίου [5] [6]. Το γεγονός αυτό θέτει ένα επιπλέον όριο για την προέλευση των πρωτονίων της Κοσμικής Ακτινοβολίας. Τα πολύ υψηλής ενέργειας πρωτόνια, το οποία ανιχνεύονται από τη γη (συνεπώς το οπτικό βάθος είναι ίσο με τη μονάδα $\tau = 1$) δεν μπορεί να προ
έρχονται από τα βάθη του σύμπαντος, καθώς $\tau=n\sigma R$ και θέτοντας $\tau=1,\,n=n_{CMBR}$ και $\sigma=\sigma_{p\gamma}=10^{-28}cm^2,$ προκύπτει ότι $R \simeq 100 Mpc$. Δηλαδή τα πολύ υψηλής ενέργειας πρωτόνια, προέρχονται από αποστάσεις μέγιστης τιμής των περίπου 100Mpc.

Σύσταση και Ανίχνευση της Κοσμικής Ακτινοβολίας

Η σύσταση της Κοσμικής Ακτινοβολίας είναι, κατά κανόνα, παρόμοια με τη σύσταση του Ηλιακού Συστήματος. Ωστόσο, υπάρχουν κάποιες σημαντικές διαφοροποιήσεις: **α**) Οι πυρήνες με Z > 1 έχουν μεγαλύτερη αναλογία στην κοσμική ακτινοβολία από ό,τι στο Ηλιακό Σύστημα. Τα αίτια αυτής της διαφοροποίησης δεν έχουν κατανοηθεί πλήρως. Πιθανολογείται πως η συγκεκριμένη διαφοροποίηση οφείλεται στην προτίμηση του μηχανισμού επιτάχυνσης της Κοσμικής Ακτινοβολίας σε βαρύτερους πυρήνες ή φανερώνει την διαφοροποίηση ση των παραγωγής των σωματιδίων της Κοσμικής Ακτινοβολίας από αυτούς που παράγουν τα ίδια σωματίδια στο Ηλιακό Σύστημα. **β**) Η δεύτερη διαφορά αφορά την μεγάλη διαφοροποίηση στην περιεκτικότητα ορισμένων στοιχείων (Λιθίου (Li), Βηρυλλίου (Be), Βορίου (B) αλλά και Σκανδίου (Sc), Τιτανίου (Ti), Βαναδίου (V), Χρωμίου (Cr) και Μαγγανίου (Mn)) που είναι μάλιστα πολλές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη στην Κοσμική Ακτινοβολία από ό,τι στο Ηλιακό σύστημα. Η μεγάλη διαφοροποίηση είναι ορατή στο Σχήμα 2.

Η συγκεκριμένη διαφοροποίηση, ωστόσο, έχει ερμηνεία καθώς αυτά τα στοιχεία δεν ευνοούνται από την αστρική πυρηνοσύνθεση, συνεπώς υπάρχουν σε μικρές ποσότητες στα άστρα άλλα και το Ηλιακό μας Σύστημα αλλά αντιθέτως σχηματίζονται από τις πυρηνικές αντιδράσεις θραύσεως των πυρήνων Άνθρακα (C), Οξυγόνου (O) και Σιδήρου (Fe) καθώς αυτοί διαχέονται στον Γαλαξία. [2][1]



Σχήμα 2: Σύγκριση περιεκτικότητας των στοιχείων της Κοσμικής Ακτινοβολίας με την αντίστοιχη περιεκτικότητα του Ηλιακού συστήματος. Εικόνα: courses.atlas.illinois.edu/fall2009/astr/astr596npa/LECTURES/Lect39.html

Τα σωματίδια της Κοσμικής Ακτινοβολίας εισέρχονται στην ατμόσφαιρα της γης με ρυθμό περίπου $\frac{dN}{dAdt} = \frac{1}{cm^2 sec}$. Η άμεση ανίχνευση της Κοσμικής Ακτινοβολίας είναι δυνατή μόνο για παρατηρήσεις πάνω από την ατμόσφαιρα της γης. Τα χαμηλοενεργειακά σωματίδια της Κοσμικής Ακτινοβολίας απορροφώνται στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας της γης και συνεπώς η ανίχνευσή τους είναι δυνατή μόνο με ανιχνευτικές διατάξεις έξω από την ατμόσφαιρα. Κάτι τέτοιο δεν ισχύει και για τα υψηλοενεργειακά σωματίδια καθώς η ροή τους είναι περίπου $\frac{dN}{dAdt} = \frac{1}{km^2yr}$. Ωστόσο, τα υψηλοενεργειακά σωματίδια της Κοσμικής Ακτινοβολίας αλληλεπιδρούν με την ύλη της ατμόσφαιρας, δημιουργώντας αδρονικούς καταιονισμούς, δηλαδή διαδοχικές αλληλεπιδράσεις που δημιουργούν δευτερογενή σωματίδια, προϊόντα δηλαδή αδρονικών αλληλεπιδράσεων όπως πιόνια, νετρίνα, λεπτόνια ή ακτινοβολία, τα οποία προϊόντα μπορούν να ανιχνευτούν από αντίστοιχους ανιχνευτές (Ανιχνευτές μιονίων, τηλεσκόπια Cherenkov κλπ) [7].

2 Φυσική των Νετρίνων

Τα στοιχειώδη σωματίδια χωρίζονται σε δύο κατηγορίες: Στα μποζόνια, τα οποί-

α είναι οι φορείς των αλληλεπιδράσεων και έχουν ακέραιο σπιν και στα φερμιόνια τα οποία έχουν ημιακέραιο σπιν. Τα φερμιόνια με τη σειρά τους χωρίζονται στα κουάρκ και στα λεπτόνια. Στην κατηγορία των λεπτονίων συμπεριλαμβάνονται τα ηλεκτρόνια (e), τα μιόνια (μ), τα ταυ σωματίδια (τ), τα αντισωμάτιά τους, καθώς και τα αντίστοιχα νετρίνα με τα αντισωμάτιά τους.

Τα ηλεκτρόνια, τα μιόνια και τα ταυ σωματίδια αλληλεπιδρούν, κυρίως, με ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις ενώ τα νετρίνα, μη διαθέτοντας φορτίο, αλληλεπιδρούν με την ασθενή αλληλεπίδραση καθιστώντας δύσκολη την ανίχνευσή τους. Συγκεκριμένα, για τον εντοπισμό του νετρίνου είναι βασική προϋπόθεση η αλληλεπίδρασή του με την ύλη και ο εντοπισμός ενός παράγωγου σωματιδίου. Μετά από πολλές αμφισβητήσεις, τα νετρίνα έχουν μάζα και αλλάζουν γεύσεις, πράγμα το οποίο απεδείχθη λόγω έλλειψης στην αναμενόμενη ποσότητα νετρίνων που προκύπτουν από την αλυσιδωτή αντίδραση πρωτονίου-πρωτονίου στον ήλιο [2].

2.1 Συσχέτιση Νετρίνων με την Κοσμική Ακτινοβολία

Οι ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων της Κοσμικής Ακτινοβολίας είναι αρκετά περιορισμένες καθώς ελαττώνεται σημαντικά η ενεργός διατομή των αντιδράσεων λόγω της μαζικότητας των πυρήνων της Κοσμικής Ακτινοβολίας και της περιορισμένης περιεκτικότητάς της σε ηλεκτρόνια [4]. Ωστόσο, οι αδρονικές αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων της Κοσμικής ακτινοβολίας είναι αυτές που πραγματοποιούνται σε αστροφυσικά περιβάλλοντα με αποτέλεσμα την παραγωγή νετρίνων στις περιοχές παραγωγής και επιτάχυνσης πρωτονίων της Κοσμικής Ακτινοβολίας. Τα νετρίνα αυτά καλούνται κοσμικά νετρίνα.

Οι αδρονικές αλληλεπιδράσεις των πρωτονίων που έχουν ως αποτέλεσμα την παραγωγή κοσμικών νετρίνων είναι οι εξής:

• Η αντίδραση Φωτοπαραγωγής Πιονίου:

$$p^+ + \gamma \to n + \pi^+$$
$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$$

• Η αλυσιδωτή αντίδραση Πρωτονίου-Πρωτονίου:

$$p^+ + p^+ \to p^+ + N\pi^+$$
$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$$

Οι παραπάνω αντιδράσεις υπακούουν την εξίσωση 1.3, θέτοντας τα αντίστοιχα αντιδρώντα και προϊόντα για την εκάστοτε αντίδραση. Οι παραπάνω αλληλεπιδράσεις πρωτονίων είναι αυτές που πραγματοποιούν τα πρωτόνια της Κοσμικής Ακτινοβολίας στις περιοχές παραγωγής και επιτάχυνσής τους με αποτέλεσμα την παραγωγή νετρίνων.

Η αντίδραση Φωτοπαραγωγής Πιονίου έχει ενεργό διατομή της τάξεως $\sigma_{p\gamma} \simeq 10^{-28} cm^2$ και ανελαστικότητα (inelasticity) της τάξεως $< k > \simeq 0.1 - 0.5$ [8][9]. Η ανελαστικότητα αντιπροσωπεύει το ποσοστό της ενέργειας του πρωτονίου που χάνεται σε κάθε κρούση. Συνεπώς, η αντίδραση Φωτοπαραγωγής Πιονίου είναι μία αντίδραση με μικρή ενεργό διατομή αλλά μεγάλη απόδοση με αποτέλεσμα τα νετρίνα, ως παράγωγα σωματίδια των παραγόμενων μαζικών πιονίων, να αποκτούν ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας των πρωτονίων.

Τα νετρίνα δεν διαθέτουν φορτίο, συνεπώς τα νετρίνα που παράγονται με τις προαναφερθείσες αντιδράσεις των πρωτονίων της Κοσμικής Ακτινοβολίας, καταφθάνουν στην γη διατηρώντας την κατευθυντικότητά τους, και μαζί με την ακτινοβολία μπορούν να αποτελέσουν τους κατάλληλους οδηγούς για την εύρεση των κοσμικών επιταχυντών (Σχήμα 3).

2.2 Επιτάχυνση πρωτονίων σε υψηλές ενέργειες και υποψήφιοι κοσμικοί επιταχυντές

Η επιστημονική κοινότητα, στηριζόμενη στις παραπάνω αλληλεπιδράσεις, έχει ισχυρές ενδείξεις για τους πιθανούς επιταχυντές της Κοσμικής Ακτινοβολίας τόσο ενδογαλαξιακούς όσο εξωγαλαξιακούς. Οι υποψήφιοι επιταχυντές διαθέτουν τα κατάλληλα αστροφυσικά περιβάλλοντα για την επιτάχυνση των πρωτονίων σε υψηλές ενέργειες και την πραγματοποίηση των παραπάνω αλληλεπιδράσεων.

2.2.1 Επιτάχυνση πρωτονίων σε υψηλές ενέργειες

Η πραγματοποίηση των παραπάνω αδρονικών αλληλεπιδράσεων απαιτεί την επιτάχυνση των πρωτονίων σε υψηλές ενέργειες. Η επιτάχυνση αυτή επιτυγχάνεται



Σχήμα 3: Διατήρηση της κατευθυντικότητας των νετρίνων και της ακτινοβολίας σε αντίθεση με τα πρωτόνια που διαχέονται χάρη στο ενδογαλαξιακό μαγνητικό πεδίο. Εικόνα: Juan Antonio Aguilar and Jamie Yang. IceCube/WIPAC

με συγχεχριμένους μηχανισμούς που ευνοούνται στο εχάστοτε αστροφυσιχό περιβάλλον. Στους μηχανισμούς αυτούς εντάσσεται η επιτάχυνση Fermi πρώτης τάξης.

Η επιτάχυνση Fermi πρώτη τάξης των πρωτονίων είναι ο βασικός μηχανισμός επιτάχυνσης για την Κοσμική Ακτινοβολία. Η επιτάχυνση των σωματιδίων με τον συγκεκριμένο τρόπο στηρίζεται στις διαδοχικές μετωπικές τους συγκρούσεις που υφίστανται κατά το πέρασμά τους από το upstream στο downstream και αντίστροφα, ενός ωστικού κύματος που έχει σχηματιστεί εντός πλάσματος.

Ωστιχό χύμα σχηματίζεται όταν υλικό πλάσματος εκτοξεύεται με πολύ υψηλές ταχύτητες ($u \sim 10^4 km/sec$ όπως στην περίπτωση των εκρήξεων υπερκαινοφανών) και συγκεκριμένα πολύ μεγαλύτερες από τις τυπικές ταχύτητες ήχου του μεσοαστρικού υλικού ($c_s \sim 10 km/sec$). Ουσιαστικά, ως ωστικό χύμα ορίζεται η ασυνέχεια που δημιουργείται και αναπτύσσει υψηλή θερμοκρασία με σκοπό την αύξηση της ταχύτητας του ήχου ($c_s = \sqrt{\gamma \frac{k_\beta}{\langle m \rangle}T}$ θεωρώντας ως εξίσωση ενέργειας την $P = Q\rho^{\gamma}$) στην ασυνέχεια αυτή και τη διάδοση της πληροφορίας [1] [10].

Θεωρώντας ένα ωστικό κύμα κινούμενο με ταχύτητα U, τότε μπορούμε να ορίσουμε τα συστήματα αναφοράς που παρουσιάζονται στο Σχήμα 4. Ένα σωματίδιο που βρίσκεται αρχικά στην περιοχή 1 «θα βλέπει» το μέρος 2 να



Σχήμα 4: Ροή πλάσματος α) με αχίνητο το μέρος που δεν έχει σαρωθεί από το ωστικό χύμα β) με αχίνητο το ίδιο το ωστικό χύμα γ) με αχίνητο το μέρος που έχει σαρωθεί ήδη από το ωστικό χύμα [1].

κινείται προς αυτό με ταχύτητα $\frac{3U}{4}$. Συνεπώς η εναλλαγή συστήματος αναφοράς στο σωματίδιο, θα του εξασφαλίζει πάντα τη μετωπική κρούση και συνεπώς την αύξηση της ενέργειάς του [2].

Θεωρώντας πως ένα σωματίδιο οδεύει από την αδιατάραχτη περιοχή (upstream), στην περιοχή που έχει περάσει η ασυνέχεια (downstream), η ενέργειά του θα βρεθεί από τον μετασχηματισμό Lorentz χατά τη μετάβαση από τη μία περιοχή στην άλλη. Συγχεχριμένα:

$$E_d = \gamma_{shock} (E_{up} + p_x V)$$

Όπου E_p η ενέργεια που είχε στην αδιατάραχτη περιοχή (σχετιχιστιχό σωματίδιο $E_p = pc$), γ_{shock} ο παράγοντας Lorentz του ρευστού (θα θεωρήσουμε μη σχετιχιστιχό ρευστό $\gamma_{shock} = 1$), p_x την x-συνιστώσα της ορμής του σχετιχιστιχού σωματιδίου που επιταχύνεται μεταβαίνοντας από το upstream στο downstream και αντίστροφα και V την ταχύτητα του ρευστού στο downstream με την οποία το ρευστό οδεύει προς το σχετιχιστιχό σωματίδιο.

Συνεπώς το ενεργειακό κέρδος σε μία μετάβαση θα είναι:

$$\Delta E = p_x V \Rightarrow$$

$$\begin{split} \Delta E &= pV cos\theta \Rightarrow \\ \frac{\Delta E}{E} &= \frac{V}{c} cos\theta \end{split}$$

Ολοκληρώνοντας σε όλες τις γωνίες, για πλήθος σχετικιστικών σωματιδίων με κατανομή ορμών, προκύπτει πως:

$$<\frac{\Delta E}{E}>=rac{V}{c}\int_{0}^{\pi/2}2cos^{2} heta sin heta d heta=rac{2}{3}rac{V}{c}$$

Συνεπώς το ενεργειαχό χέρδος του σωματιδίου που μεταβαίνει από το upstream στο downstream χαι αντίστροφα είναι της τάξης $\mathcal{O}(\frac{V}{c})$ εξού χαι η πρώτης τάξης επιτάχυνση Fermi [2][11].

2.2.2 Πιθανοί Ενδογαλαξιακοί Επιταχυντές της Κοσμικής Ακτινοβολίας

Βασικοί υποψήφιοι ενδογαλαξιακοί επιταχυντές της Κοσμικής Ακτινοβολίας είναι τα Υπολείμματα από εκρήξεις Υπερκαινοφανών Αστέρων (SNRs). Τα Υπολείμματα Υπερκαινοφανών είναι από τα λίγα ενδογαλαξιακά αστροφυσικά αντιχείμενα που η ενέργεια που μπορούν να παράξουν συνάδει με τη ροή των Κοσμικών Ακτίνων. Τα σωματίδια των Κοσμικών Ακτίνων επιταχύνονται μέσω της επιτάχυνσης Fermi πρώτης τάξης στην ασυνέχεια (shock) που δημιουργείται όταν το υλικό από την έκρηξη του υπερκαινοφανούς κινείται υπερηχητικά στον μεσοαστρικό χώρο. Από την πρώτης τάξης επιτάχυνση Fermi τα πρωτόνια αναμένεται να παραλάβουν το 10% της ενέργειας της έκρηξης, όπως ορίζει το θεωρητικό μοντέλο [12]. Τα πρωτόνια, πραγματοποιώντας αδρονικές αλληλεπιδράσεις αναμένονται να παράγουν τα μαζιχά πιόνια, φορτισμένα ή μη, τα οποία με τη σειρά τους θα παράγουν νετρίνα ή ακτινοβολία γ αντίστοιχα, αν το παραγόμενο πιόνιο είναι το π⁰. Ωστόσο, δεν υπάρχουν, αχόμη, στοιχεία για την επιβεβαίωση του παραπάνω θεωρητικού μοντέλου, καθώς η ακτινοβολία από το παραγόμενο πιόνιο π^0 , που θα προερχόταν από μία τέτοια διαδικασία στο SNR θα ήταν της τάξης των TeV και δεν έχει ανιχνευτεί [13] [14][15].

Άλλοι υποψήφιοι επιταχυντές της Κοσμικής Ακτινοβολίας είναι τα διπλά συστήματα ακτίνων X (X-ray Binaries) τα οποία διακρίνονται στα High Mass X-ray Binaries (HMXRBs) και στα Low Mass X-ray Binaries (LMXRBs). Αυτά τα οποία έχουν μεγαλύτερο ενδιαφέρον για εμάς, είναι κυρίως τα LMXRBs τα οποία αποτελούνται από εναν γηραιό συνοδό αστέρα και μία μελανή οπή η οποία εμφανίζει σχετικιστικούς πίδακες (jets). Ο διαχωρισμός ωστόσο δεν



Υπολείμματος έχρηξης Υπερκαι-Σχήμα 5: Αναπαράσταση του ασυνέχεια (shock) όπου νοφανούς στην οποία είναι ορατή η επιτάγυνση κοσμικών πρωτονίων. Ειχόνα: γίνεται η των https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/snrs/snrstext.html

είναι απόλυτος. Τα διπλά συστήματα που μας αφορούν είναι τα λεγόμενα microquasars κατά τα οποία, ύλη από τον συνοδό αστέρα προσπίπτει, κυρίως μέσω ενός δημιουργούμενου πολυχρωματικού δίσκου, στη μελανή οπή η οποία ακτινοβολεί σε ακτίνες Χ. Τα σχετικιστικά jets που πιθανόν να διαθέτει η μελανή οπή του διπλού συστήματος, είναι ικανά να επιταχύνουν πρωτόνια σε υψηλές ενέργειες. Τα πρωτόνια τα οποία δραπετεύουν από τα jets είναι σχετικιστικά. Η επιτάχυνση των πρωτονίων στους σχετικιστικούς πίδακες διαφέρει κατά πολύ από την πρώτης τάξης επιτάχυνση Fermi με την οποία επιταχύνονται τα πρωτόνια στα Υπολείμματα Υπερκαινοφανών [16].

2.2.3 Πιθανοί Εξωγαλαξιακοί Επιταχυντές της Κοσμικής Ακτνοβολίας

Οι πιθανές εξωγαλαξιαχές πηγές Κοσμιχής Αχτινοβολίας είναι οι Ραδιογαλαξίες, οι Ενεργοί Γαλαξιαχοί Πυρήνες (AGNs), τα Σμήνη Γαλαξιών χαι οι Εχλάμψεις Αχτίνων γ (GRBs). Ωστόσο, τα θεωρητιχά μοντέλα τα οποία εξηγούν την επιτάχυνση των πρωτονίων σε τόσο υψηλές ενέργειες στα συγχεχριμένα αστροφυσιχά αντιχείμενα, χρήζουν βελτίωσης [15].

Οι Ενεργοί Γαλαξιαχοί Πυρήνες είναι Γαλαξίες που αποτελούνται από μία



Σχήμα 6: Επιτάχυνση πρωτονίων στα jets των microquasars [16].

Υπερμεγέθη Μελανή οπή, στην οποία προσπίπτει υλικό. Μια τέτοια δομή αποτελείται χυρίως από σχετικιστικά jets τα οποία είναι κάθετα στον δίσκο προσαύξησης. Ανάλογα με την σχετική γωνία που παρουσιάζουν τα jets με τον άξονα παρατήρησης διαμορφώνονται τα ποιχίλα είδη AGN. Στα jets τέτοιων δομών είναι δυνατόν να επιταχύνονται πρωτόνια Κοσμικής Ακτινοβολίας και συνεπώς τέτοιες δομές να αποτελούν υποψήφιους επιταχυντές της Κοσμικής Ακτινοβολίας [17]. Τα διαθέσιμα πεδία ακτινοβολίας για την πραγματοποίηση της αντίδρασης Φωτοπαραγωγής Πιονίου είναι αυτά που δημιουργούνται από Σύγχροτρον ηλεκτρονίων στα υπάρχοντα τοπικά μαγνητικά πεδία και στον πιθανό αχόλουθο αντίστροφο σχεδασμό Compton από τον ίδιο πληθυσμό ηλεκτρονίων πάνω στα φωτόνια Σύγχροτρον. Τα παραπάνω υψηλής ενέργειας φωτόνια που παράγονται από την παραπάνω διαδικασία, που ονομάζεται Self-Synchro-Compton (SSC), αντιδρούν μέσω της Φωτοαδρονικής Αλληλεπίδρασης με τα πρωτόνια προς παραγωγή μαζιχών πιονίων και αχολούθως νετρίνων. Αξίζει να σημειωθεί πως το ενεργειαχό χατώφλι των πρωτονίων που μετέχουν στην αντίδραση μειώνεται καθώς αυξάνεται η ενέργεια των φωτονίων που μετέχουν στην ίδια αντίδραση (Σχέση 1.4) [18].

Οι Εκλάμψεις Ακτίνων γ (GRBs) είναι εκρήξεις παραγωγής ακτινοβολίας γ οι οποίες εντοπίζονται σε γαλαξίες μεγάλης ερυθρομετάθεσης, δηλαδή αρκετά απομακρυσμένους. Μετά από τέτοιες εκλάμψεις, που μπορούν να διαρκέσουν από μερικά msec μέχρι μερικές ώρες, συνήθως ακολουθεί μία εκπομπή μεγαλύτερου μήκους κύματος, συνήθως ακτίνων X που ονομάζεται afterglow. Οι εκλάμψεις ακτίνων γ μπορούν να προέρχονται από σημαντικές διεργασίες στο σύμπαν όπως η συγχώνευση μελανών οπών, ή η σύγκρουση αστέρων νετρονίων. Στην περίπτωση των Εκλάμψεων Ακτίνων γ, η επιτάχυνση των πρωτονίων πιθανόν να πραγματοποιείται σε σχετικιστικές ασυνέχειες (shock) αστροφυσικών πλασμάτων μέσω της πρώτης επιτάχυνσης Fermi [19].

3 Ανίχνευση Κοσμικών Νετρίνων

Όπως έχει ήδη επισημανθεί, η ανίχνευση τόσο της χαμηλοενεργειαχής όσο και της υψηλοενεργειαχής Κοσμικής Ακτινοβολίας, άμεσα, μέσω των πρωτονίων δεν παραθέτει κάποια πληροφορία για την κατευθυντικότητα των σημείων επιτάχυνσής της διότι τα πρωτόνια, διαθέτοντας φορτίο, διαχέονται στο ενδογαλαξιακό μαγνητικό πεδίο και χάνουν την κατευθυντικότητά τους. Εξαίρεση αποτελούν τα πρωτόνια πολύ υψηλών ενεργειών, τα οποία διαθέτουν πολύ μεγάλη γυροακτίνα, καθιστώντας την τροχιά τους σχεδόν ευθεία. Συνεπώς η προσπάθεια ανίχνευσης των πηγών και επιταχυντών της Κοσμικής Ακτινοβολίας ανάγεται στην ανίχνευση των ουδέτερων νετρίνων που παράγονται από τις φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις που πραγματοποιούν τα πρωτόνια στις περιοχές επιτάχυνσής τους.

Η ανίχνευση των κοσμικών νετρίνων, η οποία πραγματοποιείται με μεθόδους που θα αναλυθούν παρακάτω, νοθεύεται από τα ατμοσφαιρικά νετρίνα, δηλαδή από νετρίνα που δεν φέρουν καμία κατευθυντικότητα καθώς έχουν παραχθεί από τις ίδιες αδρονικές αλληλεπιδράσεις των πρωτονίων της Κοσμικής Ακτινοβολίας (Φωτοπαραγωγή Πιονίου, αλυσιδωτή αντίδραση Πρωτονίου-Πρωτονίου) με σωματίδια της ατμόσφαιρας.

3.1 Αλληλεπιδράσεις Νετρίνων με την Ύλη

Τα νετρίνα αλληλεπιδρούν ασθενώς με την ύλη, πράγμα το οποίο καθιστά δύσκολη την ανίχνευσή τους. Στα πλαίσια του Καθιερωμένου Προτύπου, τα νετρίνα αλληλεπιδρούν μέσω της ανταλλαγής των Z και W[±] μποζονίων βαθμίδος σε αντιδράσεις Ουδετέρου και Φορτισμένου Ρεύματος αντίστοιχα.

Κατά τις αντιδράσεις Ουδετέρου Ρεύματος (NC, Neutral Current) μεταβάλεται το σπιν των αντιδρώντων και η ορμή τους. Στις αντιδράσεις Ουδετέρου Ρεύματος συγκαταλέγονται ελαστικές και ανελαστικές αλληλεπιδράσεις οι οποίες είναι οι ακόλουθες [20][21].

Ελαστική Αντίδραση $\overline{\nu}_{\mu}+e^-\!\rightarrow\overline{\nu}_{\mu}+e^-$

Ανελαστική Αντίδραση $\nu_l + Nucl \rightarrow \nu_l + hadrons$

Κατά τις αντιδράσεις Φορτισμένου Ρεύματος (CC, Charged Current) μεταβάλλονται τα κουάρκ που αποτελούν τα αντιδρώντα και το φορτίο τους. Στις αντιδράσεις Φορτισμένου Ρεύματος συγκαταλέγονται ελαστικές και ανελαστικές αλληλεπιδράσεις οι οποίες είναι οι ακόλουθες:

Ελαστική Αντίδραση $u_{\mu} + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$

Ανελαστική Αντίδραση $\nu_l + Nucl \rightarrow l + hadrons$

Συντονισμός Glashow $\overline{\nu_e} + e^- \rightarrow W^- \rightarrow hadrons$

Οι αντιδράσεις ωστόσο που αξιοποιούνται στην ανίχνευση νετρίνων δεν είναι αυτές που πραγματεύονται έναν ελαστικό σκεδασμό, αλλά οι αντιδράσεις που παράγουν τροχιές λεπτονίων και ισχυρούς αδρονικούς καταιονισμούς, δηλαδή οι ανελαστικές αλληλεπιδράσεις νετρίνων με πυρήνες.

Συγκεκριμένα, στις ανελαστικές αλληλεπιδράσεις Ουδετέρου Ρεύματος, ένα υψηλοενεργειακό νετρίνο οποιασδήποτε γεύσης αντιδρά με έναν πυρήνα και παράγεται ένας ισχυρός αδρονικός καταιονισμός μαζί με το αντίστοιχο νετρίνο. Κατά την αντίδραση, ο αδρονικός καταιονισμός λαμβάνει ένα σημαντικό ποσό την ενέργειας του νετρίνου.

Στις ανελαστικές αλληλεπιδράσεις **Φορτισμένου Ρεύματος**, ανάλογα με τη γεύση του νετρίνου που συμμετέχει στην αντίδραση, προκύπτει και το αντίστοιχο λεπτόνιο ως προϊόν της αντίδρασης στο οποίο οφείλονται και τα επακόλουθα γεγονότα (τροχιά, αδρονικός ή ηλεκτρομαγνητικός καταιονισμός)[22].

Αν το νετρίνο του ηλεκτρονίου είναι αυτό που αλληλεπιδρά με τον πυρήνα Ν, τότε το αποτέλεσμα της αντίδρασης θα είναι ένας αδρονικός καταιονισμός από τον πυρήνα καθώς και ένας ηλεκτρομαγνητικός καταιονισμός που προκαλείται κυρίως από ακτινοβολία πέδης (Bremsstrahlung) του παραγόμενου ηλεκτρονίου.

Αν το νετρίνο του μιονίου είναι αυτό που αλληλεπιδρά με τον πυρήνα Ν, τότε το αποτέλεσμα της αντίδρασης θα είναι χυρίως η τροχιά του παραγόμενου μιονίου (track event) χαθώς χαι ο αδρονιχός χαταιονισμός από τον πυρήνα.



Σχήμα 7: Διαγράμματα Feynman για τις ανελαστικές αλληλεπιδράσεις Ουδετέρου (αριστερά) και Φορτισμένου Ρεύματος (δεξιά), σε επίπεδο κουάρκ για το αδρονικό κομμάτι της αλληλεπίδρασης [20].

Τέλος αν ένα ταυ νετρίνο είναι αυτό που αλληλεπιδρά με τον πυρήνα Ν, τότε το αποτέλεσμα της αντίδρασης είναι ένας αδρονικός καταιονισμός και ένα ταυ λεπτόνιο το οποίο έχει έναν πολύ μικρό χρόνο ζωής. Κατά τη συγκεκριμένη αλληλεπίδραση, δημιουργούνται δύο αδρονικοί καταιονισμοί (double bang), ένας κατά τη δημιουργία του ταυ σωματιδίου, και ένας κατά τη διάσπασή του. Ένα ταυ σωματίδιο με ενέργεια τάξεως *PeV* διανύει μόλις μερικά μέτρα ώσπου να διασπαστεί [22].

Ο συντονισμός Glashow αποτελεί μία ειδική περίπτωση παραγωγής αδρονικού καταιονισμού. Κατά το συγκεκριμένο συντονισμό ένα αντινετρίνο του ηλεκτρονίου, αλληλεπιδρά με ένα ηλεκτρόνιο με πιθανό αποτέλεσμα την παραγωγή ενός W⁻ μποζονίου, το οποίο με τη σειρά του θα δώσει αδρονικό καταιονισμό.

3.1.1 Ενεργές Διατομές Αλληλεπιδράσεων Νετρίνων με την Ύλη

Οι ενεργές διατομές τόσο των αντιδράσεων Ουδετέρου όσο και Φορτισμένου Ρεύματος είναι αρκετά μικρές, ωστόσο αυξάνονται με την αύξηση της ενέργειας των νετρίνων.

Πιο αναλυτικά, η ενεργός διατομή της ανελαστικής αντίδρασης Ουδετέρου Ρεύματος των νετρίνων με ένα πυρήνα, δίνεται από τη σχέση [23]:

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \frac{2G_F m_N E_\nu}{\pi} \frac{M_W^4 x}{(Q^2 + M_W^2)^2} \times \left[(g_L^2(q(x, Q^2) + (1 - y)^2 \overline{q}(x, Q^2)) + g_R^2(q(x, Q^2) + (1 - y)^2 \overline{q}(x, Q^2)) \right]$$
(3.1)

Ενώ η ενεργός διατομή της ανελαστικής αντίδρασης Φορτισμένου Ρεύματος των νετρίνων με έναν πυρήνα, δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \frac{2G_F m_N E_\nu}{\pi} \frac{M_W^4 x}{(Q^2 + M_W^2)^2} [q(x, Q^2) + (1 - y)^2 \overline{q}(x, Q^2)]$$
(3.2)

Όπου $x=\frac{Q^2}{2m_N(E_\nu-E_l)}$ και $y=\frac{E_\nu-E_l}{E_{nu}}$ οι παράμετροι κλίμακος Fenyman-Bjorken, Q^2 το τετράγωνο της ορμής που μεταφέρεται από το νετρίνο στο λεπτόνιο, m_N η μάζα του πυρήνα, M_W η μάζα του Wμποζονίου, G_F η σταθερά σύζευξης Fermi, ενώ q,\overline{q} είναι οι συναρτήσεις κατανομής που εκφράζουν την πιθανότητα εύρεσης κουάρκ συγκεκριμένης γεύσης και ορμής μέσα σε αδρόνια. Τέλος, $g_L^2\simeq 0.3, g_R^2=0.03$ είναι σταθερές της ασθενούς αλληλεπίδρασης.



Σχήμα 8: Μεταβολή Ενεργού Διατομής συναρτήσει της ενέργειας των νετρίνων για ανελαστικές αλληλεπιδράσεις. Πυκνή γραμμή: ολική ενεργός διατομη. Λεπτή γραμμή: ενεργός διατομή CC. Διακεκομμένη γραμμή: ενεργός διατομή NC [23].

3.2 Αρχή λειτουργίας Ανιχνευτών Κοσμικών Νετρίνων

Ως επί το πλείστον, οι Ανιχνευτές Νετρίνων στοχεύουν στην ανίχνευση της τροχιάς του παράγωγου μιονίου (track event) υπό την προϋπόθεση το νετρίνο να αλληλεπιδράσει μέσω της ασθενούς αλληλεπίδρασης σύμφωνα με τις παραπάνω αντιδράσεις, καθώς και το συγκεκριμένο νετρίνο να προέρχεται από κάποια αστροφυσική πηγή και όχι να έχει παραχθεί στην ατμόσφαιρα.

Οι Ανιχνευτικές Διατάξεις Νετρίνων ποντίζονται σε λίμνες, θάλασσες, πάγο ή ορυχεία σε βάθος πολλών χιλιομέτρων. Η επιλογή αυτή στοχεύει στη μείωση του θορύβου από τα ατμοσφαιρικά νετρίνα. Συγκεκριμένα, οι Ανιχνευτικές Διάταξεις Νετρίνων στοχεύουν στον εντοπισμό παράγωγων σωματιδίων από την ασθενή αλληλεπίδραση των νετρίνων με την ύλη. Η ενεργός διατομή αυτής της αλληλεπίδρασης είναι ιδιαιτέρως μικρή, συνεπώς η αύξηση της πιθανότητας επιτυχίας μίας τέτοιας αλληλεπίδρασης προϋποθέτει την αύξηση της διαθέσιμης διαδρομής του αστροφυσικού νετρίνων και η ύλη μεσα στην οποία καλούνται να αλληλεπιδράσουν προχειμένου να ανιχνευτούν τα παράγωγα σωματίδια από τους ανιχνευτές, είναι η γη. Η γη είναι αυτή η μεγάλης έκτασης ύλη μέσα στην οποία καλληλεπιδράσει το νετρίνο.



Σχήμα 9: Αναπαράσταση ενός Ανιχνευτή Νετρίνων. Παρατηρούνται οι πιθανοί πληθυσμοί νετρίνων να τον κατακλίζουν [23].

Συμπερασματικά, ο πληθυσμός νετρίνων που καλείται να ανιχνεύσει ο ανιχνευτής, είναι αυτός που έρχεται μέσα από τη γη, όπως θα συζητηθεί και παρακάτω, χάρη στην ενέργεια των νετρίνων που καλούνται να εντοπίσουν οι οπτικοί ανιχνευτές. Προκειμένου να μειωθεί ο θόρυβος από τα ατμοσφαιρικά νετρίνα και μιόνια, οι ανιχνευτές τοποθετούνται σε βάθη αρκετών χιλιομέτρων. Κατά αυτόν τον τρόπο, το νερό ή ο πάγος που καλύπτει τον ανιχνευτή δρα σαν φίλτρο για τα ατμοσφαιρικά νετρίνα ή μιόνια. Συγκεκριμένα, αν ενα νετρίνο που έχει παραχθεί στην ατμόσφαιρα, με τις γνωστές αλληλεπιδράσεις Φωτοπαραγωγής Πιονίου ή Πρωτονίου-Πρωτονίου, εισέλθει στον ανιχνευτή από το άνω μέρος του, τα μερικά χιλιόμετρα υγρού στοιχείου δεν είναι ικανά για να αυξήσουν σημαντικά το οπτικό βάθος της αντίδρασης ώστε να παραχθεί ένα ανιχνεύσιμο μιόνιο. Επιπλέον, τα ήδη υπάρχοντα, στην ατμόσφαιρα, μιόνια που εισέρχονται στο υγρό στοιχείο από το άνω μέρος του ανιχνευτή, αλληλεπιδρούν αμέσως με αυτό και δεν εντοπίζονται από τον ανιχνευτή.

Ωστόσο ένας βασικός παράγοντας θορύβου είναι τα ατμοσφαιρικά νετρίνα με την ίδια κατεύθυνση με τα επιθυμητά νετρίνα αστροφυσικής προέλευσης που επιθυμούμε να εντοπίσουμε.

Στο παραχάτω σχήμα, παρουσιάζεται η ροή των ατμοσφαιριχών νετρίνων και μιονίων:



Σχήμα 10: Ροή ατμοσφαιρικών νετρίνων και μιονίων, συναρτήσει της ζενιθίας γωνίας που ξεκινά από τον ανιχνευτή, κατακόρυφα προς τα πάνω [23].

3.3 Ανίχνευση Ακτινοβολίας Cherenkov από τα γεγονότα τροχιάς των μιονίων

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, μία πιθανή αλληλεπίδραση των νετρίνων με πυρήνες, είναι η αντίδραση Φορτισμένου Ρεύματος προς παραγωγή μιονίων. Η αντίδραση αυτή είναι πιθανόν να πραγματοποιηθεί τόσο στη γη, όσο και στη θάλασσα με το παραγόμενο μιόνιο να ξεκινά την τροχιά του στη γη και να την ολοκληρώνει στο υγρό στοιχείο όπου και υπάρχει η ανιχνευτική διάταξη, ή η τροχιά του να βρίσκεται εξολοκλήρου στην ανιχνευτική διάταξη.

Κατά την κίνηση του φορτισμένου υψηλοενεργειαχού μιονίου, με ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα του φωτός στο συγκεκριμένο μέσο διάδοσης (στο υγρό στοιχείο που περιβάλλει την ανιχνευτική διάταξη), το ηλεκτρικό πεδίο του φορτίου πολώνει το υλικό του μέσου. Μετά τη διέλευση του φορτισμένου μιονίου, η επαναφορά των διπόλων συνοδεύεται από τη εκπομπή Ηλεκτρομαγνητικής Ακτινοβολίας που καλείται Ακτινοβολία Cherenkov.

Η ακτινοβολία Cherenkov εμφανίζει συνεχές οπτικό φάσμα, στην περιοχή των 300 - 600nm, ενώ η εκπομπή γίνεται εντός ενός κώνου φωτός γωνίας 2θ , όπου $\theta = \arccos(\frac{1}{\beta \cdot n})$, όπου β η ταχύτητα του μιονίου στο συγκεκριμένο μέσο, και n ο δείκτης διάθλασης του υλικού.



Σχήμα 11: Κώνος Ακτινοβολίας Cherenkov με χαρακτηριστική γωνία θ. Εικόνα: https://icecube.wisc.edu

Σύμφωνα με τις αλληλεπιδράσεις Ουδετέρου και Φορτισμένου Ρεύματος των νετρίνων με τη ύλη, παρατηρούμε πως η μοναδική αντίδραση με παράγωγο γεγονός τροχιάς είναι η αντίδραση Φορτισμένου Ρεύματος που δίνει μιόνιο. Συνεπώς οι ανιχνευτές στοχεύουν στην ανίχνευση ακτινοβολίας Cherenkov από γεγονότα τροχιάς (track events) που, σύμφωνα με τις αντιδράσεις, παράγουν μόνο τα μιόνια.

Για την ανίχνευση της ακτινοβολίας Cherenkov από υψηλοενεργειακά μιόνια, απαιτείται μεγάλος όγκος ανιχνευτικής διάταξης. Η ανιχνευτική διάταξη αποτελείται από φωτοπολλαπλασιαστές, που εντοπίζουν την ακτινοβολία και τον χρόνο άφιξής της σε συγκεκριμένο πολλαπλασιαστή. Από τους συγκεκριμένους χρόνους άφιξης της ακτινοβολίας σε συγκεκριμένους φωτοπολλαπλασιαστές, ανακατασκευάζεται η ευθεία που φανερώνει την τροχιά του μιονίου και, κατά επέκταση, του νετρίνου. Με αυτόν τον τρόπο είναι δυνατόν να εντοπιστεί η κατευθυντικότητα του νετρίνου.

3.4 Τα Κυριότερα σε λειτουργία Τηλεσκόπια Νετρίνων

3.4.1 Τηλεσκόπια Νετρίνων εντός Νερού

Το πρώτο υποθαλάσσιο Τηλεσχόπιο Νετρίνων ήταν το DUMAND Project (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector Project) το οποίο ποντίστηχε το 1976 στον Ειρηνιχό Ωχεανό χοντά στη μεγάλη νήσο της Χαβάης, σε βάθος 5000m. Το πρόγραμμα διήρχησε ως το 1995 οπότε χαι σταμάτησε. Ωστόσο, εφοδίασε επερχόμενα πειράματα με σημαντιχή τεχνογνωσία [24].

Εν συνεχεία, άρχισε η κατασκευή του Τηλεσκόπιου Νετρίνων της λίμνης Βαϊκάλης, στη Ρωσία, το οποίο είναι σε λειτουργία μέχρι σήμερα. Βρίσκεται σε απόσταση 3.5km από την ακτή της λίμνης και σε βάθος 1100 – 1300m στο νότιο τμήμα της. Η λειτουργία του στηρίζεται στην ανίχνευση ακτινοβολίας Cherenkov που αφήνουν τα μιόνια κατά τη διέλευσή τους από το μέσο (νερό). Το τηλεσκόπιο αναμένεται να αποκτήσει όγκο ενός κυβικού χιλιομέτρου μέχρι το 2020 [25].

Το τηλεσχόπιο ANTARES είναι ένα Τηλεσχόπιο Νετρίνων του οποίου η κατασχευή ξεχίνησε το 2008. Τοποθετήθηχε σε βάθος 2.5km στη Μεσόγειο θάλασσα 40km από την αχτή της Τουλόν, στη Γαλλία. Η αρχή λειτουργίας του στηρίζεται, επίσης, στην ανίχνευση αχτινοβολίας Cherenkov από μιόνια τα οποία, μέσω των γεγονότων τροχιάς, θα φανερώσουν την χατευθυντιχότητα των υψηλοενεργειαχών νετρίνων αστροφυσιχής προέλευσης, και συνεπώς τους πιθανούς επιταχυντές της Κοσμικής Ακτινοβολίας. Η ανιχνευτική διάταξη αποτελείται από 12 ανιχνευτικές γραμμές (strings) μήκους περίπου 350m η κάθε μία, πάνω στις οποίες τοποθετούνται 75 οπτικά στοιχεία ανίχνευσης ακτινοβολίας Cherenkov. Το τηλεσκόπιο ANTARES καταλαμβάνει επιφάνεια θάλασσας 0.4km² ενώ χάρη στην τοποθεσία του στοχεύει στην ανίχνευση γεγονότων στο νότιο τμήμα του ουρανού [26].



Σχήμα 12: Τηλεσκόπιο ANTARES. Εικόνα: J. A. Aguilar (2010)

3.4.2 Τηλεσκόπια Νετρίνων εντός Πάγου

Το 1996 ξεχίνησε η κατασχευή του τηλεσχοπίου AMANDA στον Νότιο Πόλο, με σχοπό την ανίχνευση νετρίνων που προέρχονται από το βόρειο τμήμα του ουρανού. Το 2005, το τηλεσχόπιο εντάχθηχε στο πείραμα Ice Cube αλλά λίγο αργότερα, το 2009, σταμάτησε η λειτουργία του. Το Τηλεσχόπιο AMANDA είχε κατασχευαστεί για να ανιχνεύει νετρίνα, μέσω αχτινοβολίας Cherenkov. Η ανίχνευση νετρίνων τόσο υψηλής ενέργειας ήταν αποτέλεσμα του μεγάλου όγχου στον οποίο εχτείνονταν τα stings με τους φωτοπολλαπλασιαστές. Ωστόσο, για να αποχτηθεί αυτός ο μεγάλος όγχος, οι αποστάσεις μεταξύ των strings ήταν αρχετά μεγάλες με αποτέλεσμα να μειώνεται η αχρίβεια στην αναχατασχευή των δεδομένων.

Το 2004 ξεκίνησε η κατασκευή του πιο ισχυρού, μέχρι στιγμής, ανιχνευτή νετρίνων, του Ice Cube η οποία ολοκληρώθηκε το 2010. Η τοποθεσία του βρίσκεται στην Ανταρκτική, σε βάθος 2.4km εντός του πάγου. Σε συνολικό όγκο ενός κυβικού χιλιομέτρου (1km³) εκτείνονται 86 strings τα οποία διαθέτουν 5160 Digital Optical Modules (DOMs) (συστοιχίες πολλαπλασσιαστών), το καθένα από τα οποία αποτελείται από 60 φωτοπολλαπλασιαστές. Τα DOMs τα οποία είναι εγκατεστημένα σε κάθε string απέχουν μεταξύ τους απόσταση 17m, ενώ το κάθε string απέχει από το άλλο απόσταση 125m. Στο κέντρο του ανιχνευτή, υπάρχουν κάποια strings πιο πυκνά εγκατεστημένα, τα οποία αποτελούν και τον πυκνό πυρήνα του ανιχνευτή (deep core). Η ανιχνευτική διάταξη του Ice Cube στοχεύει επίσης στην ανίχνευση γεγονότων τροχιάς μέσω της ακτινοβολίας Cherenkov και συνεπώς στην ανίχνευση νετρίνων υψηλής ενεργειας. Αντιθέτως ο πυκνός πυρήνας του Ice Cube, χάρη στην πυκνή διάταξή του, στοχεύει στην ανίχνευση νετρίνων πολύ υψηλής ενέργειας [27].

Γενιχώς, όσο αυξάνεται η ενέργεια των νετρίνων, που στοχεύει ένας ανιχνευτής να εντοπίσει, τόσο πρέπει να αυξάνεται και ο όγκος της ανιχνευτικής διάταξης, χάρη στην τοπολογία του κώνου φωτός που εξαρτάται από την ταχύτητα του μιονίου. Ωστόσο όσο αυξάνεται το μέγεθος του ανιχνευτή, τόσο αυξάνεται και το κόστος του, πράγμα το οποίο αναγκάζει την επιστημονική κοινότητα σε εναλλακτικούς τρόπους ανίχνευσης των νετρίνων στις υπέρ υψηλές ενέργειες.



Σχήμα 13: Αναπαράσταση της Ανιχνευτικής Διάταξης Ice Cube [27].

3.5 Ανίχνευση Υψηλοενεργειακού Νετρίνου από το Ice Cube τον Σεπτέμβρη του 2017

Στις 22 Σεπτεμβρίου του 2017, η ανιχνευτική διάταξη του Ice Cube ανίχνευσε ακτινοβολία Cherenkov από ένα υψηλοενεργειακό μιόνιο (track event), το οποίο, σύμφωνα με τη θεωρία, προήλθε από αλληλεπίδραση νετρίνου του μιονίου με την ύλη εντός ή εκτός των ορίων του ανιχνευτή. Χάρη στους εξειδικευμένους αλγορίθμους, που αξιοποιούν τα πρωτογενή δεδομένα, ξεκίνησε η ανακατασκευή της τροχιάς του μιονίου, η οποία θα αποδείκνυε και την κατευθυντικότητα του νετρίνου.



Σχήμα 14: Αναπαράσταση της ανακατασκευασμένης τροχιάς του μιονίου. Η χρωματική κλίμακα φανερώνει την χρονικής στιγμή άφιξης της ακτινοβολίας στα DOMs [28].

Η χρονική διάρκεια παραμονής του μιονίου εντός του ανιχνευτή ήταν ~ 3msec ενώ εναπόθεσε ενέργεια 27.3 ± 2.8TeV στον ανιχνευτή [28]. Με την ανακατασκευή της τροχιάς του μιονίου, φανερώθηκε η πιθανή περιοχή προέλευσης του νετρίνου του μιονίου η οποία, σύμφωνα με το καλύτερα προσαρμοσμένο μοντέλο (best fitting model), είχε ορθή αναφορά $RA \simeq 77.47^{\circ}$ και κλίση $D \simeq +5.72^{\circ}$. Η συγκεκριμένη περιοχή, είναι η περιοχή που τοποθετείται το BL-Lac αντικείμενο TXS 0506+056, ένας γιγάντιος ελλειπτικός γαλαξίας με μία ενεργή υπεριστρεφόμενη μελανή οπή στο κέντρο του, παράλληλα με τον άξονα περιστροφής της οποίας, βρίσκονται οι σχετικιστικοί πίδακες του Blazar. Εφόσον αναφερόμαστε σε ένα BL-Lac αντικείμενο ο ένας εκ των δύο πιδάκων έχει κατεύθυνση προς τη γη. Ο Blazar έχει ερυθρομετάθεση z = 0.34πράγμα το οποίο σημαίνει πως απέχει περίπου τέσσερα δισεκατομμύρια έτη φωτός από τη γη [29] σύμφωνα με τον νόμο του Hubble. Με την ανίχνευση του υψηλοενεργειαχού νετρίνου και της περιοχής πιθανής παραγωγής του, και με δεδομένα τις συντεταγμένες της περιοχής αυτής, σημαντικά τηλεσκόπια ακτίνων γ στράφηκαν προς αυτή την περιοχή αναζητώντας ακτίνες γ οι οποίες πιθανόν να έχουν δημιουργηθεί στην περιοχή επίσης μέσω της αντίδρασης φωτοπαραγωγής πιονίου, που παράγει ακτίνες γ από ουδέτερο πιόνιο σύμφωνα με την παρακάτω αντίδραση.

$$p^+ + \gamma \to \pi^0 + p^+$$

 $\pi^0 \to 2\gamma$

Τέσσερις ώρες μετά από τον εντοπισμό του νετρίνου από το Ice Cube το τηλεσκόπιο H.E.S.S. στράφηκε προς την κατεύθυνση των ουράνιων συντεταγμένων που υπέδειξε το Ice Cube και μετά από μιάμιση ώρα παρατήρησης δεν εντόπισε εκπομπή ακτίνων γ από τη συγκεκριμένη περιοχή. Αντίστοιχα, δώδεκα ώρες μετά τον εντοπισμό του νετρίνου, και το τηλεσκόπιο VERITAS στράφηκε προς τη συγκεκριμένη περιοχή του ουρανού και μετά από παρατήρηση μίας ώρας, δεν ανίχνευσε και αυτό εκπομπή σε ακτίνες γ. Στη συνέχεια, στις 23 Σεπτεμβρίου 2017 το τηλεσκόπιο MAGIC ξεκίνησε και αυτό μετρήσεις 2 ωρών ωστόσο, τα αποτελέσματα του δεν αποδείκνυαν κάποια δραστηριότητα στην ίδια περιοχή. Τα παραπάνω τηλεσκόπια στράφηκαν προς τη συγκριμένη περιοχή του ουρανού, αγνοώντας την ύπαρξη του Blazar στη ίδια περιοχή.

Ωστόσο, στις 28 Σεπτεμβρίου 2017 το τηλεσκόπιο Fermi δημοσιοποίησε πως η κατεύθυνση που υπέδειξε το Ice Cube είναι η κατεύθυνση μίας γνωστής πηγής ακτίνων γ, του Blazar TXS 0506+056. Οι αναζητήσεις ξεκίνησαν αμέσως και απέδωσαν σημαντικά αποτελέσματα.



Σχήμα 15: Παρουσίαση του Blazar από τα δεδομένα του Fermi και της καλύτερα προσαρμοσμένης διεύθυνσης. Στην εικόνα αναπαριστάται ο Blazar με χρωματική κλίμακα από δεδομένα εκποπής σε ακτίνες γ, μεγαλύτερες του 1GeV, από το αρχείο δεδομένων του τηλεσκοπίου Fermi διάρκειας 9.5 ετών. Το μπεζ τετράγωνο αναπαριστά την αρχική διεύθυνση που υπέδειξαν οι αλγόριθμοι του Ice Cube για τη διέυθυνση του νετρίνου. Το πράσινο τετράγωνο αναπαριστά την καλύτερα ανακατασκευασμένη διεύθυνση [28].

Η μελέτη της καμπύλης φωτός του συγκεκριμένου αντικειμένου έδειξε πως ο Blazar είχε σημειώσει σημαντική αύξηση της λαμπρότητάς του στις ακτίνες γ από τον Απρίλιο του 2017. Το συγκεκριμένο γεγονός συνοδευόταν από μία έκλαμψη ακτίνων γ, η οποία είναι συνήθης για ένα BL-Lac αντικείμενο, ωστόσο δεν θα της είχε δοθεί η πρέπουσα σημασία αν δεν είχε ανιχνευτεί την ίδια χρονική περίοδο το νετρίνο. Τα νέα δεδομένα έστρεψαν το τηλεσκόπιο MAGIC για μία ακόμη παρατήρηση, αυτή τη φορά δεκατριών ωρών με αποτέλεσμα τον εντοπισμό ακτίνων γ μέχρι περίπου 400GeV.

Συνεπώς, η ανίχνευση του νετρίνου συνέπεσε με μία ενισχυμένη εκπομπή στις ακτίνες γ. Η συγκεκριμένη σύμπτωση παραθέτει την πρόταση πως στους πίδακες των Blazars πιθανόν να επιταχύνονται σωματίδια της Κοσμικής Ακτινοβολίας σε υψηλές ενέργειες. Ωστόσο, η σύμπτωση αυτή ανοίγει και νέους ορίζοντες για αυτό που ονομάζουμε Multimessenger Astronomy δηλαδή αστρονομία με πολλές διασταυρούμενες μεθόδους, στις οποίες δεσπόζουν τα βαρυτικά


Σχήμα 16: Ενεργειαχή κατανομή ακτινοβολίας όπως αυτή λήφθησε σε διάστημα 14 ημερών από τον εντοπισμό του νετρίνου, για τον Blazar TXS 0506+056 (Διάγραμμα νF_{ν}). Είναι ορατή, η ενισχυμένη μη θερμιχή εκπομπή στις ακτίνες γ. Στα δεδομένα συμπεριλαμβάνονται μετρήσεις από το Fermi και από το MAGIC. Συμπεριλαμβάνονται και τα δεδομένα αρχείου (γκρι αναπαραστάσεις) τα οποία τεχμηριώνουν την ιστορία του Blazar ως ένα αντικείμενο που εκπέμπει στις ακτίνες γ [28].

κύματα και η ανίχνευση ακτινοβολίας γ και νετρίνων.

4 Η Ερευνητική Υποδομή KM3NeT

Το KM3NeT είναι μία υπο κατασκευή ερευνητική υποδομή η οποία θα αποτελείται από ένα δίκτυο τηλεσκοπίων εγκατεστημένων στη Μεσόγειο. Σκοπός της επικείμενης δημιουργίας της δεν είναι μόνο η ανίχνευση υψηλενεργειακών νετρίνων και η ανακατασκευή της τροχιάς τους αλλά και η αξιοποίηση των ατμοσφαιρικών νερίνων για τη μελέτη των σχετικών μαζών των διαφόρων νετρίνων (ιεραρχία μάζας). Το δίκτυο των τηλεσκοπίων θα περιλαμβάνει τον Ανιχνευτή ARCA (Astroparticle Research with Cosmics in the Abyss) και τον Ανιχνευτή ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) για την αντίστοιχη πραγματοποίηση των παραπάνω διεργασιών.

Ωστόσο, το πείραμα KM3NeT θα υποστηρίξει και μία σχετικά νέα μέθοδο ανίχνευσης νετρίνων, την Ακουστική Ανίχνευση Νετρίνων, με σκοπό την εύρεση της κατευθυντικότητας των νετρίνων υπέρ υψηλών ενεργειών (~ 10¹⁷ – 10²⁰ eV) που αφήνουν ένα ισχυρό αδρονικό καταιονισμό, ενώ η ανίχνευσή τους από οπτικούς ανιχνευτές θα απαιτούσε έναν υπερμεγέθη ανιχνευτικό όγκο και συνεπώς ένα τεράστιο κόστος. Αυτή η νέα μέθοδος που θα αναλυθεί εκτεταμένα παρακάτω, στηρίζεται στα γεγονότα αδρονικού καταιονισμού κατά τις αλληλεπιδράσεις των νετρίνων με την ύλη και είναι το αντικείμενο που πραγματεύεται η συγκεκριμένη εργασία.

4.1 Ο Ανιχνευτής ARCA

Ο Ανιχνευτής ARCA είναι ένας ανιχνευτής που προορίζεται για την ανίχνευση των νετρίνων και την εύρεση της κατευθυντικότητάς τους χάρη στην ακτινοβολία Cherenkov των γεγονότων τροχιάς (track events) των νετρίνων των μιονίων. Όπως έχει ήδη προαναφερθεί, η κατευθυντικότητα αυτή των νετρίνων θα υποδεικνύει περιοχές του ουρανού με πιθανούς επιταχυντές της Κοσμικής Ακτινοβολίας.

Για την κατασκευή του ανιχνευτή ARCA θα τοποθετηθούν δύο δομικά στοιχεία (detector blocks) με ανιχνευτικό όγκο τάξεως μεγαλύτερο του ενός κυβικού χιλιομέτρου, σε βάθος 3.5km εντός του νερού της Μεσογείου, εκατό χιλιόμετρα (100km) από την ακτή της πόλης Portopalo στο Capo Passero στην Σικελία της Ιταλίας. Το κάθε δομικό στοιχείο θα αποτελείται από 115 strings μήκους 700m πάνω στα οποία θα τοποθετηθούν 18 συστοιχίες φωτοπολλαπλασιαστών (DOMs).



Σχήμα 17: Σχηματική Αναπαράσταση των Ανιχνευτών ARCA και ORCA [30].





Η ανιχνευτική διάταξη της ARCA θα έχει τη δυνατότητα εντοπισμού νετρίνων με ενέργεια τάξεως ~ $10^{16}eV$, ενώ η τοποθεσία της συμβάλλει στην παρατήρηση του 85% του ουρανού, συμπεριλαμβανομένου του Γαλαξιακού κέντρου. Συμπερασματικά, λοιπόν, το πείραμα KM3NeT και το πείραμα Ice Cube είναι δύο συμπληρωματικά πειράματα που το κάθε στοχεύει στην παρατήρηση διαφορετικού τμήματος του ουρανού, ενώ και τα δύο σε συνδυασμό, παρατηρούν ολόκληρο τον ουρανό δημιουργώντας τελικά ένα παγκόσμιο παρατηρητήριο νετρίνων [30].



Σχήμα 19: Παρατήρηση των τμημάτων του ουρανού από τα τηλεσκόπια KM3NeT και ICeCube αντίστοιχα. Εικόνα: KM3NeT 24 September 2004 Gerard van der Steenhoven (NIKHeF).

4.2 Ο Ανιχνευτής ORCA

Ο ανιχνευτής ORCA είναι ένας ανιχνευτής ο οποίος θα αξιοποιεί τα ατμοσφαιρικά νετρίνα και θα επικεντρώνεται στην εύρεση των σχετικών μαζών των νετρίνων των μιονίων (ιεραρχία μάζας).

Ο ανιχνευτής ORCA θα ποντιστεί 40km από την ακτή της Toulon στη Γαλλία. Η πρώτη φάση τοποθέτησης του ανιχνευτή έχει ήδη ξεκινήσει και στοχεύει στην τοποθέτηση 7 strings μήχους 150m σε απόσταση 20m μεταξύ τους πάνω στα οποία τοποθετούνται τα DOMs. Ο ανιχνευτής στην τελική του φάση υπολογίζεται να έχει 115 strings [31].

4.3 Το Μέλλον του ΚΜ3ΝεΤ

Το μέλλον της Ανιχνευτικής Υποδομής KM3NeT στρέφεται στην ακουστική ανίχνευση νετρίνων. Ο τομέας αυτός έχει ως στόχο να αξιοποιήσει τον αδρονικό καταιονισμό, που παράγουν οι αλληλεπιδράσεις νετρίνων με την ύλη, στην ακουστική ανίχνευση κοσμικών νετρίνων υπέρ υψηλών ενεργειών $E \sim 10^{17} - 10^{20} eV$. Νετρίνα τέτοιας ενεργειακής τάξης απαιτούν έναν υπερμεγέθη οπτικό ανιχνευτή για τον εντοπισμό τους, η κατασκευή του οποίου προϋποθέτει υπέρογκα χρηματικά ποσά. Η ιδέα θέτει στο προσκήνιο την αξιοποίηση του ισχυρού αδρονικού καταιονισμού, που αφήνουν τα νετρίνα τέτοιας ενεργειακής τάξης αταιονισμού, στην αχουστική τους, με τρόπο που θα αναλυθεί ακολούθως στη συγκεκριμένη εργασία.

5 Ακουστική Ανίχνευση Νετρίνων Υπέρ Υψηλών Ενεργειών

Η ανίχνευση νετρίνων υπέρ υψηλών ενεργειών (UHE) θα μπορούσε να ανοίξει νέα παράθυρα στην αστρονομία των νετρίνων καθώς και στην εύρεση των επιταχυντών της Κοσμικής Ακτινοβολίας. Συγκεκριμένα, η ανίχνευση νετρίνων υπέρ υψηλών ενεργειών και της κατευθυντικότητάς τους, θα μπορούσε να φανερώσει επιταχυντές Κοσμικής Ακτινοβολίας σε αποστάσεις των ~ 100Mpc όπως μας υποδεικνύει το όριο GZK, να παρέχει σημαντικές πληροφορίες για τη διάδοση της Κοσμικής Ακτινοβολίας στο όριο GZK, ενώ ταυτόχρονα να ανοίξει νέους ορίζοντες στη μελέτη της σωματιδιακής συμπεριφοράς των νετρίνων σε τόσο υψηλές ενέργειες $E \sim 10^{17} - 10^{20} eV$.

Ωστόσο, η ανίχνευση των νετρίνων υπέρ υψηλών ενεργειών με τηλεσχόπια που στηρίζονται στην ανίχνευση ακτινοβολίας Cherenkov από τα γεγονότα τροχιάς των μιονίων, θα απαιτούσε, χάρη στην τοπολογία των γεγονότων, μία ανιχνευτική διάταξη με όγκο εκατοντάδων κυβικών χιλιομέτρων η οποία δεν θα μπορούσε να υποστηριχτεί οικονομικά και πιθανώς και τεχνολογικά. Μία πιθανή λύση σε αυτό, είναι η ακουστική ανίχνευση νετρίνων η οποία εκμεταλλεύεται το κομμάτι του αδρονικού καταιονισμού από τις αλληλεπιδράσεις των νετρίνων με την ύλη, ο οποίος αδρονικός καταιονισμός είναι ισχυρός χάρη στο γεγονός ότι προέρχεται από ένα νετρίνο υπέρ υψηλών ενεργειών. Ωστόσο, η ανίχνευση ενός αδρονικού καταιονισμού, απαιτεί τη δημιουργία του εντός του όγκου του ανιχνευτή, όπως θα αναλυθεί παρακάτω.

5.1 Ενέργεια και Κατευθυντικότητα Νετρίνων που αξιοποιούνται στην Ακουστική Ανίχνευση

Σύμφωνα με τις αλληλεπιδράσεις Φωτοπαραγωγής Πιονίου και Πρωτονίου-Πρωτονίου, η ενέργεια που αποκτά το παραγόμενο νετρίνο είναι περίπου το $\frac{1}{10}$ της ενέργειας του αρχικού πρωτονίου που επιταχύνεται στους κοσμικούς επιταχυντές [8][9]. Δεδομένου ότι αναζητούμε τους επιταχυντές των πρωτονίων με ενέργεια κοντά στο όριο GZK, δηλαδή $E \sim 10^{18} - 10^{21} eV$ τα νετρίνα τα οποία στοχεύουμε να ανιχνεύσουμε κυμαίνονται σε ενέργειες $E \sim 10^{17} - 10^{20} eV$.

Η αυξημένη αυτή ενέργεια των νετρίνων αυξάνει την ενεργό διατομή τόσο των ανελαστικών αλληλεπιδράσεων Ουδετέρου Ρεύματος, όσο και Φορτισμένου Ρεύματος των νετρίνων με την ύλη, σύμφωνα με τις σχέσεις 3.1, 3.2 αντίστοιχα, καθώς και με το διάγραμμα του Σχήματος 8. Δεδομένου ότι η γη έχει μία μέση πυχνότητα $\rho = 5.52 gr/cm^3 (cgs units)$ και ότι η αριθμητική πυχνότητα των πυρήνων της γης είναι $n = \frac{\rho}{m_N}$, το οπτικό βάθος της αλληλεπίδρασης $(\tau = n\sigma R)$ γίνεται μονάδα για απόσταση πολύ μικρότερη από τη διάμετρο της γης, ή αλλιώς η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι μικρότερη από τη διάμετρο της γης. Συνεπώς τα νετρίνα υπέρ υψηλών ενεργειών που φτάνουν αντιδιαμετρικά στον ανιχνευτή, θα αλληλεπίδράσουν μακριά από αυτόν χωρίς την επίτευξη του αδρονικού καταιονισμού εντός της έκτασης του ανιχνευτή.



Σχήμα 20: Άνω Διάγραμμα: Μεταβολή μέσης ελεύθερης διαδρομής νετρίνων συναρτήσει της ενέργειάς τους. Κάτω Διάγραμμα: Γωνία υπό τον ορίζοντα όπου το οπτικό βάθος των αλληλεπιδράσεων του νετρίνου, γίνεται μονάδα [32].

Στο Σχήμα 20 παρουσιάζεται πώς μεταβάλλεται η μέση ελεύθερη διαδρομή, εκφρασμένη σαν ποσοστό της διαμέτρου της γης, συναρτήσει την ενέργειας του νετρίνου. Παρατηρούμε πως όσο η ενέργεια του νετρίνου αυξάνεται, τόσο μειώνεται η μέση ελεύθερη διαδρομή, δηλαδή τόσο πιο σύντομα αλληλεπιδρά το νετρίνο με τους πυρήνες κατά τη διέλευσή του από τη γη. Στο ακριβώς από κάτω διάγραμμα του Σχήματος 20 παρουσιάζεται σε ποια γωνία, υπό τον ορίζοντα του ανιχνευτή, το οπτικό βάθος των αλληλεπιδράσεων του νετρίνου γίνεται μονάδα, συναρτήσει της ενέργειάς του. Παρατηρούμε πως για ενέργειες που αφορούν την ακουστική ανίχνευση το οπτικό βάθος γίνεται μονάδα κοντά στον ορίζοντα, και άρα σε μικρή μέση ελεύθερη διαδρομή [32].

Συνεπώς, συγκρίνοντας, μέχρι στιγμής, την ακουστική με την οπτική ανίχνευση, η οπτική ανίχνευση, χάρη στον ανιχνευτικό όγκο των διατάξεων που χρησιμοποιεί και στην τοπολογία της ακτινοβολίας Cherenkov μπορεί να ανιχνεύσει νετρίνα μέγιστης ενέργειας $\sim 10^{16} eV$ τα οποία κινούνται σχεδόν αντιδιαμετρικά προς τον ανιχνευτή, σε σχέση με τη γη. Αντιθέτως, τα νετρίνα, στα οποία απευθύνεται η ακουστική ανίχνευση, χάρη στην ενέργειά τους, προέρχονται κυρίως από τον ορίζοντα προκειμένου ο αδρονικός καταιονισμός να επιτευχθεί εντός της έκτασης του ανιχνευτή.



Σχήμα 21: Σχηματική Αναπαράσταση της εξάρτησης της προέλευσης των νετρίνων από την ενέργεια. Εικόνα: Fiber optic hydrophones for acoustic neutrino detection, Ernst-Jan Buis, TNO, Delft, the Netherlands, Detector Seminar, 17/2/2017, CERN.

5.2 Αλληλεπιδράσεις Νετρίνων με την Ύλη που αξιοποιούνται στην Ακουστική Ανίχνευση

Σε προηγούμενο Κεφάλαιο σημειώθηκε πως οι αντιδράσεις των νετρίνων που αξιοποιούνται στην ανίχνευση ακτινοβολίας Cherenkov είναι μόνο αυτές που αφήνουν γεγονότα τροχιάς (track events), δηλαδή μόνο οι ανελαστικές αλληλεπιδράσεις Φορτισμένου Ρεύματος των νετρίνων των μιονών με πυρήνες.

Σε αντίθεση με αυτό το μοτίβο, στην αχουστιχή ανίχνευση νετρίνων είναι δυνατό να αξιοποιηθούν όλες οι αλληλεπιδράσεις των νετρίνων, που αφήνουν έναν ισχυρό αδρονικό καταιονισμό. Συγκεκριμένα, οι ανελαστικές αλληλεπιδράσεις Ουδετέρου Ρεύματος των νετρίνων, κατά τις οποίες ένα νετρίνο λεπτονίου αντιδρά με πυρήνα και παράγεται ένας αδρονικός καταιονισμός, μπορούν όλες να αξιοποιηθούν ως αντιδράσεις αχουστικής ανίχνευσης. Αντιθέτως, στην ανίχνευση ακτινοβολίας Cherenkov από τους ανιχνευτές, δεν υπάρχει αξιοποίηση των ανελαστικών αλληλεπιδράσεων Ουδετέρου Ρεύματος των νετρίνων. Όσον αφορά τις ανελαστικές αλληλεπιδράσεις εναποθέτουν ενέργεια σε αδρονικό καταιονισμό ενώ στην οπτική ανίχνευση είναι αξιοποιήσιμα τα track events των μιονίων. Τέλος, θα μπορούσε να αξιοποιηθεί επίσης και η αντίδραση συντονισμού Glashow κατά την οποία προχύπτει αδρονικός καταιονισμός κατά τη διάσπαση του μποζονίου W^- .

Ορίζουμε ως ανελαστικότητα (inelasticity, y) το ποσοστό της ενέργειας του αρχικού νετρίνου που εναποτίθεται στον αδρονικό καταιονισμό. Στις αντιδράσεις Ουδετέρου Ρεύματος το ποσοστό της ανελαστικότητας μεταφέρεται στον αδρονικό καταιονισμό, ενώ η υπόλοιπη ενέργεια του αρχικού νετρίνου διαφεύγει από τον ανιχνευτή. Στις αντιδράσεις Φορτισμένου Ρεύματος το ποσοστό της ανελαστικότητας μεταφέρεται επίσης στον αδρονικό καταιονισμό, ενώ η υπόλοιπη ενέργεια του αρχικού νετρίνου μεταφέρεται στο παραγόμενο λεπτόνιο. Το εκάστοτε είδος λεπτονίου θα αξιοποιήσει διαφορετικά τη συγκεκριμένη ενέργεια [33].

Η ανελαστικότητα των αλληλεπιδράσεων Ουδετέρου και Φορτισμένου Ρεύματος, μεταβάλλεται συναρτήσει της ενέργειας του νετρίνου, σύμφωνα με το Σχήμα 22. Παρατηρούμε πως για νετρίνα υπέρ υψηλών ενεργειών (UHE) η μέση τιμή της ανελαστικότητας των αντιδράσεων Φορτισμένου και Ουδετέρου Ρεύματος είναι $\langle y \rangle = 0.2$. Διαπιστώνουμε λοιπόν πως κατά την αντίδραση ενός UHE νετρίνου με έναν πυρήνα ο προκείμενος αδρονικός καταιονισμός λαμβάνει το 20% της ενέργειας του αρχικού νετρίνου, είναι δηλαδή ισχυρός και ανιχνεύσιμος σύμφωνα με μεθόδους που θα εξηγηθούν στην πορεία της

εργασίας.



Σχήμα 22: Μεταβολή ανελαστικότητας αντιδράσεων NC, CC συναρτήσει της ενέργειας των νετρίνων με την ύλη [34].

5.3 Το Θερμοαχουστικό Μοντέλο του Askariyan

Το θερμοαχουστικό μοντέλο του Askariyan εισάγει την εκπομπή ακουστικών κυμάτων εξαιτίας μίας ξαφνικής και ραγδαίας θέρμανσης ενός μέσου (στην προκειμένη περίπτωση, νερού) η οποία προκύπτει από το γεγονός ότι φορτισμένα σωματίδια πολύ υψηλών ενεργειών διασχίζουν αυτό το μέσο. Στην περίπτωση του αδρονικού καταιονισμού, παράγωγα φορτισμένα σωματίδια διασχίζουν το νερό εκπέμποντας ακουστικά κύματα [35][36].

Σύμφωνα με το θερμοαχουστικό μοντέλο του Askariyan, η ξαφνική και ραγδαία εναπόθεση ενέργειας από τα υψηλοενεργειαχά σωματίδια στο μέσο (θέρμανση) είναι πολύ πιο σύντομη από τους πιθανούς μηχανισμούς διάδοσης ενέργειας στο ίδιο μέσο. Οι πιθανοί μηχανισμοί διάδοσης της ενέργειας στο μέσο, οι οποίοι συνάδουν με τη χρονική κλίμαχα διάδοσης της ενέργειας, είναι **α**) μέσω ενός αχουστιχού χύματος και **β**) μέσω της διάχυσης λόγω θερμικής αγωγιμότητας του μέσου. Από τους δύο αυτούς μηχανισμούς το αχουστιχό χύμα διαθέτει έναν συντομότερο χαραχτηριστιχό χρόνο σχετιχά με τον μηχανισμό θερμικής αγωγιμότητας, για χαραχτηριστιχό μήχος διαδρομής ενός σωματιδίου l = 10⁶ cm [35][36][37].

Συγκεκριμένα, οι εξισώσεις που διέπουν ένα ρευστό, είναι οι εξισώσεις Μάζας, Ορμής και Ενέργειας. Θεωρώντας ότι δεν έχουμε πηγές ή καταβόθρες ρευστού, οι εξισώσεις αυτές γράφονται, σε μορφή συνέχειας, ως εξής:

- Εξίσωση Μάζας:
 ^{∂ρ}/_{∂t} + ∇ · (ρu) = 0. Η χρονική μεταβολή την πυ-κνότητας (ρ) συνεπάγεται τη ροή μάζας με ταχύτητα u.
- Etiswsy Ormás: $\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) + \frac{\partial P}{\partial x_i} = 0, i = 1, 2, 3.$

Θεωρώντας ότι $\frac{\partial P}{\partial x_i} = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} (P\delta_{ij})$ ορίζουμε τον τανυστή της Πίεσης $\Pi_{ij} = \rho u_i u_j + P\delta_{ij}$, με αποτέλεσμα η εξίσωση ορμής να γράφεται: $\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \Pi_{ij}}{\partial x_j} = 0$. Ο όρος του τανυστή της πίεσης εχφράζει πως επιτάχυνση της ροής μπορεί να προχύψει είτε λόγω της μαχροσχοπιχής χίνησης της ροής με ταχύτητα u είτε εξαιτίας των μιχροσχοπιχών χινήσεων των σωματιδίων που απαρτίζουν το ρευστό [38].

Από τις εξισώσεις Μάζας και Ορμής μπορούμε να εξάγουμε την κυματική εξίσωση:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 \Pi_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \tag{5.1}$$

 Εξίσωση Ενέργειας: Ως εξίσωση Ενέργειας θα αξιοποιήσουμε μία θερμοδυναμική σχέση μεταξύ πυκνότητας και πίεσης προκειμένου να κλείσει το σύστημα των παραπάνω εξισώσεων και να έχει λύση.

Συγεκριμένα, γνωρίζουμε πως η προσφορά θερμότητας (Q) σε ένα σύστημα συμβάλλει τόσο στην αύξηση της εσωτερικής ενέργειας (U) του συστήματος, όσο και στην παραγωγή έργου (PdV). Συνεπώς:

$$\delta Q = dU + PdV$$

Η εντροπί
αSτου συστήματος, σχετίζεται με τη μεταβολή της θερμότητ
ας και τη θερμοκρασίαTκαι ορίζεται ως εξής:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

Ορίζουμε τη θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση:

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_p = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p$$

Ορίζουμε τη σταθερά διαστολής του όγχου του μέσου:

$$\alpha = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T}$$

Δεδομένου ότι η μεταβολή στην πυχνότητα μπορεί να προχληθεί τόσο από την απότομη θέρμανση κατά τον αδρονικό καταιονισμό, όσο και από την μεταβολή στην πίεση, το ολικό διαφορικό της πυχνότητας θα εξαρτάται από την εντροπία και από την πίεση. Συγκεκριμένα:

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial p}|_{S}dp + \frac{\partial \rho}{\partial S}|_{p}dS$$
(5.2)

Για αντιστρεπτή ισόθερμη μεταβολή, το τμήμα της μεταβολής της πυκνότητας λόγω θέρμανσης, μπορεί να εκφραστεί χρησιμοποιώντας το ολικό διαφορικό της θερμότητας. Αυτό σαφώς δεν σημαίνει πως η μεταβολή είναι ισόθερμη αλλά ότι η θερμοκρασία μεταβάλλεται ελάχιστα σχετικά με τις υψηλές θερμοκρασίες που επικρατούν κατά την συγκεκριμένη κατάσταση.

Σύμφωνα με τον ορισμό της αδιαβατικής ταχύτητας του ήχου:

$$c_s^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho} \tag{5.3}$$

Αντικαθιστώντας στο ολικό διαφορικό της πυκνότητας, μπορούμε να εξάγουμε τη θερμοδυναμική σχέση που επικρατεί στο σύστημα, γεγονός που θα λύσει την εξίσωση 5.1:

$$d\rho = \frac{1}{c_s^2} dp + \frac{\partial \rho}{\partial V} \frac{\partial V}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial S} \frac{dQ}{T}$$
$$d\rho = \frac{1}{c_s^2} dp - \frac{m}{V^2} (\alpha V) \frac{T}{mc_p} \frac{dQ}{T}$$

όπου c_p η ειδική γραμμομοριακή θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση.

Τέλος κάνοντας τις πράξεις προκύπτει πως:

$$dp = c_s^2 d\rho + c_s^2 \frac{\alpha}{c_p} \frac{dQ}{V}$$
(5.4)

Η σημασία αυτής της σχέσης έγχειται στο γεγονός ότι χωρίζει την πίεση στο χυματικό-ακουστικό κομμάτι και στο κομμάτι της ενεργειακής εναπόθεσης κατά τον αδρονικό καταιονισμό με πυκνότητα ενεργειακής ε-ναπόθεσης $\epsilon \equiv \frac{Q}{V}$, πράγμα το οποίο απλουστεύει τη λύση της χυματικής εξίσωσης [32].

Ορίζουμε ως $dp_A = c_s^2 d\rho$ και $dp_I = c_s^2 \frac{\alpha}{c_p} \frac{dQ}{V}$. Θεωρούμε ως τανυστή Πίεσης $\Pi_{ij} = \Pi_{ij}^A + \Pi_{ij}^I$, όπου $\Pi_{ij}^A = p_A \delta_{ij}$ και $\Pi_{ij}^I = c_s^2 \frac{\alpha}{C_p} \epsilon \delta_{ij}$. Συνεπώς $\Pi_{ij} = p_A \delta_{ij} + \Pi_{ij}^I$. Παρατηρούμε πως και στις δύο περιπτώσεις έχουμε θεωρήσει αμελητέα την κίνηση του ρευστού με ταχύτητα u.

Αντικαθιστώντας στη Σχέση 5.1 και κάνοντας διαταραχή σε αυτη τη σχέση $(p = p' + p_0, \mu e p_0)$ την αδιατάρακτη υδροστατική πίεση του ρευστού, πριν τη διαταραχή) προκύπτει πως:

$$\vec{\nabla^2}p' - \frac{1}{c_s^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \Pi_{ij}^I}{\partial x_i \partial x_j} \tag{5.5}$$

Η εξίσωση αυτή έχει λύση [39]:

$$p(\vec{r},t) = \frac{1}{4\pi} \int_{V'} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r'}|} \frac{\partial^2 \Pi^I_{ij}(\vec{r'}, \vec{t'})}{\partial x_i \partial x_j} dV'$$
$$\simeq \frac{1}{4\pi c_s^2} \int_{V'} \frac{\delta_{ij} \cdot \ddot{\Pi}^I_{ij}(\vec{r'}, t')}{|\vec{r} - \vec{r'}|} dV'$$

Με τα τονούμενα να είναι υπολογισμένα στον καθυστερημένο χρόνο $t' = t - |\vec{r} - \vec{r'}|/c_s$. Η τελευταία σχέση προέκυψε από ολοκλήρωση κατά παράγοντες ενώ οι μη γραμμικοί όροι ως προς $|\vec{r} - \vec{r'}|$ έχουν παραληφθεί. Τέλος, αντικαθιστώντας και την έκφραση του τανυστή της Πίεσης για το κομμάτι της ενεργειακής εναπόθεσης (Π^I_{ij}), προκύπτει η λύση της κυματικής εξίσωσης 5.1:

$$p'(\vec{r},t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha}{c_p} \int_{V'} \frac{dV'}{|\vec{r} - \vec{r'}|} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \epsilon(\vec{r'},t')$$
(5.6)

Για απλοποίηση της ολοκλήρωσης, χωρίζουμε την ενεργειακή πυκνότητα σε ανεξάρτητο χωρικό και χρονικό κομμάτι, χρήσιμοποιώντας τη συνάρτηση Θ για να δηλώσουμε την ξαφνική χρονική ενεργειακή εναπόθεση σε χρόνο t_0 . Συνεπώς:

$$\epsilon(\vec{r},t) = \epsilon_{\vec{r}}(\vec{r})\Theta(t-t_0)$$

Με αποτέλεσμα η πρώτη χρονική παράγωγος της ενεργειακής πυκνότητας να γίνεται:

$$\frac{\partial}{\partial t}\epsilon(\vec{r},t) = \epsilon_{\vec{r}}(\vec{r})\delta(t-t_0)$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν στην εξίσωση 5.6 προκύπτει πως:

$$p'(\vec{r},t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha}{c_p} \int_{V'} \frac{dV'}{|\vec{r} - \vec{r'}|} \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_{\vec{r'}}(\vec{r'}) \delta(t' - t_0)$$
$$= \frac{c_s^2}{4\pi} \frac{\alpha}{c_p} \frac{\partial}{\partial R} \int_S \frac{dS'}{R|_{t_0}} \epsilon_{\vec{r'}}(\vec{r})$$
(5.7)

Από το τελευταίο επιφανειαχό ολοκλήρωμα θα πάρουμε τη διπολική μορφή του χύματος Πίεσης. Θεωρούμε πως η ενεργειαχή εναπόθεση από τον αδρονιχό καταιονισμό έχει χυλινδρική συμμετρία από την οποία εχτείνεται αχτινικά το χύμα Πίεσης. Η τοπολογία αυτή έχει τη μορφή ενός pancake. Θεωρούμε ως άξονα z τον άξονα της κατευθυντικότητας του αδρονιχού καταιονισμού, συνεπώς η ενεργειαχή εναπόθεση θα γίνεται με χυλινδριχή συμμετρία [35] γύρω από αυτόν το άξονα. Η κατανομή της ενεργειαχής πυχνότητας θεωρείται κατανομή Gauss [36] για το επίπεδο xy για ανεξάρτητες συντεταγμένες [32].

Συγκεκριμένα:

$$\epsilon_{\vec{r'}}(x,y,z) = \frac{E_0}{N_z (\sigma_\rho \sqrt{2\pi})^2} exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x^2 + y^2)}{\sigma_\rho^2}\right) f(z)$$

Θεωρώντας ως N_z τον παράγοντα κανονικοποίησης και ως σ_ρ την τυπική απόκλιση της κατανομής στο επίπεδο xy.

Για έναν παρατηρητή που βρίσκεται σε αρκετά μακρινή απόσταση x_0 από την αρχή των αξόνων και πάνω στον άξονα x, η επιφάνεια κύματος που θα οδεύει προς το μέρος του, μπορεί να θεωρηθεί κατά προσέγγιση επίπεδη στο επίπεδο yz. Συνεπώς το ολοκλήρωμα της Σχέσης 5.7 μπορεί να γραφτεί:

$$p'(x_0\hat{x},t) = \frac{c_s^2}{4\pi} \frac{\alpha}{c_p} \frac{\partial}{\partial R} \int_{yz} \frac{dy'dz'}{R|_{t_0}} \epsilon(x,y',z')$$
(5.8)

Θεωρώντας πως $x_0 >> \sigma_z$ και ορίζοντας πως $X = x_0 - x$ εμφανίζεται η διπολική έκφραση του παλμού πίεσης:

$$p'(x_0\hat{x},t) \simeq \frac{c_s^2}{a\pi} \frac{\alpha}{c_p} \frac{1}{x_0} \frac{E_0}{\sigma_\rho \sqrt{2\pi}} \frac{x}{\sigma_\rho^2} exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2}{\sigma_\rho^2}\right)$$
(5.9)

Συνοπτικά, το θερμοαχουστικό μοντέλο του Askariyan προσαρμοσμένο στον αδρονικό καταιονισμό που προκαλείται από την επίδραση νετρίνων των λεπτονίων με την ύλη, προτάσει το εξής: Ο αδρονικός καταιονισμός είναι μία ραγδαία δραστηριότητα η οποία εναποθέτει σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα ενέργεια στο νερό (μέσο). Η πυκνότητα αυτής της ενέργειας είναι μία κατανομή Gauss γύρω από την κυλινδρική συμμετρία του αδρονικού καταιονισμού. Η ενέργεια αυτή διαδίδεται με τη μορφή ενός ακουστικού κύματος στο μέσο.

Σύμφωνα με το θερμοαχουστικό μοντέλο [35], ο αδρονικός καταιονισμός φτάνει σε μήκος τα 5m ενώ ο κύλινδρος του αδρονικού καταιονισμού έχει ακτίνα μερικών cm. Το πεδίο Πίεσης έχει ένα χαρακτηριστικό σχήμα pancake το οποίο εκτείνεται σε ακτίνα τάξεως 1km κάθετα στον άξονα του αδρονικού καταιονισμού.



Σχήμα 23: Δημιουργία κυμάτων πίεσης από τον αδρονικό καταιονισμό του νετρίνου. Είναι ορατή η τοπολογία panacake των κυμάτων πίεσης, κάθετα στον άξονα δημιουργίας του αδρονικού καταιονισμού από το διερχόμενο νετρίνο. Εικόνα: Testing thermo-acoustic sound generation in water with proton and laser beams, Kay Graf, Universitat Erlangen-Nurnberg, International ARENA Workshop DESY, Zeuthen 17th-19th of May 2005.



Σχήμα 24: Τοπολογία pancake πεδίου πίεσης. Εικόνα: Fiber optic hydrophones for acoustic neutrino detection, Ernst-Jan Buis, TNO, Delft, the Netherlands, Detector Seminar, 17/2/2017, CERN.

5.4 Ο Νετρινικός Παλμός

Ο Νετρινικός Παλμός που προχύπτει από μία τέτοια διαδιχασία, σύμφωνα με τα παραπάνω, είναι ένας διπολιχός παλμός σε αχουστιχές συχνότητες με πλάτος τάξεως μεριχών mPa το οποίο εξαρτάται από την ισχύ του αδρονιχού χαταιονισμού χαι συνεπώς από την ενέργεια του νετρίνου στο οποίο οφείλεται ο αδρονιχός χαταιονισμός, από την ειδιχή θερμοχωρητιχότητα του μέσου, από την ταχύτητα του ήχου στο συγχεχριμένο μέσο χαι από τον συντελεστή θερμιχής διαστολής του μέσου. Η διάρχεια του παλμού είναι τάξεως ~ 100μsec . Οι συχνότητες του νετρινιχού παλμού εξαρτώνται από το εγχάρσιο μήχος εξάπλωσης του αδρονιχού χαταιονισμού $d \sim 5cm$, σύμφωνα με τη σχέση $f = c_s/2d$, χαι χυμαίνονται από 10kHz έως 30kHz.



Σχήμα 25: Αριστερά: Προσομοίωση Νετρινικού Παλμού για αρχική ενέργεια νετρίνου τάξεως ~ $10^{19} eV$ όπως παραμετροποιήθηκε από τρία διαφορετικά πειράματα. Δεξιά: Συχνότητες που αποδίδει ο συγκεκριμένος παλμός, για τα αντίστοιχα πειράματα. [40]

5.5 Δοκιμαστικές Πειραματικές Διατάξεις Ακουστικής Ανίχνευσης Νετρίνων

Οι δοχιμαστικές πειραματικές διατάξεις αχουστικής ανίχνευσης νετρίνων στοχεύουν, σε ένα πρώτο βήμα, στην ανίχνευση του νετρινικού παλμού από τον αδρονικό καταιονισμό του νετρίνου μετά από αλληλεπίδραση με το μέσο διάδοσης. Το μέσο διάδοσης είναι συνήθως θαλασσινό νερό ή πάγος. Οι ανιχνευτές του παλμού είναι τα υδρόφωνα (piezos) τα οποία, χάρη στο αρχετά μεγάλο μήκος εξασθένησης του κύματος πίεσης στο θαλασσινό νερό, μπορούν να τοποθετηθούν αρχετά αραιά με συνέπεια να μην απαιτείται μεγάλη πυκνότητα διάταξης. Συγκριτικά, λοιπόν, με την οπτική ανίχνευση νετρίνων, η ακουστική ανίχνευση μπορεί να ανιχνεύσει νετρίνα ενέργειας $10^{17} - 10^{20} eV$, απαιτεί μικρότερης πυκνότητας ανιχνευτικό όγκο και είναι συνεπώς οικονομικότερη. Σε ένα δεύτερο βήμα, τα πειράματα θα στοχεύσουν στην ανακατασκευή της τροχιάς του νετρίνου, αξιοποιώντας την τοπολογία pancake του πεδίου πίεσης που αφήνει ως αποτύπωμα ο αδρονικός καταιονισμός. Η τοπολογία pancake όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 24 είναι κάθετη στον άξονα κατεύθυνσης του νετρίνου.

Οι περισσότερες δοχιμαστικές τοποθετήσεις υδροφώνων έχουν γίνει ήδη από πειράματα που στοχεύουν στην οπτική ανίχνευση [41]. Συγκεκριμένα, ήδη από την εποχή λειτουργίας του DUMAND (1970s) είχαν τοποθετηθεί διατάξεις ακουστικής ανίχνευσης (SAUND), οι οποίες εγκαταλήφθησαν μαζί με το DU-MAND. Τώρα πια οι εγκαταστάσεις εξυπηρετούν στρατιωτικούς σκοπούς.

Το πρόγραμμα **SPATS** λαμβάνει χώρα στα πλαίσια του πειράματος Ice Cube. Σε βάθος 500m, εγκαταστάσεις ακουστικής ανίχνευσης λαμβάνουν μετρήσεις για τον θόρυβο στον πάγο της Ανταρκτικής από το 2007. Με αυτόν τον τρόπο, καθίσταται εφικτή η μελέτη των ακουστικών ιδιοτήτων του πάγου, όπως το μήκος απορρόφησης ενός ηχητικού κύματος ή η ταχύτητα του ήχου στον πάγο, ιδιότητες οι οποίες δεν έχουν μελετηθεί τόσο εκτεταμένα όσο στο νερό.

Επίσης, συστοιχία από υδρόφωνα, σε δομή τετραέδρου, έχει τοποθετηθεί και στη **λίμνη Βαϊκάλη**. Η τοποθέτηση έχει γίνει σε βάθος 150*m* ενώ τα υδρόφωνα ισαπέχουν μεταξύ τους. Ωστόσο, οι συνθήκες που επικρατούν στη λίμνη Βαϊκάλη δεν είναι οι ιδανικές για ακουστική ανίχνευση.

Το ACoRNE (Acoustic Cosmic Ray Neutrino Experiment) είναι επίσης ένα πρόγραμμα ακουστικής ανίχνευσης νετρίνων. Σε 230m βάθος, μεταξύ της Νήσου Skye και της ακτής της Σκωτίας έχουν τοποθετηθεί 8 υδρόφωνα τα οποία είναι διασκορπισμένα σε μήκος που φτάνει το 1.5km. Το AMADEUS (ANTARES Modules for the Acoustic Detection Under the Sea) είναι το πρώτο πρόγραμμα ακουστικής ανίχνευσης νετρίνων στην Μεσόγειο θάλασσα από το τηλεσκόπιο ANTARES.

Τέλος, όπως ήδη προαναφέρθηκε, το μέλλον του **KM3NeT** είναι η τοποθέτηση υδροφώνων που στοχεύουν στην ακουστική ανίχνευση των νετρίνων, στην περιοχή τοποθέτησης του οπτικού ανιχνευτή νετρίνων ARCA. Το πρόγραμμα περιλαμβάνει την τοποθέτηση υδροφώνων πάνω στα DOMs του πειράματος.

Παρά τις παραπάνω ακουστικές ανιχνευτικές διατάξεις, η ακουστική ανίχνευση νετρίνων είναι, ακόμα, ένα αντικείμενο έρευνας σε πρωταρχικό στάδιο. Τα παραπάνω πειράματα στοχεύουν κυρίως στην μελέτη του ακουστικού υποβάθρου της περιοχής που έχουν τοποθετηθεί τα υδρόφωνα και μετέπειτα στην ακουστική ανίχνευση του νετρινικού παλμού και σε ένα επόμενο βήμα στην ανακατασκευή της τροχιάς του νετρίνου και την εύρεση της κατευθυντικότητάς του. Το ακουστικό υπόβαθρο (θόρυβος) περιλαμβάνει κυρίως τον θόρυβο από το περιβάλλον της εγκατάστασης ενώ παράλληλα καθορίζει και την ισχύ του νετρινικού παλμού που μπορεί να βρεθεί. Στον θόρυβο περιλαμβάνονται κυρίως τα κύματα και ο άνεμος τα οποία καθορίζονται από τις καιρικές συνθήκες.



Σχήμα 26: Χάρτης πειραμάτων Ακουστικής Ανίχνευσης Νετρίνων. Τα σημειωμένα με (M) είναι τα πειράματα τα οποία αξιοποιούνται πια για στρατιωτικούς σκοπούς. Εικόνα: Acoustic Detection of Neutrinos: Review and Future Potential, Robert Lahmann, ICHEP 2014, Valencia, July 05, 2014.

Το βασικό πρόβλημα, ωστόσο, για την εύρεση του νετρινικού παλμού, είναι η ύπαρξη περιβαλλοντικών αλλά και ανθρωπογενών θορύβων στην ευρύτερη περιοχή των συχνοτήτων του νετρινικού παλμού, καθώς και η σχετική ένταση του θορύβου σε σχέση με το σήμα του νετρίνου. Σε αυτό το είδος θορύβου συγκαταλλέγονται οι ήχοι από τα θαλάσσια θηλαστικά καθώς και οι ήχοι από την ανθρώπινη δραστηριότητα στη θάλασσα, όπως τα πλοία [41]. Για τον διαχωρισμό των τελευταίων παλμών από τους παλμούς των νετρίνων αξιοποιούνται αυτοεκπαιδευόμενοι αλγόριθμοι Machine Learning.

6 Ανίχνευση Υποψήφιου Νετρινικού Παλμού με τη χρήση Μετασχηματισμού Wavelet

Η ανίχνευση του σύντομου και ξαφνικού νετρινικού παλμού στα πλαίσια του θορύβου της θάλασσας, που οφείλεται στις παραμέτρους που αναφέρθηκαν παραπάνω, αποτελεί ένα μέρος του αντικείμενου αυτής της εργασίας. Όπως φανερώνεται από τη σχέση 5.9 το πλάτος του νετρινικού παλμού εξαρτάται από την ταχύτητα του ήχου στο μέσο διάδοσης (c_s) , από την ειδική θερμοχωρητικότητα (c_p) , από τη σταθερά διαστολής του όγκου του μέσου (α) και σαφώς από την ενέργεια του αδρονικού καταιονισμού E_0 . Ωστόσο, μέσα στα πλαίσια του θορύβου της θάλασσας ο νετρινικός παλμός είναι πιθανό να υπερκαλυφθεί.

Σχοπός αυτής της εργασίας είναι η εύρεση μίας μεθόδου που θα χατατάσσει, σε σύντομο χρονικό διάστημα, καταγεγραμμένα ηχητικά δεδομένα συγκεχριμένης διάρκειας ως υποψήφια να περιέχουν ή όχι νετρινικό παλμό.

Σε ένα πρώτο βήμα, θα προσομοιάσουμε τον νετρινικό παλμό με μία διπολική μορφή η οποία θα αποδίδει σε ακουστικές συχνότητες. Συγκεκριμένα:

$$y(t) = -Ate^{-Bt^2}$$

Το A είναι μία παράμετρος η οποία θα καθορίζει το αδιάστατο πλάτος του παλμού ενώ το B είναι μία χρονική παράμετρος η οποία θα καθορίζει και τη συχνότητα του παλμού ενώ παράλληλα θα επηρεάζει και το πλάτος του παλμού. Η ιδέα είναι η κατασκευή ενός παλμού ο οποίος θα προσαρτηθεί σε ηχητικά δεδομένα θαλάσσιου θορύβου και στην πορεία θα ανιχνευτεί. Το πλάτος του παλμού, το οποίο εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του μέσου και την ενέργεια του αδρονικού καταιονισμού, θα είναι για τη συγκεκριμένη μελέτη, ένα ποσοστό του μέγιστου πλάτους των δεδομένων θορύβου της χρονικής περιοχής στην οποία τοποθετήθηκε ο παλμός. Αυτό έχει ως σκοπό την εύρεση του μικρότερου δυνατού πλάτους του ακουστικού διπολικού παλμού συγκριτικά με το σήμα υποβάθρου που θα μπορούσε να αξιολογηθεί ως νετρινικός παλμός.

Τα δεδομένα θαλάσσιου θορύβου λήφθησαν από υδρόφωνα με συχνότητα δειγματοληψίας $F_s = 144000 Hz$ τα οποία τοποθετήθηκαν στη θαλάσσια περιοχή της Πύλου, σε βάθος 900m. Τα δεδομένα αυτά, τα οποία ήταν συνεχής διάρκειας δύο ωρών, κόπηκαν σε αρχεία ήχου των 5msec δηλαδή 2 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερης χρονικής διάρκειας από τον νετρινικό παλμό.

Για την υπολογιστική κατασκευή του νετρινικού παλμού, απαιτείται ο προσδιορισμός των παραμέτρων A,B. Επιλέγοντας $A\simeq 1.188\cdot 10^4$ και $B\simeq$

 $7.78 \cdot 10^9 Hz^2$ από προσομοίωση από τη βιβλιογραφική αναφορά [42] προκύπτει νετρινικός παλμός διάρκειας $50 \mu sec$ ο οποίος αποδίδει τα μέγιστα σε ακουστικές συχνότητες (περίπου 20000 Hz) όπως φαίνεται και στο Σχήμα 27.



Σχήμα 27: Προσομοιωμένος Αχουστικός Νετρινικός Παλμός. Στο άνω διάγραμμα παρουσιάζεται ο προσομοιωμένος παλμός χρονικής διάρχειας $50 \mu sec$ με σημεία δειγματοληψίας συχνότητας όση αυτής των υδροφώνων ($F_s = 144000 Hz$). Στο χάτω διάγραμμα παρουσιάζαται το φάσμα του παλμού με μέγιστη εχπομπή σε αχουστικές συχνότητες.

Ο συγκεκριμένος παλμός, τοποθετείται σε τυχαία χρονική στιγμή στα ηχητικά αρχεία θορύβου ενώ το πλάτος του καθορίζεται ως ένα ποσοστό του μεγίστου πλάτους του θορύβου στη χρονική περιοχή της τοποθέτησης. Σκοπός, σε ένα πρώτο βήμα, είναι ο εντοπισμός του ξαφνικού αυτού διπολικού γεγονότος για ένα συγκεκριμένο υπόβαθρο, συνεπώς θα στραφούμε στη φασματική ανάλυση του σήματος.

Μία πρώτη προσέγγιση φασματικής ανάλυσης, είναι με τη χρήση του μετασχηματισμού Fourier. Ωστόσο, ο μετασχηματισμός Fourier δεν είναι αποδοτικός για ξαφνικά σήματα ενδιαφέροντος μικρής χρονικής διάρκειας και μικρού πλάτους. Τέτοιου είδους σήματα χάνονται κατά τη χρήση του μετασχηματισμού και δεν φανερώνεται η συχνότητα ενδιαφέροντος κατά τον μετασχηματισμό.

6.1 Μετασχηματισμός Wavelet

Η διάχριση του τοποθετημένου ξαφνιχού διπολιχού παλμού από τον θόρυβο θα γίνει με τη χρήση μετασχηματισμού Wavelet. Ο μετασχηματισμός Wavelet είναι μετασχηματισμός μεταξύ χρόνου και συχνότητας ο οποίος στοχεύει στην χρονικά εντοπισμένη εύρεση συχνοτήτων ενδιαφέροντος. Οι συχνότητες ενδιαφέροντος μπορεί να έχουν προέλθει από ξαφνικά, σύντομης διάρκειας και μικρής ενέργειας γεγονότα τα οποία θα αγνοούνταν κατά τον μετασχηματισμό Fourier.

Σύμφωνα με τον μετασχηματισμό, το εκάστοτε σήμα αναπτύσσεται σε μία βάση συναρτήσεων του χώρου Hilbert διαφορετική από την βάση ημιτόνων και συνημιτόνων που χρησιμοποιούνται κατά τον μετασχηματισμό Fourier. Η βάση αυτή αποτελείται από παραλλαγές ενός μητρικού κυματιδίου συγκεκριμένης μορφής και συγκεκριμένης συχνότητας. Οι παραλλαγές του κυματιδίου αυτού, αφορούν παραμορφώσεις του στον οριζόντιο άξονα ή μεταθέσεις του στον οριζόντιο άξονα. Η κάθε παραλλαγή του μητρικού κυματιδίου αντιστοιχεί σε μία επίσης παραλλαγμένη συχνότητα της μητρικής συχότητας κατά τον μετασχηματισμό Fourier.

Συγκεκριμένα, θεωρώντας ως $\Psi(t)$ το μητρικό wavelet το οποίο αντιστοιχεί σε μία συχνότητα F_M , οι παραλλαγές του κυματιδίου ορίζονται ως [43]:

$$\psi_{s,\tau}(t) = \frac{1}{\sqrt{s}} \Psi\left(\frac{t-\tau}{s}\right) \tag{6.1}$$

Όπου s είναι η παράμετρος παραμόρφωσης του χυματιδίου στον οριζόντιο άξονα ενώ τ η πάραμετρος μετάθεσης του wavelet στον οριζόντιο άξονα. Θεωρώντας τον χρόνο ως ποσότητα του οριζόντιου άξονα, το s αναπαριστά την χρονική διάρχεια του wavelet, ενώ το τ την χρονική μετάθεσή του. Η παράμετρος s χαθορίζει και τη χαραχτηριστική συχνότητα των παραλλαγών, η οποία στηρίζεται στην χαραχτηριστική συχνότητα του μητρικού wavelet, σύμφωνα με τη σχέση:

$$F_s = \frac{F_M}{s} \tag{6.2}$$

Οι παραλλαγές του μητρικού wavelet της εξίσωσης 6.1 είναι τετραγωνικά ολοκληρώσιμες συναρτήσεις, με μέση τιμή ίση με το μηδέν και αποτελούν βάση στον χώρο Hilbert, τον χώρο των τετραγωνικά ολοκληρώσιμων συναρτήσεων.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left| \psi_{s,\tau}(t) \right|^2 dt < \infty$$

Συνεπώς, σύμφωνα με τη συναρτησιαχή ανάλυση, χάθε συνάρτηση y(t) μπορεί να γραφτεί ως γραμμιχός συνδυασμός των συναρτήσεων-βάση στον χώρο των τετραγωνιχά ολοχληρώσιμων συναρτήσεων. Η συνεισφορά του εχάστοτε χυματιδίου στη δημιουργία του παλμού θα δίνεται από του Συντελεστές Συσχέτισης που ορίζονται ως το εσωτεριχό γινόμενο της συνάρτησης y(t) με τα χυματίδια βάσεις. Συγχεχριμένα:

$$C(s,\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} y(t) \frac{1}{\sqrt{s}} \Psi\left(\frac{t-\tau}{s}\right) dt$$
(6.3)

6.1.1 Εφαρμογή του Μετασχηματισμού

Σύμφωνα με τα παραπάνω, το σήμα αναλύεται κατά χρονικά παράθυρα, το εύρος των οποίων εξαρτάται από την παραλλαγή του μητρικού wavelet. Κατά αυτόν τον τρόπο, χρησιμοποιούνται μεγάλα χρονικά παράθυρα όπου απαιτείται ακρίβεια σε πληροφορίες χαμηλής συχνότητας και μικρά χρονικά παράθυρα όπου απαιτείται ακριβεια σε πληροφορίες χαμηλής συχνότητας [44].

Ωστόσο, σύμφωνα με την Αρχή της Απροσδιοριστίας παρατηρούμε πως κατά τη χρήση σύντομων παραλλαγών του μητρικού wavelet έχουμε μεγαλύτερη αβεβαιότητα στη συχνότητα που αντιστοιχεί η συγκεκριμένη παραλλαγή. Αντιθέτως για παραλλαγές μεγαλύτερης χρονικής διάρκειας έχουμε μεγαλύτερη ακρίβεια στη συχνότητα όπως γίνεται αντιληπτό και από το Σχήμα 28.



Σχήμα 28: Διάγραμμα συχνότητας χρόνου κατά τον μετασχηματισμό Wavelet. Παρατηρούμε την παραθυρική τεχνική κατά την οποία χρησιμοποιούνται μεγάλα χρονικά παράθυρα για ακρίβεια στις χαμηλές συχνότητες και μικρά χρονικά παράθυρα για ακρίβεια στις υψηλές συχνότητες. Στο διάγραμμα είναι ορατή η Αρχή της Απροσδιοριστίας κατά τη συγκεκριμενοποίηση του χρόνου ή της συχνότητας. Η διαδικασία η οποία ακολουθείται κατά το μετασχηματισμό είναι η εξής: Λαμβάνουμε ένα κυματίδιο παραλλαγή, με μικρή χρονική διάρκεια και με συγκεκριμένη ισοδύναμη συχνότητα, το οποίο στοχεύει στην ανακάλυψη γεγονότων υψηλής συχνότητας. Το μεταθέτουμε στον χρόνο μέχρι να καλυφθεί χρονικά όλο το σήμα και καταγράφουμε τον συντελεστή συσχέτισης για κάθε χρονική μετάθεση. Στην πορεία λαμβάνουμε μία διαφορετική παραλλαγή του μητρικού κυματιδίου, χρονικά μεγαλύτερη, η οποία στοχεύει στην ανίχνευση γεγονότων χαμηλότερης συχνότητας και επαναλαμβάνουμε τα παραπάνω βήματα.

Προγραμματιστικά, δεν είναι δυνατόν να πάρουμε ένα πλήρες ανάπτυγμα στη βάση των κυματιδίων-παραλλαγών. Συνεπώς επιλέγουμε συγκεκριμένο εύρος κυματιδίων παραλλαγών, με ισοδύναμες συχνότητες, παρόμοιες με τη συχνότητα του γεγονότος που επιθυμούμε να εντοπίσουμε (ακουστικές συχνότητες).

Τα είδη των wavelets ποιχίλουν ανάλογα την χυματομορφή που θέλουμε να εντοπίσουμε. Κατά αυτόν τον τρόπο, υπάρχουν οιχογένειες wavelets οι οποίες παρουσιάζονται στο Σχήμα 29.



Σχήμα 29: Οικογένειες Wavelets. Παρουσιάζονται τα μητρικά κυματίδια. Το κάθε μητρικό κυματίδιο έχει τις αντίστοιχες παραλλαγές του [45].

6.2 Εφαρμογή Μετασχηματισμού Wavelet σε πραγματικά δεδομένα ήχου

Τα δεδομένα από τα υδρόφωνα της Πύλου, κόπηκαν σε αρχεία ήχου χρονικής διάρκειας μεγαλύτερης των 50μsec, και συγκεκριμένα 5msec, γεγονός που θα αξιοποιηθεί στη μετέπειτα ταχεία κατάταξή του ως υποψήφια να περιέχουν ή

όχι παλμό. Σε αυτά τα αρχεία, χρησιμοποιώντας μέθοδο Monte Carlo, προσαρτήθηκε, σε τυχαία χρονική στιγμή, το χρονικό κέντρο του νετρινικού παλμού του Σχήματος 27. Η τυχαιότητα της χρονικής στιγμής, στην οποία τοποθετείται το χρονικό κέντρο του παλμού, περιορίζεται από το γεγονός ότι θέλουμε ολόκληρος ο νετρινικός παλμός να συμπεριλαμβάνεται στα αρχεία ήχου. Το πλάτος του νετρινικού παλμού, το οποίο είναι ένα μέτρο της ενέργειας του νετρίνου, καθορίζεται ως ένα ποσοστό του μέγιστου σήματος υποβάθρου κατά την χρονική περιοχή που τοποθετείται ο παλμός. Κατά αυτόν τον τρόπο, όπως προαναφέρθηκε, στοχεύουμε να διαπιστώσουμε την ευαισθησία του μετασχηματισμού Wavelet στον εντοπισμό του παλμού συγχριτικά με το σήμα υποβάθρου. Χάρη στη μορφή του νετρινικού παλμού το μητρικό wavelet που χρησιμοποιείται είναι το Γκαουσιανό, συχνότητας $F_M = 28800 Hz$, ενώ αξιοποιούμε τις πρώτες οκτώ (8) παραλλαγές του με ισοδύναμες ακουστικές συγνότητες. Οι ισοδύναμες συχνότητες των παραλλαγών είναι οι $F_M = 28800 Hz, \ F1 =$ $14400Hz, F_2 = 9600Hz, F_3 = 7200Hz, F_4 = 5760Hz, F_5 = 4800Hz,$ $F_6 = 4114.29Hz, F_7 = 3600Hz$ xai $F_8 = 3200Hz$.

Ο κώδικας που χρησιμοποιήθηκε έγινε σε γλώσσα προγραμματισμού Python και παρουσιάζεται στο Α΄ Παράρτημα. Η επιστροφή του Κώδικα είναι ένας πίνακας με Συντελεστές Συσχέτισης για συχνότητα δειγματοληψίας του προγράμματος που έχει οριστεί από τον χρήστη και συγκεκριμένα είναι ίση με τη συχνότητα δειγματοληψίας των υδροφώνων. Συνεπώς για κάθε χρονική στιγμή δειγματοληψίας, και για κάθε συχνότητα παίρνουμε έναν συντελεστή συσχέτισης του σήματος με το κυματίδιο ή με τμήμα του κυματιδίου για τις χαμηλές συχνότητες.

Τα δεδομένα ανίχνευσης του παλμού παρουσιάζονται στα παρακάτω φάσματα. Συγκεκριμένα:

Στο Σχήμα 30 είναι ορατή η ύπαρξη του διπολικού παλμού συγκριτικά με το σήμα υποβάθρου, όταν ο διπολικός παλμός έχει πλάτος το 1/10 του σήματος υποβάθρου¹. Οι συντελεστές συσχέτισης είναι υψηλοί στις ακουστικές συχνότητες κοντά στη συχνότητα του τοποθετημένου παλμού. Σε αυτό συμβάλλει το σχετικά μεγάλο πλάτος του παλμού.

Στην πορεία, στο Σχήμα 31, μειώνουμε το πλάτος του διπολικού παλμού, συγκριτικά με το σήμα υποβάθρου και παρατηρούμε, στο πρώτο διάγραμμα, πως ο μετασχηματισμός Wavelet συνεχίζει να εντοπίζει την περιοχή της σύντομης

¹Δεν θα πρέπει να θεωρούμε το σήμα υποβάθρου ως ένα μέτρο της υποθαλάσσιας πίεσης αλλά ως ένα μέτρο μεταβολής της θαλάσσιας πίεσης, δηλαδή ως ένα μέτρο διαταραχής. Σύμφωνα με αυτό το μέτρο της διαταραχής ορίζουμε το πλάτος του διπολιχού παλμού.

διαταραχής. Τέλος, στο δεύτερο διάγραμμα του Σχήματος 31, για συγκριτικά μικρό πλάτος του παλμού σε σχέση με το υπόβαθρο, ο μετασχηματισμός δεν είναι σε θέση να ανιχνεύσει τον παλμό.



Σχήμα 30: Απεικόνιση Φάσματος Συντελεστών Wavelet για παλμό πλάτους 10% του υποβάθρου στη χρονική περιοχή τοποθέτησης. Το μέσο του νετρινικού παλμού τοποθετήθηκε τη χρονική στιγμή t = 0.000382sec. Στο διάγγραμα γίνονται εμφανείς οι μεγάλοι συνελεστές συσχέτισης του σήματος με το wavelet για ακουστικές συχνότητες κοντά στη συχνότητα του τοποθετημένου παλμού.



Σχήμα 31: Απεικόνιση Φάσματος Συντελεστών Wavelet για παλμό πλάτους 5% του υποβάθρου στη χρονική περιοχή τοποθέτησης (πρώτο διάγραμμα) και 1% του υποβάθρου στη χρονική περιοχή τοποθέτησης (δεύτερο διάγραμμα). Το μέσο του νετρινικού παλμού τοποθετήθηκε τη χρονική στιγμή t = 0.002938sec στο πρώτο διάγραμμα και την t = 0.000660sec στο δεύτερο. Στο πρώτο διάγραμμα γίνονται εμφανείς οι μεγάλοι συνελεστές συσχέτισης του σήματος με το wavelet για ακουστικές συχνότητες κοντά στη συχνότητα του διπολικού παλμού ενώ στο δεύτερο διάγραμμα δεν είναι εμφανής η ύπαρξη του νετρίνου χάρη στο μικρό πλάτος του διπολικού παλμού και στην ανάπτυξη μικρών συντελεστών συσχέτισης.

Έχοντας τον μετασχηματισμό Wavelet ως εργαλείο αποθορυβοποίησης του σήματος και εντοπισμού ενός ακουστικού διπολικού παλμού εντός θορύβου, με πλάτος ένα ποσοστό του θορύβου, μπορούμε να προβούμε στο επόμενο βήμα αυτής της εργασίας.

Το επόμενο βήμα και κύριο μέρος της εργασίας, είναι ταχεία πρώτη αξιολόγηση ηχητικών δεδομένων ως υποψήφια ή όχι να περιέχουν νετρινικό παλμό. Η διαδικασία αυτή θα γίνει προγραμματιστικά με την κατασκευή και χρήση ενός Νευρωνικού Δικτύου, δηλαδή ενός αλγορίθμου που αυτοεκπαιδεύεται για να εκτελεί μία συγκεκριμένη διαδικασία. Στη συγκεκριμένη προσπάθεια, ο αλγόριθμος θα προσπαθεί, μέσω μη γραμμικών συναρτήσεων, να κατατάσσει τα δεδομένα ήχου ως υποψήφια ή όχι στο να περιέχουν παλμό.

7 Κατασκευή Νευρωνικού Δικτύου για την ταχεία κατάταξη Ηχητικών Δεδομένων ως υποψήφια ή όχι να περιέχουν Νετρινικό Παλμό

Σκοπός αυτής της εργασίας είναι η κατασκευή ενός Νευρωνικού Δικτύου για την ταχεία κατάταξη Ηχητικών Δεδομένων που λαμβάνονται από υδρόφωνα ως υποψήφια ή όχι να περιέχουν Νετρινικό Παλμό. Ο παλμός αυτός θα έχει προκύψει από τον ισχυρό αδρονικό καταιονισμό που αφήνουν οι αλληλεπιδράσεις Φορτισμένου και Ουδετέρου Ρεύματος των νετρίνων με την ύλη.

7.1 Νευρωνικά Δ ίκτυα

Τα Νευρωνικά Δίκτυα είναι μία κατηγορία μεθόδου Εκμάθησης Μηχανών (Machine Learning). Είναι ουσιαστικά αλγόριθμοι οι οποίοι αυτοεκπαιδεύονται με σκοπό τη διετέλεση μίας διεργασίας. Η νοοτροπία των συγκεκριμένων αλγορίθμων στηρίζεται στην αρχή λειτουργίας των νευρώνων του ανθρώπινου εγκεφάλου από τη στιγμή λήψης των διαφόρων ερεθισμάτων-παραμέτρων για ένα ζήτημα ως τη στιγμή της αξιολόγησης αυτών ως σημαντικές ή λιγότερο σημαντικές για τη λήψη μίας απόφασης.

Το πρώτο Νευρωνικό Δίκτυο ήταν το Perceptron, το οποίο αναπαριστάται στο Σχήμα 32. Η αρχή λειτουργίας του στηρίζεται στην απόδοση συγκεκριμένων συντελεστών βαρύτητας σε πιθανές παραμέτρους που επηρεάζουν ένα ζήτημα. Συνεπώς αν οι παράμετροι χαρακτηρίζονται ως x_i και στην κάθε παράμετρο αποδίδεται ένας συντελεστής βαρύτητας w_i τότε το Perceptron υπολογίζοντας την ποσότητα $\sum w_i x_i$ προβαίνει στην λήψη μίας απόφασης αν η παραπάνω ποσότητα είναι μεγαλύτερη από μία κρίσιμη τιμή ή μίας άλλης απόφασης αν η συγκεκριμένη ποσότητα είναι μικρότερη από αυτή την τιμή.

Τα Νευρωνικά Δίκτυα που χρησιμοποιούνται στα σύγχρονα προβλήματα είναι μία εξέλιξη αλλά και ένας συνδυασμός από Perceptrons που έχει σκοπό την αναγωγή του αρχικού προβλήματος πολλών παραμέτρων σε άλλα απλούστερα και σε άλλα ακόμη πιο απλά και τελικά στη λήψη μίας απόφασης. Συνεπώς τα σύγχρονα Νευρωνικά Δίκτυα αποτελούνται από πολλά κέντρα λήψης αποφάσεων, τους Νευρώνες, οι οποίοι ωστόσο μετέχουν σε μία πολυεπίπεδη ανάλυση (Layers).

Όπως παρατηρούμε στο Σχήμα 33, το Νευρωνικό Δίκτυο αποτελείται από



Σχήμα 32: Το Νευρωνικό Δίκτυο Perceptron [46].



Σχήμα 33: Σύγχρονο Νευρωνικό Δίκτυο. Διακρίνονται τα κέντρα επεξεργασίας των δεδομένων εισόδου (Νευρώνες) καθώς και η πολυεπίπεδη αξιολόγηση τους (Layers) [46].

κάποια δεδομένα εισόδου τα οποία αποτελούν τις βασικές παραμέτρους, που έχουμε εμείς επιλέξει, για τη λήψη μίας απόφασης ή για την πραγματοποίηση μίας κατάταξης. Στα δεδομένα αυτά, αποδίδονται συντελεστές βαρύτητας, και στη συνέχεια τα δεδομένα επεξεργάζονται στους νευρώνες και μέσω μη γραμμικών συναρτήσεων μετατρέπονται σε πιθανότητα να ισχύει κάποιο ενδεχόμενο. Μέσω αυτής της διαδικασίας οι αρχικές παράμετροι έχουν μετατραπεί σε δεδομένα εξόδου 0 ή 1 δηλαδή έχουν αξιολογηθεί πως κατατάσσονται σε μία πρώτη ή σε μία άλλη ομάδα.

Συγκεκριμένα, θεωρώντας ως δεδομένα εισόδου τα x_j , στο κάθε δεδομένο εισόδου αποδίδεται ένας συντελεστής βαρύτητας για τον κάθε Νευρώνα επεξεργασίας w_{ij} του πρώτου επιπέδου (Layer). Συνεπώς, ο κάθε νευρώνας iτου πρώτου επιπέδου δέχεται μία ποσότητα $\sum w_{ij}x_j$ ενώ παράλληλα αποδίδει και μία σταθερή τιμή b_i στο άθροισμα στην προσπάθεια γραμμικοποίησης του προβλήματος. Ο κάθε Νευρώνας του πρώτου επιπέδου, λοιπόν, δέχεται την ποσότητα $z_i = \sum w_{ij}x_j + b_i$ [47]. Η ποσότητα αυτή επεξεργάζεται στον Νευρώνα μέσω κάποιας μη γραμμικής συνάρτησης και εξέρχεται ένα συγκεκριμένο αποτέλεσμα που θα αποτελέσει ένα δεδομένο εισόδου για έναν Νευρώνα του επόμενου επιπέδου.

Η μη γραμμική συνάρτηση που αξιοποιείται συχνά και αξιοποιήθηκε από τη συγκεκριμένη εργασία, είναι η στατιστική σιγμοειδής συνάρτηση $f(z) = \frac{1}{1+e^{-z}}$. Η στατιστική σιγμοειδής συνάρτηση, αξιολογεί αν το όρισμά της αποδίδει τιμές πιο κοντά στον μηδέν ή στη μονάδα διαμορφώνοντας έτσι μία πιθανότητα.



Σχήμα 34: Η Σιγμοειδής Συνάρτηση των Νευρώνων ενός Νευρωνικού Δικτύου. Ο κάθε Νευρώνας δέχεται την ποσότητα $z_i = \sum w_{ij}x_j + b_i$ και την αποδίδει ως όρισμα στη Σιγμοειδή για τη μετατροπή του ορίσματος σε πιθανότητα. Η τιμή της Σιγμοειδούς για το συγκεκριμένο όρισμα ενός Νευρώνα αποτελεί μία είσοδο για έναν Νευρώνα του επόμενου επιπέδου. Εικόνα: [48].

Συνεπώς, μέσα απο διαδοχικές γραμμικοποιήσεις και απογραμμικοποιήσεις των παραμέτρων του προβλήματος το νευρωνικό δίκτυο στοχεύει να αναπαραστήσει τη σωστή λογική δομή ενός προβλήματος προκειμένου να εξάγει ένα λογικό αποτέλεσμα.

7.1.1 Διαδικασία Μάθησης Νευρωνικού Δικτύου

Η κατασκευή ενός Νευρωνικού Δικτύου στοχεύει στην εξαγωγή λογικών συμπερασμάτων χωρίς την ανθρώπινη βοήθεια. Συνεπώς κάθε Νευρωνικό Δίκτυο πρέπει να εκπαιδευτεί κατάλληλα πριν προβεί μόνο του στην εξαγωγή συμπερασμάτων. Η διαδικασία εκπαίδευσης του Νευρωνικού Δικτύου έγκειται στην εύρεση των «κατάλληλων» παραγόντων γραμμικότητας για κάθε νευρώνα και για κάθε επίπεδο, δηλαδή στην εύρεση των κατάλληλων w_{ij} και b_i για κάθε Νευρώνα του κάθε επιπέδου.

Η διαδικασία εκπαίδευσης ενός Νευρωνικού Δικτύου, λαμβάνει χώρα δίνοντας στο δίκτυο πολλά δεδομένα με γνωστή έξοδο προκειμένου να εκπαιδευτεί (Training Set). Με αυτά τα δεδομένα, το Νευρωνικό Δίκτυο, μέσω ενός αλγορίθμου «προς τα πίσω διάδοσης» (Back Propagation) πηγαίνει και αναπροσαρμόζει τους συντελεστές βαρύτητας προκειμένου να επιτευχθεί η επιθυμητή έξοδος του προγράμματος, η οποία είναι γνωστή και σύμφωνα με την οποία γίνεται η εκπαίδευση.

Η ικανοποιητική εκπαίδευση ενός Νευρωνικού Δικτύου επιτυγχάνεται μέσω του μεγάλου αριθμού των δεδομένων εκπαίδευσης και μέσω των ιδανικών επαναλήψεων εκπαίδευσης. Ένα ικανοποιητικά εκπαιδευμένο Νευρωνικό Δίκτυο θεωρείται το Νευρωνικό Δίκτυο που η αναπροσαρμογή των συντελεστών βαρύτητας έχει γίνει με τέτοιο τρόπο, μέσω των δεδομένων εκπαίδευσης, ώστε να μπορεί να γενικεύει και να βρίσκει το επιθυμητό αποτέλεσμα σε εντελώς άγνωστα δεδομένα. Συνεπώς ένα μεγάλο πλήθος επαναλήψεων μάθησης των δεδομένων εκπαίδευσης, θα μπορούσε να οδηγήσει στην τέλεια εκμάθηση αυτών των δεδομένων και στη μη ικανότητα γενίκευσης σε άγνωστα δεδομένω κατάσταση αυτή ονομάζεται Overfitting. Για την αποφυγή της παραπάνω κατάστασης, στην εκάστοτε επανάληψη της εκπαίδευσης του Νευρωνικού Δικτύου σε εντελώς άγνωστα δεδομένα. Κατά αυτόν τον τρόπο κατασκευάζουμε την καμπύλη εκπαίδευσης του Νευρωνικού Δικτύου η οποία θα φανερώσει αν έχει υπάρξει κατάσταση Οverfitting ή όχι όπως φανερώνεται στο Σχήμα 35.



Σχήμα 35: Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου. Η Καμπύλη αυτή αξιοποιείται για την αποφυγή της κατάστασης Overfitting. Ο οριζόντιος άξονας αναπαριστά τις φορές εκπαίδευσης ενώ ο κατακόρυφος τον λόγο επιτυχίας που ορίζεται ως τα δεδομένα που κατάφερε να εξάγει λογικό συμπέρασμα προς το σύνολο των δεδομένων. Όταν η καμπύλη επιτυχίας των άγνωστων δεδομένων (μπλε καμπύλη) όχι μόνο δεν βελτιώνεται αλλά αρχίζει να αποκλίνει σημαντικά, τότε ξεκινάει το Overfitting. Το Νευρωνικό Δίκτυο δηλαδή, αναπροσάρμοσε ιδανικά τους συντελεστές βαρύτητας πάνω στα δεδομένα εκπαίδευσης, χωρίς να μπορεί να κάνει γενίκευση και να προβλέπει σωστά τα άγνωστα δεδομένα. Εικόνα: https://deeplearning4j.org/docs/latest/deeplearning4j-nnearly-stopping.

7.2 Νευρωνικό Δίκτυο για ανίχνευση Διπολικού Νετρινικού Παλμού

Αξιοποιώντας το θεωρητικό υπόβαθρο για τα Νευρωνικά Δίκτυα, θα κατασκευάσουμε σε γλώσσα προγραμματισμού Python, με τη βοήθεια του πακέτου Keras ένα Νευρωνικό Δίκτυο, το οποίο, μέσω της κατάλληλης εκπαίδευσης και των κατάλληλων δεδομένων εισόδου, θα ανιχνεύει την ύπαρξη ή όχι διπολικού παλμού από ηχητικά δεδομένα, κατατάσσοντάς τα ως υποψήφια ή όχι να περιέχουν νετρινικό παλμό.

Τα δεδομένα εισόδου του Νευρωνικού Δικτύου, από τα οποία θα κριθεί η ύπαρξη ή όχι διπολικού παλμού είναι η διαφορά του μέγιστου από τον ελάχιστο συντελεστή συσχέτισης για την καθε συχνότητα που πήρε μέρος κατά τον μετασχηματισμό Wavelet των αρχείων ήχου που αναφέρθηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο.

Το Νευρωνικό Δίκτυο που κατασκευάστηκε για την παραπάνω διαδικασία

αποτελείται από 9 δεδομένα εισόδου, όσες δηλαδή και οι χαρακτηριστικές συχνότητες των κυματιδίων παραλλαγών που αξιοποιήθηκαν κατά τον μετασχηματισμό Wavelet των δεδομένων ήχου. Η επεξεργασία αυτών των δεδομένων γίνεται μέσω της σιγμοειδούς συνάρτησης σε 10 Νευρώνες ενός Layer τα αποτελέσματα των οποίων επεξεργάζονται πάλι μέσω της σιγμοειδούς συνάρτησης και παράγεται το Output. Ο σκοπός του Νευρωνικού Δικτύου είναι η δυαδική κατάταξη, συνεπώς, όταν το Output, που είναι το αποτέλεσμα της σιγμοειδούς, είναι κάτω από την τιμή 0.5 τότε θεωρείται ότι το αρχείο ήχου δεν περιέχει παλμό ενώ όταν είναι πάνω από 0.5 τότε θεωρείται πως περιέχει παλμό.

Η διαδιχασία εχπαίδευσης του Νευρωνιχού Διχτύου έγινε από γνωστά δεδομένα με γνωστό Output, 0 αν δεν περιέχουν παλμό χαι 1 αν περιέχουν. Ένας επιπλέον σχοπός του Νευρωνιχού Διχτύου είναι η διαπίστωση της ευαισθησίας του για διάφορα πλάτη διπολιχών παλμών, συγχριτιχά με τον θόρυβο υποβάθρου. Συνεπώς εχπαιδεύτηχαν συνολιχά 5 Νευρωνιχά Δίχτυα. Τα τέσσερα περιέχουν παλμό με πλάτος γνωστό ποσοστό του μεγίστου πλάτους χατά το χρονιχό παράθυρο τοποθέτησης C = 0.1, 0.05, 0.02, 0.01 ενώ το τελευταίο περιέχει μία ομοιόμορφη χατανομή ποσοστών πλατών C = [0.01 - 0.1].

Για τη διαδιχασία εχπαίδευσης των διχτύων αυτών χρησιμοποιήσαμε 15000 αρχεία ήχου στα οποία τοποθετήσαμε παλμό σε τυχαία χρονιχή στιγμή, δηλαδή έχουν έξοδο προγράμματος 1 χαι 15000 αρχεία ήχου που δεν περιέχουν παλμό και έχουν έξοδο προγράμματος 0. Η διάρχεια των αρχείων ήχου είναι 5msec ώστε να είναι μεγαλύτερη από τη διάρχεια του νετρινιχού παλμού (50µsec) αλλά και ώστε τα αρχεία ήχου να είναι αρχετά μιχρά ώστε να μπορεί να επιτευχθεί η ταχεία χατάταξη χαι να μπορούν να επεξεργαστούν από έναν χοινό υπολογιστή. Για τη διαδιχασία ελέγχου του Overfitting αξιοποιήσαμε 5000 αρχεία ήχου (2500 με παλμό, 2500 χωρίς παλμό) ώστε να ελέγχουμε την χαμπύλη εχμάθησης χαι να συμβαδίζει με όσα προτάσσει το Σχήμα 35.

Το δίκτυο εκπαιδεύεται με 20 επαναλήψεις (epochs). Τέλος, από το εκπαιδευμένο Νευρωνικό Δίκτυο, περνάνε 5000 εντελώς άγνωστα δεδομένα ήχου, μισά με παλμό και μισά χωρίς, και ελέγχουμε τα ποσοστά επιτυχίας.

Ο χώδικας για την τομή των αρχείων θορύβου, που λήφθησαν από υδρόφωνα στη θαλάσσια περιοχή της Πύλου, παρουσιάζεται στο Παράρτημα Α΄. Στο Παράρτημα Β΄ παρουσιάζονται οι κώδικες που κατασκευάστηκαν α) για την τοποθέτηση Νετρινικού Παλμού σε 20000 αρχεία θορύβου καθώς και ο μετασχηματισμός Wavelet σε 40000 αρχεία θορύβου, τα μισά με παλμό και τα μισά χωρίς β) για την κατασκευή των δεδομένων εισόδου και τον χωρισμό των αρχείων σε αρχεία εκπαίδευσης (30000 αρχεία) (Training Data), σε αρχεία επιβεβαίωσης (5000 αρχεία) (Validation Data) και σε εντελώς άγνωστα αρχεία στα οποία θα ελένξουμε την ικανότητα του δικτύου (3000 αρχεία) (**Test Data**). Τέλος, στο Παράρτημα Β΄ παρουσιάζεται και ο κώδικας του Νευρωνικού Δικτύου.

7.3 Αποτελέσματα Νευρωνικού Δικτύου και Έλεγχος της Στατιστικής του Δικτύου

Για κάθε μία από τις φορές εκπαίδευσης του Δικτύου χρησιμοποιούμε έναν διπολικό παλμό που το μέγιστο πλάτος του είναι ένα ποσοστό C του μεγίστου πλάτους του θορύβου κατά το χρονικό παράθυρο τοποθέτησης του παλμού. Η εκπαίδευση έγκειται στην εκπαίδευση 5 διαφορετικών Δικτύων για C = 0.1, 0.05, 0.02, 0.01 καθώς διαπιστώνουμε πως ο εντοπισμός του διπολικού παλμού και η εκπαίδευση του αντίστοιχου Νευρωνικού Δικτύου σταματάει για C = 0.01. Τέλος εκπαιδεύουμε ένα Νευρωνικό Δίκτυο για να εντοπίζει διπολικούς παλμούς με μέγιστο πλάτος ένα τυχαίο ποσοστό C από μία ομοιόμορφη κατανομή από 0.01 έως 0.1. Τα αποτελέσματα εκπαίδευσης παρουσιάζονται στα ακόλουθα υποκεφάλαια.

7.3.1 Εκπαίδευση Νευρωνικού Δ ικτύου με C=0.1

Το συγχεχριμένο Δίχτυο εχπαιδεύτηχε να εντοπίζει διπολιχούς παλμούς με μέγιστο πλάτος το 0.1 του μέγιστου πλάτους του θορύβου υποβάθρου στο χρονιχό παράθυρο τοποθέτησης, δηλαδή έναν αρχετά ισχυρό παλμό. Η χαμπύλη εχπαίδευσης παρουσιάζεται στο Σχήμα 36.



Σχήμα 36: Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου για Διπολικό παλμό μεC=0.1.

Η εκπαίδευση έγινε με τα Training Data για 20 εποχές επανάληψης. Η καμπύλη εκπαίδευσης προτάσσει πως η εκπαίδευση έγινε σωστά και αυτό οφείλεται στα κατάλληλα δεδομένα εισόδου. Περνώντας τα άγνωστα δεδομένα Test Data από το Νευρωνικό Δίκτυο, το ποσοστό επιτυχίας εντοπισμού του παλμού σε δεδομένα που διέθεταν παλμό, ήταν 99.92% ενώ σε αυτά που δε διέθεταν ήταν 99.96%. Η μεγάλη επιτυχία στην ανίχνευση οφείλεται στο μεγάλο πλάτος του παλμού, πράγμα το οποίο καθιστά τον παλμό διακριτό και συμβάλλει στη μεγάλη διαφορά του μεγίστου από τον ελάχιστο συντελεστή συσχέτισης ανά συχνότητα, από τις ακουστικές συχνότητες που αξιοποιήθηκαν κατά τον μετασχηματισμό Wavelet.

Οι κατανομές των δεδομένων εισόδου, δηλαδή η διαφορά του μέγιστου και του ελάχιστου συντελεστή συσχέτισης ανά συχνότητα Wavelet για τα δεδομένα που διαθέτουν σε αντίθεση με αυτά που δεν διαθέτουν παλμό, παρουσιάζονται στο Σχήμα 37. Παρατηρούμε πως όσο απομακρυνόμαστε από τη χαρακτηριστική συχνότητα του παλμού τόσο τα δεδομένα εισόδου παύουν να διακρίνονται.



Σχήμα 37: Κατανομές δεδομένων εισόδου για C = 0.1. Παρατηρούμε τα 9 δεδομένα εισόδου που είναι οι διαφορές των μεγίστων από τους ελάχιστους συντελεστές συσχέτισης για χάθε μία από τις συχνότητες wavelet για δεδομένα που έχουν παλμό (μπλε) και για δεδομένα που δεν έχουν παλμό (πορτοχαλί). Υπενθυμίζεται πως $F_1 = 28800Hz$, $F_2 = 14400Hz$, $F_3 = 9600Hz$, $F_4 = 7200Hz$, $F_5 = 5760Hz$, $F_6 = 4800Hz$, $F_7 = 4114.29Hz$, $F_8 = 3600Hz$ και $F_9 = 3200Hz$.

Η έξοδος του Νευρωνικού Δικτύου για τα Test Data έχει την ακόλουθη κατανομή του Σχήματος 38. Παρατηρούμε την άρτια κατάταξη των δεδομένων που έχουν παλμό κοντά στη μονάδα, και των δεδομένων που δεν διαθέτουν παλμό κοντά στο μηδέν.



Σχήμα 38: Έξοδος Νευρωνικού Δικτύου για παλμό με C = 0.1. Με μπλε χρώμα παρουσιάζεται η έξοδος του προγράμματος για δεδομένα που διαθέτουν παλμό, ενώ με πορτοκαλί παρουσιάζεται η έξοδος του προγράμματος για δεδομένα που δεν διαθέτουν παλμό.

7.3.2 Εκπαίδευση Νευρωνικού Δικτύου με C = 0.05 και C = 0.02

Στην πορεία εκπαιδεύονται δύο Νευρωνικά Δίκτυα ένα για σχετικό ποσοστό πλάτους διπολικού παλμού C = 0.05 και στην πορεία μειώνουμε το ποσοστό στο C = 0.02. Αναμένουμε τη δυσκολία εκπαίδευσης του Νευρωνικού Δικτύου όσο μειώνουμε το πλάτος, αλλά και τη μείωση του ποσοστού επιτυχίας κατάταξης των δεδομένων σε αυτά διαθέτουν και σε αυτά που δεν διαθέτουν παλμό. Οι αντίστοιχες καμπύλες εκπαίδευσης παρουσιάζονται στα Σχήματα 39 και 40.


Σχήμα 39: Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου για Διπολικό παλμό μεC=0.05



Σχήμα 40: Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου για Διπολικό παλμό μεC=0.02

Περνώντας από τα αντίστοιχα Νευρωνικά Δίκτυα τα αντίστοιχα Test Data για το έλεγχο της απόδοσης του δικτύου, προκύπτει πως το ποσοστό επιτυχίας εντοπισμού του παλμού σε δεδομένα που διέθεταν παλμό με σχετικό ποσοστό πλάτους C = 0.05 ήταν 99.80% ενώ το αντίστοιχο ποσοστό για αυτά που δεν διέθεταν ήταν 99.64%. Τα αντίστοιχα ποσοστά για C = 0.02 είναι μειωμένα, αλλά εμφανώς υψηλά. Συγκεκριμένα, το ποσοστό επιτυχίας εντοπισμού δεδομένων που διαθέτουν παλμό είναι 93.00% ενώ το ποσοστό επιτυχίας εντοπισμού δεδομένων που δεν διαθέτουν παλμό είναι 97.04%. Τα αντίστοιχα δεδομένα εισόδου, τα οποία είναι υπεύθυνα για των διαχωρισμό των αρχείων που περιέχουν παλμό από αυτά που δεν περιέχουν, είναι οι διαφορές των μέγιστων από τους ελάχιστους συντελεστές συσχέτισης για τις 9 συχνότητες Wavelets και οι κατανομές τους για C = 0.05 και C = 0.02 παρουσιάζονται στα ακόλουθα διαγράμματα.



Σχήμα 41: Κατανομές δεδομένων εισόδου για C = 0.05. Παρατηρούμε πως, χάρη στη μείωση του πλάτους του παλμού, οι κατανομές των δεδομένων εισόδου που διαθέτουν παλμό (μπλε) από αυτές που δεν διαθέτουν (πορτοκαλί) συνεχίζουν να διαφέρουν μόνο στις παραπλήσιες συχνότητες με αυτή του παλμού.

Η έξοδος του προγράμματος, σύμφωνα με την οποία έγινε η κατάταξη των δεδομένων, για διπολικό παλμό με C = 0.05 παρουσιάζεται στο Σχήμα 42.



Σχήμα 42: Έξοδος Νευρωνικού Δικτύου για παλμό με C = 0.05. Παρατηρούμε πως υπάρχει σαφής διαχωρισμός μεταξύ των δεδομένων που διαθέτουν από αυτά που δεν διαθέτουν παλμό. Επίσης, ορισμένα δεδομένα που δεν διαθέτουν παλμό, κατατάχτηκαν με έξοδο πολύ κοντά στη μονάδα, σε αυτά που έχουν. Αυτό πιθανότατα συνέβη χάρη σε μία παραπλήσια μορφή του σήματος υποβάθρου με τον διπολικό παλμό.

Τα αντίστοιχα διαγράμματα για τον διπολικό παλμό μεC=0.02παρουσιάζονται ακολούθως, στα Σχήματα 43 και 44.



Σχήμα 43: Κατανομές δεδομένων εισόδου για C = 0.02. Οι κατανομές των δεδομένων εισόδου που διαθέτουν παλμό και αυτές που δεν διαθέτουν δεν δια-χωρίζονται σημαντικά. Το Νευρωνικό Δίκτυο στηρίζεται κυρίως στη συχνότητα του μητρικού wavelet προκειμένου να προβεί στον διαχωρισμό.



Σχήμα 44: Έξοδος Νευρωνικού Δικτύου για παλμό με C = 0.02. Παρατηρούμε πως οι έξοδοι του προγράμματος κατανέμονται στα διαστήματα 0 - 0.5και 0.5 - 1. Υπάρχει αυξημένο σφάλμα στην κατάταξη των δεδομένων που δεν διαθέτουν παλμό και έχουν καταταχτεί σε αυτά που διαθέτουν και αντίστοιχα σε αυτά που διαθέτουν παλμό και κατατάχτηκαν σε αυτά που δεν διαθέτουν. Πιθανοί τυχαίοι διπολικοί παλμοί στο σήμα θορύβου, έχουν ενταχθεί στα δεδομένα που έχει τοποθετηθεί παλμός χειροκίνητα. Αντίστοιχα, το μικρό σχετικό πλάτος C σε συνδυασμό με ένα πιθανό παράθυρο τοποθέτησης του παλμού, χαμηλής ισχύος, για δεδομένα που διαθέτουν παλμό, καθιστούν τον παλμό μη ανιχνεύσιμο με αποτέλεσμα την έξοδο του προγράμματος κοντά στο 0 για δεδομένα που διαθέτουν παλμό.

7.3.3 Εκπαίδευση Νευρωνικού Δικτύου με C = 0.01

Θα παρατηρήσουμε πως για C = 0.01 ο παλμός είναι πολύ μιχρός και το Νευρωνικό Δίκτυο δεν εκπαιδεύεται στον εντοπισμό του. Η καμπύλη εκπαίδευσης του δικτύου παρουσιάζεται στο Σχήμα 45.



Σχήμα 45: Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου για Διπολικό παλμό με C = 0.01. Παρατηρούμε πως το Νευρωνικό Δίκτυο δεν εκπαιδεύεται. Ο παλμός είναι πολύ μικρός συγκριτικά με το υπόβαθρο με αποτέλεσμα να μην ανιχνεύεται.

Το συγκεκριμένο Νευρωνικό Δίκτυο δεν εκπαιδεύεται. Αναμένουμε πως οι κατανομές των δεδομένων εισόδου θα ταυτίζονται για τα αρχεία ήχου που περιέχουν και για αυτά που δεν περιέχουν παλμό, με αποτέλεσμα να μην υπάρχει κριτήριο διαχωρισμού.



Σχήμα 46: Κατανομές δεδομένων εισόδου για C = 0.01. Παρατηρούμε πως τα δεδομένα εισόδου δεν διαχωρίζονται, συνεπώς το Νευρωνικό Δίκτυο δεν έχει κάπου να στηριχτεί ώστε να διαχωρίσει τα αρχεία με διπολικό παλμό, από αυτά που δεν διαθέτουν.

Το ποσοστό επιτυχίας του συγκεκριμένου Νευρωνικού Δικτύου στα δεδομένα που διαθέτουν παλμό είναι 59.80%, ενώ σε αυτά που δεν έχουν είναι 67.68%. Τα δεδομένα αυτά επιβεβαιώνουν πως το Νευρωνικό Δίκτυο κατέταξε τυχαία τα αρχεία θεωρώντας στην κάθε περίπτωση πως σχεδόν τα μισά διαθέτουν παλμό, ενώ τα υπόλοιπα όχι. Η έξοδος του Νευρωνικού Δικτύου επιβεβαιώνει τις παραπάνω παρατηρήσεις.



Σχήμα 47: Έξοδος Νευρωνικού Δικτύου για παλμό μεC=0.01.Παρατηρείται η τυχαιότητα της κατάταξης.

7.3.4 Εκπαίδευση Νευρωνικού Δικτύου με ομοιόμορφη κατανομή C = uni[0.01 - 0.1]

Τέλος, εκπαιδεύεται ένα Νευρωνικό Δίκτυο με σκοπό την ανίχνευση παλμών με διάφορα σχετικά πλάτη συγκριτικά με το πλάτος υποβάθρου. Τα σχετικά πλάτη διπολικών παλμών είναι μία ομοιόμορφη κατανομή ποσοστών C από 0.01 έως 0.1 συγκριτικά με το πλάτος υποβάθρου. Περνώντας τα Test Data, δηλαδή τα εντελώς άγνωστα δεδομένα με άγνωστα πλάτη παλμών, το ποσοστό επιτυχίας ανίχνευσης των δεδομένων που διαθέτουν παλμό είναι 91.32% ενώ το ποσοστό επιτυχίας ανίχνευσης των δεδομένων που δεν διαθέτουν παλμό είναι 98.32%.

Η καμπύλη εκπαίδευσης του Νευρωνικού Δικτύου παρουσιάζεται στο Σχήμα 48.



Σχήμα 48: Καμπύλη εκπαίδευσης Νευρωνικού Δικτύου για διάφορα πλάτη διπολικού παλμού. Παρατηρείται η ομαλή εκπαίδευση του Νευρωνικού Δικτύου.

Τα δεδομένα εισόδου, είναι διαχωρισμένα για τα δεδομένα που διαθέτουν παλμό από αυτά που δεν διαθέτουν χυρίως για συχνότητες παραπλήσιες με αυτή του διπολικού παλμού. Τα δεδομένα παρουσιάζονται στο ακόλουθο Σχήμα 49.



Σχήμα 49: Κατανομές δεδομένων εισόδου για τις εννέα συχνότητες για παλμούς διαφόρων πλατών. Παρατηρείται ο σαφής διαχωρισμός των μεγίστων από τους ελάχιστους συντελεστές συσχέτισης χυρίως για τις συχνότητες χοντά στη συχνότητα του διπολιχού παλμού.

Η έξοδος του προγράμματος για τα Test Data, σύμφωνα με την οποία έγινε η κατάταξη παρουσιάζεται στο Σχήμα 50.



Σχήμα 50: Έξοδος Νευρωνικού Δικτύου για την κατάταξη των αρχείων σε πιθανά να έχουν και σε πιθανά να μην έχουν, για παλμούς διαφόρων πλατών. Παρατηρούμε ένα αυξημένο σφάλμα στην κατάταξη των δεδομένων που περιέχουν παλμό και έχουν καταταχθεί σε δεδομένα που δεν διαθέτουν παλμό. Αυτό πιθανώς οφείλεται στα πολύ μικρά πλάτη του παλμού εξαιτίας του μικρού σχετικού πλάτους C, είτε στο πιθανό παράθυρο τοποθέτησης του παλμού, του οποίου η ισχύς του σήματος του θορύβου ήταν αρκετά χαμηλή με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός αρκετά μικρού παλμού, ιδίως για μικρά σχετικά πλάτη C.

Συνεπώς, παρατηρούμε πως το Νευρωνικό Δίκτυο που κατασκευάσαμε, μπορεί να ανιχνεύσει διπολικούς παλμούς διαφόρων πλατών συγκριτικά με το σήμα υποβάθρου, ωστόσο το σφάλμα στην κατάταξη, κυρίως των δεδομένων που διαθέτουν παλμό, αυξάνεται όσο μειώνεται στο σχετικό πλάτος C του διπολικού παλμού. Αυτό πιθανώς οφείλεται σε δύο βασικούς παράγοντες: Τόσο στο μικρό σχετικό πλάτος C που μπορεί να καταστήσει τον παλμό μη ανιχνεύσιμο, όσο και στην εξάρτηση του πλάτους του διπολικού παλμού από την ισχύ του σήματος υποβάθρου. Έτσι, ένας παλμός με μικρό σχετικό πλάτος C τοποθετημένος σε παράθυρο χαμηλής ισχύος θορύβου, διαθέτει ένα πολύ μικρό πλάτος που τον καθιστά μη ανιχνεύσιμο.

Με τη δημιουργία του Νευρωνικού Δικτύου για τον εντοπισμό διπολικών παλμών διαφόρων πλατών, ολοκληρώνεται η συγκεκριμένη εργασία.

8 Σύνοψη - Μελλοντικά Βήματα

Συνοψίζοντας αυτή την εργασία, η ακουστική ανίχνευση κοσμικών νετρίνων αποτελεί έναν νέο, καινοτόμο τρόπο ανίχνευσης νετρίνων με ενέργειες τάξεως των $10^{17} - 10^{20} eV$. Η ανίχνευση των κοσμικών νετρίνων μπορεί, μέσω της κατευθυντικότητας που διαθέτουν τα νετρίνα, να υποδείξει τους επιχαχυντές της Κοσμικής Ακτινοβολίας.

Η μέχρι τώρα ανίχνευση των κοσμικών νετρίνων στηρίζεται στην ανίχνευση της ακτινοβολίας Cherenkov από τα γεγονότα τροχιάς των μιονίων, κατά την αλληλεπίδραση Φορτισμένου Ρεύματος ενός νετρίνου του μιονίου με την ύλη, από τους υποθαλάσσιους ανιχνευτές. Από τους χρόνους εντοπισμού της ακτινοβολίας Cherenkov από τους ανιχνευτές, ανακατασκευάζεται η τροχιά των νετρίνων των μιονίων, η οποία θα υποδείξει και την κατευθυντικότητα των νετρίνων, συνεπώς την περιοχή του σύμπαντος στην οποία πιθανόν να παράχθηκε και άρα έναν πιθανό κοσμικό επιταχυντή. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται ανακατασκευή της τροχιά του νετρίνου.

Η συγκεκριμένη μέθοδος ανίχνευσης περιορίζει το εύρος των αλληλεπιδράσεων των νετρίνων με την ύλη που μπορούν να αξιοποιηθούν για την ανίχνευση, καθώς στην πραγματικότητα αξιοποιούνται μόνο τα γεγονότα τροχιάς των μιονίων. Επιπλέον, χάρη στο μέγεθος των ανιχνευτικών διατάξεων που αξιοποιούνται για την ανίχνευση της ακτινοβολίας Cherenkov η μέγιστη ενέργεια των νετρίνων που μπορούν να εντοπιστούν περιορίζεται στα 10¹⁶eV. Η ανίχνευση νετρίνων υψηλότερης ενέργειας, μέσω της ανίχνευσης των γεγονότων τροχιάς των μιονίων, προϋποθέτει την κατασκευή ακόμη μεγαλύτερων ανιχνευτών πράγμα το οποίο είναι οικονομικά δυσβάσταχτο.

Μία νέα μέθοδος ανίχνευσης νετρίνων, έρχεται σταδιαχά στο προσχήνιο, και προτάσσει την αξιοποίηση του αδρονιχού καταιονισμού κατά τις αλληλεπιδράσεις των νετρίνων με την ύλη και συγκεχριμένα με το νερό. Ένα σημαντιχό πλεονέχτημα της αξιοποίησης του αδρονιχού καταιονισμού είναι πως και οι αντιδράσεις Φορτισμένου Ρεύματος και οι αντιδράσεις Ουδετέρου Ρεύματος των νετρίνων με την ύλη έχουν ως αποτέλεσμα τη δημιουργία αδρονιχού καταιονισμού, ανεξάρτητα από το είδος του νετρίνου.

Σύμφωνα με το θερμοαχουστικό μοντέλο του Askariyan η ραγδαία εναπόθεση ενέργειας που πραγματοποιείται κατά τον αδρονικό καταιονισμό σε ένα μέσο, και συγκεκριμένα νερό, έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός κύματος πίεσης με τοπολογία pancake το οποίο κύμα αφήνει έναν ακουστικό διπολικό παλμό με πλάτος μερικών mPa και διάρκειας ~ 50µsec.

Συνεπώς, ο αρχικός στόχος είναι η ανίχνευση αυτού του διπολικού παλμού.

Προϋποθέσεις για τη δημιουργία και την ανίχνευση αυτού του διπολικού παλμού είναι ο ισχυρός αδρονικός καταιονισμός, τον οποίο αφήνουν μόνο τα πολύ υψηλής ενέργειας νετρίνα, τα οποία είναι αυτά που επιζητούμε να εντοπίσουμε $(10^{17} - 10^{20} eV)$, αλλά και η αλληλεπίδραση των νετρίνων εντός του νερού και εντός της έκτασης του ανιχνευτή. Συμπερασματικά, χάρη στη μεγαλύτερη ενεργό διατομή των υψηλοενεργειακών νετρίνων, συγκριτικά με αυτά που αξιοποιούνται στην οπτική ανίχνευση, τα νετρίνα που αναζητούμε θα προέρχονται κυρίως από τον ορίζοντα του ανιχνευτή.

Παίρνοντας αφορμή από τα παραπάνω, η εργασία αυτή είχε ως στόχο την αξιοποίηση της παραπάνω θεωρίας και την εύρεση ενός τρόπου ανίχνευσης του ακουστικού διπολικού παλμού μέσα από πραγματικά δεδομένα θορύβου. Κατασκευάστηκε, λοιπόν, ένας ακουστικός παλμός, ο οποίος προσαρτήθηκε σε πραγματικά δεδομένα θορύβου. Μέσω μετασχηματισμού Wavelet προσπαθήσαμε να εντοπίσουμε αυτόν τον παλμό και να διαπιστώσουμε το μικρότερο δυνατό πλάτος που ο παλμός μπορεί να διαθέτει συγκριτικά με το υπόβαθρο θορύβου. Ο παλμός είναι ανιχνεύσιμος μέσω μετασχηματισμού Wavelet για πλάτος διπολικού παλμού μεγαλύτερο από το 0.01 του μεγίστου πλάτους του υποβάθρου κατά το χρονικό παράθυρο τοποθέτησης του διπολικού παλμού.

Στην πορεία, αξιοποιώντας τις καινοτόμες μεθόδους Εκμάθησης Μηχανής (Machine Learning) και την επιτυχία του μετασχηματισμού Wavelet στον εντοπισμό του διπολικού παλμού, κατασκευάσαμε ένα Νευρωνικό Δίκτυο για την ταχεία κατάταξη δεδομένων ήχου ως υποψήφια ή όχι να περιέχουν διπολικό παλμό νετρίνου. Τα Νευρωνικά Δίκτυα είναι αλγόριθμοι οι οποίοι αυτοεκπαιδεύονται, μέσω παραδειγμάτων, να εκτελούν μία συγκεκριμένη διεργασία. Στη συγκεκριμένη εργασία κατασκευάσαμε και εκπαιδεύσαμε πέντε (5) τέτοιους αλγορίθμους με σκοπό την εύρεση της ευαισθησίας του Νευρωνικού Δικτύου στο σχετικό πλάτος του διπολικού παλμού, συγκριτικά με το σήμα υποβάθρου. Τα δεδομένα στα οποία στηρίχτηκε η εκπαίδευση του Νευρωνικού Δικτύου για τον διαχωρισμό των ηχητικών αρχείων που διαθέτουν παλμό, από αυτά που δεν διαθέτουν ήταν η διαφορά του μεγίστου από τον ελάχιστο συντελεστή συσχέτισης που εμφανίστηκαν σε κάθε μία από τις χαρακτηριστικές συχνότητες των παραλλαγών wavelets πάνω στα οποία αναπτύχθηκε το αρχικό σήμα.

Η ευαισθησία του Νευρωνικού Δικτύου στον εντοπισμό του διπολικού παλμού ήταν και αυτή για δεδομένα με πλάτος διπολικού παλμού μεγαλύτερο του 0.01 του πλάτους υποβάθρου. Τέλος δημιουργήθηκε ένα Νευρωνικό Δίκτυο για την ανίχνευση παλμών διαφόρων πλατών, ενώ ελέγθηκε και η στατιστική των παραπάνω Νευρωνικών Δικτύων.

Τα μελλοντικά βήματα πάνω στην Ακουστική Ανίχνευση Κοσμικών Νε-

τρίνων Υπέρ Υψηλών Ενεργειών είναι η πραγματική ανίχνευση νετρινικού παλμού, αξιοποιώντας τη θεωρία της ακουστικής ανίχνευσης, η εύρεση της ενέργειας του αντιδρώντος νετρίνου και τέλος η αξιοποίηση της τοπολογίας pancake του ακουστικού κύματος για την ανακατασκευή της τροχιάς των νετρίνων και συνεπώς της εύρεσης, με ακουστική μέθοδο, της κατευθυντικότητας των νετρίνων και συνεπώς των Κοσμικών Επιταχυντών, βάζοντας ένα ακόμη λιθαράκι σε αυτό που αποκαλούμε Multimessenger Astronomy!

Α΄ Παράρτημα

Κώδικας σε Python για τοποθέτηση Νετρινικού Παλμού σε σήμα υποβάθρου και μετασχηματισμός Wavelet το ολικού σήματος για εντοπισμό του Νετρινικού Παλμού.

```
import os
import random
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from scipy.fftpack import fft
import numpy as np
import soundfile as sf
from scipy.io.wavfile import read
import pywt
from scipy.fftpack import fft
```

```
# Neutrino pulse parameters

a = 1.18825759e+04

b = 7.77861166e+09

Fs, noise = read("chunk500.wav")
```

```
# take a random moment and add neutrino
random.seed() # change seed
n_random = random.randint(int(Fs / 15000), len(noise) -
int(Fs / 15000))
```

```
neutrino_time = n_random / Fs
print('the neutrino is put in time : \fill f ' \fill f (neutrino_time))
print(n_random)
```

```
# creating the neutrino pulse
t = np.linspace(0, len(noise) / Fs, len(noise))
neutrino_pulse = -a * (t - neutrino_time) *
```

```
np.exp(-b * (t - neutrino_time) ** 2)
\# adding the neutrino to a random spot
offset = int(Fs / 15000)
C = 0.1 * max(noise[n_random - offset:n_random + offset]) /
max(neutrino_pulse)
noise = noise + C * neutrino_pulse
# wavelets tranform
\# list of frequencies
dt = 1/Fs
\# print (dt)
Wavelet = 'gaus1' \# the mother wavelet
Scales = np.arange(1, 10)
\# the frequencies used
frequencies = pywt.scale2frequency(Wavelet, Scales) / dt
#print(frequencies)
\# print(dt)
coef, freqs = pywt.cwt(noise, Scales, Wavelet, sampling_period=dt)
plt.figure(1)
plt.pcolormesh(t, freqs, coef)
plt.title('cwt')
plt.ylabel('frequency [Hz]')
plt.xlabel('time [s]')
plt.colorbar()
plt.figure(3)
plt.plot(neutrino_pulse)
```

plt.show()

Κώδικας σε Python για την τομή των αρχείων θορύβου διάρκειας 5msec.

from pydub import AudioSegment from pydub.utils import make_chunks

```
myaudio = AudioSegment.from_file("20sec.wav", "wav")
chunk_length_ms = 5 # pydub calculates in millisec
chunks = make_chunks(myaudio, chunk_length_ms)
```

Export all of the individual chunks as wav files

```
for i, chunk in enumerate(chunks):
chunk_name = "chunk{0}.wav".format(i)
print("exporting", chunk_name)
chunk.export(chunk_name,format="wav")
```

Β΄ Παράρτημα

Κώδικας σε Python για την τοποθέτηση Νετρινικού Παλμού σε 20000 αρχεία θορύβου και για τον μεστασχηματισμό Wavelet αυτών και άλλων 20000 χωρίς παλμό.

```
import os
import random
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from scipy.fftpack import fft
import numpy as np
import soundfile as sf
from scipy.io.wavfile import read
import pywt
from tqdm import tqdm
np.random.seed(3)
indices = np.arange(0, 40000)
np.random.shuffle(indices)
split = np. split (indices, 2)
ind_has = split[0]
ind_no = split[1]
files_has = file_path
files_n = file_path
\# Neutrino pulse parameters
# increasing a increasing amplitude
a = 1.18825759e+04
 \# increasing b \Rightarrow increases width and amplitude
b = 7.77861166e+09
```

```
coefs_has = []
times_has = []
filenames_has = []
for f in tqdm(files_has):
Fs, noise = read(f)
\# take a random moment and add neutrino
random.seed() # change seed
# offset gia na mhn kopei o palmos
n_random = random.randint(int(Fs / 5000), len(noise) -
int(Fs / 5000))
# metatropi simeiou se xronikh stigmh
neutrino_time = n_random / Fs
# print('the neutrino is put in time :
%f '% (neutrino_time))
# creating the neutrino pulse
# Total time vector-gia akriveia->cwt_neutrino_noise
t = np.linspace(0, len(noise) / Fs, len(noise))
neutrino_pulse = -a * (t - neutrino_time) *
 np.exp(-b * (t - neutrino_time) ** 2)
# apothikeusi xronwn pou mpainei o palmos
times_has.append(neutrino_time)
filenames_has.append(f)
\# adding the neutrino to the noise
offset = int(Fs / 5000)
\# k=np.random.uniform (low=0.01, high=0.1)
\# print(k)
C = 0.1 * max(noise[n_random - offset:n_random + offset])
 / max(neutrino_pulse)
```

```
noise = noise + C * neutrino_pulse
\# wavelets tranform
\# list of frequencies
dt = 1 / Fs
Wavelet = 'gaus1' \# the mother wavelet
Scales = np.arange(1, 10)
\# the frequencies used
frequencies = pywt.scale2frequency(Wavelet, Scales) / dt
# print(frequencies)
coef, freqs = pywt.cwt(noise, Scales, Wavelet,
 sampling_period=dt)
coefs_has.append(coef)
filenames_no = []
coefs_no = []
for f in tqdm(files_no):
Fs, noise = read(f)
filenames_has.append(f)
# wavelets tranform
\# list of frequencies
dt = 1 / Fs
Wavelet = 'gaus1' \# the mother wavelet
Scales = np.arange(1, 10)
# the frequencies used
frequencies = pywt.scale2frequency(Wavelet, Scales)
/ dt
# print(frequencies)
coef, freqs = pywt.cwt(noise, Scales, Wavelet,
 sampling_period=dt)
coefs_no.append(coef)
```

```
coefs_has = np.array(coefs_has).transpose((0, 2, 1))
coefs_no = np.array(coefs_no).transpose((0, 2, 1))
np.save('coefs_has.npy', coefs_has)
np.save('coefs_no.npy', coefs_no)
np.save('times_has.npy', np.array(times_has))
import pickle
with open('files_has.p', 'wb') as f:
pickle.dump(filenames_has, f)
with open('files_no.p', 'wb') as f:
pickle.dump(filenames_no, f)
```

```
Κώδικας προετοιμασίας δεδομένων εισόδου και χωρισμού
των αρχείων σε Training, Validation, Test Data.
import pickle
import numpy as np
from sklearn.model_selection import train_test_split
np.random.seed(42)
coefs_has = np.load ('coefs_has.npy')
coefs_no = np.load('coefs_no.npy')
freqs = np. array(28800, 14400, 9600, 7200, 5760, 4800, 4114.28571429, 5760)
all = np.vstack((coefs_has, coefs_no))
X = np.empty((40000, 9))
#auto poyallaksa
all=np.absolute(all)
for i in range(len(all)):
X[i, :] = all[i, :].max(axis=0) - all[i, :].min(axis=0)
y = np.concatenate((np.ones(len(coefs_has)), np.zeros(len(coefs_no))))
X_{has} = X[:20000, :]
X_{no} = X[20000:, :]
X_{train} = np.vstack((X_{has}[:15000, :], X_{no}[:15000, :]))
y_{train} = np.concatenate((np.ones(15000), np.zeros(15000)))
X_val_has = X_has[15000:17500, :]
X_val_no = X_no[15000:17500, :]
y_val_has = np.ones(2500)
y_val_n = np.zeros(2500)
X_{test_has} = X_{has} [17500; ; ]
```

```
X_{test_no} = X_{no}[17500; :]
y_{test_has} = np.ones(2500)
y_{test_no} = np. zeros(2500)
X_val_all = np.vstack((X_val_has, X_val_no))
X_{test_all} = np.vstack((X_{test_has}, X_{test_no}))
y_val_all = np.concatenate((y_val_has, y_val_no))
y_test_all = np.concatenate((y_test_has, y_test_no))
with open('train_only.p', 'wb') as f:
pickle.dump((X_train, y_train), f)
with open('train_val_all.p', 'wb') as f:
pickle.dump((X_train, X_val_all, y_train, y_val_all), f)
with open('test_all.p', 'wb') as f:
pickle.dump((X_test_all, y_test_all), f)
with open('val_has.p', 'wb') as f:
pickle.dump((X_val_has, y_val_has), f)
with open('val_no.p', 'wb') as f:
pickle.dump((X_val_no, y_val_no), f)
with open('test_has.p', 'wb') as f:
pickle.dump((X_test_has, y_test_has), f)
with open('test_no.p', 'wb') as f:
pickle.dump((X_test_no, y_test_no), f)
with open('X_has.p', 'wb') as f:
pickle.dump(X_has, f)
with open('X_no.p', 'wb') as f:
pickle.dump(X_no, f)
with open('test_val_all.p', 'wb') as f:
pickle.dump((X_test_all, X_val_all, y_test_all, y_val_all), f)
```

```
Κώδικας Νευρωνικού Δικτύου
```

```
import pickle
import numpy as np
from sklearn.preprocessing import MinMaxScaler, StandardScaler
import matplotlib.pyplot as plt
from tensorflow.python.keras.models import Sequential
from tensorflow.python.keras.layers
import Dense, BatchNormalization, Dropout
from tensorflow.python.keras.optimizers
import Adam, RMSprop
from tensorflow.python.keras.callbacks
import EarlyStopping, ModelCheckpoint
np.random.seed(145)
# Parameters
batch_size = 64
# Load train and validation data
with open('train_val_all.p', 'rb') as f:
X_{train}, X_{val}, y_{train}, y_{val} = pickle.load(f)
with open('test_all.p', 'rb') as f:
X_{test}, y_{test} = pickle.load(f)
# Scaling
scaler_train = MinMaxScaler()
X_train = scaler_train.fit_transform(X_train)
X_val = scaler_train.transform(X_val)
with open('scaler.p', 'wb') as f:
pickle.dump(scaler_train, f)
# Model
model = Sequential()
```

```
model.add(Dense(10, activation='sigmoid',
batch_input_shape=(None, X_train.shape[1]))
model.add(BatchNormalization())
model.add(Dropout(0.2))
# model.add(Dense(50, activation='sigmoid'))
# model.add(BatchNormalization())
\# model.add(Dropout(0.2))
model.add(Dense(1, activation='sigmoid'))
# Training parameters
optimizer = Adam()
model.compile(optimizer=optimizer,
loss='binary_crossentropy',
metrics = ['accuracy'])
early_stop = EarlyStopping(monitor='val_loss',
patience=5, verbose=1)
#apothikeusi modelou meta apo kate epoch
checkpointer = ModelCheckpoint(filepath='best_model.p',
monitor='val_loss',
save_best_only=True, verbose=1)
# Train - Validate model
history = model.fit (x=X_train, y=y_train)
validation_data = (X_val, y_val),
batch_size=batch_size,
epochs=20, shuffle=True,
verbose=2,
callbacks=[checkpointer])
X_{test} = scaler_{train.transform(X_{test})
res = model.evaluate(x=X_test, y=y_test,
batch_size = 64, verbose = 1)
print (res)
plt.plot(history.history['loss'])
plt.plot(history.history['val_loss'])
plt.title('Loss over epochs')
```

```
plt.legend(['train', 'validation'])
plt.show()

plt.plot(history.history['acc'])
plt.plot(history.history['val_acc'])
plt.title('Accuracy over epochs')
plt.legend(['train', 'validation'])
plt.show()
```

Αναφορές

- [1] A. Mastichiadis N. Vlachakis. *High Energy Astrophysics*. www.kallipos.gr, 2015.
- [2] M.S. Longair. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 2011.
- [3] Paul M. Bellan. Fundamentals of Plasma Physics. Cambridge University Press, 2006.
- [4] K. Mannheim and R. Schlickeiser. Interactions of Cosmic Ray Nuclei. Astron. Astrophys., 286:983–996, 1994.
- [5] Peter Biermann and Gunter Sigl. Introduction to cosmic rays. Lect. Notes Phys., 576:1–26, 2001. [,1(2002)].
- [6] A A Watson. High-energy cosmic rays and the Greisen Zatsepin Kuzmin effect. *Rept. Prog. Phys.*, 77:036901, 2014.
- [7] T. Stanev. *High Energy Cosmic Rays.* Springer Praxis Books. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [8] C.D. Dermer and G. Menon. High Energy Radiation from Black Holes: Gamma Rays, Cosmic Rays, and Neutrinos. Princeton Series in Astrophysics. Princeton University Press, 2009.
- [9] Reinhard Schlickeiser. Cosmic Ray Astrophysics. Springer, 2002.
- [10] Choudhuri, Arnab Rai. The Physics of Fluids and Plasmas: An Introduction for Astrophysicists. Cambridge University Press, 1998.
- [11] A. R. Bell. The Acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 182:147–156, 1978.
- [12] A. Mastichiadis. On the high-energy nonthermal emission from shell type supernova remnants. Astron. Astrophys., 305:L53, 1996.
- [13] E. A. Dorfi. Gamma rays and cosmic rays in supernova remnants with radiative cooling. 251:597–610, November 1991.

- [14] Luke O'C. Drury, F A Aharonian, and H J Volk. The Gamma-ray visibility of supernova remnants: A Test of cosmic ray origin. Astron. Astrophys., 287:959–971, 1994.
- [15] F. A. Aharonian. Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe. World Scientific Publishing Co, 2004.
- [16] Sebastian Heinz and R. A. Sunyaev. cosmic rays from microquasars: a narrow component to the cr spectrum? Astron. Astrophys., 390:751– 766, 2002.
- [17] Diego F. Torres and Luis A. Anchordoqui. Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays. *Rept. Prog. Phys.*, 67:1663–1730, 2004.
- [18] C. D. Dermer and A. Atoyan. High-energy neutrino production through photopion processes in blazars. In 27th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2001) Hamburg, Germany, August 7-15, 2001, 2001.
- [19] Eli Waxman. Cosmological gamma-ray bursts and the highest energy cosmic rays. *Phys. Rev. Lett.*, 75:386–389, 1995.
- [20] F. Vannucci. Interactions of neutrinos with matter. Prog. Part. Nucl. Phys., 95:1–47, 2017.
- [21] Kevin Scott McFarland. Neutrino Interactions. In Neutrinos in particle physics, astrophysics and cosmology. Proceedings, 61st Scottish Universities Summer School in Physics, SUSSP61, St. Andrews, UK, August 8-23, 2006, pages 65–90, 2008.
- [22] C. H. Wiebusch. The detection of faint light in deep underwater neutrino telescopes.
- [23] B Baret and V Van Elewyck. High-energy neutrino astronomy: detection methods and first achievements. *Reports on Progress in Physics*, 74(4):046902, mar 2011.
- [24] John G. DUMAND at the University of Hawaii, https://www.phys.hawaii.edu/ dumand/, June 2003.
- [25] Baikal neutrino observatory http://www.inr.troitsk.ru/eng/ebgnt.html.

- [26] Thierry Stolarczyk. ANTARES Overview http://antares.in2p3.fr/Overview/index.html.
- [27] https://icecube.wisc.edu/science/icecube/detector.
- [28] M.G.Aartsen , M.Ackermann , J.Adams , Juan Antonio Aguilar Sanchez, M.Ahlers , M.Ahrens , Imen Al Samarai, David Altmann, Karen Andeen, Travi Anderson, I.Ansseau , G.Anton , C.Argelles , J Auffenberg, S.Axani, H Bagherpour, Xiaoqiong Bai, J.P.Barron , S.W.Barwick , and S D.Zaric . Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino icecube-170922a. Science, 361, 07 2018.
- [29] https://icecube.wisc.edu/news/view/586.
- [30] https://www.km3net.org/research/physics/astronomy-with-arca/.
- [31] https://www.km3net.org/research/physics/particle-physics-with-orca/.
- [32] Robert Larhmann. Ultra-high-energy neutrinos and their acoustic detection in the sea.
- [33] M. G. Aartsen et al. Measurements using the inelasticity distribution of multi-TeV neutrino interactions in IceCube. *Phys. Rev.*, D99(3):032004, 2019.
- [34] Raj Gandhi, Chris Quigg, Mary Hall Reno, and Ina Sarcevic. Ultrahighenergy neutrino interactions. Astropart. Phys., 5:81–110, 1996.
- [35] G.A. Askariyan, B.A. Dolgoshein, A.N. Kalinovsky, and N.V. Mokhov. Acoustic detection of high energy particle showers in water. *Nuclear Instruments and Methods*, 164:267–278, 08 1979.
- [36] J Learned. Acoustic radiation by charged atomic particles in liquids: An analysis. *Phys. Rev. D*, 19, 06 1979.
- [37] E. J. Kobetich and Robert Katz. Energy deposition by electron beams and δ rays. *Phys. Rev.*, 170:391–396, Jun 1968.
- [38] N. Vlachakis. *Fluid Dynamics*. Lectures at National and Kapodistrian University of Athens, 2016-2017.

- [39] L.D. Landau and E.M. Lifshitz. *Fluid Mechanics*. Number τ . 6. Elsevier Science, 2013.
- [40] S Bevan., S Danaher., J Perkin., S Ralph., C Rhodes., L Thompson., T Sloan., and D Waters. Simulation of Ultra High Energy Neutrino Interactions in Ice and Water. Astropart. Phys., 28:366–379, 2007.
- [41] Lahmann Robert. Acoustic Detection of Neutrinos: Review and Future Potential. Nucl. Part. Phys. Proc., 273-275:406–413, 2016.
- [42] Theodoros Chatzistavrou. Wavelet analysis for detection of neutrino pulse in noise. NCSR Demokritos, KM3Net, 2018.
- [43] Peter Nickolas. Wavelets: A Student Guide. Australian Mathematical Society Lecture Series. Cambridge University Press, 2017.
- [44] Aristides Prospathopoulos. Wavelets. *HCMR*, April 2009.
- [45] Kaustav Tamuly. A really friendly guide to use of Wavelet Theory in Machine Learning (Part 1).
- [46] Michael A. Nielsen. Neural networks and deep learning, 2018.
- [47] Temi Babs. The Mathematics of Neural Networks. https://medium.com/coinmonks/the-mathematics-of-neural-network-60a112dd3e05, 2018.
- [48] Sagar Sharma. Activation Functions in Neural Networks. https://towardsdatascience.com/activation-functions-neural-networks-1cbd9f8d91d6, 2017.