

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΙΓΑΙΟΥ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΟΙΚΟΝΟΜΙΑΣ ΚΑΙ ΔΙΟΙΚΗΣΗΣ

**Ανίχνευση και Μελέτη Εκτεταμένων
Ατμοσφαιρικών Καταιονισμών με τη
χρήση Καινοτόμων Ανιχνευτών και
Αλγορίθμων**

Ιωάννης Δ. Μάνθος

Επιβλέπων: Καθ. Ιωάννης Γκιάλας

Χίος 2017

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΙΓΑΙΟΥ
ΣΧΟΛΗ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ ΤΗΣ ΔΙΟΙΚΗΣΗΣ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΟΙΚΟΝΟΜΙΑΣ ΚΑΙ ΔΙΟΙΚΗΣΗΣ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

του Ιωάννη Μάνθου

**Ανίχνευση και Μελέτη Εκτεταμένων Ατμοσφαιρικών
Καταιονισμών με τη χρήση Καινοτόμων Ανιχνευτών και
Αλγορίθμων**

ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

ΙΩΑΝΝΗΣ ΓΚΙΑΛΑΣ, ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ (Επιβλέπων)

Τμήμα Μηχανικών Οικονομίας και Διοίκησης, Πανεπιστήμιο Αιγαίου

ΣΠΥΡΙΔΩΝ ΤΖΑΜΑΡΙΑΣ, ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ (Μέλος συμβουλευτικής επιτροπής)

Τμήμα Φυσικής, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης

ΚΩΣΤΑΝΤΙΝΟΣ ΠΑΠΑΓΕΩΡΓΙΟΥ, ΑΝΑΠΛΗΡΩΤΗΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ (Μέλος συμβουλευτικής επιτροπής)

Τμήμα Μηχανικών Οικονομίας και Διοίκησης, Πανεπιστήμιο Αιγαίου

ΑΝΤΩΝΙΟΣ ΛΕΙΣΟΣ, ΕΠΙΚΟΥΡΟΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ (Μέλος εξεταστικής επιτροπής)

Σχολή Θετικών Επιστημών και Τεχνολογίας, Ελληνικό Ανοικτό Πανεπιστήμιο

ΧΡΗΣΤΟΣ ΕΛΕΥΘΕΡΙΑΔΗΣ, ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ (Μέλος εξεταστικής επιτροπής)

Τμήμα Φυσικής, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης

ΣΤΑΥΡΟΣ ΜΑΛΤΕΖΟΣ, ΑΝΑΠΛΗΡΩΤΗΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ (Μέλος εξεταστικής επιτροπής)

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ ΦΑΣΟΥΛΙΩΤΗΣ, ΑΝΑΠΛΗΡΩΤΗΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ (Μέλος εξεταστικής επιτροπής)

Τμήμα Φυσικής, Εθνικό Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών

Χίος 2017

Η εκπόνηση της παρούσας διατριβής χρηματοδοτήθηκε από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ).

Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: «ΘΑΛΗΣ - ΕΑΠ - Ανάπτυξη και Εφαρμογές Καινοτομικής Οργανολογίας και Πειραματικής Μεθοδολογίας Αστροσωματιδιακής Φυσικής»



Ευρωπαϊκή Ένωση
Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο



ΥΠΟΥΡΓΕΙΟ ΠΑΙΔΕΙΑΣ ΚΑΙ ΘΡΗΣΚΕΥΜΑΤΩΝ
ΕΙΔΙΚΗ ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΔΙΑΧΕΙΡΙΣΗΣ

Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης



Πρόλογος

Έμφυτο χαρακτηριστικό του ανθρώπινου είδους είναι η περιέργεια. Από τα αρχαία χρόνια είναι γνωστό ότι ο άνθρωπος ήθελε πάντα να μαθαίνει καινούρια πράγματα και να προσαρμόζεται στη νέα γνώση που αποκόμισε, κάπως έτσι αναπτύχθηκαν οι επιστήμες. Ο άνθρωπος ήθελε να μάθει και να κατανοήσει το σώμα του και ανέπτυξε την Ιατρική, ήθελε να μάθει και να κατανοήσει το είναι του και ανέπτυξε τη Φιλοσοφία, ήθελε να γνωρίσει και να κατανοήσει το φυσικό του περιβάλλον και ανέπτυξε τη Φυσική. Ανάμεσα σε αυτά που τον απασχόλησαν για το φυσικό του περιβάλλον ήταν η δομή της ύλης που τον περιέβαλλε και φτάνοντας στη δομή του ατόμου αναπτύχθηκε αυτό που στις μέρες μας λέμε Σωματιδιακή Φυσική και αποτελεί το ερευνητικό πεδίο μελέτης της δόμησης και των θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων της ύλης στο υποατομικό επίπεδο του μικρόκοσμου.

Ανέκαθεν μάγευε τον άνθρωπο ο νυχτερινός ουρανός και το ερώτημα “τι υπάρχει εκεί έξω;”, παραμένει ακόμα στα χείλη του σημερινού μέσου ανθρώπου δίνοντας το έναυσμα για άπειρες καθημερινές επιστημονικές, θεολογικές αλλά και κάθε είδους συζητήσεις. Σε αυτή τη μαγεία του νυχτερινού ουρανού ο άνθρωπος αρχικά έδωσε θεϊκές δυνάμεις (Ελλάδα - Ουρανός, Αίγυπτος - Ωρος, Μεσοποταμία - Αν, Μάγιας - Itzamna), αργότερα θεώρησε ότι επηρεάζεται από αυτόν (Αστρολογία), αλλά ευτυχώς άρχισε να τον απομυθοποιεί και να τον εκμεταλλεύεται στην καθημερινή του ζωή βάζοντας σημάδια πάνω του (ναυσιπλοΐα, καθορισμός εποχών) και τέλος προσπάθησε να τον κατανοήσει. Για την κατανόηση αυτή αναπτύχθηκαν η Αστρονομία και η Κοσμολογία, οι οποίες μελετούν τη δομή και την εξέλιξη του σύμπαντος σε μεγάλες κλίμακες.

Όσο και αν οι κλάδοι της Σωματιδιακής Φυσικής και της Αστρονομίας μαζί την Κοσμολογία φαίνονται να είναι μακρινοί μεταξύ τους, λόγω της τεράστιας διαφοράς κλίμακας που τους χωρίζει, κάτι τέτοιο δεν ισχύει καθώς κάθε ανακάλυψη στον ένα κλάδο μπορεί να έχει θεμελιώδεις συνέπειες στον άλλον. Ένα πρόσφατο παράδειγμα που όχι μόνο εξηγεί τη διασύνδεση αυτών των κλάδων αλλά και επισημαίνει τη σπουδαιότητα τους αποτέλεσε το Nobel Φυσικής του 2013, με την πειραματική επιβεβαίωση της ύπαρξης του μποζονίου Higgs να βοηθά στην κατανόηση της δημιουργίας του σύμπαντος, δίνοντας συνέχεια σε άλλα δύο πρόσφατα Nobel Φυσικής (2002, 2006).

Η αντίληψη του ανθρώπου για το φυσικό του περιβάλλον πραγματώνεται μέσω των 5 αισθήσεων, με πιο σημαντική αυτή της όρασης. Έτσι, για να δει μακριά ο άνθρωπος έφτιαξε τηλεσκόπια, φέρνοντας το σύμπαν πιο κοντά, κατανοώντας τους νόμους που το διέπουν χρησιμο-

ποιώντας την αντίληψη της όρασης του. Η ετυμολογία της λέξης τηλεσκόπιο (τηλέ- (μακριά) -σκοπέω (παρατηρώ)) δεν θέτει κανένα περιορισμό στη διεύρυνση του όρου της τηλεσκοπίας, με την ανάπτυξη και χρήση οργανολογιών που είναι ευαίσθητες πέρα από τα όρια του ορατού φάσματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας και του κλασσικού τηλεσκοπίου, που κάθε άνθρωπος γνωρίζει και αποτέλεσε επί αιώνες το μοναδικό τρόπο πηγής γνώσης.

Η ανακάλυψη των κοσμικών ακτίνων το 1912 από τον V. Hess, έθεσε τα θεμέλια της Αστροσωματιδιακής Φυσικής και έδωσε τη δυνατότητα μελέτης πέρα από το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα, με καινοτόμα “τηλεσκοπία”, ανοίγοντας νέα παράθυρα για τη μελέτη κατακλυστικών φαινομένων που σηματοδοτούν την εξέλιξη του σύμπαντος. Παράλληλα, μέχρι τα μέσα του περασμένου αιώνα, η παρατήρηση υψηλής ενέργειας κοσμικών ακτίνων ήταν ο μοναδικός τρόπος μελέτης των αλληλεπιδράσεων και της δομής της ύλης σε υποατομικό επίπεδο. Η ανάπτυξη των επίγειων επιταχυντών έδωσε ιδιαίτερη ώθηση στην Σωματιδιακή Φυσική, εξελίσσοντας με πρωτόγνωρη ταχύτητα το επίπεδο της γνώσης μας για τη δομή και τις αλληλεπιδράσεις της ύλης και προσφέροντας παράλληλα γνώση για την αντιμετώπιση θεμάτων της Αστρονομίας και της Κοσμολογίας.

Όμως το ενδιαφέρον για την Αστροσωματιδιακή Φυσική δεν εξέλειψε ποτέ για δύο κυρίως λόγους. Πρώτον, τα αναπάντητα ερωτήματα για την προέλευση των υψηλοενεργειακών κοσμικών ακτίνων, κρατούν άβεστη την περιέργεια του ανθρώπου για τις αποκαλύψεις που περιμένουμε στην Αστρονομία και δεύτερον γιατί οι ενέργειες αυτών των ιδιαίτερα ενεργητικών κοσμικών ακτίνων είναι αρκετές τάξεις μεγέθους πάνω από τη μέγιστη ενέργεια που έχει επιτευχθεί σε επίγειο ανιχνευτή. Τα τελευταία χρόνια η πρόοδος που έχει επιτευχθεί στην τηλεσκοπία νετρίνων (Nobel Φυσικής 2015), σε συνδυασμό με τις καινοτόμες τεχνικές ανίχνευσης της ραδιοκυματικής εκπομπής της ηλεκτρομαγνητικής συνιστώσας των Εκτεταμένων Ατμοσφαιρικών Καταιονισμών, έχουν τονώσει το ενδιαφέρον της έρευνας στην Αστροσωματιδιακή Φυσική παρουσιάζοντας σημαντικά επιτεύγματα.

Η μελέτη και η έρευνα της Αστροσωματιδιακής Φυσικής απαιτούν την ανάπτυξη ανιχνευτικών διατάξεων και τεχνικών οι οποίες εξελίσσονται συνεχώς τα τελευταία 60 χρόνια, χρησιμοποιώντας την αιχμή της τεχνολογίας και πιέζοντας διαρκώς για την εξέλιξη τους, με προφανή οφέλη στους κλάδους των ηλεκτρονικών, των υλικών, των δικτύων κ.α. έχοντας σκοπό την αποτελεσματικότερη ανίχνευση των σωματιδίων που διαδραματίζουν τον ρόλο των αγγελιοφόρων των υπό μελέτη αστροφυσικών αντικειμένων. Οι σύγχρονες αστροσωματιδιακές ανιχνευτικές διατάξεις δεν παρουσιάζουν την ανιχνευτική ποικιλία των ανιχνευτικών διατάξεων που βρίσκονται μέσα στους επιταχυντές της Σωματιδιακής Φυσικής, καθώς οι παράγοντες του πολύ ασθενούς σήματος, της μικρής πιθανότητας αλληλεπίδρασης των σωματιδίων με την ύλη και των συνήθως δύσκολων περιβαλλοντικών συνθηκών, προβάλλουν συγκεκριμένες απαιτήσεις που λίγοι μόνο τύποι ανιχνευτών μπορούν να ικανοποιήσουν. Ως προς το μέγεθος τους οι ανιχνευτικές διατάξεις χωρίζονται σε δύο ομάδες. Της μεγάλης κλίμακας, όπου αναπτύσσεται το δυνατόν μεγαλύτερος αριθμός ανιχνευτών συνδυάζοντας συνήθως διαφορετικούς τρόπους ανίχνευσης σε

ειδικά επιλεγμένα απομονωμένες τοποθεσίες (από τα υψίπεδα της Αργεντινής και την Ανταρκτική έως βυθό της Μεσογείου και την έρημο της Ναμίμπια), αποτελώντας συνήθως ερευνητικές κοινοπραξίες πολλών χωρών. Στον αντίποδα, κυρίως σε χώρους ερευνητικών ιδρυμάτων και πανεπιστημίων, αναπτύσσονται μικρότερης κλίμακας, πιλοτικές, καινοτόμες διατάξεις με σκοπό να εξεταστεί η επιτυχία της καινοτομίας πριν την εφαρμογή της σε μεγάλη κλίμακα.

Εν κατακλείδι, η Αστροσωματιδιακή Φυσική αποτελεί ένα σημαντικό επιστημονικό πεδίο έρευνας καθώς συνεχίζει να σκανδαλίζει την ανθρώπινη περιέργεια, να προωθεί τη γνώση και την κατανόηση της δόμησης και εξέλιξης του σύμπαντος, ανοίγοντας παράθυρα μελέτης για τη γνωστή αλλά και για την άγνωστη ύλη και ενέργεια. Ταυτόχρονα αποτελεί ένα σημαντικό πεδίο διεπιστημονικής έρευνας καθώς πέρα από την άμεση και προφανή αλληλεπίδραση της με τη Σωματιδιακή Φυσική, την Αστρονομία και την Κοσμολογία συνδέεται με την Επιστήμη των Υλικών, τις Επιστήμες Περιβάλλοντος και τις Επιστήμες Ζωής.

Η παρούσα διδακτορική διατριβή αφορά την εκπόνηση έρευνας μέσω της ανάπτυξης και ολοκληρωμένης λειτουργίας ενός υβριδικού τηλεσκοπίου ανίχνευσης κοσμικών ακτίνων, μικρής κλίμακας σύμφωνα με τον παραπάνω διαχωρισμό, στο οποίο αναπτύσσονται καινοτόμες οργανολογικές διατάξεις και μεθοδολογικές τεχνικές, που προτείνονται για την εφαρμογή τους σε διεθνές ερευνητικό πρόγραμμα τηλεσκοπίας νετρίνων.

Η διατριβή είναι οργανωμένη σε 10 κεφάλαια. Στο πρώτο κεφάλαιο παρουσιάζουμε το θεωρητικό υπόβαθρο των κοσμικών ακτίνων, των ακτίνων γ και των νετρίνων, ακολουθώντας τες από την πηγή τους έως πριν την είσοδο τους στην ατμόσφαιρα της Γης. Στο δεύτερο κεφάλαιο περιγράφουμε και ομαδοποιούμε τις αλληλεπιδράσεις των κοσμικών σωματιδίων στην ατμόσφαιρα, μέσω της μελέτης των Εκτεταμένων Ατμοσφαιρικών Καταιονισμών και παρουσιάζουμε τις μεθόδους ανίχνευσης τους με συστοιχίες ανιχνευτών στην επιφάνεια της Γης. Ιδιαίτερη βαρύτητα δίνεται στην ανίχνευση της ραδιοκυματικής εκπομπής, αφενός γιατί αποτελώντας μέθοδο ανεπτυγμένη την τελευταία 15ετία συγκεντρώνει τεράστιο ενδιαφέρον, αφετέρου γιατί αυτή η καινοτόμος μέθοδος ανίχνευσης αναπτύσσεται οργανολογικά στο HELYCON. Στο τρίτο κεφάλαιο, περιγράφονται οι βασικές λειτουργικές αρχές των σπινθηριστών, των φωτοπολλαπλασιαστών και των κεραιών που αποτελούν τα βασικά δομικά στοιχεία του τηλεσκοπίου HELYCON, τα χαρακτηριστικά των οποίων παρουσιάζονται στο κεφάλαιο 4 μαζί με τα χαρακτηριστικά των υπόλοιπων δομικών στοιχείων, δηλαδή των απαραίτητων ηλεκτρικών και ηλεκτρονικών κυκλωμάτων, ενώ μαζί με την απαραίτητη καλωδίωση περιγράφεται ο τρόπος ανάπτυξης των ανιχνευτικών σταθμών του HELYCON στο χώρο λειτουργίας τους, που βρίσκεται στο Ελληνικό Ανοικτό Πανεπιστήμιο, στην Περιβόλα Πατρών. Στο κεφάλαιο 5 παρουσιάζουμε τη μεθοδολογία που αναπτύχθηκε για τη βαθμονόμηση των φωτοπολλαπλασιαστών, των ανιχνευτών και των ηλεκτρονικών διατάξεων λήψης δεδομένων μαζί με τα αντίστοιχα αποτελέσματα που προέκυψαν, ενώ στο κεφάλαιο 6 γίνεται ιδιαίτερη αναφορά στην μεθοδολογία που ακολουθήσαμε για την ανάπτυξη προσομοίωσης τόσο για την πιστή περιγραφή των φυσικών διαδικασιών εξέλιξης των Εκτεταμένων Ατμοσφαιρικών Καταιονισμών με χρήση του πακέτου λογισμικού Corsika,

όσο και για την πιστή περιγραφή της απόκρισης των οργανολογικών διατάξεων ανίχνευσης σπινθηρισμού μέσω του πακέτου λογισμικού HOURS. Στο κεφάλαιο 7 γίνεται ξεχωριστή αναφορά, λόγω της σπουδαιότητας της, στη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών, η οποία μας επέτρεψε να ολοκληρώσουμε τη μικρορύθμιση των παραμέτρων της προσομοίωσης, να εξάγουμε την παραμετροποίηση μεταξύ των μετρούμενων πειραματικά ποσοτήτων και των φυσικών χαρακτηριστικών των παλμών, ενώ μας έδωσε και την ευκαιρία να διεξάγουμε μία πρώτη αξιολόγηση της λειτουργίας των σταθμών πριν την τελική τους εγκατάσταση. Στο κεφάλαιο 8 περιγράφουμε τη διαδικασία λήψης δεδομένων, καθώς και τους τρόπους ελέγχου τις εύρυθμης λειτουργίας των ανιχνευτικών σταθμών. Το κεφάλαιο 9 περιέχει την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων και τη σύγκριση τους με τα αντίστοιχα της προσομοίωσης, για αυτόνομους ανιχνευτικούς σταθμούς αλλά και το συνδυασμό ανιχνευτικών σταθμών, μαζί με μία πλήρη μελέτη προσομοίωσης για την ικανότητα ακρίβειας ανακατασκευής της διεύθυνσης των καταιονισμών και της αποδοτικότητας των σταθμών. Τέλος στο κεφάλαιο 10 παρουσιάζουμε την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων από τις κεραίες, εστιάζοντας στον έγκυρο χαρακτηρισμό των κοσμικής προέλευσης δεδομένων.

Ευχαριστίες

Η εκπόνηση και η συγγραφή μίας διδακτορικής διατριβής είναι μία εργασία που ένας άνθρωπος δε μπορεί να την κάνει μόνος του. Οι ιδιαίτερες απαιτήσεις ξεπερνούνται με βοήθεια σε δύο επίπεδα, στο επιστημονικό και στο προσωπικό. Και στα δύο νομίζω ότι στάθηκα τυχερός. Αν και το πρωτόκολλο προστάζει διαφορετικά δε μπορώ να μην ξεκινήσω τις ευχαριστίες μου από τον άνθρωπο που συντόνισε το ερευνητικό έργο ASTRONEU, με μύησε στον κόσμο της έρευνας στην Πειραματική Φυσική αποτελώντας για μένα πηγή γνώσης και έμπνευσης, το “δάσκαλο” μου, Καθηγητή Σπύρο Τζαμαρία, τον οποίο ευχαριστώ θερμά και για τη μέριμνα που έδειχνε στο πρόσωπο μου πέρα από τις τυπικές υποχρεώσεις του, δείχνοντας πραγματικό και ανθρώπινο ενδιαφέρον.

Ιδιαίτερα ευχαριστώ τον επιβλέποντα μου, Καθηγητή Ιωάννη Γκιάλα, για την άσσογη συνεργασία που είχαμε, την καθοδήγηση και την υποστήριξη που μου παρείχε καθ’ όλη τη διάρκεια της εκπόνησης της διατριβής μου και το ενδιαφέρον του, που εκφράστηκε μέσα από τα αμέτρητα ταξίδια του στην Πάτρα, εκμηδενίζοντας τη φυσική απόσταση μεταξύ μας.

Τον Επίκουρο Καθηγητή Αντώνη Λέισο το γραφείο του οποίου ήταν πάντα ανοικτό για μένα και εκεί πέρασα άπειρες ώρες. Η καθοδήγηση του κατά την ανάλυση των δεδομένων υπήρξε καθοριστική για την ολοκλήρωση της διατριβής μου.

Ένα ιδιαίτερο ευχαριστώ μέσα από την καρδιά μου, οφείλω στον Δρ. Γεώργιο Μπουρλή. Η άρτια επιστημονική του κατάρτιση υπήρξε πολύτιμη σε όλα τα στάδια της διατριβής μου, αλλά κυρίως τον ευχαριστώ γιατί στο πρόσωπο του βρήκα έναν πραγματικό φίλο και η ηθική στήριξη που μου παρείχε στις δύσκολες αλλά και στις εύκολες στιγμές είναι ανεκτίμητη. Γιώργο σε ευχαριστώ για όλα.

Τον Δρ. Αντώνη Παπαοικονόμου που από την πρώτη μέρα στην Πάτρα, με πολύ υπομονή αποτέλεσε για μένα μια πολύτιμη πηγή “προγραμματιστικής” γνώσης και κάθε στιγμή ήταν διαθέσιμος για οποιαδήποτε απορία είχα, όντας παράλληλα άσσογος συνεργάτης στο κομμάτι των κεραιών.

Η γνώση και η κατανόηση της Φυσικής στο μυαλό των ανθρώπων φτάνει έως ένα ορισμένο σημείο, διαφορετικό για τον καθένα μας. Από όσους ανθρώπους έχω γνωρίσει ο Δρ. Απόστολος Τσιριγώτης είναι αυτός που το σημείο αυτό της κατανόησης της Φυσικής είναι πιο πέρα από οποιονδήποτε. Όποτε τα πράγματα έφταναν σε αδιέξοδο ο Απόστολος ήταν αυτός που με τη γνωστή σεμνότητα και απλότητα του έδειχνε τη διέξοδο. Ένα ευχαριστώ είναι πολύ λίγο!

Κατά τον πρώτο ενάμιση χρόνο στο Εργαστήριο Φυσικής του Ελληνικού Ανοικτού Πανεπι-

στημίου είχα την τύχη να συνεργαστώ με το φίλο και τώρα Υπ. Διδάκτορα Θεόδωρο Αυγήτα, προλαβαίνοντας να κάνουμε μαζί πολλά ξενύχτια δουλειάς. Τα ξενύχτια αυτά συνεχίστηκαν με τον μεταπτυχιακό φοιτητή Ανδρέα Σταμελάκη αποδίδοντας αρκετά “plots”, ενώ με τον M.Sc. Φυσικό Μιχάλη Πετρόπουλο προσπαθήσαμε να δώσουμε εξωστρέφεια στη δουλειά μας. Και τους τρεις σας ευχαριστώ ιδιαίτερος για τη συνεργασία και την παρέα.

Όλους τους παραπάνω, πέρα από την πραγματικά άπογη επιστημονική συνεργασία, θα ήθελα να τους ευχαριστήσω για τη φιλία τους και τις όμορφες στιγμές που περάσαμε και εκτός εργαστηρίου, χαλαρώνοντας από την πίεση της δουλειάς.

Ιδιαίτερες ευχαριστίες θα ήθελα να εκφράσω στον Αν. Καθηγητή Κωσταντίνο Παπαγεωργίου για τις πάντα καίριες παρατηρήσεις του κατά τη διάρκεια εκπόνησης της διατριβής μου, στην Αν. Καθηγήτρια Κατερίνα Ζαχαριάδου και στον Ερευνητή Α' του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος, Γεώργιο Φανουράκη για την πολύτιμη βοήθεια τους. Επίσης, στο ερευνητικό προσωπικό του πειράματος Codalema και ιδιαίτερος στον Dr. Lilian Martin για τη βοήθεια τους σε τεχνικά θέματα των κεραιών αλλά και σε θέματα ανάλυσης του σήματος τους.

Για τη φιλολογική επιμέλεια του κειμένου ευχαριστώ το φιλόλογο και φίλο Δημήτρη Παπαγεωργίου, ενώ θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά όλους τους ανθρώπους, εκτός εργαστηρίου, που βοήθησαν να μετατρέψουν την Πάτρα από έναν άγνωστο και ξένο τόπο για μένα, σε μία πόλη που ξέρω ότι πάντα θα έχω πραγματικούς και καλούς φίλους.

Η εργασία αυτή δε θα ήταν δυνατό να πραγματοποιηθεί χωρίς την οικονομική υποστήριξη που μου παρείχε το ερευνητικό πρόγραμμα ΘΑΛΗΣ - ASTRONEU και συντονίστηκε από το Ελληνικό Ανοικτό Πανεπιστήμιο.

Η αδιάλειπτη στήριξη της οικογένειάς μου, των γονιών μου Διονύση και Χριστίνας και της αδελφής μου Αθηνάς, ήταν πολύτιμη τόσο σε προσωπικό όσο και σε οικονομικό επίπεδο. Τους ευχαριστώ θερμά για την έμπρακτη στήριξη τους στην απόφαση μου να ασχοληθώ με το δύσκολο δρόμο της έρευνας. Ελπίζω κάποια στιγμή να σας το ανταποδώσω.

Τέλος ένα ξεχωριστό ευχαριστώ θέλω να εκφράσω στη σύντροφο μου, Κυριακή, η οποία παρά το προσωπικό κόστος της απουσίας μου, με ενθάρρυνε και με υποστήριξε στην εκπόνηση της εργασίας μου, συνεχίζοντας να κάνει αυτό που έκανε όλα τα χρόνια της κοινής μας ζωής, να με κάνει καλύτερο άνθρωπο και να με σπρώχνει να κάνω βήματα μπροστά αποτελώντας πηγή δύναμης και σταθερότητας για μένα. Σε ευχαριστώ για όλα...

Περιεχόμενα

Πρόλογος	vii
Ευχαριστίες	xi
Περιεχόμενα	xiii
Κατάλογος Σχημάτων	xvii
1 Κοσμική Ακτινοβολία	1
1.1 Ιστορική Αναδρομή	1
1.2 Σύνθεση – Ενεργειακό Φάσμα	3
1.3 Προέλευση και Επιτάχυνση των Κοσμικών Ακτίνων	7
1.3.1 Γαλαξιακή κοσμική ακτινοβολία	7
1.3.2 Εξωγαλαξιακή κοσμική ακτινοβολία	11
1.4 Ακτίνες γ	12
1.5 Νετρίνο	13
2 Η Κοσμική Ακτινοβολία στην Ατμόσφαιρα: Ανάπτυξη και Ανίχνευση	17
2.1 Χαρακτηριστικά Εκτεταμένων Ατμοσφαιρικών Καταιονισμών	18
2.1.1 Ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα	18
2.1.2 Αδρονική, μιονική συνιστώσα	23
2.2 Τεχνικές Ανίχνευσης Κοσμικής Ακτινοβολίας και Μετρούμενες Ποσότητες	25
2.2.1 Ανίχνευση φορτισμένων σωματιδίων	26
2.2.2 Ανίχνευση ακτινοβολίας Cherenkov	30
2.2.3 Ανίχνευση ακτινοβολίας φθορισμού	31
2.3 Ανάπτυξη και Ανίχνευση Ραδιοκυματικής Συνιστώσας Ατμοσφαιρικού Καταιονισμού	32
2.3.1 Ιστορικά στοιχεία, κίνητρο ενασχόλησης	32
2.3.2 Φυσικές διεργασίες εκπομπής ραδιοκυμάτων στους ΕΑΚ	33
2.3.3 Προσομοίωση εκπομπής ραδιοκυμάτων από ΕΑΚ	37
2.3.4 Πειράματα ανίχνευσης ραδιοκυματικής εκπομπής ΕΑΚ	39

3	Αρχές Ανιχνευτών Σπινθηρισμού, Φωτοπολλαπλασιαστών, Antennas	43
3.1	Ανιχνευτές Σπινθηρισμού	43
3.1.1	Αρχές ανιχνευτών σπινθηρισμού	43
3.1.2	Μηχανισμός σπινθηρισμού οργανικών ανιχνευτών	44
3.1.3	Παραγωγή φωτός	46
3.1.4	Χρονική απόκριση	47
3.1.5	Χαρακτηρισμός μορφής παλμού	48
3.1.6	Ανόργανοι σπινθηριστές	48
3.2	Φωτοπολλαπλασιαστές	50
3.2.1	Φωτοκάθοδος	51
3.2.2	Δευτερογενής εκπομπή ηλεκτρονίων	53
3.2.3	Χαρακτηριστικά φωτοπολλαπλασιαστών	54
3.2.4	Θόρυβος	56
3.3	Αρχές Λειτουργίας Κεραιών	57
3.3.1	Ενεργό μήκος	58
3.3.2	Πόλωση	59
3.3.3	Το ενεργό μήκος στη μετρητική διάταξη	60
3.3.4	Ενίσχυση σήματος	61
4	Οι Ανιχνευτές του HELYCON και η Τοποθέτησή τους στο Τηλεσκόπιο	63
4.1	Ανιχνευτές Σπινθηρισμού	64
4.1.1	Υλικό σπινθηρισμού, οπτικές ίνες	64
4.1.2	Φωτοπολλαπλασιαστής	66
4.1.3	Ηλεκτρονικό κύκλωμα τροφοδοσίας και ελέγχου	67
4.1.4	Θωράκιση και προστασία	67
4.2	Έλεγχος και Απεικόνιση Λειτουργίας των Ανιχνευτών	67
4.3	Καλωδίωση	68
4.4	Κάρτα Ψηφιοποίησης Σήματος Quarknet	69
4.5	Κεραίες	73
4.5.1	Δομή της Κεραίας	74
4.5.2	Λογισμικό λήψης δεδομένων	76
4.5.3	Λειτουργία της Κεραίας	78
4.6	Εγκατάσταση Σταθμών HELYCON	79
5	Βαθμονόμηση Ανιχνευτών και Ηλεκτρονικών	83
5.1	Βαθμονόμηση των Φωτοπολλαπλασιαστών	84
5.2	Βαθμονόμηση Ανιχνευτών	86
5.2.1	Ομοιογένεια	87
5.2.2	Επίδραση καλωδίων στον παλμό	91
5.3	Βαθμονόμηση Κάρτας Ψηφιοποίησης Σήματος Quarknet	93

6	Προσομοίωση Λειτουργίας Ανιχνευτικής Διάταξης	99
6.1	Βασικές Αρχές και Προγράμματα Προσομοίωσης ΕΑΚ	100
6.2	Προσομοίωση της Λειτουργίας του Τηλεσκοπίου HELYCON	102
6.2.1	Προσομοίωση με το πακέτο λογισμικού Corsika	102
6.2.2	Προσομοίωση με χρήση του πακέτου λογισμικού HOURS	106
7	Βαθμονόμηση Σταθμών-Παραμετροποίηση	115
7.1	Εγκατάσταση Βαθμονόμησης Σταθμών	115
7.2	Επεξεργασία Συλλεχθέντων Δεδομένων και Προσομοίωση	117
7.3	Ρύθμιση Προσομοίωσης και Βαθμονόμηση	124
7.4	Παραμετροποίηση	130
7.4.1	Φορτίο - Time over Threshold (ToT)	130
7.4.2	Ύψος παλμού - Time over Threshold (ToT)	133
7.4.3	Time over Threshold (ToT) - Φορτίο	135
7.4.4	Ύψος παλμού - Φορτίο	136
7.4.5	RMS φορτίου - Time over Threshold (ToT)	137
7.5	Διορθώσεις Χρονισμού	139
7.5.1	Παραμετροποίηση χρονικής ανάλυσης παλμών και slewing	140
7.6	Αξιολόγηση Λειτουργίας Σταθμών	144
7.6.1	Αξιολόγηση δεδομένων παλμογράφων	144
7.6.2	Αξιολόγηση δεδομένων Quarknet - παλμογράφου	151
8	Λήψη Δεδομένων, Έλεγχος και Παρακολούθηση Λειτουργίας Σταθμών	155
8.1	Έλεγχος Παραμέτρων Λειτουργίας Ανιχνευτών Σπινθηρισμού	155
8.2	Έλεγχος Παραμέτρων Λειτουργίας Κάρτας Quarknet	158
8.3	Λειτουργία Σταθμών HELYCON	161
8.4	Συλλογή και Αποθήκευση Πειραματικών Δεδομένων	162
9	Ανάλυση Δεδομένων Σωματιδιακών Ανιχνευτών HELYCON	167
9.1	Πρόγραμμα Ανάλυσης Δεδομένων	168
9.2	Ανάλυση Δεδομένων σταθμού 1	170
9.2.1	Κατανομή Time over Threshold	170
9.2.2	Κατανομή φορτίου	171
9.2.3	Ανακατασκευή διεύθυνσης καταιονισμού	172
9.2.4	Μελέτη ακρίβειας ανακατασκευής της διεύθυνσης του καταιονισμού	173
9.2.5	Ικανότητα ανίχνευσης (Efficiency) σταθμού 1	185
9.3	Ανάλυση Δεδομένων Σταθμού 2	187
9.3.1	Γεωμετρία τοποθέτησης ανιχνευτών και θόρυβος	187
9.3.2	Κατανομή Time over Threshold	188
9.3.3	Κατανομή φορτίου	189

9.3.4	Ανακατασκευή διεύθυνσης καταιονισμού	190
9.3.5	Μελέτη ακρίβειας ανακατασκευής διεύθυνσης καταιονισμών	191
9.3.6	Ικανότητα ανίχνευσης (Efficiency) σταθμού 2	198
9.4	Ανάλυση Δεδομένων Σταθμού 3	200
9.4.1	Κατανομή Time over Threshold	201
9.4.2	Κατανομή φορτίου	202
9.4.3	Ανακατασκευή διεύθυνσης καταιονισμού	203
9.4.4	Μελέτη ακρίβειας ανακατασκευής διεύθυνσης καταιονισμών	203
9.4.5	Ικανότητα ανίχνευσης (Efficiency) σταθμού 3	211
9.5	Ανάλυση Δεδομένων από Σύμπτωση 2 Σταθμών	212
9.5.1	Εύρεση γεγονότων και ανάλυση τους	212
9.5.2	Σύμπτωση σταθμών 1 και 2	217
9.5.3	Ανακατασκευή διεύθυνσης καταιονισμού	221
9.5.4	Μελέτη ποιοτικών χαρακτηριστικών προσομοίωσης	222
9.5.5	Υπόλοιποι συνδυασμοί συμπτώσεων σταθμών HELYCON	227
10	Ανάλυση Δεδομένων Ραδιοκυματικών Ανιχνευτών	231
10.1	Λειτουργία των Κεραιών	231
10.2	Επιλογή Γεγονότων	232
10.3	Ανάλυση Ραδιοκυματικού Σήματος	233
10.3.1	Κριτήρια χαρακτηρισμού γεγονότων κοσμικής προέλευσης και εφαρμογή τους στο συνδυασμό σταθμών 1 και 2	234
10.3.2	Αξιολόγηση θορύβου	242
10.3.3	Γεγονότα σύμπτωσης σταθμών 1 και 3	243
	Βιβλιογραφία	247

Κατάλογος Σχημάτων

1.1	Αφθονία των χημικών στοιχείων στην κοσμική ακτινοβολία ως συνάρτηση του ατομικού αριθμού Z στις ενέργειες γύρω από το 1 GeV, κανονικοποιημένη στο $Si=100$. Η αφθονία των πυρήνων έως $Z \leq 28$ σύμφωνα με [1]. Οι βαριοί πυρήνες όπως μετρούνται από ARIEL 6, HEAO 3, SKYLAB, TIGER, TREK/MIR και UHCRE. Επιπλέον, η αφθονία των στοιχείων στο ηλιακό σύστημα παρουσιάζεται σύμφωνα με [2].	3
1.2	Φάσμα ενέργειας για το σύνολο των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας όπως μετράται άμεσα με ανιχνευτές πάνω από την ατμόσφαιρα και ανιχνευτές ατμοσφαιρικών καταιονισμών. Στις χαμηλές ενέργειες παρουσιάζεται η ροή των πρωτεύοντων πρωτονίων.	4
1.3	Ροή των υπερ-υψηλής ενέργειας κοσμικών ακτίνων όπως έχει μετρηθεί από τα τέσσερα πειράματα με τους μεγαλύτερους χρόνους έκθεσης, Yakutsk, AGASA, Auger και HiRes. Αριστερά: Το φάσμα όπως προκύπτει από τα πειράματα χρησιμοποιώντας τη βαθμονόμηση των ανιχνευτών τους. Δεξιά: Το φάσμα ύστερα από επανακλιμάκωση της ενεργειακής κλίμακας των πειραμάτων, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται κοινή θέση στο φάσμα. Οι ονομαστικές ενεργειακές κλίμακες έχουν πολλαπλασιαστεί κατά 1.2, 1.0, 0.75, 0.625 για τα Auger, HiRes, AGASA και Yakutsk αντίστοιχα.	7
1.4	Φάσμα ενέργειας των κοσμικών ακτίνων ανά ομάδες σύμφωνα με τον ατομικό τους αριθμό. Το άθροισμα όλων των στοιχείων δίνει το συνολικό φάσμα (συνεχής γραμμή) το οποίο συγκρίνεται με τη μέση μετρούμενη ροή. Επιπλέον μια υποθετική εξωγαλαξιακή συνιστώσα φαίνεται να συμμετέχει στη συνολική ροή (διακεκομμένη γραμμή).	10
2.1	Σχηματική αναπαράσταση της ανάπτυξης των ατμοσφαιρικών καταιονισμών.	18
2.2	Απλοποιημένο μοντέλο ανάπτυξης ατμοσφαιρικού καταιονισμού. (a) Ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα. (b) Αδρονική συνιστώσα καταιονισμού προκαλούμενου από αδρόνιο, οι διακεκομμένες γραμμές αναπαριστούν ουδέτερα πόνια (π^0), και οι συνεχείς γραμμές φορτισμένα σωματίδια (π^\pm). Μόνο μία αλληλεπίδραση φορτισμένου αδρονίου αναπαριστάται ανά γενιά.	19
2.3	Μέσος όρος (a) εγκάρσιου και (b) διαμήκους προφίλ για έναν κάθετο καταιονισμό παραγόμενο από πρωτόνιο ενέργειας 10^{19} eV. Τα κατώφλια ενέργειας της προσομοίωσης είναι 0.25 MeV για ακτίνες γ και e^\pm και 0.1 GeV για μόνια και αδρόνια.	20

2.4	Γραφική αναπαράσταση μεθόδων ανίχνευσης κοσμικής ακτινοβολίας.	25
2.5	Αναμενόμενος αριθμός ηλεκτρονίων και μιονίων για κατακόρυφους καταιονισμούς στο επίπεδο της θάλασσας. Οι καμπύλες αναπαριστούν την ποσότητα FWHM των κατανομών για διαφορετικά πρωτεύοντα σωματίδια και ενέργειες, όπως προκύπτει από διαφορετικά μοντέλα προσομοίωσης.	30
2.6	Αριστερά: Απεικόνιση του Γεωμαγνητικού μηχανισμού εκπομπής, τα βέλη δηλώνουν την κατεύθυνση της γραμμικής πόλωσης. Δεξιά: Απεικόνιση της charge excess εκπομπής (Askaryan), τα βέλη δείχνουν τη γραμμική πόλωση όπου το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου προσανατολίζεται ακτινικά σε σχέση με τον άξονα του καταιονισμού.	35
2.7	Σύνοψη των πειραμάτων ανίχνευσης κοσμικής ακτινοβολίας. Τα σχήματα είναι στην ίδια κλίμακα και στην παρένθεση αναγράφεται ο αριθμός των κεραιών που τα αποτελεί.	40
3.1	Ενεργειακά επίπεδα ενός οργανικού μορίου με δομή π-electron.	44
3.2	Χρονική εξέλιξη παλμών σπινθηρισμού στο σιλβένιο (όμοια ένταση τη χρονική στιγμή μηδέν).	48
3.3	Δομή ενεργειακών στάθμων ενός ενεργοποιημένου ανόργανου σπινθηριστή.	48
3.4	Βασικά στοιχεία φωτοπολλαπλασιαστών.	50
3.5	Δομή ενεργειακής ζώνης για συμβατικούς ημιαγωγούς (αριστερά) και υλικά NEA (δεξιά).	53
3.6	Διαμόρφωση μερικών κοινών τύπων PMT (a) Εστιασμένη γραμμική δομή, (b) Κυκλικό πλέγμα, (c) Πλέγμα τύπου Venetian και (d) Δομή box and grid.	55
3.7	Τροχιές ηλεκτρονίων επιταχυνόμενες από τη φωτοκάθοδο προς την πρώτη δύνοδο. Οι δομές F_1 και F_2 είναι ηλεκτρόδια ρυθμιζόμενης τάσης που εστιάζουν ηλεκτροστατικά τα ηλεκτρόνια.	55
3.8	Κύριες πηγές σκοτεινού ρεύματος συναρτήσει της τάσης τροφοδοσίας.	57
3.9	Το σύστημα σφαιρικών συντεταγμένων με την κεραία στο κέντρο. Το κέντρο του συστήματος συντεταγμένων τοποθετείται στο επίπεδο XY κάτω από την κεραία, το οποίο αναπαριστά το έδαφος. Η ζενιθιακή γωνία θ μετράται από την κορυφή, η αζιμουθιακή γωνία φ ωρολογιακά με αρχή τον άξονα X. Μία συγκεκριμένη κατεύθυνση (θ, φ) θεωρείται ως η κατεύθυνση του εισερχόμενου σήματος. Επίσης παρουσιάζεται το διάνυσμα του ενεργού μήκους της κεραίας \vec{H} το οποίο περιέχεται στο επίπεδο που καλύπτεται από τα μοναδιαία διανύσματα \vec{e}_θ και \vec{e}_φ	58
3.10	Ισοδύναμο κύκλωμα Thevenin για κεραία τύπου butterfly.	60
4.1	Γραφική απεικόνιση του σταθμού.	63
4.2	Το control box.	64
4.3	Σχηματική αναπαράσταση ανιχνευτή σπινθηρισμού του HELYCON.	65
4.4	Φάσμα απορρόφησης και εκπομπής οπτικών ινών BCF91-A Bicon.	66

4.5	Σχηματική αναπαράσταση του ηλεκτρονικού κυκλώματος τροφοδοσίας και ελέγχου λειτουργίας των φωτοπολλαπλασιαστών των ανιχνευτών σπινθηρισμού του HELYCON.	68
4.6	Η κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet.	70
4.7	Η διεπαφή χρήστη της κάρτας Quarknet.	71
4.8	Τμήμα αρχείου καταγραφής δεδομένων της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος.	72
4.9	Η κεραία τύπου Codalema, στο βάθος διακρίνεται εγκατεστημένος ένας ανιχνευτής σπινθηρισμού.	73
4.10	Το περιεχόμενο της βάσης της κεραίας.	74
4.11	Η δομή λειτουργίας της κεραίας [3].	76
4.12	Το αρχείο ρύθμισης παραμέτρων AtParameters.cfg.	77
4.13	Το monitor της κεραίας.	78
4.14	Η διάταξη του τηλεσκοπίου HELYCON στο campus του Ελληνικού Ανοικτού Πανεπιστημίου (πηγή: Google Earth).	80
4.15	Ο σταθμός 2 του HELYCON.	80
5.1	Διάταξη βαθμονόμησης για τον προσδιορισμό της ομοιογένειας των ανιχνευτών.	88
5.2	Διάγραμμα ροής της επεξεργασίας των δεδομένων βαθμονόμησης των ανιχνευτών.	88
5.3	Κατανομή ύψους παλμών για τη θέση 4 του ανιχνευτή 6 και προσαρμογή της με κατανομή Landau. Η κορυφή στο μηδέν αντιστοιχεί σε μηδενικό σήμα στον ανιχνευτή.	89
5.4	Κατανομή φορτίου για τη θέση 4 του ανιχνευτή 6 και προσαρμογή της με κατανομή Landau. Η κορυφή στο μηδέν αντιστοιχεί σε μηδενικό σήμα στον ανιχνευτή.	89
5.5	Κατανομή ύψους παλμών του ανιχνευτή 12 και προσαρμογή της με κατανομή Landau με μικρό καλώδιο μεταφοράς σήματος μήκους 10 ns (αριστερά) και με καλώδιο μήκους 50 m (δεξιά). Η πτώση της μέσης τιμής του ύψους του παλμού είναι ιδιαίτερα έντονη.	92
5.6	Κατανομή ύψους παλμών του ανιχνευτή 12 και προσαρμογή της με κατανομή Landau μετά τη διόρθωση της τάσης τροφοδοσίας ώστε η μέση τιμή του ύψους να είναι 5.5 mV με χρήση καλωδίου 50 m.	93
5.7	Σχηματικό διάγραμμα της λογικής των ηλεκτρονικών στοιχείων της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet.	94
5.8	Πραγματοποιηθείσα διάταξη για τη βαθμονόμηση της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet.	95
5.9	Κατανομές της διαφοράς Q-ToT, που υπολογίζεται από τα δεδομένα του Quarknet και ToT, που εκτιμάται από τις αντίστοιχες πλήρως ψηφιοποιημένες κυματομορφές. Κάθε κατανομή αντιστοιχεί σε διαφορετικό επίπεδο κατωφλίου, που χρησιμοποιείται για την εκτίμηση του ToT, συγκεκριμένα a) 6.1 mV, b) 6.4 mV, c) 6.7 mV. Το επίπεδο κατωφλίου του Quarknet ορίστηκε στα 5 mV.	96

5.10	Μέσες τιμές της διαφοράς Q-ToT - ToT συναρτήσει του επιπέδου του κατώφλιου που εκτιμάται το ToT. Κάθε γραμμή αντιστοιχεί σε διαφορετικό κανάλι της ίδιας κάρτας, όπου το οριζόμενο κατώφλι είναι 5 mV σε όλα τα κανάλια. Η πραγματική τιμή του κατώφλιου για κάθε κανάλι εκτιμάται εκεί που η μέση τιμή της παραπάνω διαφοράς είναι μηδέν (κάρτα 6811 με οριζόμενα κατώφλια 50 - 50 - 50, 41 τιμές κατώφλιου με βήμα 0.1 mV).	97
6.1	Το αρχείο παραμέτρων του λογισμικού Corsika.	103
6.2	Η διασπορά στο χώρο 784 επαναλήψεων ενός καταιονισμού υψηλής ενέργειας (μαύροι κύκλοι) γύρω από τους σταθμούς 1 και 2 του HELYCON (κόκκινα τρίγωνα).	107
6.3	Τυπικός παλμός φωτοηλεκτρονίου.	109
6.4	Διάγραμμα ροής προσομοίωσης τηλεσκοπίου HELYCON.	112
7.1	Διάταξη βαθμονόμησης σταθμών. Όταν τα σήματα και των 3 ανιχνευτών της ομάδας A υπερβούν το επίπεδο κατώφλιου, παρέχεται εξωτερικός σκανδαλισμός ώστε να καταγραφούν τα σήματα των ανιχνευτών της ομάδας B, που είναι τοποθετημένοι παραπλεύρως αυτών της ομάδας A.	116
7.2	Αριστερά: απεικόνιση της τοποθέτησης των ανιχνευτών για τη βαθμονόμηση των σταθμών και Δεξιά: απεικόνιση των 2 παλμογράφων που πραγματοποιούν τη λήψη δεδομένων και του υπολογιστή (laptop) που μέσω πακέτου λογισμικού DAQ, ελέγχει τη διαδικασία.	117
7.3	Το περιβάλλον διεπαφής χρήστη του λογισμικού DAQ σε LabVIEW, όπου φαίνονται οι ρυθμίσεις του συστήματος λήψης δεδομένων (αριστερά) και οι κυματομορφές του τελευταίου γεγονότος καταιονισμού που καταγράφηκε με κατώφλι 4 mV και στα 3 κανάλια του πρώτου σταθμού (δεξιά πάνω) και (δεξιά κάτω) τα αντίστοιχα σήματα του δεύτερου σταθμού.	118
7.4	Διάγραμμα ροής λογισμικού επεξεργασίας δεδομένων βαθμονόμησης σταθμών.	119
7.5	Κατανομή του ύψους των παλμών για τα ζεύγη των ανιχνευτών 1, 2 και 3 (κατακόρυφα) των σταθμών 1 (αριστερά) και 2 (δεξιά). Με ιστόγραμμα αναπαριστάται η προσομοίωση και με σημεία τα πειραματικά δεδομένα. Τα δεδομένα προσομοίωσης είναι κανονικοποιημένα στον αριθμό των πειραματικών δεδομένων και το κατώφλι επιλογής είναι ορισμένο στα 12.7 mV για τους ανιχνευτές του σταθμού 1.	120
7.6	Κατανομή του φορτίου των παλμών για τα ζεύγη των ανιχνευτών 1, 2 και 3 (κατακόρυφα) των σταθμών 1 (αριστερά) και 2 (δεξιά). Με ιστόγραμμα αναπαριστάται η προσομοίωση και με σημεία τα πειραματικά δεδομένα. Τα δεδομένα προσομοίωσης είναι κανονικοποιημένα στον αριθμό των πειραματικών δεδομένων και το κατώφλι επιλογής είναι ορισμένο στα 12.7 mV για τους ανιχνευτές του σταθμού 1.	121

- 7.7 Κατανομή του φορτίου των παλμών σε ισοδύναμο του αριθμού των ελάχιστων ιονίζοντων σωματιδίων που ανιχνεύτηκαν για τα ζεύγη των ανιχνευτών 1, 2 και 3 **(κατακόρυφα)** των σταθμών 1 **(αριστερά)** και 2 **(δεξιά)**. Με ιστόγραμμα αναπαριστάται η προσομοίωση και με σημεία τα πειραματικά δεδομένα. Τα δεδομένα προσομοίωσης είναι κανονικοποιημένα στον αριθμό των πειραματικών δεδομένων και το κατώφλι επιλογής είναι ορισμένο στα 12.7 mV για τους ανιχνευτές του σταθμού 1. 122
- 7.8 Κατανομή της τιμής χρόνου πάνω από το κατώφλι των παλμών για τα ζεύγη των ανιχνευτών 1, 2 και 3 **(κατακόρυφα)** των σταθμών 1 **(αριστερά)** και 2 **(δεξιά)**. Με ιστόγραμμα αναπαριστάται η προσομοίωση και με σημεία τα πειραματικά δεδομένα. Τα δεδομένα προσομοίωσης είναι κανονικοποιημένα στον αριθμό των πειραματικών δεδομένων και το κατώφλι επιλογής είναι ορισμένο στα 12.7 mV για τους ανιχνευτές του σταθμού 1. 123
- 7.9 Σύγκριση κυματομορφής σήματος, προκύπτουσα από το μέσο όρο των πειραματικών κυματομορφών ενός ανιχνευτή (κόκκινο) με την πρόβλεψη της προσομοίωσης (μαύρο) μετά τη ρύθμιση των παραμέτρων αυτής, για σήματα σε διαφορετικές περιοχές φορτίου. 125
- 7.10 Το μέσο φορτίο της κυματομορφής του ανιχνευτή 1 - σταθμού 1 του HELYCON, σε bins του ToT όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης, ενώ στην παράθεση ο κατακόρυφος άξονας βρίσκεται σε λογαριθμική κλίμακα. 128
- 7.11 Η μέση τιμή του ύψους των παλμών της κυματομορφής του ανιχνευτή 1 - σταθμού 1 του HELYCON, σε bins του ToT όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης, ενώ στην παράθεση ο κατακόρυφος άξονας βρίσκεται σε λογαριθμική κλίμακα. 129
- 7.12 Η τιμή του RMS της κατανομής του φορτίου σε bins του ToT, ως συνάρτηση του ToT για τις κυματομορφές του ανιχνευτή 1 του σταθμού 1 του HELYCON, όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης, ενώ στην παράθεση ο κατακόρυφος άξονας βρίσκεται σε λογαριθμική κλίμακα. 130

- 7.13 Το μέσο φορτίο της κυματομορφής των ανιχνευτών 1, 2, 3 (**κατακόρυφα**) των σταθμών 1 (**αριστερά**) και 2 (**δεξιά**) του HELYCON, σε bins του ToT όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης όπου φαίνεται η εξέλιξη της για μεγάλες τιμές του ToT. 131
- 7.14 Το μέσο ύψος παλμών της κυματομορφής των ανιχνευτών 1, 2, 3 (οριζόντια) του σταθμού 1 του HELYCON, σε bins του ToT όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης όπου φαίνεται η εξέλιξη της για μεγάλες τιμές του ToT. 134
- 7.15 Η μέση τιμή του ToT της κυματομορφής των ανιχνευτών 1, 2, 3 του σταθμού 1 του HELYCON, σε bins του φορτίου όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης. 135
- 7.16 Η σχέση της εξέλιξης των τιμών του ύψους του παλμού σε bins των τιμών του φορτίου της κυματομορφής των ανιχνευτών 1, 2, 3 του σταθμού 1 του HELYCON, όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης. 136
- 7.17 Η τιμή του RMS της κατανομής του φορτίου σε bins του ToT, ως συνάρτηση του ToT για τις κυματομορφές των ανιχνευτών 1, 2 και 3 του σταθμού 1 του HELYCON, όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης. 137
- 7.18 Διαφορά στη χρονική απόκριση (δt) δύο παράπλευρων ανιχνευτών των σταθμών 2 και 1 κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης τους, συναρτήσει της διαφοράς $t_1 - t_{trg}$. **Δεξιά** εμφανίζονται οι τιμές που αντιστοιχούν στα τρία ζεύγη παράπλευρων ανιχνευτών πριν οποιαδήποτε διόρθωση και **αριστερά** μετά την εμπειρική διόρθωση που προκύπτει από την προσομοίωση. 140
- 7.19 Αναπαράσταση του σφάλματος χρονισμού των παλμών το οποίο εξαρτάται από το ύψος του παλμού. Οι μικρότεροι παλμοί εγγράφονται με καθυστέρηση. 141

7.20	Χρονική ανάλυση συγκρίνοντας τη χρονική απόκριση ενός ζεύγους παράπλευρων ανιχνευτών, ως συνάρτηση του ToT των σημάτων. Οι κύκλοι και τα τετράγωνα αναπαριστούν την ακρίβεια χρονισμού στα 4.7 mV και 9.7 mV αντίστοιχα. Τα γεμάτα και άδεια σύμβολα αντιπροσωπεύουν την ανάλυση πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης, αντίστοιχα.	142
7.21	Παραμετροποίηση του χρόνου διόρθωσης του συστηματικού σφάλματος (slewing) ως συνάρτηση του ToT, για επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV (κόκκινο) και 9.7 mV (μαύρο).	143
7.22	Αριστερά: Διαφορά χρόνων μεταξύ ζεύγους ανιχνευτών πριν (κόκκινο) και μετά την εφαρμογή των διορθώσεων του slewing (μαύρο). Τα σημεία αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα και το ιστόγραμμα στην πρόβλεψη της προσομοίωσης με κατώφλι ανάλυσης στα 9.7 mV. Δεξιά: Η αντίστοιχη pull distribution.	144
7.23	Κατανομή της ζενιθιακής (αριστερά) και της αζιμουθιακής γωνίας (δεξιά), για τα δεδομένα που συλλέχθηκαν με παλμογράφο και για τους δύο σταθμούς κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών, όπου ο σταθμός 1 (μαύρο) είναι τοποθετημένος δίπλα στο σταθμό 2 (κόκκινο). Με σημεία αναπαριστούνται τα πειραματικά δεδομένα ενώ με ιστόγραμμα η προσομοίωση. Το κατώφλι επιλογής των γεγονότων των σταθμών (software) είναι ορισμένο στα 12.7 mV ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 9.7 mV.	146
7.24	Κατανομή της διαφοράς της ζενιθιακής (αριστερά) και της αζιμουθιακής γωνίας (δεξιά) μεταξύ των σταθμών 1 και 2, για τα δεδομένα που συλλέχθηκαν κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών, όπου οι σταθμοί 1 και 2 ήταν τοποθετημένοι παραπλεύρως. Τα σημεία αντιστοιχούν σε πειραματικά δεδομένα και τα ιστογράμματα σε προσομοίωση. Το κατώφλι επιλογής γεγονότων (software trigger) είναι ορισμένο στα 12.7 mV, ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 9.7 mV.	148
7.25	Κατανομή της τιμής της διαφοράς της ζενιθιακής (αριστερά) και της αζιμουθιακής γωνίας (δεξιά) μεταξύ των σταθμών 1 και 2, κανονικοποιημένα στο αναμενόμενο σφάλμα (pull distribution). Τα σημεία αντιστοιχούν σε πειραματικά δεδομένα και τα ιστογράμματα σε προσομοίωση. Το κατώφλι επιλογής γεγονότων (software trigger) είναι ορισμένο στα 12.7 mV, ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 9.7 mV.	149
7.26	Κατανομή της τιμής της χ^2 πιθανότητας με δύο βαθμούς ελευθερίας. Τα σημεία αντιστοιχούν σε προσομοίωση και τα ιστογράμματα σε πειραματικά δεδομένα. Το κατώφλι επιλογής γεγονότων (software trigger) είναι ορισμένο στα 12.7 mV, ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 9.7 mV.	150

7.27	Κατανομή της ζενιθιακής (αριστερά) και της αζιμουθιακής γωνίας (δεξιά), για τα δεδομένα που συλλέχθηκαν με την κάρτα Quarknet για το σταθμό αναφοράς 1 και με παλμογράφο για το σταθμό 2 κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών, όπου ο σταθμός 1 (μαύρο) είναι τοποθετημένος δίπλα στο σταθμό 2 (κόκκινο). Με σημεία αναπαριστώνται τα πειραματικά δεδομένα ενώ με ιστόγραμμα η προσομοίωση. Το κατώφλι επιλογής των γεγονότων των σταθμών (software) είναι ορισμένο στα 7.7 mV ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 4.7 mV.	151
7.28	Κατανομή της διαφοράς της ζενιθιακής (αριστερά) και της αζιμουθιακής γωνίας (δεξιά) μεταξύ των σταθμών 1 και 2, για τα πειραματικά δεδομένα που συλλέχθηκαν με την κάρτα Quarknet για το σταθμό 1 και με παλμογράφο για το σταθμό 2 (μαύροι κύκλοι) κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών, όπου οι σταθμοί ήταν τοποθετημένοι παραπλεύρως. Το ιστογράμματα αντιστοιχεί στην προσομοίωση, ενώ με τετράγωνα αναπαριστώνται τα δεδομένα που η λήψη τους έγινε με παλμογράφο και στους δύο σταθμούς. Το κατώφλι επιλογής γεγονότων (software trigger) είναι ορισμένο στα 7.7 mV, ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 4.7 mV.	152
7.29	Κατανομή της τιμής της διαφοράς της ζενιθιακής (αριστερά) και της αζιμουθιακής γωνίας (δεξιά) μεταξύ των σταθμών 1 και 2, κανονικοποιημένα στο αναμενόμενο σφάλμα (pull distribution). Τα σημεία αντιστοιχούν σε πειραματικά δεδομένα και τα ιστογράμματα σε προσομοίωση. Η λήψη των δεδομένων του σταθμού 1 γίνεται με τιμή κατωφλίου στην κάρτα Quarknet 4.7 mV, ενώ για το σταθμό 2 στα γεγονότα που καταγράφει ο παλμογράφος ορίζεται κατώφλι επιλογής γεγονότων (software trigger) στα 7.7 mV και κατώφλι ανάλυσης στα 4.7 mV.	153
7.30	Κατανομή της τιμής της χ^2 πιθανότητας με δύο βαθμούς ελευθερίας. Οι μαύροι κύκλοι αντιπροσωπεύουν τα πειραματικά δεδομένα που έχουν ληφθεί με κάρτα Quarknet για το σταθμό 1 και παλμογράφο για το σταθμό 2, με 4.7 mV κατώφλι σκανδαλισμού στην κάρτα Quarknet. Με ιστόγραμμα παρουσιάζεται η αντίστοιχη προσομοίωση, ενώ για καλύτερη εκτίμηση των αποτελεσμάτων με τετράγωνα παρουσιάζονται τα πειραματικά δεδομένα που λήφθηκαν με δύο παλμογράφους και αναλύονται στο επίπεδο των 4.7 mV.	154
7.31	Γωνιακή διαφορά μεταξύ των ανακατασκευασμένων διευθύνσεων του ίδιου καταιονισμού από τους σταθμούς 1 και 2 κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης. Το ιστόγραμμα αναπαριστά την πρόβλεψη της προσομοίωσης, ενώ οι μαύροι κύκλοι και τα τετράγωνα τα δεδομένα που συλλέχθηκαν κατά τη βαθμονόμηση από την κάρτα Quarknet και τον παλμογράφο με τιμή τάσης κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV, αντίστοιχα.	154
8.1	Εξέλιξη της μετρούμενης τιμής της τάσης τροφοδοσίας συναρτήσει του χρόνου για τον ανιχνευτή 6. Στον οριζόντιο άξονα ο χρόνος μετριέται σε seconds με έναρξη την 1η Ιανουαρίου 2014.	156

8.2	Εξέλιξη της μετρούμενης τιμής της θερμοκρασίας συναρτήσει του χρόνου για τον ανιχνευτή 6. Στον οριζόντιο άξονα ο χρόνος μετρείται σε seconds με έναρξη την 1η Ιανουαρίου 2014.	156
8.3	Εξέλιξη της μετρούμενης τιμής της θερμοκρασίας συναρτήσει του χρόνου για τον ανιχνευτή 6, για χρονικό διάστημα περίπου 60 ωρών.	157
8.4	Κατανομή της μετρούμενης τιμής της τάσης τροφοδοσίας του φωτοπολλαπλασιαστή για τον ανιχνευτή 6 και προσαρμογή αυτής με Gaussian.	158
8.5	Τα παράθυρα της διεπαφής του χρήστη με την κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet.	160
8.6	Η διεπαφή του χρήστη του λογισμικού LabVIEW που αναπτύχθηκε για τη μετατροπή των πειραματικών δεδομένων σε δεκαδικής μορφής αρχεία κειμένου.	163
8.7	Η δομή των αρχείων που δημιουργούνται από το λογισμικό LabVIEW για την ανάλυση των δεδομένων των ανιχνευτών σπινθηρισμού και των κεραιών.	164
9.1	Διάγραμμα ροής προγράμματος κώδικα επεξεργασίας δεδομένων των ανιχνευτών σπινθηρισμού των σταθμών του HELYCON.	169
9.2	Κατανομή των ToT στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (ιστογράμματα) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (κόκκινα σημεία).	171
9.3	Άθροισμα κατανομών ToT στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.	172
9.4	Κατανομή του φορτίου στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα).	173
9.5	Άθροισμα κατανομών φορτίου στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.	174
9.6	Κατανομή ανακατασκευασμένης ζενιθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη ζενιθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).	175
9.7	Κατανομή ανακατασκευασμένης αζιμουθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη αζιμουθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).	175
9.8	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της απόστασης από τον πυρήνα του καταιονισμού (επάνω) και μέση τιμή διαφοράς ανακατασκευασμένης και πραγματικής ζενιθιακής γωνίας συναρτήσει της απόστασης από τον πυρήνα του καταιονισμού (κάτω).	176

9.9	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 1 (επάνω) και μέση τιμή διαφοράς ανακατασκευασμένης και πραγματικής ζενιθιακής γωνίας συναρτήσει του ToT (κάτω).	177
9.10	Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας ϑ για τον πρώτο σταθμό συναρτήσει του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού, για το σύνολο των γεγονότων (μαύρα σημεία) για τα γεγονότα που προσπίπτουν εντός ακτίνας 20 m από το κέντρο του σταθμού (πράσινα σημεία) και σε απόσταση μεγαλύτερη των 20 m από το κέντρο των σταθμών (κόκκινα σημεία).	178
9.11	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας ϑ (αριστερά) και μέση τιμή διαφοράς ανακατασκευασμένης και πραγματικής ζενιθιακής γωνίας συναρτήσει της γωνίας ϑ (δεξιά). Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.	179
9.12	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ (αριστερά) και μέση τιμή διαφοράς ανακατασκευασμένης και πραγματικής αζιμουθιακής γωνίας συναρτήσει της γωνίας φ (δεξιά). Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.	180
9.13	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω του - Monte Carlo μελέτης.	181
9.14	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ (πάνω) και μέση τιμή διαφοράς ανακατασκευασμένης και πραγματικής ζενιθιακής γωνίας συναρτήσει της γωνίας φ (κάτω).	181
9.15	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω του - Monte Carlo μελέτης.	182
9.16	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της απόστασης από τον πυρήνα του καταιονισμού.	182
9.17	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 1.	183
9.18	Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας φ για τον πρώτο σταθμό συναρτήσει του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού.	184
9.19	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ζενιθιακής γωνίας ϑ	184
9.20	Κατανομή διεύθυνσης εσωτερικού γινομένου διανυσμάτων πραγματικής και ανακατασκευασμένης διεύθυνσης καταιονισμού.	185
9.21	Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 1 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (γραμμική κλίμακα).	186

9.22	Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 1 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (λογαριθμική κλίμακα).	186
9.23	Κατανομή της χρονικής διαφοράς μεταξύ διαδοχικών γεγονότων για το σταθμό 1 (μαύρο) και το σταθμό 2 (κόκκινο).	188
9.24	Κατανομή των γεγονότων θορύβου συναρτήσει του αριθμού των συνεχόμενων γεγονότων που αποτελούν το θόρυβο για το σταθμό 2 (μαύρο) και το σταθμό 1 (κόκκινο).	189
9.25	Κατανομή της χρονικής διαφοράς σε λογαριθμική κλίμακα μεταξύ διαδοχικών γεγονότων για το σταθμό 1 (αριστερά) και το σταθμό 1 (δεξιά).	189
9.26	Κατανομή των ToT στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα).	190
9.27	Άθροισμα κατανομών ToT στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.	191
9.28	Κατανομή του φορτίου στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα).	192
9.29	Άθροισμα κατανομών φορτίου στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα ως προς τον αριθμό των γεγονότων. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.	193
9.30	Κατανομή ανακατασκευασμένης ζενιθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη ζενιθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).	194
9.31	Κατανομή ανακατασκευασμένης αζιμουθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη αζιμουθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).	194
9.32	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της απόστασης από τον πυρήνα του καταιονισμού.	195
9.33	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 2.	195
9.34	Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας ϑ για το δεύτερο σταθμό συναρτήσει του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού, για το σύνολο των γεγονότων (μαύρα σημεία), για τα γεγονότα που προσπίπτουν εντός 20 m από το κέντρο του σταθμού (πράσινα σημεία) και σε απόσταση μεγαλύτερη των 20 m από το κέντρο των σταθμών (κόκκινα σημεία).	196

9.35	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας ϑ . Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.	197
9.36	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ . Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.	198
9.37	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω του toy - Monte Carlo μελέτης.	198
9.38	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ . 199	
9.39	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω του toy - Monte Carlo μελέτης.	199
9.40	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της απόστασης του σταθμού από τον πυρήνα του καταιονισμού.	200
9.41	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 2.	200
9.42	Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας φ για το δεύτερο σταθμό συναρτήσει του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού.	201
9.43	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ζενιθιακής γωνίας ϑ . 201	
9.44	Κατανομή διεύθυνσης εσωτερικού γινομένου διανυσμάτων πραγματικής και ανακατασκευασμένης διεύθυνσης καταιονισμού.	202
9.45	Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 2 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (γραμμική κλίμακα).	202
9.46	Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 2 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (λογαριθμική κλίμακα).	203
9.47	Κατανομή των ToT στους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα).	204
9.48	Άθροισμα κατανομών ToT στους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.	205
9.49	Κατανομή του φορτίου στους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα).	206

9.50	Άθροισμα κατανομών φορτίου στους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα ως προς τον αριθμό των γεγονότων. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.	207
9.51	Κατανομή ανακατασκευασμένης ζενιθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη ζενιθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).	208
9.52	Κατανομή ανακατασκευασμένης αζιμουθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη αζιμουθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).	208
9.53	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της απόστασης του σταθμού από τον πυρήνα του καταιονισμού.	209
9.54	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 3.	209
9.55	Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας ϑ για τον τρίτο σταθμό συναρτήσει του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού, για το σύνολο των γεγονότων (μαύρα σημεία), για τα γεγονότα που προσπίπτουν εντός 20 m από το κέντρο του σταθμού (πράσινα σημεία) και σε απόσταση μεγαλύτερη των 20 m από το κέντρο των σταθμών (κόκκινα σημεία).	210
9.56	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας ϑ . Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.	211
9.57	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ . Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.	212
9.58	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω του toy - Monte Carlo μελέτης.	212
9.59	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ	213
9.60	Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω του toy - Monte Carlo μελέτης.	213
9.61	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της απόστασης από τον πυρήνα του καταιονισμού.	214
9.62	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 3.	214

9.63	Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας φ για τον τρίτο σταθμό συναρτήσει του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού.	215
9.64	Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ζενιθιακής γωνίας φ	215
9.65	Κατανομή διεύθυνσης εσωτερικού γινομένου διανυσμάτων πραγματικής και ανακατασκευασμένης διεύθυνσης καταιονισμού.	216
9.66	Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 3 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (γραμμική κλίμακα). . . .	216
9.67	Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 3 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (λογαριθμική κλίμακα). . .	217
9.68	Κατανομή της ενέργειας των ανιχνευόμενων καταιονισμών ταυτόχρονα από τους σταθμούς 1 και 2.	218
9.69	Απεικόνιση μέσω προσομοίωσης του σημείου πρόσπτωσης του κέντρου των ανιχνευόμενων καταιονισμών ταυτόχρονα από τους σταθμούς 1 και 2. Τα κόκκινα τετράγωνα αντιστοιχούν στις θέσεις των ανιχνευτών	219
9.70	Κατανομή των ToT στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα) για γεγονότα που ανιχνεύονται ταυτόχρονα στους σταθμούς 1 και 2.	220
9.71	Κατανομή των ToT στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα) για γεγονότα που ανιχνεύονται ταυτόχρονα στους σταθμούς 1 και 2.	221
9.72	Άθροισμα κατανομών ToT στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα για τα γεγονότα που ανιχνεύονται ταυτόχρονα στους σταθμούς 1 και 2. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.	222
9.73	Άθροισμα κατανομών ToT στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα για τα γεγονότα που ανιχνεύονται ταυτόχρονα στους σταθμούς 1 και 2. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.	223
9.74	Κατανομή ανακατασκευασμένων ζενιθιακών (επάνω) και αζιμουθιακών γωνιών (κάτω) για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) για τα γεγονότα που ανιχνεύονται ταυτόχρονα στους σταθμούς 1 και 2 και η ανακατασκευή τους γίνεται με χρήση των χρόνων και των 6 ανιχνευτών μέσω της ελαχιστοποίησης του x^2	224
9.75	Κατανομή διεύθυνσης εσωτερικού γινομένου διανυσμάτων πραγματικής και ανακατασκευασμένης διεύθυνσης καταιονισμού για τα γεγονότα σε σύμπτωση μεταξύ των σταθμών 1 και 2.	225

9.76	Ικανότητα ταυτόχρονης ανίχνευσης (efficiency) των σταθμών 1 και 2 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο της απόστασης μεταξύ των σταθμών (γραμμική κλίμακα). Με κόκκινο βέλος επισημαίνεται η θέση των σταθμών.	225
9.77	Ικανότητα ταυτόχρονης ανίχνευσης (efficiency) των σταθμών 1 και 2 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο της απόστασης μεταξύ των σταθμών (λογαριθμική κλίμακα). Με κόκκινο βέλος επισημαίνεται η θέση των σταθμών.	226
9.78	Διαφορά της πραγματικής μείον της ανακατασκευασμένης ζενιθιακής γωνίας ϑ με τη μέθοδο της ελαχιστοποίησης του χ^2 χρησιμοποιώντας τους χρόνους 6 ανιχνευτών (μαύρο), με τη μέθοδο του τριγωνισμού από τους ανιχνευτές του σταθμού 1 (κόκκινο) και του σταθμού 2 (πράσινο).	227
9.79	Διαφορά της πραγματικής μείον της ανακατασκευασμένης αζιμουθιακής γωνίας φ με τη μέθοδο της ελαχιστοποίησης του χ^2 χρησιμοποιώντας τους χρόνους 6 ανιχνευτών (μαύρο), με τη μέθοδο του τριγωνισμού από τους ανιχνευτές του σταθμού 1 (κόκκινο) και του σταθμού 2 (πράσινο).	228
9.80	Κατανομή της ενέργειας των ανιχνευόμενων καταιονισμών ταυτόχρονα από τους σταθμούς 1 και 3.	229
9.81	Κατανομή της ενέργειας των ανιχνευόμενων καταιονισμών ταυτόχρονα από τους σταθμούς 2 και 3.	229
10.1	Επάνω: Ανεπεξέργαστο σήμα και κάτω: φιλτραρισμένο σήμα, σε κάθε πόλο της κεραίας για ένα χαρακτηριστικό γεγονός.	234
10.2	Διαμέριση του πλήρους σήματος σε 11 παράθυρα διάρκειας 200 ns για τον υπολογισμό του λόγου SNR.	235
10.3	Λόγος σήματος προς θόρυβο για κάθε γεγονός διπλής σύμπτωσης μεταξύ των σταθμών 1 και 2 για κάθε κεραία.	236
10.4	Σωρευμένο σήμα 256ns γύρω από το μέγιστο σήμα για την κεραία 1 (αριστερά) και την κεραία 2 (δεξιά).	238
10.5	Κατανομή χρόνου μετάβασης από το 10% στο 70% του συνολικού σήματος που μετράται 256 ns γύρω από τη μέγιστη τιμή του για την κεραία 1 (αριστερά) και την κεραία 2 (δεξιά).	238
10.6	Σχεδίαση χρόνου που σωρεύεται το 10% του σήματος έναντι του χρόνου που σωρεύεται το 70% του σήματος για την κεραία 1 (αριστερά) και την κεραία 2 (δεξιά).	239

10.7	Χαρακτηριστικό παράδειγμα ενός γεγονότος που χαρακτηρίζεται ως κοσμικό (αριστερά) και ενός γεγονότος υποβάθρου (δεξιά). Για κάθε σήμα οι επάνω εικόνες αναπαριστούν την αφιλτράριστη κυματομορφή για κάθε πόλο και την πόλωση του (EW vs NS). Οι κάτω εικόνες αναπαριστούν τις αντίστοιχες φιλτραρισμένες κυματομορφές και την πόλωση.	239
10.8	Παράδειγμα προβολής του σημείου (x_1, y_1, z_1) στο οποίο τοποθετείται η κεραία 2 στο επίπεδο το οποίο περνά από την αρχή των αξονών $(0, 0, 0)$ στο οποίο τοποθετείται η κεραία 1.	241
10.9	Κατανομή διαφοράς των καταγεγραμμένων χρονικών διαφορών μεταξύ των κεραιών 1 και 2 και των υπολογιζόμενων τιμών των χρονικών διαφορών από τις ανακατασκευασμένες γωνίες για τα γεγονότα που περνούν και τα 3 κριτήρια (15 γεγονότα).	241
10.10	Κατανομή διαφοράς των καταγεγραμμένων χρονικών διαφορών μεταξύ των κεραιών 1 και 2 και των υπολογιζόμενων τιμών των χρονικών διαφορών από τις ανακατασκευασμένες γωνίες για τα γεγονότα που παρουσιάζουν χρόνο σώρευσης σήματος >28 ns και ταυτόχρονα δεν περνούν επιτυχώς το κριτήριο του SNR.	242
10.11	Κατανομή μέσης τιμής του τετραγώνου της τάσης για κάθε παράθυρο που περιέχει θόρυβο (1 - 5, 7 - 11) για τα γεγονότα της κεραίας 1 με $SNR > 5$	243
10.12	Κατανομή μέσης τιμής του τετραγώνου της τάσης για κάθε παράθυρο που περιέχει θόρυβο (1 - 5, 7 - 11) για τα γεγονότα της κεραίας 2 με $SNR > 8$	243

Κεφάλαιο 1

Κοσμική Ακτινοβολία

Όπως πολλές από τις ανακαλύψεις στις Φυσικές Επιστήμες, έτσι και η ανακάλυψη των κοσμικών ακτίνων εμπεριείχε μία δόση τυχαιότητας, όταν το 1912 ο V.F. Hess προσπαθώντας να εξηγήσει τον παρατηρούμενο ιονισμό της ατμόσφαιρας, ακόμα και χωρίς την παρουσία των πρόσφατα ανακαλυφθέντων ραδιενεργών υλικών (Becquerel, 1896), έκανε πτήσεις με αερόστατο έως το ύψος των 5.300 m, μετρώντας με θαλάμους ιονισμού τη μεταβολή της έντασης του ιονισμού της ατμόσφαιρας συναρτήσει του υψομέτρου.

Ξεκινώντας από αυτό το γεγονός και έχοντας σκοπό σε αυτό το κεφάλαιο να κάνουμε μία θεωρητική παρουσίαση των φαινομένων που ερμηνεύουμε ως κοσμική ακτινοβολία, παρουσιάζεται μία σύντομη ιστορική επισκόπηση των εξελίξεων, οι οποίες έχουν φέρει τη γνώση μας στα σημερινά επίπεδα. Εν συνεχεία περιγράφεται η σύγχρονη εικόνα που έχουμε για τη σύνθεση και το ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων αυτών, την προέλευση τους και τους μηχανισμούς επιτάχυνσης και διάδοσης τους. Οι ακτίνες γ και τα νεutrίνο παρότι δεν αποτελούν φορτισμένα σωματίδια, έτσι ώστε να εμπεριέχονται στο βασικό ορισμό της κοσμικής ακτινοβολίας που αναφέρει φορτισμένα σωματίδια, το γεγονός, ότι δύνανται να προκαλέσουν Εκτεταμένους Ατμοσφαιρικούς Καταιονισμούς (EAK) τα εντάσσει στην κατηγορία των κοσμικών σωματιδίων και γι' αυτό θα γίνει αναφορά και σε αυτά.

1.1 Ιστορική Αναδρομή

Σε αντίθεση με την έως τότε εξήγηση της γήινης προέλευσης του ιονισμού της ατμόσφαιρας, ο ιονισμός αυτός αυξανόταν όσο πιο ψηλά έφτανε το αερόστατο, οδηγώντας τον Hess στο συμπέρασμα της “κοσμικής” προέλευσης των αιτιών αυτού του φαινομένου, για το οποίο μάλιστα τιμήθηκε το 1936 με βραβείο Nobel. Τα επόμενα χρόνια ο W. Kolhörster χρησιμοποιώντας πιο ανεπτυγμένους θαλάμους ιονισμού, μέτρησε τον ιονισμό της ατμόσφαιρας συναρτήσει του υψομέτρου έως τα 9 km. Στα 1929 οι W.Bothe και W. Kolhörster χρησιμοποιώντας δύο ανιχνευτές Geiger-Müller και τοποθετώντας απορροφητικό υλικό ανάμεσα τους, μέτρησαν τα χαρακτηριστικά απορρόφησης αυτής της ακτινοβολίας συμπεραίνοντας ότι είναι σωματιδιακής φύσης

που μάλιστα αφορά φορτισμένα σωματίδια.

Στα ίδια συμπεράσματα κατέληξε και ο J. Clay που έδειξε ότι η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας εξαρτάται από το γεωγραφικό (μαγνητικό) πλάτος της θέσης του παρατηρητή, δίνοντας και αυτός μία σοβαρή υποστήριξη, ότι τουλάχιστον ένα μεγάλο κομμάτι της κοσμικής ακτινοβολίας αποτελείται από φορτισμένα σωματίδια. Το Φεβρουάριο του 1938 ο Kolhörster δημοσίευσε την ανίχνευση ταυτόχρονων σημάτων με ανιχνευτές Geiger-Müller τοποθετημένους σε απόσταση 75 m μεταξύ τους, εξάγοντας το συμπέρασμα ότι στους ανιχνευτές προσπίπτουν δευτερογενή σωματίδια από τους καταιονισμούς που προκαλούν οι κοσμικές ακτίνες στην ατμόσφαιρα. Περίπου την ίδια χρονική περίοδο, τέλη δεκαετίας 1930, ο P. Auger χρησιμοποιώντας θαλάμους Wilson και ανιχνευτές Geiger-Müller τοποθετημένους σε μεγάλη απόσταση μεταξύ τους και σε υψόμετρο 3.500 m στο Jungfrauoch της Ελβετίας, ανίχνευσε ταυτόχρονα γεγονότα, καταλήγοντας και αυτός στο συμπέρασμα της ανάπτυξης καταιονισμού σωματιδίων στην ατμόσφαιρα, εκκινούμενου από ένα σωματίδιο το οποίο εισέρχεται από το σύμπαν.

Τη δεκαετία του 1940 η προέλευση των κοσμικών ακτίνων αποκαλύφθηκε με μετρήσεις από αερόστατα σε μεγάλα ύψη. Ο M. Schein έδειξε ότι τα θετικά φορτισμένα σωματίδια είναι κυρίως πρωτόνια, ενώ θάλαμοι αερίων και φωτογραφικά υμένα μεταφέρθηκαν στη στρατόσφαιρα, αποκαλύπτοντας ότι οι κοσμικές ακτίνες αποτελούνται από πλήρως ιονισμένους πυρήνες ατόμων που κινούνται με ταχύτητες κοντά σε αυτή του φωτός, ενώ προσδιορίστηκε και η σύσταση των στοιχείων αυτών.

Από τα μέσα της δεκαετίας του 1940 αναπτύχθηκαν μεγάλες διατάξεις ανιχνευτών με σκοπό τη μέτρηση των ΕΑΚ. Εξαρχής υπήρχε η απαίτηση για ανιχνευτές με μεγάλες επιφάνειες και μικρούς χρόνους απόκρισης. Οι πρώτοι ανιχνευτές ήταν Geiger-Müller αλλά η ανάπτυξη των φωτοπολλαπλασιαστών οδήγησε στην επικράτηση των ανιχνευτών σπινθηρισμού και των ανιχνευτών ακτινοβολίας Cherenkov. Μελετήθηκε το ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων και το 1958 έγινε αναφορά στο “γόνατο” που θα δούμε παρακάτω ότι αποτελεί ακόμα ανοικτό αντικείμενο μελέτης.

Τη δεκαετία του 1960 το Volcano Ranch [4] στο Νέο Μεξικό των ΗΠΑ ήταν το μεγαλύτερο πείραμα ανίχνευσης κοσμικών ακτίνων με 20 ανιχνευτικούς σταθμούς σπινθηρισμού σε έκταση 12 km^2 , ανιχνεύοντας το 1962 το πρώτο γεγονός με ενέργεια περίπου 10^{20} eV . Μεγαλύτερες ανιχνευτικές διατάξεις ακολούθησαν (SUGAR[5], Haverah Park[6], Yakutsk[7], AGASA[8]) ενώ το Fly’s Eye[9] ήταν η πρώτη επιτυχής προσπάθεια ανίχνευσης του φωτός φθορισμού που παράγεται από τον ΕΑΚ. Με αυτούς τους ανιχνευτές προσδιορίστηκε στις αρχές της δεκαετίας του 1990 άλλη μία ασυνέχεια στο φάσμα ροής συναρτήσεως της ενέργειας των κοσμικών ακτίνων, αποκαλούμενο και ως “αστράγαλος”.

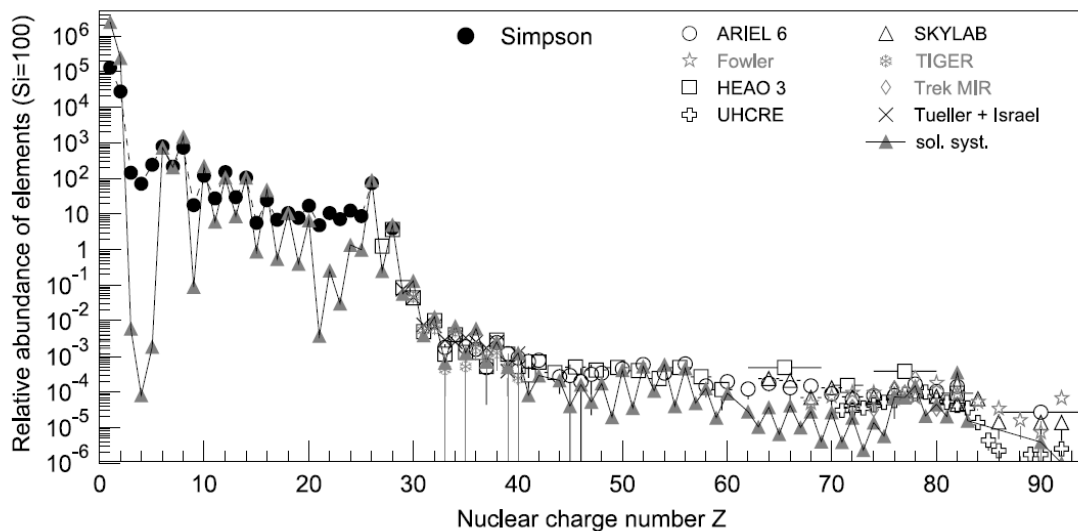
Αξίζει να σημειωθεί ότι μέχρι την ανάπτυξη των επίγειων επιταχυντών και την επίτευξη μεγάλων ενεργειών σε αυτούς, η μελέτη των κοσμικών ακτίνων ήταν το μοναδικό πειραματικό πεδίο έρευνας για τη Σωματιδιακή Φυσική, επιδεικνύοντας σπουδαία αποτελέσματα, όπως η

ανακάλυψη του ποζιτρονίου και του μιονίου τη δεκαετία του 1930, του πιονίου το 1947, των D μεσονίων το 1971, ενώ οι τεράστιες ενέργειες που παρουσιάζουν είναι ακόμα αρκετές τάξεις μεγέθους πάνω από τη μέγιστη ενέργεια που έχει επιτευχθεί στον μεγαλύτερο επιταχυντή (10^{17} eV στον LHC του CERN), δίνοντας κατευθύνσεις για την έρευνα νέων εξωτικών σωματιδίων και διαδικασιών που ακόμα δεν έχουν ανακαλυφθεί.

1.2 Σύνθεση – Ενεργειακό Φάσμα

Οι κοσμικές ακτίνες εισέρχονται στην ατμόσφαιρα της Γης με ρυθμό πάνω από 1.000 ανά τετραγωνικό μέτρο ανά δευτερόλεπτο, είναι ιονισμένοι πυρήνες από τους οποίους περίπου το 90% είναι πρωτόνια (πυρήνες Υδρογόνου), 9% είναι πυρήνες Ηλίου (He), ενώ το υπόλοιπο 1% το αποτελούν βαρύτεροι πυρήνες [10]. Η σύσταση αυτή όμως δεν έχει τόσο απλή ερμηνεία, καθώς έχει διαφορετική δομή αναλόγως την ενεργειακή περιοχή που θέλουμε να εξετάσουμε. Βέβαια κυριαρχεί η σύσταση που παρατηρείται στις χαμηλότερες ενέργειες λόγω της πολύ μεγαλύτερης ροής που παρουσιάζουν σε σχέση με τις υψηλότερες ενέργειες, όπως θα δούμε εν συνεχεία.

Ενδιαφέρον έχει η αφθονία του κάθε χημικού στοιχείου στην κοσμική ακτινοβολία, σε σχέση

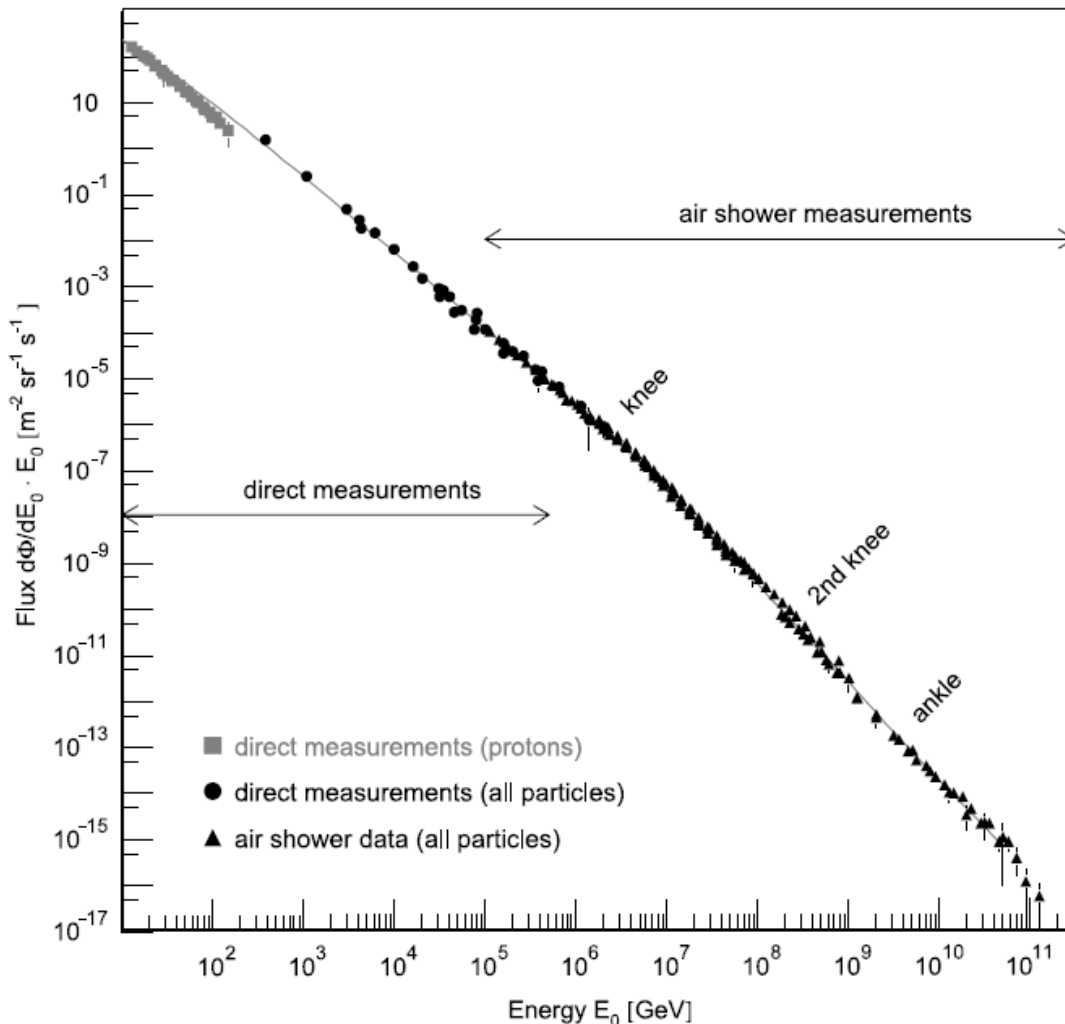


Εικόνα 1.1: Αφθονία των χημικών στοιχείων στην κοσμική ακτινοβολία ως συνάρτηση του ατομικού αριθμού Z στις ενέργειες γύρω από το 1 GeV, κανονικοποιημένη στο $Si=100$. Η αφθονία των πυρήνων έως $Z \leq 28$ σύμφωνα με [1]. Οι βαριοί πυρήνες όπως μετρούνται από ARIEL 6, HEAO 3, SKYLAB, TIGER, TREK/MIR και UHCRE. Επιπλέον, η αφθονία των στοιχείων στο ηλιακό σύστημα παρουσιάζεται σύμφωνα με [2].

με την αφθονία του στο ηλιακό σύστημα, όπως παρουσιάζεται στην εικόνα 1.1 [11] όπου παρατηρούμε ότι δύο ομάδες στοιχείων αποτελούμενες από τα Li, Be, B και τα Sc, Ti, V, Cr και Mn παρουσιάζονται κατά αρκετές τάξεις μεγέθους συχνότερα στην κοσμική ακτινοβολία σε σχέση με το ηλιακό σύστημα. Τα στοιχεία αυτά δεν αποτελούν προϊόντα της αρχικής νουκλεϊοσύνθεσης που προήλθε από τη Μεγάλη Εκρήξη (Big Bang) αλλά αποτελούν προϊόντα θρυμματισμού

(spallation) από βαρύτερα στοιχεία που βρίσκονται σε αφθονία και αυτά είναι για την πρώτη ομάδα ο Άνθρακας (C) και το οξυγόνο (O) και για τη δεύτερη ομάδα ο Σίδηρος (Fe), ύστερα από συγκρούσεις τους με τη μεσοαστρική ύλη.

Οι πυρήνες που παράγονται από αυτή τη διαδικασία αναφέρονται ως δευτερογενής κοσμική ακτινοβολία, όρος που δεν πρέπει να συγχέεται με τα σωματίδια που δημιουργούνται από την αλληλεπίδραση της κοσμικής ακτινοβολίας με τα μόρια της ατμόσφαιρας. Οι ενέργειες των κο-



Εικόνα 1.2: Φάσμα ενέργειας για το σύνολο των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας όπως μετράται άμεσα με ανιχνευτές πάνω από την ατμόσφαιρα και ανιχνευτές ατμοσφαιρικών καταιονισμών. Στις χαμηλές ενέργειες παρουσιάζεται η ροή των πρωτευνόντων πρωτονίων.

σμικών ακτίνων εκτείνονται σε μία τεράστια φασματική περιοχή έκτασης 11 τάξεων μεγέθους από τα GeV έως τα 10^{20} eV όπως φαίνεται στην εικόνα 1.2 [11], ενώ η ροή εξαρτάται ισχυρά από την ενέργεια, ξεκινώντας από περίπου 1.000 σωματίδια ανά τετραγωνικό μέτρο ανά δευτερόλεπτο στην ενεργειακή περιοχή των GeV, μειούμενο σε 1 σωματίδιο ανά τετραγωνικό μέτρο ανά έτος στα PeV και σε ένα σωματίδιο ανά τετραγωνικό χιλιόμετρο ανά αιώνα στην ενεργειακή περιοχή πάνω από 100 EeV [11].

Το φάσμα παρουσιάζει συμπεριφορά νόμου δύναμης (power law)

$$\frac{dN}{dE} \propto E^\gamma \quad (1.1)$$

Ο φασματικός δείκτης έχει τιμή $\gamma \approx -2.7$ για τις ενέργειες έως περίπου τα $5 \times 10^{15} \text{ eV}$. Σε αυτό το σημείο η κλίση αυξάνει και σχηματίζεται το αποκαλούμενο “γόνατο” πάνω από το οποίο η τιμή του φασματικού δείκτη γίνεται περίπου $\gamma \approx -3.1$. Μία περαιτέρω αύξηση της κλίσης έχει παρατηρηθεί πρόσφατα στα $4 \times 10^{17} \text{ eV}$ η οποία αποκαλείται “δεύτερο γόνατο”, ενώ τελικά περίπου στα $4 \times 10^{18} \text{ eV}$ παρουσιάζεται ο “αστράγαλος” όπου ο φασματικός δείκτης επανέρχεται στην αρχική τιμή $\gamma \approx -2.7$. Τους λόγους εμφάνισης αυτών των ανωμαλιών θα τους εξηγήσουμε στην επόμενη παράγραφο καθώς έχουν να κάνουν με την προέλευση των σωματιδίων και τους μηχανισμούς επιτάχυνσης τους.

Όριο GZK

Ένα κρίσιμο σημείο του ενεργειακού φάσματος είναι η καταστολή της ροής των κοσμικών ακτίνων για ενέργειες πάνω από $\sim 5 \times 10^{19} \text{ eV}$ [12]. Όπως έδειξε ο Greisen [13] και ανεξάρτητα οι Zatsepin και Kuzmin [14], οι πυρήνες με ενέργεια πάνω από αυτή την τιμή αλληλοεπιδρούν με τα φωτόνια του κοσμικού μικροκυματικού υποβάθρου (Cosmic Microwave Background – CMB) παράγοντας πόνια

$$\gamma_{CMB} + p \rightarrow \Delta \Gamma \Delta^0 \rightarrow p + \pi^0$$

$$\gamma_{CMB} + p \rightarrow \Delta \Gamma \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$$

με αποτέλεσμα τη μεταβίβαση ενέργειας από το νουκλεόνιο προς το πόνιο.

Η μέση ελεύθερη διαδρομή (mean free path) είναι σχεδόν ανεξάρτητη της ενέργειας με τιμή $\sim 6 \text{ Mpc}$, όπου το νουκλεόνιο χάνει περίπου το $1/5$ της ενέργειας σε κάθε αλληλεπίδραση. Αυτό σημαίνει ότι διανύοντας απόσταση D (σε Mpc) η ενέργεια του νουκλεονίου θα έχει ελαττωθεί κατά έναν παράγοντα $\sim \exp(-0.22D/6)$. Έτσι ένα νουκλεόνιο αρχικής ενέργειας πάνω από 10^{20} eV θα έχει απωλέσει ενέργεια μίας τάξης μεγέθους αφού διανύσει απόσταση $\sim 60 \text{ Mpc}$. Διεξοδικοί υπολογισμοί [15] ορίζουν ότι η μέγιστη παρατηρούμενη ενέργεια νουκλεονίου που εισέρχεται στην ατμόσφαιρα της Γης, ταξιδεύοντας απόσταση $\geq 100 \text{ Mpc}$ θα είναι έως $\geq 10^{20} \text{ eV}$ ανεξάρτητα από την ενέργεια που είχε στην πηγή του. Είναι ξεκάθαρο λοιπόν ότι τα παρατηρούμενα σωματίδια πάνω από την αναφερόμενη ενέργεια θα πρέπει να παράγονται εντός μιας σφαίρας ακτίνας έως $\sim 100 \text{ Mpc}$.

Όταν το πείραμα AGASA ανακοίνωσε ότι παρατηρεί μια ροή τέτοιων σωματιδίων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών τα οποία ενδεχομένως αγνοούν το όριο GZK, η επιστημονική κοινότητα έδειξε τεράστιο ενδιαφέρον, προτείνοντας σενάρια που θα μπορούσαν να εξηγήσουν αυτή τη ροή η οποία ήταν απρόσμενη για δύο λόγους. Πρώτον, σύμφωνα με τους αποδεκτούς μηχανισμούς επιτάχυνσης είναι αδύνατο να επιταχυνθούν σωματίδια σε τόσο μεγάλες ενέργειες, ακόμα και στα πιο ενεργητικά αστροφυσικά αντικείμενα και δεύτερον, στη γειτονιά των $\sim 100 \text{ Mpc}$,

στον ορίζοντα GZK όπως αναφέρεται, δε γνωρίζουμε να υπάρχουν ιδιαίτερα ενεργητικά αντικείμενα.

Για την άρση του αδιεξόδου, τα θεωρητικά σενάρια που προτάθηκαν κινήθηκαν σε δύο κατευθύνσεις.

- Η πρώτη κατεύθυνση έχει ως βάση το σενάριο bottom - up όπου τα ήδη υπάρχοντα σωματίδια επιταχύνονται σε αστροφυσικά αντικείμενα τα οποία κυριαρχούνται από κατακλυσμικούς μηχανισμούς. Σε αυτή την προσέγγιση στόχος είναι η εξάλειψη ή μετάθεση του ορίου GZK σε μεγαλύτερη τιμή.

Οι προτάσεις εν συντομία αφορούν:

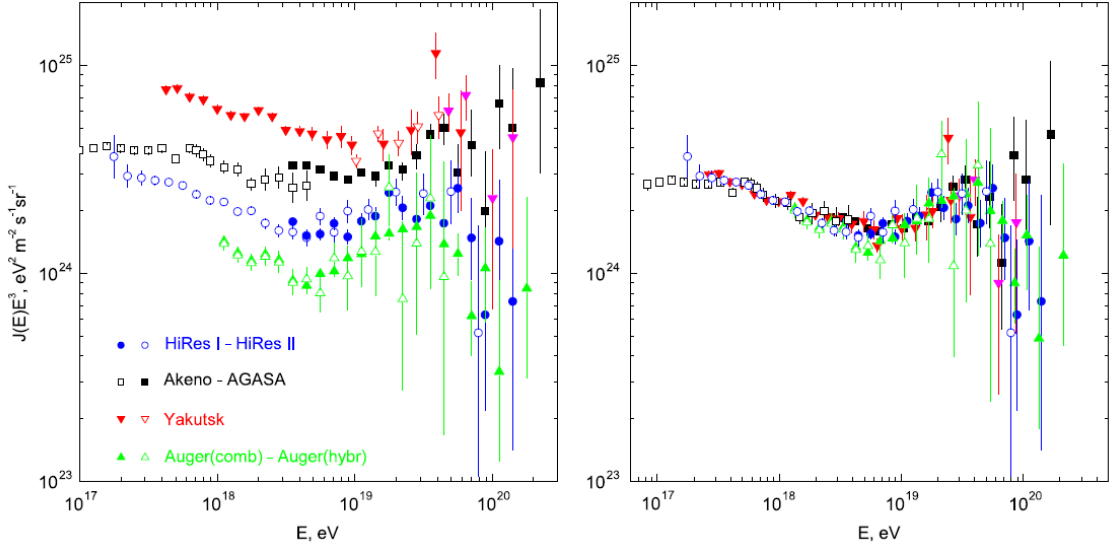
Την παραβίαση του αναλλοίωτου Lorentz (Lorentz invariance), όπου μία πολύ μικρή παραβίαση μπορεί να δώσει αποτελέσματα χωρίς την επίδραση του ορίου GZK.

Άλλη πρόταση που θα είχε σαν αποτέλεσμα τη διεύρυνση του ορίζοντα GZK κατά 15 – 30 φορές είναι η εισαγωγή ενός νέου σταθερού σωματιδίου με βαρυονική κατάσταση $uds\tilde{g}$, του γκλουίνο (S^0), το οποίο θα είχε όριο αλληλεπίδρασης μεγαλύτερο κατά ένα παράγοντα m_{S^0}/m_N όπου m_{S^0} και m_N οι μάζες των γκλουίνο και νουκλεονίου αντίστοιχα. Εναλλακτικά προτάθηκε και η εκκίνηση καταιονισμών από νετρίνο, ειδικά με την υπόθεση ότι αυτά διαθέτουν μάζα, αλλά η 6 τάξεις μεγέθους χαμηλότερη πιθανότητα αλληλεπίδρασης, μαζί με τη δυσκολία να δικαιολογηθούν οι τόσο υψηλές ενέργειες δεν πρόκρινε αυτό το σενάριο.

- Η δεύτερη κατεύθυνση ήταν μέσω του σεναρίου top – down όπου τα κοσμικά σωματίδια προέρχονται από διασπάσεις σωματιδίων με μάζα $\gg 10^{20} eV$. Δύο προτάσεις διατυπώθηκαν που όμως και οι δύο βρίσκονται πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model). Η πρώτη πρόταση σχετίζεται με τη διάσπαση μετασταθών υπερβαρέων σωματιδίων, υπολειμμάτων του Big Bang, η οποία θα συνέβαινε εντός της γαλαξιακής άλου (galactic halo) το οποίο βρίσκεται εντός του ορίζοντα GZK. Η δεύτερη πρόταση έχει να κάνει με την κατάρρευση ή τον αφανισμό κοσμικών τοπολογικών ατελειών (Cosmic Topological Defects).

Ακόμα και σε θεωρητικό επίπεδο, τα σενάρια που βασίζονται στην bottom - up προσέγγιση προκρίνονται έναντι αυτών της top - down. Παράλληλα με την θεωρητική προσέγγιση, νέες μεγαλύτερης κλίμακας πειραματικές διατάξεις αναπτύχθηκαν των οποίων τα αποτελέσματα, όπως παρουσιάζονται στην εικόνα 1.3 [11], με πιο αξιόπιστα αυτά του Pierre Auger Observatory, δείχνουν την επιβεβαίωση της ισχύος του ορίου GZK.

Στο μόνο πείραμα που τα δεδομένα έδειξαν παραβίαση του ορίου, στο AGASA, η μικρή στατιστική των πειραματικών δεδομένων που εισάγει μεγάλα περιθώρια σφάλματος, σε συνδυασμό με το γεγονός ότι η ανάλυση αυτών των δεδομένων έγινε με παλαιότερα, λιγότερο εξελιγμένα



Εικόνα 1.3: Ροή των υπερ-υψηλής ενέργειας κοσμικών ακτίνων όπως έχει μετρηθεί από τα τέσσερα πειράματα με τους μεγαλύτερους χρόνους έκθεσης, Yakutsk, AGASA, Auger και HiRes. **Αριστερά:** Το φάσμα όπως προκύπτει από τα πειράματα χρησιμοποιώντας τη βαθμονόμηση των ανιχνευτών τους. **Δεξιά:** Το φάσμα ύστερα από επανακλιμάκωση της ενεργειακής κλίμακας των πειραμάτων, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται κοινή θέση στο φάσμα. Οι ονομαστικές ενεργειακές κλίμακες έχουν πολλαπλασιαστεί κατά 1.2, 1.0, 0.75, 0.625 για τα Auger, HiRes, AGASA και Yakutsk αντίστοιχα.

μοντέλα προσομοίωσης, έχουν ενισχύσει την άποψη για μία ενδεχόμενη επανεξέταση των δεδομένων και συγκρισή τους με πιο εξελιγμένα μοντέλα προσομοίωσης [11].

1.3 Προέλευση και Επιτάχυνση των Κοσμικών Ακτίνων

Η προέλευση των κοσμικών ακτίνων αποτελεί ένα ερώτημα που μόνο μερικώς έχει απαντηθεί, καθώς υιοθετώντας το μοντέλο bottom - up, τουλάχιστον έως την περιοχή του “αστραγάλου”, θεωρούμε ότι τα σωματίδια προϋπάρχουν εντός αστροφυσικών αντικειμένων και λόγω των κατακλυσμικών γεγονότων που συμβαίνουν σε αυτά αποκτούν ενέργεια επιταχυνόμενα. Η κατάσταση γίνεται περίπλοκη όταν προσπαθούμε να κατανοήσουμε τον τρόπο που αποκτούν την ενέργεια αυτή. Είμαστε σε θέση να έχουμε κατανοήσει τους μηχανισμούς επιτάχυνσης εντός του γαλαξία μας, ενώ τα προτεινόμενα μοντέλα για τις εξωγαλαξιακής προέλευσης κοσμικές ακτίνες δε συνάδουν με τις πειραματικές παρατηρήσεις. Ακολούθως θα γίνει διάκριση ανάλογα με την προέλευση των κοσμικών ακτίνων.

1.3.1 Γαλαξιακή κοσμική ακτινοβολία

Με δεδομένα ότι ο γαλαξίας μας έχει ακτίνα $\sim 15 \text{ kpc}$ και ύψος $\sim 500 \text{ pc}$ εύκολα υπολογίζουμε ότι ο όγκος του είναι $V \sim 10^{67} \text{ cm}^3$. Οι κοσμικές ακτίνες παρουσιάζουν ενεργειακή πυκνότητα 0.5 eV/cm^3 ενώ ο μέσος χρόνος παραμονής τους εντός του γαλαξία είναι $t = 10^7 \text{ years}$ [16] [10]. Επομένως η ισχύς που χρειάζεται για να αναπληρώνει τις κοσμικές ακτίνες που εξέρ-

χονται του γαλαξία μας είναι

$$L_{CR} = \frac{V \times \rho}{t} \simeq 3 \times 10^{40} \text{ erg/s} \quad (1.2)$$

Θεωρώντας ότι γίνονται 3 εκρήξεις υπερκαινοφανών (SuperNova - SN) ανά αιώνα στο γαλαξία μας, με τη μέση μάζα τους να είναι $10 M_{\odot}$ και ότι τα υπολείμματα τους (SuperNova Remnants – SNR) διαστέλλονται με ταχύτητα $5 \times 10^8 \text{ cm/s}$, το φαινόμενο αυτό παρέχει ισχύ $3 \times 10^{42} \text{ erg/s}$. Μία αποδοτικότητα της τάξης του 1% είναι αρκετή για το ενεργειακό περιεχόμενο των κοσμικών ακτίνων στο γαλαξιακό μας δίσκο, κάνοντας τις εκρήξεις υπερκαινοφανών με τη συνακόλουθη διαστολή των υπολειμμάτων τους την ελκυστικότερη πηγή κοσμικών ακτίνων. Ο μηχανισμός επιτάχυνσης τους προτάθηκε από τον E. Fermi και αναλύεται παρακάτω.

Επιτάχυνση Fermi

Η γενική αρχή του μηχανισμού θεωρεί ότι ένα σωματίδιο ενέργειας βρίσκεται σε μία περιοχή που υπόκειται σε “σκεδάσεις”¹ και η ενέργεια του μεταβάλλεται κατά $\Delta E = \xi E_0$, μετά από n σκεδάσεις θα έχει ενέργεια

$$E_n = E_0 (1 + \xi)^n \quad (1.3)$$

Λαμβάνοντας υπόψιν την πιθανότητα P_{esc} να διαφύγει από αυτή την περιοχή, η πιθανότητα να παραμείνει στην περιοχή που υπόκειται σε n σκεδάσεις, είναι $(1 - P_{esc})^n$ και για να φτάσει σε ενέργεια E σύμφωνα με την (1.3) απαιτούνται n σκεδάσεις

$$n = \ln \left(\frac{E}{E_0} \right) / \ln(1 + \xi) \quad (1.4)$$

Το ποσοστό σωματιδίων που επιταχύνονται σε ενέργειες μεγαλύτερες από E είναι

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (1.5)$$

με n από την (1.4). Από τις (1.4) και (1.5) προκύπτει

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} \quad (1.6)$$

με

$$\gamma = \ln \left(\frac{1}{1 - P_{esc}} \right) / \ln(1 + \xi) \approx \frac{P_{esc}}{\xi} \quad (1.7)$$

Βλέπουμε δηλαδή ότι ο μηχανισμός αυτός μας δίνει τον επιθυμητό νόμο δύναμης και το φασματικό δείκτη γ που είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο, ενώ το ενεργειακό κέρδος ανά μονάδα χρόνου εξαρτάται από τη συχνότητα των σκεδάσεων ν_{enc}

$$\frac{dE}{dt} = \nu_{enc} \Delta E = \frac{c}{\lambda_{enc}} \xi E = \frac{\xi E}{T_{enc}} \quad (1.8)$$

¹Ο όρος “σκεδάση” χρησιμοποιείται υπό την επιφύλαξη ότι η διαδικασία πρέπει να είναι “anéπαφη”, έτσι ώστε να μην υπάρχουν απώλειες ενέργειας λόγω συγκρούσεων.

όπου λ_{enc} η μέση ελεύθερη διαδρομή μεταξύ δύο σκεδάσεων και T_{enc} ο χαρακτηριστικός χρόνος που χρειάζεται η διαδικασία της σκέδασης.

Η περιοχή που συμβαίνουν αυτές οι σκεδάσεις είναι το κρουστικό μέτωπο των διαστελλόμενων υπολειμμάτων των εκρήξεων υπερκαινοφανών, του οποίου η ταχύτητα διαστολής u_s είναι πολύ μεγαλύτερη από την ταχύτητα του ήχου στην μεσοαστρική ύλη και τα υπολείμματα της έκρηξης ακολουθούν το μέτωπο με ταχύτητα $u_R \simeq \frac{3}{4}u_s$. Τα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας βρίσκονται ισοτροπικά στη μεσοαστρική ύλη, αδιατάρακτα από το κινούμενο κρουστικό μέτωπο. Καθώς η διαταραχή πλησιάζει, κάποια σωματίδια τη διαπερνούν και κινούνται προς τα κάτω, ενώ μερικά από αυτά σκεδάζονται προς τα πίσω, διαπερνώντας τη διαταραχή προς τα πάνω και κερδίζοντας ενέργεια. Η διαδικασία αυτή συνεχίζεται μέχρι τα σωματίδια να διαφύγουν από αυτή την περιοχή. Αν αθροίσουμε όλες τις πιθανές γωνίες εισόδου και εξόδου από τη διαταραχή, το ενεργειακό κέρδος των σωματιδίων είναι $\xi \sim \frac{4}{3}\beta_s$, όπου β_s η σχετική ταχύτητα κίνησης του διαστελλόμενου πλάσματος που ακολουθεί το κρουστικό μέτωπο.

Στην αρχική ιδέα του Fermi η επιτάχυνση ήταν ανάλογη του ξ^2 (επιτάχυνση 2ης τάξης)[17]. Ο μηχανισμός αυτός όμως ήταν πολύ αργός για να εξηγήσει τις παρατηρούμενες ενέργειες. Ορθότερη αποδεικνύεται η ιδέα που αναπτύχθηκε κατά τη δεκαετία του 1970 [18] [19], ότι η επιτάχυνση είναι ανάλογη του ξ (επιτάχυνση 1ης τάξης).

Η εξίσωση (1.8) ορίζει το ενεργειακό κέρδος ως την ενέργεια επί την αποδοτικότητα της επιτάχυνσης, διαιρεμένη με το χρόνο των σκεδάσεων, ο οποίος χρόνος μπορεί να εκτιμηθεί και ως ο λόγος της μέσης ελεύθερης διαδρομής λ_s προς την ταχύτητα διαταραχής u_1 . Ο περιορισμός που εισέρχεται σε αυτόν τον υπολογισμό είναι η απαίτηση το λ_s να είναι μεγαλύτερο από την γυροακτίνα r_g του σωματιδίου, δηλαδή

$$\frac{dE}{dt} \leq \frac{\xi E u_1}{r_g} = \frac{u_1}{c} Z e B u_1 \quad (1.9)$$

έτσι μπορούμε να έχουμε μια έκφραση της μέγιστης ενέργειας

$$E_{max} = \frac{u_1}{c} Z e B (u_1 t) = \frac{u_1}{c} Z e B r_s \quad (1.10)$$

όπου Z το φορτίο του σωματιδίου και r_s η ακτίνα που έχουν διασταλεί τα υπολείμματα του υπερκαινοφανή. Για μία μέση μάζα $M_{SN} = 10 M_{\odot}$, $u_1 = 10^9 \text{ cm/s}$ και μεσοαστρική ύλη πυκνότητας ενός σωματιδίου ανά cm^3 η μέγιστη ενέργεια υπολογίζεται

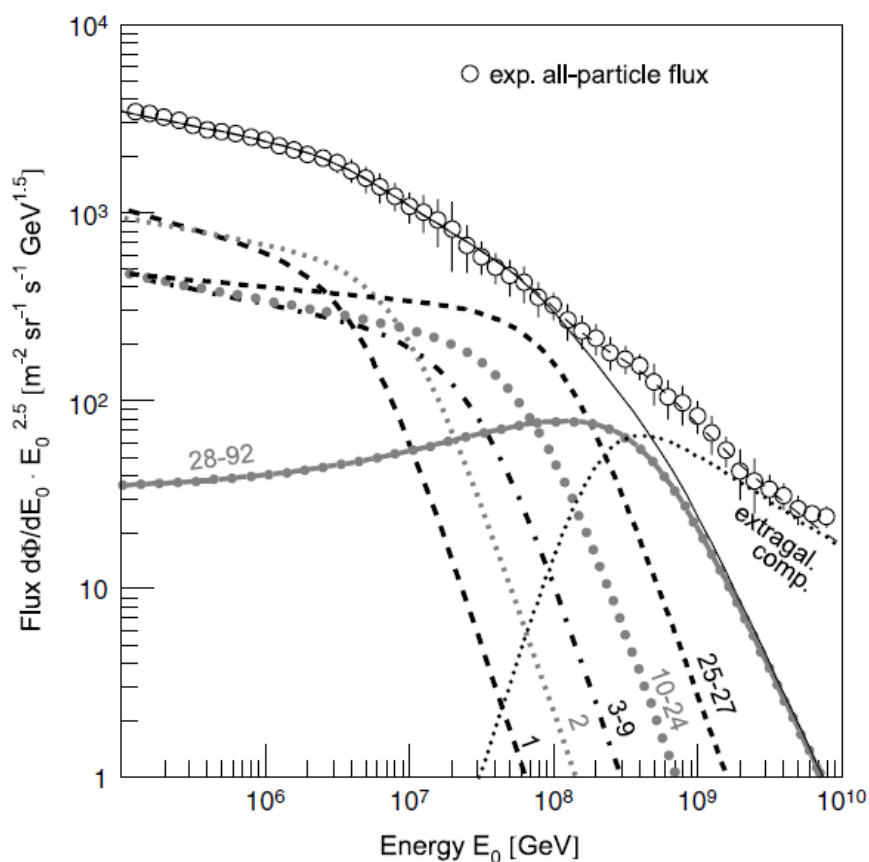
$$E_{max} = Z \times 2.4 \times 10^5 \text{ GeV} \quad (1.11)$$

Συμπέρασμα πολύ σημαντικό, καθώς εξηγεί το παρατηρούμενο γόνατο στο φάσμα ροής, όπου η απότομη μείωση του φάσματος από τα $5 \times 10^{15} \text{ eV}$ και μετά, σηματοδοτεί τη μετάβαση σε βαρύτερους πυρήνες με την αντίστοιχη έλλειψη του αριθμού των ελαφρύτερων και ουσιαστικά φανερώνει το τέλος της γαλαξιακής προέλευσης των κοσμικών ακτίνων. Η πειραματικά μετρούμενη διαφοροποίηση του φάσματος ροής στην περιοχή του γονάτου υποστηρίζεται θεωρητικά

και από το μοντέλο διάδοσης των σωματιδίων στο γαλαξία (Leaky Box Model) όπου η πιθανότητα διαφυγής εξαρτάται από τη γυροακτίνα ($r_g = \rho/ZeB$) και τα ελαφρύτερα σωματάρια παρουσιάζοντας μικρότερο φορτίο έχουν μεγαλύτερη γυροακτίνα και διαφεύγουν πρώτα από τα όρια του γαλαξία, αυξανομένης της ενέργειας τους.

Ο συνδυασμός των δύο παραπάνω παραγόντων δημιουργίας του γονάτου είναι το σενάριο που θεωρείται ως επικρατές [11], συνεπικουρούμενο από τα δεδομένα που προκύπτουν από τα μεγάλης κλίμακας πειράματα.

Φασματική περιοχή μετάβασης



Εικόνα 1.4: Φάσμα ενέργειας των κοσμικών ακτίνων ανά ομάδες σύμφωνα με τον ατομικό τους αριθμό. Το άθροισμα όλων των στοιχείων δίνει το συνολικό φάσμα (συνεχής γραμμή) το οποίο συγκρίνεται με τη μέση μετρούμενη ροή. Επιπλέον μια υποθετική εξωγαλαξιακή συνιστώσα φαίνεται να συμμετέχει στη συνολική ροή (διακεκομμένη γραμμή).

Για την περιοχή μετάβασης από γαλαξιακές σε εξωγαλαξιακές κοσμικές ακτίνες, έχουν προταθεί διάφορα σενάρια και η ενέργεια που αυτή συμβαίνει, αναμένεται να είναι μεταξύ των τιμών $10^{17} eV$ και $10^{18} eV$.

Το φαινόμενο του “δεύτερου γονάτου” είναι το σχετικά νέο στοιχείο που επιζητά εξήγηση, με πιο λογική τη σημαντική συνεισφορά βαρέων σωματιδίων, πέραν του Fe, στο συνολικό φάσμα ροής της κοσμικής ακτινοβολίας, στις ενέργειες γύρω στα $4 \times 10^{17} eV$. Σε αυτή την προσέγγιση,

η περαιτέρω πτώση της ροής οφείλεται στη μείωση της ροής των βαρύτερων πυρήνων με ατομικό αριθμό Z έως 92 (τα οποία σε χαμηλότερες ενέργειες που όλα τα σωματίδια είναι παρόντα, αντιπροσωπεύουν αμελητέο ποσοστό), όπως φαίνεται και στην εικόνα 1.4 [11]. Η μείωση αυτή παρουσιάζεται για τους λόγους που αναπτύχθηκαν νωρίτερα και είναι υπεύθυνοι για την ύπαρξη του γονάτου. Το ενδιαφέρον είναι ότι αυτό το δεύτερο γόνατο παρουσιάζεται σε $E_{2nd} = 92 \cdot E_k$, όπου E_k είναι η ενέργεια του πρώτου γονάτου. Αν αυτό το ενδιαφέρον σενάριο τελικά ισχύει η παρουσία των εξωγαλαξιακών κοσμικών ακτίνων θα ξεκινά από τα $4 \times 10^{17} \text{ eV}$ και πάνω.

1.3.2 Εξωγαλαξιακή κοσμική ακτινοβολία

Για την πλειονότητα των ανιχνευόμενων κοσμικών σωματιδίων, οι μηχανισμοί που δικαιολογούν την επιτάχυνση τους στα υπολείμματα των εκρήξεων υπερκαινοφανών δίνουν μία επαρκή περιγραφή της κατάστασης. Όμως σε μεγαλύτερες ενέργειες, υπάρχει απαίτηση για πηγές κοσμικών ακτίνων που θα μπορούσαν να τις επιταχύνουν σε ενέργειες έως και λίγο πάνω από τα 10^{20} eV . Δυστυχώς μία ξεκάθαρη εικόνα δεν υπάρχει και παρακάτω θα παρουσιάσουμε τις υποψήφιες πηγές και τους μηχανισμούς.

Οι υποψήφιες πηγές διακρίνονται σε δύο κατηγορίες, τις εκτενείς και τις σημειακές. Στις εκτενείς η πρώτη πρόταση έχει να κάνει φυσικά με τον ίδιο μηχανισμό που υιοθετούμε για τις γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες αλλά με την προϋπόθεση η διαστολή των υπολειμμάτων της έκρηξης του υπερκαινοφανούς, να συμβαίνει σε κάποιον γαλαξία όπου επικρατούν διαφορετικές συνθήκες και συγκεκριμένα να είναι μεγαλύτερος σε μέγεθος ή και να επικρατεί ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο από το δικό μας γαλαξία.

Το σενάριο να **συμπέσουν διαστελλόμενα υπολείμματα** δύο ή περισσότερων υπερκαινοφανών σωρεύοντας τη διαθέσιμη ενέργεια τους [20], μπορούν να δημιουργήσουν ένα γαλαξιακό άνεμο του οποίου το μέτωπο της διαταραχής, κάνοντας τους ίδιους υπολογισμούς με την (1.10), μπορεί να δώσει $E_{max} \sim Z \times 3 \times 10^8 \text{ GeV}$, ενώ παρόμοια είναι και η θεωρία για **συσσωματώματα γαλαξιών**. Στο υψηλό μαγνητικό πεδίο βασίζεται και η θεωρία των **ράδιο-γαλαξιών** ως επιταχυντών κοσμικής ακτινοβολίας, οι οποίοι παρουσιάζουν δύο πίδακες πλάσματος που κινούνται προς αντίθετες κατευθύνσεις και περιέχουν ηλεκτρόνια, πρωτόνια και ποζιτρόνια, με την περιοχή επιτάχυνσης να βρίσκεται στο επίπεδο διάδοσης του κάθε πίδακα. Επίσης οι **αστρικοί άνεμοι**, όπου πρόκειται για ροές αερίων που διαφεύγουν από τη βαρυτική έλξη αστέρων, έχει προταθεί [21] ότι μπορούν να προκαλέσουν αυτή την επιτάχυνση.

Στις σημειακές πηγές επιζητούμε πολύ υψηλές ενέργειες σε σύντομες χρονικές περιόδους και πολύ υψηλά μαγνητικά πεδία. Προφανείς υποψήφιοι είναι οι **αστέρες νετρονίων**, οι οποίοι αποτελούν το αποτέλεσμα της κατάρρευσης του πυρήνα ενός μεγάλου αστέρα. Ένας τυπικός αστέρας νετρονίων με μάζα $1.4 M_{\odot}$ και αρχική περίοδο περιστροφής $P = P_{10} \times 10 \text{ ms}$ με μία ακτίνα $\approx 10^6 \text{ cm}$ έχει ροπή αδρανείας 10^{45} g/cm^2 και αρχική ενέργεια περιστροφής $\approx 2 \times 10^{50} \text{ erg/P}_{10}^2$. Έτσι, αν κάθε υπερκαινοφανής αφήνει πίσω του ένα τέτοιο αστέρα, το σενάριο αυτό επαρκεί

για την παραγωγή του φάσματος ροής καθώς οι συνολικές ενεργειακές απαιτήσεις είναι

$$\sim 5 \times 10^{37} \text{ erg/s} \quad (1.12)$$

για $E > 10 \text{ PeV}$ και είναι αρκετά μικρότερες από το συνολικό φάσμα. Η απελευθέρωση ενέργειας άρα και η επιτάχυνση των σωματιδίων, επιτυγχάνεται είτε μέσω της περιστροφικής ενέργειας των υπολειμμάτων του αστέρα νετρονίων, καθώς μια περιστροφή με $T \approx 10 \text{ ns}$ συνεπάγεται τεράστια ποσά ενέργειας, είτε με την προσαύξηση της ύλης του αστέρα από την ύλη που βρίσκεται στο εσωτερικό του κελύφους που τον περιβάλλει και η οποία προσπίπτει στον αστέρα με τον ίδιο μηχανισμό που ανταλλάσσεται ύλη σε δυαδικά συστήματα αστέρων.

Οι **ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες (Active Galactic Nuclei – AGN)** με τη μεγάλη ενέργεια και το τεράστιο μαγνητικό πεδίο (5 G) που διαθέτουν θα μπορούσαν να δράσουν σαν τους αναζητούμενους επιταχυντές. Από αυτούς θα μπορούσαν να διαφύγουν μόνο νετρόνια ενέργειας τουλάχιστον 10^{18} eV τα οποία στη συνέχεια διασπώνται σε πρωτόνια αφού διαφύγουν από τον AGN.

Οι **εκρήξεις ακτίνων γ (Gamma Ray Bursts - GRB)** είναι μία ακραία κατάσταση επιτάχυνσης σε σχετικιστικές ταχύτητες ενός πίδακα ο οποίος διαρκεί από κλάσματα του δευτερολέπτου έως εκατοντάδες δευτερόλεπτα και εκτοξεύει κατευθυντικά κυρίως ακτίνες γ στην περιοχή των MeV, ενώ το ενεργειακό τους φάσμα έχει παρατηρηθεί έως τα 20 GeV όπου το μέτωπο αυτού του πίδακα ενδεχομένως να μπορεί να επιταχύνει σωματίδια σε πολύ υψηλές ενέργειες. Τα γεγονότα που προκαλούν έναν τέτοιο πίδακα είναι η σύγκρουση δύο αστέρων νετρονίων ή η έκρηξη ενός αστέρα πολύ μεγάλης μάζας.

Τέλος υπάρχει και η πρόταση ότι πολύ υψηλής ενέργειας πρωτόνια μπορούν να επιταχυνθούν στον ορίζοντα γεγονότων μίας περιστρεφόμενης **μαύρης τρύπας (Black Hole)**, όπου το μοντέλο αυτό απαιτεί την ύπαρξη μαύρης τρύπας μάζας $10^9 M_{\odot}$ σε μέγιστη απόσταση 50 Mpc από τον Γαλαξία μας.

1.4 Ακτίνες γ

Οι ακτίνες γ (φωτόνια), παρότι δεν αποτελούν φορτισμένα σωματίδια, συμπεριλαμβάνονται μαζί με τα νετρίνο στην κοσμική ακτινοβολία, μιας και προκαλούν εκτεταμένους ατμοσφαιρικούς καταιονισμούς. Το ιδιαίτερο ενδιαφέρον που παρουσιάζουν έγκειται στο γεγονός ότι έχοντας ουδέτερο φορτίο, η πορεία τους δεν επηρεάζεται από τα μαγνητικά πεδία που συναντούν στο δρόμο τους, εν αντίθεση με τα φορτισμένα σωματίδια κοσμικής ακτινοβολίας, με αποτέλεσμα η ανακατασκευή των τροχιών τους να μας υποδεικνύει τις πηγές τους.

Έως την ενέργεια της τάξεως των GeV οι καταιονισμοί που παράγουν αυτές οι ακτίνες γ δεν είναι αρκετά ισχυροί για να ανιχνευθούν στο έδαφος και η ανίχνευση τους γίνεται μέσω δορυφόρων. Οι πηγές των ακτίνων γ, έως αυτή την ενέργεια, είναι πρωτόνια και ηλεκτρόνια τα οποία

διαχέονται στο γαλαξία και αλληλοεπιδρώντας με τη γαλαξιακή ύλη και τα πεδία παράγουν ακτίνες γ . Η παραγωγή τους από τα ηλεκτρόνια γίνεται μέσω των μηχανισμών του bremsstrahlung και της αντίστροφης σκέδασης Compton. Αντίστοιχα, από τα πρωτόνια παράγονται ακτίνες γ κατά τη διάσπαση των ουδέτερων πιονίων τα οποία προέρχονται από τα αδρόνια (πρωτόνια) της κοσμικής ακτινοβολίας που αλληλοεπιδρούν ανελαστικά με τη μεσοαστρική ύλη. Οι ακτίνες γ , με ενέργειες από την τάξη των TeV και πάνω, είναι αυτές που έχουν βαρύνουσα σημασία καθώς παρέχουν έναν τρόπο χαρτογράφησης του ουρανού με τα αντικείμενα που θεωρούμε ως πηγές των κοσμικών ακτίνων.

Ο αποτελεσματικότερος τρόπος ανίχνευσης είναι τα επίγεια τηλεσκόπια ανίχνευσης ακτινοβολίας Cherenkov (HESS [22], MAGIC [23], VERITAS [24], CANGAROO-III [25]), καθώς η μιονική συνιστώσα είναι σχεδόν ανύπαρκτη (εφόσον το πρωτεύων δεν είναι αδρόνιο) και τα χαρακτηριστικά που τη διακρίνουν από την ακτινοβολία Cherenkov που προέρχεται από αδρονικούς καταιονισμούς, είναι η παρουσία μεγαλύτερης εγκάρσιας συνιστώσας ορμής και το μικρότερο εγκάρσιο μέγεθος του καταιονισμού.

Τα μέχρι στιγμής αποτελέσματα δείχνουν ότι εντός του γαλαξία μας οι ακτίνες γ επιταχύνονται ως το ενεργειακό επίπεδο των TeV είτε απευθείας από SNR, είτε ως προϊόντα διάσπασης αδρονίων κοσμικών ακτίνων οι οποίες αλληλοεπιδρούν σε γειτονικά στα SNR νέφη μορίων. Αντίστοιχα η ανίχνευση εξωγαλαξιακών ακτίνων γ στην ενεργειακή περιοχή από τα TeV και πάνω, είναι άκρως αποτελεσματική στην ανάδειξη και χαρτογράφηση ως πηγών αντικειμένων BL Lac, τα οποία είναι ενεργοί γαλαξίες με ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες (Active Galactic Nuclei), των οποίων η πηγή ενέργειας είναι μια μαύρη τρύπα μάζας $\geq 10^8 M_{\odot}$, γύρω από την οποία υπάρχει ένας δίσκος πρόσφυσης που την τροφοδοτεί με μάζα και αποτελούν την πιο έντονη πηγή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στο σύμπαν.

1.5 Νετρίνο

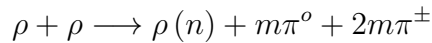
Μέχρι στιγμής έχουμε δει ότι οι πυρήνες νουκλεονίων αφενός υπόκεινται στον περιορισμό του ορίου GZK, αφετέρου λόγω του φορτίου τους η πορεία τους εκτρέπεται κάνοντας αδύνατη την υπόδειξη των πηγών τους, ενώ οι ακτίνες γ , αν και μας δείχνουν τις πηγές τους απορροφούνται από τη μεσοαστρική ύλη στις πολύ υψηλές ενέργειες.

Έτσι λοιπόν, ένα νέο παράθυρο στο σύμπαν ανοίγει η τηλεσκοπία νετρίνων, παρουσιάζοντας 3 μεγάλα συγκριτικά πλεονεκτήματα σε σχέση με την ανίχνευση νουκλεονίων ή ακτίνων γ . Πρώτον, τα νετρίνο στην ενεργειακή περιοχή του 1 GeV παρουσιάζουν ενεργό διατομή $5 \times 10^{-39} \text{ cm}^2$, 14 τάξεις μεγέθους μικρότερη από μία τυπική ηλεκτρομαγνητική ενεργό διατομή, που αν και αυξάνεται με την ενέργεια παραμένει τόσο χαμηλή που προσδίδει στα νετρίνο την ιδιότητα να διαδίδονται χωρίς να αλληλεπιδρούν ακόμα και μέσα από την ύλη των αστέρων. Το δεύτερο πλεονέκτημα προκύπτει από την επιβολή περιορισμού στην χαρτογράφηση αστροφυσικών αντικειμένων από τηλεσκόπια ακτίνων γ σε ενέργειες πάνω από 10^{13} eV , λόγω της

απορρόφησης τους από το μικροκυματικό, το οπτικό και το υπέρυθρο υπόβαθρο, όπου η μόνη λύση για την παρατήρηση ιδιαίτερα ενεργητικών αστροφυσικών αντικειμένων είναι η αστρονομία νετρίνων. Τέλος, τρίτο πλεονέκτημα είναι η αδρονική φύση των διαδικασιών παραγωγής νετρίνων, καθώς δεν αλληλεπιδρούν ηλεκτρομαγνητικά, δίνοντας μας τη δυνατότητα να μελετήσουμε νέα πεδία στη γνώση των αδρονικών αλληλεπιδράσεων.

Πηγές νετρίνων

Τα νεutrino μπορούν να παραχθούν σε 3 διαφορετικές περιοχές πριν φτάσουν στο επίπεδο των ανιχνευτών. Οι δύο πρώτες, είναι όπως και πριν, εντός και εκτός του γαλαξία (κοσμικά νεutrino), ενώ η τρίτη είναι από διαδικασίες που συμβαίνουν στην ατμόσφαιρα ή στη μάζα της Γης (ατμοσφαιρικά νεutrino). Οι γαλαξιακές πηγές παρουσιάζουν ως κύριο μηχανισμό παραγωγής νετρίνων τις αλυσιδωτές αντιδράσεις πρωτονίου – πρωτονίου (pp chain reaction) που αποτελούν το μηχανισμό παραγωγής ενέργειας στους αστέρες κατά τη μετατροπή του Υδρογόνου (H) σε Ήλιο (He)



όπου τα φορτισμένα πιόνια διασπώνται σε ένα μιονίο και ένα νεutrino μιονίου (ν_μ) και τα μιονία σε ένα νεutrino μιονίου (ν_μ), ένα νεutrino ηλεκτρονίου (ν_e) και ένα ηλεκτρόνιο. Οι πηγές που μπορούν να δώσουν μεγάλης ενέργειας νεutrino εστιάζονται και πάλι στα SNR και τα δυαδικά συστήματα που τροφοδοτούνται με ενέργεια μέσω μηχανισμών πρόσφυσης (accretion).

Για τα νεutrino που παράγονται εκτός του γαλαξία μας, οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες (AGN) και οι εκρήξεις ακτίνων γ είναι οι κύριες υποψήφιες πηγές, με τους μηχανισμούς παραγωγής να εντοπίζονται πάλι στις αδρονικές αλληλεπιδράσεις πρωτονίου – πρωτονίου, αλλά κυρίως στην αλληλεπίδραση νουκλεονίων με φωτόνια (photoproduction), παράγοντας μεσόνια που στη συνέχεια διασπώνται σε ακτίνες γ και νεutrino. Στους AGN το ενδιαφέρον που παρουσιάζεται είναι ότι ένα νεutrino που παράγεται στο κέντρο τους, κοντά στη μαύρη τρύπα, θα μπορούσε εύκολα να διαφύγει από την περιοχή αυτή, αποκτώντας ενέργεια έως και πάνω από $10^{18} eV$, ενώ φυσικά και οι πίδακες των AGN είναι υποψήφιες πηγές νετρίνων ενέργειας έως $10^{18} eV$. Οι εκρήξεις ακτίνων γ μπορούν και αυτές να παράξουν νεutrino με ενέργειες πολύ πάνω από $10^{16} eV$ με τους ίδιους μηχανισμούς παραγωγής, ενώ παρόμοιες διαδικασίες αντιμετωπίζουν και τα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας καθώς διαδίδονται στη μεσοαστρική ύλη, συνεισφέροντας στην παραγωγή νετρίνων. Στην ατμόσφαιρα τα νεutrino παράγονται από τις διασπάσεις φορτισμένων πιονίων (π^\pm) και Καονίων (K^\pm), ενώ και τα μιονία διασχίζοντας τη μάζα της Γης, διασπώνται παράγοντας νεutrino.

Ανίχνευση νετρίνων

Οι παράγοντες που καθορίζουν τα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά των τηλεσκοπίων νετρίνων είναι δύο. Αρχικά είναι η χαμηλή ενεργός διατομή που θέτει την απαίτηση για ανιχνευτικές διατάξεις πολύ μεγάλου όγκου, ενώ η ανάγκη για απομόνωση από τις ηλεκτρομαγνητικές

αλληλεπιδράσεις των κοσμικών ατμοσφαιρικών καταιονισμών, επιζητούν τη θωράκιση των τηλεσκοπίων με μεγάλες μάζες ύλης (νερό, πάγος, πέτρωμα).

Η ασθενής αλληλεπίδραση του νετρίνο με την ύλη λαμβάνει υπόψιν και τη γεύση του, καθώς παράγει διαφορετικά προϊόντα που αναλόγως το νουκλεόνιο που αλληλεπιδρούν διακρίνονται σε φορτισμένου ρεύματος (charged current – CC) και ουδέτερου ρεύματος (neutral current – NC)

$$\nu_l + N \longrightarrow l + X (CC)$$

$$\nu_l + N \longrightarrow \nu_l + X (NC)$$

όπου $l=e, \mu, \tau$ η γεύση του νετρίνο και X η τελική αδρονική κατάσταση. Εκμεταλλευόμενοι την εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov από τα προϊόντα μίονια, γίνεται ανίχνευση των φωτονίων αυτών από φωτοπολλαπλασιαστές και ανακατασκευή της τροχιάς του μιονίου, με βάση τους χρόνους άφιξης των φωτονίων στους φωτοπολλαπλασιαστές.

Το τηλεσκόπιο Kamiokande έκανε την πρώτη ανίχνευση ηλιακών νετρίνων (χαμηλής ενέργειας) και νετρίνων από την έκρηξη του υπερκαινοφανούς 1987A [26] και ο διάδοχος του, Super-Kamiokande, εντόπισε τις πρώτες ενδείξεις για τις ταλαντώσεις των νετρίνων [27] που τους παρέχουν μη μηδενική μάζα. Τα πειράματα DUMAND [28], Baikal [29] που κατασκευάστηκαν σε μεγάλο βάθος νερού και τα AMANDA I [30] και II [31] που υλοποιήθηκαν κάτω από τον πάγο της Ανταρκτικής, ήταν τα πρώτα τηλεσκόπια που αναπτύχθηκαν για την ανίχνευση γαλαξιακών και εξωγαλαξιακών νετρίνων και αποτέλεσαν οδηγό για το πείραμα IceCube στην Ανταρκτική το οποίο είναι το πρώτο πείραμα που ανίχνευσε κοσμικά νετρίνο πολύ υψηλής ενέργειας με μέγιστη ενέργεια τα 2.000 TeV [32]. Τα πειράματα NESTOR [33], ANTARES [34] και NEMO [35] είναι οι πρόδρομοι του υπό κατασκευή υποθαλάσσιου τηλεσκοπίου νετρίνων KM3Net [36], στη θάλασσα της Μεσογείου, που θα συμπληρώσει το IceCube, καλύπτοντας το βόρειο ημισφαίριο της Γης που βλέπει στην εξωτερική πλευρά του Γαλαξία μας.

Κεφάλαιο 2

Η Κοσμική Ακτινοβολία στην Ατμόσφαιρα: Ανάπτυξη και Ανίχνευση

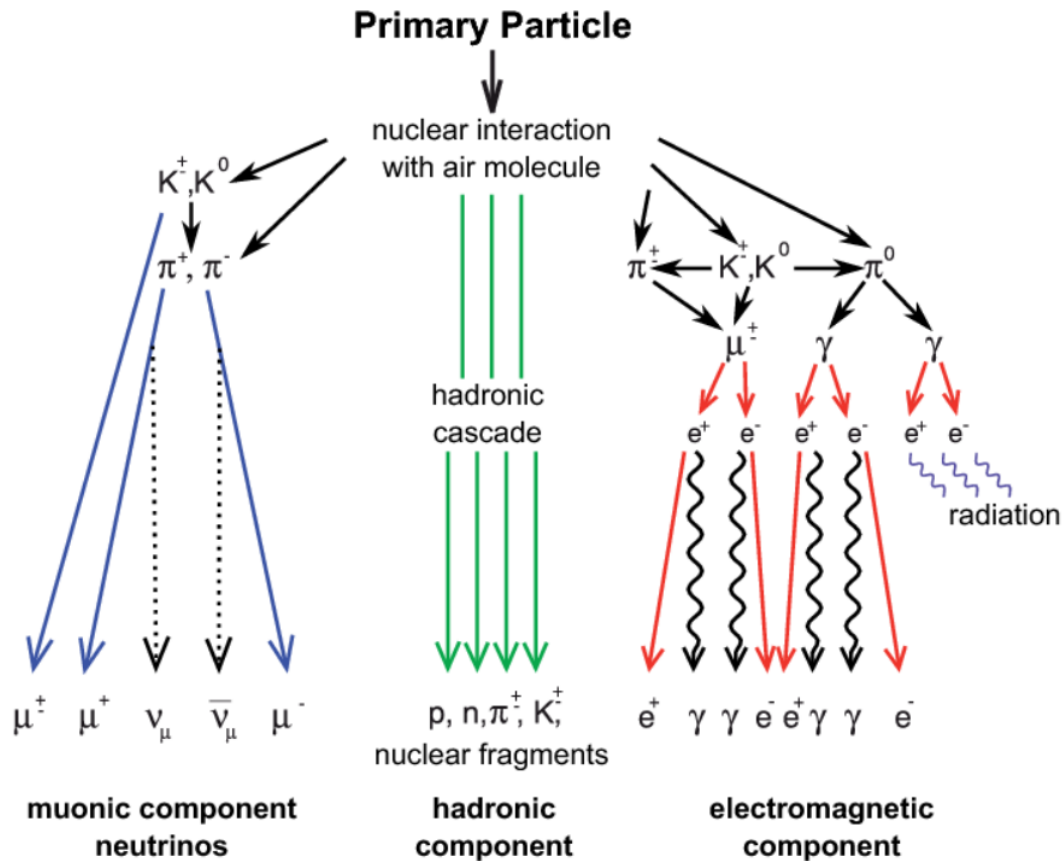
Όταν ένα σωματίδιο κοσμικής ακτινοβολίας εισέρχεται στην ατμόσφαιρα, αλληλεπιδρά με τα μόρια του ατμοσφαιρικού αέρα (άζωτο, οξυγόνο, αργό) σε μία απόσταση από την επιφάνεια της θάλασσας που κυμαίνεται από 15 έως 35 km (εξαρτάται από το είδος και την ενέργεια του πρωτεύοντος σωματιδίου) και παράγεται ένας καταιονισμός δευτερευόντων σωματιδίων. Τα πιο συχνά παραγόμενα δευτερογενή σωματίδια είναι τα πιόνια, φορτισμένα ή ουδέτερα. Ενώ τα ουδέτερα πιόνια διασπώνται σχεδόν αμέσως ($c\tau = 25 \text{ nm}$) παράγοντας δύο φωτόνια, τα φορτισμένα πιόνια με μεγαλύτερο χρόνο ζωής ($c\tau = 7.8 \text{ m}$), αλληλεπιδρούν ξανά πριν διασπαστούν, όταν η ενέργεια τους γίνει $\lesssim 30 \text{ GeV}$ διασπώμενα σε

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

Τα επίσης συχνά απαντώμενα φορτισμένα καόνια, έχοντας μικρότερο χρόνο ζωής ($c\tau = 3.7 \text{ m}$) διασπώνται σε υψηλότερη ενέργεια. Τα προηγούμενα, μαζί με τα προϊόντα διάσπασης σε μορφή βαρυονίου, αποτελούν την **αδρονική συνιστώσα** του καταιονισμού. Τα φωτόνια που προέρχονται από τη διάσπαση του ουδέτερου πιονίου είναι η κυρίαρχη πηγή της **ηλεκτρομαγνητικής συνιστώσας** του καταιονισμού, ενώ τα μιόνια που σε έναν καταιονισμό παράγονται κατά 90% από τις διασπάσεις πιονίων και καονίων, αποτελούν τη **μιονική συνιστώσα**. Οι τρεις αυτές συνιστώσες αναπαριστώνται σχηματικά στην εικόνα 2.1.

Στο κεφάλαιο αυτό θα εξετάσουμε την κάθε συνιστώσα και βασιζόμενοι στις ιδιότητες των συνιστωσών αυτών θα αναφέρουμε τις τεχνικές ανίχνευσης των καταιονισμών όπου ανιχνεύοντας ένα κλάσμα των δευτερογενών σωματιδίων, προσπαθούμε να προσδιορίσουμε τα χαρακτηριστικά του καταιονισμού, την ενέργεια και τον τύπο του πρωτεύοντος σωματιδίου που τον προκάλεσε. Μια τέτοια εκτίμηση όμως δεν έχει νόημα για κάθε ένα καταιονισμό ξεχωριστά λόγω των διακυμάνσεων στην ανάπτυξη του, που εισάγουν μεγάλες αβεβαιότητες και στόχος είναι η συλλογή μεγάλης στατιστικής δεδομένων.

Στο τέλος του κεφαλαίου γίνεται ιδιαίτερη αναφορά στους μηχανισμούς παραγωγής της ραδιο-



Εικόνα 2.1: Σχηματική αναπαράσταση της ανάπτυξης των ατμοσφαιρικών καταιονισμών.

κυματικής εκπομπής που προκύπτει από την ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα του καταιονισμού.

2.1 Χαρακτηριστικά Εκτεταμένων Ατμοσφαιρικών Καταιονισμών

2.1.1 Ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα

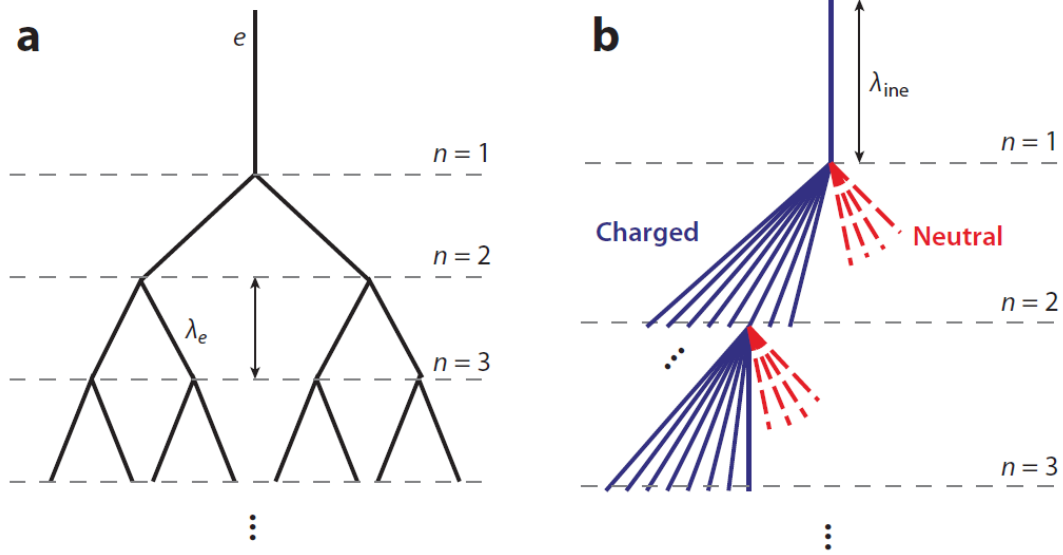
Οι καταιονισμοί που ξεκινούν από φωτόνια ή ηλεκτρόνια συνιστούν την ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα του καταιονισμού και κυριαρχούνται από διαδικασίες παραγωγής σωματιδίων, οι οποίες είναι το bremsstrahlung για τα ηλεκτρόνια και η δίδυμη γένεση ηλεκτρονίων για τα φωτόνια. Επιπλέον, τα ηλεκτρόνια παρουσιάζουν ενεργειακές απώλειες λόγω ιονισμού και έτσι ο συνολικός ρυθμός απώλειας ενέργειας dE/dX των ηλεκτρονίων είναι

$$\frac{dE}{dX} = -\alpha(E) - \frac{E}{X_R} \quad (2.1)$$

όπου $\alpha(E)$ οι απώλειες ενέργειας λόγω ιονισμού σύμφωνα, με τη σχέση των Bethe – Bloch, που εξαρτώνται λογαριθμικά με την ενέργεια και X_R το μήκος ακτινοβολίας που εξαρτάται από το μέσο διάδοσης και για τον αέρα είναι $X_R \approx 37 \text{ g/cm}^2$. Κατά τη διάδοση του καταιονισμού, η παραγωγή σωματιδίων και ο ιονισμός είναι ανταγωνιστικές διαδικασίες και η κρίσιμη ενέργεια

όπου ένα ηλεκτρόνιο χάνει ίση ενέργεια από αυτές τις διαδικασίες είναι $E_c = X_R \langle \alpha(E_c) \rangle \approx 86 \text{ MeV}$.

Η ιδέα της ανάπτυξης του καταιονισμού γίνεται εύκολα κατανοητή με το απλό μοντέλο του



Εικόνα 2.2: Απλοποιημένο μοντέλο ανάπτυξης ατμοσφαιρικού καταιονισμού. **(a)** Ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα. **(b)** Αδρονική συνιστώσα καταιονισμού προκαλούμενου από αδρόνιο, οι διακεκομμένες γραμμές αναπαριστούν ουδέτερα πόνια (π^0), και οι συνεχείς γραμμές φορτισμένα σωματίδια (π^\pm). Μόνο μία αλληλεπίδραση φορτισμένου αδρονίου αναπαριστάται ανά γενιά.

Heitler [37], όπου θεωρεί ότι ένα σωματίδιο αλληλεπιδρά ανά μήκος λ_{em} και σε κάθε αλληλεπίδραση διασπάται σε 2 σωματίδια που το καθένα έχει ενέργεια $E = E_0/2$ και αλληλεπιδρά και αυτό μετά από μήκος λ_{em} όπως σχηματοποιείται στην εικόνα 2.2a [38].

Μετά από n διαδοχικές αλληλεπιδράσεις, ο αριθμός των σωματιδίων σε δοσμένη απόσταση $X = n \cdot \lambda_{em}$ είναι $N(X) = 2^n = 2^{X/\lambda_{em}}$. Αυτή η διαδικασία παραγωγής σωματιδίων συνεχίζεται όσο η ενέργεια των σωματιδίων είναι πάνω από την κρίσιμη ενέργεια E_c . Έτσι ορίζεται ο μέγιστος αριθμός σωματιδίων του καταιονισμού σε

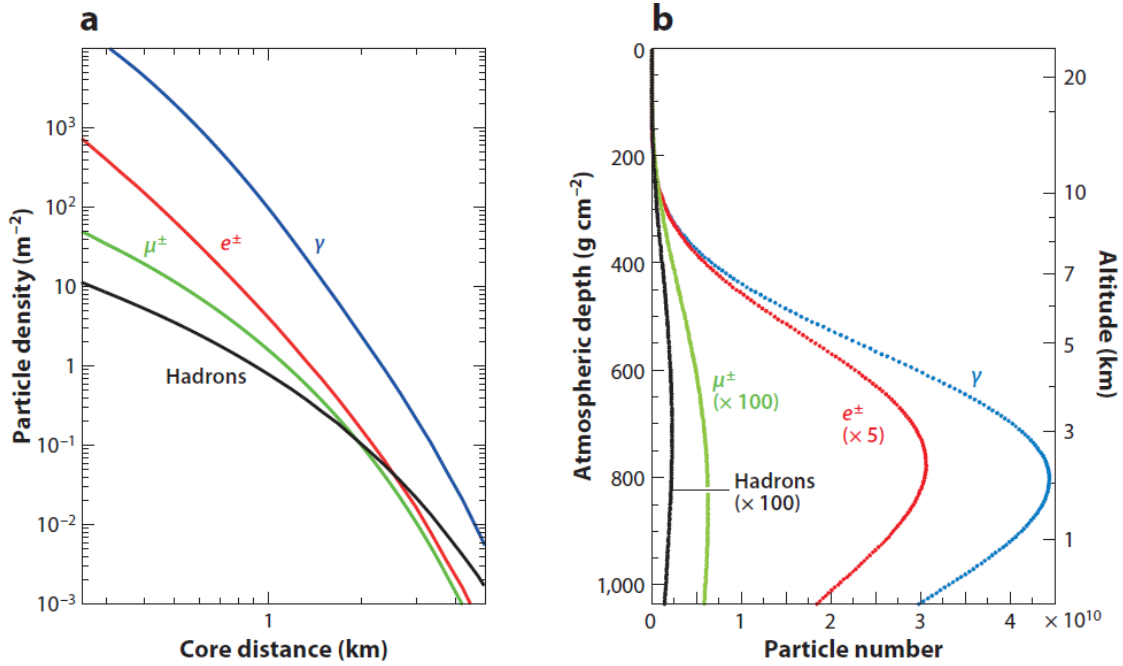
$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} \quad (2.2)$$

και είναι ανάλογος της ενέργειας του πρωτεύοντος E_0 , ενώ το μήκος της μέγιστης ανάπτυξης του καταιονισμού είναι

$$X_{max} = \lambda_{em} \log_2 \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (2.3)$$

και εξαρτάται λογαριθμικά από την αρχική ενέργεια. Το μοντέλο αυτό, αν και απλουστευτικό, περιγράφει ποιοτικά σωστά τον ηλεκτρομαγνητικό καταιονισμό ως τη μέγιστη ανάπτυξη του.

Η αύξηση του βάθους του σημείου όπου ο καταιονισμός αποκτά το μέγιστο αριθμό σωματιδίων ανά τάξη μεγέθους της τιμής της ενέργειας του πρωτεύοντος καλείται ρυθμός επιμήκυνσης (elongation rate) D_{10} και είναι ανεξάρτητος της ενεργειακής περιοχής που βρίσκεται το



Εικόνα 2.3: Μέσος όρος (a) εγκάρσιου και (b) διαμήκους προφίλ για έναν κάθετο καταιονισμό παραγόμενο από πρωτόνιο ενέργειας $10^{19} eV$. Τα κατώφλια ενέργειας της προσομοίωσης είναι $0.25 MeV$ για ακτίνες γ και e^\pm και $0.1 GeV$ για μίονια και αδρόνια.

πρωτεύον για την ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα, $D_{10}^{em} = \ln(10) X_R \approx 85 g/cm^2$. Ως προς το συνολικό αριθμό των σωματιδίων του καταιονισμού, τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια κυριαρχούν, όπως φαίνεται και στην εικόνα 2.3 [38], με αποτέλεσμα να καθορίζουν τις δύο συναρτήσεις κατανομών που περιγράφουν τον καταιονισμό, τη συνάρτηση διαμήκους κατανομής και τη συνάρτηση εγκάρσιας κατανομής του καταιονισμού.

Συνάρτηση διαμήκους κατανομής καταιονισμού

Η συνάρτηση διαμήκους κατανομής περιγράφει την κατανομή του αριθμού των σωματιδίων κατά μήκος της κατακόρυφης εξέλιξης του καταιονισμού. Το σύστημα των εξισώσεων που αναπαριστούν την εξέλιξη του καταιονισμού έχει παρουσιαστεί από τους Rossi και Greisen [39], παρουσιάζοντας δύο ρίζες που ορίζονται από τις ιδιότητες του bremsstrahlung και της δίδυμης γένεσης.

Υπάρχουν δύο προσεγγιστικές λύσεις, η προσέγγιση A που ισχύει για τις μεγάλες ενέργειες αγνοώντας τον ιονισμό των ηλεκτρονίων και η προσέγγιση B που θεωρεί τον ιονισμό ως κυρίαρχη διαδικασία. Ο αριθμός των ηλεκτρονίων ρ και των φωτονίων g ενέργειας E σε βάθος X ενός καταιονισμού εκκινούμενου από πρωτεύον σωματίδιο ενέργειας E_0 τύπου j δίνεται ως

$$\rho^j, g^j = \frac{\mathcal{H}_i^j}{\sqrt{2\pi s^n} (\lambda_1'' X + n/s^2)^{1/2}} \left(\frac{E_0}{E}\right)^s \frac{1}{E} e^{\lambda_1 X} \quad (2.4)$$

Η λύση είναι συνάρτηση της παραμέτρου s που αναπαριστά την ηλικία του καταιονισμού (shower age).

Η σχέση που προκύπτει, σύμφωνα με τον Greisen [40], παραμετροποιεί τον αριθμό των φορτισμένων σωματιδίων (e^\pm) κατά μήκος της εξέλιξης του καταιονισμού

$$N_e(X) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln E_0/E_c}} \exp \left\{ \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \frac{X}{X_R} \right\} \quad (2.5)$$

Ενώ μία πρόσφατη έκφραση της (2.5) που προτάθηκε από τους Gaisser και Hillas [41] χρησιμοποιείται για να προσαρμόσει τα μετρούμενα προφίλ των καταιονισμών

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{(X_{max} - X)/\Lambda} \exp \left(\frac{X_{max} - X}{\Lambda} \right) \quad (2.6)$$

Συνάρτηση εγκάρσιας κατανομής καταιονισμού

Η συνάρτηση εγκάρσιας κατανομής περιγράφει την κατανομή της πυκνότητας των σωματιδίων συναρτήσει της απόστασης r από τον άξονα του καταιονισμού. Κατά τη διαδικασία του bremsstrahlung και της δίδυμης γένεσης, τα δευτερογενή σωματίδια δεν εκπέμπονται ακριβώς στη διεύθυνση του πρωτεύοντος. Η μέση εγκάρσια ορμή σε αυτές τις διαδικασίες είναι της τάξεως της μάζας του ηλεκτρονίου (m_e) και τα ηλεκτρόνια εκτρέπονται της πορείας τους μέσω σκέδασης Coulomb. Έτσι για πολλαπλές σκεδάσεις Coulomb η μέση γωνία εκτροπής ανά διανυόμενο μήκος δX είναι

$$\langle \delta\vartheta^2 \rangle = \left(\frac{E_s}{E} \right)^2 / X_R \delta X \quad (2.7)$$

όπου $E_s = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha}$ η ενέργεια που απαιτείται (21 MeV) για πολλαπλή σκέδαση Coulomb.

Η θεωρία της διασποράς των σωματιδίων αναπτύχθηκε από τον Greisen [42] και τους Kamata και Nishimura [43] δίνοντας μας την προσεγγιστική πυκνότητα για την εγκάρσια κατανομή των ηλεκτρονίων σύμφωνα με την αποκαλούμενη σχέση NKG

$$\rho_e(r, X) = N_e(X) \frac{C(s)}{rr_1} \left(\frac{r}{r_1} \right)^{s-1} \left(1 + \frac{r}{r_1} \right)^{s-9/2} \quad (2.8)$$

όπου $C(s)$ είναι παράγοντας κανονικοποίησης που προκύπτει από τον ορισμό της συνάρτησης εγκάρσιας διασποράς

$$\frac{2\pi}{N_e(X)} \int_0^\infty r \rho(r) dr = 1 \quad (2.9)$$

και στο μέγιστο της ανάπτυξης του καταιονισμού είναι $C(1) \simeq \sqrt{2\pi}$. Η εγκάρσια διασπορά των σωματιδίων εξαρτάται από το μήκος Moliere¹, r_1 , όπου

$$r_1 = X_R \frac{E_s}{E_c} \approx 9.3 \text{ g/cm}^2 \quad (2.10)$$

¹ Το μήκος Moliere ορίζεται ως η ακτίνα του κυλίνδρου που περιέχει τα σωματίδια τα οποία αντιπροσωπεύουν το 90% της ενέργειας του καταιονισμού.

Ηλεκτρομαγνητικοί καταιονισμοί στις πολύ υψηλές ενέργειες

Τα χαρακτηριστικά των ηλεκτρομαγνητικών καταιονισμών επηρεάζονται από δύο ακόμα διαδικασίες στις πολύ υψηλές ενέργειες. Κατά την πρώτη, το μήκος αλληλεπίδρασης γίνεται συγκρίσιμο με το μήκος μεταξύ δύο διαδοχικών αλληλεπιδράσεων για τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια, η επίδραση αυτού του φαινομένου είναι γνωστή και ως μηχανισμός LPM (Landau – Pomeranchuk – Migdal) και οδηγεί στη μείωση της παραγωγής σωματιδίων σε συγκεκριμένες ενεργειακές περιοχές [44]. Στην ατμόσφαιρα, ο μηχανισμός αυτός γίνεται σημαντικός σε ενέργειες πάνω από 10^{18} eV , με αποτέλεσμα τη μετατόπιση του σημείου μέγιστης ανάπτυξης του καταιονισμού βαθύτερα στην ατμόσφαιρα και την αύξηση των διακυμάνσεων της συμπεριφοράς του κάθε καταιονισμού μεμονωμένα.

Η δεύτερη διαδικασία έχει να κάνει με την αλληλεπίδραση ακτίνων γ ενεργειών πάνω από $10^{19.5} \text{ eV}$ με το γεωμαγνητικό πεδίο [45] περίπου χίλια χιλιόμετρα πάνω από την ατμόσφαιρα, όπου κυρίως μέσω της διαδικασίας του μαγνητικού bremsstrahlung το πρωτεύον φωτόνιο διασπάται σε πάνω από 100 δευτερεύοντα φωτόνια και μερικά ηλεκτρόνια, δημιουργώντας πολλούς καταιονισμούς μικρότερης ενέργειας (οι οποίοι δεν επηρεάζονται πλέον από το μηχανισμό LPM) και λόγω της υπέρθεσης τους οι στατιστικές διακυμάνσεις στην εξέλιξη τους είναι μειωμένες.

Ακτινοβολία Cherenkov

Ένα μικρό κλάσμα των ενεργειακών απωλειών εκφράζεται με την παραγωγή ακτινοβολίας Cherenkov, η οποία εκπέμπεται όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο κινείται σε ένα μέσο με ταχύτητα βc , μεγαλύτερη από την ταχύτητα του φωτός c/n στο μέσο αυτό, όπου n ο δείκτης διάθλασης του μέσου διάδοσης. Έτσι τίθεται ένα ενεργειακό κατώφλι, πάνω από το οποίο γίνεται εκπομπή αυτής της ακτινοβολίας. Στον ατμοσφαιρικό αέρα, στο επίπεδο της θάλασσας ο δείκτης διάθλασης είναι $n = 1.0003$, ορίζοντας το ενεργειακό κατώφλι $E_{thr} > m\sqrt{1 - 1/n^2} \sim 21 \text{ MeV}$ για τα ηλεκτρόνια. Στο νερό με $n = 1.33$ ισχύει $E_{thr} > 1 \text{ MeV}$, κάνοντας ευκολότερη την παραγωγή αυτής της ακτινοβολίας. Το φώς εκπέμπεται κατευθυντικά σε ένα κώνο γωνίας

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} + q \quad (2.11)$$

όπου το q αντιπροσωπεύει ένα παράγοντα κβαντικής διόρθωσης μικρής σημασίας. Η ένταση της ακτινοβολίας ανά μονάδα μήκους είναι ανάλογη του τετραγώνου του φορτίου και είναι

$$\frac{dN}{dL} = z^2 \frac{\alpha}{\hbar c} \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right] \quad (2.12)$$

όπου $\alpha (\hbar c) = 370 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1}$, ενώ το παραγόμενο φως κατανέμεται στην ορατή και στην UV περιοχή.

2.1.2 Αδρονική, μιονική συνιστώσα

Το κύριο χαρακτηριστικό της αδρονικής συνιστώσας είναι η ανάπτυξη μίας σημαντικής συνιστώσας μιονίων, όπου λόγω της σπουδαιότητας της κατά την ανίχνευση των καταιονισμών αντιμετωπίζεται ως ανεξάρτητη συνιστώσα, καθώς τα μόνια που παράγονται κατά τις ηλεκτρομαγνητικές διαδικασίες είναι ελάχιστα σε σχέση με τις αλληλεπιδράσεις των αδρονίων. Λόγω της συσχέτισης και της εξάρτησης της μιας συνιστώσας από την άλλη, κρίνεται σκόπιμη η ταυτόχρονη περιγραφή των χαρακτηριστικών αυτών των δύο συνιστωσών.

Και πάλι το μοντέλο του Haitler διευκολύνει την κατανόηση των βασικών ιδιοτήτων της εξέλιξης του καταιονισμού, όπως σχηματίζεται στην εικόνα 2.2b. Θεωρώντας ότι η αδρονική αλληλεπίδραση ενός σωματιδίου με ενέργεια E προκαλεί n_{tot} νέα σωματίδια με ενέργεια n_{tot}/E , από αυτά τα $2/3$ είναι φορτισμένα n_{ch} (φορτισμένα πόνια) και το $1/3$ είναι ουδέτερα n_{neut} (ουδέτερα πόνια). Τα ουδέτερα διασπώνται αμέσως σε φωτόνια ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) μεταφέροντας έτσι το $1/3$ της ενέργειας του σωματιδίου στην ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα. Τα φορτισμένα σωματίδια αλληλεπιδρούν και πάλι με τα μόρια της ατμόσφαιρας, εφόσον η ενέργεια τους είναι πάνω από ένα κατώφλι E_{dec} ή αλλιώς διασπώνται σύμφωνα με την ασθενή αλληλεπίδραση

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Ο αριθμός των γενεών των αδρονικών αλληλεπιδράσεων n , προκύπτει από τη σχέση $E_{dec} = E_0 / (n_{tot})^n$. Θεωρώντας ότι κατά τη διάσπαση κάθε φορτισμένου σωματιδίου παράγεται ένα μόνιο, ο αριθμός των μιονίων είναι

$$N_\mu = (n_{ch})^n = \left(\frac{E_0}{E_{dec}} \right)^\alpha \quad (2.13)$$

με $\alpha = \ln n_{ch} / \ln n_{tot} \approx 0.86 \dots 0.93$. Οι τιμές των α και E_{dec} και άρα και ο αριθμός των μιονίων, εξαρτώνται από το ενεργειακό κατώφλι των μιονίων, την ενέργεια του πρωτεύοντος σωματιδίου και την πυκνότητα της ατμόσφαιρας ενώ κυρίαρχο ρόλο παίζει το ακολουθούμενο αδρονικό μοντέλο αλληλεπιδράσεων. Έτσι η εκτίμηση για την ενέργεια που παραμένει στην αδρονική συνιστώσα είναι

$$E_{had} = \left(\frac{2}{3} \right)^n E_0 \quad (2.14)$$

ενώ στην ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα περνά

$$E_{em} = E_0 - E_{had} \quad (2.15)$$

Με τον αριθμό των γενεών που αλληλεπιδρούν να είναι περίπου 5 με 6 και να αυξάνεται προφανώς με την ενέργεια, το ποσοστό της ενέργειας που καταλήγει στην ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα του καταιονισμού είναι 70 – 80% στα 10^{15} eV και 90-95% στα 10^{20} eV , ενώ ο συνολικός

αριθμός των σωματιδίων κυριαρχείται από την ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα, με το βάθος της μέγιστης ανάπτυξης του καταιονισμού να είναι

$$\begin{aligned} X_{max}(E_0) &\sim \lambda_{had} + X_{max}^e(E_0/n_{tot}) \\ &\sim \lambda_{had} + X_R \cdot \ln\left(\frac{E_0}{n_{tot}E_c}\right) \end{aligned} \quad (2.16)$$

όπου λ_{had} το μήκος της αδρονικής αλληλεπίδρασης. Από την 2.16 προκύπτει το θεώρημα ρυθμού επιμήκυνσης (elongation rate theorem) που δηλώνει ότι οι αδρονικές αλληλεπιδράσεις έχουν ρυθμό επιμήκυνσης ίσο ή μικρότερο από τους ηλεκτρονικούς καταιονισμούς [46]

$$\begin{aligned} D_{10}^h &\approx (1 - B_\lambda - B_n) \ln(10) X_R \ln(E_0/E_c) \\ &\approx (1 - B_\lambda - B_n) D_{10}^{em} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Όπου οι συντελεστές $B_\lambda = -d\lambda_{had}/d \ln E$ και $B_n = d \ln(n_{tot})/d \ln E$. Ο σχετικά μεγάλος χρόνος ημιζωής των μιονίων ($2.2 \cdot 10^{-6} s$) τους επιτρέπει λόγω της σχετικιστικής διαστολής του χρόνου να φτάσουν ως την επιφάνεια της Γης και να ανιχνευθούν. Το γεγονός ότι τα μίονια δημιουργούνται κυρίως στην αρχή του καταιονισμού, παρά τη μικρή γωνία εκπομπής τους ως προς τον άξονα του καταιονισμού και το μικρό αριθμό σκεδάσεων που πραγματοποιούν λόγω της μεγάλης τους μάζας, τους δίνει το χρόνο να διασπαρθούν και να κατανέμονται ομαλά σε μεγάλες εγκάρσιες αποστάσεις. Ένας προσεγγιστικός τύπος για τη συνάρτηση της εγκάρσιας κατανομής των μιονίων αναπτύχθηκε από τον Greisen [47] και τροποποιήθηκε χρησιμοποιώντας πειραματικά δεδομένα [48]

$$\rho_\mu = N_\mu \left(\frac{0.325}{r_0^2}\right) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{-2.52} \left[1 + \left(\frac{r}{800}\right)^3\right]^{-0.6} \quad (2.18)$$

με $r_0 = 266 \pm 32 m$ το χαρακτηριστικό μήκος ενός κατακόρυφου καταιονισμού.

Προσέγγιση της υπέρθεσης

Στην περίπτωση που το πρωτεύον σωματίο είναι νουκλεόνιο, ένας τρόπος για να συναχθούν τα βασικά χαρακτηριστικά του καταιονισμού είναι με τη χρήση του μοντέλου της υπέρθεσης (superposition model) [49], όπου ένας πυρήνας με μάζα A και ενέργεια E_0 , θεωρείται ως A ανεξάρτητα νουκλεόνια με ενέργεια $E_h = E_0/A$ με αποτέλεσμα να προκύπτουν για τον αριθμό των σωματιδίων, το βάθος της μέγιστης ανάπτυξης του καταιονισμού και τον αριθμό των μιονίων οι παρακάτω

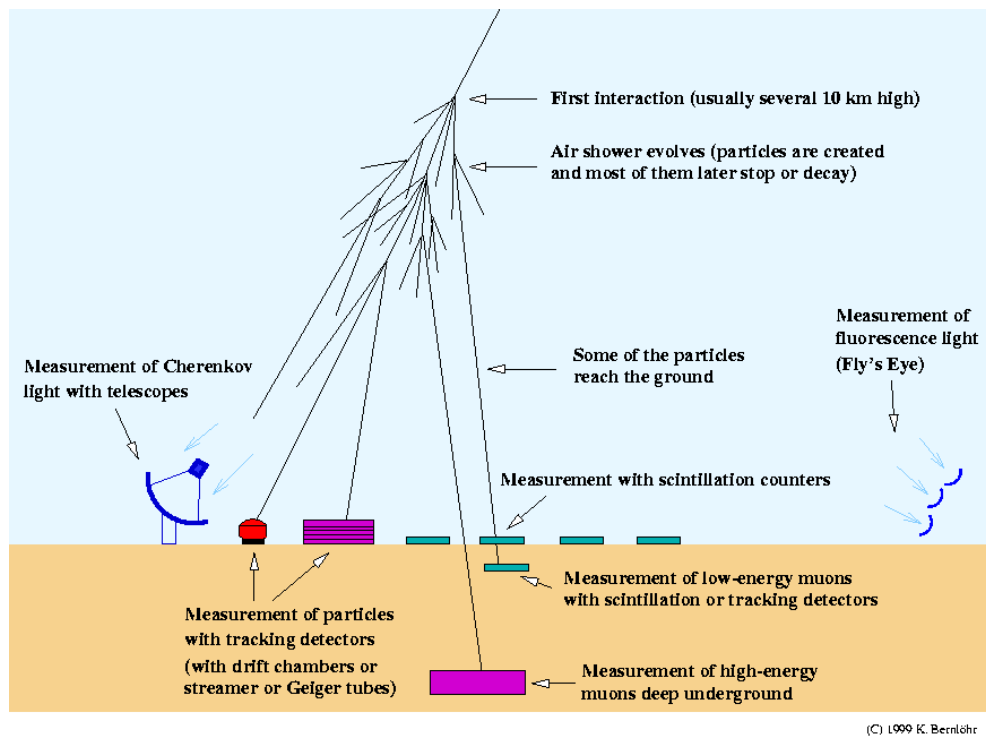
$$N_{max}^A \approx A \cdot \frac{E_h}{E_c} = \frac{E_0}{E_c} = N_{max} \quad (2.19)$$

$$X_{max}^A \approx X_{max}(E_0/A) \quad (2.20)$$

$$N_\mu^A \approx A \cdot \left(\frac{E_0/A}{E_{dec}}\right)^\alpha = A^{1-\alpha} \cdot N_\mu \quad (2.21)$$

Η μέθοδος αυτή επιβεβαιώνεται για τις βασικές ιδιότητες του καταιονισμού από την προσομοίωση, όπου βέβαια διαφορές μεταξύ προβλέψεων προσομοίωσης οφείλονται στα διαφορετικά αδρονικά μοντέλα που χρησιμοποιούνται, καθώς, ενώ οι ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις έχουν κατανοηθεί πλήρως, δεν ισχύει το ίδιο και για τις αδρονικές, όπου η παραγωγή σωματιδίων δε συμφωνεί με τις βασικές αρχές της κβαντικής χρωμοδυναμικής (QCD) και η προσομοίωση των αδρονικών αλληλεπιδράσεων βασίζεται σε φαινομενολογικά μοντέλα τα οποία παραμετροποιούν τις προβλέψεις τους από τα πειραματικά δεδομένα των επιταχυντών.

2.2 Τεχνικές Ανίχνευσης Κοσμικής Ακτινοβολίας και Μετρούμενες Ποσότητες



Εικόνα 2.4: Γραφική αναπαράσταση μεθόδων ανίχνευσης κοσμικής ακτινοβολίας.

Όπως έχουμε δει, η ανίχνευση των κοσμικών ακτίνων υψηλής ενέργειας είναι αδύνατη τοποθετώντας ανιχνευτικές διατάξεις στη στρατόσφαιρα ή σε δορυφόρους, λόγω της ιδιαίτερα χαμηλής ροής τους. Έτσι η ανίχνευση γίνεται έμμεσα αναπτύσσοντας ανιχνευτικές διατάξεις στη Γη. Σκοπός της ανίχνευσης είναι η αποκάλυψη των ιδιοτήτων της κοσμικής ακτινοβολίας και πιο συγκεκριμένα της ενέργειας και της σύνθεσης του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού αλλά και της διεύθυνσης διάδοσης του άξονα του καταιονισμού και του σημείου πρόσπτωσης του στην επιφάνεια της Γης.

Οι τεχνικές ανίχνευσης ακολουθούν 4 μεθοδολογίες, τις 3 πρώτες από τις οποίες αναπαριστά γραφικά η εικόνα 2.4.

- Ανίχνευση των φορτισμένων σωματιδίων στην επιφάνεια της Γης, είτε με ανιχνευτές σπινθηρισμού είτε με ανιχνευτές της ακτινοβολίας Cherenkov που παράγεται από τα φορτισμένα σωματίδια όταν βρεθούν μέσα σε μεγάλες δεξαμενές νερού.
- Ανίχνευση μέσω τηλεσκοπίων της ακτινοβολίας Cherenkov που παράγουν τα φορτισμένα σωματίδια στην ατμόσφαιρα.
- Ανίχνευση της ακτινοβολίας φθορισμού που παράγεται κυρίως από τη διέγερση των μορίων του αζώτου από τα δευτερογενή σωματίδια του ατμοσφαιρικού καταιονισμού, με χρήση τηλεσκοπίων.
- Ανίχνευση της ραδιοκυματικής εκπομπής από την ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα του καταιονισμού με κεραίες.

Οι 3 πρώτες μέθοδοι θα παρουσιαστούν σε αυτή την παράγραφο μαζί με μία περιγραφή των μεγάλων πειραμάτων ανά τον κόσμο, ενώ στην ανίχνευση της ραδιοκυματικής εκπομπής, θα αφιερωθεί η επόμενη παράγραφος λόγω της ανάπτυξης αυτού του είδους της οργανολογίας στο τηλεσκόπιο κοσμικών ακτίνων HELYCON.

2.2.1 Ανίχνευση φορτισμένων σωματιδίων

Η παλαιότερη τεχνική μέτρησης των καταιονισμών είναι η ανίχνευση των φορτισμένων σωματιδίων (κυρίως ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια) από διατάξεις ανιχνευτών σπινθηρισμού, αποκαλύπτοντας την εγκάρσια κατανομή των σωματιδίων της ηλεκτρομαγνητικής συνιστώσας και εξάγοντας συμπεράσματα για το σημείο πρόσπτωσης του άξονα του καταιονισμού και του συνολικού αριθμού σωματιδίων στον καταιονισμό. Η καταγραφή του χρόνου άφιξης με ακρίβεια μερικών ns, κάνει δυνατή την ανακατασκευή της κατεύθυνσης άφιξης του καταιονισμού και ο μεγάλος αριθμός των σωματιδίων επιτρέπει την κάλυψη ενός πολύ μικρού κλάσματος της επιφάνειας με ανιχνευτές, όπου για το KASCADE που διαθέτει την πιο πυκνή διάταξη είναι 1.2% ενώ στον αντίποδα για το Auger είναι $5 \cdot 10^{-6}\%$. Το EAS-TOP [50] με 37 σταθμούς ανιχνευτών σπινθηρισμού και το KASCADE [51] με 252 ανιχνευτές σε πλέγμα πλευράς 13 m είναι τα κυριότερα πειράματα για την ενεργειακή περιοχή του γονάτου, ενώ το KASCADE-Grande [52] και το AGASA [8] στοχεύουν στην ανίχνευση καταιονισμών μεγαλύτερης ενέργειας, έχοντας αναπτύξει μεγαλύτερες διατάξεις ανιχνευτών σπινθηρισμού.

Εναλλακτικά, για την ανίχνευση φορτισμένων δευτερογενών σωματιδίων χρησιμοποιούνται ανιχνευτές της ακτινοβολίας Cherenkov που παράγουν τα φορτισμένα σωματίδια, καθώς διασχίζουν τον όγκο του νερού που διαθέτουν οι εν λόγω ανιχνευτές. Το μεγαλύτερο πείραμα ανίχνευσης κοσμικών ακτίνων, το Pierre Auger, διαθέτει 1.660 τέτοιους ανιχνευτές σε έκταση 3.000 km^2 [53]. Λόγω του μεγαλύτερου όγκου σε σχέση με τους ανιχνευτές σπινθηρισμού παρουσιάζουν καλύτερη απόκριση στις μεγάλες ζενιθιακές γωνίες, μάλιστα έχοντας τη δυνατότητα

μέτρησης και σχεδόν οριζοντίων καταιονισμών, μπορούν να εστιάσουν στην ανίχνευση νετρίνο υψηλών ενεργειών.

Για την ανίχνευση μιονίων η πιο κοινή πρακτική είναι η κάλυψη του ενεργού υλικού με απορροφητικό υλικό (μόλυβδος, σίδηρος, χώμα), με πάχος που αντιστοιχεί σε μερικές δεκάδες μήκη αλληλεπίδρασης X_R για την αποκοπή της ηλεκτρομαγνητικής συνιστώσας, τεχνική που ακολουθήθηκε και κατά την ανάπτυξη των ανιχνευτών της παρούσας διατριβής.

Μετρούμενες παράμετροι

Από τους χρόνους άφιξης των σωματιδίων στους ανιχνευτές, είναι δυνατή η ανακατασκευή της διεύθυνσης του μετώπου διάδοσης του καταιονισμού και άρα της διεύθυνσης του πρωτεύοντος σωματιδίου. Η διαδικασία αυτή περιγράφεται αναλυτικά στο κεφάλαιο 9 και περιληπτικά ακολουθεί την παρακάτω μεθοδολογία. Περιγράφοντας τις θέσεις των ανιχνευτών, προσδιορίζουμε το κάθετο μοναδιαίο διάνυσμα που ορίζουν τα τρία διανύσματα θέσης (στην περίπτωση του HELYCON διαθέτουμε τρεις ανιχνευτές ανά σταθμό) και μετασχηματίζουμε τις θέσεις των ανιχνευτών, ώστε ο άξονας z να είναι παράλληλος σε αυτό το διάνυσμα. Από τις χρονικές διαφορές εγγραφής του καταιονισμού σε κάθε ανιχνευτή υπολογίζουμε το μήκος των προβολών των ανιχνευτών στο επίπεδο διάδοσης του καταιονισμού, ορίζοντας έτσι το επίπεδο διάδοσης. Μετασχηματίζοντας στο αρχικό σύστημα συντεταγμένων μπορούμε να υπολογίσουμε τη ζενιθιακή και την αζιμουθιακή γωνία του επιπέδου διάδοσης του καταιονισμού, άρα και την κατεύθυνση του πρωτεύοντος σωματίου του καταιονισμού.

Η απαιτούμενη ακρίβεια στη μέτρηση του χρόνου είναι απαραίτητο να είναι της τάξης των μερικών ns, έτσι η ακρίβεια ανακατασκευής της διεύθυνσης παρουσιάζει τιμές που στο KASCADE κυμαίνονται από 0.55° για μικρούς καταιονισμούς ($N_e = 10^4$) έως 0.1° για μεγάλους καταιονισμούς ($N_e = 10^6$). Αντίστοιχα στο Auger για $E_0 < 4 EeV$ παρουσιάζεται ακρίβεια 2.2° , έως 0.5° για ενέργειες $> 10 EeV$. Στην περίπτωση του HELYCON, η ακρίβεια ανακατασκευής που επιτεύχθηκε παρά το μικρό αριθμό ανιχνευτών είναι 3.1° .

Η δεύτερη σημαντική μετρούμενη ποσότητα είναι η θέση του σημείου πρόσπτωσης του πυρήνα του καταιονισμού (impact point) και ο αριθμός των σωματιδίων, για την εκτίμηση των οποίων μετρούνται οι πυκνότητες των σωματιδίων στους ανιχνευτές και εν συνεχεία η κατάλληλη συνάρτηση εγκάρσιας κατανομής προσαρμόζεται στα πειραματικά δεδομένα, όπου ο αριθμός των σωματιδίων υπολογίζεται από την ολοκλήρωση της αναφερόμενης συνάρτησης. Η συνάρτηση NKG (2.8) είναι αυτή που περιγράφει την πυκνότητα των σωματιδίων ρ για ένα καταιονισμό με αριθμό ηλεκτρονίων N_e και ηλικία καταιονισμού s , ως συνάρτηση της απόστασης r από τον καταιονισμό. Στο KASCADE παραμετροποιήθηκε η εγκάρσια κατανομή και των τριών συνιστωσών, χρησιμοποιώντας τη συνάρτηση NKG [54], όπου η ακτίνα Moliere προέκυψε για την ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα $r_1^e \approx 20 - 30 m$ με ακρίβεια 1%, για τη μιονική $r_1^h = 420 m$ με ακρίβεια 5% ενώ για τα αδρόνια με ενέργειες $> 50 GeV$ βρέθηκε $r_1^h \approx 10 m$. Η εγκάρσια

κατανομή για καταιονισμούς με ενέργειες έως 10^{17} eV και σε αποστάσεις έως 200 m από τον άξονα διάδοσης, περιγράφονται καλύτερα από την τροποποιημένη συνάρτηση NKG [55]

$$\rho_{NKG}^{mod} = N_e \cdot c(s) \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^{s-\alpha} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{s-\beta} \quad (2.22)$$

με

$$c(s) = \frac{\Gamma(\beta - s)}{2\pi r_0^2 \Gamma(s - \alpha + 2) \Gamma(\alpha + \beta - 2s - 2)} \quad (2.23)$$

όπου από την προσομοίωση έχουν βελτιστοποιηθεί οι τιμές $\alpha = 1.5$, $\beta = 3.6$ όταν $r_0 = 40$ m. Παρομοίως το AGASA χρησιμοποιεί την παραμετροποίηση

$$\rho(r) = C \left(\frac{r}{r_M}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{-(\eta-1.2)} \left(1.0 + \left(\frac{r}{1000m}\right)^2\right)^{-\delta} \quad (2.24)$$

για την περιγραφή της εγκάρσιας κατανομής φορτισμένων σωματιδίων έως αποστάσεις αρκετών km από τον άξονα του καταιονισμού [56], όπου $n = 3.8$, $\delta = 0.6 \pm 0.1$ και ακτίνα Moliere $r_M = 91.6$ m για σχεδόν κατακόρυφους καταιονισμούς.

Τέλος μία παραμετροποίηση του μετρούμενου σήματος S στους ανιχνευτές Cherenkov, συναρτήσει της απόστασης r από τον άξονα του καταιονισμού, χρησιμοποιείται από το Auger [57] $S(r) = kr^{-(\eta+r/r_s)}$ για $r < 800$ m και $S(r) = (1/800)^\delta kr^{-(\eta+r/r_s)+\delta}$ για μεγαλύτερες αποστάσεις όπου η παράμετρος η εξαρτάται από τη ζενιθιακή γωνία, ενώ η δ και η $r_s = 4.000$ m είναι σταθερές.

Στο KASCADE η ακρίβεια προσδιορισμού του σημείου πρόσπτωσης κυμαίνεται από 5m ($N_e = 10^4$) έως 1 m ($N_e = 10^6$) ενώ η εκτίμηση του αριθμού των ηλεκτρονίων παρουσιάζει ακρίβεια 18% έως 4% αντίστοιχα.

Εκτίμηση ενέργειας

Η εκτίμηση της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου δε μπορεί να γίνει με μία άμεση μέτρηση. Διάφορες μέθοδοι έχουν αναπτυχθεί και εφαρμόζονται στα πειράματα ανίχνευσης κοσμικών ακτίνων. Οι περισσότερες από αυτές προέρχονται από διαπιστώσεις ιδιοτήτων του καταιονισμού που έχουν προκύψει και παραμετροποιηθεί από την προσομοίωση και επιβεβαιώνονται πειραματικά.

Η συσχέτιση μεταξύ του αριθμού των ηλεκτρονίων και του αριθμού των μιονίων είναι η πιο συνήθης πρακτική. Έτσι στο πείραμα CASA-MIA η σχέση

$$E_0 = 0.8 GeV (N_e + 25N_\mu) \quad (2.25)$$

εκτιμά την ενέργεια [58], ενώ παρόμοια το KASCADE-Grande έχει καταλήξει στη σχέση

$$\log_{10} \left(\frac{E_0}{GeV}\right) = 0.313 \log_{10} N_e + 0.666 \log_{10} N_\mu + 1.24/\cos \vartheta + 0.580 \quad (2.26)$$

για την εκτίμηση της ενέργειας συναρτήσει του παρατηρούμενου αριθμού των ηλεκτρονίων ($E_e > 3 \text{ MeV}$) και των μιονίων ($E_\mu > 300 \text{ MeV}$) στο επίπεδο της θάλασσας, για καταιονισμούς που προσπίπτουν υπό ζενιθιακή γωνία ϑ [59]. Στο AGASA, διαπιστώνοντας ότι σε απόσταση 600 m από τον άξονα του καταιονισμού, οι διακυμάνσεις ανά καταιονισμό είναι μικρότερες και λαμβάνοντας υπόψιν την απόσβεση του καταιονισμού συναρτήσει της ζενιθιακής γωνίας, ορίστηκε η τιμή του σήματος $S_0(600)$ για κατακόρυφους καταιονισμούς που μεταφράζονται σε ενέργεια μέσω της σχέσης

$$E [\text{eV}] = 2.23 \times 10^{17} \cdot S_0(600)^{1.02} [m^2] \quad (2.27)$$

Για να υπερκεραστούν οι αβεβαιότητες που εισάγουν τα μοντέλα προσομοίωσης, στο Auger αναπτύχθηκε μια μέθοδος [60] βασισμένη σε πειραματικά δεδομένα και στο γεγονός της ιστροπικής άφιξης των πρωτευνόντων, προσδιορίζοντας την τιμή $S(1000)$ του μετρούμενου σήματος σε απόσταση 1.000 m από τον άξονα του καταιονισμού, εισάγοντας και την επίδραση της ζενιθιακής γωνίας, προσδιορίστηκε τελικά η τιμή S_{38} που αναπαριστά το μετρούμενο σήμα ενός καταιονισμού που προσπίπτει υπό ζενιθιακή γωνία 38° . Η εκτίμηση της ενέργειας γίνεται από τη σχέση

$$E [EeV] = 0.149 \cdot S_{38}^{1.08} \quad (2.28)$$

όπου για τη βαθμονόμηση έγινε χρήση των τηλεσκοπίων φθορισμού.

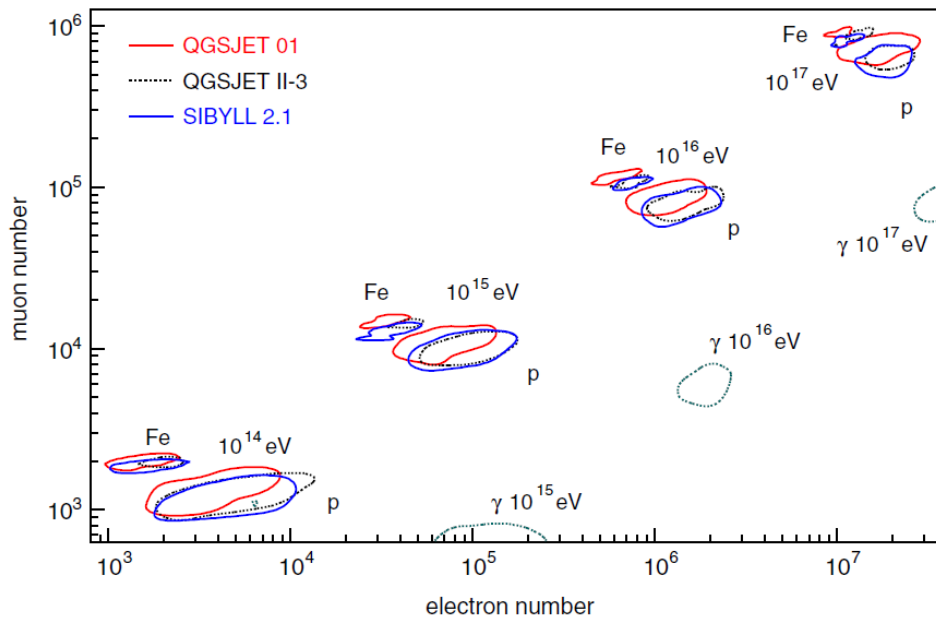
Εκτίμηση σύνθεσης

Για την εκτίμηση της μάζας είναι απαραίτητες οι μετρούμενες ποσότητες του λόγου του αριθμού των ηλεκτρονίων προς τον αριθμό των μιονίων, της κατανομής του χρόνου άφιξης των σωματιδίων, της καμπυλότητας του μετώπου του καταιονισμού και της κλίσης της εγκάρσιας κατανομής.

Η πιο κοινή μέθοδος εκμεταλλεύεται το λόγο ηλεκτρονίων – μιονίων στο επίπεδο των ανιχνευτών, όπου σχεδιάζοντας τους αριθμούς N_e και N σε ένα επίπεδο όπως αυτό της εικόνας 2.5 [37] βλέπουμε ότι μπορούμε να εκτιμήσουμε την ενέργεια αλλά και τη μάζα του πρωτευνόντος. Βασισμένοι στο μοντέλο του Heitler προκύπτει η σχέση [61]

$$\frac{N_e}{N_\mu} = \left(\frac{E_0}{A \cdot 1 \text{ PeV}} \right)^{0.15} \quad (2.29)$$

με αβεβαιότητα περίπου 16%. Εάν το πρωτεύον είναι βαρύς πυρήνας τα μίονια παράγονται νωρίτερα στην εξέλιξη του καταιονισμού και φτάνουν στο έδαφος επίσης νωρίτερα από την ηλεκτρομαγνητική συνιστώσα, ενώ κατά κύριο λόγο παραμένουν κοντά στον άξονα του καταιονισμού. Αυτό έχει αποτέλεσμα την ανίχνευση στενότερων παλμών με παρόμοιους χρόνους εγγραφής στους ανιχνευτές.



Εικόνα 2.5: Αναμενόμενος αριθμός ηλεκτρονίων και μιονίων για κατακόρυφους καταιονισμούς στο επίπεδο της θάλασσας. Οι καμπύλες αναπαριστούν την ποσότητα FWHM των κατανομών για διαφορετικά πρωτεύοντα σωματίδια και ενέργειες, όπως προκύπτει από διαφορετικά μοντέλα προσομοίωσης.

2.2.2 Ανίχνευση ακτινοβολίας Cherenkov

Η πλειοψηφία των σωματιδίων του μετώπου του καταιονισμού κινείται με σχετικιστικές ταχύτητες. Περίπου το 1/3 των φορτισμένων σωματιδίων βρίσκονται πάνω από το ενεργειακό όριο που επιτρέπει την παραγωγή ακτινοβολίας Cherenkov, και για τα ηλεκτρόνια που είναι και το επικρατών είδος είναι 21 MeV στο επίπεδο της θάλασσας. Το εκπεμπόμενο φως Cherenkov στην ατμόσφαιρα διαδίδεται σε ένα κώνο ανοίγματος 1.3° όπου, όπως έχει αναφερθεί εξαρτάται από το δείκτη διάθλασης της ατμόσφαιρας. Η ανίχνευση αυτού του φωτός γίνεται με δύο τεχνικές: με φωτοπολλαπλασιαστές που συλλέγουν απευθείας το φως και ονομάζονται ανιχνευτές ολοκλήρωσης ακτινοβολίας Cherenkov (light integrating detectors) ή με κάτοπτρα που συγκεντρώνουν το φως σε μία συσκευή απεικόνισης και ονομάζονται ανιχνευτές απεικόνισης Cherenkov (imaging Cherenkov detectors). Όπως και να έχει, για την αξιοπιστία των μετρήσεων απαιτούνται συνθήκες πλήρους σκότους, νύχτα χωρίς φεγγάρι με καθαρό ουρανό μακριά από ανθρωπογενείς δραστηριότητες, περιορίζοντας έτσι τον κύκλο λειτουργίας στο 10% του συνολικού χρόνου.

Ανιχνευτές ολοκλήρωσης φωτός

Με αυτή την ονομασία χαρακτηρίζονται οι ανιχνευτές που μετρούν την εγκάρσια κατανομή του φωτός Cherenkov με διατάξεις φωτοπολλαπλασιαστών κατανεμημένες σε μεγάλες επιφάνειες στο έδαφος, όπου οι φωτοπολλαπλασιαστές τοποθετούνται μέσα σε κώνους ανίχνευσης φωτός (Winston cones)². Η εγκάρσια πυκνότητα κατανομής φωτός Cherenkov έχει παραμετρο-

²Ο κώνος Winston είναι μία μη απεικονιστική συσκευή συλλογής φωτός σε παραβολοειδές σχήμα με ανακλαστική εσωτερική επιφάνεια, όπου συγκεντρώνει την εισερχόμενη σε μία επιφάνεια μεγάλου εμβαδού ακτινοβολία,

ποηθεί από την εμπειρική σχέση [62]

$$C(r) = \begin{cases} C_{120} \cdot \exp(s[120 - r/m]); & 30 \text{ m} < r \leq 120 \text{ m} \\ C_{120} \cdot (r/120)^{-\beta}; & 120 \text{ m} < r \leq 350 \text{ m} \end{cases} \quad (2.30)$$

όπου C_{120} είναι η ένταση της ακτινοβολίας Cherenkov σε απόσταση 120 m από τον πυρήνα του καταιονισμού, s και β είναι η κλίση της κατανομής ενώ η ανιχνευόμενη ένταση φωτός εξαρτάται από την ενέργεια του πρωτεύοντος κατά $E^{1.07}$ και το βάθος μέγιστης ανάπτυξης του καταιονισμού X_{max} εξαρτάται γραμμικά από το s , κάνοντας δυνατή την εκτίμηση της μάζας και της ενέργειας του πρωτεύοντος. Χαρακτηριστικά πειράματα που έχουν αναπτύξει αυτού του είδους την οργανολογία είναι τα AIROBICC [63], BLANCA [64] και Tunka [65].

Ανιχνευτές απεικόνισης Cherenkov

Αν η παραχθείσα ακτινοβολία Cherenkov βρεθεί στο οπτικό πεδίο ενός τηλεσκοπίου, η εικόνα που συλλέγεται αντιστοιχεί στην κατεύθυνση και την ένταση του φωτός Cherenkov. Η ένταση του συλλεγόμενου φωτός είναι ισχυρά συνδεδεμένη με τον αριθμό των ηλεκτρονίων, ο οποίος χρησιμοποιείται για την εκτίμηση του μεγέθους του καταιονισμού σε συνάρτηση με το σημείο μέγιστης ανάπτυξης του καταιονισμού. Ο στόχος αυτής της μεθόδου επικεντρώνεται στην ανακατασκευή καταιονισμών προερχόμενων από ακτίνες γ , καθώς είναι σχεδιασμένη για την καταστολή των εκκινούμενων από αδρόνια καταιονισμών οι οποίοι είναι πιο συχνόι κατά έναν παράγοντα 1.000. Το πρώτο τηλεσκόπιο αυτού του είδους ήταν το WHIPPLE [66], ενώ τώρα ξεχωρίζουν τα H.E.S.S. [67], MAGIC [23], και VERITAS [24].

2.2.3 Ανίχνευση ακτινοβολίας φθορισμού

Η μέτρηση της ακτινοβολίας φθορισμού γίνεται εφικτή όταν η ενέργεια του πρωτεύοντος σωματιδίου είναι πάνω από $E_0 \gtrsim 10^{17} \text{ eV}$ και μετρά άμεσα το διάμηκες προφίλ του καταιονισμού. Μία αναλυτική περιγραφή της τεχνικής δίνεται στην αναφορά [68]. Η τεχνική βασίζεται στην ανίχνευση του φωτός φθορισμού που εκπέμπεται από τα μόρια αζώτου, τα οποία διεγείρονται στις ηλεκτρονικές στάθμες 2P και 1N από τα φορτισμένα σωματίδια του καταιονισμού, καθώς αυτά διασχίζουν την ατμόσφαιρα και αφού παραμείνουν διεγερμένα για χρόνο $\simeq 10 \text{ ns}$, εκπέμπουν στην περιοχή των 300 με 400 ns παρουσιάζοντας ισοτροπική εκπομπή. Τα φωτόνια που παράγονται από την εναποτιθέμενη ενέργεια εξαρτώνται από τη σύνθεση και τις συνθήκες της ατμόσφαιρας, παρουσιάζοντας ρυθμό 4 - 5 παραγόμενα φωτόνια ανά μέτρο, ανά φορτισμένο σωματίδιο ανεξαρτήτως της ενέργειας του διεγυρόμενου σωματιδίου, έχοντας όμως μια ακρίβεια στην εκτίμηση αυτή της τάξης του 15%. Λαμβάνοντας υπόψιν την ατμοσφαιρική εξάρτηση του φθορισμού, η τεχνική αυτή αποτελεί μία καλοριμετρική μέθοδο μέτρησης της εναποτιθέμενης ενέργειας στην ατμόσφαιρα και άρα της ενέργειας του καταιονισμού. Με ένα τηλεσκόπιο

σε μια μικρότερου εμβαδού έξοδο, όπου μπορεί να προσαρμοστεί φωτοπολλαπλασιαστής.

διαθέσιμο, είναι δυνατός από την καταγραφόμενη τροχιά του φωτός, ο καθορισμός του επιπέδου μεταξύ καταιονισμού και ανιχνευτή καθώς και ο προσανατολισμός του καταιονισμού μέσα στο επίπεδο από τους χρόνους άφιξης του φωτός στους φωτοπολλαπλασιαστές. Στην περίπτωση που υπάρχουν δύο τηλεσκόπια διαθέσιμα (στερεοσκοπική παρατήρηση) η ακρίβεια της ανακατασκευής βελτιώνεται στις 0.6° , από $\sim 1^\circ$ για ένα.

Όπως είναι αναμενόμενο η ακτινοβολία Cherenkov υπεισέρχεται ως υψηλά ασυμμετρικό υπόβαθρο ή μπορεί να μετρηθεί και ανεξάρτητα. Για την αξιόπιστη μέτρηση του φωτός φθορισμού είναι απαραίτητη η συνεχής παρακολούθηση των ατμοσφαιρικών συνθηκών, καθώς διακυμάνσεις της πυκνότητας της ατμόσφαιρας οδηγούν σε επιπλέον συστηματικές αβεβαιότητες στον προσδιορισμό του βάθους μέγιστης ανάπτυξης του καταιονισμού.

Το πρώτο τηλεσκόπιο που εφάρμοσε την ανίχνευση ακτινοβολίας φθορισμού ήταν το Fly's Eye το οποίο τον Οκτώβριο του 1991 ανίχνευσε τον υψηλότερης ενέργειας καταιονισμό που έχει ανιχνευθεί ποτέ με ενέργεια $E = (3.2 \pm 0.9) \times 10^{20} \text{ eV}$ [69], ο διάδοχος του, το HiRes αποτελεί μία πιο εξελιγμένη μορφή του Fly's Eye. Το Pierre Auger, στα πλαίσια της “υβριδικής προσέγγισης” [60] των καταιονισμών, διαθέτει ένα σύστημα 4 τηλεσκοπικών σταθμών αποτελούμενο από περίπου 6 τηλεσκόπια ο καθένας, που το κάθε τηλεσκόπιο επισκοπεί διαφορετικό κομμάτι της ατμόσφαιρας. Τέλος το Telescope Array [70], στα πλαίσια της υβριδικής προσέγγισης και εκεί, διαθέτει 3 σταθμούς ανιχνευτών φθορισμού, καθένας από τους οποίους αποτελείται από 12 τηλεσκόπια φθορισμού.

2.3 Ανάπτυξη και Ανίχνευση Ραδιοκυματικής Συνιστώσας Ατμοσφαιρικού Καταιονισμού

2.3.1 Ιστορικά στοιχεία, κίνητρο ενασχόλησης

Τα πειράματα ανίχνευσης της ηλεκτρομαγνητικής συνιστώσας του ατμοσφαιρικού καταιονισμού είναι σχετικά νέα στην επιστημονική κοινότητα, όχι όμως και η θεωρία που βρίσκεται πίσω από αυτά, καθώς ήδη από το 1965 υπήρχε πειραματική απόδειξη [71] της ύπαρξης αυτού του είδους του σήματος στην ατμόσφαιρα. Οι τεχνικοί περιορισμοί που τίθονταν από την τεχνολογία της εποχής αποτέλεσαν τροχοπέδη για τη συνέχιση της έρευνας αυτής και μοιραία το ενδιαφέρον σταμάτησε, αφήνοντας μας όμως σαν παρακαταθήκη τις γνώσεις που αποκτήθηκαν και μπορούν να συμπυκνωθούν στη σχέση του Allan [72] αλλά και τα ανοιχτά ερωτήματα που έμειναν αναπάντητα.

Οι επίγειοι σωματιδιακοί ανιχνευτές (σπινθηρισμού, Cherenkov) βασίζονται στην ανίχνευση ενός μικρού κλάσματος ενός στιγμιότυπου του καταιονισμού, το οποίο μπορεί να δώσει έμμεσα πληροφορίες για το αρχικό σωματίδιο του καταιονισμού, ακόμα και για τη μάζα του, αλλά με μεγάλη αβεβαιότητα. Επιπροσθέτως οι αβεβαιότητες που υπεισέρχονται στις αδρονικές αλλη-

λεπιδράσεις, των οποίων οι ενέργειες είναι πάνω από αυτές που επιτυγχάνονται σε πειράματα επιταχυντών, συν τη διαφορά που έχει παρατηρηθεί στον αριθμό των μιονίων για ενέργειες 10^{19} eV κατά την προσομοίωση, που είναι 30% χαμηλότερος από αυτόν που προκύπτει από τις πειραματικές μετρήσεις με σωματιδιακούς ανιχνευτές, μας οδηγούν σχεδόν αναγκαστικά σε υβριδικού τύπου ανιχνευτές με σκοπό τον αξιόπιστο υπολογισμό περισσότερων χαρακτηριστικών του ατμοσφαιρικού καταιονισμού και του πρωτεύοντος σωματίου του.

Έως τώρα η ευρύτερα χρησιμοποιούμενη, συμπληρωματική στους σωματιδιακούς ανιχνευτές μέθοδος, ήταν η ανίχνευση της ακτινοβολίας φθορισμού μέσω τηλεσκοπίων, μέθοδος που όντας καλοριμετρική μπορεί να μας αναδείξει την ενέργεια του πρωτεύοντος σωματίου αλλά και τη μάζα του μέσω της εύρεσης της παραμέτρου X_{max} που αντιστοιχεί στο ύψος της μέγιστης ανάπτυξης του καταιονισμού. Όμως ο χαμηλός κύκλος λειτουργίας (10% - 15%) και ο περιορισμός στη γωνία του παραθύρου ανίχνευσης στην ατμόσφαιρα συν την επίδραση των ατμοσφαιρικών συνθηκών στις μετρήσεις, οδήγησε στην αναζήτηση πιο αποτελεσματικών μεθόδων ανίχνευσης της μη σωματιδιακής συνιστώσας του καταιονισμού, κατά την υβριδική λειτουργία των πειραμάτων ανίχνευσης.

Οι παραπάνω παρατηρήσεις, μαζί με το γεγονός ότι υπάρχουν πολλά ανοικτά θέματα στη συνολική γνώση που έχουμε για την κοσμική ακτινοβολία και τους καταιονισμούς που αυτή προκαλεί στην ατμόσφαιρα, σε συνδυασμό με την εξέλιξη της ψηφιακής τεχνολογίας, είχε ως αποτέλεσμα την ανακίνηση του ενδιαφέροντος για την ανίχνευση και μελέτη της ραδιοκυματικής εκπομπής της ηλεκτρομαγνητικής συνιστώσας του ατμοσφαιρικού καταιονισμού.

Από τις αρχές τις δεκαετίας του 2000 όπου επανήλθε στο προσκήνιο το θέμα αυτό έως και σήμερα, η πρόοδος ήταν εντυπωσιακή [73] και θα προσπαθήσουμε να την παρουσιάσουμε στις επόμενες σελίδες.

2.3.2 Φυσικές διεργασίες εκπομπής ραδιοκύματων στους ΕΑΚ

Ύστερα από 15 χρόνια ερευνών έχουμε καταλήξει, ότι παρά το γεγονός ότι αρχικά προβλέπονταν θεωρητικά αρκετοί μηχανισμοί εκπομπής ραδιοκυματικής ακτινοβολίας [74], έχει διαπιστωθεί πειραματικά και έχει επαληθευθεί από την προσομοίωση ότι κυριαρχούν δύο μηχανισμοί εκπομπής: Η γεωμαγνητική εκπομπή (που είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός) και η εκπομπή πλεονάζοντος φορτίου (charge excess) γνωστή και ως μηχανισμός Askaryan.

Γεωμαγνητική εκπομπή

Είναι εύκολα κατανοητό ότι τα φορτισμένα σωματίδια που βρίσκονται στο μέτωπο της διάδοσης του καταιονισμού, που καλείται “pancake”, υπόκεινται στην επίδραση του μαγνητικού πεδίου της Γης και επιταχύνονται αναλόγως το είδος του φορτίου σε αντίθετες κατευθύνσεις υπό την επίδραση της δύναμης Lorentz

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.31)$$

όπου q το φορτίο του σωματιδίου, v το διάνυσμα της ταχύτητας του και B το μαγνητικό πεδίο της Γης. Έτσι έχουμε τη δημιουργία ενός εγκάρσιου ρεύματος το οποίο όμως μεταβάλλεται κατά την εξέλιξη του καταιονισμού καθώς αλλάζει ο αριθμός των φορτισμένων σωματιδίων, όπου αρχικά αυξάνεται μέχρι το μέγιστο του καταιονισμού X_{max} και μετά μειώνεται. Αυτή η μεταβολή με το χρόνο του εγκάρσιου ρεύματος, είναι υπεύθυνη για την ηλεκτρομαγνητική εκπομπή που λόγω της σχετικιστικής ταχύτητας του καταιονισμού εκφράζεται με σύντομους παλμούς στη διεύθυνση του καταιονισμού.

Ο λόγος φορτίο/μάζα παρουσιάζει μεγάλη διαφορά για τα ηλεκτρόνια και τα ποζιτρόνια σε σχέση με τα υπόλοιπα φορτισμένα σωματίδια και έτσι αυτά είναι που κυριαρχούν στην αναφερόμενη εκπομπή. Προσπαθώντας να περιγράψουμε εν συντομία το φαινόμα [75] αυτής της εκπομπής, η πυκνότητα e^- και e^+ στο μέτωπο του καταιονισμού είναι

$$p_e(x, y, z, t) = \int \bar{p}_e(x, y, z, t, h) dh \quad (2.32)$$

όπου h είναι το μήκος του μετώπου στη διεύθυνση του καταιονισμού. Αντίστοιχα το εγκάρσιο ρεύμα που δημιουργείται στην κάθετη της διεύθυνσης διάδοσης του καταιονισμού, διεύθυνση x περιγράφεται ως

$$j(x, y, z, t) = \int \langle v_d q \rangle e \bar{p}_e(x, y, z, t, h) dh \quad (2.33)$$

όπου e το φορτίο του ηλεκτρονίου, p_e η πυκνότητα ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων, ο δείκτης q έχει τιμή -1 για ηλεκτρόνια και $+1$ για ποζιτρόνια, ενώ $\langle v_d q \rangle$ είναι η ταχύτητα του σωματιδίου.

Τα φορτισμένα σωματίδια όμως δεν κινούνται απρόσκοπτα επιταχυνόμενα, καθώς οι συγκρούσεις τους με τα μόρια του αέρα επηρεάζουν την πορεία τους. Έτσι στην ταχύτητα v_d πρέπει να προβλεφθεί ο παράγοντας μείωσης k και το μήκος απόσβεσης L , όπου για ενέργειες $\epsilon_e > 10 MeV$ το cross section του ηλεκτρονίου κυριαρχείται από bremsstrahlung, ενώ για χαμηλότερες ενέργειες κυρίαρχος μηχανισμός είναι η σκέδαση Coulomb. Έτσι τελικά η ταχύτητα των σωματιδίων περιγράφεται από

$$\langle v_d q \rangle = - \int k \frac{c^2 e B_E L \epsilon_e}{\epsilon_e^2 + m^2 c^4 \gamma_0^2} \cdot \frac{X_0}{p_{air}} p_E(\epsilon_e) d\epsilon_e \quad (2.34)$$

όπου m η μάζα του σωματιδίου, c η ταχύτητα του φωτός, γ_0 η σταθερά Lorentz, B_E το μαγνητικό πεδίο της Γης, p_{air} η πυκνότητα του αέρα, ϵ_e η ενέργεια του σωματιδίου, p_E η πυκνότητα των σωματιδίων και X_0 το μήκος εκπομπής του ηλεκτρονίου. Η τιμή του k εκτιμάται στο 0.5 από Monte Carlo και πειραματικές εκτιμήσεις, ενώ μια φυσιολογική τιμή που προκύπτει για την εγκάρσια ταχύτητα των σωματιδίων είναι $\langle v_d q \rangle = -0.04c$. Εφόσον το εγκάρσιο ρεύμα έχει μόνο x -συνιστώσα, το διανυσματικό δυναμικό θα παρουσιάζει την ίδια ιδιότητα και θα εκφράζεται ως:

$$A^x(t, d) = J \int dh \frac{p_p(h) f_t(t_r)}{\wp} \quad (2.35)$$

όπου

$$\wp = \sqrt{(-c\beta_s t + h)^2 + (1 - \beta_s^2 n^2) d^2} \quad (2.36)$$

από το φορμαλισμό των Lienard - Wiechert για καθυστερημένα δυναμικά και $J = \langle v_d q \rangle \frac{N_e e}{4\pi\epsilon_0 c}$, $f_t(t_r)$ είναι η χρονική κατανομή του καταιονισμού, κανονικοποιημένη στη μονάδα. Το ηλεκτρικό πεδίο θα προκύψει ως γνωστόν από:

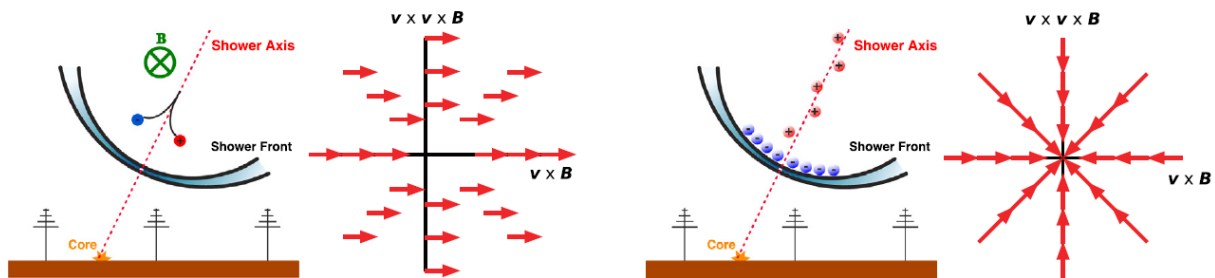
$$\vec{E}(t, d) = -\vartheta_0 \vec{A}(t, d) \quad (2.37)$$

όπου και πάλι θα έχει μόνο x-συνιστώσα και άρα θα είναι γραμμικά πολωμένο στον άξονα x, κάθετα στη διεύθυνση διάδοσης του καταιονισμού και θα είναι

$$E_x(t, d) = -J \int_0^\infty dh \frac{f_t(t_r)}{\vartheta} \beta \frac{dp_p(h)}{dh} - J \int_0^\infty dh \frac{p_p(h)}{\vartheta} \times \frac{df_t(t_r)}{dt_r} \quad (2.38)$$

όπου στο όριο $\beta_c = 1$, $n = 1$ και αγνοώντας το πάχος του μετώπου του καταιονισμού η παραπάνω απλοποιείται ως:

$$E_x(t, d) \approx J \frac{c^2 t_r^2 A}{d^4} \left[t_r \frac{df_t(t_r)}{dt_r} + f_t(t_r) \right] \quad (2.39)$$



Εικόνα 2.6: **Αριστερά:** Απεικόνιση του Γεωμαγνητικού μηχανισμού εκπομπής, τα βέλη δηλώνουν την κατεύθυνση της γραμμικής πόλωσης. **Δεξιά:** Απεικόνιση της charge excess εκπομπής (Askaryan), τα βέλη δείχνουν τη γραμμική πόλωση όπου το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου προσανατολίζεται ακτινικά σε σχέση με τον άξονα του καταιονισμού.

Στην εικόνα 2.6 [76] (αριστερά) γίνεται μία οπτικοποίηση του γεωμαγνητικού μηχανισμού εκπομπής ακτινοβολίας, όπου η κατεύθυνση της γραμμικής πόλωσης είναι κάθετη στο επίπεδο διεύθυνσης του καταιονισμού, ανεξάρτητη από τη θέση του παρατηρητή κατά τη διεύθυνση που ορίζει η δύναμη Lorentz. Έτσι π.χ. για κατακόρυφους καταιονισμούς θα έχουμε πόλωση στη διεύθυνση Ανατολής - Δύσης.

Εκπομπή πλεονάζοντος φορτίου (Μηχανισμός Askaryan)

Αν και ο γεωμαγνητικός μηχανισμός είναι κυρίαρχος, το 10% - 20% της συνολικής εκπομπής οφείλεται στην εκπομπή του πλεονάζοντος φορτίου (charge excess). Αυτό συμβαίνει, γιατί καθώς διαδίδεται στην ατμόσφαιρα ο καταιονισμός, προκύπτει ένα αρνητικό πλεόνασμα φορτίου στο μέτωπο του κύματος του καταιονισμού όπως φαίνεται στην εικόνα 2.6 (δεξιά).

Τα φαινόμενα που συνεισφέρουν σε αυτό το πλεόνασμα είναι δύο. Ηλεκτρόνια αποσπώνται από μόρια της ατμόσφαιρας λόγω αλληλεπιδράσεων με σωματίδια του καταιονισμού και αποκτώντας σχετικιστικές ταχύτητες, αποτελούν μέρος του καταιονισμού καθώς αυτός ταξιδεύει

προς το έδαφος. Η δεύτερη συνεισφορά οφείλεται στο μικρό χρόνο ζωής των ποζιτρονίων σε σχέση με τα ηλεκτρόνια και στην εξαύλωση τους από το μέτωπο του καταιονισμού. Το σύνολο αυτής της περίσσιας φορτίου έχει αποτέλεσμα σύμφωνη εκπομπή ακτινοβολίας όπως έδειξε ο Askaryan [77]. Αντίστοιχα έχουμε δύο συνιστώσες στο διανυσματικό δυναμικό. Αυτή που προκαλείται από το πλεόνασμα ηλεκτρονίων στο μέτωπο του καταιονισμού και αυτή που οφείλεται στα θετικά ιόντα που λόγω της μεγάλης μάζας τους δεν επιταχύνονται σε σχετικιστικές ταχύτητες, όπως τα ηλεκτρόνια, και ακολουθούν ως ουρά τον καταιονισμό. Το διανυσματικό δυναμικό που οφείλεται στο πλεόνασμα ηλεκτρονίων δίνεται από:

$$A_e^0 = \frac{-eN_M C_x}{4\pi\epsilon_0} \int_0^\infty dh \frac{f_l(t_r) f_p(h)}{\wp} \quad (2.40)$$

όπου C_x το κλάσμα των σωματιδίων που συνεισφέρουν σε αυτό το πλεόνασμα φορτίου σε σχέση με το συνολικό αριθμό e^- και e^+ , $f_l(t_r)$ είναι η διαμήκης ανάπτυξη του καταιονισμού ως συνάρτηση του χρόνου και $f_p(h)$ το διαμήκες προφίλ του μετώπου του καταιονισμού (pancake function). Ενώ για τα θετικά ιόντα που μένουν πίσω από το μέτωπο του καταιονισμού, το φορτίο τους σε καθυστερημένο χρόνο t'_r είναι

$$eN_M \int_0^\infty dh f_p(h) \frac{\partial f_l(t'_r)}{\partial t'_r} \quad (2.41)$$

και η συνεισφορά στο διανυσματικό δυναμικό

$$A_{ions}^0 = \frac{-eN_M C_x}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{t_r} \left(\int_0^\infty \frac{\partial f_l(t'_r) f_p(h)}{\partial t'_r R} dh \right) dt'_r \quad (2.42)$$

το οποίο υπολογίζεται ολοκληρώνοντας σε όλο το μήκος του άξονα της ανάπτυξης του καταιονισμού. Επιπλέον, εφόσον η ταχύτητα των ιόντων είναι αρκετά μικρότερη από την ταχύτητα του φωτός

$$D = R(1 - \beta \cdot \hat{r})|_{ret} = R - \beta_{ions} z \simeq R \quad (2.43)$$

όπου R η απόσταση μεταξύ ιόντος και παρατηρητή. Θεωρώντας ότι $\beta_s = 1$ και $n = 1$, το συνολικό πεδίο στην κάθε διεύθυνση προκύπτει [76]

$$E_x(t_{obs}, x) = \frac{-eN_M C_x}{4\pi\epsilon_0} \left(\int_0^\infty dh \frac{x z_s}{R D^2} \dot{f}_l(t_r) f_p(h) \right) \quad (2.44)$$

$$E_y(t_{obs}, y) = \frac{-eN_M C_x}{4\pi\epsilon_0} \left(\int_0^\infty dh \frac{y z_s}{R D^2} \dot{f}_l(t_r) f_p(h) \right) \quad (2.45)$$

$$E_z(t_{obs}, d) = \frac{-eN_M C_x}{4\pi\epsilon_0} \int_0^\infty dh \frac{\dot{f}_l(t_r) f_p(h) d^2}{R D^2} \quad (2.46)$$

Ο προσανατολισμός ηλεκτρικού πεδίου κάθετου στον άξονα διάδοσης του καταιονισμού είναι στην κατεύθυνση του άξονα διάδοσης. Αυτό είναι αναμενόμενο για ένα αρνητικό φορτίο που βρίσκεται κοντά στον άξονα του καταιονισμού, όμως σημαίνει ότι αντίθετα με τη γεωμαγνητική εκπομπή το ηλεκτρικό πεδίο που προέρχεται από το charge excess εξαρτάται από τη θέση του παρατηρητή, παρουσιάζοντας διάνυσμα πόλωσης που προκύπτει από την προβολή του ηλεκτρικού πεδίου στο επίπεδο παρατήρησης.

Υπέρθωση συνιστωσών και ιδιότητες σήματος

Το παραγόμενο ραδιοκυματικό σήμα προκύπτει από υπέρθεση των δύο μηχανισμών εκπομπής οι οποίοι μπορούν να συμβάλουν είτε ενισχυτικά είτε καταστρεπτικά. Όταν η εκπομπή από διαφορετικά σωμάτια σε μια συγκεκριμένη συχνότητα παρουσιάζει μηδενική διαφορά φάσης, το ηλεκτρικό πεδίο συμβάλει ενισχυτικά με την ενέργεια του πρωτεύοντος να είναι ανάλογη της 4ης δύναμης της ανιχνευόμενης ενέργειας. Ένα ενδιαφέρον χαρακτηριστικό είναι ότι οι παλμοί από τους δύο τρόπους εκπομπής δεν είναι απόλυτα συγχρονισμένοι και έτσι το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου δε βρίσκεται σε μία γραμμή κάθετη στον άξονα του καταιονισμού αλλά μάλλον συχνότερα σχηματίζει μία έλλειψη, αποτελώντας μία μίξη γραμμικής (γεωμαγνητικό) και κυκλικής (charge excess) πόλωσης.

Η σχετικιστική ταχύτητα της κίνησης των σωματιδίων που ακτινοβολούν κάνουν την ακτινοβολία ισχυρά κατευθυντική προς τα εμπρός, περιορίζοντας το εμβαδό του χώρου που προσπίπτει. Αν ο παρατηρητής είναι εντός της γωνίας Cherenkov η ακτινοβολία φτάνει σε αυτόν ταυτόχρονα από όλο τον καταιονισμό, δίνοντας έναν πολύ σύντομο παλμό με σύμφωνη εκπομπή έως τα GHz, όσο ο παρατηρητής μετακινείται πλευρικά από τον άξονα του καταιονισμού ο δείκτης διάθλασης της ατμόσφαιρας (1.000292 στην επιφάνεια της θάλασσας και τείνοντας στην μονάδα για υψηλότερα στρώματα της ατμόσφαιρας, όπου η πυκνότητα του αέρα μειώνεται) έχει σημαντική επίδραση στον παλμό και στη συχνότητα σύμφωνης εκπομπής, μειώνοντας την. Εάν η θέση του παρατηρητή είναι εκτός του δακτυλίου Cherenkov η επίδραση του δείκτη διάθλασης είναι αμελητέα και όσο πιο μακριά βρίσκεται τόσο πιο φαρδύς είναι ο παλμός και σε χαμηλότερη συχνότητα σύμφωνης εκπομπής. Εδώ πρέπει να επισημάνουμε ότι αυτά τα φαινόμενα ομοιάζουν με την ακτινοβολία Cherenkov, αλλά δεν είναι ακτινοβολία Cherenkov, η οποία βέβαια υπάρχει αλλά αποτελείται από φωτόνια τα οποία δεν είναι φορτισμένα σωματίδια με αποτέλεσμα να μη συνεισφέρουν στη ραδιοκυματική εκπομπή.

Άλλο ένα σημαντικό σημείο είναι η εξάρτηση της εκπομπής από τη ζενιθιακή γωνία, όπου για τους πιο επικλινείς καταιονισμούς, το μέγιστο της ανάπτυξης του καταιονισμού X_{max} βρίσκεται πιο μακριά από τον παρατηρητή, με αποτέλεσμα η εκπομπή να γίνεται σε μεγαλύτερη περιοχή, με χαμηλότερη ένταση αλλά με τη συνάρτηση πλευρικής πυκνότητας (Lateral Density Function - LDF) να είναι πιο ομαλή, κάνοντας μεγαλύτερη την πιθανότητα ανίχνευσης από ένα αραιό δίκτυο κεραιών [78]. Παρομοίως για μια σταθερή ζενιθιακή γωνία, η θέση του X_{max} και άρα η απόσταση πηγής – παρατηρητή μπορεί να προσδιοριστεί μέσω της LDF και έτσι να εξάγουμε πληροφορίες για τη μάζα του πρωτεύοντος.

2.3.3 Προσομοίωση εκπομπής ραδιοκυμάτων από ΕΑΚ

Παράλληλα με τις πειραματικές προσπάθειες ανίχνευσης της ραδιοκυματικής συνιστώσας των ατμοσφαιρικών καταιονισμών, από τις αρχές του 2000 ξεκίνησαν προσπάθειες προσομοίωσης των διαδικασιών που συμβαίνουν στην ατμόσφαιρα. Αρχικά όλες οι προσπάθειες αποδεί-

χθηκαν ελαττωματικές για δύο κυρίως λόγους. Αφενός γιατί η αποδοχή του μηχανισμού του γεωσύγχροτρου ως κυρίαρχου αποδείχθηκε λάθος, αφ' ετέρου σε πιο πρόσφατες προσπάθειες, αν και λαμβανόταν υπόψη η μεταβολή του αριθμού των σχετικιστικά κινούμενων φορτισμένων σωματίων, η ακτινοβολία που πρόκυπτε από αυτή τη μεταβολή αγνοούταν. Αυτό έγινε κατανοητό το 2009, οπότε και η προσομοίωση πέρασε σε νέα εποχή ως προς τα αποτελέσματα που παρουσίασε. Οι σύγχρονες προσεγγίσεις που ακολουθούνται είναι δύο, η μακροσκοπική και η μικροσκοπική, όπου θα αναπτυχθούν εν συντομία παρακάτω.

Μακροσκοπική προσέγγιση

Τα μοντέλα που χρησιμοποιούν μακροσκοπικούς όρους για την εκπομπή ραδιοκυματικής ακτινοβολίας, όπως τα ηλεκτρικά ρεύματα και τα ηλεκτρικά φορτία ονομάζονται “μακροσκοπικής προσέγγισης”. Παρουσιάζουν ως πλεονέκτημα ότι δίνουν άμεση πληροφορία για συνιστώσες που συνεισφέρουν στον καταιονισμό, ενώ λόγω του ότι είναι κυρίως αναλυτικά, προβλέπουν το σήμα καταναλώνοντας χαμηλή υπολογιστική ισχύ. Η προσέγγιση MGMR [75] είναι αυτή που μας έκανε να κατανοήσουμε το μηχανισμό εκπομπής της ακτινοβολίας και έπαιξε σημαντικό ρόλο στην επίτευξη του σύγχρονου επιπέδου της γνώσης μας γι' αυτή. Η τεχνική όμως της άθροισης των συνιστωσών και οι απλοποιητικές προσεγγίσεις που ήταν αναγκαίες για την αντιμετώπιση μιας τόσο σύνθετης κατάστασης με πολλές παραμέτρους, έκανε αναγκαία τη “μικροσκοπική προσέγγιση”.

Μικροσκοπική προσέγγιση

Κατά τη μικροσκοπική προσέγγιση, κάθε ηλεκτρόνιο και ποζιτρόνιο αντιμετωπίζεται ξεχωριστά και η εκπομπή του υπολογίζεται και υπερτίθεται για να έχουμε τη συνολική εκπομπή του καταιονισμού. Σε αυτή την περίπτωση δε γίνονται απλοποιήσεις και δεν υπάρχει ασάφεια στους μηχανισμούς που επιλέγονται να χρησιμοποιηθούν, ενώ η όποια αβεβαιότητα προκύπτει από την προσομοίωση των αδρονικών διαδικασιών. Συνολικά έχουν αναπτυχθεί 4 κώδικες.

- Ο κώδικας του Konstantinon [79], χρονικά αναπτύχθηκε πρώτος όμως δε λάμβανε υπόψιν του την επίδραση του δείκτη διάθλασης, και πλέον δε συντηρείται.
- Ο REAS3 [80] που πλέον έχει εισαχθεί στο Corsika ως CoREAS [81], υπολογίζει την εκπομπή από κινούμενα σωματίδια ξεκινώντας από την ακαριαία επιτάχυνση των φορτίων και τερματίζει όταν τα σωματίδια έχουν πλέον ευθύγραμμη τροχιά, ενώ υπολογίζει και την επίδραση του δείκτη διάθλασης.
- Ο ZHAires [82] ο οποίος χρησιμοποιεί το φορμαλισμό ZHS [83] για την περιγραφή της ακτινοβολίας.
- Και τέλος ο SELFAS2 [84] ο οποίος χρησιμοποιεί ανεξάρτητο φορμαλισμό για τον υπολογισμό της ακτινοβολίας χωρίς να βασίζεται στην προσομοίωση του καταιονισμού, αλλά

χρησιμοποιώντας κατανομές σωματιδίων που είχαν προκύψει για το REAS2 [85] και δεν αγνοούν μερικούς πιθανά σημαντικούς συσχετισμούς.

Εν γένει, οι CoREAS και ZHAires είναι οι πιο εξελιγμένοι, χωρίς απλοποιήσεις και συμφωνούν μεταξύ τους με ακρίβεια 20%, όπου αυτή η διαφορά κατά το μεγαλύτερο μέρος της οφείλεται στα αδρονικά μοντέλα των Corsika και AIRES ενώ εξηγούν ικανοποιητικά όλα τα πειραματικά δεδομένα που διαθέτουμε.

2.3.4 Πειράματα ανίχνευσης ραδιοκυματικής εκπομπής ΕΑΚ

Σκοπός αυτής της ενότητας είναι κάνοντας μία σύνοψη των πειραμάτων που έχουν αναπτυχθεί, να αναδείξουμε τις διαφορετικές προσεγγίσεις και να επισημάνουμε τις διαφορές τους χωρίς να υπεισέλθουμε σε τεχνικές λεπτομέρειες. Θα μπορούσαμε να κατηγοριοποιήσουμε τα πειράματα σε δύο γενιές για λόγους που θα γίνουν απόλυτα κατανοητοί παρακάτω.

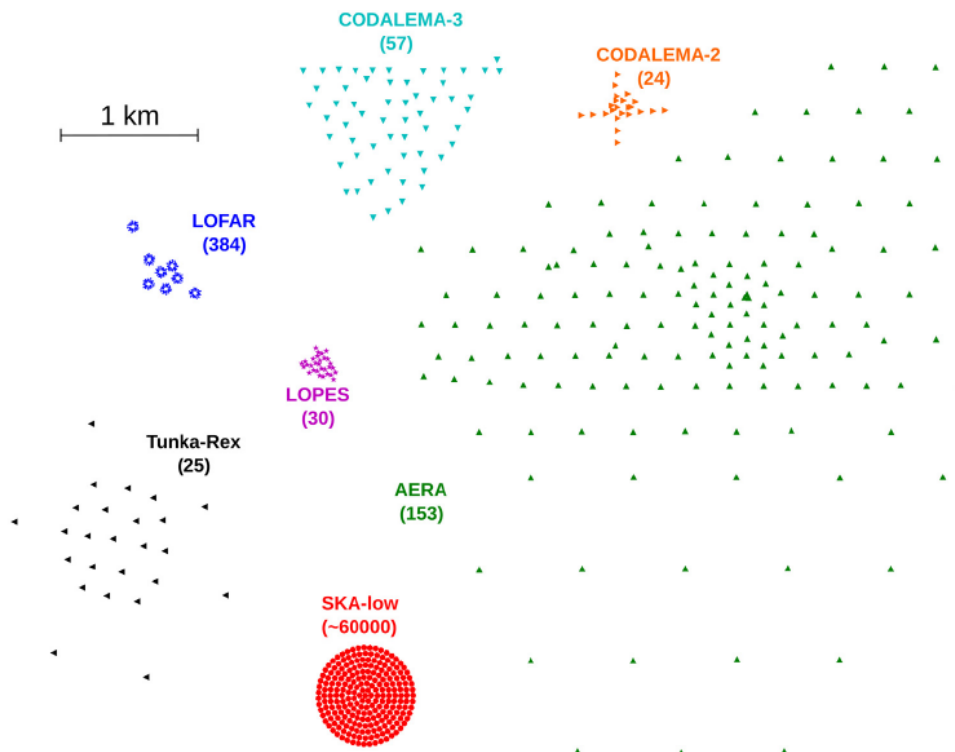
Πειράματα πρώτης γενιάς

Η πρώτη γενιά αποτελείται από 2 πειράματα που ξεκίνησαν το 2003, τα CODALEMA [86] και LOPES [87]. Το CODALEMA αναπτύχθηκε σε μια ιδανική από απόψεως θορύβου απομονωμένη περιοχή (Nancay, Γαλλία), όπου εγκαταστάθηκαν κεραίες και μια μικρή συστοιχία σωματιδιακών ανιχνευτών για λόγους σκανδαλισμού. Πέρασε από πολλές φάσεις ανάπτυξης, όπου στις αρχικά 11 κυκλικά πολωμένες κεραίες (CODALEMA 1) προστέθηκαν 24 γραμμικά πολωμένες κεραίες με μονή πόλωση, EW ή NS (CODALEMA 2) και τέλος σε 57 αυτόνομους σταθμούς χρησιμοποιώντας κεραίες τύπου butterfly που λειτουργούν και με δυνατότητα αυτόσκανδαλισμού (CODALEMA 3) αναζητώντας σήμα στο φάσμα των 20 - 200 MHz σε έκταση 1 km^2 . Στα μελλοντικά πλάνα του πειράματος αυτού είναι η επέκταση και στις χαμηλές συχνότητες και η ανάπτυξη περισσότερων κεραιών σε μια πυκνή διάταξη που θα κάνει, σε πραγματικό χρόνο, συμβολομετρική ανάλυση για βελτίωση της αποδοτικότητας και της καθαρότητας του σκανδαλισμού από εκπομπή ραδιοκυμάτων κοσμικής προέλευσης.

Το πείραμα LOPES αναπτύχθηκε στη χειρότερη δυνατή περιοχή από άποψη θορύβου, πολύ κοντά στη βιομηχανική περιοχή της Καρλσρούης στη Γερμανία και κοντά σε επιταχυντή σωματιδίων. Ακολούθησε τη στρατηγική της συμπλήρωσης ενός πειράματος σωματιδιακών ανιχνευτών (CASCADE - Grande) και η ανάλυση των δεδομένων του οδήγησε σε εξελιγμένες συμβολομετρικές τεχνικές χωρίς τις οποίες το σήμα θα είχε χαθεί στο θόρυβο, επιπροσθέτως η ανάγκη για χρονική ανάλυση της τάξης του 1 ns επιτεύχθηκε με την ανάπτυξη της τεχνικής του “beacon time calibration” [88] όπου ο χρονισμός των γεγονότων διορθώνεται από τη σχετική διαφορά φάσης που μετράται από ένα ημιτονοειδές κύμα συγκεκριμένης συχνότητας που εκπέμπει ένας εκπομπός. Η φασματική περιοχή αναζήτησης σήματος περιορίστηκε στα 40-80 MHz λόγω θορύβου. Όπως το CODALEMA έτσι και το LOPES πέρασε διάφορες φάσεις ανάπτυξης όπου τα αρχικά 10 γραμμικά πολωμένα δίπολα, σχήματος ανάποδου V, όπου μέτρούσαν μόνο

στην κατεύθυνση EW (LOPES-10), έγιναν 30 (LOPES-30). Στη συνέχεια έγινε μία μίξη των κεραιών και στις 2 πολώσεις και προστέθηκαν μερικές διπολικές κεραιές (LOPES-30pol), ενώ τελευταία δοκιμάστηκαν οι 3D μετρήσεις με τριπολικές κεραιές (LOPES-3D).

Τα δύο αυτά πειράματα είχαν κύριο σκοπό την ανάπτυξη μεθόδων και οργανολογίας και τα αποτελέσματα των μετρήσεων δεν ήταν αυτοσκοπός, όμως παρόλα αυτά έβγαλαν ενδιαφέροντα συμπεράσματα.



Εικόνα 2.7: Σύνοψη των πειραμάτων ανίχνευσης κοσμικής ακτινοβολίας. Τα σχήματα είναι στην ίδια κλίμακα και στην παρένθεση αναγράφεται ο αριθμός των κεραιών που τα αποτελεί.

Πειράματα δεύτερης γενιάς

Βασιζόμενοι στην προηγούμενη εμπειρία, μία δεύτερη γενιά πειραμάτων σχεδιάστηκε και υλοποιήθηκε. Αυτά είναι το AERA [89], το LOFAR [90] και το Tunka-Rex [91]. Το AERA το οποίο ξεκίνησε το 2007 έχει σκοπό την ανάπτυξη της απαραίτητης οργανολογίας για μεγαλύτερης κλίμακας εφαρμογές, έτσι ώστε να καθοριστούν οι δυνατότητες και οι περιορισμοί των τεχνικών ανίχνευσης στις ενέργειες πάνω από 10^{18} eV, συνεισφέροντας στην έρευνα των κοσμικών ακτίνων στην ενεργειακή περιοχή της μετάβασης από γαλαξιακές σε εξωγαλαξιακές. Το 2011 σε πρώτη φάση είχαν εγκατασταθεί 24 κεραιές με δίπολα και στις δύο κατευθύνσεις σε τριγωνικό πλέγμα 144 m, ανιχνεύοντας στα 30 - 80 MHz. Το 2013 προστέθηκαν 100 τύπου butterfly κεραιές σε πλέγμα 250 και 375 m όπου επιπλέον του αυτό-σκανδαλισμού ένας μικρός σπινθηριστής παρείχε εξωτερικό σκανδαλισμό, ενώ την άνοιξη του 2015 τοποθετήθηκαν 25 κεραιές σε πλέγμα 750 m καλύπτοντας έκταση 17 km^2 . Το μεγάλο πλεονέκτημα αυτής

της διάταξης είναι η συγκατοίκηση της με εξελιγμένους σωματιδιακούς ανιχνευτές και ανιχνευτές φθορισμού, που επιτρέπει τον έλεγχο της ευαισθησίας σε παραμέτρους όπως το X_{max} , που προσδιορίζει τη μάζα και υπολογίζεται άμεσα από το φθορισμό.

Αν το AERA έχει αραιή διάταξη, το LOFAR είναι ιδιαίτερα πυκνό. Είναι ένα γενικής χρήσης τηλεσκόπιο όπου η ανίχνευση κοσμικών ακτίνων είναι μία από τις δραστηριότητες του. Λόγω του θορύβου, δέχεται εξωτερικό σκανδαλισμό από τη διάταξη σωματιδιακών ανιχνευτών LORA. Οι πάνω από 300 κεραίες είναι ευαίσθητες στην περιοχή 10 - 90 MHz και είναι τοποθετημένες σε πυκνούς δακτυλίους με μικρή απόσταση μεταξύ τους, όπως φαίνεται στην εικόνα 2.7 [73] καλύπτοντας επιφάνεια 0.1 km^2 . Αν ένας καταιονισμός πέσει σε αυτή την περιοχή, εκατοντάδες κεραίες θα δώσουν σήμα και με χρήση συμβολομετρικών μεθόδων που έχουν αναπτυχθεί, λαμβάνονται εξαιρετικά αναλυτικές πληροφορίες καθιστώντας το LOFAR το πιο δυνατό εργαλείο, για τον έλεγχο της Φυσικής της εκπομπής ραδιοκυμάτων και τη σύγκριση με τα μοντέλα προσομοίωσης.

Το Tunka-Rex εστιάζει στη μείωση του κόστους ανάπτυξης διατάξεων, διαθέτει 44 κεραίες τύπου SALLA (συνολικού κόστους 500 USD) με ευαισθησία στα 30 - 80 MHz, τοποθετημένες σε πλέγμα 200 m, όπου συμπληρώνουν 133 ανιχνευτές Cherenkov από τους οποίους δέχονται εξωτερικό σκανδαλισμό. Το φθινόπωρο του 2014, η διάταξη εμπλουτίστηκε με 19 επιπλέον κεραίες που δέχονται σκανδαλισμό από σπινθηριστές.

Κεφάλαιο 3

Αρχές Ανιχνευτών Σπινθηρισμού, Φωτοπολλαπλασιαστών, Antennas

3.1 Ανιχνευτές Σπινθηρισμού

3.1.1 Αρχές ανιχνευτών σπινθηρισμού

Η ανίχνευση ιονίζουσας ακτινοβολίας μέσω της ανίχνευσης του φωτός σπινθηρισμού που δημιουργείται σε συγκεκριμένα υλικά, είναι από τις παλαιότερες και πιο χρήσιμες τεχνικές ανίχνευσης φορτισμένων σωματιδίων. Το ιδανικό υλικό σπινθηρισμού θα πρέπει να παρουσιάζει τις εξής ιδιότητες:

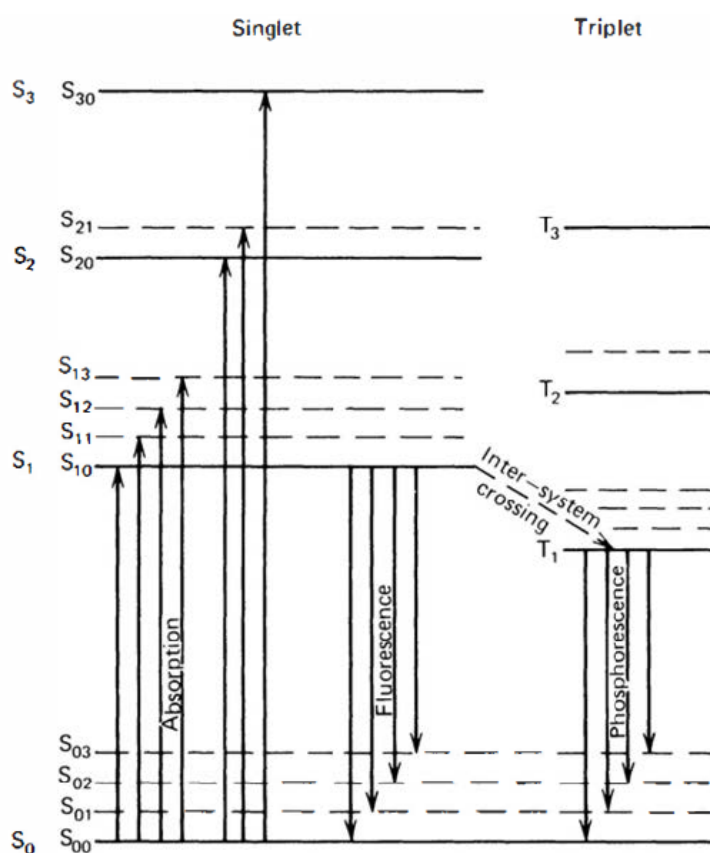
- Να μετατρέπει την κινητική ενέργεια των φορτισμένων σωματιδίων σε ανιχνεύσιμα φωτόνια με μεγάλη αποδοτικότητα.
- Η μετατροπή αυτή να είναι γραμμική, δηλαδή η ένταση του φωτός που παράγεται να είναι ανάλογη της ενέργειας του σωματιδίου, για όσο το δυνατόν μεγαλύτερη ενεργειακή περιοχή.
- Το υλικό πρέπει να είναι διαπερατό στο μήκος κύματος της εκπομπής.
- Ο χρόνος αποδιέγερσης του υλικού να είναι μικρός ώστε οι παλμοί που παράγονται να είναι χρονικά στενοί.
- Το υλικό να έχει καλές οπτικές ιδιότητες και να μπορεί να κατασκευαστεί σε μεγάλα μεγέθη ώστε να είναι πρακτικό.
- Να έχει δείκτη διάθλασης κοντά σε αυτόν του γυαλιού (~ 1.5) ώστε να επιτυγχάνεται αποτελεσματική σύζευξη με το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή.

Δυστυχώς, υλικό που να ενσωματώνει όλες αυτές τις ιδιότητες δεν υπάρχει και πρέπει να γίνεται συμβιβασμός ανάλογα με τις επιθυμητές ιδιότητες του ανιχνευτή κάθε φορά. Υπάρχουν

δύο βασικές κατηγορίες ανιχνευτών, οι οργανικοί και οι ανόργανοι, ανάλογα με τη σύσταση του ενεργού υλικού. Σε γενικές γραμμές οι ανόργανοι παρουσιάζουν μεγαλύτερη απόδοση και γραμμικότητα αλλά οι οργανικοί έχουν γρηγορότερη απόκριση.

Η κυρίαρχη διαδικασία παραγωγής φωτός σπινθηρισμού είναι ο **φθορισμός**, ενώ σημαντικό ρόλο παίζουν ο **φωσφορισμός** και ο **καθυστερημένος φθορισμός**, διαδικασίες που θα δούμε στην επόμενη παράγραφο, με έμφαση στους οργανικούς σπινθηριστές, καθώς στην κατηγορία αυτή ανήκουν οι ανιχνευτές σπινθηρισμού του HELYCON.

3.1.2 Μηχανισμός σπινθηρισμού οργανικών ανιχνευτών



Εικόνα 3.1: Ενεργειακά επίπεδα ενός οργανικού μορίου με δομή π-electron.

Η διαδικασία του φθορισμού βασίζεται στις ενεργειακές μεταβάσεις που συμβαίνουν σε ένα μόριο, έτσι είναι ανεξάρτητες από τη φυσική του κατάσταση, εν' αντιθέσει με τους ανόργανους σπινθηριστές όπου η κρυσταλλική δομή του πλέγματος είναι η βάση της διαδικασίας σπινθηρισμού.

Ο σπινθηρισμός των οργανικών ανιχνευτών βασίζεται στη δομή που είναι γνωστή με το όνομα π ηλεκτρονική δομή (π electron structure) του μορίου και σχηματοποιείται στην εικόνα 3.1 [92]. Η ενέργεια απορροφάται διεγείροντας ένα ηλεκτρόνιο σε κάποια από τις διεγερμένες καταστάσεις. Η σειρά των μονήρων καταστάσεων (spin 0) επισημαίνονται ως S_0, S_1, S_2, S_3 στην εικόνα 3.1. Μία όμοια ομάδα τριπλετών (spin 1) ενεργειακών επιπέδων των ηλεκτρονίων φαίνεται ως

T_1, T_2, T_3 . Για τα μόρια των οργανικών ανιχνευτών ο ενεργειακός διαχωρισμός μεταξύ S_0 και S_1 είναι 3 με 4 eV, ενώ ο ενεργειακός διαχωρισμός των αμέσως υψηλότερων είναι λίγο μικρότερος. Κάθε μία από τις ενεργειακές καταστάσεις υποδιαιρείται περαιτέρω σε μια σειρά επιπέδων με πολύ μικρότερο διαχωρισμό (~ 0.015 eV) που αντιστοιχούν στις δονητικές καταστάσεις του μορίου. Για τη διάκριση τους εισάγεται μία δεύτερη αρίθμηση έτσι ώστε π.χ το S_{00} να δηλώνει τη χαμηλότερη δονητική κατάσταση της θεμελιώδους στάθμης του ηλεκτρονίου. Ο διαχωρισμός μεταξύ των δονητικών ενεργειακών καταστάσεων είναι μεγάλος σε σχέση με τις θερμικές ενέργειες (0.025 eV), έτσι σχεδόν όλα τα μόρια βρίσκονται στην S_{00} .

Στην εικόνα 3.1 η απορρόφηση κινητικής ενέργειας ενός σωματιδίου αναπαρίσταται με τα βέλη με φορά προς τα πάνω. Οι υψηλότερες μονήρεις διεγερμένες καταστάσεις αποδιεγείρονται στην S_1 χωρίς εκπομπή φωτονίων, σε χρόνους της τάξης των picosecond. Επίσης κάθε κατάσταση με επιπλέον δονητική ενέργεια (π.χ. S_{11}, S_{12}) δεν είναι σε θερμική ισορροπία με τα γειτονικά μόρια και το σύνολο των μορίων βρίσκεται στην κατάσταση S_{10} μετά από ιδιαίτερα σύντομο χρονικό διάστημα. Κατά την αποδιέγερση από την S_{10} σε κάποια από τις δονητικές στάθμες της θεμελιώδους κατάστασης παράγεται η άμεση ακτινοβολία φθορισμού, που στην εικόνα 3.1 επισημαίνεται με βέλη με φορά προς τα κάτω. Αν το τ αναπαριστά το χρόνο αποδιέγερσης του επιπέδου S_{10} τότε η ένταση του άμεσου φθορισμού σε χρόνο t από τη διέγερση θα είναι

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (3.1)$$

όπου και οι δύο αναφερόμενοι χρόνοι είναι της τάξης των ns. Ο χρόνος ζωής της πρώτης τριπλέτας T_1 είναι χαρακτηριστικά μεγαλύτερος (της τάξης των 10^{-3} s) και η ακτινοβολία που εκπέμπει παρουσιάζεται καθυστερημένα και με μεγαλύτερο μήκος κύματος καθότι η ενεργειακή διαφορά είναι μικρότερη. Αυτή η εκπομπή φωτός ονομάζεται φωσφορισμός. Επίσης μερικά μόρια από τη στάθμη T_1 διεγείρονται θερμικά πίσω στην S_1 και ακολούθως αποδιεγείρονται στην S_0 μέσω ακτινοβολίας φθορισμού, που όμως εμφανίζεται αργότερα, γι' αυτό και ονομάζεται καθυστερημένος φθορισμός.

Μέσω της εικόνας 3.1 μπορούμε να καταλάβουμε πως είναι δυνατόν οι οργανικοί σπινθηριστές να είναι διαπερατοί στην ακτινοβολία που εκπέμπουν. Τα μήκη των βελών με φορά προς τα πάνω αντιστοιχούν σε ενέργειες φωτονίων που απορροφούνται ισχυρά από το υλικό. Όλες οι μεταβάσεις φθορισμού (βέλη με φορά προς τα κάτω), εκτός από την $S_{10} - S_{00}$, έχουν ενέργεια χαμηλότερη από την ελάχιστη απαιτούμενη για διέγερση με αποτέλεσμα την πολύ μικρή απορρόφηση ακτινοβολίας φθορισμού από το ενεργό υλικό.

Αποδοτικότητα σπινθηρισμού ενός σπινθηριστή ορίζεται το κλάσμα της ενέργειας των σωματιδίων που μετατρέπεται σε φωτόνια. Προφανώς είναι επιθυμητή η μεγιστοποίηση αυτού του κλάσματος, υπάρχουν όμως διαδικασίες που δε συμπεριλαμβάνουν εκπομπή φωτονίων και η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά την αποδιέγερση μετατρέπεται σε θερμότητα. Αυτές οι διαδικασίες ομαδοποιούνται με τον όρο της καταστολής (quenching), της οποίας η επίδραση μπορεί να περιοριστεί με τη μείωση των προσμίξεων που αναπόφευκτα υπάρχουν μέσα στο

υλικό σπινθηρισμού (π.χ. διαλυμένο οξυγόνο).

Σχεδόν σε όλα τα οργανικά υλικά η ενέργεια διέγερσης μεταφέρεται από μόριο σε μόριο πριν συμβεί η αποδιέγερση. Έτσι αν μια μικρή συγκέντρωση ενός αποτελεσματικού υλικού σπινθηρισμού εισαχθεί στο βασικό υλικό, τότε η ενέργεια διέγερσης φτάνει στο υλικό της πρόσμιξης προκαλώντας άμεση εκπομπή φωτός. Μερικές φορές προστίθεται και τρίτο υλικό, το οποίο εκτελεί τη λειτουργία της μετατόπισης του μήκους κύματος, απορροφώντας τα φωτόνια που παράγει το βασικό υλικό σπινθηρισμού και επανεκπέμποντας σε μεγαλύτερο μήκος κύματος (μικρότερη ενέργεια), είτε γιατί ο φωτοπολλαπλασιαστής έχει καλύτερη απόκριση σε αυτό το μήκος κύματος είτε για να αποφευχθεί η απορρόφηση του φωτός από το ίδιο το υλικό.

Οι οργανικοί σπινθηριστές παρουσιάζονται σε διάφορους τύπους: αμιγής οργανικοί κρύσταλλοι, υγρά οργανικά διαλύματα, πλαστικοί σπινθηριστές όπου το διάλυμα μετατρέπεται σε πολυμερές και μπορεί να πάρει οποιαδήποτε μορφή, σπινθηριστές λεπτού υμενίου και οργανικοί σπινθηριστές βαρέων στοιχείων.

3.1.3 Παραγωγή φωτός

Ένα μικρό κλάσμα της κινητικής ενέργειας που περνά από το φορτισμένο σωματίδιο προς το υλικό σπινθηρισμού μετατρέπεται σε ενέργεια φθορισμού, ενώ το υπόλοιπο απορροφάται ως θερμότητα ή δονήσεις πλέγματος. Το κλάσμα αυτό εξαρτάται από τον τύπο του σωματιδίου και την ενέργεια. Σε μερικούς οργανικούς σπινθηριστές, όπως το ανθρακένιο και το σιλβένιο καθώς και σε πολλούς υγρούς και πλαστικούς σπινθηριστές, η απόκριση στα ηλεκτρόνια είναι γραμμική για ενέργειες $> 125 \text{ KeV}$ ενώ η απόκριση σε βαρύτερα φορτισμένα σωματίδια όπως πρωτόνια και σωμάτια α είναι χαμηλότερη για αντίστοιχες ενέργειες με τα ηλεκτρόνια, όμως η περιοχή γραμμικότητας τερματίζεται σε υψηλότερες ενέργειες. Η απόκριση των οργανικών σπινθηριστών στα φορτισμένα σωματίδια περιγράφεται από τη σχέση μεταξύ dL/dx της εκπεμπόμενης ενέργειας φθορισμού ανά μονάδα μήκους και dE/dx της απώλειας ενέργειας των φορτισμένων σωματιδίων

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad (3.2)$$

όπου S η αποδοτικότητα σπινθηρισμού. Ο Birks [92] περιέγραψε αυτή τη σχέση βασιζόμενος στην υπόθεση ότι η υψηλή πυκνότητα ιονισμού οδηγεί σε καταστολή λόγω της πρόκλησης βλάβης στα μόρια και σε μείωση της αποδοτικότητας σπινθηρισμού. Αν θεωρήσουμε ότι η πυκνότητα των μορίων που έχουν υποστεί βλάβη κατά μήκος της διαδρομής του σωματιδίου εντός του ενεργού υλικού είναι ανάλογος της πυκνότητας του ιονισμού, μπορούμε να αναπαραστήσουμε την πυκνότητα τους με $B (dE/dx)$ όπου B σταθερά αναλογίας, ενώ ένα κλάσμα κ από αυτά θα οδηγήσει σε καταστολή, έτσι η 3.2 γίνεται

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + \kappa B \frac{dE}{dx}} \quad (3.3)$$

η οποία αναφέρεται ως τύπος του Birks, και το κB είναι ρυθμιζόμενη παράμετρος από τα πειραματικά δεδομένα του κάθε σπινθηριστή. Ο τρόπος που παραμετροποιείται η σχέση του Birks για τα ηλεκτρόνια όπου το $\frac{dE}{dx}$ είναι μικρό για μεγάλες ενέργειες, ξεκινά από την

$$\left. \frac{dL}{dx} \right|_e = S \frac{dE}{dx} \quad (3.4)$$

η οποία γίνεται

$$\left. \frac{dL}{dE} \right|_e = S \quad (3.5)$$

και στην περιοχή εξόδου του φωτός

$$L = \int_0^E \frac{dL}{dE} dE = SE \quad (3.6)$$

όπου φαίνεται η γραμμική εξάρτηση από την ενέργεια. Για σωματίο α όπου το dE/dx έχει μεγάλη τιμή, η σχέση του Birks γίνεται

$$\left. \frac{dL}{dx} \right|_\alpha = \frac{S}{\kappa B} \quad (3.7)$$

όποτε από το λόγο των 3.6 και 3.7 προκύπτει

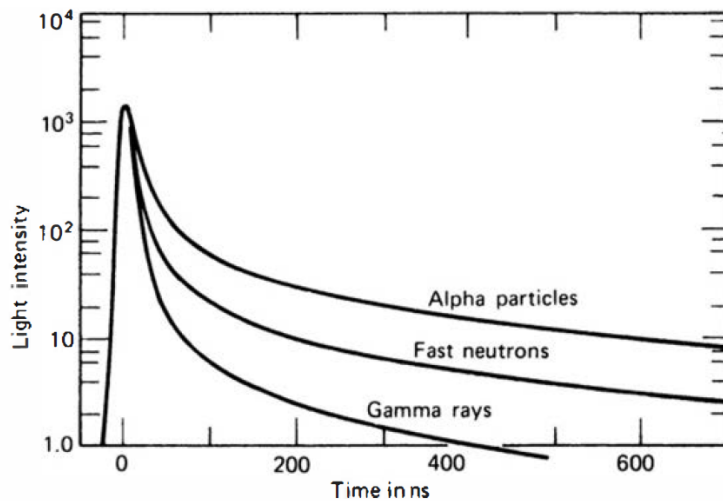
$$\kappa B = \left. \frac{dL}{dE} \right|_e \bigg/ \left. \frac{dL}{dx} \right|_\alpha \quad (3.8)$$

3.1.4 Χρονική απόκριση

Μία γενική περιγραφή του παρατηρούμενου φωτός φθορισμού είναι η άμεση διέγερση των ηλεκτρονίων, οπότε η εκπομπή φωτός θα πρέπει να φτάνει εκθετικά σε μία μέγιστη τιμή ακολουθούμενη από μία εκθετική πτώση, που χαρακτηρίζει το χρόνο αποδιέγερσης. Μία πιο λεπτομερής περιγραφή λαμβάνει υπόψιν δύο ακόμα επιδράσεις. Αφενός, τον πεπερασμένο χρόνο που απαιτείται για τη συμπλήρωση των φωτοβόλων καταστάσεων και αφ' ετέρου τις μεταγενέστερα εμφανιζόμενες συνιστώσες του φωσφορισμού και του καθυστερημένου φθορισμού. Για τη συμπλήρωση των διεγερμένων σταθμών σε ένα γρήγορο σπινθηριστή χρειάζεται χρόνος περίπου 0.5 ns και ο τριπλάσιος με τετραπλάσιος για την αποδιέγερση. Άρα ο συνολικός παλμός περιγράφεται από

$$I = I_0 (e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_1}) \quad (3.9)$$

Όπου τ_1 η χρονική σταθερά που περιγράφει τη διέγερση και τ την αποδιέγερση. Κοινή πειραματική πρακτική είναι ο χαρακτηρισμός της απόδοσης των σπινθηριστών από το FWHM του παλμού παρά από το χρόνο αποδιέγερσης.

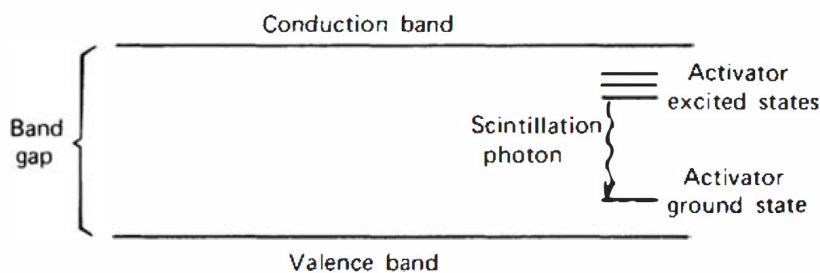


Εικόνα 3.2: Χρονική εξέλιξη παλμών σπινθηρισμού στο στυλβένιο (όμοια ένταση τη χρονική στιγμή μηδέν).

3.1.5 Χαρακτηρισμός μορφής παλμού

Αν ένας φωτοπολλαπλασιαστής ανιχνεύει παλμούς σε ένα παράθυρο μερικών ns θα δει μόνο τη γρήγορη συνιστώσα του φθορισμού. Υπάρχει όμως και η αργή συνιστώσα που οφείλεται στο φωσφορισμό και στον καθυστερημένο φθορισμό. Γενικά αυτή η συνιστώσα είναι πολύ μικρότερης έντασης αλλά περιέχει την πληροφορία μίας ενδιαφέρουσας ιδιότητας του παλμού, καθώς το κλάσμα του φωτός που αποτελεί την αργή συνιστώσα εξαρτάται από τη φύση του σωματιδίου το οποίο διεγείρει το σπινθηριστή παρέχοντας τη δυνατότητα αναγνώρισης του σωματιδίου. Η αργή συνιστώσα, φυσικά, οφείλεται στις καταστάσεις τριπλέτας (T_1 στην εικόνα 3.1) ενώ και οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ μορίων μπορούν να οδηγήσουν σε καθυστερημένο φθορισμό. Η αργή συνιστώσα εξαρτάται από το ρυθμό των ενεργειακών απωλειών dE/dx του σωματιδίου, ούσα ανάλογη του ρυθμού αυτού. Στην εικόνα 3.2 [93] φαίνεται η διαφορά που παρατηρείται πειραματικά για το στυλβένιο όταν διεγείρεται από σωματία α , νετρόνια και ακτίνες γ .

3.1.6 Ανόργανοι σπινθηριστές



Εικόνα 3.3: Δομή ενεργειακών στάθμων ενός ενεργοποιημένου ανόργανου σπινθηριστή.

Για τους σκοπούς του ανιχνευτή κοσμικών ακτίνων HELYCON οι σωματιδιακοί ανιχνευ-

τές που κατασκευάστηκαν βασίστηκαν σε οργανικά υλικά, με την περιγραφή τους να γίνεται στο κεφάλαιο 4. Για λόγους πληρότητας της παρούσας διατριβής θα γίνει αναφορά στις βασικές αρχές που διέπουν τους ανόργανους σπινθηριστές.

Ο μηχανισμός σπινθηρισμού βασίζεται στις ενεργειακές στάθμες που χαρακτηρίζουν το ενεργειακό πλέγμα του υλικού το οποίο φαίνεται στην εικόνα 3.3 [93]. Στη ζώνη σθένους (valence band) τα ηλεκτρόνια βρίσκονται δέσμια σε θέσεις του πλέγματος, ενώ στη ζώνη αγωγιμότητας (conduction band) βρίσκονται αυτά που έχουν αρκετή ενέργεια, ώστε να κινούνται ελεύθερα στο πλέγμα του υλικού. Η ενδιάμεση ενεργειακή περιοχή είναι απαγορευμένη και κανένα ηλεκτρόνιο δε μπορεί να βρεθεί σε αυτή. Η απορρόφηση ενέργειας μπορεί να έχει σαν αποτέλεσμα τη μετάβαση ενός ηλεκτρονίου από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας αφήνοντας μία θετική οπή στη ζώνη σθένους, και η επιστροφή του ηλεκτρονίου στη ζώνη σθένους με την εκπομπή ενός φωτονίου δεν αποτελεί μία αποτελεσματική διαδικασία μιας και αυτή η επιστροφή γίνεται τυχαία. Επιπλέον τα ενεργειακά κενά των περισσότερων υλικών είναι αρκετά μεγάλα, ώστε η εκπομπή φωτονίων να μην είναι σε ορατό μήκος κύματος. Η προσθήκη μικρών ποσοτήτων προσμίξεων, που καλούνται ενεργοποιητές (activators), δημιουργούν ειδικές θέσεις στο πλέγμα όπου η ενεργειακή κατάσταση διαφοροποιείται από αυτή του καθαρού κρυστάλλου με τη δημιουργία ενεργειακών καταστάσεων στην απαγορευμένη ενεργειακή περιοχή. Με αυτόν τον τρόπο το ηλεκτρόνιο μπορεί να παίρνει αυτές τις τιμές καθώς αποδιεγείρεται από τη ζώνη αγωγιμότητας. Λόγω της μικρότερης ενεργειακής διαφοράς η μετάβαση αυτή μπορεί να δώσει φωτόνιο στην ορατή περιοχή και να αποτελέσει τη βάση της διαδικασίας σπινθηρισμού. Οι θέσεις αυτές καλούνται κέντρα φωτοβολίας (luminescence centers) ή κέντρα ανασυνδυασμού (recombination centers).

Ένα φορτισμένο σωματίδιο καθώς περνά μέσα από το υλικό ανίχνευσης σχηματίζει ένα μεγάλο αριθμό ζευγών ηλεκτρονίων – οπών που σχηματίζονται κατά τη διέγερση των ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Η θετική οπή θα μετατοπιστεί στην περιοχή του ενεργοποιητή και θα τον ιονίσει μιας και η απαιτούμενη ενέργεια για τον ιονισμό είναι μικρότερη από αυτή στο καθαρό πλέγμα χωρίς προσμίξεις. Εν το μεταξύ και το ελεύθερο ηλεκτρόνιο θα ενωθεί με ένα τέτοιο ιονισμένο μόριο ενεργοποιητή δημιουργώντας μία ουδέτερη κατάσταση, η οποία έχει τις δικές της ενεργειακές στάθμες που στην εικόνα 3.3 αναπαρίστανται με οριζόντιες γραμμές στην απαγορευμένη περιοχή. Εάν η στάθμη του ενεργοποιητή είναι διεγερμένη σε επιτρεπόμενη τιμή μετάβασης στη θεμελιώδη στάθμη, η αποδιέγερση θα συμβεί πολύ γρήγορα με υψηλή πιθανότητα εκπομπής φωτονίου. Με την κατάλληλη επιλογή υλικού η εκπομπή μπορεί να είναι στο ορατό φάσμα, ενώ οι χρόνοι παραμονής στις διεγερμένες στάθμες είναι της τάξης των 30 - 500 ns. Ο χρόνος που το ηλεκτρόνιο παραμένει ελεύθερο στη ζώνη αγωγιμότητας είναι πολύ μικρότερος και έτσι ο χρόνος αποδιέγερσης αυτών των καταστάσεων είναι που καθορίζει το φως σπινθηρισμού.

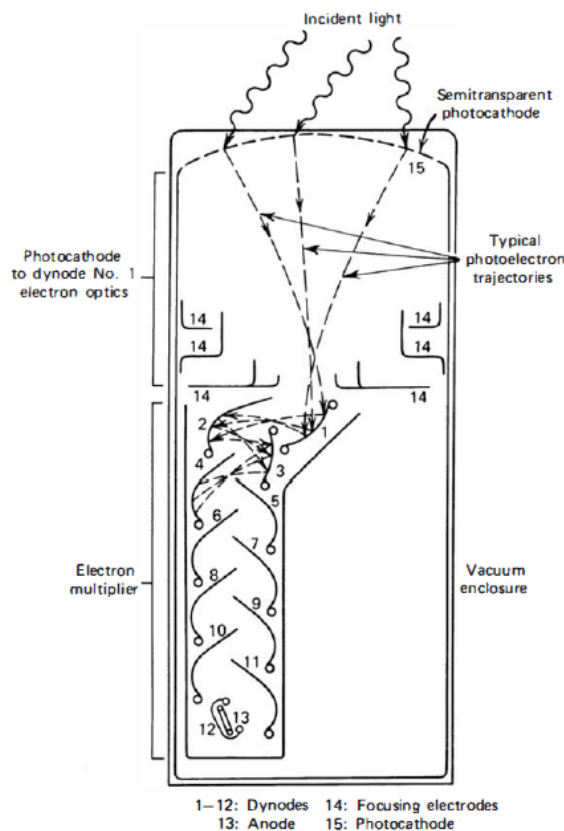
Στην παραπάνω περιγραφείσα κυρίαρχη διαδικασία φθορισμού, λειτουργούν ανταγωνιστικά και άλλες διαδικασίες. Έτσι αν το ηλεκτρόνιο μεταβεί σε μία ενεργειακή στάθμη στο υλικό πρόσμι-

ξης που είναι απαγορευμένη, η μετάβαση του στη θεμελιώδη στάθμη, χρειάζεται ενέργεια για να ανέβει σε κάποια πιο υψηλή ενεργειακά στάθμη όπου η μετάβαση στη θεμελιώδη επιτρέπεται. Αυτό όμως καθυστερεί την εκπομπή και προκαλεί φωσφορισμό. Άλλη πιθανότητα είναι οι μεταβάσεις να συμβούν χωρίς εκπομπή φωτονίου συνεισφέροντας στο φαινόμενο της καταστολής. Κατά την εκπομπή φωτός από κέντρα ενεργοποίησης είναι σημαντικό ότι το φως αυτό δεν απορροφάται από το βασικό υλικό του κρυστάλλου καθώς η ενέργεια του δεν αρκεί για να το διεγείρει.

Για κοινούς ανόργανους σπινθηριστές η εκπομπή φωτός παρουσιάζει καλύτερη γραμμικότητα από τους οργανικούς, ενώ και το φαινόμενο της καταστολής είναι μικρότερο. Και σε αυτό τον τύπο ανιχνευτών παρατηρείται διαφορετική απόκριση για διαφορετικά σωματίδια ίδιας ενέργειας, με τα βαρύτερα να παράγουν και εδώ λιγότερο φως ανά μονάδα ενέργειας, αλλά ο λόγος των σωματιδίων α προς τα σωματίδια β είναι πολύ πιο κοντά στη μονάδα σε σύγκριση με τους οργανικούς σπινθηριστές.

3.2 Φωτοπολλαπλασιαστές

Η χρησιμότητα των φωτοπολλαπλασιαστών (photomultiplier tubes - PMT) έγκειται στην ικανότητα τους να ανιχνεύουν εξαιρετικά ασθενές φως και να το μετατρέπουν στο αντίστοιχο ηλεκτρικό σήμα, χωρίς να προσθέτουν σημαντικό θόρυβο στο σήμα.



Εικόνα 3.4: Βασικά στοιχεία φωτοπολλαπλασιαστών.

Μια απλοποιημένη δομή ενός τυπικού PMT απεικονίζεται στην εικόνα 3.4 [93] όπου το περίβλημα (envelope) εξασφαλίζει τις απαραίτητες συνθήκες κενού μέσα στον PMT, που συνήθως έχει σωληνοειδές σχήμα, και είναι απαραίτητο για την επιτάχυνση των ηλεκτρονίων από τα εσωτερικά εφαρμοζόμενα ηλεκτρικά πεδία.

Τα κύρια μέρη ενός PMT είναι η φωτοκάθοδος και οι δύνοδοι που αποτελούν το φωτοευαίσθητο επίπεδο και τη διάταξη πολλαπλασιασμού των ηλεκτρονίων αντίστοιχα. Σκοπός της λειτουργίας της φωτοκαθόδου είναι η μετατροπή όσο δυνατόν μεγαλύτερου κλάσματος από τα φωτόνια που προσπίπτουν σε αυτή σε ηλεκτρόνια, παράγοντας έναν παλμό που να διατηρεί τα χρονικά χαρακτηριστικά του παλμού φωτός από το υλικό σπινθηρισμού. Λόγω του πολύ μικρού μεγέθους αυτού του παλμού, που συνήθως αποτελείται από μερικές εκατοντάδες φωτοηλεκτρόνια, είναι απαραίτητη η ενίσχυση του μέσω της πολλαπλασιαστικής διάταξης στα επίπεδα των $10^7 - 10^{10}$ ηλεκτρονίων, ο οποίος μπορεί να συλλεχθεί από την άνοδο. Η ενίσχυση αυτή πρέπει να είναι γραμμική ώστε το ανιχνεύόμενο σήμα στην άνοδο να είναι ανάλογο του αριθμού των αρχικών φωτοηλεκτρονίων διατηρώντας επίσης την πληροφορία του χρονισμού των ηλεκτρονίων.

3.2.1 Φωτοκάθοδος

Διαδικασία φωτοεκπομπής

Η πρώτη διαδικασία που λαμβάνει χώρα σε έναν PMT είναι η μετατροπή των προσπίπτων σε αυτόν φωτονίων σε ηλεκτρόνια και μπορεί να διαχωριστεί σε τρεις φάσεις: α) την απορρόφηση του φωτονίου και τη μεταφορά ενέργειας σε ένα ηλεκτρόνιο του υλικού της φωτοκαθόδου, β) την απόσπαση του ηλεκτρονίου στην επιφάνεια του υλικού και γ) τη διαφυγή του ηλεκτρονίου από την επιφάνεια της φωτοκαθόδου.

Η κβάντωση της ενέργειας του φωτονίου $h\nu$ δίνει την ενέργεια που μπορεί να μεταφερθεί από το φωτόνιο σε ένα ηλεκτρόνιο, με μία χαρακτηριστική τιμή που απαντάται συχνά να είναι στην μπλε περιοχή του φάσματος στα 3 eV. Στη δεύτερη φάση, μέρος αυτής της ενέργειας θα χαθεί σε συγκρούσεις μεταξύ ηλεκτρονίων καθώς το ηλεκτρόνιο θα μεταβαίνει από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Η εναπομένουσα ενέργεια του ηλεκτρονίου θα πρέπει να είναι αρκετή ώστε στην τρίτη φάση να υπερκεράσει το φράγμα δυναμικού που υπάρχει μεταξύ του υλικού και του κενού. Η ελάχιστη αυτή απαιτούμενη ενέργεια καλείται έργο εξαγωγής (work function) και είναι μεγαλύτερη από 3 ή 4 eV για τα μέταλλα, αλλά πέφτει στα 1.5 - 2 eV για ειδικά κατασκευασμένα ημιαγώγιμα υλικά. Με αυτά τα δεδομένα συμπεραίνουμε ότι απαιτείται μία ελάχιστη ενέργεια φωτονίου, η οποία καλείται ενέργεια χάσματος (bandgap energy), η οποία βρίσκεται στην κόκκινη περιοχή του φάσματος, και είναι επιθυμητό να είναι χαμηλή για την αύξηση του αριθμού των ηλεκτρονίων που διαφεύγουν. Επιπροσθέτως, ο ρυθμός των ενεργειακών απωλειών που προκαλούνται κατά τη μεταφορά του ηλεκτρονίου στην επιφάνεια μέσω των συγκρούσεων με άλλα ηλεκτρόνια, πρέπει να είναι μικρός, έτσι ώστε να μεγιστοποιείται το βάθος από το οποίο μπορούν τα ηλεκτρόνια να φτάνουν στην επιφάνεια με το απαραίτητο έργο

εξαγωγής. Το βάθος αυτό είναι πολύ μικρό και ακόμα και για τα ημιαγώγιμα υλικά είναι της τάξης των 25 nm, απόσταση που όμως δεν είναι ικανή να σταματήσει το ορατό φως, κάνοντας τη φωτοκάθοδο ημιπερατή.

Κατασκευή φωτοκαθόδων

Οι φωτοκάθοδοι κατασκευάζονται ως αδιαφανή ή ως ημιπερατά επίπεδα και ο κάθε τρόπος κατασκευής παρουσιάζει διαφορετικό τρόπο λειτουργίας. Η αδιαφανής φωτοκάθοδος κατασκευάζεται με πάχος λίγο μεγαλύτερο από το μέγιστο μήκος διαφυγής και τα φωτοηλεκτρόνια συλλέγονται από την ίδια πλευρά της επιφάνειας που προσπίπτουν τα φωτόνια. Αντίθετα οι ημιπερατές φωτοκάθοδοι έχουν πάχος μικρότερο από το μήκος διαφυγής και τα φωτοηλεκτρόνια συλλέγονται στην αντίθετη πλευρά σε σχέση με αυτή που προσπίπτουν τα φωτόνια, όντας πιο εύκολα προσαρμόσιμες στο σχεδιασμό των PMT όπως παρουσιάζονται στην εικόνα 3.4. Σημαντικός παράγοντας για την ποιότητα των φωτοκαθόδων είναι η ομοιογένεια του πάχους τους που λόγω των ιδιαίτερα μικρών διαστάσεων μπορεί να επηρεάσει την ακρίβεια τους, ιδιαίτερα σε PMT μεγάλων διαστάσεων.

Κβαντική απόδοση και φασματική απόκριση

Το μέτρο της ευαισθησίας μίας φωτοκαθόδου προσδιορίζεται με την κβαντική απόδοση (quantum efficiency – QE) που ορίζεται ως

$$QE = \frac{\text{αριθμός εκπεμπόμενων φωτοηλεκτρονίων}}{\text{αριθμός προσπίπτοντων φωτονίων}} \quad (3.10)$$

Ιδανικά η QE θα έπρεπε να είναι 100%, όμως οι κοινές φωτοκάθοδοι παρουσιάζουν μέγιστη κβαντική απόδοση 20 - 30% η οποία εξαρτάται ισχυρά από το μήκος κύματος (δηλαδή την ενέργεια) του εισερχόμενου φωτονίου. Έτσι, για να εκτιμηθεί η κβαντική απόδοση μίας φωτοκαθόδου πρέπει να ληφθεί υπόψιν το φάσμα εκπομπής του σπινθηριστή.

Κατά την επιλογή ενός PMT πρέπει να λαμβάνονται υπόψιν τα ενεργειακά όρια που θέτουν το ελάχιστο έργο εξαγωγής του ηλεκτρονίου (κάτω όριο), καθώς και η μέγιστη ενέργεια όπου το γυαλί του περιβλήματος του PMT γίνεται αδιαφανές (άνω όριο) και αντιστοιχεί σε μήκος κύματος $\sim 350 \text{ nm}$ για συνήθη υαλώδη υλικά (borosilicate ή lime glass). Ωστόσο με τη χρήση fused silica ή χαλαζία μπορεί να επεκταθεί έως τα 160 nm. Τα υλικά που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή φωτοκαθόδων περιλαμβάνουν τα πολυαλκαλικά (multialkali) υλικά που βασίζονται στη χημική ένωση Na_2K_2Sb με ενεργοποιητή μία μικρή ποσότητα καισίου, παρουσιάζοντας QE έως 30% στη μπλε περιοχή του φάσματος και τα διαλκαλικά υλικά (bialkali) υλικά που βασίζονται στη χημική ένωση K_2CsSb και ενεργοποιούνται με οξυγόνο και καισίο παρουσιάζοντας μεγαλύτερη QE ($\sim 45\%$) στην μπλε περιοχή του φάσματος καθώς και χαμηλότερο θερμομικροθόρυβο.

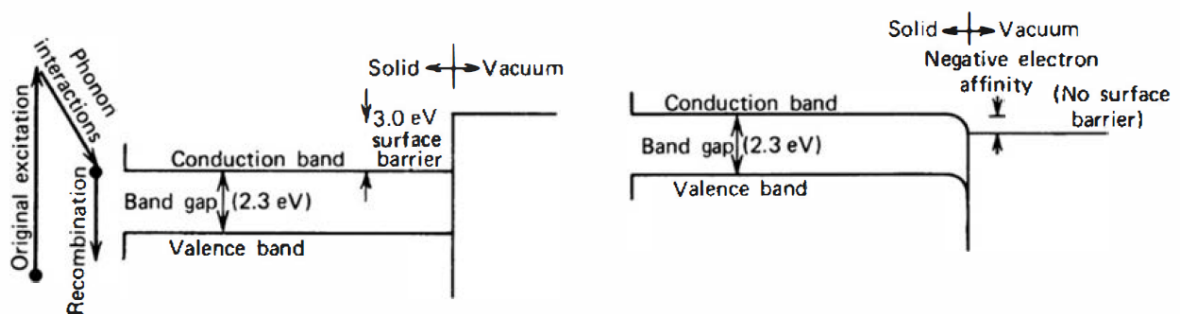
3.2.2 Δευτερογενής εκπομπή ηλεκτρονίων

Ο πολλαπλασιασμός των ηλεκτρονίων που διαφεύγουν από τη φωτοκάθοδο βασίζεται στο φαινόμενο της δευτερογενούς εκπομπής καθώς αυτά επιταχύνονται και προσπίπτουν στην επιφάνεια ενός ηλεκτροδίου που καλείται δύνodos, το υλικό του οποίου προκαλεί επανεκπομπή πλέον του ενός ηλεκτρονίου από την ίδια επιφάνεια.

Αναλυτικότερα, τα ηλεκτρόνια που απομακρύνονται από τη φωτοκάθοδο έχουν ενέργεια $\sim 1 \text{ eV}$, τα οποία επιταχυνόμενα από το θετικό δυναμικό της πρώτης δυνόδου προσπίπτουν σε αυτή, διεγείροντας τα ηλεκτρόνια της και δημιουργώντας έναν αριθμό περίπου 30 δευτερογενών ηλεκτρονίων ανά ηλεκτρόνιο και ανά 100 V δυναμικού, εφαρμοζόμενο μεταξύ της φωτοκαθόδου και της πρώτης δυνόδου. Λόγω της τυχαίας κατεύθυνσης της κίνησης αυτών των ηλεκτρονίων μόνο ένα μικρό κλάσμα από αυτά θα διαφύγει από την επιφάνεια της δυνόδου, συνεισφέροντας στη δευτερογενή παραγωγή ηλεκτρονίων η οποία εξαρτάται από την ενέργεια των προσπιπτόντων στη δύνοδο ηλεκτρονίων με τέτοιο τρόπο ώστε η μεγαλύτερη ενέργεια δίνει μεν περισσότερα διεγερμένα ηλεκτρόνια, αλλά σε μεγαλύτερο βάθος μέσα στο υλικό όπου είναι δυσκολότερο να διαφύγουν. Αυτή η αντίθεση έχει αποτέλεσμα τη μεγιστοποίηση του αριθμού των δευτερογενών ηλεκτρονίων που συμμετέχουν στον παρατηρούμενο παλμό σε μία βέλτιστη τιμή ενέργειας. Ο συνολικός πολλαπλασιαστικός παράγοντας δ για μία δύνοδο ορίζεται

$$\delta = \frac{\text{αριθμός εκπεμπόμενων δευτερογενών ηλεκτρονίων}}{\text{αριθμός προσπίπτοντων ηλεκτρονίων}} \quad (3.11)$$

με τυπικές τιμές 4 - 6 για τα συμβατικά υλικά BeO, MgO, Cs, Sb, σε τάσεις μερικών εκατοντάδων Volts. Ο αριθμός αυτός μπορεί να αυξηθεί σημαντικά με τη χρήση υλικών αρνητικής ηλεκτροσυγγένειας (negative electron affinity – NEA) με κυριότερο εκπρόσωπο το GaP εμπλουτισμένο με ψευδάργυρο σε συγκέντρωση $10^{19} \text{ atoms/cm}^3$. Ο ψευδάργυρος δημιουργεί υποδοχείς στη μάζα του GaP, ενώ ένα σχεδόν μονατομικού πάχους στρώμα ηλεκτροθετικού υλικού (π.χ. καίσιο) εφαρμόζεται στην επιφάνεια το οποίο ιονίζεται από τους υποδοχείς. Το αποτέλε-



Εικόνα 3.5: Δομή ενεργειακής ζώνης για συμβατικούς ημιαγωγούς (αριστερά) και υλικά NEA (δεξιά).

σμα φαίνεται στην εικόνα 3.5 [93] όπου αριστερά φαίνεται ένα συμβατικό διάγραμμα ζώνων, μη εμπλουτισμένο, αντιπροσωπευτικό για τα συμβατικά υλικά δυνόδων όπου αναπαριστώνται τα ηλεκτρόνια τα οποία διεγείρονται στη ζώνη αγωγιμότητας, αλλά χάνουν ενέργεια μέσω αλληλεπιδράσεων φωνονίων στο πλέγμα του υλικού ερχόμενα σε θερμική ισορροπία με το περιβάλλον

τους. Για να καταφέρουν να διαφύγουν πρέπει να φτάσουν στην επιφάνεια του υλικού με ενέργεια μεγαλύτερη από το έργο εξαγωγής και σε συνδυασμό με το μικρό χρόνο παραμονής του ηλεκτρονίου στη ζώνη αγωγιμότητας η πιθανότητα διαφυγής είναι αρκετά μικρή. Δεξιά φαίνεται η επίδραση των υποδοχέων που κάνει το έργο εξαγωγής να έχει αρνητική τιμή και τα ηλεκτρόνια που καταφέρνουν να βρεθούν στην επιφάνεια του υλικού να είναι πολύ πιο εύκολο να διαφύγουν, ακόμα και αν βρίσκονται στον πυθμένα της ζώνης αγωγιμότητας, αυξάνοντας τη δευτερογενή εκπομπή ηλεκτρονίων σε δ της τάξης των 50-60 με εφαρμοζόμενη τάση 1.000 V.

Στάδιο πολλαπλού πολλαπλασιασμού ηλεκτρονίων

Για να επιτευχθεί ένα κέρδος 10^6 όλοι οι PMT χρησιμοποιούν πολλαπλές δυνόδους, με σκοπό τα ηλεκτρόνια να καθοδηγούνται από τη μία στην άλλη με την εφαρμογή ηλεκτροστατικού πεδίου μεταξύ των δυνόδων. Έτσι αν ένας PMT διαθέτει N στάδια το συνολικό κέρδος είναι $\alpha\delta^N$, όπου α το κλάσμα των φωτοηλεκτρονίων που συλλέγονται από τη διάταξη των δυνόδων και μπορεί να είναι κοντά στη μονάδα για έναν καλά σχεδιασμένο PMT. Ένας συμβατικός PMT με $\delta = 5$ χρειάζεται 10 στάδια για κέρδος 10^7 , ενώ αν χρησιμοποιούνται δύνοδοι NEA με ένα $\delta = 55$ το ίδιο κέρδος επιτυγχάνεται σε 4 στάδια. Αν το δ ήταν γραμμική συνάρτηση της τάσης μεταξύ των δυνόδων και ήταν σταθερό τότε κάθε φωτοηλεκτρόνιο θα είχε αποτέλεσμα ακριβώς τον ίδιο παλμό. Αυτό όμως πρακτικά δε συμβαίνει καθώς ο πολλαπλασιασμός των ηλεκτρονίων είναι μία στατιστική διαδικασία που κυμαίνεται γύρω από μία μέση τιμή. Αν θεωρήσουμε ότι ακολουθεί κατανομή Poisson, η μέση τιμή του αριθμού των δευτερευόντων ηλεκτρονίων δ θα έχει τυπική απόκλιση $\sigma = \sqrt{\delta}$ και σχετική διακύμανση $(\sigma/\delta)^2 = 1/\delta$. Μετά από N ίδια στάδια ο αριθμός των ηλεκτρονίων που συλλέγεται από την άνοδο είναι δ^N και η σχετική διακύμανση είναι

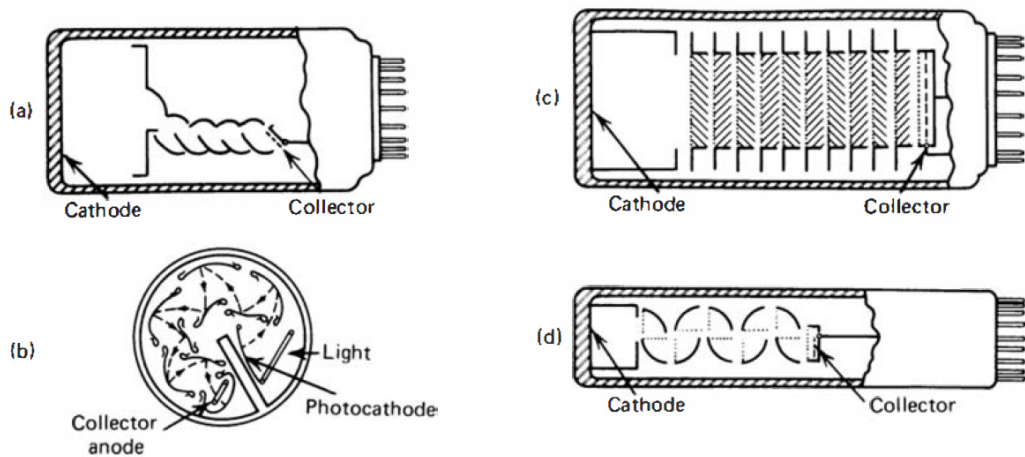
$$\frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \frac{1}{\delta^3} + \dots + \frac{1}{\delta^N} \simeq \frac{1}{\delta - 1} \quad (3.12)$$

όπου αν $\delta \gg 1$ κυριαρχείται από τη διακύμανση της πρώτης δυνόδου.

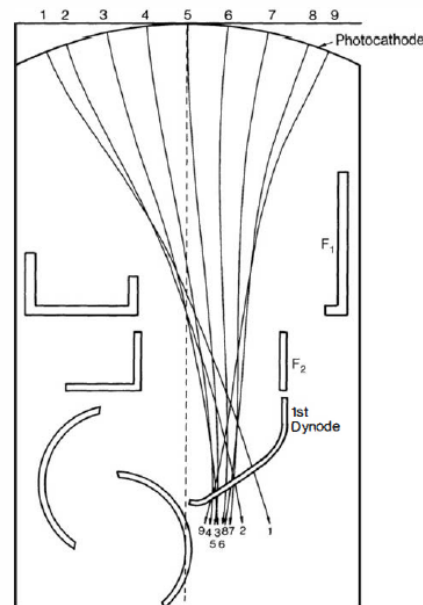
Στην περίπτωση που ο αριθμός των φωτοηλεκτρονίων είναι μικρός, ακόμη ίσως και ένα φωτοηλεκτρόνιο, η στατιστική μελέτη που προηγήθηκε δε μπορεί να προβλέψει αποτελεσματικά τη συμπεριφορά του PMT και πειραματικές μετρήσεις δείχνουν κατανομή με μεγαλύτερη σχετική διακύμανση που περιγράφεται καλύτερα με κατανομές *polya* ή σύνθεση κατανομών Poisson.

3.2.3 Χαρακτηριστικά φωτοπολλαπλασιαστών

Οι δυνατοί τρόποι ανάπτυξης των PMT είναι αρκετοί, όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.6 [93]. Παντού όμως περιλαμβάνονται μία ημιπερατή φωτοκάθοδος, μία περιοχή συλλογής των φωτοηλεκτρονίων μεταξύ της φωτοκάθόδου και της πρώτης δυνόδου, το τμήμα των δυνόδων που εκτελούν τον πολλαπλασιασμό των ηλεκτρονίων, η άνοδος που συλλέγει το ενισχυμένο φορτίο και ένα περίβλημα που προστατεύει το κενό και συνδέει ηλεκτρικά τον PMT με τη βάση του.



Εικόνα 3.6: Διαμόρφωση μερικών κοινών τύπων PMT **(a)** Εστιασμένη γραμμική δομή, **(b)** Κυκλικό πλέγμα, **(c)** Πλέγμα τύπου Venetian και **(d)** Δομή box and grid.



Εικόνα 3.7: Τροχιές ηλεκτρονίων επιταχυνόμενες από τη φωτοκάθοδο προς την πρώτη δύνοδο. Οι δομές F_1 και F_2 είναι ηλεκτρόδια ρυθμιζόμενης τάσης που εστιάζουν ηλεκτροστατικά τα ηλεκτρόνια.

Ο απαιτούμενος χρόνος για την εκπομπή του φωτοηλεκτρονίου από την φωτοκάθοδο ή της εκπομπής από τις δυνόδους είναι πολύ μικρός (>0.1 ns) και ο χρόνος της μεταφοράς των ηλεκτρονίων είναι αυτός που κυριαρχεί τη διαδικασία και ανάλογα τον τύπο του PMT είναι από 20 έως 80 ns. Ωστόσο δεν επηρεάζει τις μετρήσεις, καθώς προκαλεί μία σταθερή καθυστέρηση στο σήμα. Αντίθετα η διασπορά του χρόνου μετάβασης είναι σημαντική επηρεάζοντας το χρονοισμό των ηλεκτρονίων καθώς μεταβαίνουν από τη φωτοκάθοδο στην πρώτη δύνοδο και όπως φαίνεται στην εικόνα 3.7 [93] οφείλεται στη διαφορετική απόσταση που διανύουν τα ηλεκτρόνια.

Η επίδοση ενός φωτοπολλαπλασιαστή ποσοτικοποιείται από τα εξής χαρακτηριστικά:

- Τη συνολική φωτό-ευαισθησία (overall luminous sensitivity) η οποία ορίζεται ως το μετρούμενο ρεύμα στην άνοδο που προκαλείται από μια πηγή βολφραμίου συγκεκριμένης

θερμοκρασίας και στην τάση λειτουργίας του PMT. Η τιμή αυτή αποτελεί μέτρο του αναμενόμενου ρεύματος από μία πηγή ευρέως φάσματος.

- Τη φωτο-ευαισθησία της καθόδου (Cathode Luminous sensitivity), η οποία ορίζεται όπως η παραπάνω αλλά στον αριθμητή τοποθετείται το ρεύμα των ηλεκτρονίων που αφήνουν τη φωτοκάθοδο.
- Τη συνολική ευαισθησία ακτινοβολίας που ορίζεται ως ο λόγος του ρεύματος ανόδου προς την ισχύ της ακτινοβολίας συγκεκριμένου μήκους κύματος η οποία εισέρχεται στη φωτοκάθοδο.
- Την ευαισθησία ακτινοβολίας της καθόδου που είναι ίδια με την προηγούμενη αλλάζοντας το ρεύμα της ανόδου με το ρεύμα της φωτοκαθόδου.
- Το σκοτεινό ρεύμα το οποίο είναι το ρεύμα που εμφανίζεται στην άνοδο όταν δεν παράγεται κανένα φωτοηλεκτρόνιο στην κάθοδο.
- Ο χρόνος ανόδου του παλμού της ανόδου που είναι ο χρόνος που χρειάζεται για να φτάσει ο παλμός από το 10% στο 90% της μέγιστης τιμής του.
- Και τέλος το εύρος του παλμού της ανόδου που μετρείται στο μισό του μέγιστου ύψους του παλμού.

3.2.4 Θόρυβος

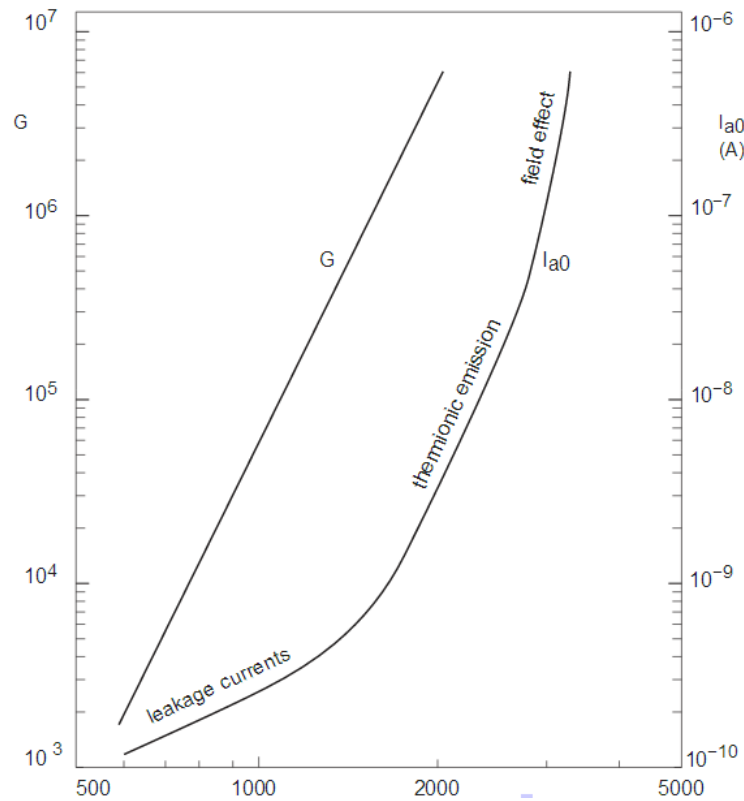
Σε έναν PMT ως θόρυβος θεωρείται το ρεύμα που παρουσιάζεται στην άνοδο απουσία προσπιπτόντων φωτονίων στην φωτοκάθοδο. Το ρεύμα αυτό ονομάζεται σκοτεινό ρεύμα και οι κύριες πηγές του είναι τα ρεύματα διαρροής, η θερμιονική εκπομπή, η εκπομπή πεδίου και η ακτινοβολία υποβάθρου.

Τα ρεύματα διαρροής είναι η μοναδική πηγή συνεχούς σκοτεινού ρεύματος και οφείλονται στην επιφανειακή αγωγιμότητα των ηλεκτροδίων, του περιβλήματος και της βάσης. Η επιφανειακή αγωγιμότητα μέσα στο σωλήνα επηρεάζεται από τα αλκαλικά μέταλλα που χρησιμοποιούνται και εξωτερικά από παράγοντες όπως η σκόνη, η υγρασία και το γράσο. Η εξάρτηση τους από την εφαρμοζόμενη τάση είναι γραμμική και λαμβάνοντας υπόψιν την εκθετική εξάρτηση του κέρδους από την τάση συμπεραίνουμε ότι το ρεύμα διαρροής κυριαρχεί σε χαμηλές τάσεις. Η θερμιονική εκπομπή ακολουθεί το νόμο του Richardson [94]

$$J = AT^2 \exp(-W_{th}/kT) \quad (3.13)$$

όπου J η ένταση του ρεύματος, A σταθερά, T η απόλυτη θερμοκρασία και k η σταθερά του Boltzmann. Ο όρος W_{th} αναπαριστά το θερμιονικό έργο εξαγωγής του υλικού της φωτοκαθόδου και για τα ημιαγώγιμα υλικά είναι περίπου 1 με 2 eV, τιμή που αντιστοιχεί σε ορατό

φως και είναι χαμηλότερο από το κατώφλι φωτοεκπομπής. Σε θερμοκρασία δωματίου η μέγιστη θερμοϊονική εκπομπή παρουσιάζεται στο φάσμα μεταξύ 300 και 500 nm με ένταση 10 έως $1.000 e^-/cm^3 \cdot s$, αναλόγως το υλικό, καθώς είναι πολύ μεγαλύτερη στους ημιαγωγούς σε σχέση με τα μέταλλα και προφανώς μειώνεται με τη μείωση της θερμοκρασίας. Θερμοϊονική εκπομπή συμβαίνει και στις δυνόδους η οποία βέβαια ενισχύεται λιγότερο. Η εκπομπή πεδίου οφείλεται



Εικόνα 3.8: Κύριες πηγές σκοτεινού ρεύματος συναρτήσει της τάσης τροφοδοσίας.

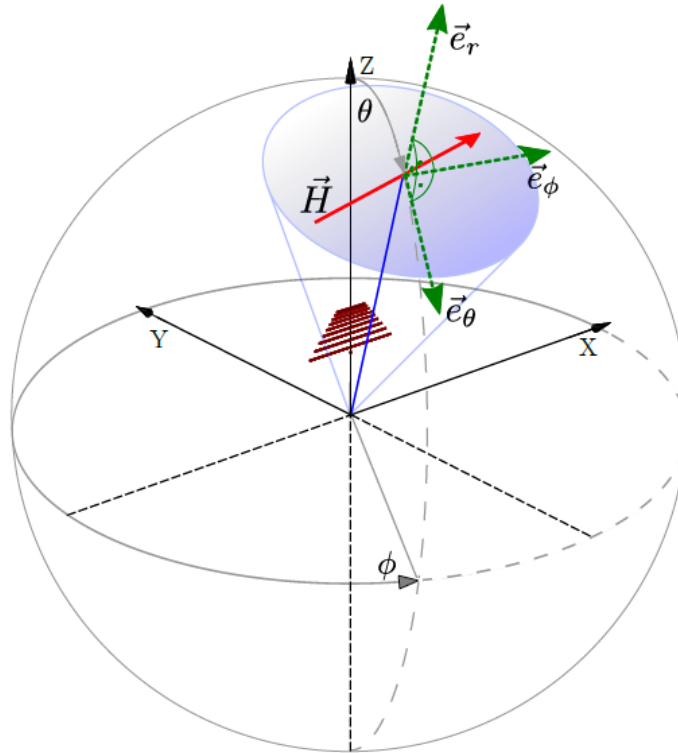
στα ηλεκτρικά πεδία που υπάρχουν μέσα στον PMT και εκπέμπονται ηλεκτρόνια, τα οποία στο γυαλί του περιβλήματος και σε άλλες επιφάνειες προκαλούν εκπομπή φωτονίων τα οποία μπορούν να φτάσουν στη φωτοκάθοδο. Η εκπομπή αυτή είναι ανεξάρτητη της θερμοκρασίας, αλλά εξαρτάται από την εφαρμοζόμενη τάση κυριαρχώντας στις υψηλές τιμές της όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.8 [94]. Η ακτινοβολία υποβάθρου παρουσιάζεται με τη μορφή παλμών οι οποίοι οφείλονται σε ακτινοβολία Cherenkov που παράγεται από κοσμική ακτινοβολία και τυγχάνει να προσπίπτει στη φωτοκάθοδο. Ένας τρόπος για την αποφυγή της είναι η κάθετη τοποθέτηση της φωτοκαθόδου.

3.3 Αρχές Λειτουργίας Κεραιών

Για τη διεξαγωγή βαθμονομημένων μετρήσεων της ραδιοκυματικής εκπομπής που προκαλείται από καταιονισμούς εκκινούμενους από κοσμικές ακτίνες, η απόκριση των κεραιών πρέπει να συσχετιστεί με τα μετρούμενα σήματα. Στόχος αυτής της παραγράφου είναι η θεωρητική περιγραφή της σχέσης που συνδέει τη μετρούμενη τάση $V(t)$ με το προσπίπτον ηλεκτρικό

πεδίο $E(t)$ για τις κεραίες ευρέως φάσματος που χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση ραδιοκυματικού σήματος.

3.3.1 Ενεργό μήκος



Εικόνα 3.9: Το σύστημα σφαιρικών συντεταγμένων με την κεραία στο κέντρο. Το κέντρο του συστήματος συντεταγμένων τοποθετείται στο επίπεδο XY κάτω από την κεραία, το οποίο αναπαριστά το έδαφος. Η ζενιθιακή γωνία ϑ μετράται από την κορυφή, η αζιμουθιακή γωνία φ ωρολογιακά με αρχή τον άξονα X. Μία συγκεκριμένη κατεύθυνση (ϑ, φ) θεωρείται ως η κατεύθυνση του εισερχόμενου σήματος. Επίσης παρουσιάζεται το διάνυσμα του ενεργού μήκους της κεραίας \vec{H} το οποίο περιέχεται στο επίπεδο που καλύπτεται από τα μοναδιαία διανύσματα \vec{e}_ϑ και \vec{e}_φ .

Χρησιμοποιώντας σφαιρικές συντεταγμένες, μπορούμε να περιγράψουμε με τη χρήση των μοναδιαίων διανυσμάτων \vec{e}_ϑ και \vec{e}_φ το στιγμιαίο ηλεκτρικό πεδίο ενός επίπεδου κύματος που φθάνει στην κεραία από μία κατεύθυνση (ϑ, φ) . Οι δύο συνιστώσες δηλώνουν ανεξάρτητες κατευθύνσεις πόλωσης που μεταβάλλονται ως συνάρτηση του χρόνου

$$\vec{E}(t) = \vec{e}_\vartheta E_\vartheta(t) + \vec{e}_\varphi E_\varphi(t) \quad (3.14)$$

Η σχέση μεταξύ της τάσης $V(t)$ που αποτελεί την απόκριση της κεραίας και του ηλεκτρικού πεδίου $E(t)$ αναπαριστάται από το ενεργό μήκος (Vector Effective Length – VEL) $H(t)$ της κεραίας, το οποίο όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.9 [95] είναι ένα διάνυσμα δύο διαστάσεων στο σφαιρικό σύστημα συντεταγμένων που περιγράφει την κεραία

$$\vec{H}(t) = \vec{e}_\vartheta H_\vartheta(t) + \vec{e}_\varphi H_\varphi(t) \quad (3.15)$$

όπου το $H_\vartheta(t)$ κωδικοποιεί τα χαρακτηριστικά της απόκρισης της κεραίας στη συνιστώσα της διεύθυνσης \vec{e}_ϑ του εισερχόμενου πεδίου και το $H_\varphi(t)$ στη συνιστώσα της διεύθυνσης \vec{e}_φ αντίστοιχα. Το ενεργό μήκος περιέχει την πλήρη πληροφορία της απόκρισης μίας αυθαίρετης δομής κεραίας σε ένα αυθαίρετο σήμα επίπεδου κύματος. Ο προσδιορισμός της τάσης της κεραίας σε μία κατεύθυνση πόλωσης του ηλεκτρικού πεδίου επιτυγχάνεται μέσω της συνέλιξης του ηλεκτρικού πεδίου και του ενεργού μήκους. Έτσι στην \vec{e}_φ διεύθυνση η απόκριση υπολογίζεται

$$V_\varphi(t) = H_\varphi(t) * E_\varphi(t) \quad (3.16)$$

Η συνολική απόκριση της κεραίας προσδιορίζεται ως υπέρθεση των V_φ και V_ϑ , στις δύο ανεξάρτητες πολώσεις του ηλεκτρικού πεδίου, η οποία μπορεί να γραφτεί

$$V(t) = \vec{H}(t) * \vec{E}(t) \quad (3.17)$$

Ορίζονται οι διανυσματικοί μετασχηματισμοί Fourier των παραπάνω ποσοτήτων ως

$$\vec{\mathcal{H}}(\omega) \equiv \vec{e}_\vartheta \mathcal{F}(H_\vartheta(t)) + \vec{e}_\varphi \mathcal{F}(H_\varphi(t)) \quad (3.18)$$

και αντίστοιχα τα \mathcal{V} , $\vec{\mathcal{E}}$ που αποτελούν μιγαδικές συναρτήσεις της γωνιακής συχνότητας $\omega = 2\pi\nu$.

Έτσι στο πεδίο των συχνοτήτων η σχέση (3.17) γίνεται

$$\mathcal{V}(\omega) = \vec{\mathcal{H}}(\omega) \cdot \vec{\mathcal{E}}(\omega) \quad (3.19)$$

η οποία επιτρέπει τον εύκολο υπολογισμό της απόκρισης της κεραίας στο πεδίο των συχνοτήτων. Η απόκριση της τάσης στο πεδίο του χρόνου προκύπτει από τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier

$$V(t) = \mathcal{F}^{-1}(\mathcal{V}(\omega)) \quad (3.20)$$

3.3.2 Πόλωση

Με τη βοήθεια του σφαιρικού συστήματος συντεταγμένων της εικόνας 3.9, το διάνυσμα \vec{H} μπορεί να γίνει κατανοητό ως το ενεργό μήκος σε συγκεκριμένη χρονική στιγμή $\vec{H}(t = t_i)$ ή σε συγκεκριμένη συχνότητα $\vec{\mathcal{H}}(\omega = \omega_j)$. Στην τελευταία περίπτωση οι συνιστώσες του $\vec{\mathcal{H}}$ είναι μιγαδικές συναρτήσεις

$$\vec{\mathcal{H}} = \vec{e}_\vartheta \mathcal{H}_\vartheta + \vec{e}_\varphi \mathcal{H}_\varphi \quad (3.21)$$

$$\vec{\mathcal{H}} = \vec{e}_\vartheta | \mathcal{H}_\vartheta | e^{i\varphi \mathcal{H}_\vartheta} + \vec{e}_\varphi | \mathcal{H}_\varphi | e^{i\varphi \mathcal{H}_\varphi} \quad (3.22)$$

Σε συγκεκριμένη συχνότητα, το ενεργό μήκος στην (3.21) μοιάζει με ένα διάνυσμα Jones που χρησιμοποιείται για την περιγραφή της πόλωσης του φωτός. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η διαφορά φάσης μεταξύ των δύο συνιστωσών $\Delta\varphi_{\mathcal{H}} = \varphi_{\mathcal{H}_\varphi} - \varphi_{\mathcal{H}_\vartheta}$, χρησιμοποιώντας αυτή τη διαφορά χωρίζουμε την (3.22) σε συνολική και σχετική φάση

$$\vec{\mathcal{H}} = e^{i\varphi \mathcal{H}_\vartheta} (\vec{e}_\vartheta | \mathcal{H}_\vartheta | + \vec{e}_\varphi | \mathcal{H}_\varphi | e^{i\Delta\varphi_{\mathcal{H}}}) \quad (3.23)$$

Αν η διαφορά φάσης $\Delta\varphi_{\mathcal{H}}$ σε δοσμένη συχνότητα ω είναι πολλαπλάσια του π , $\Delta\varphi_{\mathcal{H}} = n\pi$ με $n = \dots - 1, 0, 1, \dots$, τότε επιτυγχάνεται η μέγιστη ευαισθησία της κεραίας για την ανίχνευση γραμμικά πολωμένου σήματος. Ακολουθώντας τους υπολογισμούς του Jones η εξ. (3.23) παραλείποντας τη συνολική φάση (μιας και αναφερόμαστε σε συγκεκριμένη συχνότητα) γίνεται

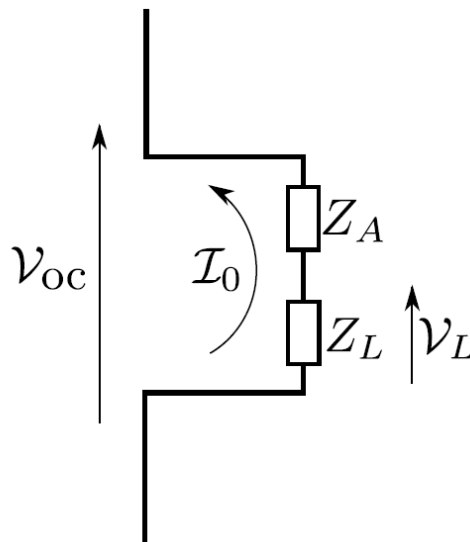
$$\vec{\mathcal{H}}' = |\vec{\mathcal{H}}| (\vec{e}_{\vartheta} \cos \alpha + \vec{e}_{\varphi} \sin \alpha) \quad (3.24)$$

όπου

$$\alpha = (-1)^n \arctan \left(\frac{|\mathcal{H}_{\varphi}|}{|\mathcal{H}_{\vartheta}|} \right) \quad (3.25)$$

δηλώνει τη γωνία του άξονα του ενεργού μήκους με το $\vec{e}_{\vartheta} - \vec{e}_{\varphi}$ επίπεδο, μετρούμενο ωρολογιακά από το \vec{e}_{ϑ} . Για συγκεκριμένες συχνότητες, το ενεργό μήκος αντιμετωπίζεται ως ένα διάνυσματικό πεδίο δύο μιγαδικών συνιστωσών στο σφαιρικό σύστημα συντεταγμένων παρουσιάζοντας 3 κύριες εξαρτήσεις, $\vec{\mathcal{H}}(\omega) = \vec{\mathcal{H}}(\omega, \vartheta, \varphi)$. Στη γενική περίπτωση μίας ελλειπτικής πόλωσης όπου $\Delta\varphi_{\mathcal{H}} \neq n\pi$, το ενεργό μήκος αναπαριστάται σαν έλλειψη στη μοναδιαία σφαίρα, παρά σα διάνυσμα. Η παράλειψη της συνολικής φάσης στην εξ. (3.24) επιτρέπει τον έλεγχο της πόλωσης σε συγκεκριμένες συχνότητες, με τα χαρακτηριστικά του φάσματος ευρείας ζώνης της κεραίας να περιέχονται στην ανάπτυξη του $\vec{\mathcal{H}}$ ως συνάρτηση της συχνότητας.

3.3.3 Το ενεργό μήκος στη μετρητική διάταξη



Εικόνα 3.10: Ισοδύναμο κύκλωμα Thevenin για κεραία τύπου butterfly.

Το ενεργό μήκος, το οποίο εξαρτάται από το κέρδος και την κατευθυντικότητα της κεραίας, εφαρμόζεται στην ανακατασκευή του τρισδιάστατου ηλεκτρικού πεδίου, συνδέοντας το προσπίπτον ηλεκτρικό πεδίο με μία τάση ανοιχτού κυκλώματος (open circuit) V_{oc} στην κεραία η οποία μετράται από μία αντίσταση φορτίου.

Στην εικόνα 3.10 [95] σχηματοποιείται το ισοδύναμο κατά Thevenin κυκλώμα, εισάγοντας μία

σύνθετη αντίσταση φορτίου Z_L επιπρόσθετα στην αντίσταση της κεραίας Z_A . Η μετρούμενη τάση προκύπτει από την

$$\mathcal{V}_L = \frac{Z_L}{Z_A + Z_L} \mathcal{V}_{oc} \equiv \rho \mathcal{V}_{oc} \quad (3.26)$$

με τις αντιστάσεις Z_L, Z_A να είναι μιγαδικές συναρτήσεις της συχνότητας ω . Αν η μιγαδική συνάρτηση μεταφοράς ρ έχει συμπεριληφθεί στο ενεργό μήκος, τότε αυτό αναφέρεται ως πραγματικό ή κανονικοποιημένο $\vec{\mathcal{H}}_r$, σύμφωνα με την

$$\mathcal{V}_L = \rho \vec{\mathcal{H}} \cdot \vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{H}}_r \cdot \vec{\mathcal{E}} \quad (3.27)$$

Η εξ. (3.26) είναι επαρκής για τον υπολογισμό της τάσης απόκρισης στην περίπτωση της κεραίας τύπου butterfly, που είναι ο τύπος των κεραίων, οι οποίες είναι εγκατεστημένες στο HELYCON.

3.3.4 Ενίσχυση σήματος

Η εξ. (3.27) συνδέει το εισερχόμενο ηλεκτρικό πεδίο με την τάση \mathcal{V}_L που καταγράφεται στη μιγαδική αντίσταση της κεραίας. Όπως θα δούμε και στο κεφάλαιο 4, το σήμα οδηγείται αμέσως σε έναν ενισχυτή χαμηλού θορύβου (low noise amplifier), η μιγαδική συνάρτηση μεταφοράς του οποίου μπορεί να περιγραφεί από τις παραμέτρους S . Η παράμετρος S_{21} είναι ο λόγος της ενισχυμένης προς την εισερχόμενη τάση. Το γεγονός όμως της εξάρτησης της αντίστασης από τη συχνότητα, οδηγεί στη χρήση του διορθωμένου παράγοντα ενίσχυσης S_{21}' , που επίσης αναφέρεται στο κέρδος της τάσης και ορίζεται ως

$$S_{21}' = \frac{S_{21}}{1 + S_{11}} \quad (3.28)$$

όπου το S_{11} αντιστοιχεί στον παράγοντα ανάκλασης τάσης στην είσοδο του ενισχυτή κατά τη μέτρηση της S παραμέτρου. Η τάση \mathcal{V}_a που προκύπτει από τον ενισχυτή είναι

$$\mathcal{V}_a = S_{21}' \cdot \mathcal{V}_L \quad (3.29)$$

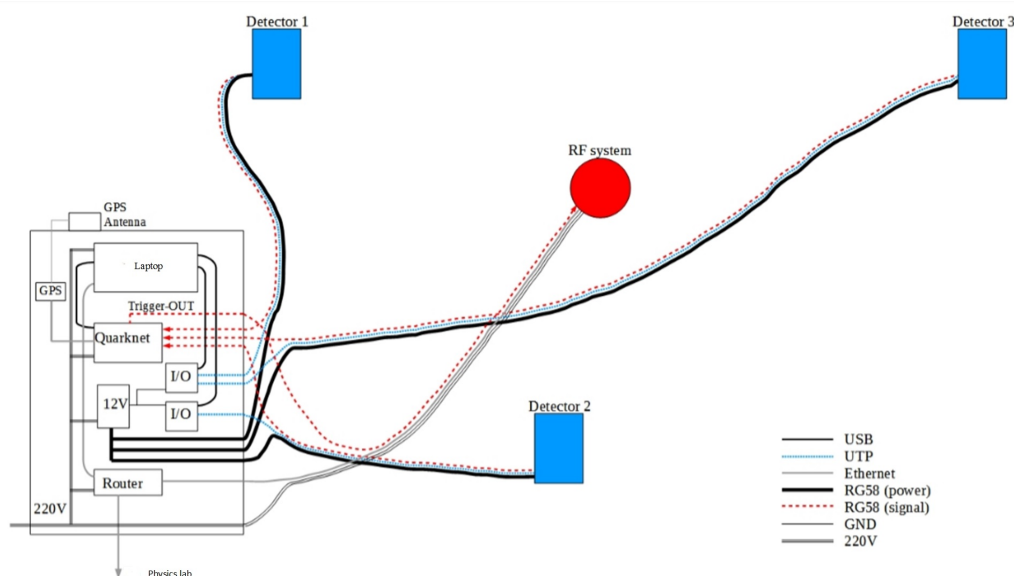
και χρησιμοποιείται για την περαιτέρω επεξεργασία του σήματος.

Κεφάλαιο 4

Οι Ανιχνευτές του HELYCON και η Τοποθέτησή τους στο Τηλεσκόπιο

Στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει αναφορά στα τεχνικά μέρη, στα δομικά στοιχεία των ανιχνευτών του HELYCON, στον απαραίτητο εξοπλισμό που τους συνοδεύει καθώς και τη διαδικασία της εγκατάστασής τους στους σταθμούς ανίχνευσης κοσμικής ακτινοβολίας.

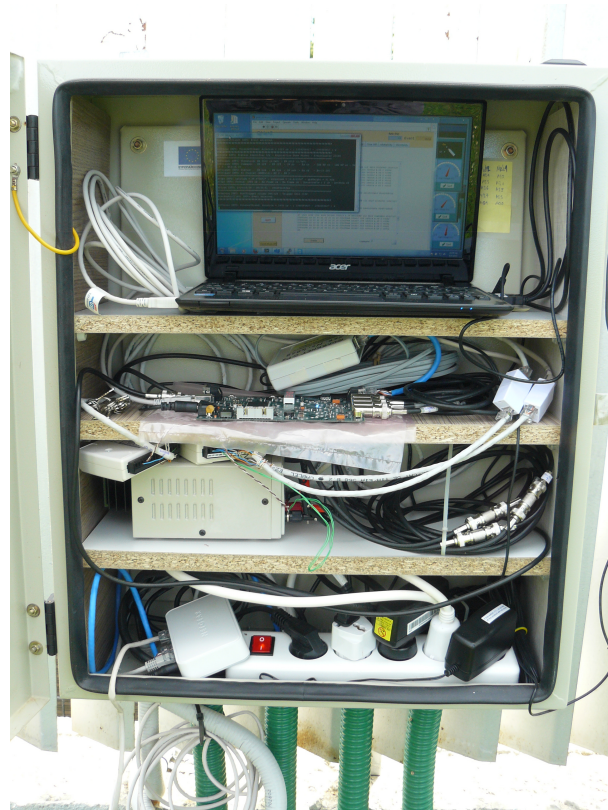
Οι σταθμοί είναι υβριδικής λειτουργίας και κάθε ένας από αυτούς αποτελείται από 3 ανιχνευτές



Εικόνα 4.1: Γραφική απεικόνιση του σταθμού.

σπινθηρισμού, οι οποίοι έχουν κατασκευαστεί στο Εργαστήριο Φυσικής του Ελληνικού Ανοικτού Πανεπιστημίου, και από μία κεραία (τύπου Butterfly), οι οποίες έχουν αναπτυχθεί από το πείραμα Codalema [86] που λειτουργεί στην περιοχή Nancay της Γαλλίας υπό την εποπτεία του ερευνητικού εργαστηρίου Subatech [96]. Για την υποστήριξη της λειτουργίας, τον έλεγχο των ανιχνευτών και τη συλλογή των δεδομένων, κάθε σταθμός διαθέτει ένα μεταλλικό στεγανό κουτί (control box) στο οποίο είναι εγκατεστημένος ο απαραίτητος εξοπλισμός (φορητός υπολογιστής, κάρτα ψηφιοποίησης σήματος, τροφοδοτικά, router, συσκευές NI USB – 6008 και οι

απαραίτητες καλωδιώσεις), ενώ και τα καλώδια που συνδέουν τον κάθε ανιχνευτή με το control box (συνολικά 600 m καλωδίου ανά σταθμό) αποτελούν αναπόσπαστο κομμάτι του σταθμού. Η αναλυτική περιγραφή ενός σταθμού ξεκινά με την περιγραφή των σπινθηριστών και των δο-



Εικόνα 4.2: Το control box.

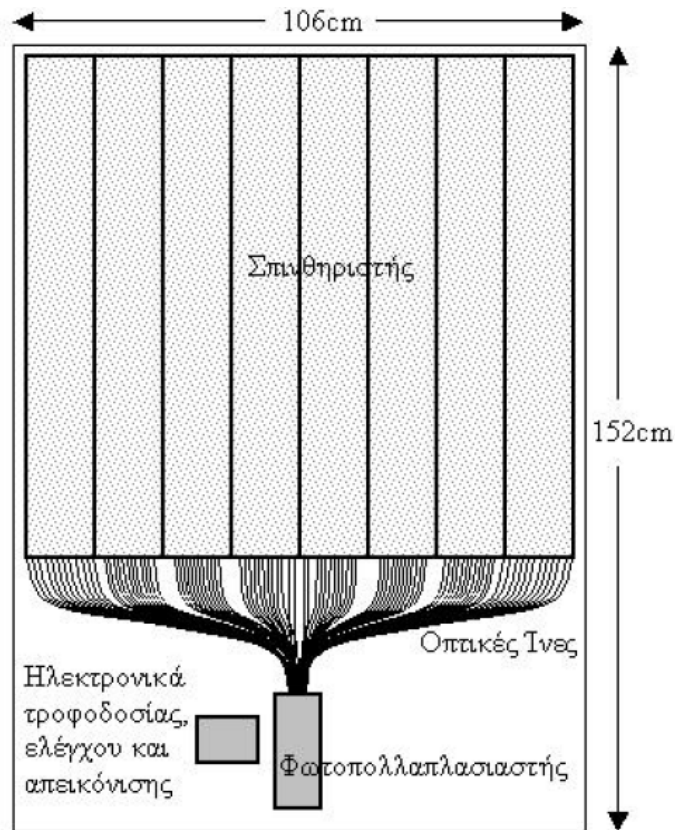
μικών στοιχείων τους, εν συνεχεία θα περιγράψουμε τον εξοπλισμό που βρίσκεται στο control box του κάθε σταθμού και τέλος θα ασχοληθούμε με τις κεραίες και τον τρόπο λειτουργίας και χειρισμού τους.

4.1 Ανιχνευτές Σπινθηρισμού

Οι ανιχνευτές σπινθηρισμού (εικόνα 4.3 [97]) αποτελούνται από το υλικό σπινθηρισμού που παράγει τα φωτόνια, τις οπτικές ίνες που τα συλλέγουν και τα οδηγούν στο φωτοπολλαπλασιαστή, το φωτοπολλαπλασιαστή που μετατρέπει τα φωτόνια σε ηλεκτρικό παλμό, το ηλεκτρονικό κύκλωμα τροφοδοσίας και ελέγχου που βρίσκεται εντός του ανιχνευτή και τέλος από τα υλικά που τοποθετούνται για τη θωράκιση και την προστασία του ανιχνευτή.

4.1.1 Υλικό σπινθηρισμού, οπτικές ίνες

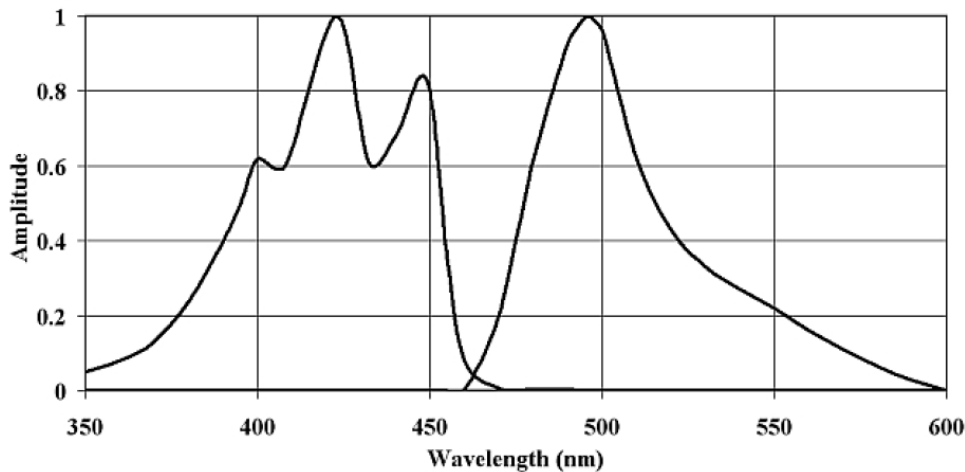
Το ενεργό υλικό σπινθηρισμού του ανιχνευτή είναι το SC-301 του Protvino [98] και αποτελείται από κοκκώδες πολυστυρένιο ($CH_2CHC_6H_5$)_n, με πρόσμιξη pTP (p-terphenil) σε ποσοστό 2% και POPOP (1,4-bis-2-(5-phenyloxazolyl)-benzene) σε ποσοστό 0.02%. Τα φυσικά



Εικόνα 4.3: Σχηματική αναπαράσταση ανιχνευτή σπινθηρισμού του HELYCON.

χαρακτηριστικά που παρουσιάζει το SC-301 είναι: πυκνότητα 1.05 gr/cm^3 , δείκτη διάθλασης 1.59, μήκος απορρόφησης 25 cm, εκπεμπόμενη ποσότητα φωτός 8.250 φωτόνια/MeV και χρόνο αποδιέγερσης 2.4 ns με μέγιστο εκπομπής στα 430 nm. Το υλικό σπινθηρισμού έχει τη μορφή πλακιδίων, διαστάσεων 10 cm x 12 cm x 0.5 cm και τοποθετείται στον ανιχνευτή πάνω σε ξύλινη βάση διαστάσεων 106 cm x 152 cm με διαμορφωμένες υποδοχές τοποθέτησης του υλικού σπινθηρισμού σε 8 σειρές, όπου τοποθετούνται 10 πλακίδια σε κάθε σειρά σε 2 στρώσεις (συνολική επιφάνεια 0.96 cm^2 πάχους 1 cm).

Τα πλακίδια διαθέτουν 12 αυλακώσεις (6 σε κάθε πλευρά) για την τοποθέτηση της οπτικής ίνας. Στους ανιχνευτές είναι τοποθετημένες $6 + 6 = 12$ οπτικές ίνες στις εσωτερικές αυλακώσεις των πλακιδίων και άρα συνολικά $12 \cdot 8 = 96$ οπτικές ίνες σε κάθε ανιχνευτή. Τα πλακίδια καλύπτονται από ένα ξύλινο κάλυμμα που παρέχει προστασία και σταθεροποίηση, ενώ ανάμεσα στα πλακίδια και τις ξύλινες επιφάνειες, καθώς και στις πλαϊνές επιφάνειες εκτός της επιφάνειας εξόδου των οπτικών ινών, τοποθετείται το υλικό Tyvek 4650B [99] ως ανακλαστικό υλικό για την αποφυγή απορρόφησης φωτονίων από τις ξύλινες επιφάνειες και τη συλλογή όσο το δυνατόν περισσότερων φωτονίων. Οι οπτικές ίνες που χρησιμοποιούνται είναι οι BCF91-A της Bicron [100], χαρακτηρίζονται ως ίνες μετατόπισης μήκους κύματος (wavelength - shifting optical fibers – WLS) μετατοπίζοντας το μπλε σε πράσινο όπως φαίνεται και στην εικόνα 4.4, με μέγιστο εκπομπής στα 494 nm, χρόνο αποδιέγερσης 12 ns και μήκος εξασθένισης 3.5 m. Έχουν διάμετρο 1 mm, είναι πολλαπλής επίστρωσης με την πρώτη επίστρωση να αντιπροσωπεύει το



Εικόνα 4.4: Φάσμα απορρόφησης και εκπομπής οπτικών ινών BCF91-A Bicon.

3% της διαμέτρου και τη δεύτερη επίστρωση το 1%. Τα μήκη των τοποθετημένων οπτικών ινών στους ανιχνευτές κυμαίνονται από 125 cm γι' αυτές που βρίσκονται στις κεντρικές θέσεις του ανιχνευτή, έως 170 cm γι' αυτές που βρίσκονται στα άκρα του ανιχνευτή. Τα ελεύθερα άκρα των οπτικών ινών συγκεντρώνονται σε ειδικό δακτύλιο που προσαρμόζεται στη θήκη του φωτοπολλαπλασιαστή, ώστε αφού λειανθούν να εφάπτονται στη φωτοκάθοδο του φωτοπολλαπλασιαστή.

4.1.2 Φωτοπολλαπλασιαστής

Οι φωτοπολλαπλασιαστές που χρησιμοποιούνται είναι οι XP1912 της Photonis [101], είναι μικρού μεγέθους με διάμετρο 19 mm, ενεργό επιφάνεια 176 mm^2 , διαθέτουν 10 δυνόδους γραμμικής εστίασης, παράθυρο από γυαλί ενώ η φωτοκάθοδος είναι διαλκαλικού τύπου (bialkali). Παρουσιάζουν φασματικό εύρος 290 – 650 nm με μέγιστη ευαισθησία στα 420 nm όπου παρουσιάζουν και τη μέγιστη κβαντική τους απόδοση που είναι περίπου 25%. Οι παλμοί της απόκρισης τους είναι αρνητικοί με χρόνο ανόδου 2.3 ns και χρόνο καθόδου 3.5 ns. Η προτεινόμενη από τον κατασκευαστή τυπική τάση τροφοδοσίας είναι στα 1.100 V με το κέρδος σε αυτή την τάση να είναι περίπου $5 \cdot 10^5$.

Ο φωτοπολλαπλασιαστής μαζί με το διαιρέτη τάσης VD108 [102] τοποθετούνται εντός πλαστικής θήκης για μηχανική σταθερότητα και προστασία στο κέντρο του μπροστινού μέρους του ανιχνευτή. Ανάμεσα στο φωτοπολλαπλασιαστή και τη θήκη τοποθετήθηκε λεπτό χαρτόνι με σκοπό την ηλεκτρική απομόνωση των δύο υλικών, καθώς εναπομείναντα ρινίσματα μετάλλου από τον τόρνο που διάνοιξε τις πλαστικές θήκες προκαλούσαν παλμούς τύπου spikes, οι οποίοι μεν δεν επηρέαζαν τη λήψη δεδομένων, αλλά αύξαναν το ρυθμό καταγραφής παλμών σε κάθε ανιχνευτή με αποτέλεσμα τη δυσκολία παρακολούθησης και ελέγχου της καλής λειτουργίας του ανιχνευτή.

4.1.3 Ηλεκτρονικό κύκλωμα τροφοδοσίας και ελέγχου

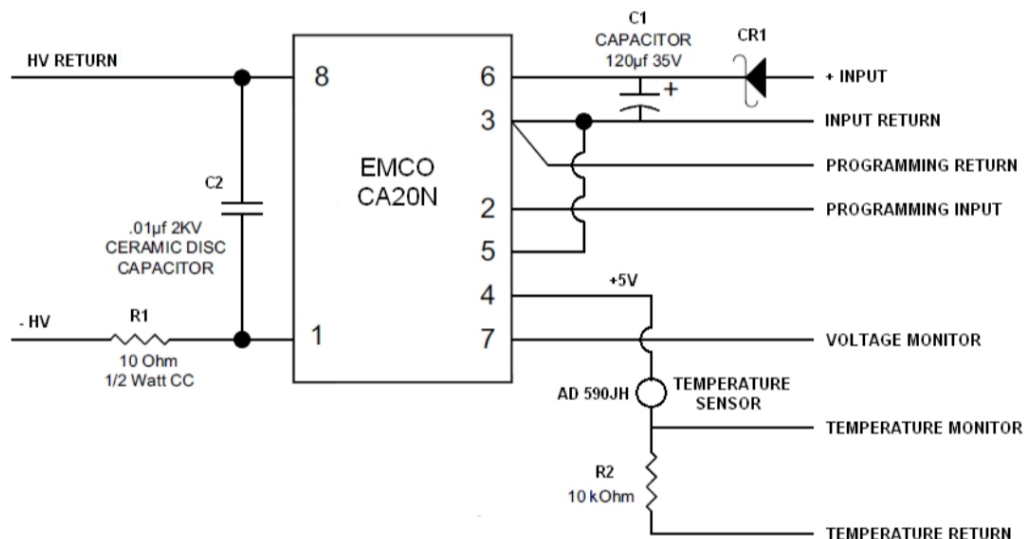
Το ηλεκτρονικό κύκλωμα τροφοδοσίας και ελέγχου είναι τοποθετημένο εντός πλαστικής θήκης επάνω στην ξύλινη βάση, δίπλα στο φωτοπολλαπλασιαστή. Βασίζεται στο τροφοδοτικό υψηλής τάσης και ακρίβειας EMCO CA20N [103] το οποίο απαιτεί τάση τροφοδοσίας 12 V και έχει ρυθμιζόμενη έξοδο από 0 έως 2.000 V, τάση ελέγχου υψηλής τάσης εξόδου 0 έως 5 V, έξοδο 0 έως 5 V για την απεικόνιση της τάσης εξόδου και μία βοηθητική έξοδο 5 V. Παρουσιάζει σταθερότητα $<0.005\%/hour$, γραμμικότητα 0.5% για τάσεις εξόδου $>300\text{ V}$ και λειτουργεί σε θερμοκρασίες $-10 - 50\text{ C}^\circ$ με εξάρτηση της τάσης εξόδου από τη θερμοκρασία $< 25\text{ ppm/C}^\circ$. Δίπλα στη θήκη του φωτοπολλαπλασιαστή τοποθετείται ένας αισθητήρας θερμοκρασίας AD 590JH της Analog Devices [104] ο οποίος παρέχει ρεύμα εξόδου με εξάρτηση από τη θερμοκρασία $1\text{ }\mu\text{A/C}^\circ$, τροφοδοτείται με σταθερή τάση μεταξύ 4 - 30 V και έχει περιοχή λειτουργίας $-55 - 150\text{ C}^\circ$ με απόκλιση $\pm 0.3\text{ C}^\circ$.

4.1.4 Θωράκιση και προστασία

Αφού ολοκληρωθεί η έως τώρα περιγραφείσα συναρμολόγηση του ανιχνευτή, τοποθετείται μαύρο χαρτόνι πάνω από τα μέρη των οπτικών ινών που βρίσκονται εκτός του υλικού σπινθηρισμού και ο ανιχνευτής τυλίγεται με φύλλο αλουμινίου πάχους 0.4 mm για ηλεκτρομαγνητική θωράκιση, ενώ στα σημεία ενώσεως του αλουμινίου και στα σημεία εξόδου των καλωδίων τοποθετείται μαύρη σιλικόνη με σκοπό την οπτική μόνωση του ανιχνευτή. Ο ανιχνευτής τοποθετείται σε ειδικό ξύλινο αδιάβροχο κουτί, το οποίο με τη σειρά του ακουμπά σε μεταλλική βάση για την αποφυγή επαφής με το έδαφος και περιτυλίγεται με αδιάβροχο προστατευτικό πλαστικό κάλυμμα για την καλύτερη στεγανοποίηση του. Εξωτερικά του καλύμματος τοποθετείται ανακλαστικό υλικό Tyvek - 4650B για την αποφυγή ανάπτυξης υπερβολικών θερμοκρασιών κατά τους θερμούς μήνες του καλοκαιριού. Τέλος, όλη η κατασκευή πακτώνεται στο έδαφος, περιτυλίγεται με συρματόσχοινο και ασφαρίζεται με λουκέτο για λόγους ασφαλείας.

4.2 Έλεγχος και Απεικόνιση Λειτουργίας των Ανιχνευτών

Το κύκλωμα τροφοδοσίας και ελέγχου τροφοδοτείται μέσω ενός απλού τροφοδοτικού συνεχούς τάσης με $\simeq 12\text{ V}$ (INPUT και INPUT RETURN στην εικόνα 4.5 [97]), ενώ ο έλεγχος της υψηλής τάσης τροφοδοσίας του φωτοπολλαπλασιαστή επιτυγχάνεται μέσω τάσης 0 - 5 V η οποία παρέχεται εξωτερικά από υπολογιστή (PROGRAMMING INPUT και PROGRAMMING RETURN). Η απεικόνιση της τάσης εξόδου πραγματοποιείται με την καταγραφή της εξόδου απεικόνισης του τροφοδοτικού (VOLTAGE MONITOR). Παράλληλα για την καταγραφή της θερμοκρασίας χρησιμοποιείται η βοηθητική έξοδος των 5 V του τροφοδοτικού συνδέοντας αντίσταση 10 K Ω , οπότε οι μεταβολές της έντασης του ρεύματος που παρέχει ο αισθητήρας καταγράφονται ως μεταβολές της τάσης. Η σχέση της τάσης ελέγχου (0 - 5 V) και της τάσης τροφοδοσίας (0 - 2.000 V) καθώς και η σχέση της τάσης τροφοδοσίας και της τάσης απεικόνισης



Εικόνα 4.5: Σχηματική αναπαράσταση του ηλεκτρονικού κυκλώματος τροφοδοσίας και ελέγχου λειτουργίας των φωτοπολλαπλασιαστών των ανιχνευτών σπινθηρισμού του HELYCON.

έχει προσδιοριστεί πειραματικά για τον κάθε ανιχνευτή [97] κατά τη διαδικασία βαθμονόμησης, ενώ σε αντίστοιχη διαδικασία βαθμονόμησης υπεβλήθη και η σχέση θερμοκρασίας – βοηθητικής τάσης.

Ο χειρισμός των τιμών των παραπάνω παραμέτρων ελέγχου του ανιχνευτή γίνεται με τη συσκευή NI USB – 6008 της National Instruments [105], η οποία συνδέεται και τροφοδοτείται με υπολογιστή μέσω USB και διαθέτει 8 αναλογικές εισόδους με ψηφιοποίηση 12 bit, ρυθμό δειγματοληψίας 10 kS/s και εύρος έως $\pm 20 V$, 2 αναλογικές εξόδους με ψηφιοποίηση 12 bit και εύρος έως 5 V και 12 ψηφιακές γραμμές εισόδου/εξόδου. Για τους σκοπούς μας χρειαζόμαστε μία αναλογική έξοδο (0 – 5 V) για τον έλεγχο της τάσης λειτουργίας του ανιχνευτή, ενώ για την απεικόνιση της τάσης εξόδου του τροφοδοτικού και της θερμοκρασίας χρησιμοποιούμε 2 ζεύγη αναλογικών εισόδων. Με αυτό τον τρόπο η συσκευή μπορεί να υποστηρίξει έως και 2 ανιχνευτές ταυτόχρονα και συνεπώς απαιτείται μία δεύτερη συσκευή για τον έλεγχο και την απεικόνιση λειτουργίας και των 3 ανιχνευτών σπινθηρισμού του κάθε σταθμού HELYCON. Το λογισμικό που χρησιμοποιείται για τον έλεγχο των τιμών των αναφερόμενων παραμέτρων μέσω της συσκευής NI USB – 6008, είναι εγκατεστημένο στο φορητό υπολογιστή που βρίσκεται μέσα στο control box του κάθε σταθμού, είναι ανεπτυγμένο σε Borland C++ Builder [97] και χρησιμοποιεί τα αποτελέσματα των βαθμονομήσεων που προαναφέρθηκαν για κάθε ανιχνευτή ξεχωριστά, αποτελώντας τη διεπαφή του χρήστη κατά τον έλεγχο της λειτουργίας των ανιχνευτών σπινθηρισμού του HELYCON.

4.3 Καλωδίωση

Για τη σύνδεση του κάθε ανιχνευτή απαιτούνται 3 καλώδια που το μήκος τους είναι κοινό και έχει οριστεί στα 50 m, έτσι ώστε να επαρκεί σε όλες τις περιπτώσεις της εγκατάστασης των

Ανιχνευτής	X - REF (ns)	Ανιχνευτής	X - REF (ns)	Ανιχνευτής	X - REF (ns)
4	-5.97	7	2.47	10	2.42
5	-5.37	8	2.57	11	1.12
6	-4.32	9	2.82	12	-3.28
ant 1	-39.74	ant 2	-46.7	ant 3	2.17

Πίνακας 4.1: Οι μετρηθείσες διαφορές των καλωδίων ως προς το καλώδιο αναφοράς.

ανιχνευτών στους σταθμούς του HELYCON. Τα καλώδια είναι τα εξής:

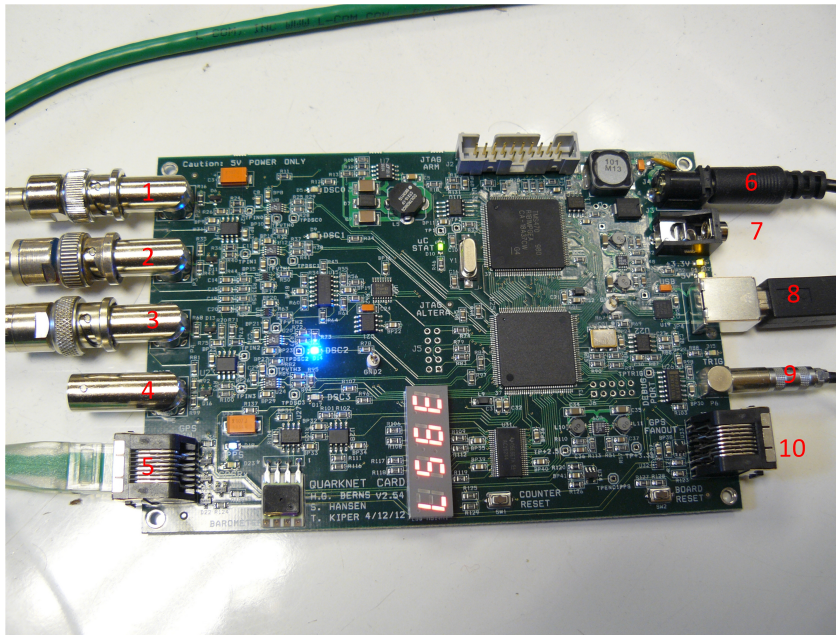
- καλώδιο τύπου RG58 που τροφοδοτεί τον ανιχνευτή με την τάση των 12 V,
- καλώδιο τύπου RG58 για τη μεταφορά του καταγραφόμενου σήματος στην κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet,
- καλώδιο τύπου UTP (Unshielded Twisted Pair) στο οποίο χρησιμοποιούνται τα 5 από τα 8 διαθέσιμα καλώδια για τη μεταφορά της τάσης ελέγχου της τάσης λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή (0 – 5 V), της τάσης απεικόνισης της τάσης εξόδου του τροφοδοτικού και της τάσης απεικόνισης της θερμοκρασίας.

Τα καλώδια είναι περασμένα σε προστατευτικό σωλήνα και τοποθετημένα σε μικρό βάθος στο έδαφος για προστασία από περιβαλλοντικούς παράγοντες, αλλά και από το ενδεχόμενο κλοπής.

Λόγω του σφάλματος που υπάρχει στη μέτρηση του μήκους των καλωδίων κατά την κοπή τους είναι απαραίτητη η μέτρηση των διαφορών των μηκών των καλωδίων που μεταφέρουν το καταγραφόμενο σήμα για το σωστό υπολογισμό του χρόνου άφιξης του παλμού. Με χρήση του παλμοδότη NIM Pocket Pulser Model 417 της Phillips Scientific [106] που παράγει – με συχνότητα 10 kHz – αρνητικούς παλμούς με χρόνο ανόδου 1.5 ns, εύρος 6 ns και πλάτος περίπου 1 V και με χρήση ενός καλωδίου αναφοράς μήκους 50 m, μετρήθηκαν στον παλμογράφο DPO 7104C της Tektronix [107] οι χρονικές διαφορές που υπάρχουν μεταξύ των καλωδίων (πίνακας 4.1). Οι τιμές αυτές δεν είναι οι τελικές που χρησιμοποιούμε για το χρονισμό των παλμών καθώς διαπιστώθηκαν μικρές διαφορές οι οποίες οφείλονται και στα καλώδια που εξέρχονται από κάθε ανιχνευτή, αλλά σίγουρα είναι ενδεικτικές και δε μπορούν να διαφέρουν σημαντικά από τις τελικές τιμές που θα δούμε στο κεφάλαιο της ανάλυσης των δεδομένων.

4.4 Κάρτα Ψηφιοποίησης Σήματος Quarknet

Η συλλογή των δεδομένων γίνεται από την κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet [108], η οποία έχει αναπτυχθεί στο Fermilab, βασίζεται στη συλλογή δεδομένων με τη μέτρηση του χρονικού διαστήματος που ο παλμός βρίσκεται πάνω από το κατώφλι (Time over Threshold – ToT) και η λειτουργία της θα περιγραφεί στο επόμενο κεφάλαιο. Για την τροφοδοσία της κάρτας χρησιμοποιείται τροφοδοτικό συνεχούς ρεύματος 5 V και η επικοινωνία της με τον υπολογιστή



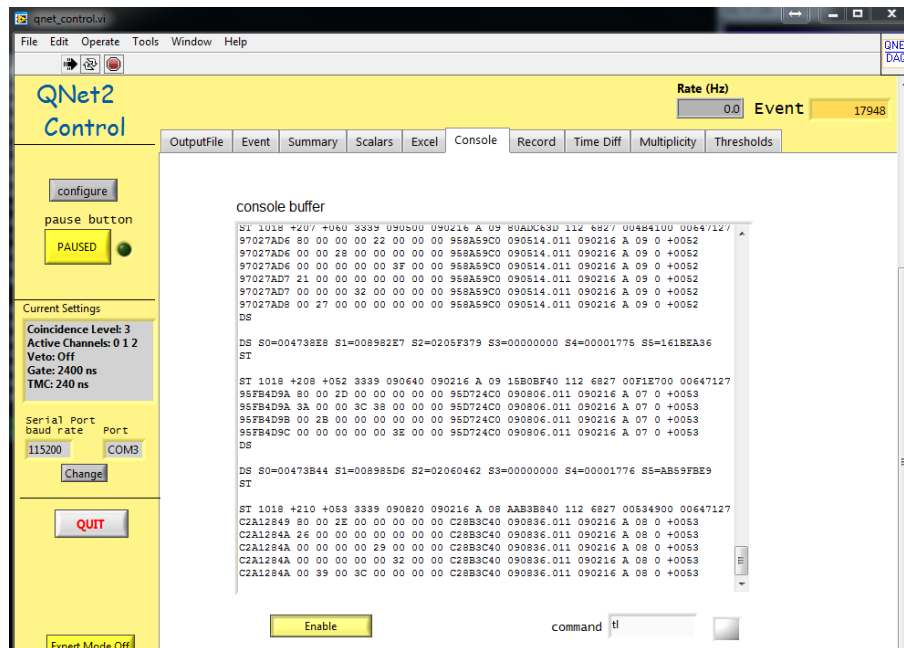
- 1-4: Κανάλια εισόδου για έως 4 ανιχνευτές.
- 5: Είσοδος GPS.
- 6: Τροφοδοσία 5V DC.
- 7: Έξοδος 5V DC.
- 8: USB Σύνδεση με υπολογιστή.
- 9: Έξοδος παλμού NIM σκανδαλισμού.
- 10: Έξοδος GPS για σύνδεση με επιπλέον κάρτα.

Εικόνα 4.6: Η κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet.

γίνεται μέσω θύρας USB. Ένας εξωτερικός δέκτης GPS παρέχει τον απόλυτο χρόνο του κάθε καταγεγραμμένου καταιονισμού και διαθέτει ενσωματωμένο αισθητήρα καταγραφής των περιβαλλοντικών συνθηκών (θερμοκρασία, ατμοσφαιρική πίεση). Τέλος, με μία έξοδο καλωδίου τύπου limo εξάγεται ο NIM παλμός σε χρονικό παράθυρο 65 έως 75 ns, με επίπεδη κατανομή, από τον τελευταίο παλμό που συμμετέχει στο σχηματισμό του σκανδαλισμού και χρησιμοποιείται ως εξωτερικός σκανδαλισμός για την κεραία του κάθε σταθμού όπως θα δούμε παρακάτω. Η διεπαφή του χρήστη με την κάρτα γίνεται μέσω προγράμματος LabVIEW (εικόνα 4.7) το οποίο αναπτύχθηκε από το Fermilab τις ρυθμίσεις και τις δυνατότητες του οποίου θα δούμε στο κεφάλαιο 8.

Καταγραφή δεδομένων από την κάρτα

Τα δεδομένα που καταγράφει η κάρτα είναι αρχεία τύπου .txt στα οποία εκτός από τους καταγραφόμενους παλμούς αποθηκεύονται και οι εντολές που δίνει ο χρήστης καθώς και τα αυτοματοποιημένα διαγνωστικά της κάρτας [108]. Ένα παράδειγμα αποτελεί η εικόνα 4.8, όπου ύστερα από την εντολή DG εμφανίζονται τα διαγνωστικά στοιχεία του GPS και η εντολή CE ενεργοποιεί τα κανάλια της κάρτας ώστε να ξεκινήσουν τη λήψη δεδομένων για την αναζήτηση σκανδαλισμού. Με την εντολή TL 0 και TL 2 ορίζεται το επίπεδο της τάσης κατωφλίου στο συγκεκριμένο κανάλι, όπου καταγράφονται οι χρονικές στιγμές των ανοδικών και καθοδικών ακμών του παλμού με την επιθυμητή τιμή της τάσης κατωφλίου, με την οριζόμενη τιμή να έχει προκύψει από τη διαδικασία της βαθμονόμησης που θα δούμε στο επόμενο κεφάλαιο. Η εντολή TL αναφέρει τις τιμές του κατωφλίου σε όλα τα κανάλια. Οι εντολές DS και ST είναι αυτοματοποιημένες και δίνονται από την κάρτα κάθε συγκεκριμένο χρονικό διάστημα. Η εντολή DS μας δίνει σε δεκαεξαδική μορφή στους 4 πρώτους όρους της, το χρονικό διάστημα που κάθε κανάλι



Εικόνα 4.7: Η διεπαφή χρήστη της κάρτας Quarknet.

βρέθηκε πάνω από το κατώφλι μεταξύ δύο διαδοχικών εντολών, στον 5ο όρο τον αριθμό των σκανδαλισμών που πραγματοποιήθηκαν στο χρονικό διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών εντολών και στον 6ο όρο το χρόνο που μετράει η κάρτα. Στην εντολή ST οι 2 πρώτοι όροι είναι η πίεση και η θερμοκρασία, ο 3ος όρος δηλώνει την καθυστέρηση μεταξύ του χρόνου του GPS και του 1 PPS (1 Pulse Per Second) και χρησιμεύει ως διόρθωση στο χρόνο του GPS, ο οποίος δίνεται με ακρίβεια millisecond και η περαιτέρω απαιτούμενη ακρίβεια παρέχεται από έναν εσωτερικό ταλαντωτή συχνότητας 25 MHz που μας δίνει ακρίβεια 40 ns. Ο 9ος όρος μας δίνει το χρόνο άφιξης του τελευταίου παλμού 1 PPS από το GPS, ο 4ος είναι η τάση της CPU της κάρτας, ο 5ος είναι η ώρα (με ακρίβεια ms) από το GPS, ο 6ος είναι η ημερομηνία, ο 7ος μας επισημαίνει αν η πληροφορία του GPS είναι έγκυρη (A) ή λανθασμένη (V) ενώ ο 8ος τον αριθμό των δορυφόρων, ο 10ος είναι η έκδοση του κώδικα της κάρτας και ο 11ος είναι ο serial number της κάρτας. Τέλος, ο 12ος και ο 13ος όρος είναι οι τιμές των TMCregs και Cntlregs, που όμως δεν εξυπηρετούν κανέναν από τους σκοπούς μας και δεν τους λαμβάνουμε υπ' όψιν.

Τα αρχεία όπου αποθηκεύονται οι παλμοί, αποτελούνται από επαναλαμβανόμενες σειρές 16 όρων που φαίνονται στην εικόνα 4.8. Ο 1ος όρος είναι η τιμή του εσωτερικού ταλαντωτή των 25 MHz κατά τη στιγμή της επίτευξης του σκανδαλισμού, ενώ ο 10ος όρος είναι η τιμή του ίδιου ταλαντωτή κατά την άφιξη του τελευταίου σήματος 1 PPS που ήρθε πριν το σκανδαλισμό. Οι όροι 2 έως 9 δίνουν ανά 2 στήλες τους χρόνους των ανοδικών και καθοδικών ακμών του κάθε ενός από τα 4 διαθέσιμα κανάλια της κάρτας, οι όροι 11 και 12 είναι η ώρα και η ημερομηνία από το GPS, ο 13ος και ο 14ος όρος επισημαίνουν την εγκυρότητα του GPS και τον αριθμό των δορυφόρων όπως και πριν, ο 15ος όρος μας ενημερώνει για την εγκυρότητα της πληροφορίας (για τιμή 0 η πληροφορία είναι έγκυρη) και τέλος ο 16ος όρος είναι η διόρθωση σε ms του χρόνου GPS σύμφωνα με το χρόνο του 1 PPS. Στο πρώτο στάδιο ανάγνωσης των δε-

```

DG
Date+Time: 13/11/15 16:16:28.014
Status: A (valid)
PosFix#: 1
Latitude: 38:12.384235 N
Longitude: 021:45.891370 E
Altitude: 81.767m
Sats used: 8
PPS delay: +0000 msec (CE=1 updates PPS,FPGA data)
FPGA time: A01CDF24
FPGA freq: 25000000 Hz (Cmd V3, freq history)
ChkSumErr: 0
CD
RB
CE
TL 0 81
TL 2 71
TL
TL L0=81 L1=82 L2=71 L3=40
DS
DS S0=000001B3 S1=00000BAF S2=000009E4 S3=00000000 S4=00000000 S5=2366327B
ST
ST 1018 +249 +000 3339 161755 131115 A 08 22D8A307 112 6827 002C2200 00647127
DS
DS S0=000004C6 S1=00001AC3 S2=00001004 S3=00000000 S4=00000000 S5=B886C1AA
ST
ST 1018 +245 +000 3339 161935 131115 A 08 B7DB9C07 112 6827 00E0D600 00647127
02260EA8 80 00 2E 00 00 00 00 00 00DFA045 162024.014 131115 A 08 0 +0056
02260EA8 00 00 00 00 31 00 00 00 00DFA045 162024.014 131115 A 08 0 +0056
02260EA8 3D 00 00 00 00 00 00 00 00DFA045 162024.014 131115 A 08 0 +0056
02260EA9 00 00 00 27 00 00 00 00 00DFA045 162024.014 131115 A 08 0 +0056
02260EA9 00 29 00 00 00 00 00 00 00DFA045 162024.014 131115 A 08 0 +0056
02260EA9 00 00 00 00 00 33 00 00 00DFA045 162024.014 131115 A 08 0 +0056

```

Εικόνα 4.8: Τμήμα αρχείου καταγραφής δεδομένων της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος.

δομένων μετατρέπονται τα δεκαεξαδικά στοιχεία σε δεκαδικά και γίνονται οι εξής απαραίτητες διορθώσεις:

- Από τις τιμές των χρόνων καταγραφής των ανοδικών και καθοδικών ακμών μηδενίζονται όσες έχουν το 6ο bit=0 (πρέπει να είναι 1 όταν υπάρχει καταγραφή γεγονότος) και οι υπόλοιπες πολλαπλασιάζονται με 1.25 (10 ns/8 bits), το οποίο είναι το χρονικό βήμα καταγραφής της κάρτας, ώστε να πάρουμε το χρόνο κατά τον οποίο η τιμή της τάσης του παλμού πέρασε το κατώφλι είτε ανοδικά (ανοδική ακμή), είτε καθοδικά (καθοδική ακμή).
- Στις τιμές αυτές προστίθενται οι διαφορές χρόνου των καλωδίων που αντιστοιχούν σε κάθε κανάλι.
- Εάν ο χρόνος του σκανδαλισμού ενός γεγονότος αλλάξει κατά τη διάρκεια του γεγονότος, οι τιμές των ανοδικών και καθοδικών ακμών πρέπει να διορθωθούν κατά τη διαφορά των χρόνων σκανδαλισμού.
- Όταν συμβεί σκανδαλισμός, στην τιμή της ανοδικής ακμής του πρώτου καναλιού προστίθεται η τιμή 80 (δεκαεξαδική μορφή) ως ένδειξη εκκίνησης του σκανδαλισμού, η οποία τιμή αφαιρείται κατά την ανάγνωση των δεδομένων. Ως χρόνος σκανδαλισμού ορίζεται ο χρόνος όπου ο παλμός που εκπληρώνει το επιθυμητό επίπεδο συνέργειας διασταυρώνεται κατά την άνοδο του με το κατώφλι σκανδαλισμού.

4.5 Κεραίες

Στο κέντρο κάθε σταθμού HELYCON υπάρχει εγκατεστημένη μια κεραία για την καταγραφή της ραδιοκυματικής ακτινοβολίας που παράγεται κατά την εξέλιξη του καταιονισμού στην ατμόσφαιρα σύμφωνα με φυσικές διαδικασίες που περιγράφηκαν στο κεφάλαιο 2.

Για τη λειτουργία της κεραίας η οποία αποτελεί αυτόνομο ανιχνευτικό σταθμό απαιτούνται ένα καλώδιο ηλεκτρικής τροφοδοσίας 220 V (ρεύμα από το δίκτυο ηλεκτρισμού), ένα καλώδιο δικτύου για σύνδεση Ethernet με το φορητό υπολογιστή του control box και ένα καλώδιο τύπου RG58 μέσω του οποίου μεταφέρεται στην κεραία ο παλμός σκανδαλισμού που παράγεται από την κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet. Για λόγους σωστού χρονισμού μεταξύ των σταθμών, είναι απαραίτητη και η μέτρηση του μήκους των καλωδίων που μεταφέρουν τον παλμό του εξωτερικού σκανδαλισμού με τη μέθοδο που αναφέρθηκε παραπάνω και τα αποτελέσματα συμπεριλαμβάνονται στον πίνακα 4.1. Η κάθε κεραία, η οποία απεικονίζεται στην εικόνα 4.9,



Εικόνα 4.9: Η κεραία τύπου Codalema, στο βάθος διακρίνεται εγκατεστημένος ένας ανιχνευτής σπινθηρισμού.

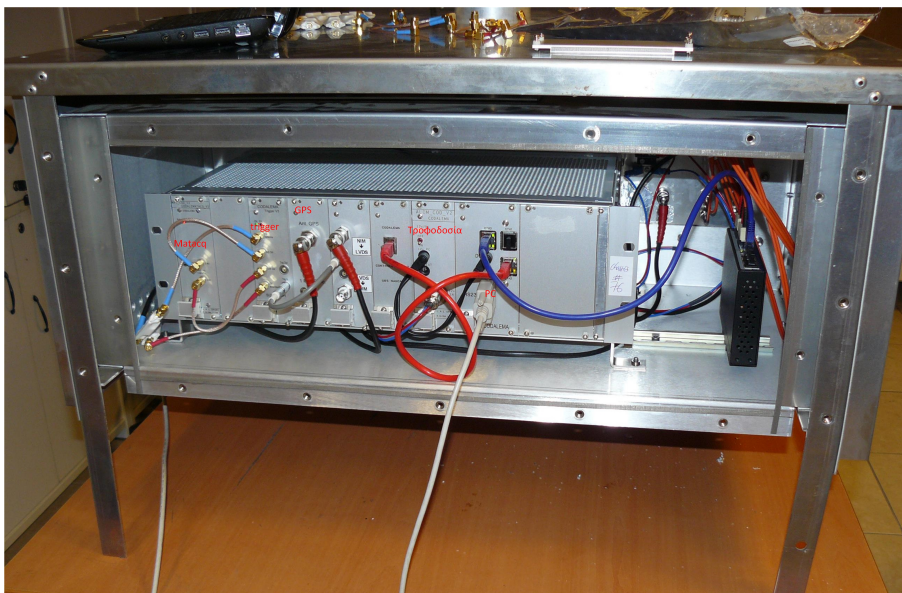
έχει διαστάσεις 2 m x 2 m στους πόλους, 1 m x 1 m στη βάση και συνολικό ύψος 1.5 m. Το σήμα που ανιχνεύεται από τους πόλους της κεραίας οδηγείται σε έναν ενισχυτή χαμηλού θορύβου (low noise amplifier - LNA) δύο καναλιών [109] που βρίσκεται στο πάνω μέρος του ιστού της κεραίας και είναι το μοναδικό ηλεκτρονικό στοιχείο της εκτός του μεταλλικού κουτιού της βάσης, το οποίο προστατεύει τα ηλεκτρονικά μέρη της από τις περιβαλλοντικές συνθήκες και ταυτόχρονα προστατεύει τους πόλους ανίχνευσης από τον ηλεκτρονικό θόρυβο που παράγουν τα ηλεκτρονικά της μέρη. Μετά την ενίσχυσή του, το σήμα οδηγείται με δύο (ένα για κάθε πόλο) ομοαξονικά καλώδια, τύπου SUHNER S_ 12272-04 [110], στη βάση της κεραίας. Η βάση της κεραίας αποτελείται από 6 διαφορετικές κάρτες από τις οποίες η καθεμία εκτελεί διαφορετική

διεργασία [111] στα πλαίσια της συλλογής του σήματος από τον αυτόνομο σταθμό και οι οποίες κάρτες αναφέρονται ευθύς αμέσως.

4.5.1 Δομή της Κεραίας

Κάρτα σκανδαλισμού

Η κάρτα σκανδαλισμού αναπτύχθηκε στο Subatech και αποτελεί από τα πιο σημαντικά στοιχεία της κάρτας. Το αναλογικό σήμα που έρχεται από τον LNA περνάει από ένα ζωνοπερατό φίλτρο που έχει επιλεγεί στην περιοχή των 45 - 55 MHz, η οποία χαρακτηρίζεται ως σχετικά “ήσυχη” περιοχή διότι δεν έχει παρατηρηθεί κάποιο ισχυρό παράσιτο στο περιβάλλον. Το φιλτραρισμένο σήμα συγκρίνεται με μια ρυθμιζόμενη από το χρήστη τάση κατωφλίου και αν την ξεπερνά ξεκινά η καταγραφή των δεδομένων. Εναλλακτικά στο χρήστη παρέχεται η επιλογή για λειτουργία “1 - wire”, κατά την οποία παράγονται αυτόματοι σκανδαλισμοί ανά συγκεκριμένο χρονικό διάστημα, ώστε να μπορεί να παραχθεί μια αξιολόγηση του επιπέδου του θορύβου, ενώ είναι διαθέσιμη η δυνατότητα του εξωτερικού σκανδαλισμού με τη μορφή παλμού NIM. Στο χρήστη δίνεται η δυνατότητα να επιλέξει οποιονδήποτε συνδυασμό σκανδαλισμού επιθυμεί, λόγω του γεγονότος όμως ότι το τηλεσκόπιο HELYCON λειτουργεί σε αστικό περιβάλλον όπου ο ανθρωπογενής θόρυβος είναι συνεχής και σχετικά μεγάλης έντασης, είναι απαραίτητη η λειτουργία των κεραιών με εξωτερικό σκανδαλισμό από τον παλμό NIM που παράγει η κάρτα ψηφιοποίησης σήματος των σωματιδιακών ανιχνευτών.



Εικόνα 4.10: Το περιεχόμενο της βάσης της κεραίας.

Κάρτα MATACQ

Η κάρτα MATACQ λαμβάνει το σήμα με ρυθμό 1 Gs/s (ανά 1 ns) σε μια αναλογική μνήμη. Η δειγματοληψία σταματά και “παγώνει” τη μνήμη όταν υπάρξει σήμα σκανδαλισμού από την

αντίστοιχη κάρτα, η μνήμη θα περιέχει τα 2.560 τελευταία σημεία δειγματοληψίας τα οποία είναι παραπάνω από επαρκή για να περιέχουν το σήμα (μερικές δεκάδες ns). Τα σημεία αυτά ψηφιοποιούνται με ψηφιοποίηση 14 - bit και αποθηκεύονται σε μια δυναμική μνήμη. Η κάρτα MATACQ είναι το πιο ενεργοβόρο στοιχείο της κεραίας με κατανάλωση 10 W.

Εδώ ολοκληρώνεται το πρώτο επίπεδο επιλογής δεδομένων που αναφέρεται και ως T1, όπου το σήμα αφού φιλτραρίστηκε, συγκρίθηκε με την τάση κατωφλίου, ψηφιοποιήθηκε και εγγράφηκε. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι σε αυτό το στάδιο είναι δύσκολη περαιτέρω επεξεργασία του σήματος καθώς κάτι τέτοιο θα μείωνε το μέγιστο ρυθμό λήψης δεδομένων.

Κάρτα GPS

Η χρονολόγηση των δεδομένων γίνεται με την κάρτα GPS που αναπτύχθηκε στο Laboratoire d'Astronomie de l'Observatoire de Besancon (LAOB) [112]. Παρέχει εξαιρετική ακρίβεια της τάξης του 1 ns που είναι απαραίτητη για την ανακατασκευή της διεύθυνσης του καταιονισμού. Επιπλέον της χρονολόγησης των γεγονότων, το GPS μας δίνει τις συντεταγμένες της κεραίας με ακρίβεια 3 m. Βεβαίως η ακρίβεια αυτή είναι ανάλογη του αριθμού των δορυφόρων που είναι διαθέσιμοι. Όπως και στην περίπτωση του Quarknet, το GPS παρέχει ακρίβεια της τάξης του millisecond, οπότε και σε αυτή την περίπτωση γίνεται χρήση του 1 PPS και ενός εσωτερικού ταλαντωτή 1 GHz ο οποίος δίνει ακρίβεια 1 ns. Η εξαιρετική ακρίβεια που μας παρέχει το GPS της κεραίας, μας οδηγεί στη χρησιμοποίηση της τιμής του για το χρονισμό μεταξύ των σταθμών του HELYCON αντί του GPS που διαθέτει η κάρτα ψηφιοποίησης σήματος που παρουσιάζει ακρίβεια 40 ns.

Κάρτα τροφοδοσίας

Η τροφοδοσία όλων των στοιχείων του σταθμού ρυθμίζεται από αυτή την κάρτα η οποία διανέμει 12 V σε όλες τις άλλες κάρτες. Είναι προφανές ότι η λειτουργία της κεραίας εξαρτάται από τη σταθερότητα της λειτουργίας της με τις μικρότερες δυνατές απώλειες.

Κάρτα RABBIT

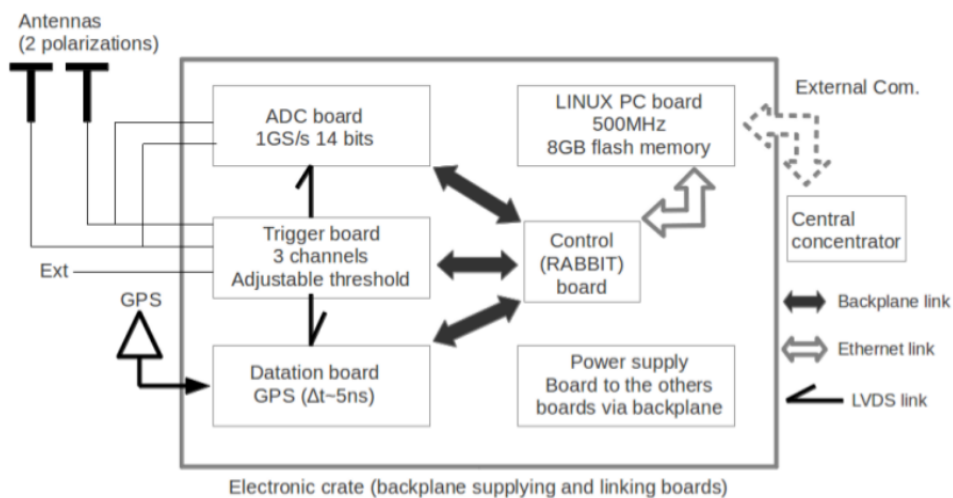
Η κάρτα RABBIT, που αναπτύχθηκε από το Station de Radioastronomie de Nancay [113], είναι υπεύθυνη για τη διασύνδεση και την ανταλλαγή δεδομένων όλων των άλλων καρτών μεταξύ τους. Η ταχύτητα επικοινωνίας που παρέχει η κάρτα επιτρέπει μια μέγιστη τιμή στο ρυθμό λήψης δεδομένων 28 Hz.

Κάρτα PC

Από τη στιγμή που το σήμα ψηφιοποιήθηκε και του αποδόθηκε χρόνος, μεταδίδεται σε μία κάρτα PC (LINUX, 500 MHz, 8 GB flash memory) όπου και καταγράφεται. Εν γένει η κάρτα

PC ελέγχει το σταθμό. Περιέχει το λογισμικό που προγραμματιστικά ελέγχει τις κάρτες εισάγοντας τις επιθυμητές παραμέτρους, ρυθμίζει τον τρόπο λήψης δεδομένων, ξεκινά ή διακόπτει τη λήψη δεδομένων και μας παρέχει πρόσβαση στην κεραία μέσω πρωτοκόλλου SSH από το φορητό υπολογιστή που βρίσκεται στο control box.

Με την ολοκλήρωση της αποθήκευσης των ψηφιοποιημένων δεδομένων στην κάρτα PC ολοκληρώνεται το δεύτερο επίπεδο ανάλυσης των δεδομένων, το οποίο ονομάζεται T2, και σε αυτό το επίπεδο είναι δυνατή μία πιο σύνθετη ανάλυση (πχ. ενέργεια, έλεγχος κυματομορφής) με υλοποίηση αλγορίθμων που βρίσκονται στην κάρτα PC του σταθμού.



Εικόνα 4.11: Η δομή λειτουργίας της κεραίας [3].

4.5.2 Λογισμικό λήψης δεδομένων

Η αρχιτεκτονική του λογισμικού λήψης δεδομένων σχεδιάστηκε στο Subatech και υλοποιείται από το πακέτο An (Antenna network) το οποίο περιέχει υπό-πακέτα που αφορούν μία κεραία (Ra, Rc, At) καθώς και κάποια πακέτα τα οποία έχουν να κάνουν με την επικοινωνία μεταξύ των κεραιών στην περίπτωση που αυτό είναι επιθυμητό.

Η επικοινωνία της κάρτας RABBIT με την κάρτα PC γίνεται με το πακέτο Rc, το πακέτο Ra ελέγχει τη λήψη δεδομένων από τις κάρτες trigger, MATACQ και GPS. Το πακέτο At [114] που ουσιαστικά είναι η διεπαφή του χρήστη με την κεραία επιτρέπει τον έλεγχο και το monitor του σταθμού, περιέχει σειρά από κώδικες που ορίζουν την έναρξη ή τη λήξη της συλλογής δεδομένων, την εισαγωγή παραμέτρων σε κάθε κάρτα, την αναγραφή πληροφοριών για την κεραία όπως τη θέση της και τη διεύθυνση IP της, τον έλεγχο της τροφοδοσίας της κάρτας την παρακολούθηση της σε πραγματικό χρόνο καθώς και τη λήψη δεδομένων από το δίκτυο. Τα πειραματικά δεδομένα καταγράφονται σε δυαδική μορφή σε αρχείο με κατάληξη “.science”, το οποίο αποτελείται από 5.158 στοιχεία των 16 bit το καθένα για κάθε καταγραφόμενο γεγονός και περιέχει σε κωδικοποιημένη μορφή [114] την πληροφορία του γεγονότος. Στα στοιχεία 0

```

# Station Name:
PA002
# Station number:
2
#####
# Command file:
#####
/data/At/config/AtCommandSequence.run
#/data/At/config/AtCommandSequence.switch
#/data/At/config/AtCommandSequence.cal
#/data/At/config/AtCommandSequence.verifcal
#/data/At/config/AtCommandSequence.surveygps
#/data/At/config/AtCommandSequence.verifgps
#####
# Data directory:
/data/local/PA002/
# RabbitServer IP address:
192.168.2.254
# RabbitServer command port number:
8092
#####
# Mode (hexadecimal):
#####
# bit#0 = 1 means Command by File allowed
# bit#1 = 1 means Command by Cdaq allowed
# bit#2 = 1 means Command by Keyboard allowed
# bit#3 = 1 means Periodic Command allowed
#-----
# bit#4 = 1 means On Board Processing Command allowed
# bit#5 = RealTime
# 0: save event to file
# 1: send event to central daq as soon as possible
# bit#6 = Raw
# 0: sent T2 and Sc1 on T3 request
# 1: send only Sc1
#-----
# bit#8 = AllSc1
# 0: send or store only Sc1 selected by T2 algorithm
# 1: send or store all Sc1
# bit#9 = t2AlgorithmFlag
# 0: disable T2 algorithm
# 1: enable T2 algorithm
#-----
# bit#12 = Buzzer
# 0: Off
# 1: On
0101
#####
# Run type ("science" does not add extension to directory name)
science
# Run Restart Hour (43200 seconds = Restart at 12h):
0
# Run duration ( 86400 seconds = Restart each day):
86400
# Event number per file:
10000
# Board mask:
0000ffff
# Average number for GPS X0 :
60
# One Wire Device Name
localhost:3000
# Monitoring Period (in seconds). 0 means no monitoring period !
60
#####
# Ew On board Processing Parameters:
#####
# Ew On board Processing Parameters:
/data/At/config/AtDspOnlineEw.cfg
# Ns On board Processing Parameters:
/data/At/config/AtDspOnlineNs.cfg
#####

```

Όνομα και αναγνωριστικό σταθμού

Επιλογή τρόπου λειτουργίας

Ορισμός αρχείου εξαγωγής

Επιλογή Data acquisition mode

Αλλαγή αρχείου καταγραφής

Διάστημα μεταξύ καταγραφών για 1W σκανδαλισμό

Αρχεία παραμέτρων Online processing εαν DAQ mode bit#9 = 1

Εικόνα 4.12: Το αρχείο ρύθμισης παραμέτρων AtParameters.cfg.

έως 37 καταγράφονται πληροφορίες που παρέχουν το χρονισμό του γεγονότος από το GPS, τις συντεταγμένες της κεραίας, τον τρόπο σκανδαλισμού, την τιμή του κατωφλίου σε περίπτωση σκανδαλισμού από το ανιχνευόμενο σήμα των πόλων, αρίθμηση των γεγονότων καθώς και πληροφορίες για τη θερμοκρασία που επικρατεί στην κεραία κατά τη λήψη του γεγονότος. Από το στοιχείο 38 έως το 2597 καταγράφεται το σήμα που ανιχνεύεται στον πόλο EW με βήμα 1 ns (παράθυρο 2560 ns), ενώ στα στοιχεία 2598 έως 5157 για τον πόλο NS αντίστοιχα. Σε δεύτερο αρχείο με κατάληξη “.log” που αποτελείται από 4 στοιχεία ανά γεγονός, περιέχεται ο ακριβής χρόνος σε ns του κάθε γεγονότος σύμφωνα με το GPS, περιλαμβάνοντας και μία σήμανση για τον τρόπο που προξενήθηκε ο σκανδαλισμός, δηλαδή αν προήλθε από σκανδαλισμό σήματος,

εξωτερικό σκανδαλισμό ή αυτόματο σκανδαλισμό “1 - wire”.

4.5.3 Λειτουργία της Κεραίας

Βαθμονόμηση GPS

Με την ολοκλήρωση της τοποθέτησης της κάθε κεραίας στη θέση της και τη σύνδεση της στο σταθμό, το πρώτο μέλημα μας είναι να μπει σε λειτουργία βαθμονόμησης του GPS. Το πακέτο At που αναφέρθηκε παραπάνω μας δίνει τη δυνατότητα να βάλουμε την κεραία σε λειτουργία κατά την οποία ανά καθορισμένο χρονικό διάστημα (στην περίπτωση μας ορίστηκε στα 10 s) καταγράφονται σε αρχείο οι συντεταγμένες της κεραίας όπως υπολογίζονται από το GPS και ανά 4 ώρες γίνεται επανεκκίνηση της κάρτας του GPS.

Τη διαδικασία αυτή την τερματίζουμε μετά από την πάροδο 4 ημερών οπότε και δημιουργείται αρχείο με τη μέση τιμή αυτών των μετρήσεων το οποίο και χρησιμοποιούμε ως θέση του σταθμού. Έτσι έχουμε μια αξιόπιστη, σταθερή τιμή για τη θέση του σταθμού μας, η οποία δε μεταβάλλεται από τον αριθμό των διαθέσιμων δορυφόρων και μας βοηθά στην ποιοτικότερη ανακατασκευή της διεύθυνσης των καταιονισμών.

Απεικόνιση λειτουργίας της κεραίας

```
#####
AtCrate INFO: Station Identifier 001 - Acquisition Mode Shower - EventCounter 07
378
#####
AtTrigger INFO: Threshold: NS 0032 (6.2mV) - EW 0032 (6.2mV)
AtTrigger INFO: Command: NS off - EW off - 1W off - Ex on - LNA NS on - L
NA EW on - B4-7 0 - B10-15 00
AtTrigger INFO: Status: NS nok - EW nok - 1W nok - Ex ok - B4-15 000
AtTrigger INFO: T1 Counter (6MSBits): NS 0 - EW 0
#####
AtGps INFO: latitude = 38.206313° - longitude = 21.764633° - gpsHeight = 123.98m
AtGps INFO: Status: 1PPS ok - Ha Frame ok - Hn Frame ok - Spacecrafts > 2 ok - A
ntenna ok
#####
AtTime INFO: 2016/02/11 - 07:51:25 - 0619892595ns
#####
AtMatacq INFO: PostTrigger column 036/128 - Trigger Cell 1839
RcAtRabbitClient INFO: Event selected.
#####
RcChrono INFO: ScienceThread: duration = 5221 us - ( 1455414719 - 1455414719 ) s
#####
AtOneWire INFO: 14.31 V (1431)
AtOneWire INFO: 5.03 V (503)
AtOneWire INFO: 1.60 A (160)
AtOneWire INFO: 29.06 °C (2906)
#####
```

Εικόνα 4.13: Το monitor της κεραίας.

Όπως έχει αναφερθεί η κεραία του κάθε σταθμού λειτουργεί περιμένοντας να λάβει εξωτερικό σκανδαλισμό από τους ανιχνευτές σπινθηρισμού. Ο χρήστης μπορεί να παρακολουθεί τη λειτουργία της κεραίας από το φορητό υπολογιστή του σταθμού μέσω σύνδεσης ssh με το PC board της κεραίας. Ένα παράδειγμα σκανδαλισμού εμφανίζεται στην εικόνα 4.13 με τα μηνύματα με αρίθμηση 1 - 6 να αφορούν το γεγονός σκανδαλισμού και το μήνυμα με αρίθμηση 7 αποτελεί τα ανά 60 s εμφανιζόμενα διαγνωστικά του σταθμού. Συγκεκριμένα στον αριθμό 1 αναγράφεται ο αριθμός του σταθμού και ο αύξων αριθμός του γεγονότος από την εντολή έναρξης

Σταθμός 1:	38°12'22.7268" N	21°45'52.6788" E
Σταθμός 2:	38°12'22.640" N	21°45'59.3784" E
Σταθμός 3:	38°12'29.772" N	21°45'42.501" E

Πίνακας 4.2: Οι συντεταγμένες των σταθμών HELYCON (τιμές από GPS κεραιών).

της λήψης δεδομένων. Στον αριθμό 2 η τιμή των κατωφλίων (που δύναται να είναι διαφορετικά για κάθε πόλο) για την περίπτωση του σκανδαλισμού από το σήμα που ανιχνεύεται στους πόλους (self trigger). Στον αριθμό 3 φαίνεται ο ορισμός και το status του τρόπου σκανδαλισμού της κεραίας όπου φαίνεται ότι είναι ενεργοποιημένος ο εξωτερικός σκανδαλισμός. Στον αριθμό 4 εμφανίζονται οι συντεταγμένες του σταθμού οι οποίες έχουν επιλεγεί να λαμβάνονται από το αρχείο που δημιουργήθηκε κατά τη βαθμονόμηση του GPS, καθώς και η κατάσταση του GPS (δορυφόροι, 1 PPS). Στον αριθμό 5 εμφανίζεται ο χρόνος άφιξης του σκανδαλισμού, που υπολογίζεται με συνδυασμό του 1 PPS χρόνου από τους δορυφόρους και του εσωτερικού ταλαντωτή που έχει το ρόλο του εσωτερικού ρολογιού. Τέλος στον αριθμό 6 γίνεται η επιβεβαίωση ή μη της συλλογής του γεγονότος.

Η παρακολούθηση της κεραίας με αυτό τον τρόπο μας δίνει τη δυνατότητα ελέγχου της ορθής λειτουργίας της κεραίας, ενώ τα μηνύματα που εμφανίζονται αποθηκεύονται παράλληλα με τα δεδομένα σε αρχείο με κατάληξη .mon , όπου μαζί με τα αρχεία με καταλήξεις .sci και .log είναι τα παραγόμενα από την κεραία αρχεία.

4.6 Εγκατάσταση Σταθμών HELYCON

Στο παρόν κεφάλαιο έως τώρα έχουμε περιγράψει τη δομή, το μηχανισμό ελέγχου καθώς και τα τεχνικά χαρακτηριστικά των σταθμών του HELYCON, έχουμε αναλύσει τους ανιχνευτές σπινθηρισμού, τον τρόπο λειτουργίας των κεραιών, τον απαραίτητο υποστηρικτικό εξοπλισμό και τη συνδεσμολογία του κάθε σταθμού.

Η λειτουργία του κατανεμημένου τηλεσκοπίου ανίχνευσης κοσμικών ακτίνων HELYCON στα πλαίσια της παρούσας διατριβής αφορά την εγκατάσταση και λειτουργία 3 ανεξάρτητων ανιχνευτικών σταθμών στις εγκαταστάσεις του Ελληνικού Ανοικτού Πανεπιστημίου, στην περιοχή Περιβόλα που βρίσκεται στο νοτιοανατολικό άκρο του πολεοδομικού ιστού της πόλεως της Πάτρας. Ταυτόχρονα ένας τέταρτος σταθμός υπήρχε εγκατεστημένος στο Εργαστήριο Φυσικής που βρίσκεται στο κέντρο της πόλης της Πάτρας (38°14'40.56" N, 21°43'47.55" E) και χρησιμοποιήθηκε για βαθμονομήσεις, αλλά και για όλες τις δοκιμές που έγιναν για την αντιμετώπιση κάθε προβλήματος που προέκυπτε, ο οποίος όμως σταθμός δεν διέθετε εγκατεστημένη κεραία. Οι σταθμοί έχουν αύξοντα αριθμό σύμφωνα με τη σειρά τοποθέτησης τους, οι θέσεις των ανιχνευτών σπινθηρισμού και της κεραίας ορίζονται με κέντρο το περίκεντρο που ορίζουν οι 3 ανιχνευτές σπινθηρισμού σε κάθε σταθμό και οι αποστάσεις εντός του κάθε σταθμού, που επι-



Εικόνα 4.14: Η διάταξη του τηλεσκοπίου HELYCON στο campus του Ελληνικού Ανοικτού Πανεπιστημίου (πηγή: Google Earth).

θυμητά είναι γύρω στα 30 m μετρήθηκαν με θεοδόλιχο, με τη βοήθεια των τεχνικών υπηρεσιών του Ελληνικού Ανοικτού Πανεπιστημίου με ακρίβεια 10 cm. Οι τιμές των θέσεων αυτών παρουσιάζονται στον πίνακα 4.3.

Ο σταθμός 1 αποτελείται από τους ανιχνευτές σπινθηρισμού Νο 4, 5, 6 και την κεραία 1, ο



Εικόνα 4.15: Ο σταθμός 2 του HELYCON.

σταθμός 2 από τους ανιχνευτές σπινθηρισμού Νο 7, 8, 9 και την κεραία 2 ενώ ο σταθμός 3 από τους ανιχνευτές σπινθηρισμού 10, 11, 12 και την κεραία 3. Οι αποστάσεις μεταξύ των σταθμών όπως φαίνονται και στην εικόνα 4.14 είναι 164 m μεταξύ των σταθμών 1 και 2, 467 m μεταξύ των σταθμών 2 και 3 και 328 m μεταξύ των σταθμών 1 και 3 και υπολογίστηκαν από τα GPS των κεραιών. Για τις ανάγκες της offline ανάλυσης και ανακατασκευής των γεγονότων από περισσότερους του ενός σταθμού έχουν υπολογιστεί οι σχετικές θέσεις των ανιχνευτών των σταθμών με κέντρο το περίκεντρο που ορίζεται από τις κεραιές των σταθμών συνδυάζοντας τις πληροφορίες

	Ανιχνευτής 1			Ανιχνευτής 2			Ανιχνευτής 3		
	x(m)	y(m)	z(m)	x(m)	y(m)	z(m)	x(m)	y(m)	z(m)
Σταθμός 1	10.73	6.23	0.45	4.97	-14.13	0.29	-17.88	4.42	0.00
Σταθμός 2	26.10	1.03	0.62	-14.37	1.61	0.32	5.68	-5.49	0.00
Σταθμός 3	-0.18	7.46	0.00	12.48	-9.61	0.00	-16.58	-7.82	0.00

Πίνακας 4.3: Σχετικές θέσεις των ανιχνευτών μέσα στους σταθμούς HELYCON.

	Ανιχνευτής 1			Ανιχνευτής 2			Ανιχνευτής 3		
	x(m)	y(m)	z(m)	x(m)	y(m)	z(m)	x(m)	y(m)	z(m)
Σταθμός 1	41.19	-64.38	0.45	35.43	-84.74	0.29	12.58	-66.19	0.00
Σταθμός 2	219.14	-66.91	9.12	178.67	-66.33	8.82	198.72	-73.43	8.50
Σταθμός 3	-223.79	146.11	4.58	-211.13	129.04	4.58	-240.19	130.83	4.58

Πίνακας 4.4: Θέσεις των ανιχνευτών των σταθμών HELYCON.

από το θεοδόλιγο και τα GPS (Πίνακας 4.4).

Σκοπός του HELYCON είναι η εγκατάσταση του στις ταράτσες σχολικών κτιρίων. Ωστόσο εκεί σε πολλές περιπτώσεις θα είναι αδύνατη η τοποθέτηση των ανιχνευτών σε σχήμα που να πλησιάζει το ισόπλευρο τρίγωνο, όπως ιδανικά θα θέλαμε. Για αυτό το λόγο ο σταθμός 2 τοποθετήθηκε με γεωμετρία αμβλυγωνίου τριγώνου (εικόνα 4.15) για να μελετηθεί η επίδραση της στο σταθμό, και δίπλα στην κεντρική μονάδα κλιματισμού των κτιρίων του ΕΑΠ για να μελετήσουμε τεχνικές απόρριψης θορύβου σε περιπτώσεις που οι σταθμοί δεν έχουν άλλη επιλογή, παρά να τοποθετηθούν κοντά σε τέτοιες πηγές ηλεκτρονικού θορύβου.

Ο έλεγχος των σταθμών γίνεται απομακρυσμένα, μέσω δικτύου, από τον κεντρικό υπολογιστή που είναι εγκατεστημένος στο εργαστήριο Φυσικής και ο οποίος έχει πρόσβαση στον τοπικό φορητό υπολογιστή κάθε σταθμού και μας δίνει τη δυνατότητα να ελέγχουμε την καλή λειτουργία του σταθμού, να ξεκινάμε / σταματάμε τη διαδικασία λήψης δεδομένων, να αλλάζουμε όποια παράμετρο επιθυμούμε και τέλος να μεταφέρουμε τα ληφθέντα δεδομένα προς αποθήκευση και επεξεργασία.

Κεφάλαιο 5

Βαθμονόμηση Ανιχνευτών και Ηλεκτρονικών

Η βαθμονόμηση (calibration) γίνεται με σκοπό τον προσδιορισμό των λειτουργικών χαρακτηριστικών και την επιλογή των βέλτιστων λειτουργικών παραμέτρων, είναι μια απαραίτητη διαδικασία για τον έλεγχο της καλής λειτουργίας και τη διακρίβωση της αξιοπιστίας ενός επιστημονικού οργάνου. Στο τηλεσκόπιο HELYCON οι ανάγκες βαθμονόμησης αφορούν την απόκριση του φωτοπολλαπλασιαστή του κάθε ανιχνευτή, την απόκριση ολόκληρου του ανιχνευτή κατά τη διέγερση του από τα σωματίδια, τη λειτουργία της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet. Τέλος, απαιτείται η βαθμονόμηση και ο συγχρονισμός ανάμεσα στους σταθμούς του HELYCON (intercalibration).

Στην παρούσα διατριβή δε θα ασχοληθούμε σε βάθος με τη βαθμονόμηση των φωτοπολλαπλασιαστών και των ανιχνευτών σπινθηρισμού, καθώς η διαδικασία αυτή έχει αναπτυχθεί και διεξαχθεί στο παρελθόν [97] κατά την κατασκευή των ανιχνευτών σπινθηρισμού στο Εργαστήριο Φυσικής του ΕΑΠ πολύ πριν την έναρξη της παρούσας διατριβής. Στο επίπεδο των φωτοπολλαπλασιαστών θα παρουσιαστούν και θα αναλυθούν οι ήδη διεξαχθείσες μετρήσεις, ενώ στους ανιχνευτές θα γίνει επανάληψη μέρους των μετρήσεων για τον έλεγχο της ισχύος των ήδη υπαρχόντων τιμών της ομοιογένειας των ανιχνευτών για τους 8 πρώτους ανιχνευτές, ενώ για τους επόμενους 4 από τους 12 συνολικά διαθέσιμους η διαδικασία αυτή γίνεται για πρώτη φορά. Ο έλεγχος των τιμών των μετρήσεων κρίθηκε απαραίτητος καθώς η πάροδος του χρόνου και οι μηχανικές καταπονήσεις κατά τη μεταφορά των ανιχνευτών ενδεχομένως να είχαν επίδραση στις παραμέτρους των ανιχνευτών.

Η συμβολή της παρούσας διατριβής επικεντρώνεται στη βαθμονόμηση της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet και στην ανάπτυξη λογισμικού για την επίτευξη αυτής της βαθμονόμησης, η οποία θα παρουσιαστεί αναλυτικά στο παρόν κεφάλαιο. Λόγω της σπουδαιότητας της, η διαδικασία της βαθμονόμησης και του συγχρονισμού των σταθμών του HELYCON (intercalibration) θα αναπτυχθεί στο κεφάλαιο 7 αυτόνομα.

Αριθμός ανιχνευτή	Αριθμός Φωτ/στή	Φορτίο (pC) $\langle Q^1 \rangle_{1500}$	Ύψος παλμών (mV) $\langle V^1 \rangle_{1500}$	Ενίσχυση G_{1500}
1	113243	0.309 ± 0.008	5.00 ± 0.16	$0.19 \cdot 10^7$
2	112998	0.400 ± 0.010	6.48 ± 0.21	$0.25 \cdot 10^7$
3	113226	0.947 ± 0.027	15.74 ± 0.57	$0.59 \cdot 10^7$
4	113211	0.582 ± 0.010	9.08 ± 0.35	$0.36 \cdot 10^7$
5	113012	0.342 ± 0.022	5.27 ± 0.22	$0.21 \cdot 10^7$
6	113070	0.503 ± 0.010	8.08 ± 0.27	$0.31 \cdot 10^7$
7	113263	0.415 ± 0.016	6.89 ± 0.25	$0.26 \cdot 10^7$
8	113378	0.332 ± 0.009	5.36 ± 0.15	$0.21 \cdot 10^7$
9	113438	0.629 ± 0.005	11.11 ± 0.10	$0.39 \cdot 10^7$
10	113443	0.681 ± 0.017	11.89 ± 0.28	$0.43 \cdot 10^7$
11	113470	1.154 ± 0.025	20.45 ± 0.53	$0.72 \cdot 10^7$
12	113374	0.336 ± 0.015	5.47 ± 0.25	$0.21 \cdot 10^7$

Πίνακας 5.1: Μέση τιμή φορτίου και ύψους παλμών στο επίπεδο του ενός φωτοηλεκτρονίου και ενίσχυση με τάση τροφοδοσίας 1.500 V.

5.1 Βαθμονόμηση των Φωτοπολλαπλασιαστών

Η βαθμονόμηση των φωτοπολλαπλασιαστών (photomultipliers - PMT) έγκειται στον υπολογισμό των εξής παραμέτρων: α) Προσδιορισμός ύψους και φορτίου παλμών που αντιστοιχούν σε ένα φωτοηλεκτρόνιο (photoelectron - pe), β) Προσδιορισμός της κλίσης της γραμμικής περιοχής της καμπύλης του κέρδους (gain) συναρτήσει της τάσης λειτουργίας για τον κάθε φωτοπολλαπλασιαστή και γ) Μελέτη των χαρακτηριστικών του σκοτεινού ρεύματος (dark current) για κάθε PMT.

Για τον προσδιορισμό του ύψους και του φορτίου των παλμών που αντιστοιχούν σε ένα pe, αφού εξασφαλίσουμε ότι ο PMT καταγράφει μόνο ένα pe εξάγουμε την κατανομή του ύψους και του φορτίου των παλμών από ένα μεγάλο αριθμό γεγονότων σε τάση τροφοδοσίας 1.500 V όπου η μέση τιμή και το εύρος της κατανομής μας δίνουν τις ζητούμενες τιμές. Η μέση τιμή του φορτίου υπολογίζεται ολοκληρώνοντας τον παλμό και διαιρώντας με την αντίσταση 50 Ω που έχει ο παλμογράφος καταγραφής των δεδομένων. Επίσης εύκολα μπορεί να υπολογιστεί και η ενίσχυση του PMT στη συγκεκριμένη τάση λειτουργίας. Με τον τρόπο αυτό προέκυψαν οι τιμές για όλους τους PMT που χρησιμοποιούμε στους ανιχνευτές όπως φαίνονται στον πίνακα 5.1 [97]. Η σχέση της τάσης τροφοδοσίας και του κέρδους (gain), δίνεται από την εξίσωση:

$$G_V = A \cdot V^{kn} \quad (5.1)$$

όπου A σταθερά, n ο αριθμός των δυνόδων του PMT και k σταθερά που εξαρτάται από τη διάταξη και τον αριθμό των δυνόδων. Η μέση τιμή του φορτίου Q των παλμών σε κάποια τάση

τροφοδοσίας V συνδέεται με την ενίσχυση μέσω της σχέσης

$$G_V = \frac{Q_V^{N_{pe}}}{N_{pe} \cdot e} \quad (5.2)$$

με N_{pe} τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων. Η τελευταία, με χρήση της (5.1) γίνεται

$$Q_V^{N_{pe}} = N_{pe} \cdot e \cdot A \cdot V^{kn} \quad (5.3)$$

και λογαριθμίζοντας

$$\log Q_V^{N_{pe}} = \log(N_{pe} \cdot e \cdot A) + kn \cdot \log V \quad (5.4)$$

όπου η ποσότητα kn (για κάθε PMT ξεχωριστά) μας δίνει την τιμή της κλίσης της ευθείας. Ο πειραματικός προσδιορισμός της κλίσης πραγματοποιείται με καταγραφή μεγάλου αριθμού γεγονότων για τάσεις τροφοδοσίας με βήμα 100 V από 1.000 V έως 1.500 V με σταθερή ένταση φωτός. Στη συνέχεια παράγονται οι κατανομές της μέγιστης τάσης και του φορτίου του παλμού και προσδιορίζονται οι μέσες τιμές τους. Διαιρώντας κατά μέλη την (5.1) για διαφορετικές τιμές τάσεων προκύπτει

$$\frac{G_V}{G_{V_0}} = \left(\frac{V}{V_0} \right)^{kn} \quad (5.5)$$

ή

$$G_V = G_{V_0} \left(\frac{V}{V_0} \right)^{kn} \quad (5.6)$$

και για το φορτίο από την (5.3) προκύπτει αντίστοιχα

$$Q_V^{N_{pe}} = Q_{V_0}^{N_{pe}} \left(\frac{V}{V_0} \right)^{kn} \quad (5.7)$$

Υποθέτοντας σταθερές συνθήκες λειτουργίας, ώστε το τυπικό σχήμα των παλμών να μη μεταβάλλεται, το ύψος των παλμών είναι ανάλογο του φορτίου. Αντίστοιχα της (5.7) μπορούμε να χρησιμοποιούμε για το ύψος των παλμών την

$$H_V^{N_{pe}} = H_{V_0}^{N_{pe}} \left(\frac{V}{V_0} \right)^{kn} \quad (5.8)$$

Βλέπουμε ότι ο υπολογισμός της κλίσης μας δίνει τη δυνατότητα να μπορούμε να υπολογίζουμε τη μέση τιμή του φορτίου και του ύψους του παλμού του pe για οποιαδήποτε τιμή της τάσης τροφοδοσίας.

Το σκοτεινό ρεύμα δεν επηρεάζει τη λήψη δεδομένων γιατί η λογική σύμπτωσης που χρησιμοποιείται για την καταγραφή, εκμηδενίζει τις πιθανότητες καταγραφής παλμών από σκοτεινό ρεύμα. Η μελέτη του όμως έγινε για να ελεγχθεί ότι οι PMT δεν παρουσιάζουν πολύ υψηλό ρυθμό καταγραφής σκοτεινού ρεύματος. Έτσι για διάφορες τάσεις τροφοδοσίας και χωρίς παρουσία φωτεινής πηγής, τέθηκε ένα χαμηλό κατώφλι σκανδαλισμού του PMT (2mV) και μετρήθηκε ο ρυθμός παραγωγής παλμών ο οποίος παρουσιάζεται στον πίνακα 5.2 [97].

Αριθμός ανιχνευτή	Συχνότητα καταγραφής παλμών σκοτεινού ρεύματος		
	1100V	1200V	1300V
1	20	80	100
2	20	85	265
3	140	250	280
4	30	220	290
5	10	25	200
6	15	75	230
7	60	100	280
8	20	30	145
9	<5	5	30
10	<5	20	280
11	20	270	300
12	35	70	270

Πίνακας 5.2: Συχνότητα καταγραφής παλμών σκοτεινού ρεύματος των φωτοπολλαπλασιαστών των ανιχνευτών συναρτήσει της τάσης τροφοδοσίας.

5.2 Βαθμονόμηση Ανιχνευτών

Κατά την περιγραφή της βαθμονόμησης των ανιχνευτών θα αναφερθούμε στις οργανολογικές διατάξεις και το λογισμικό που χρησιμοποιήθηκαν για να εξαχθεί η ομοιογένεια των ανιχνευτών και να μελετηθεί η επίδραση που εισάγει στο ύψος και το φορτίο του παλμού το καλώδιο μήκους 50 m που χρησιμοποιείται, με σκοπό τον προσδιορισμό της τάσης λειτουργίας του κάθε ανιχνευτή, έτσι ώστε οι καταγραφόμενοι παλμοί που αντιστοιχούν σε ελάχιστο ιονίζων σωματίδιο (Minimum Ionizing Particle – MIP), να παρουσιάζουν την ίδια μέση τιμή ύψους και η καταγραφή τους στην κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet που χρησιμοποιεί την τεχνική της μέτρησης του χρόνου παραμονής του παλμού πάνω από ένα ορισμένο κατώφλι (Time over Threshold - ToT) να γίνεται με την ίδια κλίμακα από όλους τους ανιχνευτές. Όπως έχει ήδη αναφερθεί η διαδικασία αυτή είχε επαναληφθεί στο παρελθόν [97] με μικρές διαφορές τόσο στην οργανολογία της όσο και στο λογισμικό, αλλά οι μετρήσεις επαναλήφθηκαν με σκοπό την επιβεβαίωση των παραμέτρων στους ανιχνευτές No 1 - 8 και πραγματοποιήθηκαν για πρώτη φορά στους ανιχνευτές No 9 - 12 (όπως είδαμε και στο κεφάλαιο 4 οι ανιχνευτές No 4 - 12 είναι αυτοί που εγκαταστάθηκαν στους σταθμούς του τηλεσκοπίου HELYCON, ενώ οι ανιχνευτές No 1 - 3 παρέμειναν στο σταθμό που λειτουργεί στο Εργαστήριο Φυσικής του ΕΑΠ).

Για την επίτευξη των ζητούμενων μετρήσεων χρησιμοποιήθηκε ένα ζεύγος μικρών ανιχνευτών σπινθηρισμού με διαστάσεις ενεργού επιφάνειας $5 \times 15 \text{ cm}$ ο ένας και $10 \times 20 \text{ cm}$ ο άλλος. Οι ανιχνευτές αυτοί τοποθετούνται πάνω και κάτω αντίστοιχα από πλάκες σιδήρου πάχους 10 cm

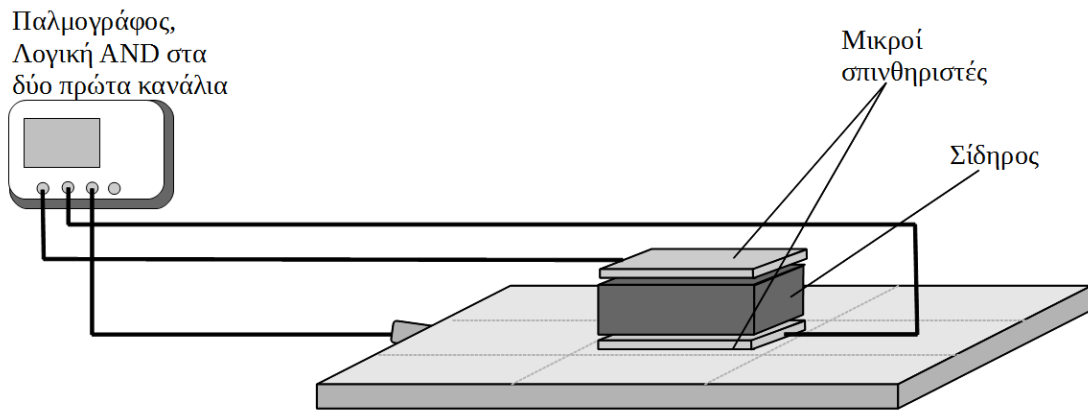
με σκοπό τον ταυτόχρονο σκανδαλισμό των ανιχνευτών αυτών μόνο από μίονια, καθώς φωτόνια και ηλεκτρόνια αδυνατούν να διαπεράσουν αυτή τη μεταλλική πλάκα. Βασιζόμενοι στην αθροιστική λογική σκανδαλισμού των 2 μικρών ανιχνευτών σπινθηρισμού και τοποθετώντας τους σε συγκεκριμένες θέσεις επάνω στον ανιχνευτή έχουμε τη δυνατότητα να καταγράψουμε δεδομένα που αφορούν τη διέλευση μιονίων από συγκεκριμένες περιοχές των ανιχνευτών. Η καταγραφή των δεδομένων για τη βαθμονόμηση των ανιχνευτών έγινε με χρήση του παλμογράφου DPO4054 της Tektronix [115] ο οποίος έχει υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας 5 GS/s. Το λογισμικό λήψης, καταγραφής και παρακολούθησης σε πραγματικό χρόνο των μετρήσεων είναι ανεπτυγμένο σε LabVIEW - στο εξής λογισμικό DAQ - στο Εργαστήριο Φυσικής του ΕΑΠ για τις ανάγκες των μετρήσεων [116].

5.2.1 Ομοιογένεια

Όπως είδαμε στο κεφάλαιο 4 κατά τη διαδικασία κατασκευής των ανιχνευτών σπινθηρισμού, το μήκος αλλά και η καμπυλότητα που έχει η κάθε οπτική ίνα, εξαρτάται από το σημείο τοποθέτησης της. Το γεγονός αυτό μαζί με την αναπόφευκτη εξασθένηση που λαμβάνει χώρα στην οπτική ίνα έχουν αποτέλεσμα να υπάρχουν διακυμάνσεις στον αριθμό των φωτονίων που φτάνουν στον PMT, οι οποίες εξαρτώνται από το σημείο παραγωγής των φωτονίων. Είναι προφανές ότι το μικρότερο διανύμενο μήκος του φωτονίου στην ίνα και οι λιγότερες καμπυλότητες ευνοούν τη μεταφορά των φωτονίων στο παράθυρο του PMT.

Ο προσδιορισμός των χαρακτηριστικών της ομοιογένειας της απόκρισης των ανιχνευτών είναι ο στόχος αυτής της διαδικασίας βαθμονόμησης. Για την επίτευξη της αρχικά χωρίζουμε τον ανιχνευτή σε 9 περιοχές εμβαδού $33.3 \times 32 \text{ cm}$ οι οποίες ορίζονται ως οι περιοχές μελέτης της ομοιογένειας. Σε κάθε μία από αυτές τις περιοχές διαδοχικά τοποθετούμε στο κέντρο της την παραπάνω περιγραφείσα διάταξη του οδοσκοπίου, του οποίου οι PMT τροφοδοτούνται με υψηλή τάση 1.950 V ώστε να έχουν μεγάλο ύψος παλμών. Θέτουμε το κατώφλι σκανδαλισμού στο μικρό ανιχνευτή στα 95 mV και 9 mV στο μεγάλο. Τα κατώφλια έχουν οριστεί στο 1/3 του μέσου ύψους παλμών του MIP κάθε ανιχνευτή, ώστε να βρίσκονται πάνω από το επίπεδο θορύβου αλλά και αρκετά κάτω από το MIP, ώστε να μη χάνονται καταγραφές. Η καταγραφή 4.000 γεγονότων για κάθε θέση του ανιχνευτή γίνεται από τον παλμογράφο με λογική σύμπτωση AND στα 2 κανάλια του οδοσκοπίου, η οποία όταν επιτυγχάνεται αποθηκεύεται ο παλμός που έχει ανιχνευθεί από τον σπινθηριστή του οποίου ο PMT λειτουργεί στην τυπική τάση λειτουργίας που ορίζει ο κατασκευαστής.

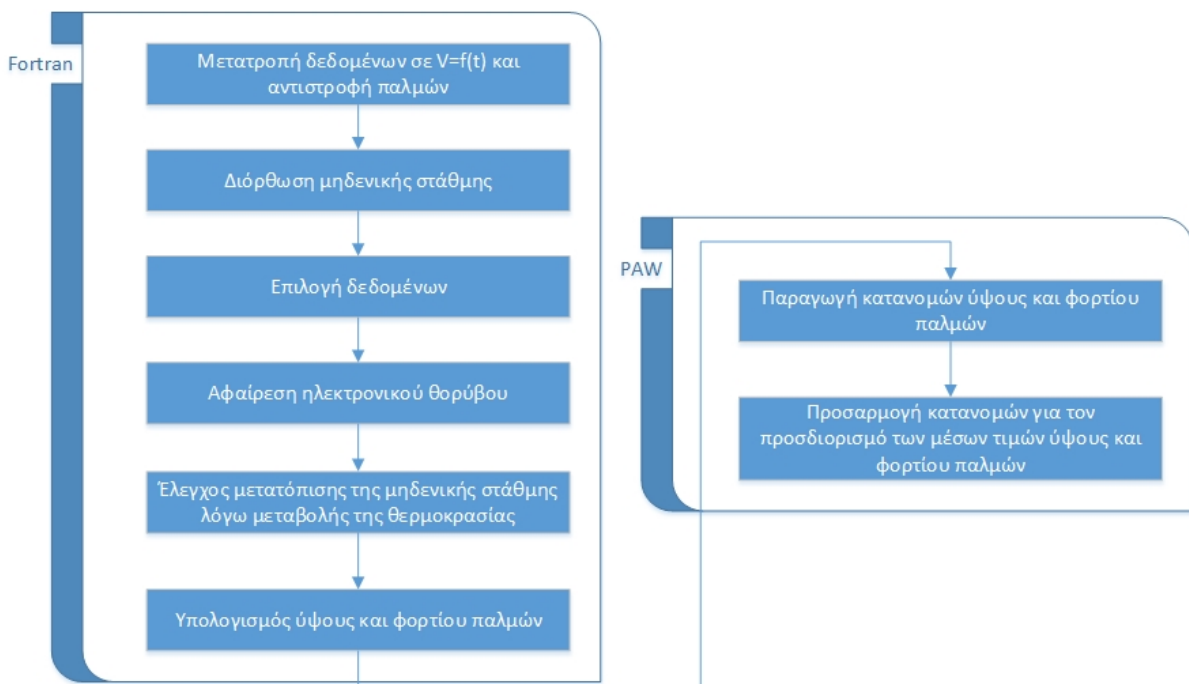
Τα καλώδια που χρησιμοποιούμε σε αυτή τη διαδικασία είναι μικρού μήκους τύπου limo και συγκεκριμένα μήκους 18 ns για τα οδοσκόπια και 10 ns για τον ανιχνευτή. Η οριζόντια κλίμακα στον παλμογράφο επιλέγεται στα 20 ns/div (εύρος 200 ns) και η κατακόρυφη στα 5 mV/div, ενώ η θέση της έναρξης του σήματος επιλέγεται έτσι ώστε τα πρώτα 40 ns να μην περιέχουν σήμα



Εικόνα 5.1: Διάταξη βαθμονόμησης για τον προσδιορισμό της ομοιογένειας των ανιχνευτών.

προκειμένου να χρησιμοποιηθούν για τον υπολογισμό της μετατόπισης της μηδενικής στάθμης¹ του παλμογράφου.

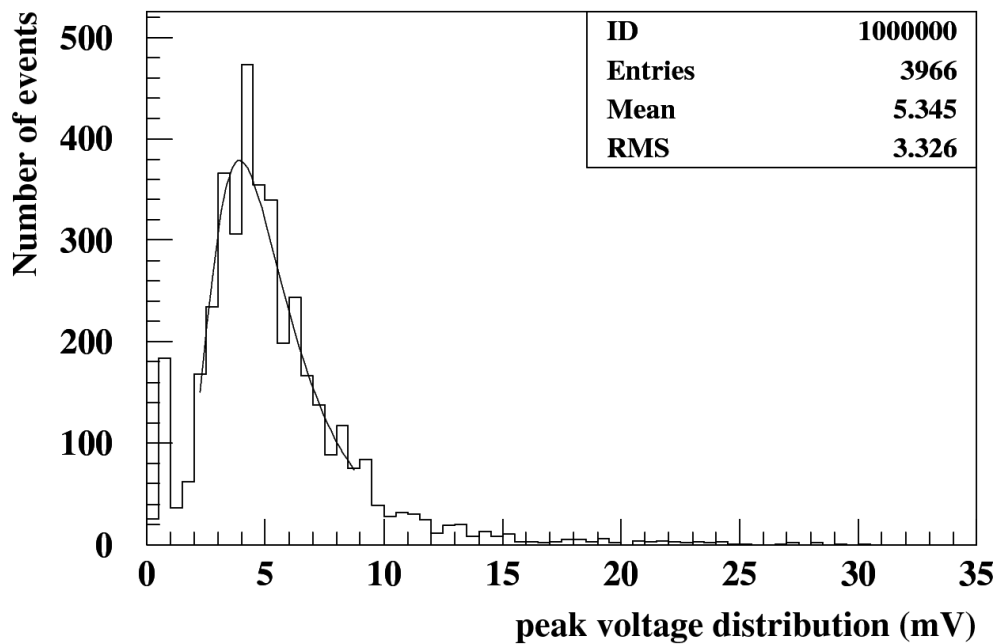
Η ψηφιοποιημένη κυματομορφή του σήματος του ανιχνευτή αποθηκεύεται σε δυαδικό αρχείο και η επεξεργασία του γίνεται από λογισμικό του οποίου το διάγραμμα ροής φαίνεται στην εικόνα 5.2. Η κατανομή του ύψους των παλμών του ανιχνευτή παρουσιάζεται στην εικόνα 5.3



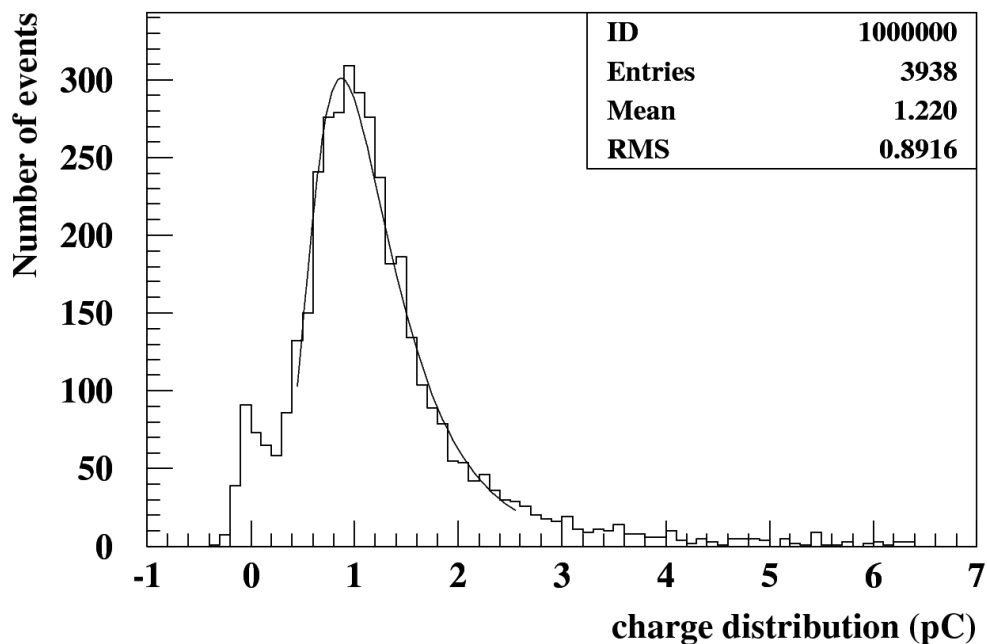
Εικόνα 5.2: Διάγραμμα ροής της επεξεργασίας των δεδομένων βαθμονόμησης των ανιχνευτών.

και αντιστοιχεί στη θέση 4 του ανιχνευτή 6, ενώ η κατανομή του φορτίου της ίδιας περιοχής του ανιχνευτή παρουσιάζεται στην εικόνα 5.4. Και στις 2 κατανομές υπάρχει μία κορυφή στο μηδέν η οποία αφορά γεγονότα που σκανδάλισαν και τα 2 οδοσκόπια, αλλά δεν έδωσαν κάποιο σήμα στον ανιχνευτή. Και οι 2 κατανομές προσαρμόζονται από κατανομή Landau με σκοπό

¹Όταν η θερμοκρασία ενός παλμογράφου αυξάνεται κατά τη χρήση του, παρατηρείται το φαινόμενο η μηδενική στάθμη να μετατοπίζεται προς μεγαλύτερες τιμές, με αποτέλεσμα την εισαγωγή μίας τάσης υποβάθρου, η οποία πρέπει να υπολογίζεται και να αφαιρείται.



Εικόνα 5.3: Κατανομή ύψους παλμών για τη θέση 4 του ανιχνευτή 6 και προσαρμογή της με κατανομή Landau. Η κορυφή στο μηδέν αντιστοιχεί σε μηδενικό σήμα στον ανιχνευτή.



Εικόνα 5.4: Κατανομή φορτίου για τη θέση 4 του ανιχνευτή 6 και προσαρμογή της με κατανομή Landau. Η κορυφή στο μηδέν αντιστοιχεί σε μηδενικό σήμα στον ανιχνευτή.

τον υπολογισμό της μέσης τιμής τους, λόγω του γεγονότος ότι και η εναπόθεση ενέργειας στο ενεργό υλικό, για υλικό μικρού πάχους, περιγράφεται παρομοίως από κατανομή Landau.

Στον πίνακα 5.3 αναγράφονται οι μέσες τιμές του ύψους του παλμού και του φορτίου. Για τους ανιχνευτές 1 - 8 η διαδικασία των μετρήσεων έγινε μόνο για τις θέσεις 3 - 5 και αφού διαπιστώθηκε ότι οι μέσες τιμές παρουσιάζουν πολύ μικρές αυξομειώσεις σε σχέση με τις παλαιότερες μετρήσεις, δε συνεχίστηκαν για όλες τις περιοχές αυτών των ανιχνευτών. Γι' αυτούς τους ανι-

Ανιχνευτής	Θέση	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	Ύψος (mV)	4.72*	6.01*	5.06 (4.76)	4.73 (4.49)	4.48 (5.32)	4.37*	4.15*	4.72*	4.15*
	Φορτίο (pC)	1.17*	1.57*	1.09 (1.16)	0.98 (1.07)	0.95 (1.35)	1.01*	0.95*	1.12*	0.90*
2	Ύψος (mV)	4.43*	4.73*	5.45 (4.24)	5.12 (4.00)	5.51 (4.10)	3.77*	3.67*	4.20*	3.56*
	Φορτίο (pC)	1.19*	1.35*	1.29 (1.17)	1.21 (1.09)	1.27 (1.20)	1.08*	1.04*	1.10*	0.98*
3	Ύψος (mV)	5.53*	6.17*	5.01 (5.28)	4.98 (5.24)	5.66 (5.51)	5.06*	5.07*	5.10*	4.95*
	Φορτίο (pC)	1.44*	1.61*	1.21 (1.34)	1.21 (1.35)	1.39 (1.39)	1.27*	1.24*	1.26*	1.21*
4	Ύψος (mV)	5.41*	6.51*	6.1 (5.93)	5.11 (5.03)	5.83 (5.83)	5.46*	4.93*	5.33*	5.38*
	Φορτίο (pC)	1.32*	1.62*	1.41 (1.44)	1.16 (1.19)	1.35 (1.38)	1.29*	1.15*	1.23*	1.23*
5	Ύψος (mV)	5.68*	5.76*	5.45 (5.47)	5.60 (5.40)	5.34 (5.32)	5.08*	5.16*	4.91*	4.88*
	Φορτίο (pC)	1.35*	1.36*	1.29 (1.28)	1.27 (1.25)	1.18 (1.18)	1.15*	1.14*	1.05*	1.06*
6	Ύψος (mV)	6.09*	6.64*	5.37 (5.71)	5.35 (5.72)	5.83 (6.08)	5.41*	5.39*	5.62*	5.23*
	Φορτίο (pC)	1.44*	1.67*	1.24 (1.36)	1.22 (1.32)	1.38 (1.44)	1.24*	1.22*	1.27*	1.15*
7	Ύψος (mV)	5.13*	5.63*	5.47 (4.88)	5.51 (4.62)	5.90 (5.20)	4.55*	4.46*	4.77*	4.45*
	Φορτίο (pC)	1.17*	1.33*	1.19 (1.11)	1.19 (1.04)	1.34 (1.17)	0.99*	0.96*	1.01*	0.94*
8	Ύψος (mV)	4.72*	4.77*	5.52 (4.70)	5.52 (4.30)	5.40 (4.50)	4.25*	4.08*	4.25*	4.08*
	Φορτίο (pC)	1.14*	1.21*	1.32 (1.60)	1.32 (1.02)	1.27 (1.10)	0.99*	0.92*	0.97*	0.93*
9	Ύψος (mV)	7.03	8.50	7.56	6.65	7.54	6.80	6.43	6.62	6.31
	Φορτίο (pC)	1.76	2.23	1.91	1.64	1.90	1.68	1.53	1.59	1.49
10	Ύψος (mV)	5.76	6.69	6.19	5.37	6.16	5.62	5.04	5.35	4.64
	Φορτίο (pC)	1.35	1.68	1.50	1.23	1.45	1.33	1.10	1.25	1.19
11	Ύψος (mV)	4.52	5.67	4.47	4.05	5.16	4.03	3.82	4.33	3.81
	Φορτίο (pC)	1.13	1.49	1.11	1.00	1.31	0.97	0.89	1.06	0.86
12	Ύψος (mV)	3.59	4.14	3.60	3.30	4.00	3.25	3.07	3.58	3.04
	Φορτίο (pC)	0.74	0.94	0.72	0.64	0.87	0.66	0.57	0.74	0.56

Πίνακας 5.3: Μέσες τιμές ύψους παλμού και φορτίου για τις 9 περιοχές των 12 ανιχνευτών (με * επίσημαί-
νονται οι τιμές των παλαιότερων μετρήσεων και σε παρένθεση εσωκλείονται οι τιμές των παλαιότερων
μετρήσεων για σύγκριση με τις νέες).

Ανιχνευτής		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Ομοιογένεια φορτίου (%)	Λόγος	85	94	97	94	102	94	92	96	92	93	83	82
	rms	14.5	8.5	8.4	9.9	5.6	6.8	7.2	5.7	14.1	13.8	22.2	22.2
Ομοιογένεια ύψους παλμών (%)	Λόγος	89	100	97	95	100	95	93	98	93	92	86	88
	rms	10.6	8.7	6.4	7.9	5.6	6.8	7.2	5.7	10.9	12.8	18.2	15.3

Πίνακας 5.4: Μέσες τιμές και rms τιμές των λόγων των μέσων τιμών του φορτίου και του ύψους παλμού προς τις αντίστοιχες τιμές της κεντρικής θέσης του κάθε ανιχνευτή.

χνευτές αναγράφονται στις θέσεις 1 - 2 και 6 - 9 οι παλιές τιμές (με αστερίσκο), ενώ για τις θέσεις 3 - 5 αναγράφονται οι τιμές των μετρήσεων της πραγματοποιηθείσας βαθμονόμησης στα πλαίσια της παρούσας διατριβής και σε παρένθεση οι παλιές τιμές. Τέλος για τους ανιχνευτές 9 - 12 η διαδικασία αυτή, όπως έχουμε αναφέρει, έγινε για πρώτη φορά και όλες οι τιμές προήλθαν από τη νέα διαδικασία βαθμονόμησης.

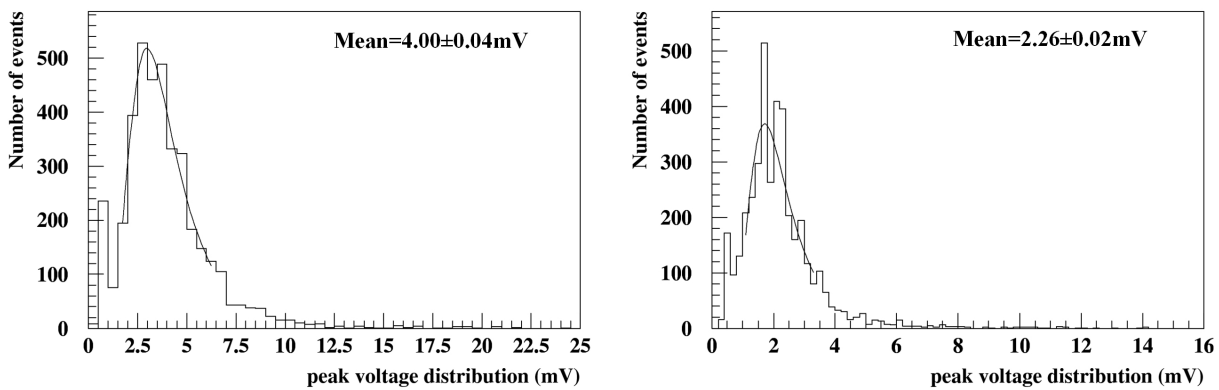
Την ομοιογένεια μπορούμε να την υπολογίσουμε στηριζόμενοι είτε στις μέσες τιμές του φορτίου, είτε στις μέσες τιμές του ύψους παλμού ανά περιοχή. Στην περίπτωση μας, η λήψη των δεδομένων γίνεται με την κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet που καταγράφει τους χρόνους των διασταυρώσεων της τιμής της τάσης του παλμού με το οριζόμενο κατώφλι και άρα σκόπιμο είναι ο υπολογισμός της ομοιογένειας να στηριχθεί στις μέσες τιμές του ύψους του παλμού. Θεωρώντας ως σημείο αναφοράς την κεντρική περιοχή του ανιχνευτή (περιοχή 5), υπολογίζουμε το λόγο της μέσης τιμής του φορτίου ή του ύψους του παλμού, προς την αντίστοιχη τιμή της κεντρικής περιοχής και κατόπιν υπολογίζουμε τη μέση τιμή αυτών των λόγων και το rms τους. Είναι απόλυτα λογικό και αναμενόμενο, όπως φαίνεται και στον πίνακα 5.3 οι περιοχές που είναι πιο κοντά στον PMT (περιοχές 1 - 3) να παρουσιάζουν μεγαλύτερες τιμές από τις πιο απομακρυσμένες περιοχές (περιοχές 7 - 9). Στον πίνακα 5.4 παρουσιάζονται οι τιμές της ομοιογένειας ως προς το ύψος παλμού και ως προς το φορτίο για τους 12 ανιχνευτές σπινθηρισμού του HELYCON.

5.2.2 Επίδραση καλωδίων στον παλμό

Όπως είδαμε στο κεφάλαιο 4, η απόσταση των ανιχνευτών από το control box του κάθε σταθμού είναι της τάξεως των μερικών δεκάδων μέτρων και αυτό μας οδηγεί στην επιλογή ομοαξονικών καλωδίων (RG58 - 50 Ω) μήκους 50 m για τη μεταφορά του σήματος. Αυτό το μεγάλο μήκος όμως έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση του ύψους και την παραμόρφωση (πλάτυνση) του παλμού. Με τη χρήση της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet για να μπορέσουν να εξαχθούν ασφαλή συμπεράσματα, απαιτείται για σήματα που αντιστοιχούν στον ίδιο αριθμό MIP οι μέσες τιμές των κατανομών του ύψους παλμών να είναι ίδιες για όλους τους ανιχνευτές, εφόσον η λήψη δεδομένων έχει γίνει υπό τις ίδιες συνθήκες. Η απαίτηση αυτή μπορεί να

ικανοποιηθεί προσδιορίζοντας κατάλληλα την τάση λειτουργίας του κάθε ανιχνευτή, ώστε με συγκεκριμένο καλώδιο για τον καθένα οι καταγραφόμενοι παλμοί να παρουσιάζουν την ίδια μέση τιμή ύψους. Η τιμή αυτή καθορίζεται βέλτιστα στα 5.5 mV ώστε να είναι αρκετά μεγάλη σε σχέση με το επίπεδο θορύβου του παλμογράφου αλλά και αρκετά μικρή ώστε να μας οδηγήσει σε υψηλές τάσεις τροφοδοσίας των φωτοπολλαπλασιαστών που είναι κοντά στις προτεινόμενες από τον κατασκευαστή.

Με οργανολογική διάταξη όπως ακριβώς στην περίπτωση του υπολογισμού της ομοιογένειας (εικόνα 5.1), χρησιμοποιούμε αρχικά τη μέτρηση που έχει προκύψει από τον προσδιορισμό της ομοιογένειας στη θέση 5 που έχει γίνει με μικρό καλώδιο μήκους 10 ns στην τυπική τάση τροφοδοσίας, που επί παραδείγματι στον ανιχνευτή 12 δίνει μέση τιμή ύψους παλμών $4.00 \text{ mV} \pm 0.04 \text{ mV}$ και μέση τιμή φορτίου $0.873 \pm 0.009 \text{ pC}$ για τυπική τάση τροφοδοσίας 1.177 V. Στη συνέχεια αλλάζουμε το καλώδιο σήματος με αυτό μήκους 50 m που έχει αποδοθεί στον ανιχνευτή και επαναλαμβάνουμε τη μέτρηση στην ίδια τάση τροφοδοσίας λαμβάνοντας πάλι 4.000 γεγονότα, όπου προκύπτει μέσο ύψος παλμών $2.26 \pm 0.02 \text{ mV}$ και μέσο φορτίο $0.813 \pm 0.008 \text{ pC}$. Είναι εμφανής η μεγάλη πτώση της μέσης τιμής του ύψους του παλμού, ενώ η πολύ μικρότερη μεταβολή του φορτίου οφείλεται στο γεγονός ότι λόγω της διαπλάτυνσης του παλμού στις μετρήσεις με τα μεγάλα καλώδια, ένα μέρος του βγαίνει εκτός του παραθύρου ψηφιοποίησης το οποίο είναι 160 ns, καθώς από τα συνολικά 200 ns διαθέσιμα, τα πρώτα 40 ns διατίθενται για τον υπολογισμό της μηδενικής στάθμης. Χρησιμοποιώντας τις τιμές της κλίσης των φωτοπολ-



Εικόνα 5.5: Κατανομή ύψους παλμών του ανιχνευτή 12 και προσαρμογή της με κατανομή Landau με μικρό καλώδιο μεταφοράς σήματος μήκους 10 ns (**αριστερά**) και με καλώδιο μήκους 50 m (**δεξιά**). Η πτώση της μέσης τιμής του ύψους του παλμού είναι ιδιαίτερα έντονη.

λαπλασιαστών των ανιχνευτών και εκμεταλλευόμενοι τη σχέση που ισχύει για τα φορτία (Q) αλλά προσεγγιστικά την εφαρμόζουμε και για το ύψος παλμών (H), υπολογίζουμε την τάση τροφοδοσίας ώστε το μέσο ύψος παλμών να είναι 5.5 mV με καλώδιο μήκους 50 m (πίνακας 5.5)

$$\frac{H_{typ,0}}{H_{typ,50}} \approx \left(\frac{V_{cor}}{V_{typ}} \right)^{kn} \Rightarrow V_{cor} = V_{typ} \cdot \left(\frac{H_{typ,0}}{H_{typ,50}} \right)^{\frac{1}{kn}} \quad (5.9)$$

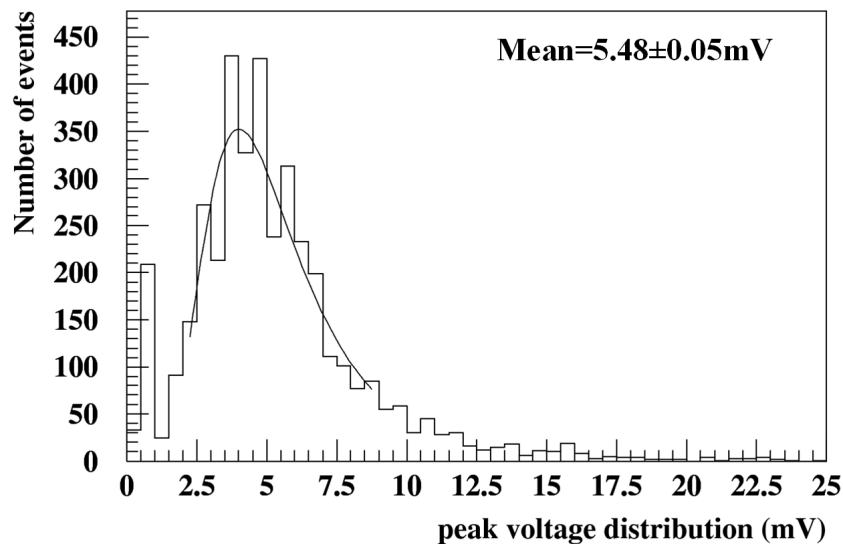
και τελικά

$$V_{cor} = V_{typ} \cdot \left(\frac{5.5 \text{ mV}}{H_{typ} \cdot U} \right)^{\frac{1}{kn}} \quad (5.10)$$

Ανιχνευτής	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Τυπική Τάση (V)	1184	1163	1028	1110	1172	1135	1167	1175	1097	1095	974	1177
Διορθωμένη Τάση (V)	1343	1292	1128	1236	1303	1269	1268	1290	1144	1177	1062	1347
Τελική Τάση (V)	1367	1292	1132	1245	1303	1278	1276	1298	1155	1191	1084	1373

Πίνακας 5.5: Τυπικές τάσεις τροφοδοσίας, Διορθωμένες τάσεις τροφοδοσίας ώστε με 50 m καλώδιο να έχουμε παλμούς μέσου ύψους 5.5 mV και Τελικές τάσεις όπου λαμβάνεται υπόψιν και ο παράγοντας της ομοιογένειας.

όπου U είναι ο παράγοντας της ομοιογένειας ως προς το ύψος του παλμού, καθώς η επιλεγμένη τιμή των 5.5 mV θέλουμε να προκύπτει από όλο τον ανιχνευτή και όχι μόνο από την περιοχή που επάνω της είναι τοποθετημένα τα οδοσκόπια. Για τον ανιχνευτή 12 με την τιμή υψηλής τάσης



Εικόνα 5.6: Κατανομή ύψους παλμών του ανιχνευτή 12 και προσαρμογή της με κατανομή Landau μετά τη διόρθωση της τάσης τροφοδοσίας ώστε η μέση τιμή του ύψους να είναι 5.5 mV με χρήση καλωδίου 50 m.

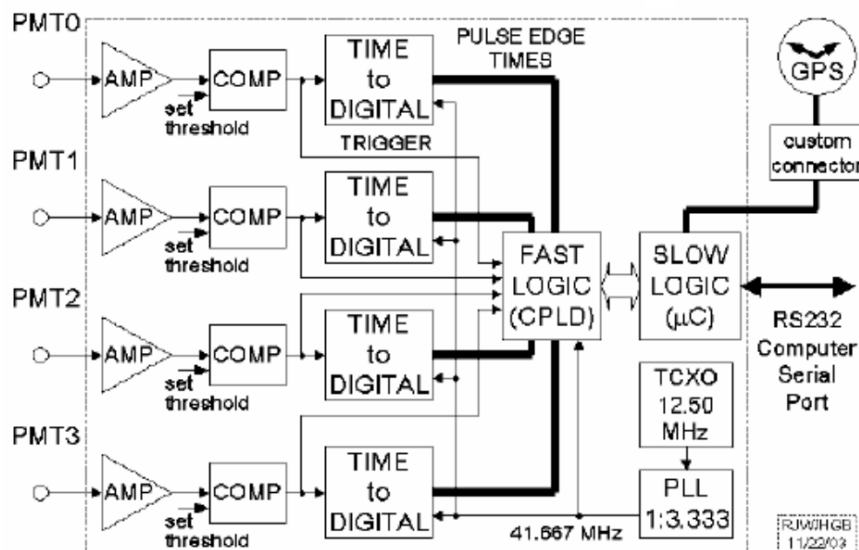
1.347 V που προκύπτει από την εξ. 5.10 για ύψος παλμού 5.5 mV με μεγάλο καλώδιο, προσαρμόζοντας τα πειραματικά δεδομένα με κατανομή Landau έχουμε μέση τιμή ύψους παλμού $5.48 \pm 0.05 \text{ mV}$ και μέση τιμή φορτίου $2.07 \pm 0.025 \text{ pC}$. Προσθέτοντας και τον παράγοντα της ομοιογένειας, η τιμή της τάσης τροφοδοσίας για τον ανιχνευτή 12 διαμορφώνεται στα 1.373 V. Με τον ίδιο τρόπο γίνεται ο υπολογισμός της τάσης τροφοδοσίας για όλους τους ανιχνευτές και παρουσιάζεται στον πίνακα 5.5.

5.3 Βαθμονόμηση Κάρτας Ψηφιοποίησης Σήματος Quarknet

Η κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet [108] επιλέχθηκε για τη λήψη των δεδομένων από τους ανιχνευτές σπινθηρισμού, καθώς παρουσιάζει πλεονεκτήματα τα οποία την κάνουν

ιδανική σε τέτοιου είδους κατανεμημένα τηλεσκόπια όπου είναι αναγκαία η χρήση αρκετών συστημάτων λήψης δεδομένων καθώς μας δίνει τη δυνατότητα να ορίζουμε το επίπεδο του κατωφλίου σκανδαλισμού που επιθυμούμε ανεξάρτητα σε κάθε κανάλι. Ο όγκος των δεδομένων που αποθηκεύονται περιορίζεται στην καταγραφή των χρόνων που το σήμα του σπινθηριστή ανήλθε ή κατήλθε την τιμή κατωφλίου, σε αντίθεση με άλλους τρόπους καταγραφής (π.χ. παλμογράφος) όπου αποθηκεύεται η τιμή του ύψους του παλμού σε κάθε bin του παραθύρου ψηφιοποίησης (σημαντικά μεγαλύτερος όγκος δεδομένων). Έχει απλά ηλεκτρονικά που διευκολύνουν το χρήστη στην κατανόηση της λειτουργίας και το χειρισμό της, είναι αξιόπιστη παρουσιάζοντας σταθερότητα στη λειτουργία της, έχει πολύ χαμηλή κατανάλωση ρεύματος και τελευταίο αλλά πολύ βασικό, το κόστος της περιορίζεται σε μερικές εκατοντάδες δολάρια, 2 τάξεις μεγέθους κάτω από το κόστος ενός παλμογράφου.

Όπως φαίνεται και στο σχηματικό διάγραμμα της εικόνας 5.7 [108], το σήμα αμέσως μετά την



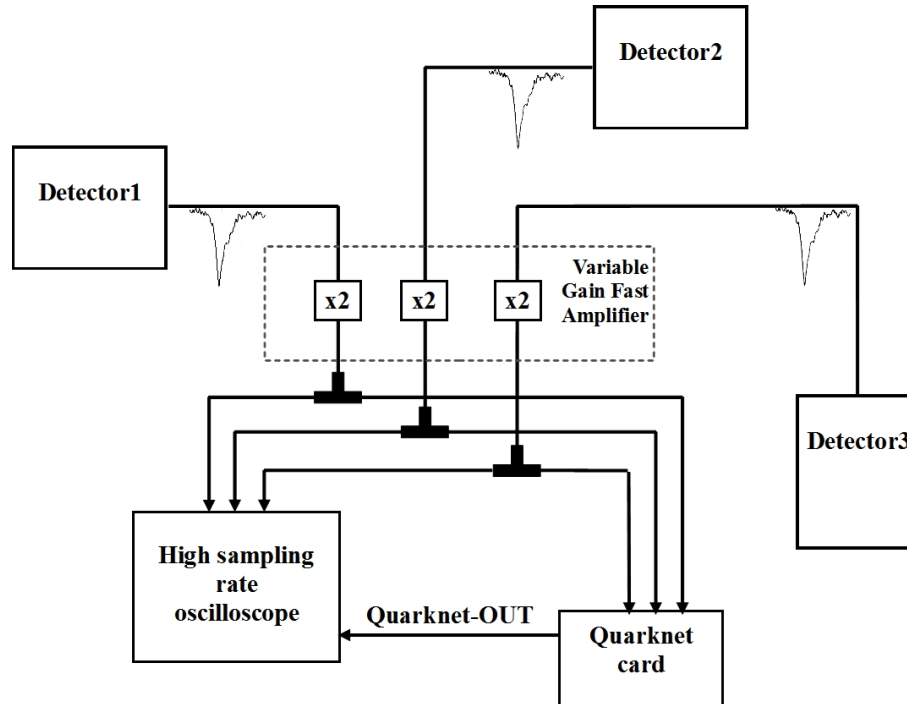
Εικόνα 5.7: Σχηματικό διάγραμμα της λογικής των ηλεκτρονικών στοιχείων της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet.

είσοδο του στην κάρτα επιδέχεται ενίσχυση $\times 10$ και εν συνεχεία συγκρίνεται από ένα διευκρινιστή (discriminator) με την οριζόμενη τιμή τάσης κατωφλίου, όπου προφανώς έχουμε λάβει υπόψιν μας ότι και αυτή πρέπει να είναι πολλαπλασιασμένη $\times 10$ όπως και το σήμα. Με μια συσκευή σύνθετης προγραμματιστικής λογικής (Complex Programmable Logic Device) ελέγχεται η επίτευξη ή όχι του επιπέδου σύμπτωσης του σκανδαλισμού από τα επιθυμητά κανάλια που στην περίπτωση μας είναι 3 (όσοι και οι ανιχνευτές του κάθε σταθμού). Εάν το επίπεδο σκανδαλισμού επιτευχθεί ένας Time - to - Digital (TDG) μετατροπέας καταγράφει και εξάγει τα δεδομένα, δίνοντας τη χρονική στιγμή σε σχέση με το χρόνο σκανδαλισμού που ο παλμός έγινε ίσος με την τιμή κατωφλίου ανερχόμενος προς μεγαλύτερες τιμές και τη χρονική στιγμή που ο παλμός έγινε ίσος με την τιμή κατωφλίου κατερχόμενος προς χαμηλότερες τιμές, σε μονάδες των 1.25 ns το οποίο μας επιτρέπει να υπολογίσουμε εύκολα το εύρος του παλμού.

Η διαδικασία της βαθμονόμησης στην περίπτωση της κάρτας έγκειται στην ακριβή μέτρηση του παράγοντα ενίσχυσης του σήματος που εισέρχεται σε κάθε κανάλι (κέρδος - gain) καθώς και την εκτίμηση της τιμής της μετατόπισης της μηδενικής στάθμης a . Αυτό περιγράφεται από την καμπύλη

$$V_{real_thr} = \frac{1}{gain} \cdot V_{amp_thr} + a \quad (5.11)$$

όπου V_{real_thr} είναι η πραγματική τιμή του κατωφλίου, V_{amp_thr} είναι η ενισχυμένη τιμή του κατωφλίου που ορίζουμε στο διευκρινιστή. Για τη βαθμονόμηση της κάρτας υλοποιήθηκε η

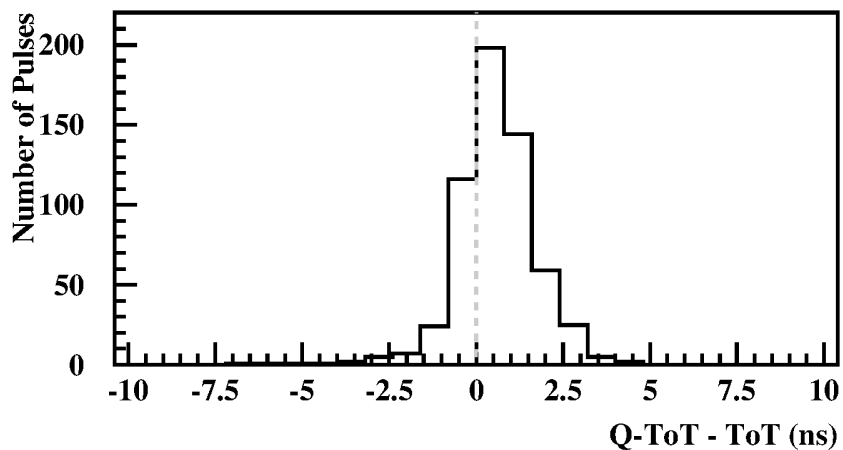
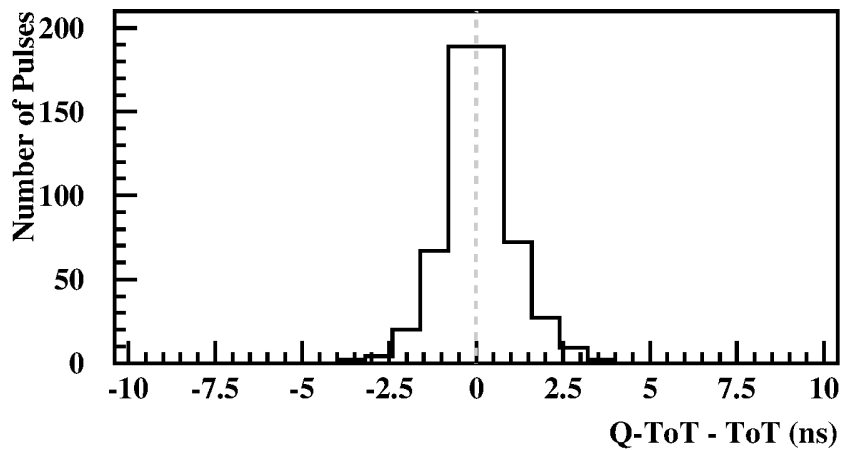
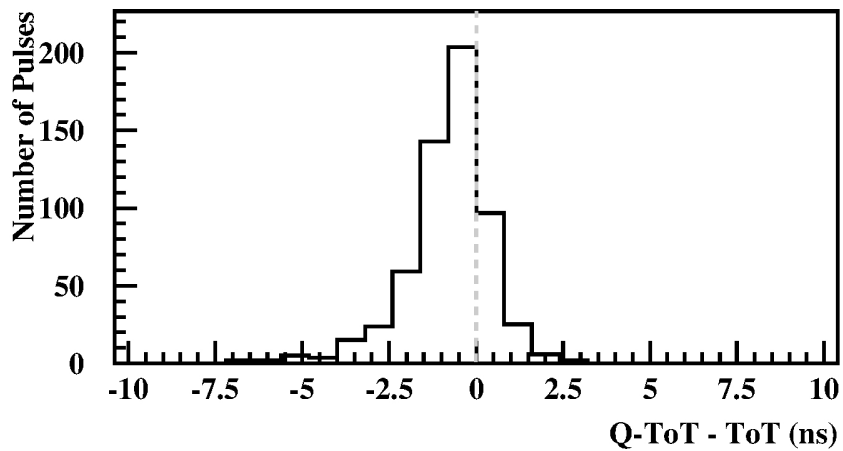


Εικόνα 5.8: Πραγματοποιηθείσα διάταξη για τη βαθμονόμηση της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet.

διάταξη της εικόνας 5.8 στους χώρους του Εργαστηρίου Φυσικής του ΕΑΠ με το σταθμό που όπως έχουμε αναφέρει είναι εγκατεστημένος εκεί. Το σήμα από τον κάθε έναν ανιχνευτή αφού ενισχυθεί αναλογικά $\times 2$ από ένα γρήγορο ενισχυτή (CAEN Mod. N978 Variable Gain Fast Amplifier [117]) χωρίζεται στη μέση από έναν 50 Ω splitter και οδηγείται ταυτόχρονα τόσο στην κάρτα Quarknet όσο και στον παλμογράφο DPO 7104C της Tektronix [107] που λειτουργεί με υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας 5 Gs/s (0.2 ns/pt). Η ταυτόχρονη καταγραφή σήματος και από τα 3 κανάλια της κάρτας οδηγεί στην παραγωγή ενός παλμού NIM που εισάγεται ως εξωτερικός σκανδαλισμός στον παλμογράφο ο οποίος με τη σειρά του καταγράφει το σήμα που έχει λάβει από τους ανιχνευτές δίνοντας στα δύο παράλληλα συστήματα καταγραφής τη δυνατότητα ενώ λειτουργούν ανεξάρτητα, να συγχρονίζονται καταγράφοντας πανομοιότυπα σήματα.

Για το χειρισμό του παλμογράφου κατά την ψηφιοποίηση της κυματομορφής, τη μεταφορά και την αποθήκευση των συλλεχθέντων δεδομένων αναπτύχθηκε πακέτο λογισμικού σε LabVIEW [116]. Λόγω του κοινού σκανδαλισμού υπάρχει αντιστοιχία ένα προς ένα στα γεγονότα που συλλέχθηκαν από τα δύο συστήματα λήψης δεδομένων και έτσι μπορούμε να ελέγξουμε και

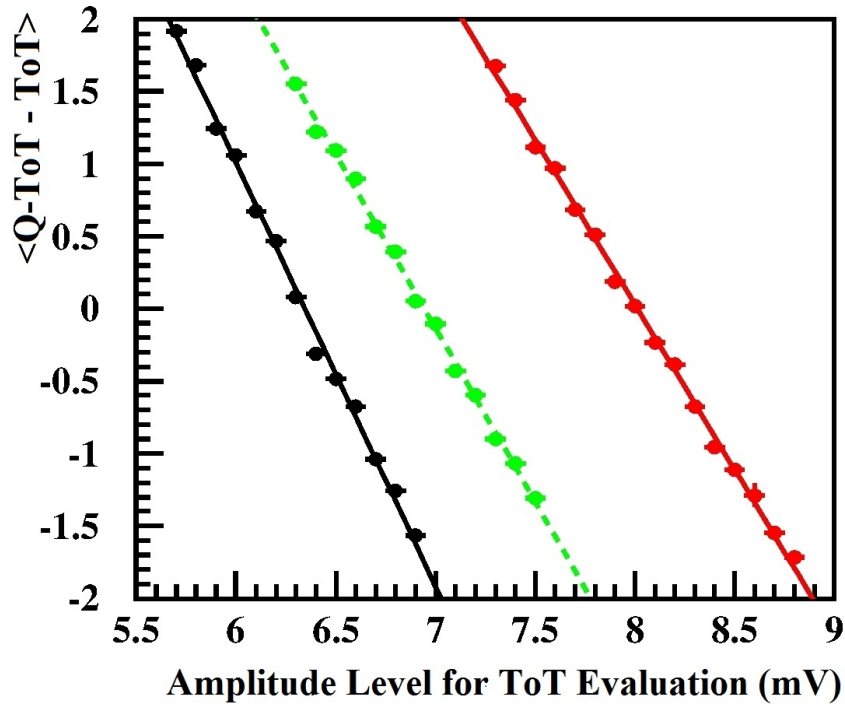
να βαθμονομήσουμε την κάρτα Quarknet. Οι κάρτες που βαθμονομήθηκαν είναι: η 6811 που παρέμεινε στο σταθμό του Εργαστηρίου Φυσικής, η 6812 που τοποθετήθηκε στο σταθμό 2, η 6827 που τοποθετήθηκε στο σταθμό 1 και η 6828 που τοποθετήθηκε στο σταθμό 3. Για να απο-



Εικόνα 5.9: Κατανομές της διαφοράς Q-ToT, που υπολογίζεται από τα δεδομένα του Quarknet και ToT, που εκτιμάται από τις αντίστοιχες πλήρως ψηφιοποιημένες κυματομορφές. Κάθε κατανομή αντιστοιχεί σε διαφορετικό επίπεδο κατωφλίου, που χρησιμοποιείται για την εκτίμηση του ToT, συγκεκριμένα a) 6.1 mV, b) 6.4 mV, c) 6.7 mV. Το επίπεδο κατωφλίου του Quarknet ορίστηκε στα 5 mV.

τιμήσουμε την ακριβή σχέση μεταξύ των οριζομένων και των πραγματικών τιμών του ύψους του κατωφλίου, συλλέγονται περίπου 2.000 γεγονότα ατμοσφαιρικών καταιονισμών χρησιμο-

ποιώντας το υβριδικό σύστημα ψηφιοποίησης που περιγράφηκε παραπάνω, σε μια καθορισμένη τιμή οριζομένων κατωφλίων του Quarknet. Χρησιμοποιώντας τα δεδομένα του Quarknet υπολογίζουμε την τιμή Q-ToT (Quarknet Time over Threshold) που είναι η διαφορά μεταξύ των καταγεγραμμένων ToT, όπου το καθορισμένο κατώφλι διασταυρώνεται με τις ανοδικές και καθοδικές ακμές της κυματομορφής. Λόγω του γεγονότος ότι τα πραγματικά κατώφλια της κάρτας



Εικόνα 5.10: Μέσες τιμές της διαφοράς Q-ToT - ToT συναρτήσει του επιπέδου του κατωφλίου που εκτιμάται το ToT. Κάθε γραμμή αντιστοιχεί σε διαφορετικό κανάλι της ίδιας κάρτας, όπου το οριζόμενο κατώφλι είναι 5 mV σε όλα τα κανάλια. Η πραγματική τιμή του κατωφλίου για κάθε κανάλι εκτιμάται εκεί που η μέση τιμή της παραπάνω διαφοράς είναι μηδέν (κάρτα 6811 με οριζόμενα κατώφλια 50 - 50 - 50, 41 τιμές κατωφλίου με βήμα 0.1 mV).

δεν είναι γνωστά με ακρίβεια, χρησιμοποιούμε τις ψηφιοποιημένες κυματομορφές του παλμογράφου για βαθμονόμηση. Για κάθε Q-ToT, η αντίστοιχη καταγεγραμμένη κυματομορφή, ψηφιοποιημένη από τον παλμογράφο σε χρονικά bins εύρους 0.2 ns αναλύεται και ο χρόνος πάνω από το κατώφλι (ToT) υπολογίζεται σε πολλά επίπεδα τάσης που υπολογίζονται γύρω από την αναμενόμενη τιμή. Η ακριβής τιμή του οριζόμενου κατωφλίου ενός καναλιού της κάρτας Quarknet εκτιμάται με ακρίβεια συγκρίνοντας τις Q-ToT τιμές με τις αντίστοιχες ToT τιμές από τις πλήρως ψηφιοποιημένες κυματομορφές σε πολλά επίπεδα κατωφλίου, με σκοπό τον ορισμό της τιμής κατωφλίου του Q-ToT στην τιμή του ToT όπου η διαφορά των δύο παραπάνω ποσοτήτων μηδενίζεται.

Ένα παράδειγμα υπολογισμού της πραγματικής τιμής κατωφλίου δίνεται με τη βοήθεια των εικόνων 5.9 και 5.10. Όπως φαίνεται στην 5.10 με οριζόμενη τιμή κατωφλίου 50 στην κάρτα, που θεωρητικά αντιστοιχεί σε 5 mV, έγινε λήψη 2.000 γεγονότων. Για κάθε κυματομορφή που ψηφιοποίησε ο παλμογράφος, σε αυτά τα 2.000 γεγονότα, ορίζοντας ως τάση κατωφλίου τιμές μερικών mV πάνω και κάτω από την αναμενόμενη τιμή και με βήμα 0.1 mV, υπολογίζουμε την

Σταθμός - Αρ. κάρτας	Σταθμός 1 - 6827			Σταθμός 2 - 6812		
Κανάλι (Ανιχνευτής)	0 (4)	1 (5)	2 (6)	1 (7)	2 (8)	3 (9)
1/κέρδος	0.099496	0.100646	0.099845	0.087632	0.087632	0.086579
a	1.55881	1.38429	2.65869	4.5737	2.57367	2.58423
Οριζόμενη τιμή κατωφλίου (mV)	81	82	71	59	82	83
Πραγματική τιμή κατωφλίου (mV)	9.617954	9.637262	9.747657	9.74400	9.759478	9.770287

Σταθμός - Αρ. κάρτας	Σταθμός 3 - 6828			Σταθμός Εργαστηρίου - 6827		
Κανάλι (Ανιχνευτής)	0 (10)	1 (11)	2 (12)	0 (1)	1 (2)	2 (3)
1/κέρδος	0.088570	0.091056	0.091253	0.090217	0.088186	0.089764
a	3.02335	2.15378	0.62157	1.70061	3.40415	2.22661
Οριζόμενη τιμή κατωφλίου (mV)	75	83	99	91	72	84
Πραγματική τιμή κατωφλίου (mV)	9.666100	9.711387	9.655586	9.910330	9.753506	9.766744

Πίνακας 5.6: Τιμές κλίσης της ευθείας καθώς και σταθεράς a που προκύπτει από τη σχέση μεταξύ της οριζόμενης τιμής κατωφλίου σκανδαλισμού που δίνει ο χρήστης ανά κανάλι στην κάρτα και της πραγματικής τιμής κατωφλίου (σχέση 5.11) για κάθε κάρτα. Παρουσιάζονται επίσης και οι αντίστοιχες τιμές λειτουργίας των καρτών των σταθμών του HELYCON.

τιμή του ToT και την αφαιρούμε από την τιμή του Q-ToT. Βρίσκοντας τη μέση τιμή αυτής της διαφοράς για το σύνολο των 2.000 γεγονότων, όπως φαίνεται και στην εικόνα 5.9, τοποθετούμε τις μέσες τιμές αυτές στο ιστόγραμμα της εικόνας 5.10 ως συνάρτηση της τάσης κατωφλίου του παλμογράφου που υπολογίστηκε το ToT κάθε φορά. Προσαρμόζοντας τα σημεία αυτά με μία ευθεία γραμμή είναι εύκολο να υπολογίσουμε την τιμή της τάσης κατωφλίου που δίνει μηδενική διαφορά στη σχέση Q-ToT - ToT για την τιμή της τάσης κατωφλίου ίση με 50. Εκτελώντας τη διαδικασία αυτή και σε άλλες τιμές της τάσης κατωφλίου Q-ToT παραμετροποιούμε την εξίσωση (5.11) και έτσι για κάθε κανάλι της κάθε κάρτας Quarknet μπορούμε να ορίζουμε με ακρίβεια την τιμή που αντιστοιχεί στην πραγματική τάση κατωφλίου λειτουργίας του.

Στον πίνακα 5.6 παρουσιάζονται συγκεντρωτικά οι τιμές της παραμετροποίησης της εξίσωσης (5.11) και οι οριζόμενες και πραγματικές τιμές της τάσης κατωφλίου για πραγματική τιμή περίπου 9.7 mV που είναι η τάση κατωφλίου λειτουργίας των καρτών ψηφιοποίησης σήματος Quarknet στους σταθμούς του HELYCON, όπως προέκυψαν από τη μέθοδο βαθμονόμησης που περιγράφηκε.

Κεφάλαιο 6

Προσομοίωση Λειτουργίας Ανιχνευτικής Διάταξης

Η διαδικασία της προσομοίωσης είναι μία αναγκαία συνθήκη και συνήθης πρακτική για την επιβεβαίωση της ορθότητας των πειραματικών δεδομένων παρουσιάζοντας μία σχέση αλληλεπίδρασης με αυτά. Η πραγματοποίηση πειραματικών μετρήσεων σε όλα τα συνιστώσα μέρη του τηλεσκοπίου (όπως είδαμε στο κεφάλαιο 5), αλλά και σε κάθε ανιχνευτικό σταθμό (όπως θα δούμε στο κεφάλαιο 7) πριν την έναρξη της λειτουργίας του τηλεσκοπίου με σκοπό την ανίχνευση ΕΑΚ, είναι απαραίτητη για τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών λειτουργίας και απόδοσης των στοιχείων του τηλεσκοπίου. Αυτά τα χαρακτηριστικά εισάγονται λεπτομερώς στο λογισμικό προσομοίωσης μαζί με τα φυσικά χαρακτηριστικά των ανιχνευτών με σκοπό την πιστή περιγραφή των φυσικών διαδικασιών που αφορούν τους ΕΑΚ και την ανίχνευση τους από το τηλεσκόπιο HELYCON. Κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών με χρήση των πειραματικών δεδομένων που συλλέγονται για το σκοπό αυτό, γίνεται μικρορύθμιση όλων των ρυθμιζόμενων παραμέτρων με στόχο την επίτευξη συμφωνίας μεταξύ πειραματικών δεδομένων και εκτίμησης της προσομοίωσης, στην απόκριση του τηλεσκοπίου στους ανιχνευόμενους ΕΑΚ. Βασιζόμενοι σε αυτή τη συμφωνία και με την προϋπόθεση της ορθής ρύθμισης όλων των παραμέτρων της προσομοίωσης, αναμένουμε σύμπτωση κατά τη σύγκριση των εκτιμήσεων της προσομοίωσης με τα πειραματικά δεδομένα. Στη συνέχεια τα αποτελέσματα της προσομοίωσης μπορούν να αποτελέσουν εργαλείο μελέτης χαρακτηριστικών των καταιονισμών που δε δύναται να είναι διαθέσιμα από τα πειραματικά δεδομένα.

Στην περίπτωση του τηλεσκοπίου HELYCON η προσομοίωση ακολουθεί όλες τις φυσικές διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα από την είσοδο του πρωτεύοντος σωματίου κοσμικής ακτινοβολίας στην ατμόσφαιρα της Γης, έως την καταγραφή και αποθήκευση των παραγόμενων παλμών από τα ηλεκτρονικά μέρη του τηλεσκοπίου. Η προσομοίωση μπορεί να διαχωριστεί σε δυο μέρη. Το πρώτο μέρος αφορά την προσομοίωση των ΕΑΚ και το δεύτερο την απόκριση των ανιχνευτικών σταθμών του HELYCON. Η προσομοίωση των ΕΑΚ πραγματοποιείται με χρήση του λογισμικού Corsika (COsmic Ray Simulations for KAskade) [118] με το οποίο περιγράφεται η εξέλιξη

και οι αλληλεπιδράσεις του καταιονισμού στην ατμόσφαιρα, ακολουθώντας τον καταιονισμό από το πρωτεύον σωματίο έως το επίπεδο της επιφάνειας της Γης, όπου βρίσκονται οι ανιχνευτές μας, δίνοντας μας πληροφορίες για τα σωματίδια που έφτασαν στο επίπεδο αυτό.

Στο δεύτερο μέρος της προσομοίωσης χρησιμοποιείται το πακέτο λογισμικού HOURS (Hellenic Open University Reconstruction and Simulation) [119], το οποίο έχει αναπτυχθεί στο Εργαστήριο Φυσικής του Ελληνικού Ανοικτού Πανεπιστημίου με το οποίο προσομοιώνεται η απόκριση των ανιχνευτών στα σωματίδια του καταιονισμού, λαμβάνοντας υπόψη τη γεωμετρία του τηλεσκοπίου, τα χαρακτηριστικά των ανιχνευτών και των φωτοπολλαπλασιαστών, την επίδραση των καλωδίων στους παλμούς των σημάτων, ενώ προσομοιώνεται ακόμα και η λειτουργία της κάρτας ψηφιοποίησης των παλμών Quarknet και η επίδραση που έχει αυτή στα συλλεγόμενα δεδομένα.

6.1 Βασικές Αρχές και Προγράμματα Προσομοίωσης ΕΑΚ

Δύο ιδιαίτερα χαρακτηριστικά των εκτεταμένων ατμοσφαιρικών καταιονισμών είναι η διακύμανση του βάθους στην ατμόσφαιρα στο οποίο συμβαίνει η πρώτη αλληλεπίδραση του πρωτεύοντος σωματιδίου, για δεδομένη ενέργεια και τύπο σωματιδίου αλλά και η διακύμανση του μήκους της ελεύθερης διαδρομής ανάμεσα σε δύο διαδοχικές αλληλεπιδράσεις κατά την εξέλιξη του καταιονισμού. Η συμπεριφορά αυτή προσεγγίζεται πολύ καλά με τη μέθοδο παραγωγής τυχαίων αριθμών Monte Carlo πάνω στην οποία είναι στηριγμένα τα προγράμματα προσομοίωσης των καταιονισμών στην ατμόσφαιρα. Η προσομοίωση των ΕΑΚ μπορεί να διαχωριστεί σε τρία διακριτά υπό-προγράμματα όπου το πρώτο αφορά τις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις, ενώ το δεύτερο και το τρίτο αφορούν τις αδρονικές αλληλεπιδράσεις σε χαμηλές και υψηλές ενέργειες αντίστοιχα.

Όσον αφορά τις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις, οι οποίες θεωρητικά έχουν κατανοηθεί πλήρως, τα δύο διαθέσιμα πακέτα για την περιγραφή τους είναι το NKG και EGS4, που διαφέρουν στο ότι το NKG για ενέργειες e^- και ακτίνων γ πάνω από $10^{17} eV$ δεν περιλαμβάνει την επίδραση του φαινομένου Landau – Pomeranchuk – Migdal που είδαμε στο κεφάλαιο 2 και διαφοροποιεί την εξέλιξη του καταιονισμού, μειώνοντας την ενεργό διατομή του bremsstrahlung και της δίδυμης γένεσης αυξανόμενης της ενέργειας.

Στη μοντελοποίηση των αδρονικών αλληλεπιδράσεων, αν και έχει γίνει σπουδαία πρόοδος στην κατανόηση των προβλέψεων της κβαντικής χρωμοδυναμικής (QCD), δεν έχει γίνει ακόμα δυνατός ο ακριβής υπολογισμός των διαδικασιών παραγωγής σωματιδίων στις υψηλές ενέργειες. Μόνο οι διαδικασίες με μεγάλη μεταφορά ενέργειας (σκληρές αλληλεπιδράσεις) είναι κατανοητές με χρήση της θεωρίας διαταραχών. Έτσι είναι απαραίτητος ο συνδυασμός αποτελεσμάτων της QCD θεωρίας διαταραχών και των γενικών θεωρητικών περιορισμών με τη φαινομενολογική μοντελοποίηση για την περιγραφή και εξήγηση της παραγωγής σωματιδίων σε ενέργειες που επιτυγχάνονται σε επιταχυντές και την πρόβλεψη για παρέκταση (extrapolation) των με-

τρούμενων κατανομών σε υψηλότερες ενέργειες. Η μοντελοποίηση των αδρονικών αλληλεπιδράσεων διαχωρίζεται στα άλλα δύο κομμάτια που αναφέραμε ότι αποτελούν ξεχωριστά υποπρογράμματα και η διάκριση τους είναι ενεργειακή. Τα μοντέλα χαμηλής ενέργειας αλληλεπιδράσεων έως $E \simeq 200 \text{ GeV}$, διαθέτοντας πειραματικά δεδομένα από επιταχυντές, έχουν παραμετροποιηθεί ώστε να παρουσιάζουν πολύ καλή συμφωνία με την διαπιστούμενη πειραματικά απόκριση. Τα πιο διαδεδομένα μοντέλα είναι τα GHEISHA [120], FLUKA [121] και UrQMD [122]. Στις ενέργειες έως 10^{20} eV που αντιστοιχεί σε $\sqrt{s} \sim 400 \text{ TeV}$ η παρέκταση που αναφέραμε γίνεται από τα μοντέλα DPMJET II [123] και III [124], EPOS [125], QGSJET01 [126] και II [127], SIBYLL [128], VENUS και HDPM, όπου η προσέγγιση μεταξύ των μοντέλων στο μηχανισμό των αδρονικών αλληλεπιδράσεων παρουσιάζει διαφορές.

Η βασική αρχή που ακολουθούν όλα τα μοντέλα είναι ότι τα αδρόνια συνθέτονται από τα κουάρκ σθένους (τα οποία φέρουν τον κβαντικό αριθμό γεύσης), τα ελεύθερα κουάρκ (sea quark) και τα γλουόνια. Η αλληλεπίδραση μεταξύ αδρονίων αντιμετωπίζεται ως ανταλλαγή χρώματος όπου κάποια από τα κουάρκ και γλουόνια (ονομάζονται και παρτόνια (partons)) του ενός αδρονίου αλληλεπιδρούν χρωματικά με αυτά του άλλου αδρονίου. Η σύνδεση χρώματος περιγράφεται από μία χορδή μεταξύ των παρτονίων στην οποία εναποτίθεται ένα κλάσμα της κινητικής ενέργειας των παρτονίων και κατά το θρυμματισμό αυτής της χορδής παράγονται νέα αδρόνια [129]. Στην τελική κατάσταση υπάρχουν δύο πληθυσμοί σωματιδίων, αυτοί που δεν περιέχουν κουάρκ σθένους και προήλθαν από το θρυμματισμό της χορδής διαθέτοντας μικρό κλάσμα της αρχικής ενέργειας και τα αρχικά σωματίδια που διαθέτουν τουλάχιστον ένα κουάρκ σθένους και παρουσιάζουν επίπεδη κατανομή ενέργειας. Στις συγκρούσεις με $\sqrt{s} \gtrsim 50 \text{ GeV}$ ένας αυξανόμενος αριθμός σωματιδίων υπόκειται σκληρή αλληλεπίδραση, παράγοντας πίδακες (jets) με μεγάλη εγκάρσια ορμή οι οποίοι υπολογίζονται από τη θεωρία διαταραχών και η ενεργός διατομή τους αυξάνεται με την ενέργεια γρηγορότερα από τη συνολική ενεργό διατομή, προκρίνοντας ανεξάρτητες σκληρές αδρονικές αλληλεπιδράσεις.

Τα φαινόμενα αυτά προσπαθούν να προσεγγίσουν και να υπολογίσουν την ενεργό διατομή των αλληλεπιδράσεων τους 3 διαφορετικά μοντέλα. Το κλασσικό minijet model [130], η Gribov – Regge θεωρία πεδίου που εισάγει την ανταλλαγή πομερονίων (pomeron) μεταξύ των αδρονίων [131] και τέλος η θεωρία πολλαπλών σκεδάσεων του Glauber [132]. Το QGSJET II χρησιμοποιεί πλήρως το μικροσκοπικό μοντέλο αλληλεπιδράσεων με pomerons αφήνοντας ελάχιστες παραμέτρους ελεύθερες για παραμετροποίηση από το χρήστη και θεωρείται το πιο εξελιγμένο μοντέλο παρουσιάζοντας αποτελέσματα αρκετά κοντά στα πειραματικά δεδομένα.

Υπάρχουν αρκετά ολοκληρωμένα πακέτα προσομοίωσης των εκτεταμένων ατμοσφαιρικών καταιονισμών, τα οποία βασίζονται σε προγράμματα δομημένα στη λογική της στοχαστικότητας της μεθόδου Monte Carlo (AIRES [133], CORSIKA [118], HEMAS [134] και MOCCA [135]) που όμως έχουν μεγάλες υπολογιστικές απαιτήσεις, ενώ υπάρχουν και πακέτα προσομοίωσης που συνδυάζουν την αριθμητική λύση των εξισώσεων του καταιονισμού με τις τεχνικές του Monte Carlo (CONEX [136], COSMOS και SENECA [137]) περιορίζοντας τις υπολογιστικές

απαιτήσεις. Ανάμεσα τους, δεσπόζουσα θέση κατέχει το CORSIKA το οποίο και χρησιμοποιείται από την πλειοψηφία της επιστημονικής κοινότητας.

6.2 Προσομοίωση της Λειτουργίας του Τηλεσκοπίου HELYCON

6.2.1 Προσομοίωση με το πακέτο λογισμικού Corsika

Το λογισμικό προσομοίωσης των εκτεταμένων ατμοσφαιρικών καταιονισμών Corsika [118] αναπτύχθηκε το 1989 ενοποιώντας προϋπάρχοντα λογισμικά προσομοίωσης. Η διαδικασία που ακολουθεί είναι να ιχνηλατεί τα σωματίδια στην ατμόσφαιρα ξεκινώντας από το πρωτεύον, ακολουθώντας τις αλληλεπιδράσεις τους με τα μόρια της ατμόσφαιρας και τις διασπάσεις τους, έως το επίπεδο της επιφάνειας των ανιχνευτών. Η περιγραφή των αλληλεπιδράσεων όπως αναφέραμε στην προηγούμενη παράγραφο διαχωρίζεται στις αδρονικές αλληλεπιδράσεις υψηλής ενέργειας, στις αδρονικές αλληλεπιδράσεις χαμηλής ενέργειας και στις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις.

Στην περίπτωση του τηλεσκοπίου HELYCON επιλέχθηκαν τα μοντέλα QGSJET-II-04 για τις αδρονικές αλληλεπιδράσεις υψηλής ενέργειας, το GHEISHA για τις αδρονικές αλληλεπιδράσεις χαμηλής ενέργειας και το EGS4 για τις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις. Για την εκτέλεση της προσομοίωσης [138] υπάρχουν κάποιες παράμετροι οι οποίες πρέπει να αρχικοποιηθούν από το χρήστη μέσω ενός αρχείου παραμέτρων όπως φαίνεται στην εικόνα 6.1 και εισάγεται στην αρχή κάθε προσομοίωσης, οι οποίες παράμετροι αναφέρονται παρακάτω.

- Ένας τυχαίος αριθμός “seed” που αρχικοποιεί τη γεννήτρια τυχαίων αριθμών και είναι διαφορετικός για κάθε καταιονισμό.
- Ο αριθμός των καταιονισμών που θα παραχθεί σε κάθε προσομοίωση.
- Το είδος του πρωτεύοντος σωματίου.
- Η ενεργειακή περιοχή και ο φασματικός δείκτης σύμφωνα με τον οποίο θα κατανεμηθούν ενεργειακά τα πρωτεύοντα σωματίδια στην αναφερόμενη ενεργειακή περιοχή και για τον οποίο χρησιμοποιήθηκε η παραμετροποίηση των Wiebel-Sooth και Biermann

$$j(E) = j_0 E^{-a} \quad (6.1)$$

όπου a ο φασματικός δείκτης και j_0 ο συντελεστής απόλυτης έντασης κανονικοποιημένης στο 1 TeV. Στην προσομοίωση συμπεριλήφθηκαν πυρήνες με ατομικό αριθμό από 1 έως 28 και κατανεμήθηκαν ενεργειακά σύμφωνα με την παραπάνω παραμετροποίηση. Η προσομοίωση διαχωρίστηκε σε δύο ενεργειακές περιοχές, η πρώτη με ενέργειες 10 TeV -

```

===== USERS RUN DIRECTIVES FOR THIS SIMULATION =====
DATA CARDS FOR RUN STEERING ARE EXPECTED FROM STANDARD INPUT
RUNNR      1
EVTNR      1
SEED       3 0 0
SEED       4 0 0
SEED       5 0 0
SEED       6 0 0
SEED       7 0 0
NSHOW     12467
PRMPAR     14
ERANGE    0.10E+05 0.50E+07
ESLOPE    -2.77
THETAP    0.00 89.90
PHIP 0.0 360.0
THIN 0.0 1.0 0.0
THINH 1. 1.
ATMOD 7
ELMFLG F T
MAGNET 26.5097 37.3220
ECUTS 0.05 0.05 0.001 0.001
MUMULT T
MUADDI T
OBSLEV 1.0E+4
ECTMAP 10.0
DIRECT ./
DATBAS T
USER papaoik
HOST eap_cluster
EXIT

END OF DATACARD INPUT

```

Εικόνα 6.1: Το αρχείο παραμέτρων του λογισμικού Corsika.

5 PeV και η δεύτερη με ενέργειες 5 PeV – 1 EeV, όπου στη δεύτερη περιοχή στο φασματικό δείκτη του κάθε σωματίου προστέθηκε ένας παράγοντας 0.3 για να προβλεφθεί η επίδραση του “γονάτου”.

Λαμβάνοντας υπόψιν τις δυνατότητες της υπολογιστικής υποδομής του Εργαστηρίου Φυσικής του Ελληνικού Ανοικτού Πανεπιστημίου, η προσομοίωση για τις χαμηλές ενέργειες έγινε σε πακέτα των 815 εργασιών όπου κάθε εργασία εκτελούσε την προσομοίωση 12.467 καταιονισμών ενός συγκεκριμένου πρωτεύοντος σωματίου, έτσι ώστε το κάθε πακέτο συνολικά εκτελούσε 10.002.154 προσομοιώσεις καταιονισμών, με κατανομή του τύπου του πρωτεύοντος όπως φαίνεται στον πίνακα 6.1 και προκύπτει από την παραμετροποίηση των Wiebel-Sooth και Biermann [139]. Αντίστοιχα, στις υψηλές ενέργειες δημιουργήθηκαν πακέτα των 867 εργασιών όπου κάθε εργασία εκτελούσε προσομοίωση 1 καταιονισμού. Οι τιμές αυτές προέκυψαν λαμβάνοντας υπόψιν τη ροή των σωματιδίων των κοσμικών ακτίνων που συνεπάγεται τον πραγματικό χρόνο που αντιπροσωπεύουν, όπως θα δούμε παρακάτω. Η ροή των κοσμικών ακτίνων ορίζεται

$$j(E) = \frac{dN}{dA \cdot dt \cdot d\Omega \cdot dE} \quad (6.2)$$

όπου dN ο αριθμός των σωματιδίων που προσπίπτουν σε χρόνο dt σε στοιχειώδη επιφάνεια dA κάθετη στη διεύθυνση των σωματιδίων ανά μονάδα στερεάς γωνίας $d\Omega$ και με

ενέργεια μεταξύ E και $E + dE$. Η μονάδα της στερεάς γωνίας είναι $d\Omega = \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi$, όπου ϑ η ζενιθιακή γωνία και φ η αζιμουθιακή γωνία. Με στοιχειώδη επιφάνεια παράλληλη στην επιφάνεια της Γης (θεωρώντας επίπεδο ανιχνευτή) η κάθετη επιφάνεια στη διεύθυνση των σωματιδίων ισούται με $dA \cdot \cos \vartheta$ και η ροή γράφεται

$$j(E) = \frac{dN}{dA \cdot \cos \vartheta \cdot dt \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi \cdot dE} \quad (6.3)$$

- Η αζιμουθιακή γωνία όπου τα όρια της ορίζονται από 0 έως 360 μοίρες και το λογισμικό κατανέμει ομοιόμορφα τους καταιονισμούς μεταξύ των παραπάνω τιμών και η ζενιθιακή γωνία όπου τα όρια της τίθενται από 0 έως 90 μοίρες και χρησιμοποιείται η κατανομή $\sin\vartheta \cdot \cos\vartheta$, με το $\sin\vartheta$ να συνδέεται με την εξάρτηση από τη στερεά γωνία και το $\cos\vartheta$ να οφείλεται στο γεγονός ότι χρησιμοποιούμε επίπεδους ανιχνευτές.
- Στην εγκατάσταση του λογισμικού έχει επιλεγεί και η λειτουργία *thinning*, το οποίο επιλέγει να προσομοιώσει μόνο ένα ποσοστό από ίδια σωματίδια μειώνοντας έτσι τον υπολογιστικό χρόνο, αλλά αυτό απαιτεί και την αντίστροφη διαδικασία της τοποθέτησης βάρους σε αυτά τα σωματίδια κατά την επεξεργασία τους. Ύστερα από δοκιμές, αποδείχθηκε η επάρκεια της υπολογιστικής δύναμης στην εκτέλεση της προσομοίωσης χωρίς τη λειτουργία *thinning*. Έτσι για την αποφυγή αυτής της διαδικασίας οι τιμές παραμετροποίησης που εισάγουμε για αυτή τη λειτουργία, την καθιστούν ουσιαστικά ανενεργή.
- Η διακύμανση της πυκνότητας της ατμόσφαιρας συναρτήσει του υψόμετρου μοντελοποιείται από 5 επίπεδα, στα χαμηλότερα 4 από αυτά (με υψόμετρο 0 έως 100 km) η πυκνότητα μειώνεται εκθετικά με το υψόμετρο ενώ στο πέμπτο (από 100 km και πάνω) η πυκνότητα μειώνεται γραμμικά με το υψόμετρο. Από τα διαθέσιμους τύπους ατμόσφαιρας που διατίθενται στο λογισμικό, χρησιμοποιείται ο ατμοσφαιρικός τύπος 7 που αναφέρεται στην ατμόσφαιρα της κεντρικής Ευρώπης και είναι ό,τι πιο κοντινό με την ατμόσφαιρα της περιοχής του HELYCON.
- Το μοντέλο των ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων, που επιλέγεται μέσα από αυτό το αρχείο παραμέτρων και όπως έχει αναφερθεί είναι το EGS4.
- Η τιμή του μαγνητικού πεδίου για την τοποθεσία του HELYCON, η οποία υπολογίστηκε για τις συντεταγμένες του HELYCON [140].
- Τα κατώφλια των τιμών της ενέργειας κάτω από τα οποία σταματά να παρακολουθεί την εξέλιξη τους το λογισμικό θεωρώντας ότι δε θα καταφέρουν να περάσουν τη θωράκιση των ανιχνευτών και να αλληλεπιδράσουν με το ενεργό υλικό τους, ορίζονται για τα αδρόνια στα 0.05 GeV, για τα μόνια στα 0.05 GeV, για τα ηλεκτρόνια στα 0.001 GeV και για τα φωτόνια στα 0.001 GeV.

Στοιχείο	συντελεστής απόλυτης έντασης ($\frac{cm^2 \cdot s \cdot sr \cdot TeV}{nucleus}$)	φασματικός δείκτης	καταιονισμοί σε πακέτο χαμηλής ενέργειας	καταιονισμοί σε πακέτο υψηλής ενέργειας
H	$11.51 \cdot 10^{-6}$	2.77	3.377.780	156
He	$7.19 \cdot 10^{-6}$	2.64	3.071.950	314
Li	$2.08 \cdot 10^{-7}$	2.54	119.144	22
Be	$4.74 \cdot 10^{-8}$	2.75	14.732	1
B	$8.95 \cdot 10^{-8}$	2.95	15.751	0
C	$1.06 \cdot 10^{-6}$	2.66	427.294	39
N	$2.35 \cdot 10^{-7}$	2.72	79.629	5
O	$1.57 \cdot 10^{-6}$	2.68	597.200	48
F	$3.28 \cdot 10^{-8}$	2.69	12.120	1
Ne	$4.6 \cdot 10^{-7}$	2.64	196.536	20
Na	$7.54 \cdot 10^{-8}$	2.66	30.394	3
Mg	$8.01 \cdot 10^{-7}$	2.64	342.230	35
Al	$1.15 \cdot 10^{-7}$	2.66	43.357	4
Si	$7.96 \cdot 10^{-7}$	2.75	247.403	13
P	$2.7 \cdot 10^{-8}$	2.69	9.977	1
S	$2.29 \cdot 10^{-7}$	2.55	127.360	23
Cl	$2.94 \cdot 10^{-8}$	2.68	11.183	1
Ar	$8.36 \cdot 10^{-8}$	2.64	35.718	4
K	$5.36 \cdot 10^{-8}$	2.65	22.244	2
Ca	$1.47 \cdot 10^{-7}$	2.70	52.771	4
Sc	$3.04 \cdot 10^{-8}$	2.64	12.998	1
Ti	$1.13 \cdot 10^{-7}$	2.61	52.696	6
V	$6.31 \cdot 10^{-8}$	2.63	27.757	3
Cr	$1.36 \cdot 10^{-7}$	2.67	53.254	5
Mn	$1.35 \cdot 10^{-7}$	2.46	98.064	30
Fe	$1.78 \cdot 10^{-6}$	2.60	854.731	112
Co	$7.51 \cdot 10^{-9}$	2.72	2.545	0
Ni	$9.96 \cdot 10^{-8}$	2.51	62.346	14
Σύνολο			10.002.154	867

Πίνακας 6.1: Ο φασματικός δείκτης α , ο συντελεστής απόλυτης έντασης j_0 και ο αριθμός των καταιονισμών ανά πακέτο χαμηλής και υψηλής ενέργειας ανά σωματίδιο.

- Λόγω του μεγάλου μήκους διεύθυνσης των μιονίων αλλά και της ύπαρξης φορτίου σε αυτά, είναι αναγκαίο να ληφθεί υπόψιν η εκτροπή τους λόγω των πολλαπλών σκεδάσεων που υπόκεινται. Ενεργοποιώντας την επιλογή της πολλαπλής σκέδασης μιονίων (MUMULT), η γωνία των μιονίων ύστερα από πολλαπλές σκεδάσεις υπολογίζεται για μεγάλο αριθμό σκεδάσεων από τη θεωρία Moliere, ενώ για μικρό αριθμό σκεδάσεων υπολογίζεται προσθέτοντας πολλά μεμονωμένα γεγονότα σκέδασης Coulomb. Εάν η επιλογή ήταν απενεργοποιημένη η γωνία σκέδασης των μιονίων θα επιλεγόταν από μια κατανομή Gauss και θα υπεισερχόταν ένα σφάλμα $\simeq 2\%$.
- Με την επιλογή της πρόσθετης πληροφορίας μιονίων, καταγράφονται επιπλέον πληροφορίες για τα μίονια και συγκεκριμένα εάν πρόκειται για μ^+ ή μ^- . Επιπλέον απαριθμεί τη “γενιά” του μιονίου η οποία τα διαχωρίζει σε αυτά που προέρχονται από K-διάσπαση ή από π-διάσπαση και τέλος καταγράφεται το υψόμετρο γέννησης του μιονίου.
- Ορίζουμε το επίπεδο παρατήρησης στο υψόμετρο εκείνο από την επιφάνεια της θάλασσας που βρίσκονται οι ανιχνευτές μας. Η τιμή αυτή ορίστηκε στα 100 m.
- Με την επιλογή ECTMAP ορίζουμε ένα όριο στον παράγοντα Lorentz γ των σωματιδίων, το οποίο όταν ξεπερνάται από τα σωματίδια, αυτά καταγράφονται όταν περνούν το επίπεδο παρατήρησης. Η τιμή αυτή ορίστηκε σε 10 και ουσιαστικά επιζητεί να καταγράφονται μόνο σχετικιστικά κινούμενα σωματίδια με ταχύτητες $\frac{v}{c} \geq 0.995$.

Η παραγωγή προσομοίωσης με το λογισμικό Corsika από την υπολογιστική υποδομή του Εργαστηρίου Φυσικής του ΕΑΠ μας απέδωσε 200.043.080 καταιονισμούς στην ενεργειακή περιοχή 10 TeV – 5 PeV και 99.705 καταιονισμούς στην ενεργειακή περιοχή 5 PeV – 1 EeV.

6.2.2 Προσομοίωση με χρήση του πακέτου λογισμικού HOURS

Το λογισμικό Corsika αποθηκεύει την πληροφορία για τη θέση, το διάνυσμα της ορμής και το χρόνο άφιξης του κάθε σωματιδίου του καταιονισμού στο επίπεδο ανίχνευσης. Επόμενη διαδικασία είναι η αξιοποίηση των προσομοιωμένων καταιονισμών μέσω της μετατόπισης και της επανάληψης τους. Το λογισμικό ορίζει ως σημείο πρόσπτωσης του άξονα τους το σημείο (0,0) σε καρτεσιανές συντεταγμένες και αποτελεί κοινή πρακτική η επανάληψη του ίδιου καταιονισμού με τρόπο ώστε να κατανέμεται ομοιόμορφα στο εμβαδό που ενδιαφέρει κάθε φορά. Εφόσον αυτή η διαδικασία δεν γίνει καθ’ υπερβολήν δεν παρουσιάζεται βλάβη στην ποιότητα της προσομοίωσης μειώνοντας ταυτόχρονα τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο. Αναλόγως τη γεωμετρία των σταθμών του HELYCON που θέλουμε να προσομοιώσουμε, μετατοπίζουμε τυχαία το σημείο πρόσπτωσης του καταιονισμού έτσι ώστε ο συγκεκριμένος καταιονισμός να επαναληφθεί σε διαφορετικά σημεία με ομοιόμορφη πυκνότητα στο εμβαδόν του χώρου που ορίζει ένας κύκλος με κέντρο το περίκεντρο των ανιχνευτών, εφόσον αφορά 1 ή 3 σταθμούς, ή το μέσο της ευθείας που ενώνει τα περίκεντρα εφόσον αφορά 2 σταθμούς. Η ακτίνα του κύκλου

αυτού ορίστηκε στα 200 m ή 400 m επιπλέον της ακτίνας από το κέντρο του κύκλου έως τον πιο απομακρυσμένο ανιχνευτή για καταιονισμούς χαμηλής ή υψηλής ενέργειας αντίστοιχα.

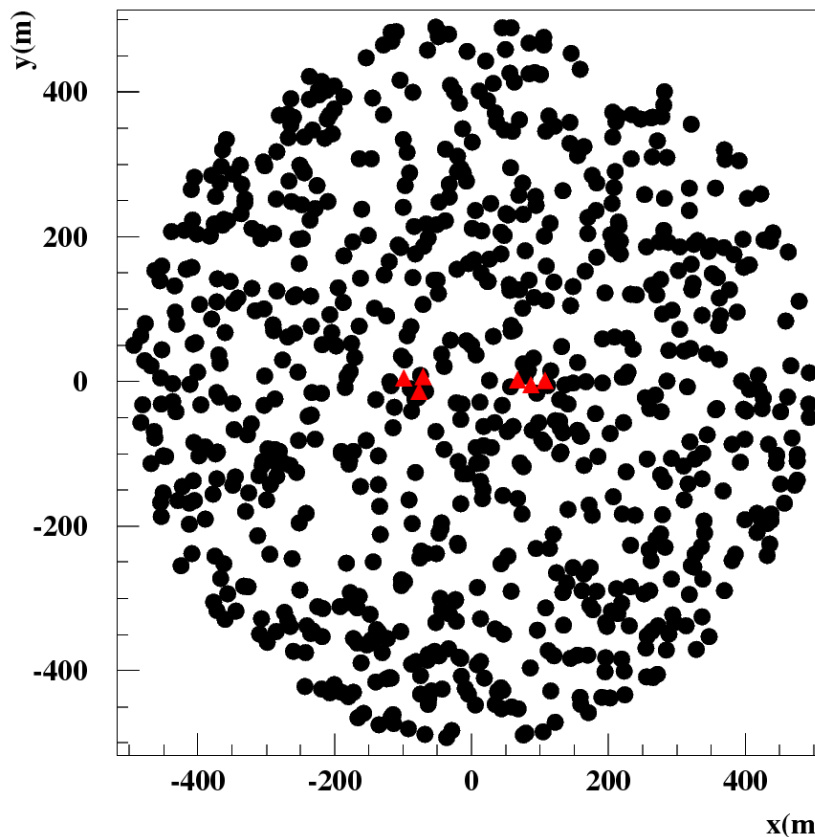
Η διασπορά τους στο χώρο γίνεται επιλέγοντας δύο τυχαίες τιμές για τις σφαιρικές συντεταγμένες r, φ όπου για την r η επιλογή γίνεται από την κατανομή

$$r = R \cdot \sqrt{rndm} \quad (6.4)$$

όπου R η ακτίνα διασκορπισμού και $rndm$ τυχαίος αριθμός μεταξύ 0 και 1 ομοιόμορφης κατανομής, ενώ η γωνία φ επιλέγεται και αυτή τυχαία από την κατανομή

$$\varphi = 2\pi \cdot rndm \quad (6.5)$$

όπου και πάλι $rndm$ είναι τυχαία επιλεγμένος αριθμός μεταξύ του 0 και του 1 με ομοιόμορφη κατανομή. Ο αριθμός των επαναλήψεων που εκτελούμε στις μετατοπίσεις εξαρτάται από 3 πα-



Εικόνα 6.2: Η διασπορά στο χώρο 784 επαναλήψεων ενός καταιονισμού υψηλής ενέργειας (μαύροι κύκλοι) γύρω από τους σταθμούς 1 και 2 του HELYCON (κόκκινα τρίγωνα).

ράγοντες:

1. Τον αριθμό των προσομοιωμένων καταιονισμών από το λογισμικό Corsika.
2. Το εμβαδόν της περιοχής που θέλουμε να προσομοιώσουμε το οποίο είναι διαφορετικό για κάθε έναν από τους 3 σταθμούς HELYCON, καθώς και από το αν συμπεριλαμβάνουμε έναν, δύο ή τρεις σταθμούς στην προσομοίωση.

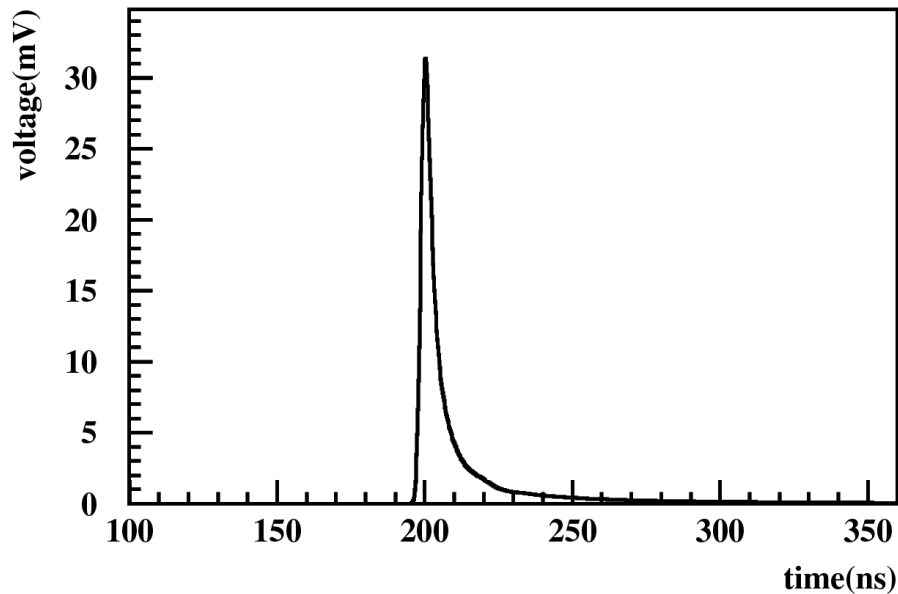
3. Τη χρονική διάρκεια που θέλουμε να προσομοιώσουμε, λαμβάνοντας υπόψιν ότι στις χαμηλές ενέργειες (10 TeV – 5 PeV) 10.002.154 καταιονισμοί (ένα πακέτο) αντιστοιχούν στους καταιονισμούς που προσπίπτουν στο έδαφος σε χρονικό διάστημα 310 s σε εμβαδόν κύκλου ακτίνας 1.000 m, ενώ οι 867 καταιονισμοί (ένα πακέτο) υψηλής ενέργειας (5 PeV – 1 EeV) αντιστοιχούν στους καταιονισμούς που προσπίπτουν στο έδαφος σε χρονικό διάστημα 1.000 s σε εμβαδόν κύκλου ακτίνας 1.000 m, όπως προκύπτει από την εξ. (6.3).

Από τα προηγούμενα είναι εύκολο να υπολογίζεται κάθε φορά ο αριθμός των απαιτούμενων επαναλήψεων ανάλογα με τις απαιτήσεις της προσομοίωσης.

Στη συνέχεια δίνουμε στο πρόγραμμα το πλήθος, τις συντεταγμένες, τον προσανατολισμό και το εμβαδό των ανιχνευτών. Αφού γίνει η αρχική αυτή παραμετροποίηση, από τα αρχεία του λογισμικού Corsika για κάθε καταιονισμό που έχει δημιουργηθεί καταγράφουμε τις πληροφορίες για το πρωτεύον σωματίδιο (τύπος, ενέργεια, αζιμουθιακή, ζενιθιακή γωνία και το διάνυσμα της ορμής του) και για τα σωματίδια στο επίπεδο των ανιχνευτών (τύπος, συντεταγμένες ως προς το γεωμετρικό κέντρο του προσομοιούμενου εμβαδού, διάνυσμα ορμής, χρόνος άφιξης) και ελέγχουμε ένα – ένα τα σωματίδια εάν βρίσκονται εντός των ορίων κάποιου ανιχνευτή. Σημαντικό ρόλο σε αυτό το σημείο παίζει το υψόμετρο που είναι τοποθετημένος ο κάθε ανιχνευτής, καθώς χρειάζεται υπολογισμός της τροχιάς του κάθε σωματίου ώστε να υπολογιστούν οι συντεταγμένες (x , y) στο ύψος του κάθε ανιχνευτή και όχι στο επίπεδο καταγραφής του λογισμικού Corsika, με στόχο την εισαγωγή στην προσομοίωση των υψομετρικών διαφορών μεταξύ των ανιχνευτών.

Προφανώς κρατάμε μόνο τα σωματίδια που είναι εντός των γεωμετρικών ορίων των ανιχνευτών και υπολογίζουμε τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων που παράγονται για κάθε σωματίδιο και φτάνουν στο παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή, αριθμός που είναι συνάρτηση του είδους του σωματιδίου, της ενέργειας του, της ζενιθιακής του γωνίας και επηρεάζεται από το σημείο πρόσπτωσης στον ανιχνευτή, την απόδοση της οπτικής ίνας και την απόσβεση του φωτός σε αυτή σύμφωνα με παραμετροποίηση που έχει γίνει με χρήση του λογισμικού Geant4 [141]. Τέλος γίνεται η καταγραφή σε αρχείο ανά προσομοιούμενη εργασία, πληροφοριών για το κάθε σωματίδιο που ανιχνεύθηκε στην περιοχή κάποιου ανιχνευτή και αφορούν τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων που παρήχθησαν, τον αύξοντα αριθμό του καταιονισμού που τα παράξε, την ενέργεια του, το είδος του, το σημείο άφιξης στον ανιχνευτή καθώς και το χρόνο άφιξης. Επίσης καταγράφονται και πληροφορίες για τον καταιονισμό που παρήγαγε το κάθε σωματίδιο και αφορούν τον τύπο και την ενέργεια του πρωτεύοντος, καθώς και τη ζενιθιακή και αζιμουθιακή γωνία διεύθυνσης του καταιονισμού.

Στο επόμενο στάδιο του πακέτου λογισμικού HOURS εισάγουμε τη μορφή του τυπικού παλμού που παράγεται από ένα φωτοηλεκτρόνιο (εικόνα 6.3) ο οποίος έχει υποστεί την επίδραση του καλωδίου (τύπου RG-58, μήκους 50 m) κατά τη μεταφορά του από το φωτοπολλαπλασιαστή στην κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet [142]. Αυτός ο τυπικός παλμός έχει παράθυρο



Εικόνα 6.3: Τυπικός παλμός φωτοηλεκτρονίου.

5.000 bins όπου κάθε bin αντιστοιχεί σε 0.2 ns, ενώ ολοκληρώνοντας τον παλμό εξάγουμε και το φορτίο που του αντιστοιχεί. Εισάγοντας το φορτίο του ενός φωτοηλεκτρονίου στην τυπική τάση τροφοδοσίας όπως παραμετροποιήθηκε κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των φωτοπολλαπλασιαστών, λαμβάνουμε υπ' όψιν το κέρδος που αντιστοιχεί στην τάση λειτουργίας του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή (9 τιμές για το φορτίο του φωτοηλεκτρονίου, μία για κάθε ανιχνευτή) και υπολογίζουμε το φορτίο του φωτοηλεκτρονίου στην τάση λειτουργίας. Έτσι υπολογίζουμε το συνολικό φορτίο που αντιστοιχεί σε κάθε ανιχνευτή για το συγκεκριμένο καταιονισμό πολλαπλασιάζοντας με τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων. Επιπλέον, είμαστε σε θέση να παράγουμε τον παλμό που παράγεται από το κάθε σωματίδιο πολλαπλασιάζοντας τον τυπικό παλμό που εισάγαμε με το λόγο του συνολικού φορτίου του τυπικού παλμού προς το φορτίο του κάθε φωτοηλεκτρονίου. Σε αυτό το σημείο έχουμε την ευκαιρία να εφαρμόσουμε ένα κριτήριο προεπιλογής ανάμεσα στους καταιονισμούς, ζητώντας καταιονισμούς που να έχουν δώσει μη μηδενικό φορτίο και στους τρεις ανιχνευτές του σταθμού HELYCON που μελετάμε, μειώνοντας έτσι τον υπολογιστικό χρόνο αυτής της φάσης της προσομοίωσης.

Ξεκινώντας τη διαδικασία σχηματισμού του παλμού που προκαλείται από το σύνολο των σωματιδίων που αλληλεπιδράσαν με τον κάθε ανιχνευτή, εισάγουμε μία χρονική καθυστέρηση η οποία οφείλεται στην απόκριση του ενεργού υλικού του ανιχνευτή [143] και η οποία καθυστέρηση προκύπτει από την εξίσωση 6.4

$$timedelay = \frac{1}{1 + |R|} \cdot \left(\frac{e^{-\frac{y}{\tau_1}} - e^{-\frac{y}{\tau_2}}}{\tau_1 - \tau_2} + \frac{|R| \cdot e^{-\frac{y}{\tau_3}}}{\tau_3} \right) \quad (6.6)$$

στην οποία εισάγουμε τυχαίους αριθμούς y που ανήκουν στο χρονικό εύρος της άφιξης των σωματιδίων στον ανιχνευτή και μας επιστρέφει την αντίστοιχη χρονική καθυστέρηση στην εκπομπή του φωτοηλεκτρονίου. Η διαδικασία εκπομπής των φωτοηλεκτρονίων οφείλεται σε δύο συνιστώσες [144], η πρώτη και συνήθως πιο σημαντική είναι ο φθορισμός (γρήγορη συνιστώσα)

Ανιχνευτής	Φορτίο pe	R	τ_1	τ_2	τ_3
1	0.113	$\frac{1-(0.75+0.00166 \cdot x)}{0.75+0.00166 \cdot x}$	$10.7 - 5.1 \cdot e^{-0.388 \cdot x}$	0.7	670
2	0.116	$\frac{1-(0.74+0.0023 \cdot x)}{0.74+0.0023 \cdot x}$	$10.2 - 3.4 \cdot e^{-0.45 \cdot x}$	0.7	670
3	0.186	$\frac{1-(0.76+0.0021 \cdot x)}{0.76+0.0021 \cdot x}$	$10.5 - 2.64 \cdot e^{-0.1 \cdot x}$	0.7	670
4	0.100	$\frac{1-(0.74+0.0026 \cdot x)}{0.74+0.0026 \cdot x}$	$10.6 - 4.04 \cdot e^{-0.37 \cdot x}$	0.7	670
5	0.070	$\frac{1-(0.73+0.0034 \cdot x)}{0.73+0.0034 \cdot x}$	$10.3 - 4.51 \cdot e^{-0.54 \cdot x}$	0.7	670
6	0.093	$\frac{1-(0.75+0.0029 \cdot x)}{0.75+0.0029 \cdot x}$	$10.66 - 2.87 \cdot e^{-0.15 \cdot x}$	0.7	670
7	0.112	$\frac{1-(0.75+0.0029 \cdot x)}{0.75+0.0029 \cdot x}$	$10.66 - 2.87 \cdot e^{-0.15 \cdot x}$	0.7	670
8	0.149	$\frac{1-(0.74+0.0026 \cdot x)}{0.74+0.0026 \cdot x}$	$10.6 - 4.04 \cdot e^{-0.37 \cdot x}$	0.7	670
9	0.122	$\frac{1-(0.74+0.0026 \cdot x)}{0.74+0.0026 \cdot x}$	$10.6 - 4.04 \cdot e^{-0.37 \cdot x}$	0.7	670

Πίνακας 6.2: Τιμές παραμέτρων εξαγωγής παλμού ανά ανιχνευτή.

όπου η αποδιέγερση γίνεται σε χρόνο 10^{-8} s μετά την απορρόφηση και η δεύτερη είναι ο φωσφορισμός (αργή συνιστώσα) όπου η αποδιέγερση καθυστερεί λόγω της μετασταθούς κατάστασης της διεγερμένης στάθμης. Η σύνθεση των δύο συνιστωσών γίνεται από τις παραμέτρους της εξίσωσης 6.4 οι οποίες αφορούν τα εξής:

- R , ο λόγος του αριθμού των φωτοηλεκτρονίων που οφείλονται στην αργή (φωσφορισμός) προς τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων που οφείλονται στη γρήγορη διαδικασία εκπομπής (φθορισμός),
- τ_1 , η σταθερά χρόνου εκπομπής φθορισμού, η οποία εξαρτάται και από το φορτίο χ που παράγει το φωτοηλεκτρόνιο σε μία τάση αναφοράς κοινή για όλους τους ανιχνευτές,
- τ_2 , ο συντελεστής χρόνου ανόδου του παλμού,
- τ_3 , η σταθερά χρόνου εκπομπής φωσφορισμού.

Οι τιμές των παραμέτρων της παραπάνω εξίσωσης και οι τιμές του φορτίου του κάθε ανιχνευτή, που αναγράφονται στον πίνακα 6.2, καθώς και η μορφή του τυπικού παλμού καθορίστηκαν με την εύρεση του βέλτιστου συνδυασμού τους κατά τη σύγκριση τους με τα πειραματικά δεδομένα που ελήφθησαν κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών του HELYCON (intercalibration) με διαδικασία που περιγράφεται στο Κεφάλαιο 7 και βασίζεται στην ελαχιστοποίηση της διαφοράς της εκτίμησης της προσομοίωσης με τα πειραματικά δεδομένα.

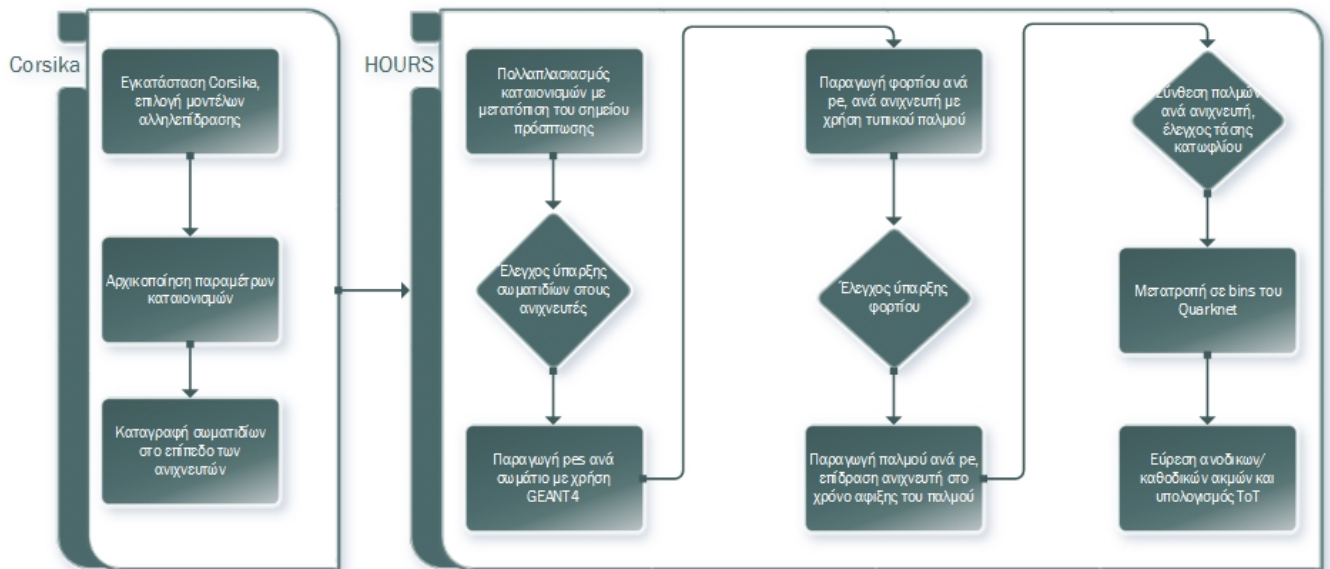
Μέσω της αποθηκευμένης πληροφορίας για το χρόνο άφιξης των φωτοηλεκτρονίων, βρίσκουμε το πρώτο χρονικά φωτοηλεκτρόνιο που καταγράφεται σε κάθε ανιχνευτή και αφού αθροίσουμε την τάση που προκάλεσε κάθε φωτοηλεκτρόνιο σε κάθε bin του χρονικού παραθύρου του κάθε ανιχνευτή, του κάθε σταθμού που μας ενδιαφέρει, πλέον έχουμε παράξει το συνολικό παλμό

που σχηματίζεται σε κάθε ανιχνευτή από τον συγκεκριμένο καταιονισμό. Βρίσκοντας και την κορυφή του κάθε παλμού, μπορούμε πλέον να θέσουμε ένα κριτήριο σκανδαλισμού του κάθε σταθμού, ζητώντας π.χ. και οι τρεις ανιχνευτές ενός σταθμού να έχουν παλμούς με κορυφή τουλάχιστον 6 mV, αποθηκεύοντας τους παλμούς των καταιονισμών που περνούν το κριτήριο αυτό μαζί με ένα συνοδευτικό αρχείο επιπλέον που καταγράφει πληροφορίες για τον κάθε καταιονισμό που επιβιώνει αυτού του κριτηρίου και καταγράφεται το είδος και η ενέργεια του πρωτεύοντος σωματιδίου, οι γωνίες διεύθυνσης του καταιονισμού και το σημείο πρόσπτωσης του πυρήνα του καταιονισμού.

Συνοψίζοντας την έως τώρα διαδικασία της προσομοίωσης επισημαίνουμε ότι έχουμε φτάσει στο στάδιο όπου έχουμε καταγράψει τους παλμούς των ανιχνευτών που ο καταιονισμός έδωσε και στους τρεις ανιχνευτές ενός σταθμού, παλμούς με επίπεδο τάσης πάνω από ένα ορισμένο κατώφλι. Η έως τώρα προσομοίωση του παλμού γίνεται σε ένα χρονικό παράθυρο 1.000 ns που χωρίζεται σε 5.000 bins των 0.2 ns το καθένα. Αυτό όμως εξυπηρετεί την προσομοίωση της λήψης δεδομένων με τον παλμογράφο DPO7104C της Tektronix που χρησιμοποιήθηκε κατά τη λήψη των δεδομένων της βαθμονόμησης των σταθμών, η οποία θα παρουσιαστεί στο επόμενο κεφάλαιο, ενώ εδώ θα συνεχίσουμε με την προσομοίωση της λειτουργίας της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet. Κατά την προσομοίωση απόκρισης της λειτουργίας της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet, αφού διαβάσουμε και τις 5.000 τιμές της τάσης του παλμού για κάθε έναν ανιχνευτή ενός σταθμού, βρίσκουμε τη μέγιστη από αυτές και ελέγχουμε αν η τιμή αυτή είναι μεγαλύτερη κατά 3 mV από το κατώφλι σκανδαλισμού της κάρτας. Για παράδειγμα, με κατώφλι σκανδαλισμού 9.7 mV το κατώφλι επιλογής ορίζεται στα 12.7 mV. Αυτό λειτουργεί ως ένα ποιοτικό κριτήριο επιλογής παλμών και εφαρμόζεται είτε πρόκειται για προσομοίωση, είτε για πειραματικά δεδομένα. Είναι σαφές από τον τρόπο λειτουργίας του σκανδαλισμού του HELYCON ότι μόνο αν και οι τρεις ανιχνευτές ενός σταθμού ξεπερνούν αυτό το κατώφλι προχωρά η διαδικασία της προσομοίωσης, αλλιώς περνάμε στον επόμενο καταιονισμό. Τα κύρια χαρακτηριστικά της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος που λαμβάνονται υπόψιν είναι δύο και είναι τα παρακάτω:

1. Η κάρτα καταγράφει την τιμή της τάσης του παλμού με βήμα 1.25 ns και όχι κάθε 0.2 ns όπως συνέβαινε στην μέχρι τώρα ανάλυση των συλλεγόμενων δεδομένων από παλμογράφο. Αυτό μας αναγκάζει για να συγκρίνουμε δεδομένα προσομοίωσης με πειραματικά δεδομένα από την κάρτα Quarknet, να συνενώνουμε 6 bins των 0.2 ns σε ένα καινούριο bin με εύρος 1.2 ns και κάθε 4 επαναλήψεις συνενώνουμε 7 bins των 0.2 ns σε ένα καινούριο bin εύρους 1.4 ns, προσομοιώνοντας έτσι με το βέλτιστο δυνατό τρόπο τη λειτουργία της κάρτας.
2. Το κυριότερο χαρακτηριστικό είναι ότι η κάρτα Quarknet καταγράφει μόνο τους χρόνους που ο παλμός τέμνει ανοδικά ή καθοδικά το οριζόμενο κάθε φορά κατώφλι τάσης. Έτσι και για τα 800 καινούρια bins που φτιάξαμε ελέγχουμε αν κάθε δύο διαδοχικές τιμές της τάσης βρίσκονται εκατέρωθεν της τιμής σκανδαλισμού της κάρτας, κατηγοριοποιούμε

εάν πρόκειται για ανοδική ή καθοδική ακμή και από την απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών ανοδικών και καθοδικών ακμών και υπολογίζουμε το χρόνο που ο παλμός παρέμεινε πάνω από το κατώφλι (ToT). Σε ένα παλμό δύναται να υπάρχουν αρκετοί διαφορετικοί τέτοιοι χρόνοι που αποτελούν ένδειξη αυξομειώσεων της τιμής της τάσης της κυματομορφής του παλμού, τους οποίους και καταγράφουμε με μέγιστο όριο τους 100.



Εικόνα 6.4: Διάγραμμα ροής προσομοίωσης τηλεσκοπίου HELYCON.

Παρατηρώντας τις προηγούμενες παραγράφους του παρόντος κεφαλαίου, αλλά και το διάγραμμα ροής της προσομοίωσης στην εικόνα 6.4, βλέπουμε ότι η προσομοίωση των ατμοσφαιρικών καταιονισμών ξεκινά με την πρώτη αλληλεπίδραση του πρωτεύοντος σωματιδίου στην ατμόσφαιρα και ολοκληρώνεται με την εξαγωγή των ToT από την κάρτα ψηφιοποίησης Quarknet, σε συνθήκες που αναπαριστούν πιστά τις συνθήκες λήψης δεδομένων από το τηλεσκόπιο HELYCON.

Τα πακέτα που έτρεξαν για την προσομοίωση του HELYCON διαφοροποιούνται στο κομμάτι της επεξεργασίας στο επίπεδο του λογισμικού HOURS και κατηγοριοποιούνται ως εξής:

1. Προσομοίωση των σταθμών 1 και 2. Οι σταθμοί αυτοί βρίσκονται σε εγγύτερη απόσταση σε σχέση με το σταθμό 3 και εκτελέστηκε πλήρης προσομοίωση για όλο το διαθέσιμο φάσμα ενεργειών από το λογισμικό Corsika, εξετάζοντας τον κάθε σταθμό σε ανεξάρτητη λειτουργία αλλά και σε συνδυαστική λειτουργία μεταξύ των δύο σταθμών. Η προσομοίωση που εκτελέστηκε αντιστοιχεί σε χρόνο 15.310 h.
2. Προσομοίωση του σταθμού 3. Ο σταθμός αυτός λόγω της απόστασης του από τους άλλους δύο σταθμούς προσομοιώθηκε σε όλο το φάσμα των ενεργειών ξεχωριστά, καθώς εάν συμπεριλαμβανόταν στην προσομοίωση των σταθμών 1 και 2 το πλήθος των χαμηλής ενέργειας καταιονισμών που θα προσέπιπταν λόγω της μεγάλης ακτίνας της περιοχής των επαναλήψεων σε περιοχές μη ανιχνεύσιμες από τους σταθμούς μας, θα αύξανε σε

απαγορευτικό βαθμό τον υπολογιστικό χρόνο που θα απαιτούσε η προσομοίωση. Η προσομοίωση που εκτελέστηκε αντιστοιχεί σε χρόνο 15.310 h.

3. Προσομοίωση των σταθμών 1, 2 και 3. Η προσομοίωση και των τριών σταθμών μαζί έγινε μόνο για τις υψηλές ενέργειες, καθώς από την περίπτωση 1 διαπιστώθηκε ότι μόνο αυτές είναι ικανές να δώσουν γεγονότα καταιονισμών σε σύμπτωση μεταξύ δύο διαφορετικών σταθμών. Από αυτή την προσομοίωση διαπιστώθηκε συμφωνία με την περίπτωση 1 όσον αφορά τη συνδυαστική λειτουργία των σταθμών 1 και 2, ενώ εξετάστηκαν οι περιπτώσεις συνδυαστικής λειτουργίας των σταθμών 1 – 3 και 2 – 3 καθώς και η περίπτωση συνδυαστικής λειτουργίας και των τριών σταθμών μαζί. Η προσομοίωση που εκτελέστηκε αντιστοιχεί σε χρόνο 111.266 h.

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης της λειτουργίας του τηλεσκοπίου HELYCON θα παρουσιαστούν στο κεφάλαιο 9 όπου θα γίνει και η σύγκριση τους με τα ληφθέντα πειραματικά δεδομένα.

Κεφάλαιο 7

Βαθμονόμηση

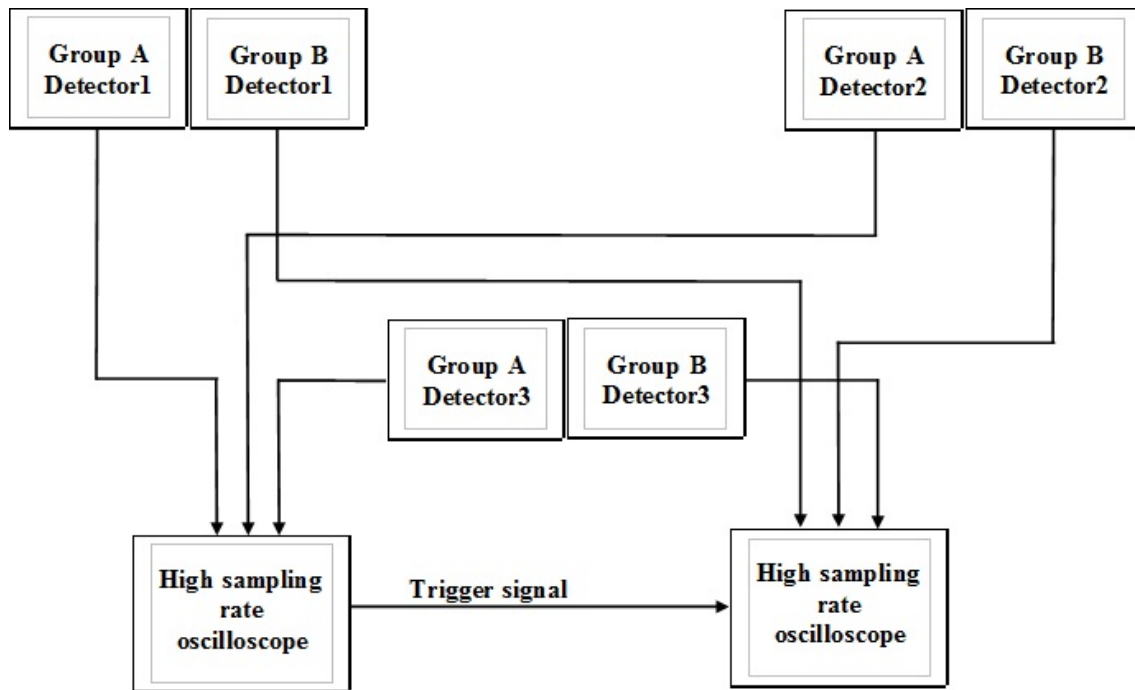
Σταθμών-Παραμετροποίηση

Κατά τη λήψη δεδομένων από τους σταθμούς HELYCON η μόνη πληροφορία που αποθηκεύεται είναι τα ψηφιοποιημένα δεδομένα που παράγει η κάρτα Quarknet και τα οποία παρέχουν πληροφορίες για τους σχετικούς χρόνους άφιξης (βασισμένα στο χρονισμό των διασταυρώσεων των τιμών της τάσης με την τιμή κατωφλίου) και το Q-ToT των σημάτων των ανιχνευτών. Για την ανακατασκευή των χαρακτηριστικών των παλμών πραγματοποιήθηκε βαθμονόμηση με σκοπό τον προσδιορισμό της σχέσης μεταξύ της Q-ToT πληροφορίας και του μεγέθους των σημάτων των ανιχνευτών, ωστόσο η ακριβής σχέση εξαρτάται από το επίπεδο του κατωφλίου στο οποίο μετράται το εύρος της κυματομορφής. Επιπροσθέτως, επειδή οι χρόνοι άφιξης που μετρώνται βάση ενός επιπέδου τάσης εξαρτώνται από το ύψος των παλμών, πρέπει να προσδιοριστεί η εξάρτηση αυτή ώστε να εξαχθούν διορθώσεις που βασίζονται στο ύψος του σήματος και στο επίπεδο του κατωφλίου που χρησιμοποιείται για το χρονισμό του γεγονότος.

Μια αναλυτική Monte Carlo προσομοίωση αναπτύχθηκε, με σκοπό να μας δώσει τη δυνατότητα να εκτιμήσουμε τις καμπύλες της σχέσης των χαρακτηριστικών των κυματομορφών αλλά και των καμπυλών που κάνουν διόρθωση (π.χ. διόρθωση χρόνων άφιξης συναρτήσει ύψους παλμών) για κάθε παράμετρο της κυματομορφής. Τα δεδομένα της βαθμονόμησης των σταθμών, επιπλέον, χρησιμοποιούνται για τη ρύθμιση των παραμέτρων της προσομοίωσης σε κάθε σταθμό HELYCON ξεχωριστά, αλλά και για την εκτίμηση της αξιοπιστίας της προσομοίωσης της απόκρισης του κάθε σταθμού.

7.1 Εγκατάσταση Βαθμονόμησης Σταθμών

Οι σταθμοί HELYCON πριν εγκατασταθούν στις θέσεις τους περνούν από τη διαδικασία βαθμονόμησης και ρύθμισης της προσομοίωσης λειτουργώντας σε διάταξη όπως αυτή που σχηματίζεται στην εικόνα 7.1. Ο σταθμός 1 εγκαθίσταται στην τελική του θέση και χρησιμοποιείται ως σταθμός αναφοράς στη διαδικασία της βαθμονόμησης, ενώ κάθε άλλος σταθμός



Εικόνα 7.1: Διάταξη βαθμονόμησης σταθμών. Όταν τα σήματα και των 3 ανιχνευτών της ομάδας A υπερβούν το επίπεδο κατωφλίου, παρέχεται εξωτερικός σκανδαλισμός ώστε να καταγραφούν τα σήματα των ανιχνευτών της ομάδας B, που είναι τοποθετημένοι παραπλεύρως αυτών της ομάδας A.

λειτουργεί σε γεωμετρική διάταξη τέτοια ώστε οι ανιχνευτές του να βρίσκονται τοποθετημένοι ακριβώς δίπλα στους αντίστοιχους ανιχνευτές του σταθμού 1. Ένα ζεύγος παλμογράφων (7104 της Tektronix) χρησιμοποιείται με ρυθμό δειγματοληψίας 5 GS/s για την ψηφιοποίηση των σημάτων των ανιχνευτών. Ο πρώτος παλμογράφος δέχεται δεδομένα από τους 3 ανιχνευτές του σταθμού 1 και καταγράφει το γεγονός όταν τα σήματα και των 3 ανιχνευτών υπερβούν ένα προκαθορισμένο επίπεδο κατωφλίου. Επίσης ο παλμογράφος αυτός είναι που παρέχει τον εξωτερικό σκανδαλισμό στο δεύτερο παλμογράφο, ο οποίος ψηφιοποιεί τα σήματα του άλλου σταθμού. Για τη λήψη των δεδομένων χρησιμοποιείται το λογισμικό DAQ [116]. Με την περιγραφείσα διάταξη οργανολογίας η οποία απεικονίζεται στην εικόνα 7.2, ψηφιοποιούνται και καταγράφονται μέσω παλμογράφου πλήρεις κυματομορφές που αντιστοιχούν σε γεγονότα, στα οποία και οι δύο σταθμοί κατέγραψαν τον ίδιο ατμοσφαιρικό καταιονισμό. Δύο σειρές μετρήσεων, η καθεμία με περίπου 10.000 πλήρως ψηφιοποιημένα δεδομένα συλλέχθηκαν από τα ζεύγη των σταθμών 1 - 2 και 1 - 3 αντίστοιχα.

Επιπρόσθετα, με σκοπό να ελέγξουμε την αξιοπιστία του χρονισμού των καρτών Quarknet, καθώς και την προσομοίωση της λειτουργίας τους, στο σταθμό αναφοράς 1 έγινε λήψη δεδομένων (περίπου 5.000 γεγονότα) με κάρτα Quarknet, ενώ τα σήματα του άλλου σταθμού ψηφιοποιούνται πλήρως από τον παλμογράφο, ο οποίος δέχεται σκανδαλισμό από την κάρτα Quarknet. Τα δεδομένα αυτά χρησιμοποιούνται για την αξιολόγηση της λειτουργίας της κάρτας και για σύγκριση με τις προβλέψεις της προσομοίωσης.



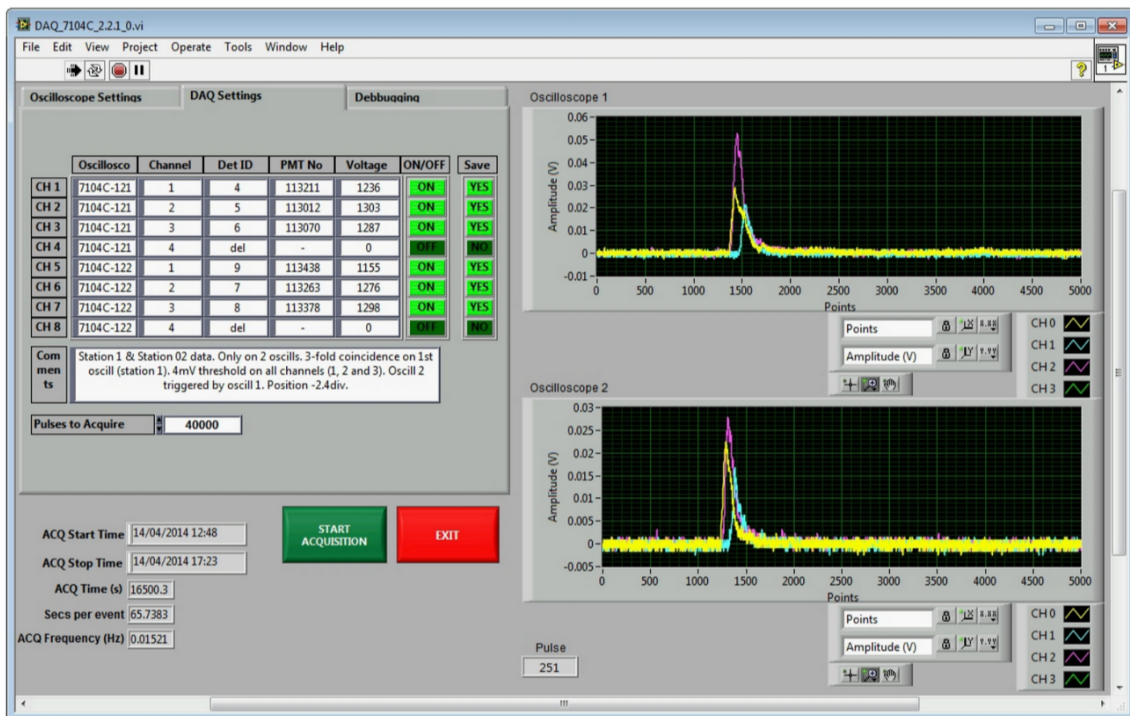
Εικόνα 7.2: **Αριστερά:** απεικόνιση της τοποθέτησης των ανιχνευτών για τη βαθμονόμηση των σταθμών και **Δεξιά:** απεικόνιση των 2 παλμογράφων που πραγματοποιούν τη λήψη δεδομένων και του υπολογιστή (laptop) που μέσω πακέτου λογισμικού DAQ, ελέγχει τη διαδικασία.

7.2 Επεξεργασία Συλλεχθέντων Δεδομένων και Προσομοίωση

Για τις ανάγκες της βαθμονόμησης των σταθμών εκτελέσαμε προσομοίωση με το πακέτο λογισμικού HOURS εκμεταλλευόμενοι τα παραχθέντα εκείνη την περίοδο δεδομένα του λογισμικού Corsika τα οποία ανέρχονταν σε 20 πακέτα προσομοίωσης καταιονισμών χαμηλής ενέργειας και 10 πακέτα καταιονισμών υψηλής ενέργειας, όπως έχουν περιγραφεί στο κεφάλαιο 6, με 882 και 356 επαναλήψεις σε ακτίνα 415.6 m και 215.6 m. Ο ισοδύναμος πραγματικός χρόνος που αυτοί οι καταιονισμοί συμβαίνουν είναι 15.310 h. Η προσομοίωση εκτελέστηκε 2 φορές, μία για κάθε συνδυασμό σταθμών (1 – 2 και 1 – 3) όπως αναφέρθηκε παραπάνω, χρησιμοποιώντας τις αντίστοιχες τιμές του χαρακτηριστικού φορτίου του φωτοηλεκτρονίου για κάθε ανιχνευτή.

Τα πειραματικά δεδομένα μέσω του πακέτου λογισμικού DAQ (εικόνα 7.3) που αποθηκεύει την ψηφιοποιημένη κυματομορφή τους, έχουν τη μορφή 5.000 τιμών τάσης οι οποίες επαναλαμβάνονται για κάθε αποθηκευμένο γεγονός. Αντίστοιχη μορφή έχουν και τα αρχεία που προκύπτουν από την προσομοίωση και το πρόγραμμα που χρησιμοποιείται για την επεξεργασία τους ακολουθεί τις παρακάτω διαδικασίες και σχηματοποιείται στο διάγραμμα ροής της εικόνας 7.4.

Κατά την εκτέλεση του προγράμματος στη γραμμή εντολών του υπολογιστή ορίζονται και εισάγονται οι παράμετροι που έχουν να κάνουν με τον αριθμό των υπό επεξεργασία ανιχνευτών, την πολλαπλότητα του σκανδαλισμού που επιζητούμε, την τάση κατωφλίου για την επιλογή των γεγονότων και την τάση κατωφλίου για την ανάλυση των δεδομένων. Επίσης ορίζουμε το όνομα του αρχείου με τα παραγόμενα ιστογράμματα που θα δημιουργηθεί και κάνουμε γνωστό στο πρόγραμμα αν τα υπό επεξεργασία αρχεία αφορούν πειραματικά δεδομένα ή δεδομένα προ-

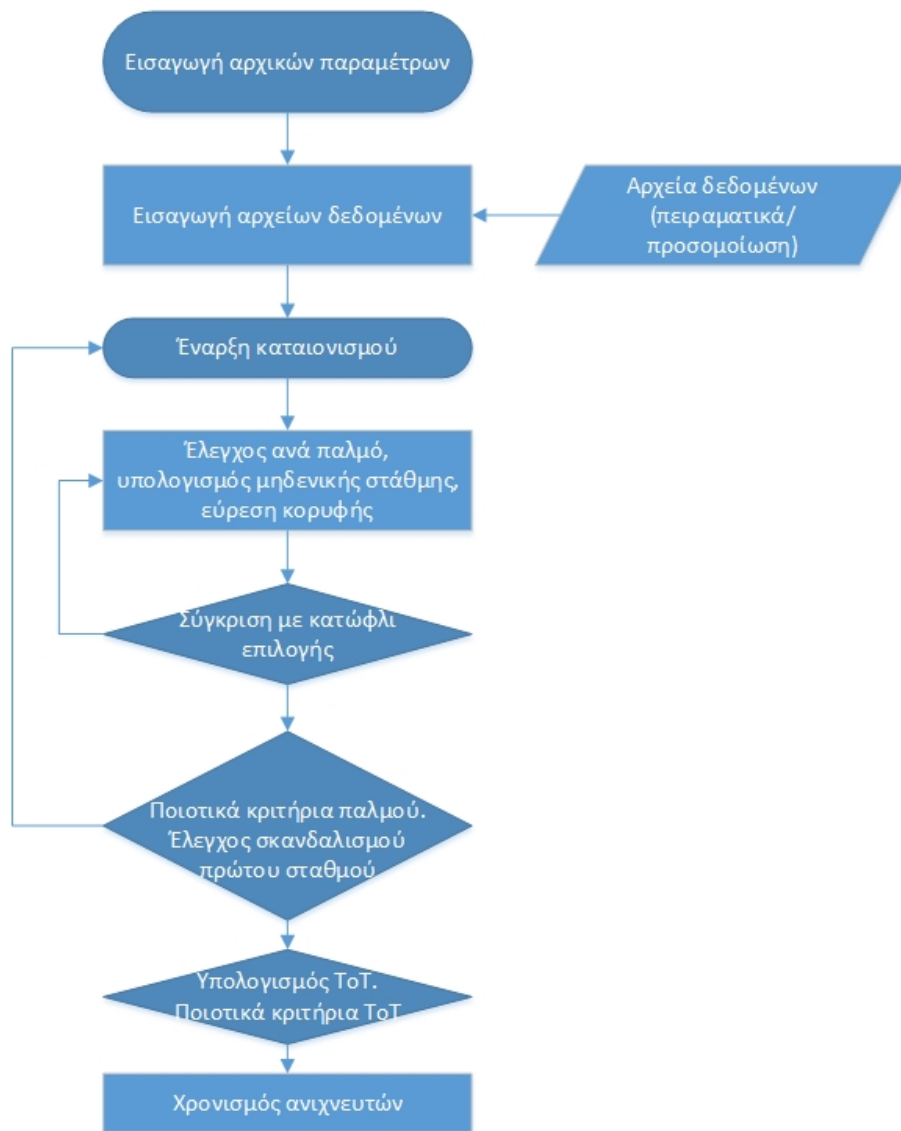


Εικόνα 7.3: Το περιβάλλον διεπαφής χρήστη του λογισμικού DAQ σε LabVIEW, όπου φαίνονται οι ρυθμίσεις του συστήματος λήψης δεδομένων (αριστερά) και οι κυματομορφές του τελευταίου γεγονότος κατατονισμού που καταγράφηκε με κατώφλι 4 mV και στα 3 κανάλια του πρώτου σταθμού (δεξιά πάνω) και (δεξιά κάτω) τα αντίστοιχα σήματα του δεύτερου σταθμού.

σομοίωσης. Σημειώνεται ότι η τάση επιλογής γεγονότων είναι σκόπιμα μεγαλύτερη κατά 3 mV από την τάση ανάλυσης, με σκοπό τη διαλογή γεγονότων που θα ικανοποιούν τα ποιοτικά κριτήρια που τίθενται και αναφέρονται παρακάτω, έτσι αν π.χ. η τάση κατωφλίου ανάλυσης των παλμών είναι στα 9.7 mV το κατώφλι επιλογής ορίζεται στα 12.7 mV.

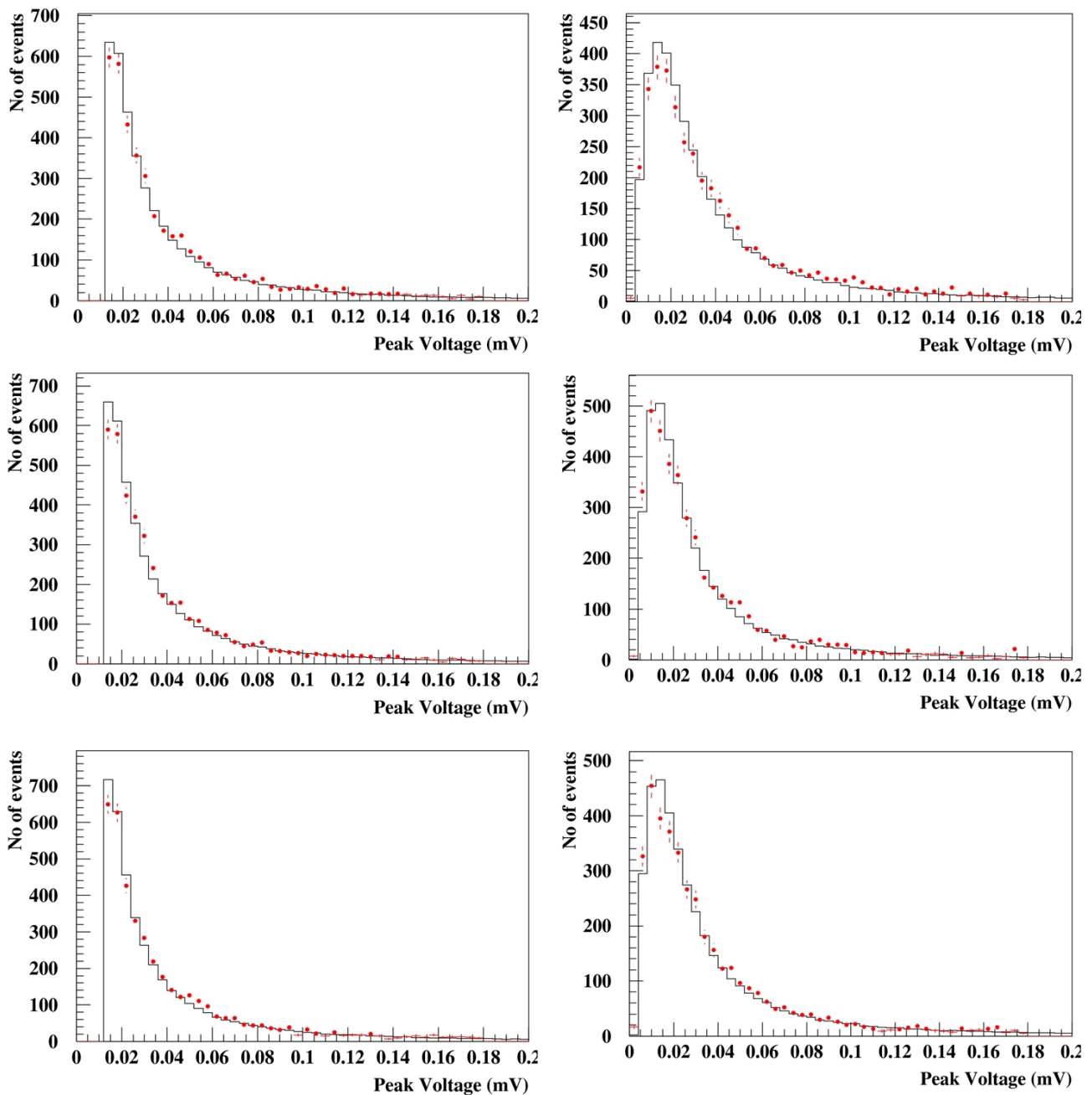
Ανοίγοντας τα αρχεία των πειραματικών δεδομένων ή της προσομοίωσης τοποθετούμε σε διάγραμμα μήκους 5.000 στοιχείων την ψηφιοποιημένη κυματομορφή που αντιστοιχεί σε κάθε παλμό και βρίσκουμε τη μέγιστη τιμή τάσης του παλμού, σκοπεύοντας στη γρήγορη απόρριψη γεγονότων που δεν υπερβαίνουν το κατώφλι επιλογής. Στα πρώτα 500 bins έχουμε επιλέξει να μην υπάρχει παλμός κατά τη λήψη δεδομένων, τοποθετώντας κατάλληλα τη θέση του χρόνου σκανδαλισμού στον παλμογράφο, έτσι ώστε να είναι δυνατός από αυτή την περιοχή ο υπολογισμός της μηδενικής στάθμης (offset) του παλμογράφου, ενώ από εκεί και μετά έως το 5.000 bin αναζητούμε την κορυφή του παλμού.

Στην ευρεθείσα κορυφή εφαρμόζουμε ποιοτικά κριτήρια με σκοπό το διαχωρισμό των ποιοτικά καλών παλμών από τους υπόλοιπους. Οι ιδιότητες που αποτελούν λόγο απόρριψης για μία κυματομορφή είναι: κορυφή παλμού στα πρώτα 500 bins, τυπική απόκλιση τιμών τάσης μηδενικής στάθμης μεγαλύτερη από 1 mV, απόλυτη τιμή μηδενικής στάθμης μεγαλύτερη από 2.5 mV, διαφορά κορυφής παλμού - μηδενικής στάθμης μεγαλύτερη από το τριπλάσιο της τυπικής απόκλισης των τιμών τάσης της μηδενικής στάθμης και τέλος μέση τιμή κορυφών αρνητικών παλμών μεγαλύτερη από 2.5 mV.



Εικόνα 7.4: Διάγραμμα ροής λογισμικού επεξεργασίας δεδομένων βαθμονόμησης σταθμών.

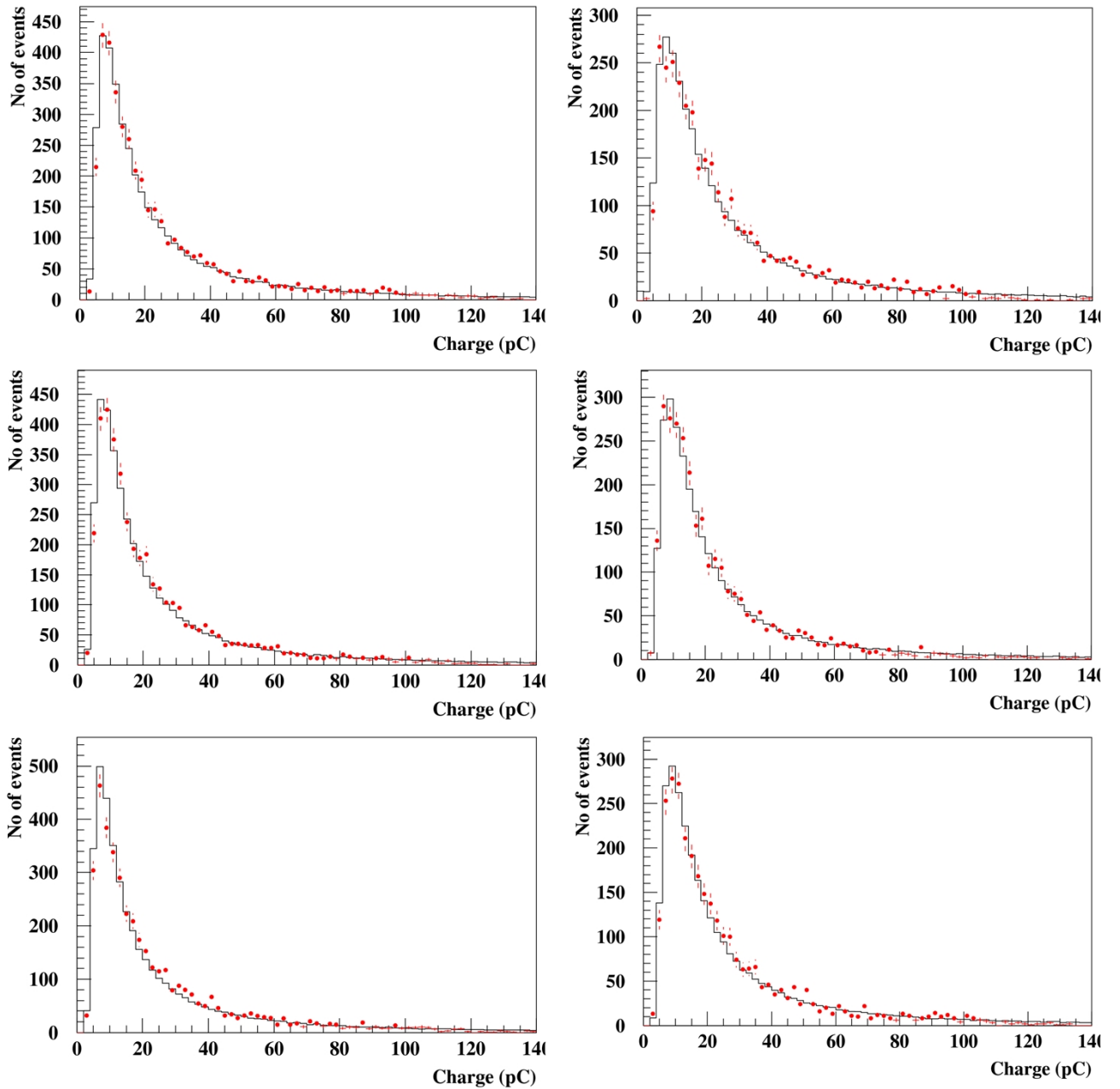
Χρησιμοποιώντας μόνο τους παλμούς που περνούν αυτά τα κριτήρια ελέγχουμε αν υπάρχει τριπλή σύμπτωση των παλμών των ανιχνευτών του πρώτου σταθμού που έχουν περάσει τα ποιοτικά κριτήρια και στην περίπτωση επίτευξης του, υπολογίζουμε το φορτίο ολοκληρώνοντας τον παλμό, αφού πρώτα αφαιρέσουμε από κάθε τιμή τάσης την τιμή μηδενικής στάθμης. Σε αυτή τη φάση της ανάλυσης των δεδομένων παράγονται τα ιστογράμματα που αφορούν την κατανομή του ύψους των παλμών και την κατανομή του φορτίου για τον κάθε έναν ανιχνευτή. Στις εικόνες 7.5, 7.6, 7.7 παρουσιάζονται τα αναφερόμενα ιστογράμματα για τα ζεύγη ανιχνευτών των σταθμών 1 - 2 τόσο για τα δεδομένα των σταθμών όσο και για τα αντίστοιχα προσομοιωμένα γεγονότα. Οι ανιχνευτές του σταθμού 1 παρουσιάζονται στην αριστερή πλευρά της κάθε εικόνας, ενώ του σταθμού 2 στη δεξιά με κατακόρυφη διαδοχική αρίθμηση για τον κάθε σταθμό, για την κατανομή της μέγιστης τάσης του παλμού, την κατανομή του φορτίου και την κατανομή του αριθμού των MIP ανά παλμό αντίστοιχα. Ο κατακόρυφος άξονας των ιστογραμμάτων αναφέρεται στον αριθμό των γεγονότων που εμφανίζονται σε κάθε bin του ιστογράμματος και



Εικόνα 7.5: Κατανομή του ύψους των παλμών για τα ζεύγη των ανιχνευτών 1, 2 και 3 (κατακόρυφα) των σταθμών 1 (αριστερά) και 2 (δεξιά). Με ιστόγραμμα αναπαριστάται η προσομοίωση και με σημεία τα πειραματικά δεδομένα. Τα δεδομένα προσομοίωσης είναι κανονικοποιημένα στον αριθμό των πειραματικών δεδομένων και το κατώφλι επιλογής είναι ορισμένο στα 12.7 mV για τους ανιχνευτές του σταθμού 1.

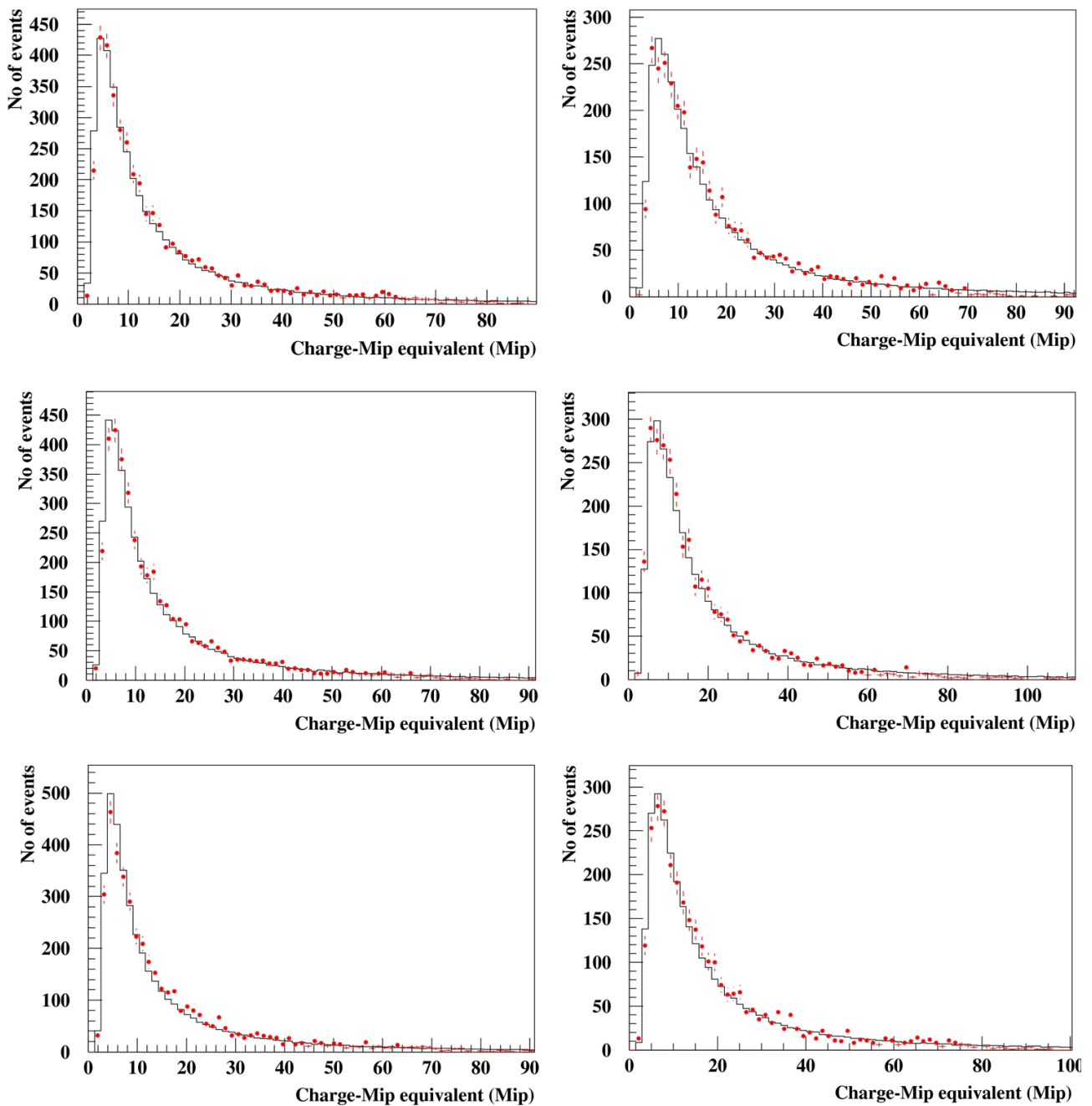
ο οριζόντιος στη μελετούμενη παράμετρο. Τα δεδομένα της προσομοίωσης απεικονίζονται με ιστόγραμμα (μαύρη γραμμή) ενώ με κόκκινα σημεία εμφανίζονται τα πειραματικά δεδομένα. Η σύμπτωση πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης είναι όπως φαίνεται εξαιρετική και οφείλεται στην ορθή ρύθμιση των παραμέτρων της προσομοίωσης, η οποία αναλύεται στην επόμενη παράγραφο.

Για τον υπολογισμό του χρόνου πάνω από το κατώφλι (ToT) βρίσκουμε τις διασταυρώσεις των



Εικόνα 7.6: Κατανομή του φορτίου των παλμών για τα ζεύγη των ανιχνευτών 1, 2 και 3 (κατακόρυφα) των σταθμών 1 (αριστερά) και 2 (δεξιά). Με ιστόγραμμα αναπαριστάται η προσομοίωση και με σημεία τα πειραματικά δεδομένα. Τα δεδομένα προσομοίωσης είναι κανονικοποιημένα στον αριθμό των πειραματικών δεδομένων και το κατώφλι επιλογής είναι ορισμένο στα 12.7 mV για τους ανιχνευτές του σταθμού 1.

πλήρως ψηφιοποιημένων παλμών με το κατώφλι, απορρίπτουμε τις μη αποδεκτές διασταυρώσεις (π.χ. εύρεση διασταύρωσης ανόδου του παλμού στα 500 πρώτα bins), ενώνουμε κοντινούς παλμούς που οι κορυφές τους απέχουν έως 6 ns, καθώς διαπιστώθηκε ότι αυτή η τιμή αντιστοιχεί στο κατώφλι της διακριτικής ικανότητας διαδοχικών κορυφών από την κάρτα Quarknet και απορρίπτουμε τις ανακλάσεις που δημιουργούνται στο καλώδιο μεταφοράς του σήματος για τους μεγάλους παλμούς και δεδομένου των 50 m μήκους των καλωδίων, με ταχύτητα διάδοσης 0.2 m/ns αναμένουμε να εμφανίζονται περίπου 500 ns μετά την έναρξη του παλμού. Ο λόγος

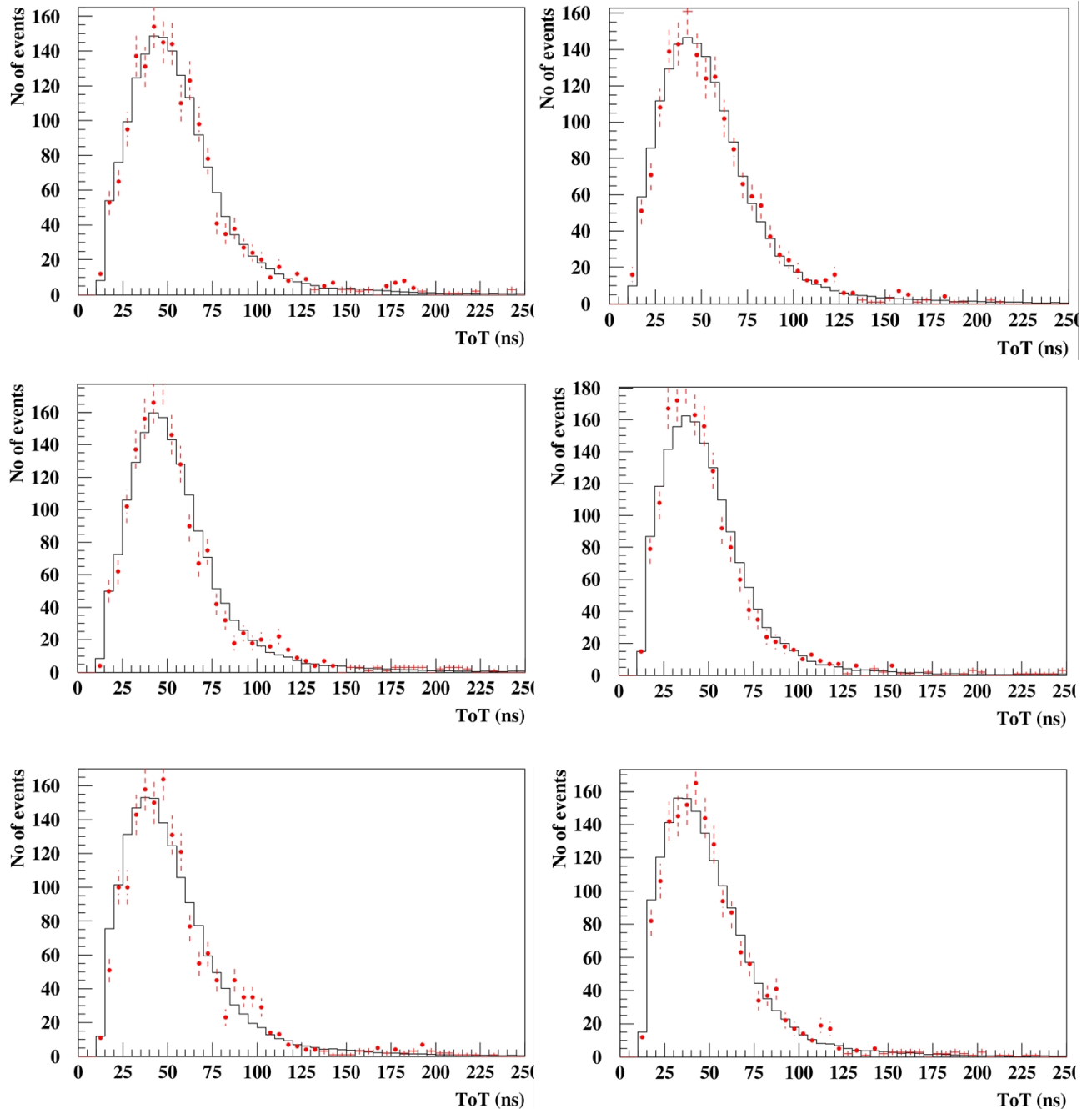


Εικόνα 7.7: Κατανομή του φορτίου των παλμών σε ισοδύναμο του αριθμού των ελάχιστων ιονίζοντων σωματιδίων που ανιχνεύτηκαν για τα ζεύγη των ανιχνευτών 1, 2 και 3 (**κατακόρυφα**) των σταθμών 1 (**αριστερά**) και 2 (**δεξιά**). Με ιστόγραμμα αναπαριστάται η προσομοίωση και με σημεία τα πειραματικά δεδομένα. Τα δεδομένα προσομοίωσης είναι κανονικοποιημένα στον αριθμό των πειραματικών δεδομένων και το κατώφλι επιλογής είναι ορισμένο στα 12.7 mV για τους ανιχνευτές του σταθμού 1.

αυτής της απόρριψης είναι ότι λανθασμένα μπορούν να δώσουν την εντύπωση παλμού μεγαλύτερης τιμής του ToT από την πραγματική, αν συνενωθούν με τον κύριο παλμό.

Υπολογίζοντας την τιμή του ToT της κάθε κυματομορφής έχουμε τη δυνατότητα να εφαρμόσουμε ποιοτικά κριτήρια, ώστε να απορρίψουμε παλμούς οι οποίοι πιθανώς να οφείλονται σε θόρυβο. Τα κριτήρια αυτά είναι: ελάχιστη τιμή ToT 2 ns, απόσταση από τη διασταύρωση ανόδου έως την κορυφή του παλμού 0.2 ns και αντίστοιχα από την κορυφή του παλμού έως τη διασταύ-

ρωση καθόδου 0.2 ns (ουσιαστικά ζητάμε να μην ταυτίζεται η κορυφή με κάποια διασταύρωση), διαφορά τιμής τάσης διασταύρωσης και τιμής κορυφής τουλάχιστον 1 mV και απόσταση από διαδοχικές κορυφές τουλάχιστον 3 ns. Με βάση αυτά τα κριτήρια, των οποίων οι τιμές έχουν προκύψει κατά τη βαθμονόμηση του Quarknet, συμπληρώνονται και πάλι τα αντίστοιχα ιστογράμματα του ToT των κυματομορφών (εικόνα 7.8).



Εικόνα 7.8: Κατανομή της τιμής χρόνου πάνω από το κατώφλι των παλμών για τα ζεύγη των ανιχνευτών 1, 2 και 3 (κατακόρυφα) των σταθμών 1 (αριστερά) και 2 (δεξιά). Με ιστόγραμμα αναπαριστάται η προσομοίωση και με σημεία τα πειραματικά δεδομένα. Τα δεδομένα προσομοίωσης είναι κανονικοποιημένα στον αριθμό των πειραματικών δεδομένων και το κατώφλι επιλογής είναι ορισμένο στα 12.7 mV για τους ανιχνευτές του σταθμού 1.

Η κατακόρυφη κλίμακα που χρησιμοποιήθηκε στον παλμογράφο (20 mV/div) θέτει μία

μέγιστη τιμή 180 mV στην τάση της κυματομορφής που μπορεί να ψηφιοποιηθεί και έτσι παρατηρείται μια συσσώρευση πειραματικών γεγονότων στη μέγιστη αυτή τιμή (overflow), τα οποία αντιστοιχούν όμως σε μεγαλύτερες τιμές. Η συμπεριφορά αυτή είναι εύκολο να αντιμετωπισθεί από την προσομοίωση θέτοντας οποιαδήποτε τιμή μεγαλύτερη από αυτό το όριο στα 180 mV, ενώ αν δεν κάνουμε καμία τέτοια διόρθωση εξάγουμε την πρόβλεψη της συμπεριφοράς της κατανομής του ύψους των παλμών χωρίς την επίδραση αυτού του τεχνικού περιορισμού του παλμογράφου, η οποία δεν υπάρχει κατά τη λήψη δεδομένων από τους σταθμούς με την κάρτα Quarknet.

Η επεξεργασία των δεδομένων της προσομοίωσης έγινε σε δύο επίπεδα τάσης κατωφλίου επιλογής και ανάλυσης. Στο πρώτο επιλέχθηκαν τιμές 12.7 mV και 9.7 mV και στο δεύτερο 7.7 mV και 4.7 mV για την τάση επιλογής και ανάλυσης αντίστοιχα. Η επιλογή του κατωφλίου ανάλυσης στα 4.7 mV¹ έγινε λόγω της αντιστοιχίας της τιμής αυτής με το 1 MIP, ενώ στη συνέχεια επιλέχθηκε και η τιμή των 9.7 mV, που αντιστοιχεί σε περίπου 2 MIPs, με σκοπό τη συλλογή καλύτερων ποιοτικά δεδομένων που υποφέρουν σε μικρότερο βαθμό από θόρυβο. Επίσης για κάθε ζεύγος τιμών κατωφλίου εκτελέστηκε ανάλυση με και χωρίς την επίδραση του περιορισμού του παλμογράφου, με σκοπό τη μικρορύθμιση των παραμέτρων της προσομοίωσης και την επιβεβαίωση της συμφωνίας πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης, αλλά και την πρόβλεψη της συμπεριφοράς των πειραματικών δεδομένων σε μεγαλύτερες τιμές τάσης από τα 180 mV που είναι η μέγιστη τιμή που μπορεί να καταγραφεί από τον παλμογράφο. Η παραπάνω επεξεργασία της προσομοίωσης πραγματοποιήθηκε για τα ζεύγη σταθμών 1 - 2 και 1 - 3.

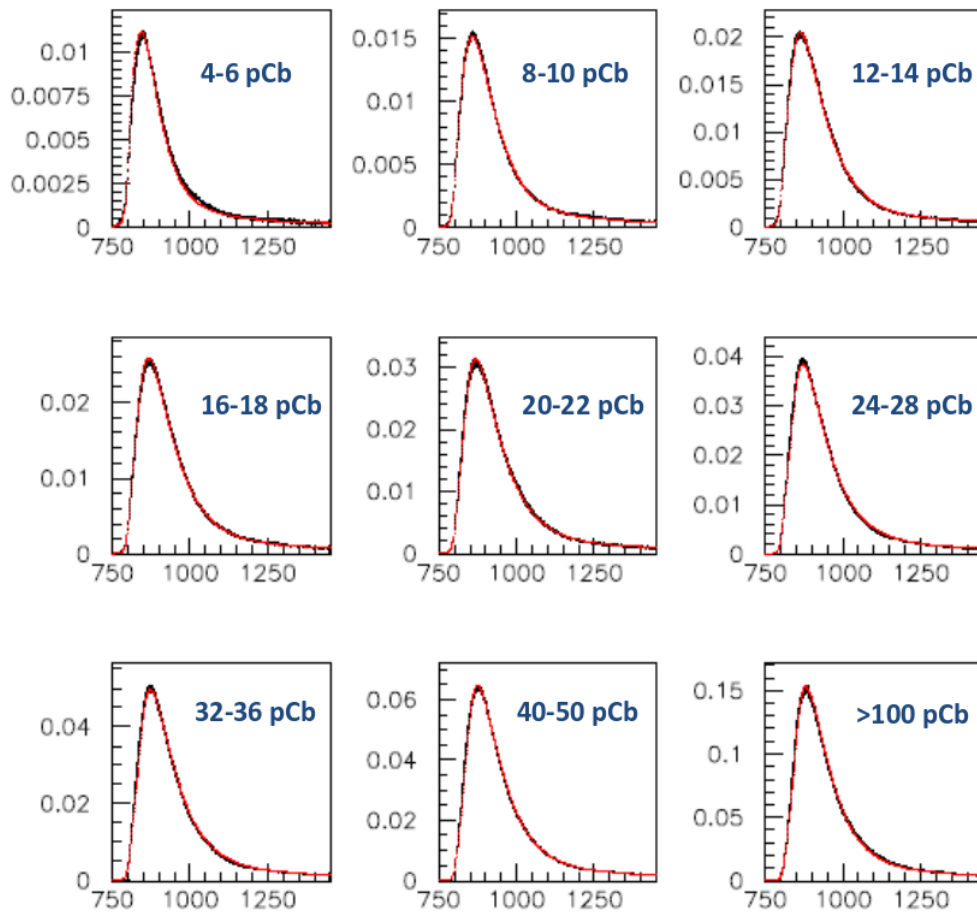
7.3 Ρύθμιση Προσομοίωσης και Βαθμονόμηση

Τα δεδομένα που συλλέγονται από τη διάταξη της βαθμονόμησης, ύστερα από την ανάλυση τους με κατώφλι επιλογής 12.7 mV, λόγω του υψηλότερου σήματος και εν γένει της καλύτερης ποιότητας τους σε σχέση με τα δεδομένα που λήφθηκαν με κατώφλι επιλογής τα 7.7 mV, χρησιμοποιούνται για τη μικρορύθμιση των παραμέτρων της προσομοίωσης (π.χ. παράγοντας διόρθωσης αποδοτικότητας συλλογής φωτός του φωτοπολλαπλασιαστή (QF), παράμετροι χρόνων απόκρισης σπινθηριστή R , τ_1 , τ_2 , τ_3 εξ.(6.4)) για κάθε ανιχνευτή κάθε σταθμού, οι οποίες εκτιμούνται από τη σύγκριση των προβλέψεων της προσομοίωσης για την κατανομή του φορτίου και της κατανομής του φορτίου των σημάτων των ανιχνευτών.

Όπως αναφέρθηκε, τα γεγονότα που χρησιμοποιούνται σ' αυτή τη διαδικασία επιλέχθηκαν από δεδομένα προσομοίωσης και από πειραματικά δεδομένα απαιτώντας το σήμα του κάθε ανιχνευτή να ξεπερνά το κατώφλι των 12.7 mV και έχοντας ως μέγιστη τάση παλμού τα 180 mV με σκοπό την αποφυγή του φαινομένου της συσσώρευσης δεδομένων στην τιμή αυτή (overflow) που κανονικά αντιστοιχούν σε μεγαλύτερες τιμές, αλλά το παράθυρο του παλμογράφου λόγω

¹ Η αρχική επιλογή ήταν 5 mV, όμως με την ολοκλήρωση της βαθμονόμησης της κάρτας Quarknet, αποδείχθηκε ότι η τιμή που είχε επιλεγεί αντιστοιχούσε στα 4.7 mV. Αντίστοιχα η αρχική επιλογή για τα 9.7 mV ήταν 10 mV.

της χρησιμοποιούμενης κλίμακας δεν δύναται να τις απεικονίσει. Για κάθε ανιχνευτή ξεχωριστά



Εικόνα 7.9: Σύγκριση κυματομορφής σήματος, προκύπτουσα από το μέσο όρο των πειραματικών κυματομορφών ενός ανιχνευτή (κόκκινο) με την πρόβλεψη της προσομοίωσης (μαύρο) μετά τη ρύθμιση των παραμέτρων αυτής, για σήματα σε διαφορετικές περιοχές φορτίου.

η κατανομή του φορτίου έχει καταγραφεί σε ιστόγραμμα (εικόνα 7.6) και η μέση κυματομορφή του παλμού $V(t)$ εκτιμάται συναρτήσει του φορτίου. Αυτό το μέσο σήμα του ανιχνευτή εκτιμάται από το μέσο όρο των πλήρως ψηφιοποιημένων κυματομορφών που έχουν φορτία που βρίσκονται μέσα σε καθορισμένα διαστήματα φορτίου, όπως έχει περιγραφεί στην παράγραφο 6.2.2. Για να καλύψουμε όλο το εύρος των παραγόμενων φορτίων, μέχρι φορτία που αντιστοιχούν σε 90 MIPs, τα κατανέμουμε σε ένα συνολικό αριθμό 20 τέτοιων διαστημάτων. Στην εικόνα 7.9 απεικονίζονται εννέα από αυτά τα διαστήματα.

Η εκτίμηση των παραμέτρων της προσομοίωσης (QF , R , τ_1 , τ_2 , τ_3) ακολουθεί μία επαναληπτική διαδικασία δύο διακριτών βημάτων. Στο πρώτο βήμα υπολογίζουμε μόνο τιμές για τον παράγοντα διόρθωσης της αποδοτικότητας των φωτοπολλαπλασιαστών (QF), ενώ υποθέτουμε κάποιες αρχικές τιμές για τις παραμέτρους του χρόνου απόκρισης των σπινθηριστών, μεγιστοποιώντας την ακόλουθη επεκτεταμένη συνάρτηση πιθανότητας

$$L_{QF} = \prod_{i=1}^{N_b} \prod_{k=1}^3 \frac{[\mu_{ki}(QF_1, QF_2, QF_3; S_1, S_2, S_3)]^{n_{ki}} \cdot e^{-\mu_{ki}(QF_1, QF_2, QF_3; S_1, S_2, S_3)}}{n_{ki}!} \quad (7.1)$$

όπου N_b τα bins που έχει διαχωριστεί το φορτίο του κάθε ανιχνευτή, το k αναφέρεται στον ανιχνευτή, QF_k ($k = 1, 2, 3$) είναι ο παράγοντας διόρθωσης της συλλογής φωτός του φωτοπολλαπλασιαστή για τον k ανιχνευτή, n_{ki} είναι ο αριθμός των παρατηρούμενων παλμών του k ανιχνευτή με φορτία που αντιστοιχούν στο i -στο bin ($i = 1, 2, 3, \dots, N_b$).

$\mu_{ki}(QF_1, QF_2, QF_3; S_1, S_2, S_3)$ είναι η προβλεπόμενη από την προσομοίωση κατάληψη του i -στου bin όταν οι παράγοντες διόρθωσης της συλλογής φωτός είναι QF_1, QF_2, QF_3 και οι συνθήκες συλλογής γεγονότων είναι ίδιες με τα πειραματικά δεδομένα. Η πρόβλεψη της προσομοίωσης για την κατανομή του φορτίου σε έναν ανιχνευτή μ_{ki} ($i = 1, 2, 3, \dots, N_b$) εξαρτάται από την υπολογιζόμενη τιμή των 3 ανιχνευτών λόγω του γεγονότος ότι οι QF παράγοντες επιδρούν στο πλάτος των προσομοιωμένων παλμών που συμμετέχουν στην επιλογή γεγονότων σκανδαλισμού. Για τον ίδιο λόγο η αναμενόμενη κατανομή φορτίου του κάθε ανιχνευτή εξαρτάται από τα 3 σετ παραμέτρων της χρονικής απόκρισης των σπινθηριστών

$$S_k = \{R_k, \tau_1, \tau_2, \tau_3\}, k = 1, 2, 3 \quad (7.2)$$

τα οποία καθορίζουν το σχήμα του παλμού. Στο δεύτερο βήμα, οι παραπάνω εκτιμημένες QF τιμές χρησιμοποιούνται για την παραγωγή δειγμάτων παλμών προσομοίωσης, όπου το κάθε δείγμα χρησιμοποιεί διαφορετικά σετ τιμών για τις παραμέτρους χρονικής απόκρισης. Σε αυτή τη φάση οι 20 μορφές μέσου σήματος ενός ανιχνευτή, όπου κάθε μία από αυτές αφορά διαφορετική περιοχή εύρους φορτίου παλμών, συγκρίνονται με τις αντίστοιχες προβλέψεις της προσομοίωσης με σκοπό την εκτίμηση των παραμέτρων της χρονικής απόκρισης, οι οποίες περιγράφουν βέλτιστα την κυματομορφή του ανιχνευτή για όλο το φάσμα του φορτίου. Βρέθηκε ότι μια πολύ καλή περιγραφή όλων των σημάτων των ανιχνευτών επιτυγχάνεται αφήνοντας τις παραμέτρους R και τ_1 να μεταβάλλονται συναρτήσει του φορτίου της κυματομορφής σύμφωνα με τις εξισώσεις (7.3) και (7.4)

$$R_k = \alpha_{Rk} + b_{Rk} \cdot Q \quad (7.3)$$

$$\tau_{1k} = \alpha_{1k} + b_{1k} \cdot e^{-c_{1k}Q}, k = 1, 2, 3 \quad (7.4)$$

ενώ οι παράμετροι τ_{2k} και τ_{3k} παραμένουν ανεξάρτητες του φορτίου. Χρησιμοποιούμε την παραπάνω παραμετροποίηση στην προσομοίωση, κάνουμε smearing στον χρόνο που περιγράφεται από την εξίσωση (6.4) και υποθέτουμε ότι το φορτίο Q ισούται με το άθροισμα των φορτίων των παλμών των φωτοηλεκτρονίων που χρησιμοποιούνται για το σχηματισμό της κυματομορφής. Οι παράμετροι χρονικής απόκρισης για τον k -οστό ανιχνευτή εκτιμούνται με ελαχιστοποίηση του χ^2 όπως ορίζεται από την εξίσωση 7.5

$$\chi_k^2 = \sum_{i=1}^{N_s} \sum_{j=1}^{20} \frac{\left[V_{ijk} - U_{ijk} \left(\overbrace{\alpha_{Nk} + b_{Nk} \cdot Q_j}^{R_k}, \overbrace{\alpha_{1k} + b_{1k} \cdot e^{-c_{1k}Q_j}}^{\tau_{1k}}, \tau_{2k}, \tau_{3k} \right) \right]^2}{\sigma_{ik}^2} \quad (7.5)$$

όπου ο δείκτης i ($i = 1, 2, 3, \dots, N_s$) δηλώνει το bin του χρόνου της κυματομορφής, ο δείκτης j ($j = 1, 2, 3, \dots, 20$) δηλώνει την περιοχή του φορτίου γύρω από την κεντρική τιμή Q_i , V_{ijk}

είναι το ύψος στο i -στο bin χρόνου της μέσης κυματομορφής των πειραματικών δεδομένων με φορτίο στην j -στη περιοχή φορτίου, U_{ijk} είναι η πρόβλεψη της προσομοίωσης για το ύψος του i -στού χρονικού bin στη j -στη περιοχή φορτίου που αντιστοιχεί στο ακόλουθο σετ παραμέτρων χρονικής απόκρισης

$$S_k = \left\{ \overbrace{\alpha_{Rk}, b_{Rk}}^{R_k}, \overbrace{\alpha_{1k}, c_{1k}}^{\tau_{1k}}, \tau_{2k}, \tau_{3k} \right\} \quad (7.6)$$

Χρησιμοποιώντας τις εκτιμώμενες τιμές των παραμέτρων χρονικής απόκρισης για κάθε ανιχνευτή και παρατηρώντας την επίδραση τους στο φορτίο του σήματος, αυτή η διαδικασία 2 βημάτων επαναλαμβάνεται μέχρι οι εκτιμήσεις για τους συντελεστές διόρθωσης της συλλογής φωτός από τους φωτοπολλαπλασιαστές και οι παράμετροι της χρονικής απόκρισης των σπινθηριστών να συγκλίνουν, γεγονός που πρακτικά συμβαίνει μετά την τρίτη επανάληψη. Οι παράμετροι προσομοίωσης του δεύτερου σταθμού εκτιμήθηκαν με την ίδια διαδικασία όπως στο σταθμό 1, εφαρμόζοντας τα ίδια κριτήρια επιλογής γεγονότων χρησιμοποιώντας για την προσαρμογή παλμούς των οποίων η κορυφή είναι μεταξύ 12.7 mV και 180 mV.

Οι εκτιμώμενες QF τιμές κυμαίνονται για τους ανιχνευτές του HELYCON μεταξύ 0.9 και 1.1, ενώ το σφάλμα της εκτίμησης είναι της τάξης του 0.03. Οι εκτιμώμενες τιμές των παραμέτρων χρονικής απόκρισης βρέθηκαν πρακτικά ίδιες ανάμεσα στους ανιχνευτές με τυπικές τιμές

$$R = [0.75 + 6.5 \cdot 10^{-4} \cdot N_{MIP}] \text{ ns} \quad (7.7)$$

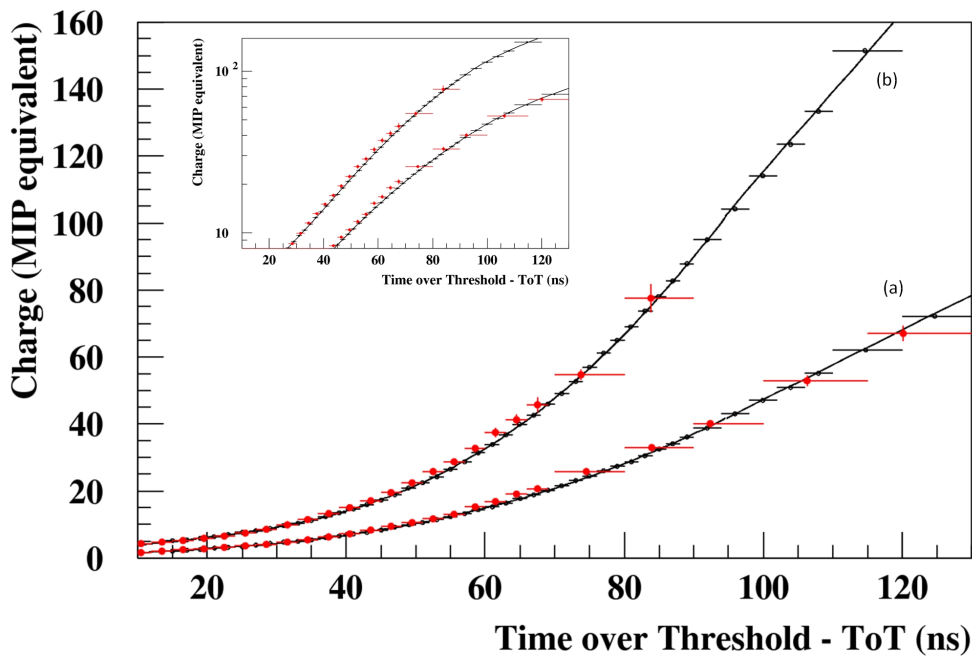
$$\tau_1 = [10.7 - 5.1 \cdot e^{-0.15 \cdot N_{MIP}}] \text{ ns}$$

$$\tau_2 = 0.7 \text{ ns}$$

$$\tau_3 = 670 \text{ ns}$$

όπου N_{MIP} είναι το φορτίο των παλμών των φωτοπολλαπλασιαστών σε μονάδες φορτίου της απόκρισης ενός τυπικού ανιχνευτή σε ένα ελάχιστο ιονίζον σωματίο (MIP).

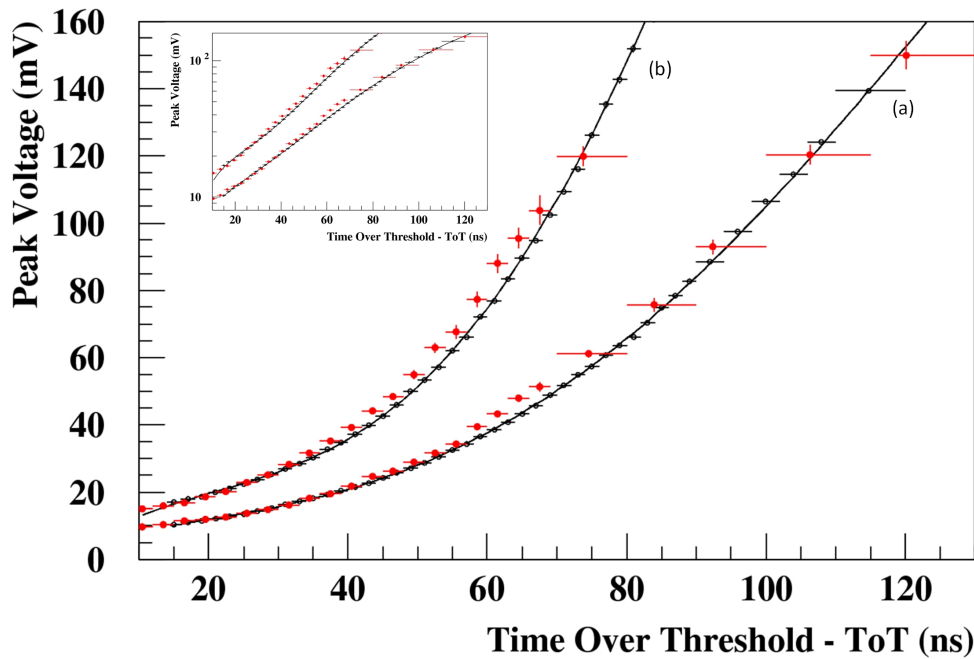
Η επιτυχία της προσομοίωσης να εκφράσει τις κατανομές του ύψους των παλμών και του ToT των ανιχνευτών του HELYCON, ενώ αυτά τα χαρακτηριστικά των κυματομορφών δεν έχουν χρησιμοποιηθεί για τη ρύθμιση των προβλέψεων της προσομοίωσης, μας δείχνει ότι η πραγματοποιηθείσα ρύθμιση περιγράφει ορθά την απόκριση των ανιχνευτών στους ατμοσφαιρικούς καταιονισμούς κοσμικής ακτινοβολίας. Όπως φαίνεται και στις εικόνες 7.10 και 7.11 η προσομοίωση περιγράφει επιτυχώς τη σχέση μεταξύ των χαρακτηριστικών της κυματομορφής. Στις εικόνες αυτές τα σήματα του ανιχνευτή 1 του σταθμού 1 έχουν κατηγοριοποιηθεί σε bins του ToT τους, με σκοπό την εκτίμηση της σχέσης μεταξύ της μέσης τιμής του φορτίου και της μέσης τιμής του ύψους των παλμών των σημάτων, αντίστοιχα σε κάθε εικόνα ως συνάρτηση του ToT, υπολογισμένου σε επίπεδα κατωφλίου 4.7 mV (a) και 9.7 mV (b). Στον κατακόρυφο άξονα βρίσκεται η μέση τιμή του φορτίου (σε ισοδύναμο του αριθμού των MIP) και η μέση τιμή του ύψους των παλμών (σε mV) αντίστοιχα για κάθε εικόνα, για κάθε περιοχή της τιμής του ToT



Εικόνα 7.10: Το μέσο φορτίο της κυματομορφής του ανιχνευτή 1 - σταθμού 1 του HELYCON, σε bins του ToT όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης, ενώ στην παράθεση ο κατακόρυφος άξονας βρίσκεται σε λογαριθμική κλίμακα.

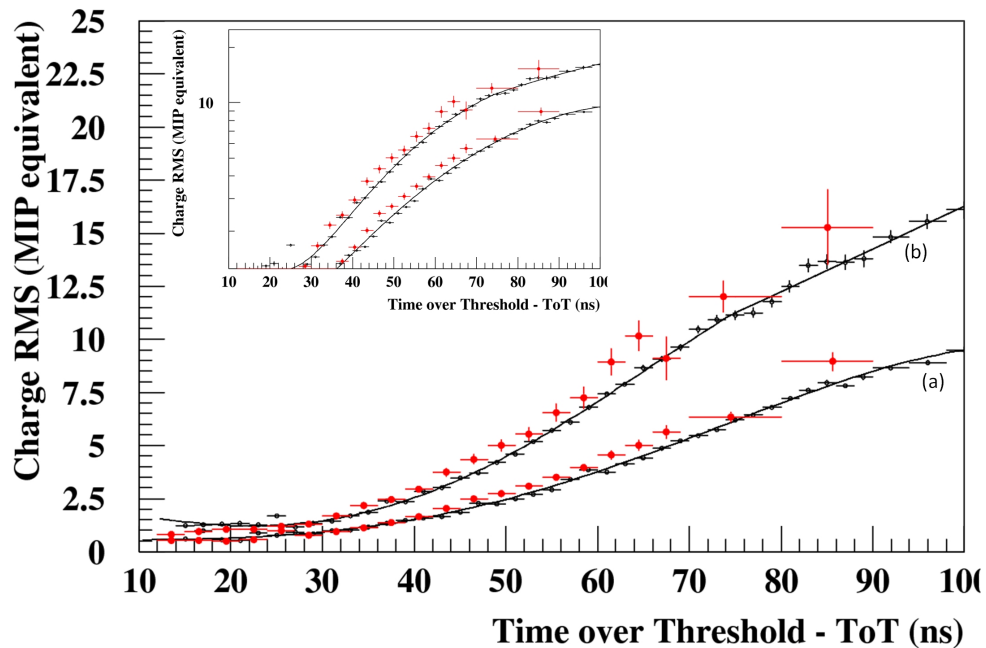
που περιέχεται σε κάθε bin του ToT του οριζόντιου άξονα. Τα πειραματικά δεδομένα εμφανίζονται με κόκκινα σημεία, η πρόβλεψη της προσομοίωσης με μαύρα σημεία ενώ εμφανίζεται και η καμπύλη της προσαρμογής των σημείων της προσομοίωσης. Σε παράθεση στις δύο αυτές εικόνες τα ίδια ιστογράμματα εμφανίζονται σε ημιλογαριθμική κλίμακα για την πλήρη ανάδειξη τους. Τα ιστογράμματα αυτά έχουν επιλεγεί να απεικονίζουν μόνο την περιοχή των τιμών που διαθέτουμε πειραματικά δεδομένα, λόγω του περιορισμού του παραθύρου του παλμογράφου που χρησιμοποιείται για τη λήψη τους, έτσι ώστε να αναδειχθεί καλύτερα η συμφωνία μεταξύ πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης. Η πρόβλεψη της προσομοίωσης στις μεγαλύτερες τιμές του ToT και η προσαρμογή αυτών των σημείων με καμπύλη παρουσιάζεται στην επόμενη ενότητα.

Η πρόβλεψη της προσομοίωσης περιγράφει σωστά τη σχέση μεταξύ των παραπάνω χαρακτηριστικών του παλμού με το ToT και υπολογίζεται από τα δεδομένα βαθμονόμησης για όλους τους βαθμονομημένους ανιχνευτές. Αν και τα πειραματικά συλλεχθέντα δεδομένα της βαθμονόμησης δεν παρέχουν πληροφορία για τα πολύ μεγάλα ToT, καθώς υπάρχει το όριο των 180 mV στο ύψος του παλμού, η προφανής συμφωνία με τις προβλέψεις της προσομοίωσης στην πειραματικά παρατηρούμενη περιοχή ToT δικαιολογεί τη χρήση της προσομοίωσης στην εξαγωγή παραμετροποίησης και σε υψηλότερες τιμές ToT, όπως θα δούμε στη επόμενη παράγραφο. Παράλληλα θα δούμε και ότι η παραμετροποίηση αυτή δε διαφέρει σημαντικά από ανιχνευτή σε ανιχνευτή του HELYCON.



Εικόνα 7.11: Η μέση τιμή του ύψους των παλμών της κυματομορφής του ανιχνευτή 1 - σταθμού 1 του HELYCON, σε bins του ToT όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης, ενώ στην παράθεση ο κατακόρυφος άξονας βρίσκεται σε λογαριθμική κλίμακα.

Αυτές οι σχέσεις, με κύρια τη σχέση μέσης τιμής φορτίου - ToT, χρησιμοποιούνται στην ανάλυση των δεδομένων που συλλέγονται από τους σταθμούς HELYCON όταν αυτοί βρίσκονται σε λειτουργία λήψης δεδομένων με χρήση των καρτών ψηφιοποίησης σήματος Quarknet, όπου η μοναδική άμεσα υπολογιζόμενη πληροφορία σε σχέση με το μέγεθος των παλμών είναι η τιμή του ToT για κάθε γεγονός σε κάθε ανιχνευτή. Ωστόσο αυτή η εκτίμηση του μεγέθους του σήματος παρουσιάζει μη αμελητέα στατιστικά λάθη, καθώς βασίζεται στις μέσες τιμές των κατανομών για τη μετατροπή της τιμής του ToT σε φορτίο. Για παράδειγμα το RMS της κατανομής φορτίου σε μία περιοχή τιμών του ToT παρουσιάζεται ως συνάρτηση του ToT στην εικόνα 7.12 όπου χρησιμοποιούνται τιμές επιπέδου κατωφλίου 4.7 mV (a) και 9.7 mV(b), όπου και πάλι συγκρίνουμε το αποτέλεσμα των πειραματικών δεδομένων (κόκκινα σημεία) με την πρόβλεψη της προσομοίωσης (μαύρα σημεία), ενώ παρουσιάζεται και η καμπύλη της προσαρμογής των σημείων της προσομοίωσης. Με σκοπό τη σύγκριση πειραματικών δεδομένων και πρόβλεψης προσομοίωσης, το ιστόγραμμα περιορίζεται στις τιμές του ToT που διαθέτουμε πειραματικά δεδομένα από τον παλμογράφο. Το συμπέρασμα της παραμετροποίησης αυτής είναι ότι η τεχνική που αναπτύχθηκε για τη μετατροπή του ToT σε χαρακτηριστικά του παλμού, παρά το γεγονός ότι εισάγει αναπόφευκτα σφάλματα κατά τους υπολογισμούς της, προβλέπει ορθά όχι μόνο την εκτίμηση της μετατροπής αυτής αλλά και το σφάλμα της.



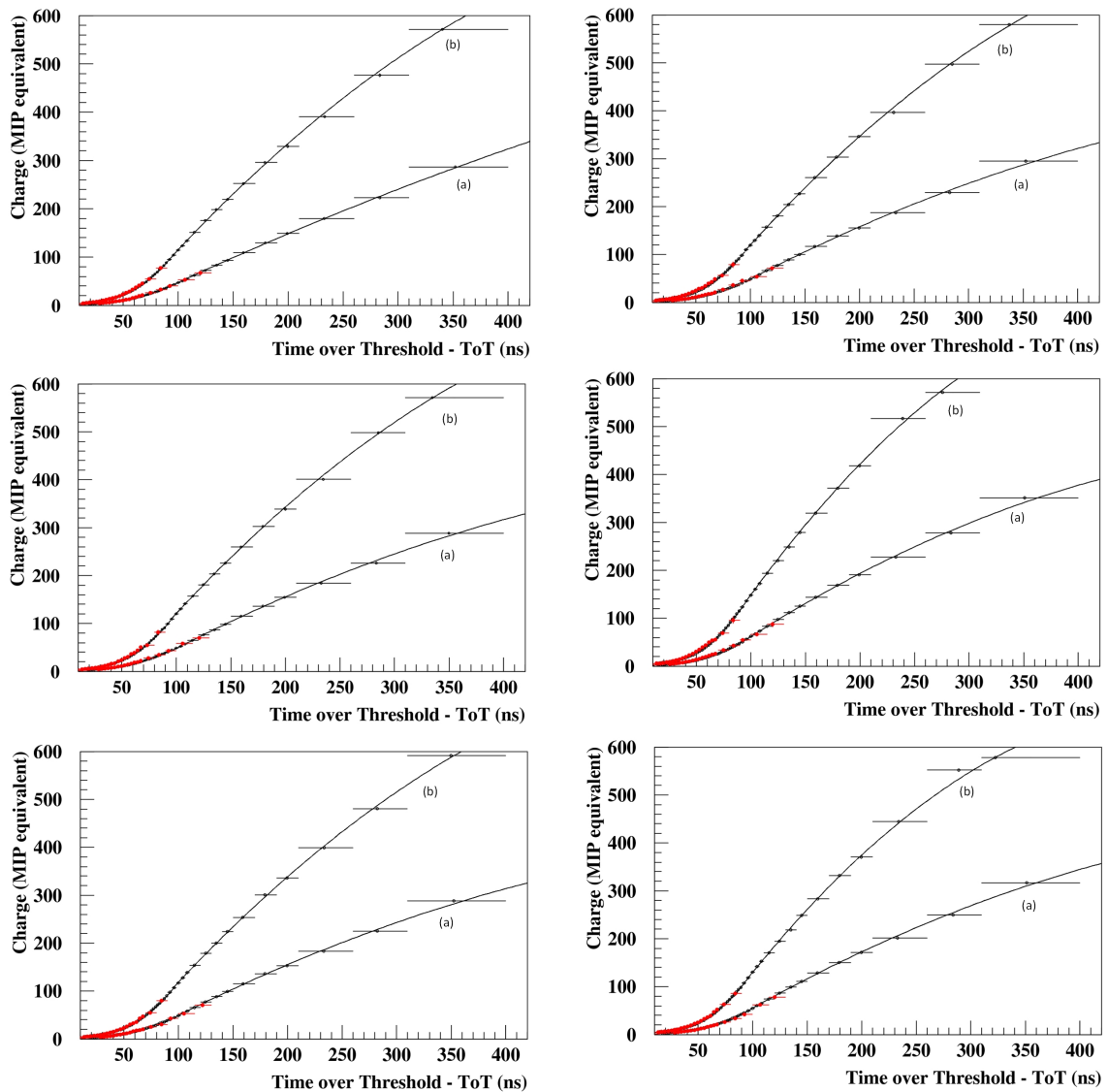
Εικόνα 7.12: Η τιμή του RMS της κατανομής του φορτίου σε bins του ToT, ως συνάρτηση του ToT για τις κυματομορφές του ανιχνευτή 1 του σταθμού 1 του HELYCON, όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης, ενώ στην παράθεση ο κατακόρυφος άξονας βρίσκεται σε λογαριθμική κλίμακα.

7.4 Παραμετροποίηση

Στις υποενότητες που θα ακολουθήσουν θα περιγράψουμε πλήρως και για όλες τις τιμές του ToT την παραμετροποίηση και την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης που προκύπτουν για τις σχέσεις φορτίου - ToT, ύψους παλμού - ToT, ToT - φορτίου, ToT - ύψους παλμού, ύψους παλμού - φορτίου και τέλος της σχέσης RMS φορτίου - ToT.

7.4.1 Φορτίο - Time over Threshold (ToT)

Αν και η εικόνα 7.10 είναι ενδεικτική της συμφωνίας που έχει επιτευχθεί ανάμεσα στα πειραματικά δεδομένα και την προσομοίωση, η συμπεριφορά της σχέσης φορτίου - ToT και σε μεγαλύτερες τιμές του ToT είναι η ζητούμενη, με δεδομένο ότι η τιμή του ToT είναι η μοναδική διαθέσιμη πληροφορία σε σχέση με το μέγεθος των παλμών από την κάρτα ψηφιοποίησης Quarknet.



Εικόνα 7.13: Το μέσο φορτίο της κυματομορφής των ανιχνευτών 1, 2, 3 (**κατακόρυφα**) των σταθμών 1 (**αριστερά**) και 2 (**δεξιά**) του HELYCON, σε bins του ToT όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης όπου φαίνεται η εξέλιξη της για μεγάλες τιμές του ToT.

Εκμεταλλεύομενοι τη συμφωνία της εικόνας 7.10, στην εικόνα 7.13 δείχνουμε την εξέλιξη της σχέσης φορτίου – ToT, σύμφωνα με την προσομοίωση και την προσαρμογή που γίνεται στα σημεία που προκύπτουν για τους ανιχνευτές των σταθμών 1 (αριστερά) και 2 (δεξιά), οι οποίοι εμφανίζονται κατακόρυφα με αύξοντα αριθμό από πάνω προς τα κάτω για κάθε σταθμό, για τα δύο επίπεδα της τάσης κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV (b) και 4.7 mV (a). Το φορτίο στον κατακόρυφο άξονα εμφανίζεται με τον ισοδύναμο αριθμό MIP που αντιστοιχεί σε κάθε ανιχνευτή ο οποίος προκύπτει διαιρώντας με τον αριθμό και το φορτίο των φωτοηλεκτρονίων που αντιστοιχούν σε κάθε έναν από αυτούς. Με κόκκινα σημεία εμφανίζονται και πάλι τα πειραματικά δεδομένα, ενώ τώρα η πρόβλεψη της προσομοίωσης (μαύρα σημεία) για το ToT φτάνει έως τα 400 ns, όπου γίνεται και η προσαρμογή της. Η προσαρμογή της σχέσης φορτίου – ToT έως το επίπεδο των 95 ns περίπου για την τιμή του ToT γίνεται με χρήση 4βάθμιας πολωνυμικής συνάρτησης

Ανιχν.	Επίπεδο κατωφλίου (mV)	a	b	c	d	g
1	4.7	0.74564	0.16724	$-0.1586 \cdot 10^{-2}$	$0.10053 \cdot 10^{-3}$	$-0.2807 \cdot 10^{-6}$
2		0.34607	0.22222	$-0.42413 \cdot 10^{-2}$	$0.15008 \cdot 10^{-3}$	$-0.55806 \cdot 10^{-6}$
3		1.2141	0.11546	$0.18071 \cdot 10^{-4}$	$0.89523 \cdot 10^{-4}$	$-0.26906 \cdot 10^{-6}$
4		-0.44701	0.21589	$-0.43817 \cdot 10^{-2}$	$0.14644 \cdot 10^{-3}$	$-0.47371 \cdot 10^{-6}$
5		1.0218	0.14338	$-0.1286 \cdot 10^{-2}$	$0.10206 \cdot 10^{-3}$	$-0.28178 \cdot 10^{-6}$
6		0.6733	0.18607	-0.27362	$0.12175 \cdot 10^{-4}$	$-0.39656 \cdot 10^{-6}$
7		1.8233	0.023593	$-0.45994 \cdot 10^{-2}$	$-0.19804 \cdot 10^{-4}$	$0.57676 \cdot 10^{-6}$
8		1.4195	0.070975	$0.29079 \cdot 10^{-2}$	$0.21212 \cdot 10^{-4}$	$-0.21902 \cdot 10^{-6}$
9		1.717	0.039882	$-0.36052 \cdot 10^{-2}$	$0.25662 \cdot 10^{-4}$	$0.10396 \cdot 10^{-6}$
1	9.7	0.42101	0.68705	$-0.20566 \cdot 10^{-1}$	$0.48608 \cdot 10^{-3}$	$-0.16714 \cdot 10^{-5}$
2		0.26057	0.72449	$-0.23292 \cdot 10^{-1}$	$0.55949 \cdot 10^{-3}$	$-0.21518 \cdot 10^{-5}$
3		0.91278	0.59533	$-0.16649 \cdot 10^{-1}$	$0.44314 \cdot 10^{-3}$	$-0.15572 \cdot 10^{-5}$
4		-0.38341	0.82069	$-0.28647 \cdot 10^{-1}$	$0.65219 \cdot 10^{-3}$	$-0.26087 \cdot 10^{-5}$
5		0.54673	0.66245	$-0.2022 \cdot 10^{-1}$	$0.49447 \cdot 10^{-3}$	$-0.17673 \cdot 10^{-5}$
6		-0.20073	0.77529	$-0.24866 \cdot 10^{-1}$	$0.56492 \cdot 10^{-3}$	$-0.21237 \cdot 10^{-5}$
7		4.2005	0.15545	$0.16239 \cdot 10^{-2}$	$0.16345 \cdot 10^{-3}$	$-0.2214 \cdot 10^{-6}$
8		3.6866	0.20395	$0.13226 \cdot 10^{-2}$	$0.13574 \cdot 10^{-3}$	$0.40243 \cdot 10^{-7}$
9		3.9424	0.16299	$0.34717 \cdot 10^{-2}$	$0.67612 \cdot 10^{-4}$	$0.73885 \cdot 10^{-6}$

Πίνακας 7.1: Τιμές προσαρμογής της παραμετροποίησης της εξ.7.8 για τη σχέση φορτίου - ToT.

(εξ. 7.8), ενώ από το επίπεδο αυτό και πάνω η προσαρμογή γίνεται με χρήση δευτεροβάθμιας πολυωνυμικής συνάρτησης (εξ. 7.9) και οι τιμές των παραμέτρων της προσαρμογής του κάθε ενός από τους 9 ανιχνευτές που σχηματίζουν τους 3 ανιχνευτικούς σταθμούς του HELYCON παρουσιάζονται στους πίνακες 7.1 και 7.2 για κάθε συνάρτηση αντίστοιχα.

$$Q = a + b \cdot ToT + c \cdot (ToT)^2 + d \cdot (ToT)^3 + g \cdot (ToT)^4 \quad (7.8)$$

$$Q = j + k \cdot (ToT) + l \cdot (ToT)^2 \quad (7.9)$$

Το όφελος αυτής της παραμετροποίησης κατά την ανάλυση των δεδομένων της κανονικής λειτουργίας των σταθμών είναι ο προσδιορισμός της σχέσης ToT και φορτίου που αντιστοιχεί σε κάθε παλμό και αυτό με τη σειρά του σε αριθμό MIP για κάθε ανιχνευτή. Λόγω της σημαντικότητας της, αυτή η παραμετροποίηση πραγματοποιήθηκε και για τους εννέα ανιχνευτές σε αντίθεση με τις παραμετροποιήσεις των ακόλουθων σχέσεων που πραγματοποιήθηκαν για τους ανιχνευτές δύο ή ακόμα και ενός σταθμού.

Ανιχν.	Επίπεδο κατωφλίου (mV)	j	k	l
1	4.7	-97.891	1.7848	$-0.69139 \cdot 10^{-3}$
2		-118.72	2.0599	$-0.13761 \cdot 10^{-2}$
3		-113.75	2.0299	$-0.13466 \cdot 10^{-2}$
4		-118.86	2.1283	$-0.16296 \cdot 10^{-2}$
5		-114.67	2.0635	$-0.14392 \cdot 10^{-2}$
6		-117.78	2.0569	$-0.13649 \cdot 10^{-2}$
7		-11.87	0.14713	$0.72507 \cdot 10^{-2}$
8		-8.9606	0.1124	$0.70946 \cdot 10^{-2}$
9		-9.8193	0.1208	$0.71338 \cdot 10^{-2}$
1	9.7	-230.22	4.4358	$-0.33453 \cdot 10^{-2}$
2		-223.37	4.4348	$-0.34532 \cdot 10^{-2}$
3		-222.17	4.3781	$-0.33106 \cdot 10^{-2}$
4		-250.65	4.8534	$-0.48265 \cdot 10^{-2}$
5		-258.66	4.8897	$-0.49188 \cdot 10^{-2}$
6		-235.27	4.5422	$-0.37064 \cdot 10^{-2}$
7		-42.586	0.7367	$0.1354 \cdot 10^{-1}$
8		-21.154	0.23674	$0.15713 \cdot 10^{-1}$
9		-33.38	0.45662	$0.15215 \cdot 10^{-1}$

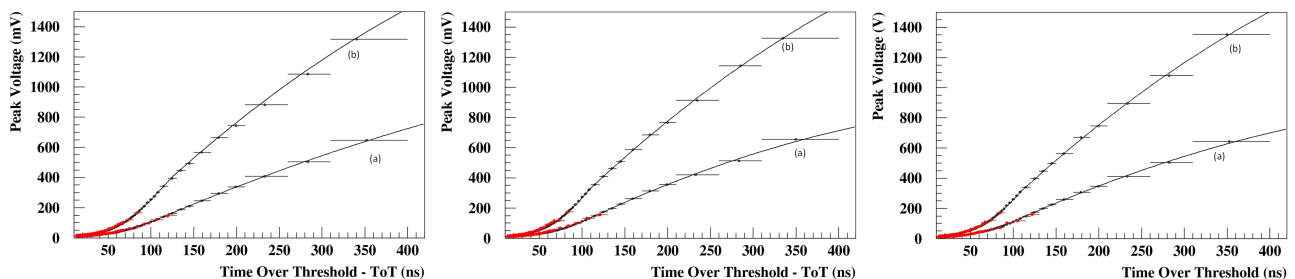
Πίνακας 7.2: Τιμές προσαρμογής της παραμετροποίησης της εξ.7.9 για τη σχέση φορτίου - ToT.

7.4.2 Ύψος παλμού - Time over Threshold (ToT)

Παράλληλα με την παραμετροποίηση της σχέσης φορτίου - ToT διενεργήθηκε και η παραμετροποίηση της σχέσης ύψους παλμού - ToT, η οποία παρότι δε χρησιμοποιείται κατά την ανάλυση των δεδομένων της κανονικής λειτουργίας είναι σημαντική, καθώς η σύμπτωση των κατανομών του μέγιστου ύψους των κυματομορφών που έχουν ψηφιοποιηθεί με παλμογράφο κατά τη διαδικασία συλλογής δεδομένων βαθμονόμησης των σταθμών και των αντίστοιχων κατανομών της προσομοίωσης, ενισχύει τον ισχυρισμό μας περί της αξιοπιστίας της προσομοίωσης.

Ανιχν.	Επίπεδο κατωφλίου (mV)	a	b	c	d	g
1	4.7	4.1789	0.50433	$-0.10412 \cdot 10^{-1}$	$0.23936 \cdot 10^{-3}$	$-0.84888 \cdot 10^{-6}$
2		5.6167	0.32528	$-0.43889 \cdot 10^{-2}$	$0.16561 \cdot 10^{-3}$	$-0.4948 \cdot 10^{-6}$
3		6.2071	0.24783	$-0.35102 \cdot 10^{-3}$	$0.11011 \cdot 10^{-3}$	$-0.26879 \cdot 10^{-6}$
1	9.7	1.4109	1.5367	$-0.48899 \cdot 10^{-1}$	$0.93995 \cdot 10^{-3}$	$-0.35329 \cdot 10^{-5}$
2		3.8183	1.2726	$-0.40297 \cdot 10^{-1}$	$0.85839 \cdot 10^{-3}$	$-0.31939 \cdot 10^{-5}$
3		3.5135	1.2717	$-0.36592 \cdot 10^{-1}$	$0.76893 \cdot 10^{-3}$	$-0.27676 \cdot 10^{-5}$

Πίνακας 7.3: Τιμές προσαρμογής της παραμετροποίησης της εξ.7.8 για τη σχέση ύψους παλμών - ToT.



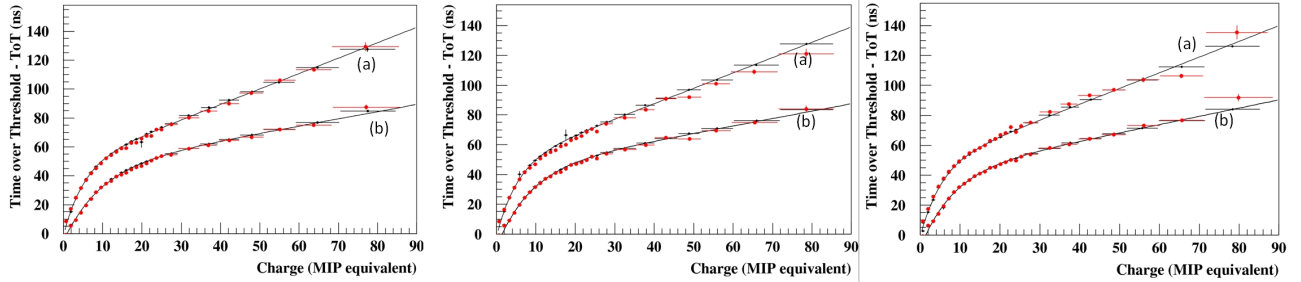
Εικόνα 7.14: Το μέσο ύψος παλμών της κυματομορφής των ανιχνευτών 1, 2, 3 (οριζόντια) του σταθμού 1 του HELYCON, σε bins του ToT όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης όπου φαίνεται η εξέλιξη της για μεγάλες τιμές του ToT.

Στην εικόνα 7.11 παρουσιάστηκε η σύμπτωση πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης για τον ανιχνευτή 1 του σταθμού 1 και στην εικόνα 7.14 παρουσιάζεται η πρόβλεψη της σχέσης αυτής σύμφωνα με την προσομοίωση για μεγαλύτερες τιμές του ToT, για τους 3 ανιχνευτές του πρώτου σταθμού στα επίπεδα κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV (a) και 9.7 mV (b). Οι τιμές των παραμέτρων της προσαρμογής των σημείων της προσομοίωσης (μαύρα σημεία), που και πάλι γίνονται με τις εξισώσεις 7.8 και 7.9 (όπου στη θέση του φορτίου τοποθετούμε το ύψος των παλμών), παρουσιάζονται στους πίνακες 7.3 και 7.4 αντίστοιχα. Λόγω της μη εκμετάλλευσης της παραμετροποίησης αυτής κατά την ανάλυση των δεδομένων, η εύρεση των τιμών των παραμέτρων περιορίστηκε στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού.

Ανιχν.	Επίπεδο κατωφλίου (mV)	j	k	l
1	4.7	-159.0	2.7598	$-0.13787 \cdot 10^{-2}$
2		-185.08	3.1629	$-0.22913 \cdot 10^{-2}$
3		-164.31	2.9654	$-0.20073 \cdot 10^{-2}$
1	9.7	-291.68	6.0362	$-0.37724 \cdot 10^{-2}$
2		-295.59	6.119	$-0.38126 \cdot 10^{-2}$
3		-297.5	6.0001	$-0.37404 \cdot 10^{-2}$

Πίνακας 7.4: Τιμές προσαρμογής της παραμετροποίησης της εξ.7.9 για τη σχέση ύψους παλμών - ToT.

7.4.3 Time over Threshold (ToT) - Φορτίο



Εικόνα 7.15: Η μέση τιμή του ToT της κυματομορφής των ανιχνευτών 1, 2, 3 του σταθμού 1 του HELYCON, σε bins του φορτίου όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης.

Στην εικόνα 7.15 παρουσιάζονται για τους τρεις ανιχνευτές του σταθμού 1 τα αντίστροφα ιστογράμματα ToT – φορτίου τα οποία είναι άμεσα συγκρίσιμα με τα ιστογράμματα των εικόνων 7.10 και 7.13. Τα πειραματικά δεδομένα παρουσιάζονται με κόκκινα σημεία, η πρόβλεψη της προσομοίωσης απεικονίζεται με μαύρα σημεία ενώ η προσαρμογή της πρόβλεψης της προσομοίωσης γίνεται με χρήση της εξίσωσης 7.10 για τα δύο επίπεδα κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV (a) και 9.7 mV (b).

$$ToT = a + b \cdot Q - c \cdot e^{-d \cdot Q} \quad (7.10)$$

Στον πίνακα 7.5 παρουσιάζονται οι τιμές των παραμέτρων της προσαρμογής για τους τρεις αναφερόμενους ανιχνευτές του σταθμού 1. Η χρησιμότητα αυτής της παραμετροποίησης έγκειται στη δυνατότητα που μας δίνει για έλεγχο των ιστογραμμάτων των εικόνων 7.10 και 7.13, ενώ η συμφωνία μεταξύ πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης είναι εξαιρετικά ικανοποιητική.

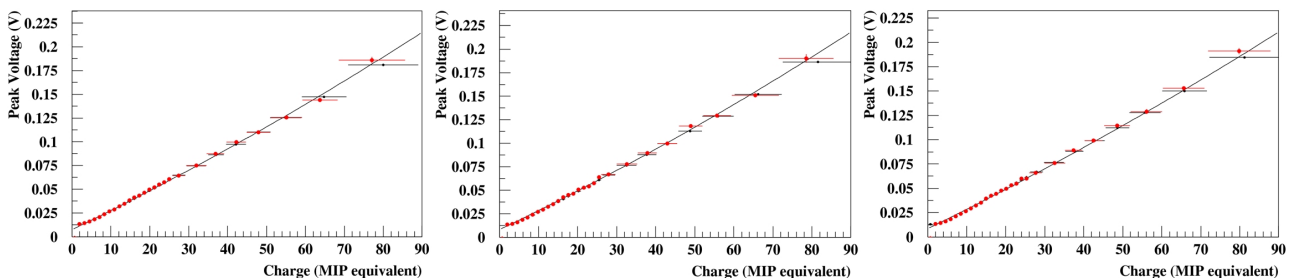
Ανιχν.	Επίπεδο κατωφλίου (mV)	a	b	c	d
1	4.7	46.649	0.68433	48.517	0.127
2		46.358	0.67315	48.5	0.128
3		45.355	0.68348	46.674	0.127
1	9.7	44.534	0.3192	49.98	$0.68833 \cdot 10^{-1}$
2		42.769	0.32488	51.753	$0.77435 \cdot 10^{-1}$
3		40.752	0.35817	49.486	$0.80566 \cdot 10^{-1}$

Πίνακας 7.5: Τιμές προσαρμογής της παραμετροποίησης της εξ.7.10 για τη σχέση ToT - φορτίου.

Ανιχν.	a	b	c
1	$0.47306 \cdot 10^{-2}$	$0.12697 \cdot 10^{-2}$	$0.23425 \cdot 10^{-5}$
2	$0.81489 \cdot 10^{-2}$	$0.12922 \cdot 10^{-2}$	$0.25666 \cdot 10^{-5}$
3	$0.84727 \cdot 10^{-2}$	$0.1276 \cdot 10^{-2}$	$0.20502 \cdot 10^{-5}$

Πίνακας 7.6: Τιμές προσαρμογής της παραμετροποίησης της εξ.7.11 για τη σχέση ύψους παλμού - φορτίου.

7.4.4 Ύψος παλμού - Φορτίο



Εικόνα 7.16: Η σχέση της εξέλιξης των τιμών του ύψους του παλμού σε bins των τιμών του φορτίου της κυματομορφής των ανιχνευτών 1, 2, 3 του σταθμού 1 του HELYCON, όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης.

Με τα ιστογράμματα της σχέσης ύψους παλμού - φορτίου ολοκληρώνεται το πακέτο του προσδιορισμού των παραμέτρων της βαθμονόμησης των σταθμών. Με χρήση των ιστογραμμάτων ύψους παλμού - φορτίου της εικόνας 7.16 μπορεί να γίνει σύνδεση των σχέσεων φορτίου - ToT και ύψους παλμού - ToT με σκοπό τον πληρέστερο έλεγχο της εγκυρότητας της παραμετροποίησης και της δυνατότητας της παραγόμενης προσομοίωσης να προβλέψει ορθά τα πειραματικά δεδομένα.

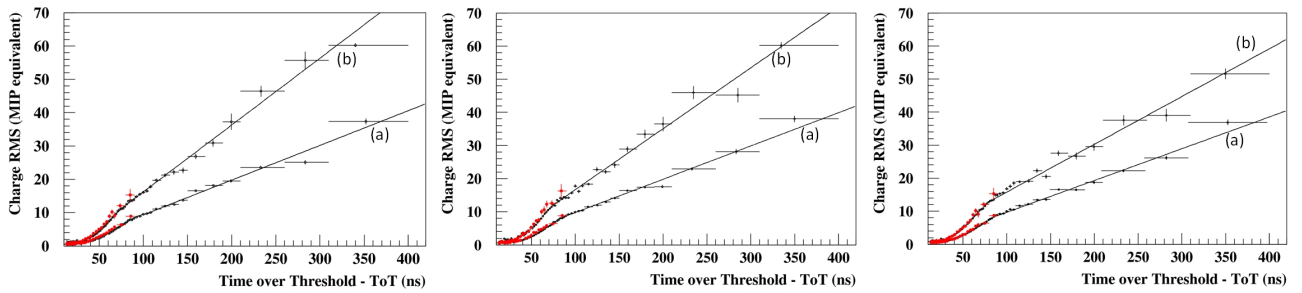
Στην εικόνα 7.16 παρουσιάζεται η σχέση αυτή για τους τρεις ανιχνευτές του σταθμού 1, όπου με κόκκινα σημεία απεικονίζονται τα πειραματικά δεδομένα και με μαύρα σημεία η πρόβλεψη της

προσομοίωσης για την περιοχή όπου διαθέτουμε πειραματικά δεδομένα από τον παλμογράφο, ενώ στον πίνακα 7.6 παρουσιάζονται οι τιμές των παραμέτρων της προσαρμογής αυτής της σχέσης, η οποία γίνεται με χρήση δευτεροβάθμιας πολυωνυμικής συνάρτησης (εξ. 7.11)

$$PV = a + b \cdot Q + c \cdot Q^2 \quad (7.11)$$

και δε διαφέρει για όποιο κατώφλι τάσης ανάλυσης παλμών και να επιλέξουμε όπως είναι αναμενόμενο, καθώς μόνο η τιμή του ToT είναι αυτή που επηρεάζεται από το επίπεδο ορισμού της τάσης ανάλυσης των κυματομορφών.

7.4.5 RMS φορτίου - Time over Threshold (ToT)



Εικόνα 7.17: Η τιμή του RMS της κατανομής του φορτίου σε bins του ToT, ως συνάρτηση του ToT για τις κυματομορφές των ανιχνευτών 1, 2 και 3 του σταθμού 1 του HELYCON, όπως υπολογίστηκε για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα σημεία), a) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV και b) σε επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 9.7 mV. Η μαύρη γραμμή αναπαριστά την προσαρμογή των σημείων της προσομοίωσης.

Στην παράγραφο 7.3 αναφέραμε και δείξαμε (εικόνα 7.12) το μη αμελητέο σφάλμα που παρουσιάζει αυτή η μέθοδος. Παραταύτα το πειραματικά υπολογιζόμενο σφάλμα του φορτίου συναρτήσει της τιμής του ToT συμφωνεί με το προβλεπόμενο από την προσομοίωση. Το γεγονός αυτό μας δίνει τη δυνατότητα, όπως και για τις άλλες παραμέτρους του παλμού που μελετήσαμε, να προβλέψουμε τη συμπεριφορά του στατιστικού σφάλματος του φορτίου σύμφωνα με την εκτίμηση της προσομοίωσης, κάνοντας προσαρμογή στο στατιστικό σφάλμα του φορτίου για κάθε ανιχνευτή των σταθμών 1 και 2. Στην εικόνα 7.17 για τους τρεις ανιχνευτές του σταθμού 1 αναπαριστώνται οι τιμές του rms σφάλματος του φορτίου (ισοδύναμο σε MIP) για τα αντίστοιχα bins του ToT και για τα δύο επίπεδα κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV (a) και 9.7 mV (b). Με κόκκινα σημεία εμφανίζονται τα πειραματικά δεδομένα και με μαύρα η πρόβλεψη της προσομοίωσης, της οποίας η προσαρμογή γίνεται σύμφωνα με τη συνάρτηση της εξίσωσης 7.12 έως το επίπεδο των 75 ns του ToT και με τη συνάρτηση της εξίσωσης 7.13 από το επίπεδο αυτό και άνω, με τις τιμές των παραμέτρων της προσαρμογής που αναγράφονται στον πίνακα 7.7 για τους σταθμούς 1 και 2 του HELYCON.

$$rms = a + b \cdot ToT + c \cdot (ToT)^2 + d \cdot (ToT)^3 + g \cdot (ToT)^4 \quad (7.12)$$

$$rms = j + k \cdot ToT \quad (7.13)$$

Ανιχν.	Επίπεδο κατωφλίου (mV)	a	b	c	d	g
1	4.7	0.54853	$0.47905 \cdot 10^1$	$-0.27964 \cdot 10^{-2}$	$0.88813 \cdot 10^{-4}$	$-0.51378 \cdot 10^{-6}$
2		0.45747	$0.77001 \cdot 10^{-1}$	$-0.43944 \cdot 10^{-2}$	$0.11665 \cdot 10^{-3}$	$-0.6527 \cdot 10^{-6}$
3		1.467	$-0.3022 \cdot 10^{-1}$	$-0.5183 \cdot 10^{-3}$	$0.6674 \cdot 10^{-4}$	$-0.44949 \cdot 10^{-6}$
4		1.3542	$-0.47651 \cdot 10^{-1}$	$0.39526 \cdot 10^{-3}$	$0.45403 \cdot 10^{-4}$	$-0.30105 \cdot 10^{-6}$
5		1.5370	$-0.57421 \cdot 10^{-1}$	$0.69506 \cdot 10^{-3}$	$0.43245 \cdot 10^{-4}$	$-0.30417 \cdot 10^{-6}$
6		-0.21992	0.15498	$-0.75621 \cdot 10^{-2}$	$0.17066 \cdot 10^{-3}$	$-0.98472 \cdot 10^{-6}$
1	9.7	3.8357	-0.11336	$-0.20913 \cdot 10^{-2}$	$0.17581 \cdot 10^{-3}$	$-0.12697 \cdot 10^{-5}$
2		-1.9495	0.47533	$-0.22514 \cdot 10^{-1}$	$0.47747 \cdot 10^{-3}$	$-0.28409 \cdot 10^{-5}$
3		2.6129	$-0.91891 \cdot 10^{-1}$	$0.27932 \cdot 10^{-4}$	$0.12425 \cdot 10^{-3}$	$-0.95798 \cdot 10^{-6}$
4		0.5154	0.15702	$-0.11262 \cdot 10^{-1}$	$0.32352 \cdot 10^{-3}$	$-0.21657 \cdot 10^{-5}$
5		3.0442	-0.15687	$0.26957 \cdot 10^{-2}$	$0.72351 \cdot 10^{-4}$	$-0.6307 \cdot 10^{-6}$
6		1.7964	$0.72591 \cdot 10^{-1}$	$-0.83038 \cdot 10^{-2}$	$0.26782 \cdot 10^{-3}$	$-0.17481 \cdot 10^{-5}$

Πίνακας 7.7: Τιμές προσαρμογής της παραμετροποίησης της εξ.7.12 για τη σχέση rms φορτίου - ΤοΤ.

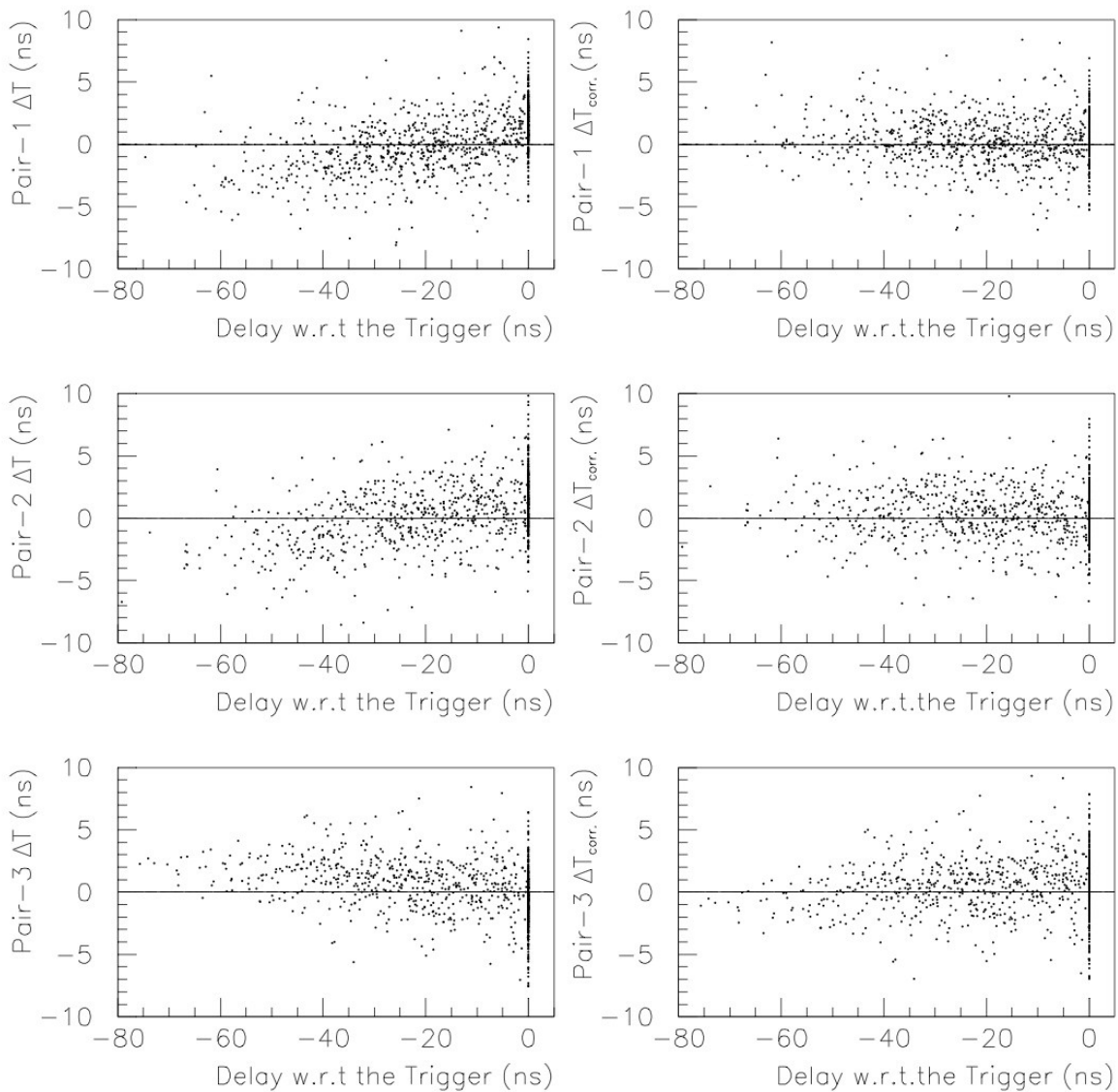
Ανιχν.	Επίπεδο κατωφλίου (mV)	j	k
1	4.7	-1.6562	0.16252
2		-0.4591	0.15402
3		0.10245	0.14797
4		-2.4192	0.16841
5		-0.99841	0.15708
6		-1.4195	0.16108
1	9.7	-5.912	0.31279
2		-2.6174	0.28167
3		2.0405	0.22253
4		-0.82952	0.23394
5		-5.0105	0.29357
6		0.44795	0.2425

Πίνακας 7.8: Τιμές προσαρμογής της παραμετροποίησης της εξ.7.13 για τη σχέση rms φορτίου - ΤοΤ.

7.5 Διορθώσεις Χρονισμού

Λόγο της εγγύτητας των παράπλευρων ανιχνευτών, θεωρούμε ότι το μέτωπο κύματος του καταιονισμού προσπίπτει ταυτόχρονα στις επιφάνειες τους προκαλώντας σύγχρονα σήματα. Θεωρούμε $\delta t = t_2 - t_1$ τη διαφορά χρόνων άφιξης των δύο σημάτων, σε ένα ζεύγος παράπλευρων ανιχνευτών που ανήκουν στο σταθμό 2 και στο σταθμό αναφοράς 1, αντίστοιχα, καθώς αποκρίνονται στον ίδιο ΕΑΚ. Υποθέτοντας ταυτόχρονη απόκριση, το δt πρέπει να κατανέμεται γύρω από το μηδέν ανεξάρτητα από το χρονικό διάστημα μεταξύ του t_1 και του χρόνου σχηματισμού του σκανδαλισμού t_{trg} . Ωστόσο αυτή η παραδοχή είναι μόνο κατά προσέγγιση σωστή, καθώς λόγω του μη αμελητέου μεγέθους των ανιχνευτών ($1 \times 1 \text{ m}^2$), υπάρχει μία χρονική διαφορά στην απόκριση των παράπλευρων ανιχνευτών, η οποία εξαρτάται από τη διεύθυνση των σωματιδίων σε σχέση με τη γεωμετρική διάταξη των αναφερόμενων ανιχνευτών. Αυτό παρουσιάζεται στην αριστερή στήλη της εικόνας 7.18 για τα τρία ζεύγη ανιχνευτών της διάταξης βαθμονόμησης. Η χρονική διαφορά δt αναπαριστάται συναρτήσει της ποσότητας $t_1 - t_{trg}$ χρησιμοποιώντας μόνο παλμούς $> 40 \text{ mV}$ (με σκοπό την αποφυγή της επίδρασης του slewing, όπως θα δούμε εν συνεχεία). Η μέση τιμή του δt για όλα τα ζεύγη ανιχνευτών παρουσιάζει διακύμανση, η οποία εξαρτάται σχεδόν γραμμικά από την αντίστοιχη τιμή $t_1 - t_{trg}$. Η ίδια συμπεριφορά παρατηρείται και στην προσομοίωση, μελέτες της οποίας με χρήση μεγάλης στατιστικής, δείχνουν ότι αυτή η γραμμική κλίση εξαρτάται από τη γεωμετρική διάταξη του ζεύγους των παράπλευρων ανιχνευτών, σε σχέση με τους άλλους ανιχνευτές της διάταξης. Η παραμετροποίηση της γραμμικής σχέσης της διακύμανσης από το μηδέν της μέσης τιμής του δt , ως συνάρτηση του $t_1 - t_{trg}$ και η επίδραση αυτής της διόρθωσης στα δεδομένα της βαθμονόμησης διαπιστώνεται στη δεξιά στήλη της εικόνας 7.18, με την τιμή του δt να παραμένει σταθερή γύρω από το μηδέν.

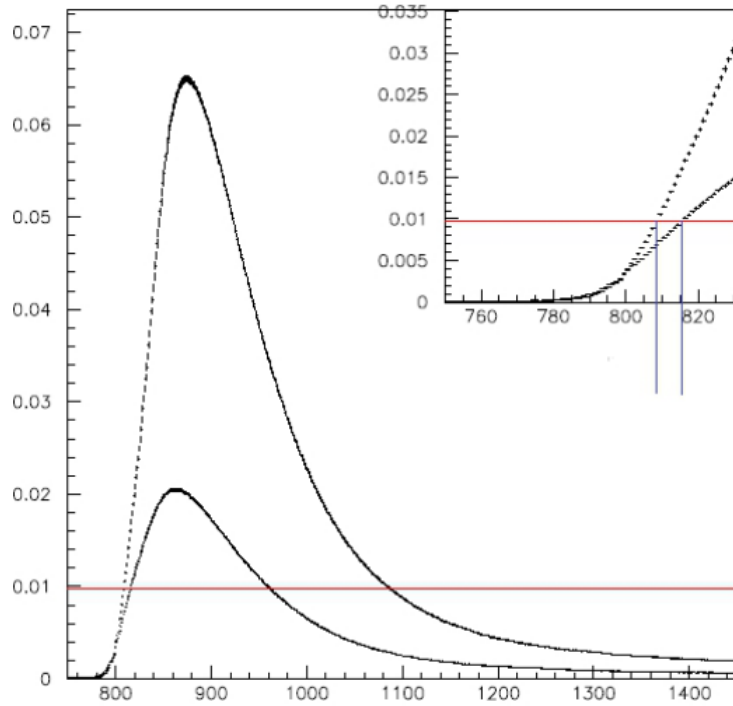
Οι διορθώσεις αυτές, που καλούνται “γεωμετρικές διορθώσεις χρόνου”, είναι συγκεκριμένες για κάθε διάταξη βαθμονόμησης και κάθε ζεύγος παράπλευρων ανιχνευτών και εφαρμόζονται κατά την ανάλυση των δεδομένων της βαθμονόμησης πριν από οποιαδήποτε σύγκριση χρόνων μεταξύ των ανιχνευτών. Το συστηματικό (slewing) και το στατιστικό (χρονική ανάλυση) σφάλμα κατά τη μέτρηση του χρόνου άφιξης των παλμών εξαρτώνται από το ύψος του κάθε παλμού, όπως φαίνεται και στην εικόνα 7.19, όντας αρκετά μεγάλο για μικρούς παλμούς, αλλά με τάση να μηδενίζεται όσο μεγαλώνει το ύψος των παλμών. Χρησιμοποιώντας την τεχνική του ToT, ο χρονισμός των παλμών επιτυγχάνεται καταγράφοντας το χρόνο της πρώτης διασταύρωσης του παλμού με την οριζόμενη τιμή κατωφλίου (rising edge), έτσι είναι απαραίτητο η χρονική ανάλυση και το slewing να εκτιμώνται ως συναρτήσεις του ToT. Τα πειραματικά δεδομένα της βαθμονόμησης των σταθμών και τα γεγονότα της προσομοίωσης αντιμετωπίζονται ακριβώς με τον ίδιο τρόπο, με σκοπό την εκτίμηση του σφάλματος χρονισμού των παλμών σε κατώφλι λήψης δεδομένων 4.7 mV και 9.7 mV ως συνάρτηση του ToT.



Εικόνα 7.18: Διαφορά στη χρονική απόκριση (δt) δύο παράπλευρων ανιχνευτών των σταθμών 2 και 1 κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης τους, συναρτήσει της διαφοράς $t_1 - t_{trg}$. **Δεξιά** εμφανίζονται οι τιμές που αντιστοιχούν στα τρία ζεύγη παράπλευρων ανιχνευτών πριν οποιαδήποτε διόρθωση και **αριστερά** μετά την εμπειρική διόρθωση που προκύπτει από την προσομοίωση.

7.5.1 Παραμετροποίηση χρονικής ανάλυσης παλμών και slewing

Η διαφορά στην απόκριση δύο παράπλευρων ανιχνευτών στον ίδιο καταιονισμό $\Delta T (= t_2 - t_1)$, από τον ανιχνευτή του σταθμού 1 (t_1) και τον παραπλεύρως τοποθετημένο ανιχνευτή του σταθμού 2 (t_2), αποτελεί το στατιστικό σφάλμα της μέτρησης του χρονισμού ενός γεγονότος. Η εκτίμηση της χρονικής ανάλυσης έγινε σε bins του ToT μελετώντας την κατανομή των ΔT όταν και τα δύο σήματα των ανιχνευτών παρουσιάζουν παρόμοιο ToT, ώστε να ανήκουν στο ίδιο bin και πρακτικά να παρουσιάζουν το ίδιο slewing, με αποτέλεσμα την αναίρεση του



Εικόνα 7.19: Αναπαράσταση του σφάλματος χρονισμού των παλμών το οποίο εξαρτάται από το ύψος του παλμού. Οι μικρότεροι παλμοί εγγράφονται με καθυστέρηση.

συστηματικού σφάλματος κατά τον υπολογισμό του ΔT . Η κατανομή του ΔT για τα πειραματικά δεδομένα και την προσομοίωση είναι με καλή προσέγγιση Gaussian με μέσες τιμές στο μηδέν για όλα τα bins του ToT, όπως άλλωστε αναμένουμε μετά από τις γεωμετρικές διορθώσεις χρόνου που αναφέραμε πριν λίγο. Η αναφερόμενη χρονική ανάλυση προέκυψε από τις κατανομές αυτές ως το $\sigma/\sqrt{2}$ θεωρώντας την ίδια χρονική ανάλυση για όλους τους ανιχνευτές. Η εξάρτηση της χρονικής ανάλυσης από το εύρος του σήματος για έναν ανιχνευτή, μετρούμενο ως ToT, φαίνεται στην εικόνα 7.20 για πειραματικά δεδομένα (γεμάτα σύμβολα) και προσομοίωση (άδεια σύμβολα) για 4.7 mV (κύκλοι) και 9.7 mV (τετράγωνα) κατώφλι ανάλυσης. Η προσαρμογή της χρονικής ανάλυσης γίνεται μέσω της

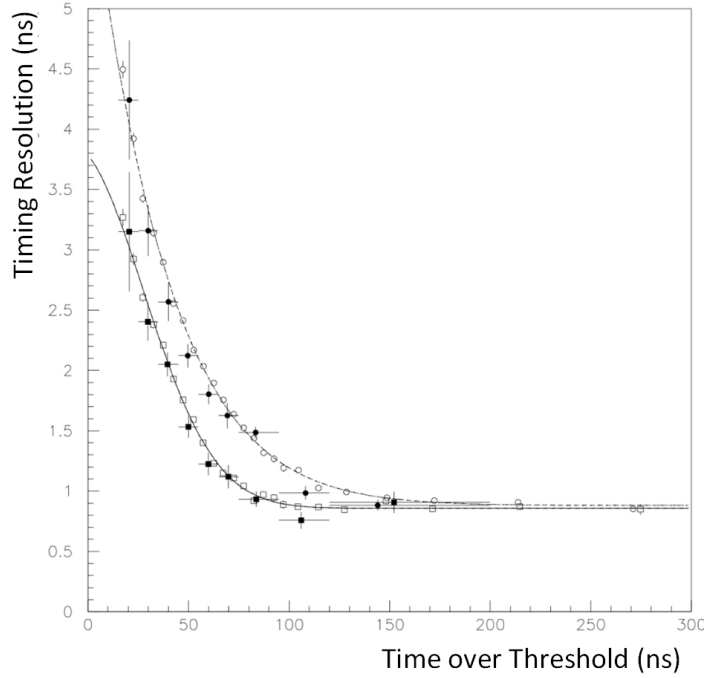
$$t_{error} = a + e^{b+c \cdot x + d \cdot x^2} \quad (7.14)$$

και παραμετροποιείται από τις (7.15) και (7.16) για τα επίπεδα ανάλυσης 4.7 mV και 9.7 mV αντίστοιχα.

$$t_{error} = 0.8811 + e^{1.6809 - 0.25173 \cdot 10^{-1} \cdot x - 0.32893 \cdot 10^{-4} \cdot x^2} \quad (7.15)$$

$$t_{error} = 0.85676 + e^{1.0732 - 0.65684 \cdot 10^{-2} \cdot x - 0.39525 \cdot 10^{-3} \cdot x^2} \quad (7.16)$$

Ο σταθερός όρος a δηλώνει την ακρίβεια χρονισμού των παλμών, η οποία βρίσκεται περίπου στα 0.85 ns ενώ ο εκθετικός όρος παραμετροποιεί το σφάλμα του slewing, καθώς η διαμέριση του ToT σε bins βασίζει την παραμετροποίηση του slewing στις μέσες τιμές των bins αυτών. Οι εξ. (7.15) και (7.16) εκτιμούν το στατιστικό σφάλμα χρονισμού των παλμών, το οποίο αποτελεί και το συνολικό σφάλμα χρονισμού εφόσον εισαχθεί η διόρθωση του slewing, που περιγράφεται ευθύς αμέσως.



Εικόνα 7.20: Χρονική ανάλυση συγκρίνοντας τη χρονική απόκριση ενός ζεύγους παράπλευρων ανιχνευτών, ως συνάρτηση του ToT των σημάτων. Οι κύκλοι και τα τετράγωνα αναπαριστούν την ακρίβεια χρονισμού στα 4.7 mV και 9.7 mV αντίστοιχα. Τα γεμάτα και άδεια σύμβολα αντιπροσωπεύουν την ανάλυση πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης, αντίστοιχα.

Αξιοποιώντας τα δεδομένα που λήφθηκαν από τους παλμογράφους κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της βαθμονόμησης των σταθμών, έγινε η παραμετροποίηση της διόρθωσης της επίδρασης του slewing ως συνάρτηση των τιμών του ToT των παλμών. Η πειραματικά μετρούμενη τιμή του χρόνου άφιξης των παλμών t_{exp} ακολουθεί την κατανομή της εξ. (7.17)

$$t_{exp} = t_0 + a \cdot e^{b \cdot x} \quad (7.17)$$

όπου το t_0 είναι η σταθερά που εκφράζει τη θέση του παλμού στο παράθυρο του παλμογράφου και μας είναι γνωστή, ενώ x είναι η τιμή του ToT που μετρείται για κάθε παλμό.

Όπως έχουμε δει, κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των ανιχνευτών σπινθηρισμού τοποθετήσαμε ανιχνευτές διαφορετικών σταθμών τον έναν δίπλα στον άλλο, δημιουργώντας ζεύγη ανιχνευτών. Η επίδραση του slewing έχει σαν αποτέλεσμα, παλμοί που οφείλονται στον ίδιο καταιονισμό και ανιχνεύονται από ένα ζεύγος ανιχνευτών τοποθετημένων παραπλεύρως και εφόσον δεν παρουσιάζουν το ίδιο ToT (έχοντας μικρή ή λιγότερο μικρή διαφορά), να εγγράφουν διαφορετικό χρόνο άφιξης, ο οποίος εξαρτάται από την τιμή του ToT, δηλαδή από το ύψος του παλμού. Η πειραματικά υπολογιζόμενη διαφορά των εγγραφόμενων χρόνων άφιξης των παλμών υπολογίζεται σύμφωνα με την εξ. (7.18)

$$\Delta t_{exp} = t_{exp,1} - t_{exp,2} \quad (7.18)$$

ενώ η υπολογιζόμενη διαφορά σύμφωνα με την κατανομή του χρόνου άφιξης των παλμών φαίνεται στην εξ. (7.19), όπου ο σταθερός όρος έχει απαλειφθεί κατά την αφαίρεση των δύο χρόνων

$$\Delta t_{calc} = a \cdot e^{b \cdot x_1} - a \cdot e^{b \cdot x_2} \quad (7.19)$$

Από τα πειραματικά δεδομένα που διαθέτουμε ορίζουμε τις βέλτιστες τιμές των μεταβλητών α, b ελαχιστοποιώντας την τιμή x^2 όπως προκύπτει σύμφωνα με την εξ. (7.20)

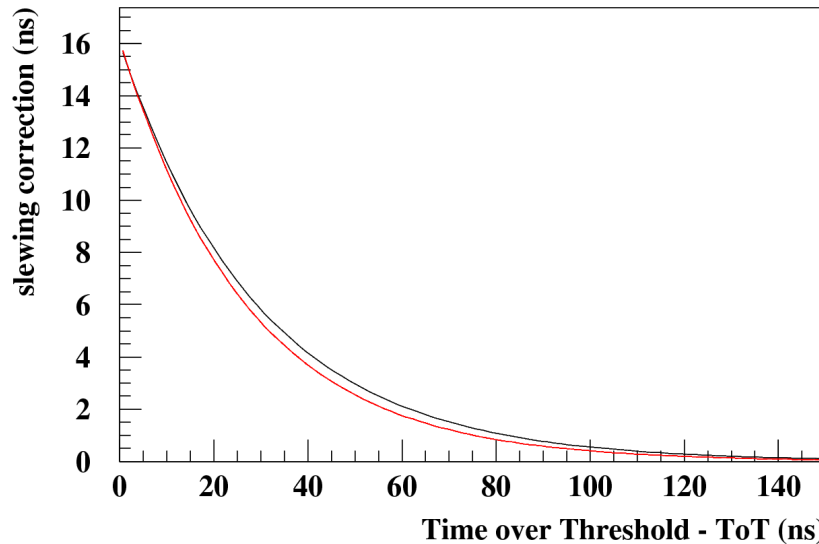
$$x^2 = \sum \frac{[t_{exp,1} - t_{exp,2} - (a \cdot e^{b \cdot x} - a \cdot e^{b \cdot x})]^2}{\sqrt{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^2}} \quad (7.20)$$

με χρήση του προγράμματος MINUIT [145], όπου οι ποσότητες του σφάλματος στον παρονομαστή αντιπροσωπεύουν τη χρονική ανάλυση που επιτυγχάνεται για τη συγκεκριμένη τιμή ToT κάθε φορά και περιγράφεται από το εναπομένον στατιστικό σφάλμα. Η παραμετροποίηση αυτή παρουσιάζεται στις εξισώσεις (7.21), (7.22) και έχει ως αποτέλεσμα τον υπολογισμό της απαιτούμενης διόρθωσης στο χρόνο εγγραφής του κάθε παλμού στην κάρτα Quarknet, έτσι ώστε να αναιρείται η επίδραση του συστηματικού σφάλματος που οφείλεται στο φαινόμενο του slewing.

$$t = 16.17 \cdot e^{-0.3694 \cdot 10^{-1} \cdot x} \quad (7.21)$$

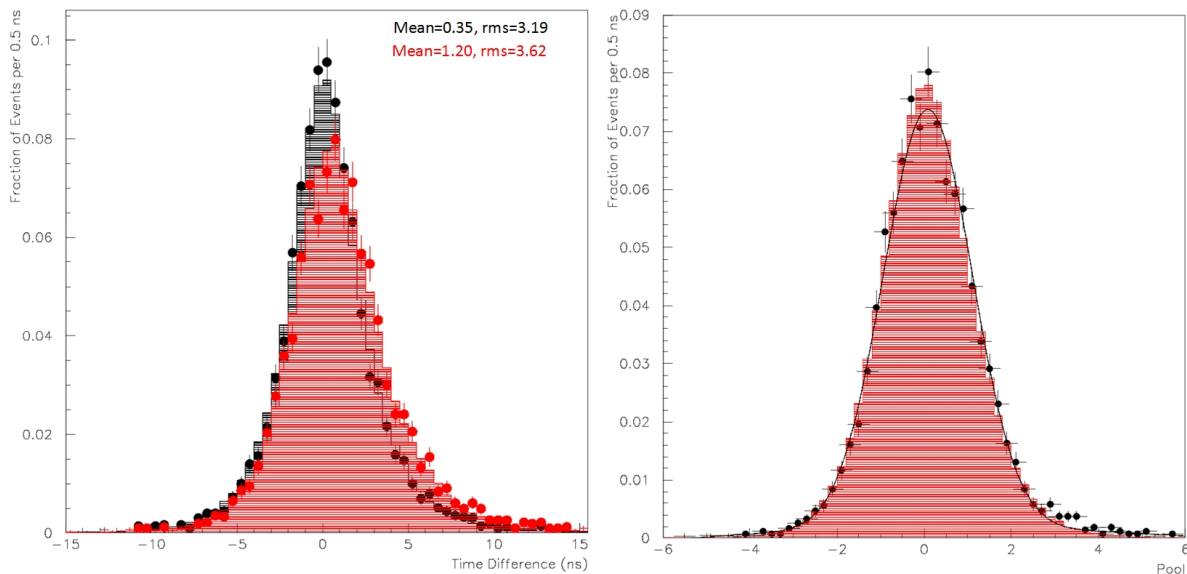
$$t = 16.04 \cdot e^{-0.3375 \cdot 10^{-1} \cdot x} \quad (7.22)$$

Στην εικόνα 7.21 παρουσιάζεται ως συνάρτηση του ToT η παραμετροποίηση του χρόνου διόρ-



Εικόνα 7.21: Παραμετροποίηση του χρόνου διόρθωσης του συστηματικού σφάλματος (slewing) ως συνάρτηση του ToT, για επίπεδο κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV (κόκκινο) και 9.7 mV (μαύρο).

θωσης λόγω του συστηματικού σφάλματος (slewing) στο χρονοισμό των παλμών, όπου είναι εμφανής η επίδραση του στους μικρούς παλμούς καθώς και η μείωση αυτής της επίδρασης για μεγάλες τιμές του ToT.



Εικόνα 7.22: **Αριστερά:** Διαφορά χρόνων μεταξύ ζεύγους ανιχνευτών πριν (κόκκινο) και μετά την εφαρμογή των διορθώσεων του slewing (μαύρο). Τα σημεία αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα και το ιστόγραμμα στην πρόβλεψη της προσομοίωσης με κατώφλι ανάλυσης στα 9.7 mV. **Δεξιά:** Η αντίστοιχη pull distribution.

Στην εικόνα 7.22 σχηματοποιείται η επίδραση της διόρθωσης του slewing στο χρονισμό των ανιχνευτών. Στην αριστερή εικόνα με κόκκινο χρώμα υπολογίζεται η διαφορά $t_1 - t_2$ για ένα ζεύγος ανιχνευτών κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών. Το γεγονός ότι στον πρώτο ανιχνευτή έχει τεθεί κατώφλι σκανδαλισμού, προκειμένου ο δεύτερος να καταγράψει το γεγονός, οδηγεί στατιστικά σε μεγαλύτερους παλμούς για τον πρώτο ανιχνευτή, μιας και στο δεύτερο ανιχνευτή δεν υπάρχει κατώφλι σκανδαλισμού, με αποτέλεσμα λόγω του slewing οι χρόνοι των παλμών στο δεύτερο ανιχνευτή να εμφανίζονται καθυστερημένα σε σχέση με τον πρώτο. Μετά την εφαρμογή της διόρθωσης (μαύρο χρώμα) η διαφορά αυτή ελαττώνεται πάρα πολύ, ενώ βελτιώνεται και η τιμή του rms της κατανομής της διαφοράς αυτής. Στη δεξιά εικόνα παρουσιάζεται η αντίστοιχη pull distribution η οποία παρουσιάζει την αναμενόμενη κατανομή με μέση τιμή μηδέν και rms=1.

7.6 Αξιολόγηση Λειτουργίας Σταθμών

7.6.1 Αξιολόγηση δεδομένων παλμογράφων

Μετά την ολοκλήρωση της μελέτης των παραμέτρων των παλμών σε πειραματικά δεδομένα και προσομοίωση, κρίσιμης σημασίας είναι η ανακατασκευή της ζενιθιακής και της αζιμουθιακής γωνίας του ανιχνευόμενου καταιονισμού μέσω της μεθόδου του τριγωνισμού, από τους χρόνους 3 μη συνευθειακών σημείων.

Περιγράφοντας τις θέσεις των ανιχνευτών με τα διανύσματα θέσης $\vec{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$, $\vec{r}_2 = (x_2, y_2, z_2)$, $\vec{r}_3 = (x_3, y_3, z_3)$ προσδιορίζουμε το κάθετο μοναδιαίο διάνυσμα στο επίπεδο που

ορίζουν τα τρία αυτά διανύσματα θέσης

$$\hat{D} = \frac{(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \times (\vec{r}_3 - \vec{r}_1)}{|(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \times (\vec{r}_3 - \vec{r}_1)|} \quad (7.23)$$

και μετασχηματίζουμε τις θέσεις των ανιχνευτών ώστε ο άξονας z' να είναι παράλληλος στο διάνυσμα \hat{D}

$$\vec{r}_1' = A \cdot \vec{r}_1$$

$$\vec{r}_2' = A \cdot \vec{r}_2$$

$$\vec{r}_3' = A \cdot \vec{r}_3$$

όπου A είναι ο πίνακας μετασχηματισμού

$$A = \begin{bmatrix} \frac{D_x D_z}{\sqrt{D_x^2 + D_y^2}} & \frac{D_y D_z}{\sqrt{D_x^2 + D_y^2}} & -\sqrt{D_x^2 + D_y^2} \\ -\frac{D_y}{\sqrt{D_x^2 + D_y^2}} & \frac{D_x}{\sqrt{D_x^2 + D_y^2}} & 0 \\ D_x & D_y & D_z \end{bmatrix} \quad (7.24)$$

και όλες οι θέσεις να είναι στο ίδιο z .

Αν η διαφορά των θέσεων 2 και 3 από τον 1 που είναι $\Delta\vec{p}_{12} = (x'_2 - x'_1, y'_2 - y'_1, 0)$ και $\Delta\vec{p}_{13} = (x'_3 - x'_1, y'_3 - y'_1, 0)$ προβληθεί στο μοναδιαίο διάνυσμα $\vec{d}' = (d'_x, d'_y, d'_z)$ που αντιπροσωπεύει τη διεύθυνση του καταιονισμού και υπολογίσουμε το μήκος των προβολών αυτών που ισούται με την απόσταση που διανύει το μέτωπο του δίσκου σωματιδίων, το οποίο θεωρούμε επίπεδο, στις αντίστοιχες χρονικές διαφορές Δt_{12} και Δt_{13} των πρώτων ανοδικών ακμών των ανιχνευτών 1 και 2 και των ανιχνευτών 1 και 3 αντίστοιχα, ισχύει ότι:

$$\Delta\vec{p}_{12} \cdot \vec{d}' = (x'_2 - x'_1) \cdot d'_x - (y'_2 - y'_1) \cdot d'_y = c_0 \cdot \Delta t_{12} \quad (7.25)$$

$$\Delta\vec{p}_{13} \cdot \vec{d}' = (x'_3 - x'_1) \cdot d'_x - (y'_3 - y'_1) \cdot d'_y = c_0 \cdot \Delta t_{13}$$

όπου c_0 η ταχύτητα του φωτός. Επιλύοντας τις εξισώσεις 9.3 ως προς d'_x και d'_y έχουμε:

$$d'_x = c_0 \cdot \frac{\Delta t_{13} (y'_2 - y'_1) - \Delta t_{12} (y'_3 - y'_1)}{(x'_3 - x'_1) (y'_2 - y'_1) - (x'_2 - x'_1) (y'_3 - y'_1)} \quad (7.26)$$

$$d'_y = c_0 \cdot \frac{\Delta t_{12} (x'_3 - x'_1) - \Delta t_{13} (x'_2 - x'_1)}{(x'_3 - x'_1) (y'_2 - y'_1) - (x'_2 - x'_1) (y'_3 - y'_1)}$$

Παράλληλα η συνιστώσα d'_z υπολογίζεται από την απαίτηση το διάνυσμα \vec{d}' να είναι μοναδιαίο

$$d'_z = \sqrt{1 - (d'_x)^2 - (d'_y)^2} \quad (7.27)$$

Μετασχηματίζοντας αντίστροφα το διάνυσμα διεύθυνσης στο αρχικό σύστημα συντεταγμένων

$$\begin{bmatrix} d_x \\ d_y \\ d_z \end{bmatrix} = A^{-1} \begin{bmatrix} d'_x \\ d'_y \\ d'_z \end{bmatrix} \quad (7.28)$$

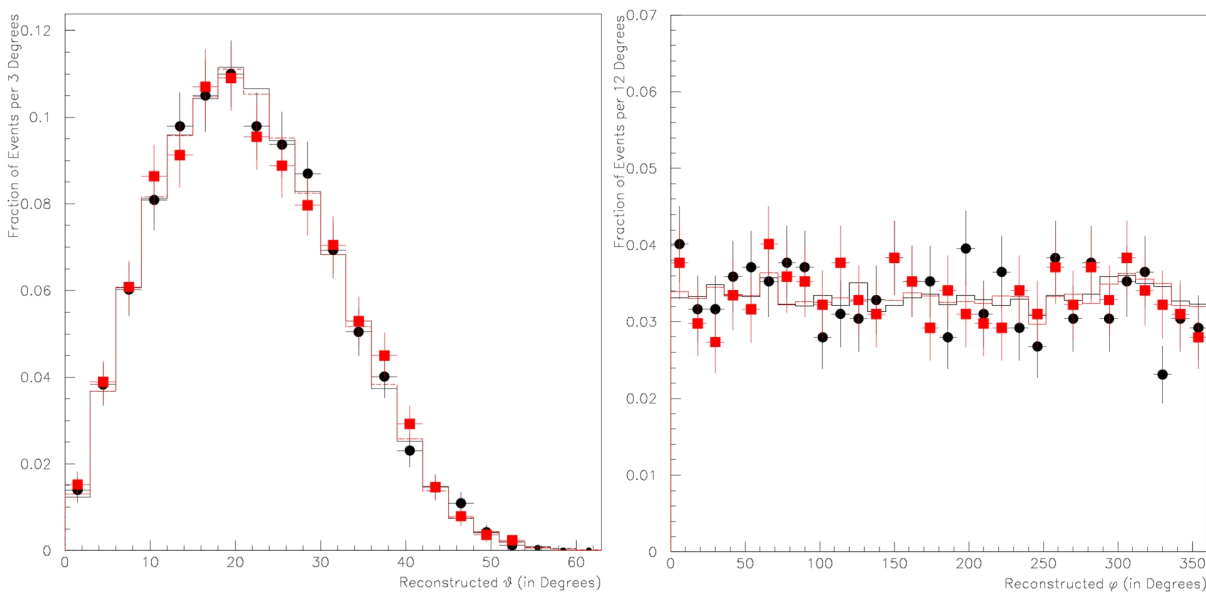
και λαμβάνοντας υπ' όψιν ότι το διάνυσμα διεύθυνσης γράφεται και ως

$$\hat{d} = (\sin \vartheta \cdot \cos \varphi, \sin \vartheta \cdot \sin \varphi, \cos \vartheta) \quad (7.29)$$

υπολογίζουμε τη ζενιθιακή γωνία ϑ και την αζιμουθιακή γωνία φ .

Η αναζήτηση συμφωνίας είναι αναγκαία σε τρία επίπεδα:

- Μεταξύ των δύο σταθμών που τοποθετήθηκαν παραπλεύρως κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των ανιχνευτικών σταθμών σπινθηρισμού του HELYCON.
- Συμφωνία μεταξύ των μετρούμενων πειραματικών δεδομένων και της πρόβλεψης της προσομοίωσης για κάθε σταθμό.
- Συμφωνία των κατανομών των γωνιακών χαρακτηριστικών των καταιονισμών που ανακατασκευάζουμε με τις γνωστές από τη διεθνή βιβλιογραφία γωνιακές κατανομές των ανιχνευόμενων καταιονισμών κοσμικής ακτινοβολίας από επίπεδους ανιχνευτές.



Εικόνα 7.23: Κατανομή της ζενιθιακής (**αριστερά**) και της αζιμουθιακής γωνίας (**δεξιά**), για τα δεδομένα που συλλέχθηκαν με παλμογράφο και για τους δύο σταθμούς κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών, όπου ο σταθμός 1 (μαύρο) είναι τοποθετημένος δίπλα στο σταθμό 2 (κόκκινο). Με σημεία αναπαριστούνται τα πειραματικά δεδομένα ενώ με ιστόγραμμα η προσομοίωση. Το κατώφλι επιλογής των γεγονότων των σταθμών (software) είναι ορισμένο στα 12.7 mV ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 9.7 mV.

Στην εικόνα 7.23 αναπαριστάται η κατανομή της ζενιθιακής γωνίας (αριστερά) σε bins των 3° και της αζιμουθιακής γωνίας (δεξιά) σε bins των 12° για τους σταθμούς 1 και 2, για τα πειραματικά δεδομένα και την πρόβλεψη της προσομοίωσης. Φαίνεται η εξαιρετική επιτυχία της λειτουργίας των σταθμών και στα τρία προαναφερθέντα επίπεδα καθώς είναι άκρως ικανοποιητική η συμφωνία της ανακατασκευής των γωνιακών χαρακτηριστικών των σταθμών μεταξύ των δυο σταθμών αλλά και μεταξύ πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης. Ταυτόχρονα

οι κατανομές αυτές είναι σύμφωνες με τις αναμενόμενες, παρουσιάζοντας η μεν ζενιθιακή γωνία μέση τιμή 21.63° και 21.61° για την προσομοίωση και 21.55° και 21.59° για τα πειραματικά δεδομένα των σταθμών 1 και 2 αντίστοιχα, η δε αξιμουθιακή πλησιάζει την ομοιόμορφη κατανομή.

Αυτή η τεχνική ανίχνευσης αντιμετωπίζει τον καταιονισμό ως επίπεδο κύμα, το οποίο είναι μία καλή προσέγγιση για το τμήμα του ΕΑΚ που προσπίπτει σε έναν μόνο ανιχνευτικό σταθμό και εκτιμά τη διεύθυνση διάδοσης ενός περιορισμένου τμήματος του ΕΑΚ, το οποίο δεν είναι απαραίτητο ότι θα συμφωνεί με τη διεύθυνση διάδοσης του ΕΑΚ. Λόγο του γεγονότος ότι η μέθοδος αυτή δεν είναι γραμμική, τα στατιστικά σφάλματα στην εκτίμηση του ϑ και του φ , τα οποία αντικατοπτρίζουν τη χρονική ανάλυση των ανιχνευτών, εκτιμούνται μέσω μίας μεθόδου προσομοίωσης. Ειδικότερα, επιλέγοντας τιμές για 3 ασυσχέτιστους αριθμούς $\{t_1, t_2, t_3\}$ σύμφωνα με την ακόλουθη συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας

$$\prod_{i=1}^3 P(t_i; t_i^m, \sigma_i(T_i^m)) = \prod_{i=1}^3 \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_i(T_i^m)} \cdot \exp\left(-\frac{(t_i - t_i^m)^2}{2(\sigma_i(T_i^m))^2}\right) \quad (7.30)$$

όπου $i = 1, 2, 3$ ο αριθμός του ανιχνευτή, T_i^m η μετρούμενη τιμή του ΤοΤ στον i ανιχνευτή, t_i^m οι μετρούμενοι χρόνοι άφιξης ενός γεγονότος στους ανιχνευτές, και $\sigma_i(T_i^m)$ είναι η αναμενόμενη χρονική ανάλυση του i -στού ανιχνευτή όπως εκτιμάται από τις (7.15) ή (7.16). Οι επιλεγμένες τιμές $\{t_1, t_2, t_3\}$ χρησιμοποιήθηκαν για την ανακατασκευή των γωνιών ϑ και φ με τη μέθοδο του τριγωνισμού που έχει αναφερθεί συναπτικά και θα περιγραφεί αναλυτικά στο Κεφάλαιο 9. Επαναλαμβάνοντας αυτή τη διαδικασία $N = 300$ φορές, παράγεται ένα σετ n ζεύγων ανακατασκευασμένων γωνιών $\{\vartheta_j^R, \varphi_j^R\}$, $j = 1, 2, 3, \dots, n$ όπου ισχύει ότι $n \leq N$ γιατί ένας μικρός αριθμός τριπλετών χρόνου δεν οδηγεί σε λύση με τη μέθοδο του τριγωνισμού. Χρησιμοποιώντας τις τιμές των

$$\langle \vartheta^R \rangle = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \vartheta_j^R, \langle (\vartheta^R)^2 \rangle = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (\vartheta_j^R)^2, \langle \varphi^R \rangle = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \varphi_j^R, \langle (\varphi^R)^2 \rangle = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (\varphi_j^R)^2$$

και $\langle \vartheta^R \varphi^R \rangle = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \vartheta_j^R \varphi_j^R$, η διακύμανση (variance) και η συνδιακύμανση (covariance) των ανακατασκευασμένων γωνιών εκτιμάται ως

$$V[\vartheta^m] = \sigma_\vartheta^2 = \langle (\vartheta^R)^2 \rangle - \langle \vartheta^R \rangle^2 \quad (7.31)$$

$$V[\varphi^m] = \sigma_\varphi^2 = \langle (\varphi^R)^2 \rangle - \langle \varphi^R \rangle^2 \quad (7.32)$$

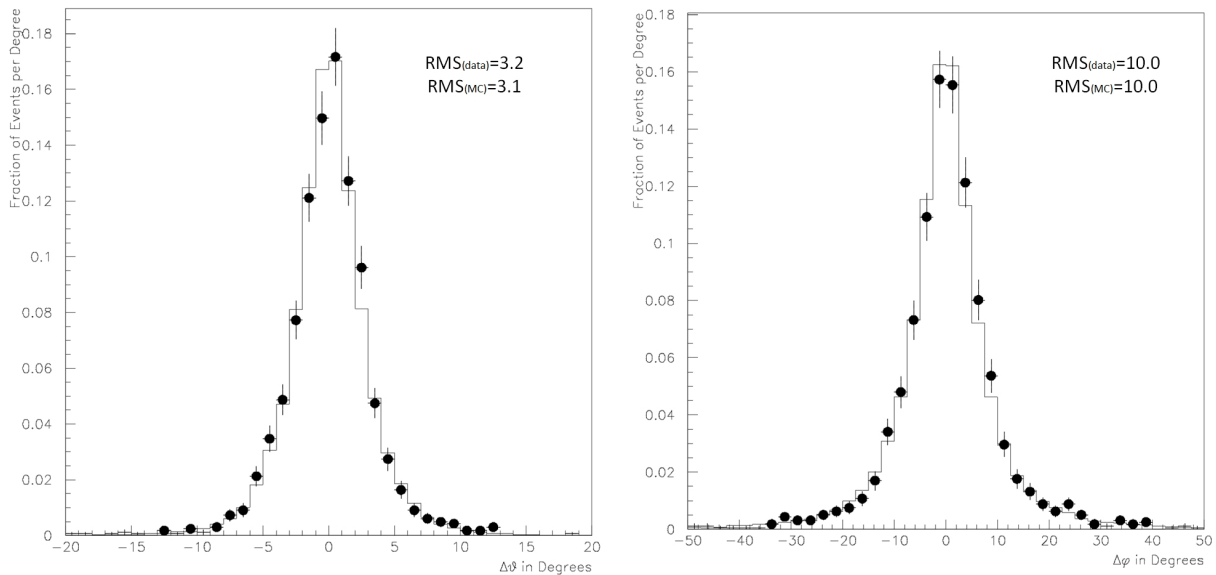
$$cov[\vartheta^m, \varphi^m] = \langle \vartheta^R \varphi^R \rangle - \langle \vartheta^R \rangle \langle \varphi^R \rangle \quad (7.33)$$

Εν γένει, οι τιμές των $\langle \vartheta^R \rangle$ και $\langle \varphi^R \rangle$ είναι διαφορετικές αλλά κοντά στις ϑ^m και φ^m . Έτσι, με σκοπό τη μείωση του στατιστικού σφάλματος, η ανακατασκευή της διεύθυνσης του καταιονισμού γίνεται με βάση τις εκτιμώμενες τιμές των $\langle \vartheta^R \rangle$ και $\langle \varphi^R \rangle$, από τις καταγεγραμμένες χρονικές διαφορές μεταξύ των παλμών των ανιχνευτών του σταθμού. Μάλιστα για τη μείωση

του υπολογιστικού χρόνου επεξεργασίας των δεδομένων, έχουν παραχθεί όλοι οι πιθανοί συνδυασμοί χρονικών διαφορών και έχει γίνει η καταγραφή τους σε αρχείο για τους κάθε έναν από τους 3 σταθμούς του HELYCON, χρήση των οποίων γίνεται κατά την ανάλυση των δεδομένων που θα διεξαχθεί στο Κεφάλαιο 9.

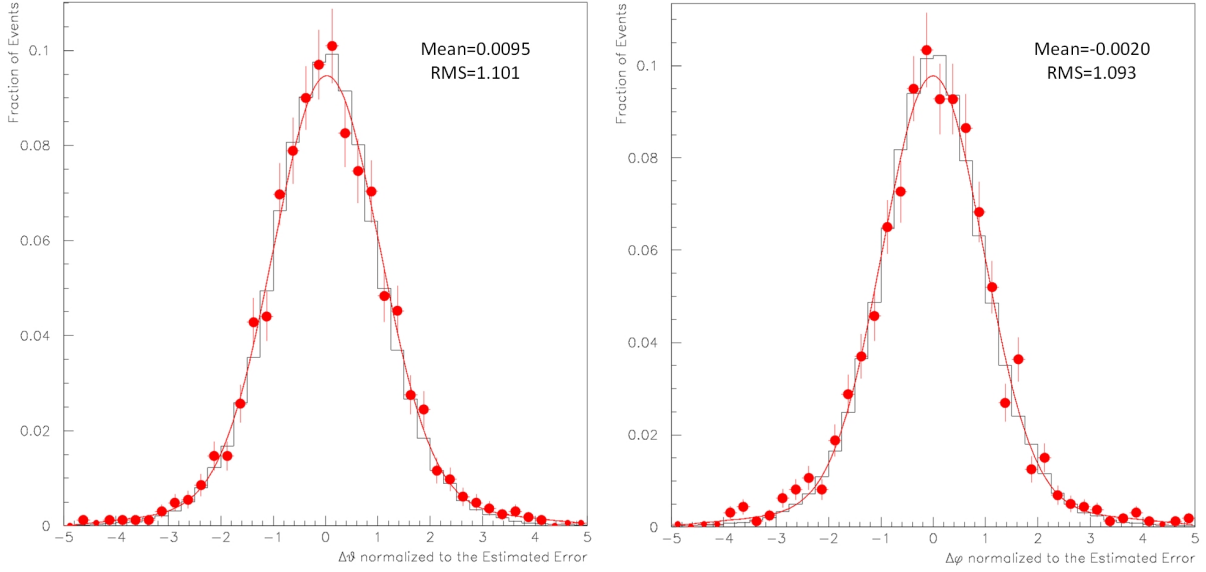
Όπως επίσης είναι αναμενόμενο, η συσχέτιση μεταξύ των εκτιμήσεων των ϑ^m και φ^m , εκφραζόμενη ως $p = cov[\vartheta^m, \varphi^m] / \sigma_{\vartheta} \cdot \sigma_{\varphi}$ δεν είναι αμελητέα και υπολογίστηκε ότι κατανέμεται συμμετρικά γύρω από το μηδέν με RMS 35%.

Η διαφορά της ζενιθιακής και της αζιμουθιακής γωνίας ανάμεσα στους σταθμούς 1 και 2 κατά



Εικόνα 7.24: Κατανομή της διαφοράς της ζενιθιακής (αριστερά) και της αζιμουθιακής γωνίας (δεξιά) μεταξύ των σταθμών 1 και 2, για τα δεδομένα που συλλέχθηκαν κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών, όπου οι σταθμοί 1 και 2 ήταν τοποθετημένοι παραπλεύρως. Τα σημεία αντιστοιχούν σε πειραματικά δεδομένα και τα ιστογράμματα σε προσομοίωση. Το κατώφλι επιλογής γεγονότων (software trigger) είναι ορισμένο στα 12.7 mV, ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 9.7 mV.

τη διαδικασία της βαθμονόμησης τους, απεικονίζεται στην εικόνα 7.24. Για τα πειραματικά δεδομένα και την προσομοίωση η τιμή του της ακρίβειας ανακατασκευής της ζενιθιακής και της αζιμουθιακής γωνίας υπολογίζεται ως $RMS/\sqrt{2}$ και σε κάθε περίπτωση δε διαφέρει μεταξύ των δύο περιπτώσεων. Για την ζενιθιακή γωνία είναι $RMS/\sqrt{2} = 2.9^\circ$, ενώ για την αζιμουθιακή γωνία είναι $RMS/\sqrt{2} = 8.5^\circ$.



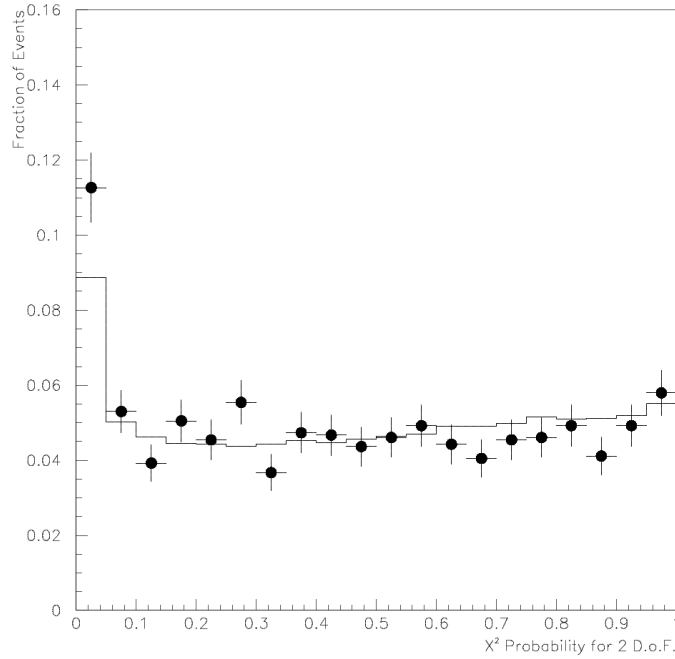
Εικόνα 7.25: Κατανομή της τιμής της διαφοράς της ζενιθιακής (αριστερά) και της αζιμουθιακής γωνίας (δεξιά) μεταξύ των σταθμών 1 και 2, κανονικοποιημένα στο αναμενόμενο σφάλμα (pull distribution). Τα σημεία αντιστοιχούν σε πειραματικά δεδομένα και τα ιστογράμματα σε προσομοίωση. Το κατώφλι επιλογής γεγονότων (software trigger) είναι ορισμένο στα 12.7 mV, ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 9.7 mV.

Από τη στατιστική γνωρίζουμε ότι αν μια μεταβλητή χ παράγεται με Gaussian κατανομή, με μέση τιμή μ και rms σ , τότε η τιμή της σχέσης (7.34)

$$g = \frac{\chi - \mu}{\sigma} \quad (7.34)$$

ονομάζεται pull και κατανέμεται με μια Gaussian με μέση τιμή μηδέν και rms=1. Λόγω του Κεντρικού Οριακού Θεωρήματος αυτή η απλή ιδιότητα εφαρμόζεται σε πολλές περιπτώσεις και μία από αυτές είναι η επαλήθευση της ορθής εκτίμησης του σφάλματος. Στην εικόνα 7.25 εμφανίζεται η pull κατανομή για τη διαφορά των ζενιθιακών (αριστερά) και αζιμουθιακών γωνιών (δεξιά) μεταξύ των ανακατασκευασμένων τιμών από τους σταθμούς 1 και 2. Και για τις δύο περιπτώσεις η μέση τιμή είναι πάρα πολύ κοντά στο μηδέν ενώ το rms είναι της τάξης του 1.1. Λόγω της μη μηδενικής συσχέτισης μεταξύ των εκτιμήσεων των ϑ και φ , η pull κατανομή δεν είναι η καταλληλότερη μέθοδος ελέγχου της συνέπειας της εκτίμησης του στατιστικού σφάλματος. Αντίθετα χρησιμοποιείται η ομοιομορφία της κατανομής του χ^2 ως έλεγχος της ποιότητας της εκτίμησης αυτής. Από τις ανακατασκευασμένες γωνίες ϑ_k^m και φ_k^m από τους $k = 1, 2$ σταθμούς που βαθμονομούνται, τα στατιστικά σφάλματα που εκτιμούνται ως $\sigma_{\vartheta,k}$, $\sigma_{\varphi,k}$ και η συνδιακύμανση $C_k = cov[\vartheta_k^m, \varphi_k^m]$, αντιμετωπίζονται ως δύο μετρήσεις των ίδιων πραγματικών γωνιών ϑ και φ , όπου οι όροι συσχέτισης μεταξύ των μετρήσεων από διαφορετικούς ανιχνευτές είναι μηδενικοί. Ένας συνδυασμός των παραπάνω μετρήσεων, πραγματοποιείται με ελαχιστοποίηση του χ^2 με δύο βαθμούς ελευθερίας, τεσσάρων μετρούμενων ποσοτήτων ($\vartheta_1^m, \vartheta_2^m, \varphi_1^m, \varphi_2^m$) και δύο εκτιμώμενων ποσοτήτων (ϑ, φ), από την παρακάτω έκφραση

$$\chi_{min}^2 = \frac{1}{1 - \rho^2} \cdot \left[\frac{(\vartheta_1^m - \vartheta_2^m)^2}{\sigma_{\vartheta_1}^2 + \sigma_{\vartheta_2}^2} + \frac{(\varphi_1^m - \varphi_2^m)^2}{\sigma_{\varphi_1}^2 + \sigma_{\varphi_2}^2} - 2\rho \frac{(\vartheta_1^m - \vartheta_2^m) \cdot (\varphi_1^m - \varphi_2^m)}{\sqrt{(\sigma_{\vartheta_1}^2 + \sigma_{\vartheta_2}^2) \cdot (\sigma_{\varphi_1}^2 + \sigma_{\varphi_2}^2)}} \right] \quad (7.35)$$



Εικόνα 7.26: Κατανομή της τιμής της χ^2 πιθανότητας με δύο βαθμούς ελευθερίας. Τα σημεία αντιστοιχούν σε προσομοίωση και τα ιστογράμματα σε πειραματικά δεδομένα. Το κατώφλι επιλογής γεγονότων (software trigger) είναι ορισμένο στα 12.7 mV, ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 9.7 mV.

όπου

$$\rho = \frac{C_1 + C_2}{\sqrt{(\sigma_{\vartheta_1}^2 + \sigma_{\vartheta_2}^2) \cdot (\sigma_{\varphi_1}^2 + \sigma_{\varphi_2}^2)}} \quad (7.36)$$

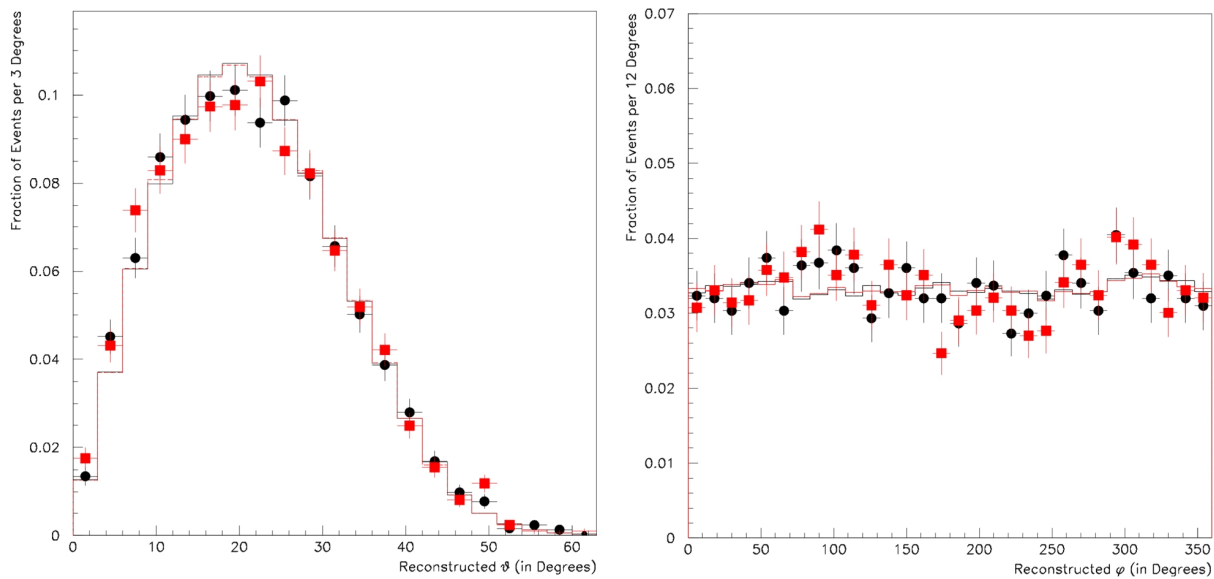
Αν η εκτίμηση των γωνιών διεύθυνσης ($\vartheta_1^m, \vartheta_2^m, \varphi_1^m, \varphi_2^m$) και η συνδιακύμανση είναι αμερόληπτη, τότε η χ^2 πιθανότητα του χ_{min}^2 θα κατανέμεται ομοιόμορφα μεταξύ του μηδέν και του ένα.

Στην εικόνα 7.26 βλέπουμε ότι η κατανομή αυτή πλησιάζει την ομοιόμορφη τόσο στα πειραματικά δεδομένα (ιστόγραμμα) όσο και στην προσομοίωση (σημεία), με την εξαίρεση ενός ποσοστού γεγονότων μικρότερου του 10% που παρουσιάζουν χαμηλή πιθανότητα και υποδεικνύουν κακή ανακατασκευή. Η σύμφωνία μεταξύ πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης μας δίνει τη δυνατότητα να μελετήσουμε αυτά τα “κακά” γεγονότα, όπου διαπιστώθηκε μεγάλη απόσταση του σημείου πρόσπτωσης του πυρήνα του καταιονισμού από το κέντρο των σταθμών, με μέση τιμή περίπου 400 m, ενώ για τα υπόλοιπα γεγονότα αυτή η τιμή είναι περίπου 200 m. Η φυσική ερμηνεία αυτού του φαινομένου αποδίδεται στη μεγάλη καμπυλότητα του καταιονισμού σε αυτά τα γεγονότα και επίσης στις διακυμάνσεις που παρουσιάζονται στην πυκνότητα των σωματιδίων σε αυτές τις περιοχές, οι οποίες με τη σειρά τους και αυτές προκαλούν διακυμάνσεις στο χρονισμό των παλμών. Αυτές οι διακυμάνσεις δεν έχουν περιληφθεί στην παραμετροποίηση των σφαλμάτων χρονισμού που έχει προηγηθεί, με αποτέλεσμα το σφάλμα χρονισμού για αυτά τα γεγονότα να υποεκτιμάται, προκαλώντας πλεόνασμα γεγονότων στις τιμές χαμηλής πιθανότητας όπως φαίνεται στην εικόνα 7.26.

7.6.2 Αξιολόγηση δεδομένων Quarknet - παλμογράφου

Στην αρχή του κεφαλαίου αναφέραμε ότι κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών, στο σταθμό αναφοράς (σταθμός 1) έγινε λήψη δεδομένων με χρήση της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet, ενώ τα σήματα του δεύτερου σταθμού ψηφιοποιήθηκαν πλήρως από τον παλμογράφο. Τα δεδομένα που συλλέχθηκαν με την κάρτα δεν είναι χρήσιμα για την παραμετροποίηση των ανιχνευτών όπως την αναλύσαμε στο παρόν κεφάλαιο, καθώς δεν παρέχουν καμία άλλη πληροφορία πέραν της τιμής του ToT και του χρόνου άφιξης των παλμών. Αυτή όμως η πληροφορία μπορεί να μας δώσει το χρονισμό των παλμών των ανιχνευτών του σταθμού, ώστε να προβούμε σε ανακατασκευή των γωνιακών χαρακτηριστικών (αζιμουθιακή και ζενιθιακή γωνία) των ανιχνευθέντων καταιονισμών.

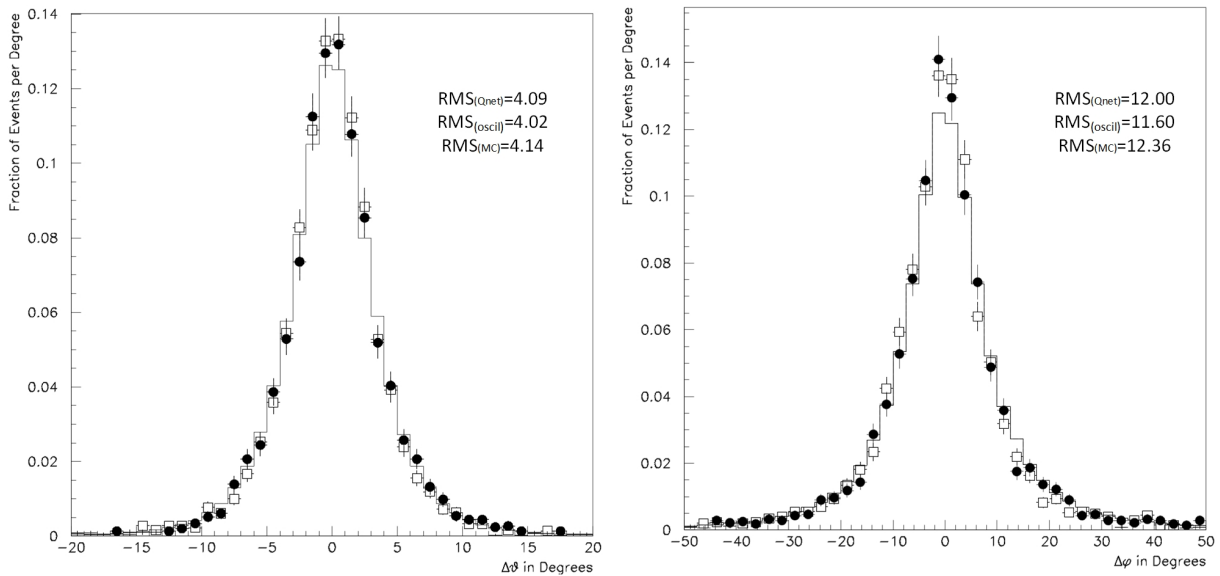
Αυτά τα πειραματικά δεδομένα αξιοποιήθηκαν με την ίδια μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για τα δεδομένα που λήφθηκαν με πλήρη ψηφιοποίηση από τους παλμογράφους και για τους δύο σταθμούς. Αντίστοιχα θα παραχθούν τα ιστογράμματα για να τεθούν σε σύγκριση με αυτά της υποενότητας 7.6.1.



Εικόνα 7.27: Κατανομή της ζενιθιακής (αριστερά) και της αζιμουθιακής γωνίας (δεξιά), για τα δεδομένα που συλλέχθηκαν με την κάρτα Quarknet για το σταθμό αναφοράς 1 και με παλμογράφο για το σταθμό 2 κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών, όπου ο σταθμός 1 (μαύρο) είναι τοποθετημένος δίπλα στο σταθμό 2 (κόκκινο). Με σημεία αναπαριστώνται τα πειραματικά δεδομένα ενώ με ιστογράμματα η προσομοίωση. Το κατώφλι επιλογής των γεγονότων των σταθμών (software) είναι ορισμένο στα 7.7 mV ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 4.7 mV.

Η εικόνα 7.27 είναι η αντίστοιχη της εικόνας 7.23 για την περίπτωση όμως που ο σταθμός 1 καταγράφει δεδομένα με χρήση της κάρτας Quarknet. Και εδώ παρατηρούμε την αναζητούμενη συμφωνία και στα τρία επίπεδα που αναφέρθηκαν στην αρχή της ενότητας αυτής. Για τη ζενιθιακή γωνία η μέση τιμή της κατανομής της προκύπτει να είναι 21.87° και 21.86° για την προσομοίωση και 21.76° και 21.66° για τα πειραματικά δεδομένα των σταθμών 1 και 2 αντίστοιχα, η δε αζιμουθιακή πλησιάζει και εδώ την ομοιόμορφη κατανομή.

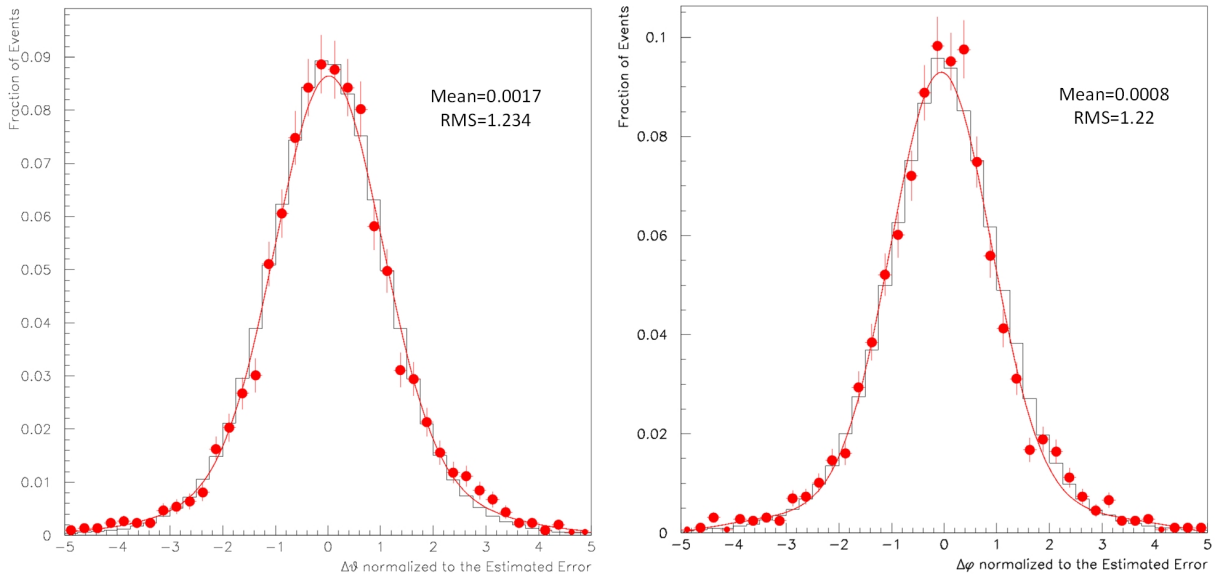
Στην εικόνα 7.28 παρουσιάζεται η κατανομή της διαφοράς των ανακατασκευασμένων γωνιών



Εικόνα 7.28: Κατανομή της διαφοράς της ζενιθιακής (αριστερά) και της αζιμουθιακής γωνίας (δεξιά) μεταξύ των σταθμών 1 και 2, για τα πειραματικά δεδομένα που συλλέχθηκαν με την κάρτα Quarknet για το σταθμό 1 και με παλμογράφο για το σταθμό 2 (μαύροι κύκλοι) κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης των σταθμών, όπου οι σταθμοί ήταν τοποθετημένοι παραπλεύρως. Το ιστογράμματα αντιστοιχεί στην προσομοίωση, ενώ με τετράγωνα αναπαριστώνται τα δεδομένα που η λήψη τους έγινε με παλμογράφο και στους δύο σταθμούς. Το κατώφλι επιλογής γεγονότων (software trigger) είναι ορισμένο στα 7.7 mV, ενώ το κατώφλι ανάλυσης στα 4.7 mV.

για τον ίδιο καταιονισμό από τους δύο ανιχνευτικούς σταθμούς. Όταν η λήψη δεδομένων γίνεται με την κάρτα Quarknet για το σταθμό 1 με τιμή κατωφλίου ορισμένη στα 4.7 mV και με παλμογράφο για το σταθμό 2, οι τιμή του σφάλματος ανακατασκευής που προκύπτει από την κατανομή είναι για την ζενιθιακή γωνία $RMS_{Qnet}/\sqrt{2} = 2.89^\circ$ και για την αζιμουθιακή γωνία $RMS_{Qnet}/\sqrt{2} = 8.49^\circ$. Οι αντίστοιχες κατανομές της προσομοίωσης παρουσιάζουν $RMS_{MC}/\sqrt{2} = 2.93^\circ$ για τη ζενιθιακή και $RMS_{MC}/\sqrt{2} = 8.74^\circ$ για την αζιμουθιακή γωνία. Για καλύτερη σύγκριση, στο ίδιο ιστόγραμμα έχουμε τοποθετήσει και τις κατανομές της διαφοράς των γωνιών από την περίπτωση που η λήψη των δεδομένων έγινε με χρήση δύο παλμογράφων και με το κατώφλι ανάλυσης στα 4.7 mV, στην περίπτωση αυτή για την αζιμουθιακή γωνία προκύπτει $RMS_{oscil}/\sqrt{2} = 2.84^\circ$ και για τη ζενιθιακή γωνία $RMS_{oscil}/\sqrt{2} = 8.20^\circ$. Παρατηρούμε ότι οι τιμές του rms είναι ελαφρώς αυξημένες σε σχέση με την περίπτωση που η λήψη δεδομένων γίνεται με τη χρήση δύο παλμογράφων, αλλά αυτό είναι λογικό καθώς η λήψη δεδομένων με παλμογράφο διεξάγει πλήρη ψηφιοποίηση του σήματος παρέχοντας μεγαλύτερη ακρίβεια.

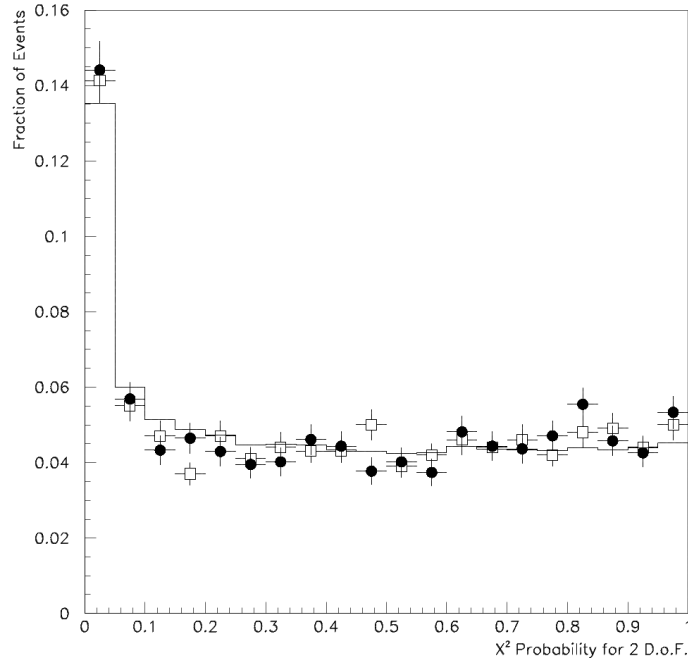
Επιπροσθέτως, για την εκτίμηση της ορθότητας των σφαλμάτων, στην εικόνα 7.29 απεικονίζεται η pull κατανομή της διαφοράς μεταξύ των ανακατασκευασμένων γωνιών (ζενιθιακή και αζιμουθιακή) από τους σταθμούς 1 (λήψη δεδομένων με κάρτα Quarknet) και 2 (λήψη δεδομένων με παλμογράφο). Οι κατανομές αυτές παρουσιάζουν πολύ καλή συμπεριφορά με τις μέσες τιμές τους πρακτικά να είναι στο μηδέν και το rms τους να είναι ελαφρώς πάνω από τη



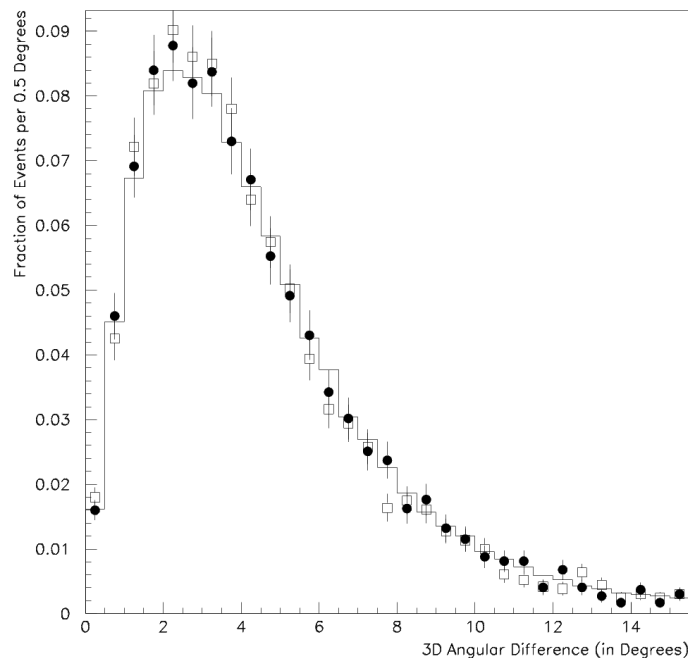
Εικόνα 7.29: Κατανομή της τιμής της διαφοράς της ζηνιθιακής (**αριστερά**) και της αζιμουθιακής γωνίας (**δεξιά**) μεταξύ των σταθμών 1 και 2, κανονικοποιημένα στο αναμενόμενο σφάλμα (pull distribution). Τα σημεία αντιστοιχούν σε πειραματικά δεδομένα και τα ιστογράμματα σε προσομοίωση. Η λήψη των δεδομένων του σταθμού 1 γίνεται με τιμή κατώφλιου στην κάρτα Quarknet 4.7 mV, ενώ για το σταθμό 2 στα γεγονότα που καταγράφει ο παλμογράφος ορίζεται κατώφλι επιλογής γεγονότων (software trigger) στα 7.7 mV και κατώφλι ανάλυσης στα 4.7 mV.

μονάδα. Στην εικόνα 7.30 παρουσιάζεται η κατανομή του χ^2 με δύο βαθμούς ελευθερίας για τα πειραματικά ληφθέντα δεδομένα με συνδυασμό κάρτας Quarknet και παλμογράφου (μαύροι κύκλοι), σε σύγκριση με την αντίστοιχη προσομοίωση (ιστόγραμμα) και με την περίπτωση της ανάλυσης των δεδομένων από δύο παλμογράφους στο κατώφλι των 4.7 mV (τετράγωνα), όπου παρατηρείται και σε αυτή την περίπτωση ομοιόμορφη κατανομή, με την εξαίρεση ενός ποσοστού μικρότερου του 10% που υποδηλώνει μεγάλη απόκλιση στην ανακατασκευασμένη διεύθυνση του καταιονισμού από τους δύο παράπλευρους σταθμούς όπως επεξηγήθηκε στην προηγούμενη παράγραφο.

Τέλος, η εικόνα 7.31 παρουσιάζει τη γωνιακή διαφορά των διανυσμάτων των ανακατασκευασμένων γωνιών από τους σταθμούς 1 και 2 κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης, για την προσομοίωση (ιστόγραμμα), τα πειραματικά δεδομένα που συλλέχθηκαν με κάρτα Quarknet για το σταθμό 1 και παλμογράφο για το σταθμό 2 (μαύροι κύκλοι) και για τα δεδομένα που συλλέχθηκαν με παλμογράφο και για τους δύο σταθμούς (τετράγωνα), με κατώφλι ανάλυσης γεγονότων στα 4.7 mV. Η μέση τιμή των κατανομών αυτών υπολογίζεται στις 4.7° και η διάμεσος στις 3.5° . Αντίστοιχα, η κατανομή της γωνιακής διαφοράς μεταξύ της ανακατασκευασμένης διεύθυνσης και της πραγματικής προκύπτει από την προσομοίωση με μέση τιμή 4° και διάμεσο 3° .



Εικόνα 7.30: Κατανομή της τιμής της χ^2 πιθανότητας με δύο βαθμούς ελευθερίας. Οι μαύροι κύκλοι αντιπροσωπεύουν τα πειραματικά δεδομένα που έχουν ληφθεί με κάρτα Quarknet για το σταθμό 1 και παλμογράφο για το σταθμό 2, με 4.7 mV κατώφλι σκανδαλισμού στην κάρτα Quarknet. Με ιστόγραμμα παρουσιάζεται η αντίστοιχη προσομοίωση, ενώ για καλύτερη εκτίμηση των αποτελεσμάτων με τετράγωνα παρουσιάζονται τα πειραματικά δεδομένα που λήφθηκαν με δύο παλμογράφους και αναλύονται στο επίπεδο των 4.7 mV.



Εικόνα 7.31: Γωνιακή διαφορά μεταξύ των ανακατασκευασμένων διευθύνσεων του ίδιου καταιονισμού από τους σταθμούς 1 και 2 κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης. Το ιστόγραμμα αναπαριστά την πρόβλεψη της προσομοίωσης, ενώ οι μαύροι κύκλοι και τα τετράγωνα τα δεδομένα που συλλέχθηκαν κατά τη βαθμονόμηση από την κάρτα Quarknet και τον παλμογράφο με τιμή τάσης κατωφλίου ανάλυσης 4.7 mV, αντίστοιχα.

Κεφάλαιο 8

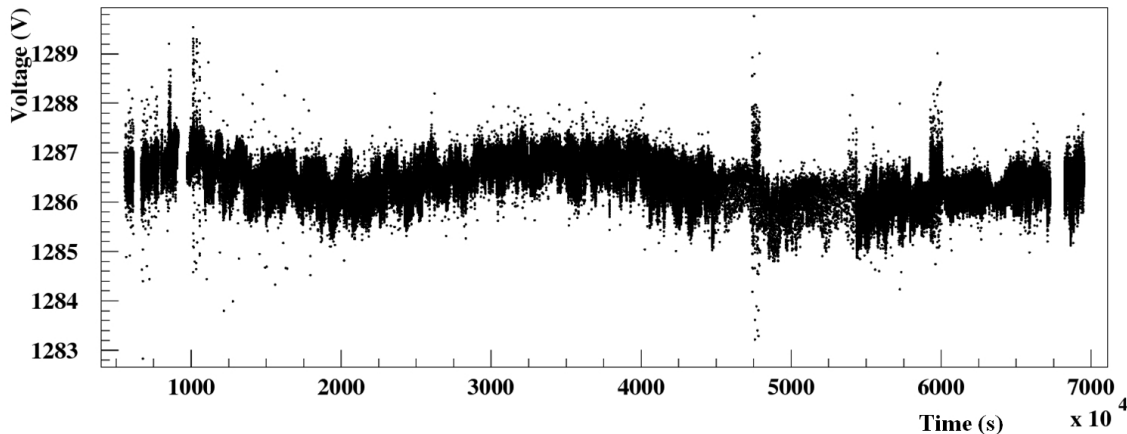
Λήψη Δεδομένων, Έλεγχος και Παρακολούθηση Λειτουργίας Σταθμών

Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστούν το σύστημα λήψης δεδομένων, ελέγχου και παρακολούθησης λειτουργίας των σταθμών του HELYCON. Τα σχετικά προγράμματα βρίσκονται εγκατεστημένα στον φορητό υπολογιστή του κάθε σταθμού. Συγκεκριμένα θα αναφερθούν τα αποτελέσματα και τα συμπεράσματα από τις μετρούμενες τιμές των παραμέτρων που αφορούν τον έλεγχο της παρεχόμενης υψηλής τάσης στο φωτοπολλαπλασιαστή, τον ορισμό της τάσης κατωφλίου και τον έλεγχο του ρυθμού καταγραφής των καναλιών της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet. Η καταγραφή των περιβαλλοντικών συνθηκών κατά τη χρονική περίοδο της κανονικής λήψης πειραματικών δεδομένων από τους σταθμούς του HELYCON μπορεί να μας δώσει χρήσιμα συμπεράσματα για τη λειτουργία των σταθμών. Ακολουθώς θα αναφερθούμε στον τρόπο λήψης και αποθήκευσης των πειραματικών δεδομένων τα οποία τίθενται πλέον προς επεξεργασία.

8.1 Έλεγχος Παραμέτρων Λειτουργίας Ανιχνευτών Σπινθηρισμού

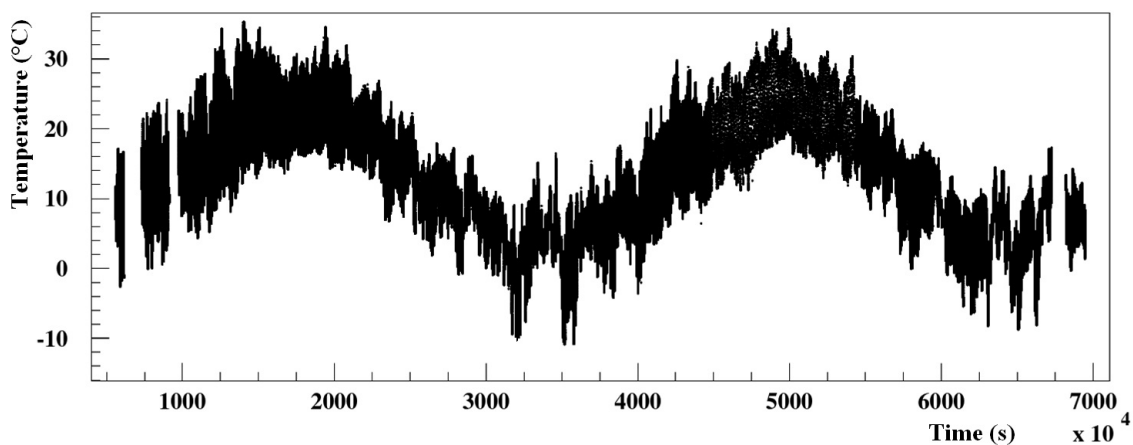
Η βασική παράμετρος της λειτουργίας των ανιχνευτών σπινθηρισμού που ελέγχεται είναι η τάση λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή τους, της οποίας τόσο η ρύθμιση όσο και ο διαρκής έλεγχος της πραγματικής της τιμής γίνεται από λογισμικό ειδικά ανεπτυγμένο για το HELYCON, του οποίου η διεπαφή παρέχει στο χρήστη τη δυνατότητα να επιλέγει την τιμή της και το ρυθμό ανόδου της για κάθε έναν από τους ανιχνευτές, όπως αναφέραμε και στην παράγραφο 4.2. Παράλληλα καταγράφονται συνεχώς σε αρχείο οι πραγματικές τιμές της τάσης που εφαρμόζονται στους φωτοπολλαπλασιαστές και η θερμοκρασία στο εσωτερικό των ανιχνευτών. Το λογισμικό ελέγχου του HELYCON παρουσιάζει σε πραγματικό χρόνο τις πραγματικές τιμές της τάσης και σε ιστογράμματα το πρόσφατο ιστορικό των τιμών αυτών με τυπικό ρυθμό καταγραφής 10 s, δίνοντας προειδοποιήσεις και εκτελώντας έκτακτες εντολές, εφόσον αυτό έχει

επιλεγεί από το χρήστη, όπως π.χ μηδενισμό της τάσης σε περίπτωση που η θερμοκρασία του ανιχνευτή υπερβεί ένα προκαθορισμένο όριο, τυπικά ορισμένο στους 45°C . Κατά τη διάρκεια



Εικόνα 8.1: Εξέλιξη της μετρούμενης τιμής της τάσης τροφοδοσίας συναρτήσει του χρόνου για τον ανιχνευτή 6. Στον οριζόντιο άξονα ο χρόνος μετριέται σε seconds με έναρξη την 1η Ιανουαρίου 2014.

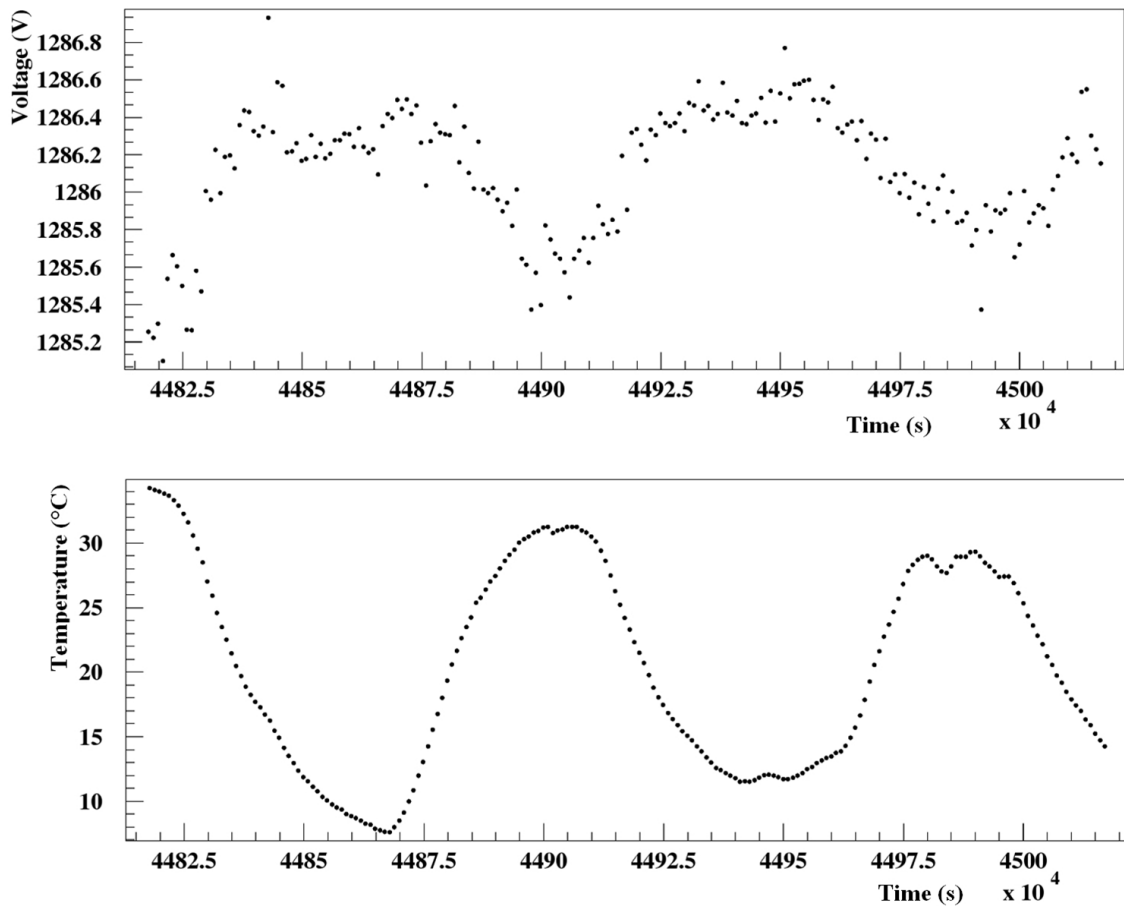
της λειτουργίας των ανιχνευτικών σταθμών του HELYCON οι καταγεγραμμένες πληροφορίες δείχνουν ότι η πραγματική τιμή της υψηλής τάσης παραμένει σταθερή. Σαν χαρακτηριστικό παράδειγμα παρουσιάζονται στην εικόνα 8.1 τα καταγεγραμμένα αρχεία του ανιχνευτή 6 ο οποίος ανήκει στον πρώτο σταθμό.



Εικόνα 8.2: Εξέλιξη της μετρούμενης τιμής της θερμοκρασίας συναρτήσει του χρόνου για τον ανιχνευτή 6. Στον οριζόντιο άξονα ο χρόνος μετριέται σε seconds με έναρξη την 1η Ιανουαρίου 2014.

Όπως φαίνεται και στην εικόνα 8.1, υπάρχουν μικρές διακυμάνσεις οι ακραίες τιμές των οποίων δεν ξεπερνούν τα 2 V για όλη την περίοδο λήψης δεδομένων. Σχετίζονται ισχυρά με τις ημερήσιες αλλά και τις εποχικές διακυμάνσεις της θερμοκρασίας, της οποίας οι τιμές από τον αισθητήρα θερμοκρασίας που υπάρχει μέσα στον ανιχνευτή παρουσιάζονται στην εικόνα 8.2. Η διακύμανση του κέρδους του φωτοπολλαπλασιαστή παρουσιάζεται να είναι μικρότερη του 1%.

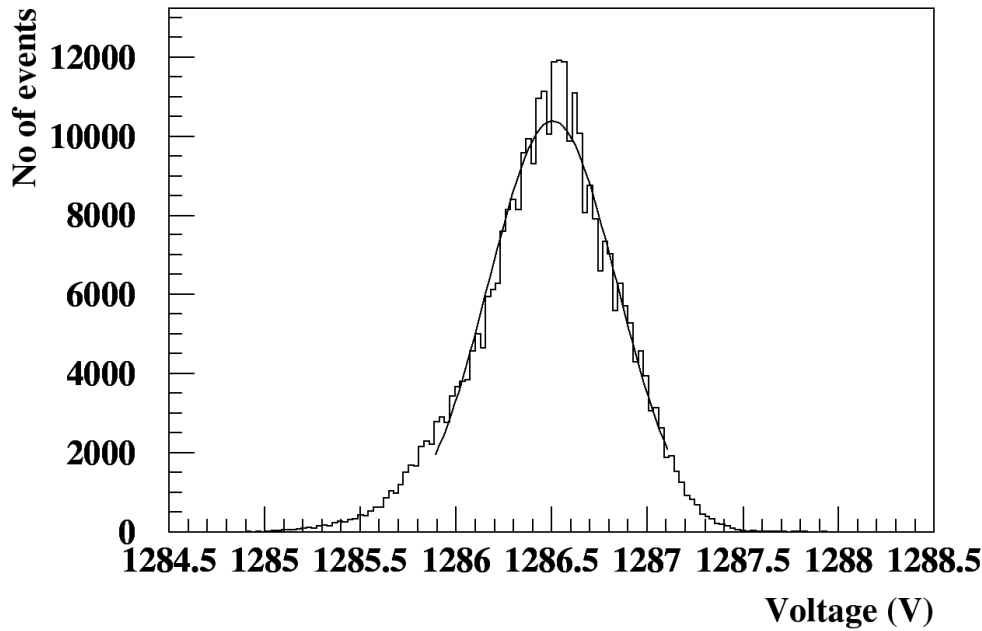
Αυτό που βλέπουμε στις εικόνες 8.1 και 8.2 είναι ακόμα πιο ξεκάθαρο στην εικόνα 8.3 που εστιάζει στη διακύμανση των τιμών της τάσης τροφοδοσίας του φωτοπολλαπλασιαστή και της



Εικόνα 8.3: Εξέλιξη της μετρούμενης τιμής της θερμοκρασίας συναρτήσει του χρόνου για τον ανιχνευτή 6, για χρονικό διάστημα περίπου 60 ωρών.

θερμοκρασίας για ένα χρονικό διάστημα περίπου 60 ωρών για τον ανιχνευτή 6. Η μικρή μεταβολή της τιμής της τάσης τροφοδοσίας είναι αντιστρόφως ανάλογη της μεταβολής της θερμοκρασίας, γεγονός απόλυτα φυσιολογικό καθώς η αύξηση της θερμοκρασίας οδηγεί σε αύξηση της ειδικής αντίστασης των υλικών και άρα σε αύξηση της αντίστασης, που από το νόμο του Ohm συνεπάγεται μείωση της τιμής της τάσης. Αξίζει επίσης να αναφερθεί ότι σύμφωνα με την καταγεγραμμένη πληροφορία, η θερμοκρασία μέσα στους ανιχνευτές δεν υπερέβη τους 37°C κατά τις πιο ζεστές μέρες αυτής της περιόδου, θερμοκρασία που όμως ταυτίζεται με τη μέγιστη θερμοκρασία περιβάλλοντος που καταγράφηκε κατά την ίδια χρονική περίοδο [146], αποδεικνύοντας την επιτυχή θερμική μόνωση των ανιχνευτών.

Η κατανομή της τιμής της τάσης τροφοδοσίας του φωτοπολλαπλασιαστή ακολουθεί Gaussian κατανομή, όπου το rms της κατανομής αυτής μας δείχνει την απόκλιση από τη μέση τιμή. Στην εικόνα 8.4 απεικονίζεται η κατανομή της τιμής της τάσης τροφοδοσίας και η προσαρμογή που έγινε με Gaussian για τον ανιχνευτή 6, ενώ οι τιμές της προσαρμογής για τον ανιχνευτή αυτό, αλλά και για τους υπόλοιπους ανιχνευτές των σταθμών του HELYCON παρουσιάζονται στον πίνακα 8.1



Εικόνα 8.4: Κατανομή της μετρούμενης τιμής της τάσης τροφοδοσίας του φωτοπολλαπλασιαστή για τον ανιχνευτή 6 και προσαρμογή αυτής με Gaussian.

Αρ. ανιχνευτή	Οριζόμενη τιμή τάσης (V)	Μέση τιμή μετρούμενης τάσης (V)	rms (V)
4	1236	1235.8	0.29167
5	1303	1307.1	0.27657
6	1287	1286.5	0.32356
7	1320	1319.8	0.24240
8	1320	1317.8	0.14246
9	1155	1155.9	0.14067
10	1191	1194.6	0.14261
11	1084	1082.5	0.15621
12	1373	1374.3	0.071487

Πίνακας 8.1: Τιμές οριζόμενης και μετρούμενης τάσης των φωτοπολλαπλασιαστών των ανιχνευτών του HELYCON, καθώς και το rms της μετρούμενης τιμής για κάθε ανιχνευτή.

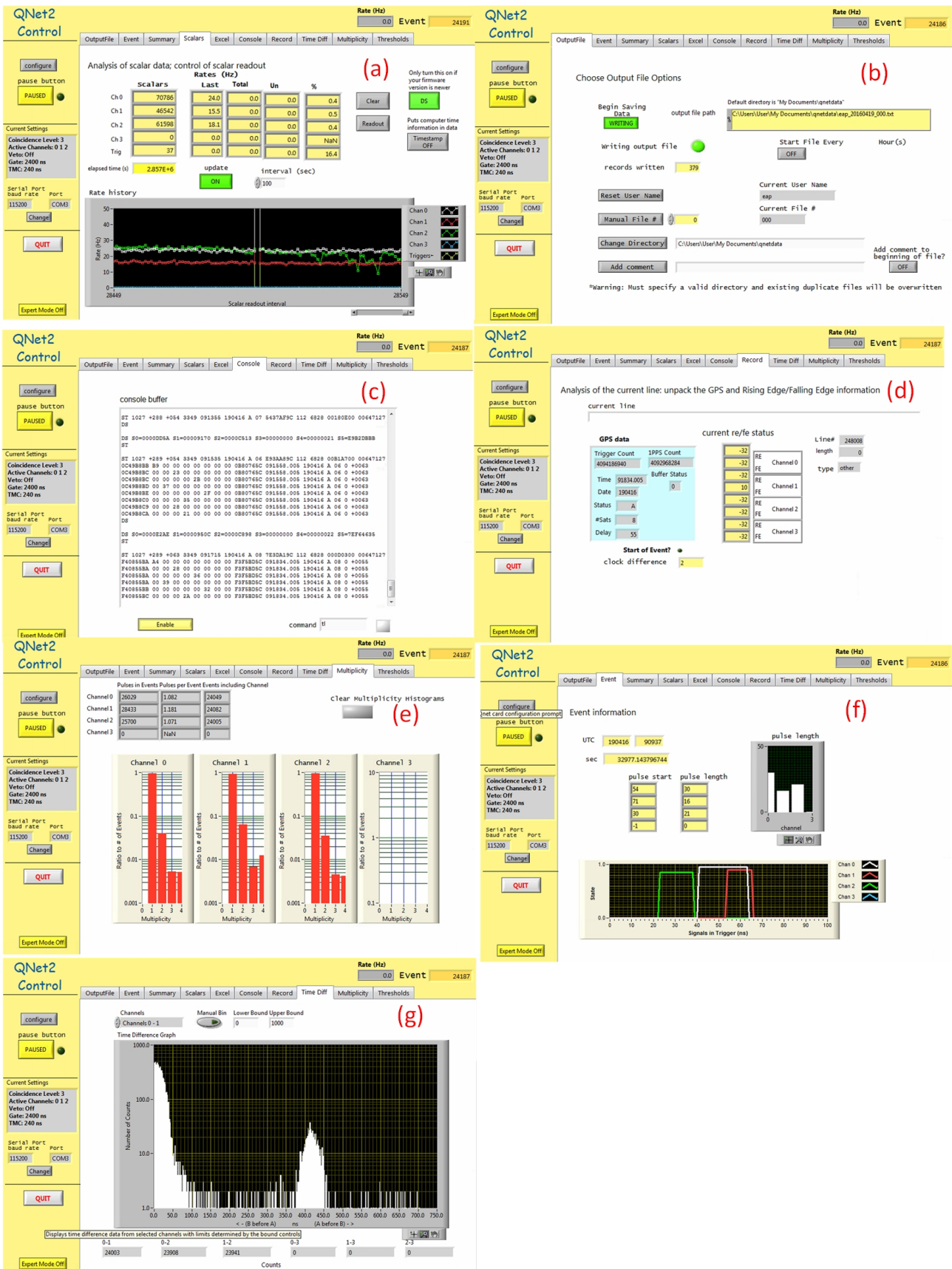
8.2 Έλεγχος Παραμέτρων Λειτουργίας Κάρτας Quarknet

Η κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet, όπως έχουμε δει, χρησιμοποιείται για την επιλογή γεγονότων και την ψηφιοποίηση του σήματος τους. Σε κάθε σταθμό τα σήματα των φωτοπολλαπλασιαστών των τριών ανιχνευτών σπινθηρισμού οδηγούνται στα 3 (από τα 4 διαθέσιμα) κανάλια εισόδου της κάρτας Quarknet του κάθε σταθμού, όπου αφού ενισχυθούν κατά έναν παράγοντα 10 συγκρίνονται με το προεπιλεγμένο κατώφλι. Στην περίπτωση μας το επιθυμητό επίπεδο σύμπτωσης επιτυγχάνεται όταν τα τρία σήματα υπερβούν το προεπιλεγμένο κατώφλι

το οποίο γενικά μπορεί να είναι διαφορετικό σε κάθε κανάλι αλλά για τις ανάγκες μας τα τρία κατώφλια έχουν οριστεί στην τάση των περίπου 2 MIP. Η τιμή του ύψους του κατωφλίου για το κάθε κανάλι, το επίπεδο της πολλαπλότητας του σκανδαλισμού, η διάρκεια του χρονικού παραθύρου επίτευξης του σκανδαλισμού και το χρονικό παράθυρο εντός του οποίου καταγράφονται οι ανοδικές και οι καθοδικές ακμές επιλέγονται από το χρήστη.

Όταν επιτευχθούν οι απαιτήσεις του σκανδαλισμού, οι χρόνοι που οι κυματομορφές των παλμών διασταυρώνονται με τα αντίστοιχα για κάθε κανάλι επίπεδα του κατωφλίου (οι χρόνοι των ανοδικών και καθοδικών ακμών) ψηφιοποιούνται με ακρίβεια 1.25 ns. Για κάθε επιλεγμένο γεγονός καταγράφεται ο απόλυτος χρόνος του γεγονότος, από το χρόνο άφιξης του τρίτου παλμού που σχημάτισε το σκανδαλισμό, χρόνο τον οποίο μας παρέχει το GPS της κάρτας Quarknet με ακρίβεια 40 ns. Παράλληλα ο NIM παλμός που παράγεται και εμφανίζεται σε ένα χρονικό παράθυρο 65 έως 75 ns, με ομοιόμορφη κατανομή, μετά τον τελευταίο παλμό που συμμετέχει στο σχηματισμό του σκανδαλισμού χρησιμοποιείται για το σκανδαλισμό της κεραίας του κάθε σταθμού.

Η κάρτα λήψης δεδομένων Quarknet ελέγχεται μέσω συγκεκριμένου λογισμικού, ανεπτυγμένου σε LabVIEW [108] από το Fermilab, το οποίο εκτελείται στο φορητό υπολογιστή του σταθμού. Εκτός από την αποθήκευση των ληφθέντων δεδομένων στο φορητό υπολογιστή μας παρέχει τη δυνατότητα να ρυθμίσουμε τις παραμέτρους της κάρτας όπως: ενεργοποίηση καναλιών εισόδου, ορισμός τιμών κατωφλίου για κάθε κανάλι, ορισμός επιπέδου σύμπτωσης για το σχηματισμό σκανδαλισμού, ορισμός εύρους παραθύρου αναζήτησης σκανδαλισμού, ορισμός χρόνου μέγιστης διάρκειας ενός γεγονότος αλλά και ενέργειες όπως: έναρξη / τερματισμός λήψης δεδομένων, απεικόνιση της προόδου της διαδικασίας λήψης δεδομένων και του ρυθμού λήψης τους, καταγραφή περιβαλλοντικών συνθηκών (πίεση, θερμοκρασία). Τα δεδομένα κάθε γεγονότος που έχει προκαλέσει σκανδαλισμό αποθηκεύονται σε αρχείο του οποίου η δομή περιγράφηκε στην ενότητα 4.4.



Εικόνα 8.5: Τα παράθυρα της διεπαφής του χρήστη με την κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet.

Στην εικόνα 8.5 εμφανίζονται τα παράθυρα της διεπαφής του χρήστη της κάρτας Quarknet

(a έως g). Στην αριστερή πλευρά όλων των παραθύρων εμφανίζονται οι ρυθμίσεις της πολλαπλότητας του σκανδαλισμού, των ενεργών καναλιών, του χρόνου μέγιστης διάρκειας καταγραφής παλμών από έναν καταιονισμό και του χρονικού εύρους αναζήτησης σκανδαλισμού.

Αναλυτικά για το κάθε παράθυρο της εικόνας 8.5: Στο παράθυρο (a) εμφανίζεται ο ρυθμός σκανδαλισμού του κάθε καναλιού ξεχωριστά, ποσοτικά και γραφικά, αποτελώντας μία ένδειξη της φυσιολογικής λειτουργίας του κάθε ανιχνευτή και της κάρτας (οι κατακόρυφες γραμμές οφείλονται σε επανεκκίνηση της κάρτας). Στο παράθυρο (b) ορίζεται το αρχείο που γίνεται η αποθήκευση των δεδομένων ενώ γίνεται και έναρξη / τερματισμός της διαδικασίας εγγραφής τους. Το παράθυρο (c) αναγράφει σε πραγματικό χρόνο την πληροφορία που αποθηκεύεται σύμφωνα με την κωδικοποίηση που επεξηγήθηκε στην παράγραφο 4.5. Επίσης από αυτό το παράθυρο γίνεται η εισαγωγή των εντολών για τη ρύθμιση των παραμέτρων και τη λειτουργία της κάρτας (τιμές κατωφλίων, ενεργοποίηση / απενεργοποίηση καναλιών κ.α.). Το παράθυρο (d) παρέχει πληροφορίες σχετικά με το GPS ενώ το (e) πληροφορίες και στατιστικά στοιχεία για την πολλαπλότητα των παλμών. Στο παράθυρο (f) παίρνουμε πληροφορίες για τους παλμούς του τελευταίου καταιονισμού που προκάλεσε σκανδαλισμό στην κάρτα και τέλος στο παράθυρο (g) στατιστικά στοιχεία για την κατανομή της διαφοράς του χρόνου άφιξης του παλμού μεταξύ δύο καναλιών της κάρτας.

8.3 Λειτουργία Σταθμών HELYCON

Η κανονική λειτουργία των 3 σταθμών του HELYCON ξεκίνησε στις 01/08/2014 και τα δεδομένα που επεξεργάζονται και παρουσιάζονται στην παρούσα διατριβή συλλέχθηκαν έως τις 16/03/2016. Σε αυτό το χρονικό διάστημα γινόταν μέσω απομακρυσμένης σύνδεσης στο φορητό υπολογιστή του κάθε σταθμού σχεδόν καθημερινός έλεγχος της ορθής λειτουργίας των σταθμών, αλλά και περιοδικός έλεγχος, με συχνότητα περίπου δύο φορές το μήνα μέσω φυσικής παρουσίας για την αρτιότητα των μηχανικών μερών των σταθμών, τα οποία υπόκειντο σε καταπόνηση πολλές φορές έντονη λόγω των περιβαλλοντικών συνθηκών. Για λόγους ευκολότερης επεξεργασίας μέσω διατήρησης των συλλεχθέντων δεδομένων σε εύκολα διαχειρίσιμα μεγέθη αρχείων, κυρίως για τα αρχεία των κεραιών, αλλά και για λόγους συντήρησης του λογισμικού, οι σταθμοί επανεκκινούνταν ανά χρονικό διάστημα περίπου δύο εβδομάδων.

Οι σταθμοί 1 και 3 λειτούργησαν όλο το προαναφερθέν χρονικό διάστημα με την τάση των φωτοπολλαπλασιαστών των ανιχνευτών τους σταθερή, ενώ στο σταθμό 2 η μεγάλη απόσταση μεταξύ των ακραίων ανιχνευτών του σταθμού (περίπου 41 m ανάμεσα στους ανιχνευτές 7 και 8) οδήγησε σε χαμηλό ρυθμό σκανδαλισμού από καταιονισμούς. Προς αντιμετώπιση αυτού του φαινομένου στις 17/11/2014 η υψηλή τάση τροφοδοσίας αυξήθηκε για αυτούς τους δύο ανιχνευτές χωρίζοντας το χρόνο λήψης σε δύο χρονικά διαστήματα για το συγκεκριμένο σταθμό.

Ανιχνευτής 7 : $1.229\text{ mV} \rightarrow 1.320\text{ mV}$

Ανιχνευτής 8 : $1.304\text{ mV} \rightarrow 1.320\text{ mV}$

Αριθμός Σταθμού	Χρόνος Λειτουργίας (hours)
1	12.946
2	2.347 (run1) - 10.123 (run2)
3	13.222
1 - 2	2.232 (run1) - 9.402 (run2)
1 - 3	12.288
2 - 3	2.667 (run1) - 9.450 (run2)
1 - 2 - 3	2.221 (run1) - 8.904 (run2)

Πίνακας 8.2: Χρόνοι λειτουργίας σταθμών κατά μόνες και σε συνδυασμούς. Στις περιπτώσεις που συμμετέχει ο σταθμός 2 υπάρχουν δύο περίοδοι λειτουργίας που οφείλονται στην αλλαγή των τάσεων τροφοδοσίας των φωτοπολλαπλασιαστών.

Παράλληλα σε όλους τους σταθμούς και για όλη την περίοδο λειτουργίας το κατώφλι σκανδαλισμού των καρτών Quarknet παρέμεινε σταθερό στα 9.7 mV.

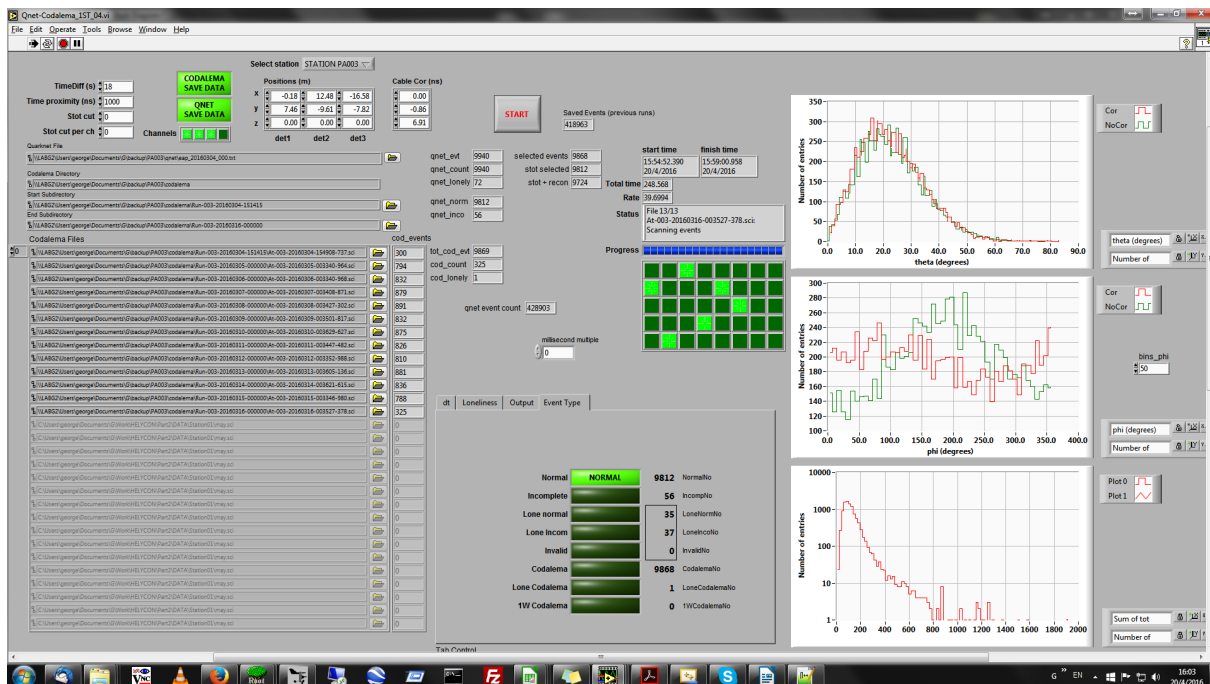
Αθροίζοντας τα χρονικά διαστήματα λειτουργίας των σταθμών από τα καταγεγραμμένα αρχεία δεδομένων, προκύπτουν οι ώρες λειτουργίας του κάθε σταθμού ξεχωριστά αλλά και για την ταυτόχρονη λειτουργία δύο και τριών σταθμών (πίνακας 8.2).

8.4 Συλλογή και Αποθήκευση Πειραματικών Δεδομένων

Η υβριδική υπόσταση των ανιχνευτικών σταθμών συνεπάγεται τη συλλογή δύο αρχείων πειραματικών δεδομένων που δημιουργούνται από την κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet και αφορά τους ανιχνευτές σπινθηρισμού και από τις κεραίες που αποτελούν τους ανιχνευτές της ραδιοκυματικής συνιστώσας του ατμοσφαιρικού καταιονισμού. Τα αρχεία αντιγράφονται από το φορητό υπολογιστή του κάθε σταθμού στον κεντρικό υπολογιστή του Εργαστηρίου Φυσικής του ΕΑΠ, όπου με χρήση λογισμικού ανεπτυγμένου σε LabVIEW για της ανάγκες του HELYCON προετοιμάζονται για το επόμενο στάδιο, αυτό της ανάλυσης τους.

Λόγω του τρόπου σκανδαλισμού των κεραιών (εξωτερικός σκανδαλισμός) υπάρχει αντιστοιχία στα γεγονότα που έχουν ληφθεί από τους ανιχνευτές σπινθηρισμού και την κεραία σε κάθε σταθμό και ο συσχετισμός των γεγονότων μπορεί να γίνει μέσω των χρόνων που καταγράφουν τα GPS, που διαθέτουν η κάρτα Quarknet και η κεραία του κάθε σταθμού. Με τη χρήση του λογισμικού τα αρχικά πειραματικά δεδομένα, που όπως έχουμε δει στο Κεφάλαιο 4 έχουν συγκεκριμένη δομή και κωδικοποίηση ανάλογα την προέλευση τους, μετατρέπονται σε αρχεία τα οποία περιλαμβάνουν τα αμιγώς πειραματικά δεδομένα με συγκεκριμένη μορφοποίηση για τα προγράμματα ανάλυσης. Ο όγκος των δεδομένων είναι σχετικά μικρός, πρόκειται για αρχεία κειμένου, τα οποία είναι εύκολο να επεξεργαστούν κατά τη διαδικασία της ανάλυσης που θα παρουσιαστεί στο Κεφάλαιο 9 για τους ανιχνευτές σπινθηρισμού και στο Κεφάλαιο 10 για τις

κεραίες.

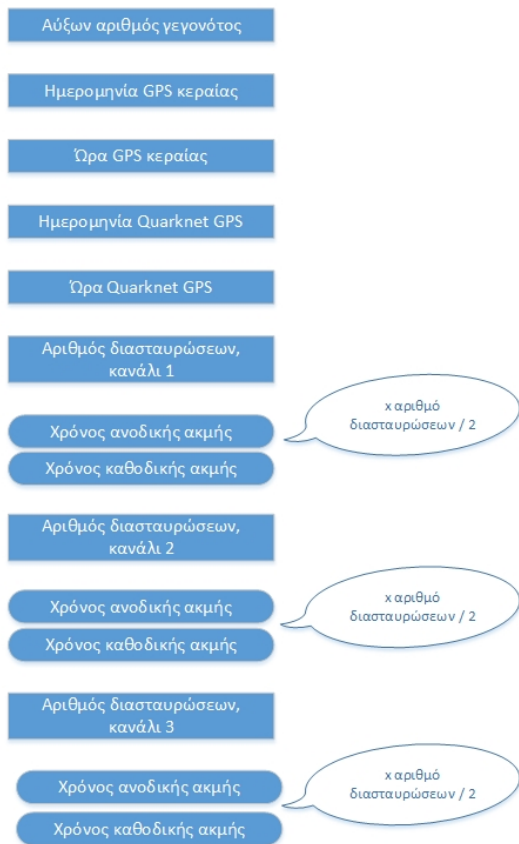


Εικόνα 8.6: Η διεπαφή του χρήστη του λογισμικού LabVIEW που αναπτύχθηκε για τη μετατροπή των πειραματικών δεδομένων σε δεκαδικής μορφής αρχεία κειμένου.

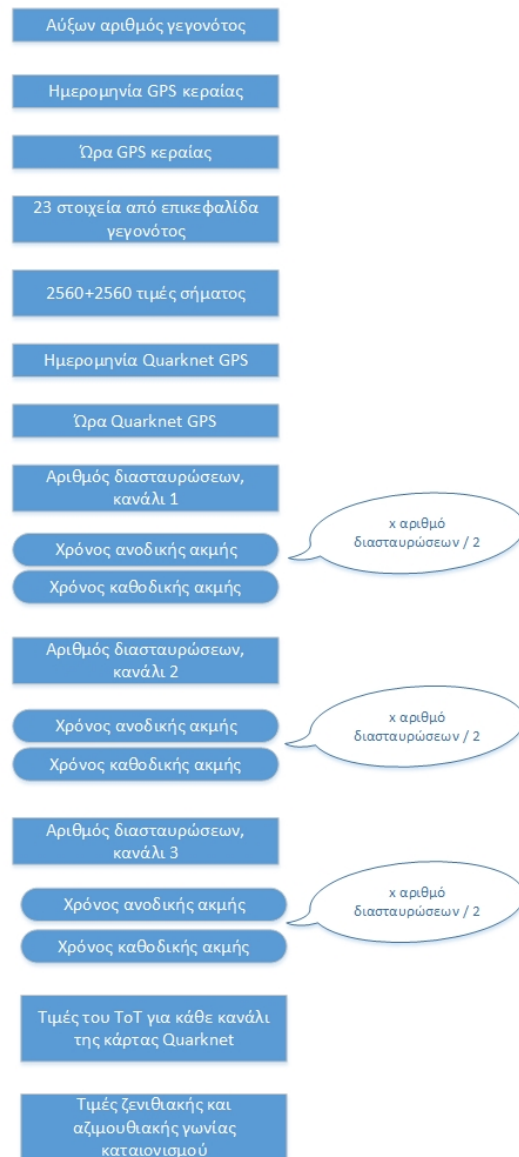
Όπως φαίνεται και στην εικόνα 8.6 από τη διεπαφή του χρήστη με το λογισμικό, αφού εισάγουμε τα αντίστοιχα αρχεία από τους ανιχνευτές σπινθηρισμού και την κεραία, γίνεται σύρση των γεγονότων από Quarknet και κεραία, προσδιορίζονται τα γεγονότα που αντιστοιχούν στον ίδιο καταιονισμό, ελέγχοντας τη διαφορά μεταξύ των απόλυτων χρόνων τους να βρίσκεται εντός ενός παραθύρου 1.000 ns και αφού προστεθούν στο χρόνο του Quarknet 18 s, που αντιστοιχούν στα εμβόλιμα δεπτερόλεπτα (leap seconds), τα οποία υπάρχουν στον υπολογισμό του χρόνου από τις κεραίες αλλά παραλείπονται από τον υπολογισμό του χρόνου στο Quarknet, παράγονται τα αντίστοιχα αρχεία δεδομένων για τα προγράμματα ανάλυσης. Τα δεδομένα για τα οποία δεν βρέθηκε το αντίστοιχο τους με τον άλλο τρόπο ανίχνευσης καταγράφονται σε ξεχωριστό αρχείο. Ο αριθμός αυτών των γεγονότων δεν είναι μεγάλος και μερικοί λόγοι που μπορεί να προκαλούν αυτή την αναντιστοιχία είναι η ανίχνευση δύο συνεχόμενων γεγονότων σε χρονικό διάστημα που η κεραία να μη μπορεί να αποκριθεί, καθώς έχει μέγιστο ρυθμό λήψης 28 Hz, η προσωρινή διακοπή λειτουργίας της κεραίας (συνήθως μετά από διακοπές ρεύματος). Επίσης γίνεται και ένας πρώιμος υπολογισμός του ToT και ανακατασκευή της αζιμουθιακής και ζενιθιακής γωνίας των καταιονισμών, ώστε να μπορεί να γίνεται μια πρόχειρη εκτίμηση της ορθότητας της ανίχνευσης των καταιονισμών μέσω των κατανομών των παραπάνω υπολογιζόμενων ποσοτήτων.

Η δομή που έχουν τα αρχεία αυτά φαίνεται στην εικόνα 8.7, όπου αριστερά παρουσιάζεται η δομή που αφορά τα δεδομένα των ανιχνευτών σπινθηρισμού και δεξιά αυτή των κεραίων. Στα

Δομή αρχείου Quarknet



Δομή αρχείου Antennas



Εικόνα 8.7: Η δομή των αρχείων που δημιουργούνται από το λογισμικό LabVIEW για την ανάλυση των δεδομένων των ανιχνευτών σπινθηρισμού και των κεραίων.

αρχεία των ανιχνευτών σπινθηρισμού το κάθε γεγονός ξεκινά με έναν αύξοντα αριθμό που το χαρακτηρίζει και το πρώτο ψηφίο αυτού του αριθμού δηλώνει τον αριθμό του σταθμού. Ακολούθως καταγράφεται η ημερομηνία και η ώρα από το GPS της κεραίας και του Quarknet (ο τρόπος μέτρησης της ώρας είναι σε sec από την αρχή της ημέρας). Στη συνέχεια καταγράφεται για κάθε κανάλι της κάρτας το πλήθος των διασταυρώσεων του παλμού με την τάση κατωφλίου. Για πιο εύχρηστη σήμανση και επεξεργασία των γεγονότων οι χρόνοι που αφορούν καθοδικές ακμές αναγράφονται με αρνητικό πρόσημο.

Στα αρχεία που δημιουργούνται για τα δεδομένα των κεραίων και πάλι το κάθε γεγονός ξεκινά με τον αύξοντα αριθμό που έχει αποδοθεί στο αντίστοιχο γεγονός της κάρτας Quarknet κατά

τη διαδικασία της αντιστοίχισης μεταξύ των γεγονότων των ανιχνευτών σπινθηρισμού και αυτών της κεραίας. Εν συνεχεία καταγράφεται η ημερομηνία και η ώρα όπως προκύπτουν από το GPS της κεραίας όπου και πάλι η ώρα υπολογίζεται σε sec από την αρχή της ημέρας. Στη συνέχεια ο αριθμός 23 δηλώνει ότι ακολουθούν 23 στοιχεία, τα οποία είναι όπως υπάρχουν στην επικεφαλίδα του κάθε γεγονότος στο .sci αρχείο της κεραίας [114], όπως έχει περιγραφεί στην υποενότητα 4.5.2 μεταφρασμένα στο δεκαδικό σύστημα. Ακολουθούν 2 ακολουθίες 2.560 στοιχείων που περιέχουν το φιλτραρισμένο σήμα του κάθε πόλου της κεραίας, ενώ μετά από αυτό αναγράφουμε την ημερομηνία και την ώρα που δίνει για το συγκεκριμένο γεγονός το GPS του Quarknet. Με τον ίδιο τρόπο όπως στο αρχείο των ανιχνευτών σπινθηρισμού καταγράφουμε τον αριθμό και το χρόνο των διασταυρώσεων με το κατώφλι του παλμού που υπάρχει σε κάθε κανάλι της κάρτας Quarknet, στη συνέχεια καταγράφουμε και τον χρόνο του ToT για κάθε κανάλι της κάρτας. Τέλος καταγράφουμε τη ζενιθιακή και την αζιμουθιακή γωνία που ανακατασκευάζεται με τη μέθοδο του τριγωνισμού από το λογισμικό. Η ανακατασκευή της γωνίας σε αυτή τη φάση γίνεται με μικρή ακρίβεια καθώς δε γίνεται διόρθωση για την επίδραση του φαινομένου του slewing και δεν έχουν εισαχθεί με ακρίβεια οι τιμές του χρονισμού μεταξύ των ανιχνευτών των σταθμών, γι' αυτό και δε θα ληφθούν υπόψιν και όπως θα δούμε στο Κεφάλαιο 10, όταν τις χρειαστούμε θα τις εισάγουμε από την ανάλυση που θα έχει γίνει στο Κεφάλαιο 9.

Κεφάλαιο 9

Ανάλυση Δεδομένων Σωματιδιακών Ανιχνευτών HELYCON

Τα δεδομένα που αναλυθήκαν για τους σκοπούς της παρούσας διατριβής συλλέχθηκαν από τους σωματιδιακούς ανιχνευτές των σταθμών του HELYCON κατά τη χρονική περίοδο από 01/08/2014 έως 16/03/2016, οδηγώντας μας σε ένα σύνολο 609.001 γεγονότων τριπλής σύμπτωσης μεταξύ των ανιχνευτών κάθε σταθμού των οποίων οι παλμοί πέρασαν τα απαιτούμενα ποιοτικά κριτήρια και έχουν ληφθεί με τιμή κατωφλίου στην κάρτα Quarknet 9.7 mV. Τα γεγονότα για τους αυτόνομους σταθμούς αναγράφονται στον πίνακα 9.1

Στο κεφάλαιο αυτό θα ξεκινήσουμε με την περιγραφή της διαδικασίας της ανάλυσης και στη συνέχεια, για κάθε έναν από τους τρεις ανιχνευτικούς σταθμούς, θα αναλύσουμε τα πειραματικά δεδομένα διενεργώντας παράλληλα μια πλήρη μελέτη μέσω προσομοίωσης, η οποία πέρα από τις μετρούμενες πειραματικά ποσότητες του ToT θα επεκταθεί και σε χαρακτηριστικές παραμέτρους των παλμών (φορτίο), στην ανακατασκευή των καταιονισμών και στην ποιότητα αυτής της ανακατασκευής. Μετά από αυτή τη διαδικασία θα προχωρήσουμε στην εύρεση γεγονότων σε σύμπτωση από τουλάχιστον δύο σταθμούς και θα εστιάσουμε στην ανάλυση των γεγονότων που προκύπτουν από τους σταθμούς 1 και 2, όπου λόγω εγγύτητας έχουμε μεγαλύτερη στατιστική. Φυσικά η διαδικασία αυτή θα γίνει και για τους υπόλοιπους συνδυασμούς σταθμών, ενώ πάντοτε η ανάλυση θα συνοδεύεται από εξαγωγή συμπερασμάτων.

Αριθμός Σταθμού	Συλλεχθέντα γεγονότα
1	226.269
2	16.312 (run 1) - 116.850 (run 2)
3	249.570
Σύνολο	609.001

Πίνακας 9.1: Αριθμός πειραματικά συλλεχθέντων γεγονότων τριπλής σύμπτωσης από τους σωματιδιακούς ανιχνευτές των σταθμών του HELYCON. Στο σταθμό 2 η ένδειξη (run 2) αναφέρεται στις αναθεωρημένες τιμές υψηλής τάσης των φωτοπολλαπλασιαστών.

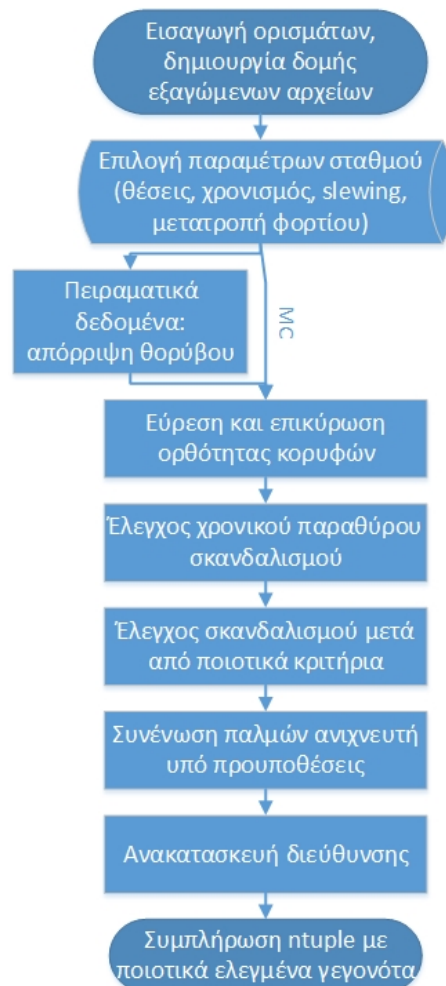
9.1 Πρόγραμμα Ανάλυσης Δεδομένων

Το πρόγραμμα που εκτελεί την ανάλυση των δεδομένων έχει, όπως και τα υπόλοιπα προγράμματα που αφορούν την προσομοίωση, αναπτυχθεί σε γλώσσα Fortran και χρησιμοποιείται για την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων και των δεδομένων της προσομοίωσης. Κατά την εκτέλεση του εισάγεται ο αύξων αριθμός του αναφερόμενου σταθμού, η τιμή της τάσης κατωφλίου με την οποία έγινε η λήψη δεδομένων καθώς, όπως έχουμε δει, η παραμετροποίηση έχει γίνει για δύο επίπεδα κατωφλίου (4.7 και 9.7 mV), επισημαίνεται ο αριθμός και εισάγονται τα ονομάτα των αρχείου που θέλουμε να επεξεργαστούμε εφόσον πρόκειται για πειραματικά δεδομένα, καθώς τα αρχεία της προσομοίωσης ορίζονται μέσα στον κώδικα. Στη συνέχεια ορίζεται το όνομα του αρχείου που περιέχει τα ιστογράμματα και την ntuple που παράγονται, ενώ τέλος επισημαίνουμε εάν η επεξεργασία αφορά πειραματικά δεδομένα ή προσομοίωση. Κατά την εκτέλεση του προγράμματος και αφού διαβαστούν τα παραπάνω ορίσματα, δηλώνεται η δομή της ntuple και τα ιστογράμματα που θα παραχθούν.

Στη συνέχεια του προγράμματος ορίζονται οι θέσεις των ανιχνευτών για τον υπό επεξεργασία σταθμό, ενώ δηλώνονται και οι διορθώσεις χρονισμού των παλμών των ανιχνευτών που οφείλονται κυρίως στις μικρές διαφορές μήκους των καλωδίων μεταφοράς σήματος και δευτερευόντως στις κατασκευαστικές διαφορές των ανιχνευτών. Επίσης, εισάγονται οι παράμετροι που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό της διόρθωσης του slewing και οι τιμές των παραμέτρων που έχουν υπολογιστεί κατά την παραμετροποίηση του φορτίου συναρτήσεως του ΤοΤ. Σε αυτό το σημείο του κώδικα εισάγονται και τιμές παραμέτρων που θα μας χρησιμεύσουν στην απόρριψη του θορύβου, την εύρεση του σκανδαλισμού και τη συνένωση κοντινών παλμών. Εάν πρόκειται για επεξεργασία πειραματικών δεδομένων, διαβάζουμε τα αρχεία που περιέχουν τους χρόνους των γεγονότων και τις τιμές των διασταυρώσεων με την οριζόμενη τιμή κατωφλίου για κάθε ανιχνευτή ανά γεγονός. Αφού υπολογίσουμε το συνολικό χρόνο λήψης δεδομένων, θέτοντας ένα όριο 0.1 s μεταξύ των χρόνων διαδοχικών γεγονότων ώστε να απορριφθεί ο θόρυβος, επισημαίνουμε τα γεγονότα που βρίσκονται σε χρονική απόσταση κάτω από αυτό το όριο, θεωρώντας το χρόνο λήψης τους ως νεκρό χρόνο και τα γεγονότα αυτά ως θόρυβο εφόσον είναι στατιστικά αδύνατο με αυτό το κατώφλι σκανδαλισμού να ανιχνευθούν δύο ή περισσότεροι καταιονισμοί σε τόσο σύντομο χρονικό διάστημα. Τα δεδομένα της προσομοίωσης δεν υποφέρουν από τέτοιου είδους θόρυβο, ο οποίος είναι ανθρωπογενής, οπότε δεν υπόκεινται σε αυτή την επεξεργασία.

Αφού επισημάνουμε τα γεγονότα που χαρακτηρίζονται ως θόρυβος, από τις τιμές των ανοδικών (leading edges) και καθοδικών (trailing edges) ακμών κατά τις διασταυρώσεις της τιμής της τάσης του παλμού με την τιμή της τάσης κατωφλίου, επικυρώνουμε την ορθότητα τους ελέγχοντας τη διαδοχική εναλλαγή τους και την ισότητα του πλήθους τους επισημαίνοντας ταυτόχρονα εκείνα τα γεγονότα των οποίων οι χρονικές διαφορές μεταξύ των leading edges είναι μεγαλύτερες από 130 ns μεταξύ διαφορετικών καναλιών. Η τιμή αυτή προκύπτει σύμφωνα με τη μεγαλύτερη απόσταση μεταξύ δύο ανιχνευτών εντός ενός σταθμού η οποία είναι περίπου

40 m. Εν συνεχεία, μόνο για τα γεγονότα που δεν έχουν επισημανθεί να παρουσιάζουν κάποιο πρόβλημα υπολογίζουμε τα χρονικά διαστήματα που ο παλμός βρίσκεται πάνω από το κατώφλι, βρίσκουμε τους παλμούς με μονές κορυφές, επικυρώνουμε και πάλι τις κορυφές με κριτήριο τη διαδοχική εναλλαγή ανοδικών και καθοδικών τιμών τάσης κατά τη διασταύρωση τους με την τιμή κατωφλίου και αφαιρούμε τα τμήματα των παλμών με απρόσμενες ακμές, δηλαδή παλμούς που παρουσιάζουν δύο συνεχόμενες ανοδικές ή καθοδικές ακμές. Για τα γεγονότα που και τα



Εικόνα 9.1: Διάγραμμα ροής προγράμματος κώδικα επεξεργασίας δεδομένων των ανιχνευτών σπινθηρισμού των σταθμών του HELYCON.

τρία κανάλια έχουν τουλάχιστον ένα παλμό που ικανοποιεί τα παραπάνω κριτήρια, ελέγχουμε και πάλι τις χρονικές διαφορές μεταξύ των πρώτων ανοδικών ακμών των παλμών του κάθε καναλιού, καθώς μπορεί να έχει αφαιρεθεί κομμάτι του παλμού σε σχέση με τον προηγούμενο παρόμοιο έλεγχο. Στην περίπτωση που είναι εκτός των ορίων των 130 ns αφαιρούμε τον πρώτο παλμό του ανιχνευτή που ευθύνεται γι' αυτή τη διαφορά και επανελέγχουμε. Στα γεγονότα που περνούν και αυτό το κριτήριο ενώνουμε τους παλμούς του κάθε ανιχνευτή όπου απαιτούμε:

- Οι παλμοί που συνενώνουμε να περιέχονται σε ένα χρονικό παράθυρο 500 ns για τα πειραματικά δεδομένα, με σκοπό την αποφυγή συμπερίληψης ανακλάσεων του καλωδίου στον

παλμό. Στην προσομοίωση δεν υπάρχει αυτό το φαινόμενο όποτε το χρονικό παράθυρο είναι το μέγιστο (1.200 ns).

- Να ενσωματώνονται μόνο μικρότεροι παλμοί σε μεγαλύτερους.
- Η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών παλμών να είναι μικρότερη των 30 ns.

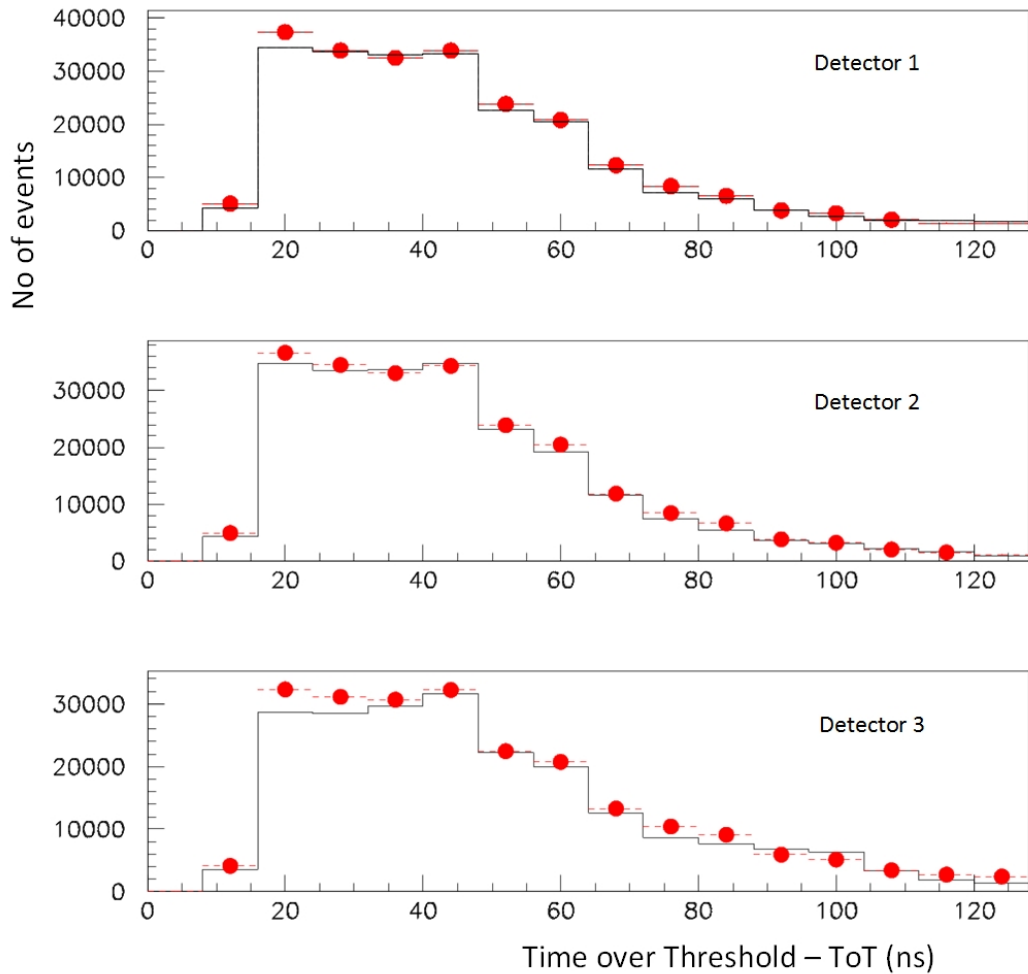
Αφού έχουμε ξεχωρίσει πλέον τα γεγονότα που ικανοποιούν όλα αυτά τα ποιοτικά κριτήρια, εισάγουμε τη διόρθωση του slewing στο χρονισμό του παλμού και προχωράμε στη διαδικασία της ανακατασκευής των γωνιακών χαρακτηριστικών του καταιονισμού, δηλαδή της ζενιθιακής γωνίας ϑ και της αζιμουθιακής γωνίας φ σύμφωνα με τη μέθοδο του τριγωνισμού για 3 μη συνευθειακά σημεία που περιγράφηκε στο Κεφάλαιο 7, όπως είναι τοποθετημένοι οι ανιχνευτές στους σταθμούς του HELYCON.

Για τα γεγονότα που ανακατασκευάζονται επιτυχώς οι γωνιακές τους παράμετροι επισημαίνονται και καταχωρούνται στην ntuple, όπου καταγράφονται ο απόλυτος χρόνος του γεγονότος όπως προκύπτει από το GPS και για κάθε παλμό ο σχετικός του χρόνος μέσα στο γεγονός, ο χρόνος παραμονής του παλμού πάνω από την τιμή τάσης κατωφλίου ToT, το υπολογισμένο μέσω του ToT από την παραμετροποίηση φορτίο (για την προσομοίωση καταχωρείται και το πραγματικό φορτίο που προκύπτει από την ολοκλήρωση του παλμού), το ισοδύναμο του φορτίου σε MIP, οι ανακατασκευασμένες γωνίες και για τα πειραματικά δεδομένα ο αύξοντας αριθμός του γεγονότος. Για την προσομοίωση προσθέτουμε τις πραγματικές γωνίες του καταιονισμού που γνωρίζουμε από την έναρξη της προσομοίωσης, την ενέργεια του πρωτεύοντος σωματίου που προκάλεσε τον καταιονισμό, καθώς και το σημείο πρόσπτωσης του άξονα του καταιονισμού (impact point).

9.2 Ανάλυση Δεδομένων σταθμού 1

9.2.1 Κατανομή Time over Threshold

Ο σταθμός 1 υπήρξε ο πρότυπος σταθμός στον οποίο βασίστηκε η μελέτη και ο έλεγχος της αξιοπιστίας της προσομοίωσης. Όπως έχουμε αναφέρει η μόνη διαθέσιμη πληροφορία που έχουμε από τους σταθμούς ανίχνευσης είναι οι χρόνοι των ακμών διασταύρωσης των παλμών με το επίπεδο της τιμής κατωφλίου, από τους οποίους υπολογίζουμε το ToT. Έτσι στην εικόνα 9.2 παρουσιάζεται η κατανομή του ToT για κάθε ανιχνευτή του σταθμού 1 για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και την προσομοίωση (μαύρα ιστογράμματα) χρησιμοποιώντας τιμή τάσης κατωφλίου 9.7 mV, όπου ο αριθμός των προσομοιούμενων γεγονότων είναι κανονικοποιημένος στον πειραματικό χρόνο λειτουργίας του σταθμού 1. Η συμφωνία μεταξύ πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης είναι εξαιρετική και για να αναδειχθεί περαιτέρω αθροίζουμε τις κατανομές των ToT και στους 3 ανιχνευτές του σταθμού και τις αναπαριστούμε στην εικόνα 9.3



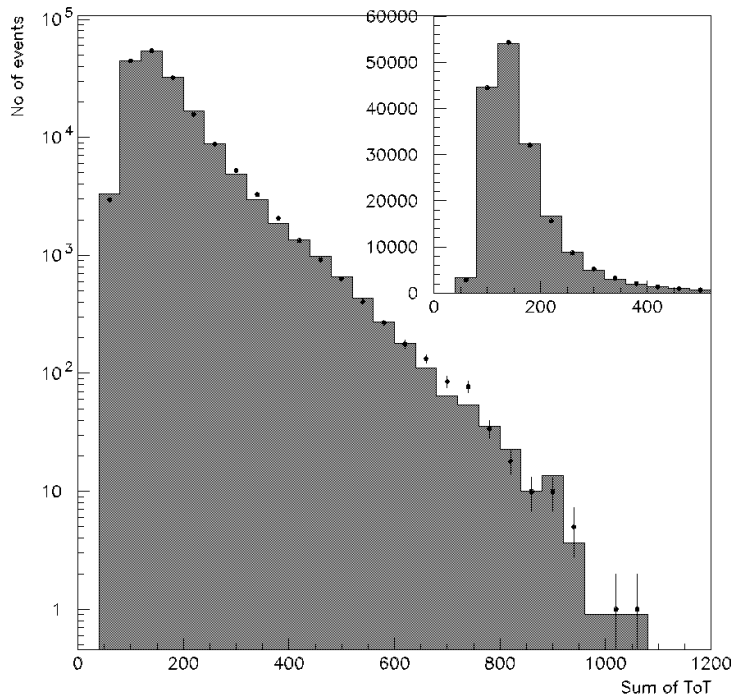
Εικόνα 9.2: Κατανομή των ToT στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (ιστογράμματα) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (κόκκινα σημεία).

σε ημιλογαριθμική ως προς τον αριθμό των γεγονότων κλίμακα, με σκοπό να αναδείξουμε τη συμφωνία και στην ουρά της κατανομής.

9.2.2 Κατανομή φορτίου

Το κυριότερο φυσικό χαρακτηριστικό του παλμού που θέλουμε να εξάγουμε από τα πειραματικά δεδομένα είναι το φορτίο του. Σύμφωνα με την παραμετροποίηση που έχουμε κάνει στο κεφάλαιο 7 είμαστε σε θέση να μετατρέπουμε την τιμή του ToT κάθε γεγονότος στην αντίστοιχη τιμή του φορτίου, με χρήση της κατάλληλης συνάρτησης για κάθε ανιχνευτή και περιοχή τιμής του ToT.

Στην εικόνα 9.4 με κόκκινα σημεία παρουσιάζεται η κατανομή του φορτίου για κάθε ανιχνευτή του σταθμού 1. Για τη σύγκριση με την προσομοίωση που παρουσιάζεται στο μαύρο ιστόγραμμα, χρησιμοποιούμε τις τιμές που προκύπτουν απευθείας από την ολοκλήρωση του παλμού και όχι αυτές που μπορούν να προκύψουν από τη μετατροπή της τιμής του ToT, έτσι ώστε η σύγκριση να είναι όσο το δυνατόν πιο ρεαλιστική. Σαν μονάδα μέτρησης του φορτίου έχει επι-



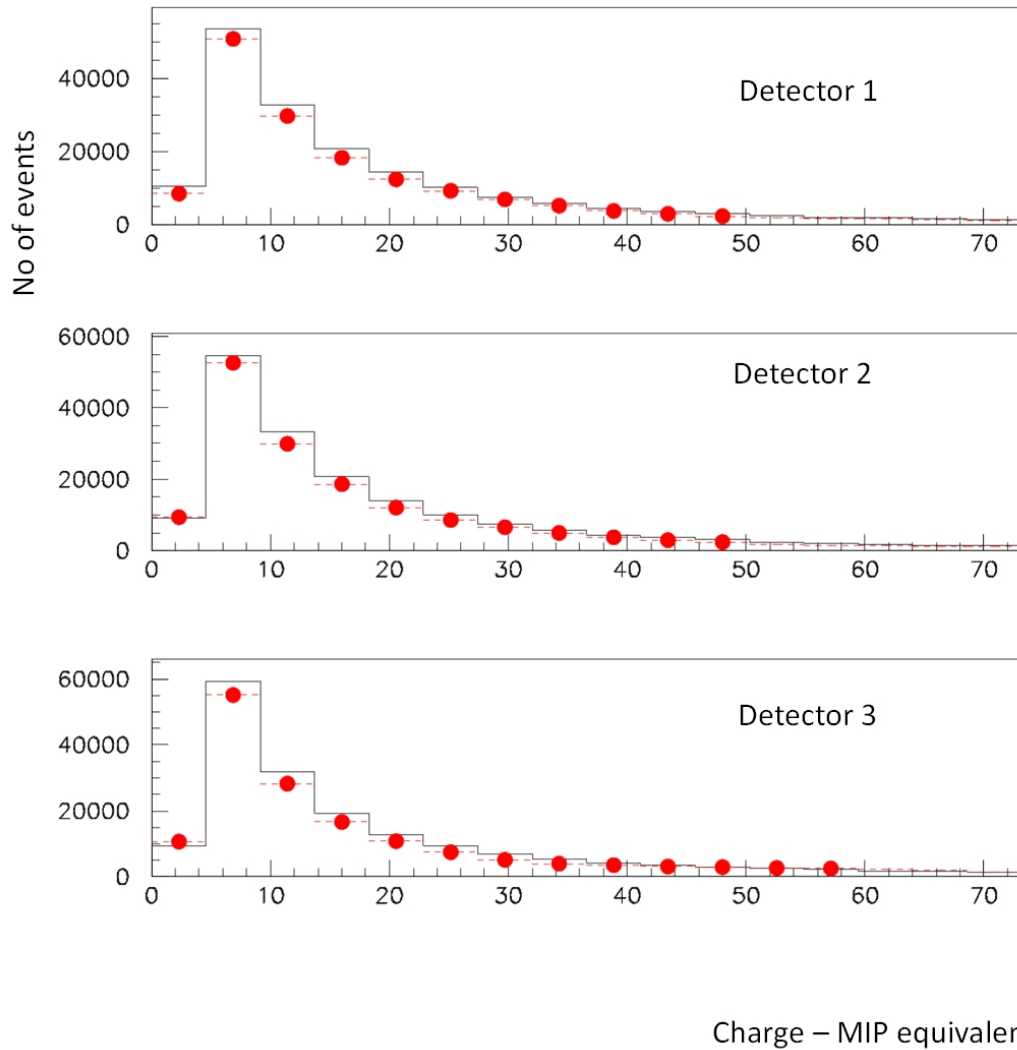
Εικόνα 9.3: Άθροισμα κατανομών ToT στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.

λεχθεί ο αριθμός των MIP αντί των pC, έτσι ώστε ο αναγνώστης να έχει καλύτερη αντίληψη του φορτίου που προκάλεσε ο καταιονισμός στον ανιχνευτή. Όπως και στην περίπτωση της κατανομής του ToT, στην εικόνα 9.5 αθροίζουμε τις κατανομές των τριών ανιχνευτών του σταθμού και βάζοντας σε λογαριθμική κλίμακα τον άξονα που αναπαριστά τον αριθμό των γεγονότων, μπορούμε να δούμε την εξέλιξη του φορτίου στα άκρα της κατανομής και τη σύγκριση του με την προσομοίωση.

9.2.3 Ανακατασκευή διεύθυνσης καταιονισμού

Μετά τη διαπίστωση της συμφωνίας μεταξύ πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης, επόμενο βήμα για την ανάλυση των δεδομένων μας αποτελούν οι κατανομές των γωνιακών χαρακτηριστικών των καταιονισμών, όπου η μέθοδος ανακατασκευής τους είναι κοινή, όπως περιγράφηκε στην ενότητα 9.1 και για τους δύο τύπους γεγονότων (πειραματικά και προσομοίωση).

Η κατανομή της ζενιθιακής γωνίας ϑ παρουσιάζεται στην εικόνα 9.6, τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) παρουσιάζουν μέση τιμή = 21.85° και rms = 10.69° , ενώ για την προσομοίωση (ιστόγραμμα) αντίστοιχα έχουμε μέση τιμή = 21.95° και rms = 10.50° , τιμές που πέρα από τη μεταξύ τους συμφωνία παρουσιάζουν συμφωνία και με την αναμενόμενη τιμή. Ακολούθως παράγεται η κατανομή της αζιμουθιακής γωνίας φ , η οποία σύμφωνα με τη βιβλιογραφία πρέπει να παρουσιάζει ομοιόμορφη κατανομή. Στην εικόνα 9.7 βλέπουμε ότι οι κατανομές μας παρουσιάζουν μέση τιμή = 179.7° για την προσομοίωση και 179.0° για τα πειραματικά δεδο-

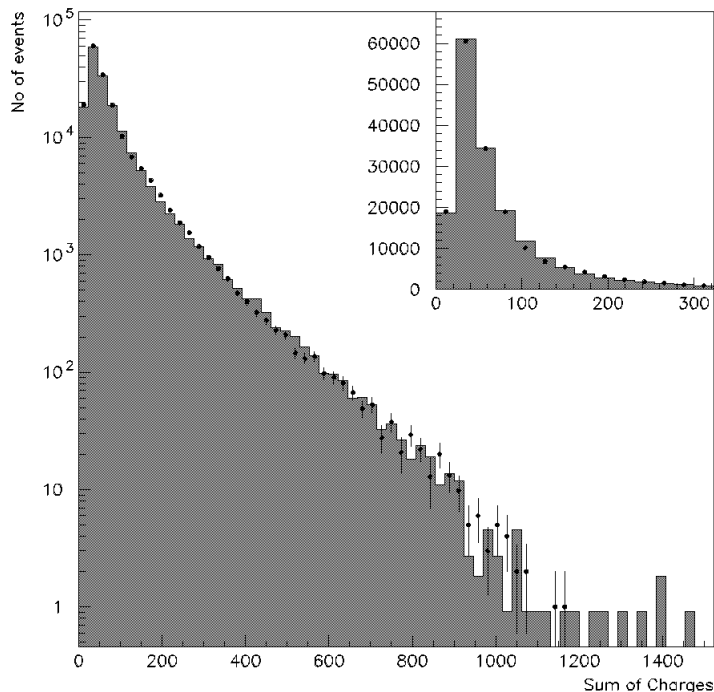


Εικόνα 9.4: Κατανομή του φορτίου στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα).

μένα, τιμές που συμφωνούν μεταξύ τους, αλλά και είναι πάρα πολύ κοντά στην αναμενόμενη τιμή των 180° της ομοιόμορφης κατανομής.

9.2.4 Μελέτη ακρίβειας ανακατασκευής της διεύθυνσης του καταιονισμού

Μετά την επιτυχή ανακατασκευή της διεύθυνσης των καταιονισμών, εκμεταλλεόμενοι τη συμφωνία μεταξύ πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης, μπορούμε να κάνουμε μία μελέτη βασιζόμενοι στην προσομοίωση για την ακρίβεια ανακατασκευής (resolution) της διεύθυνσης των καταιονισμών, που επιτυγχάνουμε με τους τρεις ανιχνευτές του σταθμού 1. Η μελέτη αφορά την ακρίβεια που επιτυγχάνουμε στη ζενιθιακή γωνία ϑ και στην αζιμουθιακή γωνία φ συναρτήσει: της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του πυρήνα του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού, του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού, της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού, της ζενιθιακής γωνίας ϑ , και της αζιμουθιακής



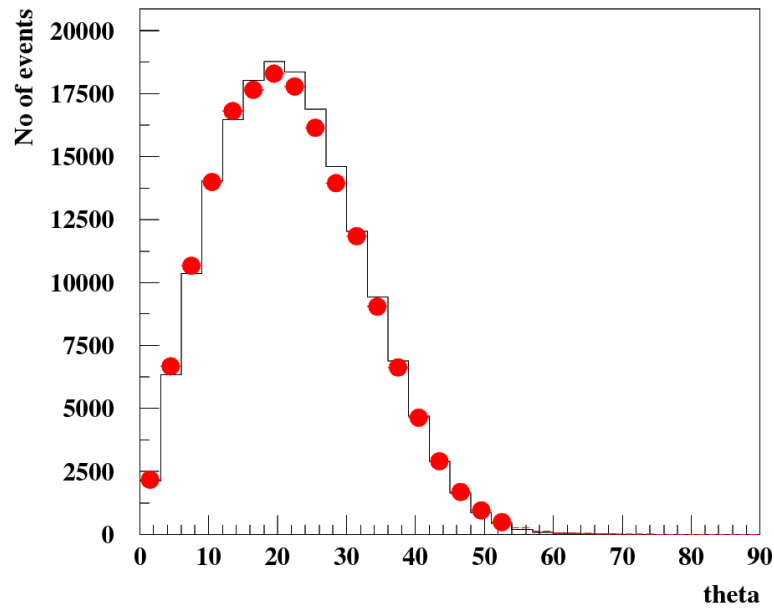
Εικόνα 9.5: Άθροισμα κατανομών φορτίου στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.

γωνίας φ .

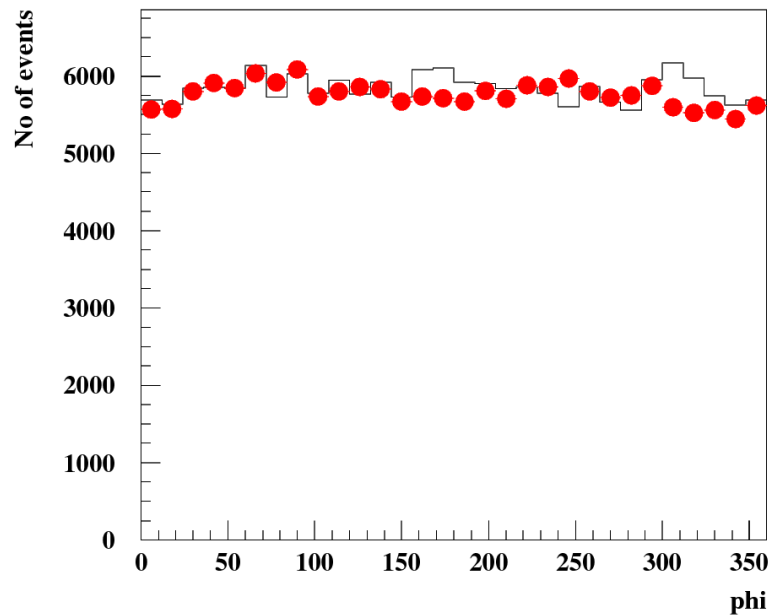
Τέλος, θα δείξουμε την κατανομή της γωνίας μεταξύ του ανακατασκευασμένου διανύσματος κατεύθυνσης του καταιονισμού με το διάνυσμα της πραγματικής διεύθυνσης του καταιονισμού όπως το εισάγουμε κατά την εκτέλεση του προγράμματος Corsika, από την οποία θα πάρουμε μια εκτίμηση της ποιότητας της ανακατασκευής που εκτελούμε.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης από το σταθμό

Η συμπεριφορά της ακρίβειας (resolution) της αζιμουθιακής γωνίας συναρτήσει της απόστασης του κέντρου των ανιχνευτών από τον πυρήνα του καταιονισμού παρουσιάζεται στην εικόνα 9.8. Στο επάνω μέρος της εμφανίζεται η εξέλιξη της τυπικής απόκλισης (σ) που ουσιαστικά είναι η τιμή που αντιπροσωπεύει το σφάλμα που έχουμε κατά την ανακατασκευή της αζιμουθιακής γωνίας και στο κάτω μέρος είναι η μέση τιμή της διαφοράς μεταξύ ανακατασκευασμένης και πραγματικής γωνίας. Η αύξηση του σφάλματος αυξανόμενης της απόστασης είναι απόλυτα αποδεκτή καθώς όσο απομακρύνεται ο καταιονισμός από τους ανιχνευτές, η καμπυλότητα του μετώπου του, την οποία δε λαμβάνουμε υπόψιν θεωρώντας το μέτωπο επίπεδο, αρχίζει να παίζει σημαντικό ρόλο στις χρονικές διαφορές εγγραφής των παλμών στην κάρτα Quarknet, αυξάνοντας έτσι το σφάλμα της εκτίμησης της γωνίας ϑ . Επιπρόσθετα, η πυκνότητα των ανιχνευόμενων σωματιδίων από τους ανιχνευτές, μειώνεται όσο απομακρύνεται το σημείο



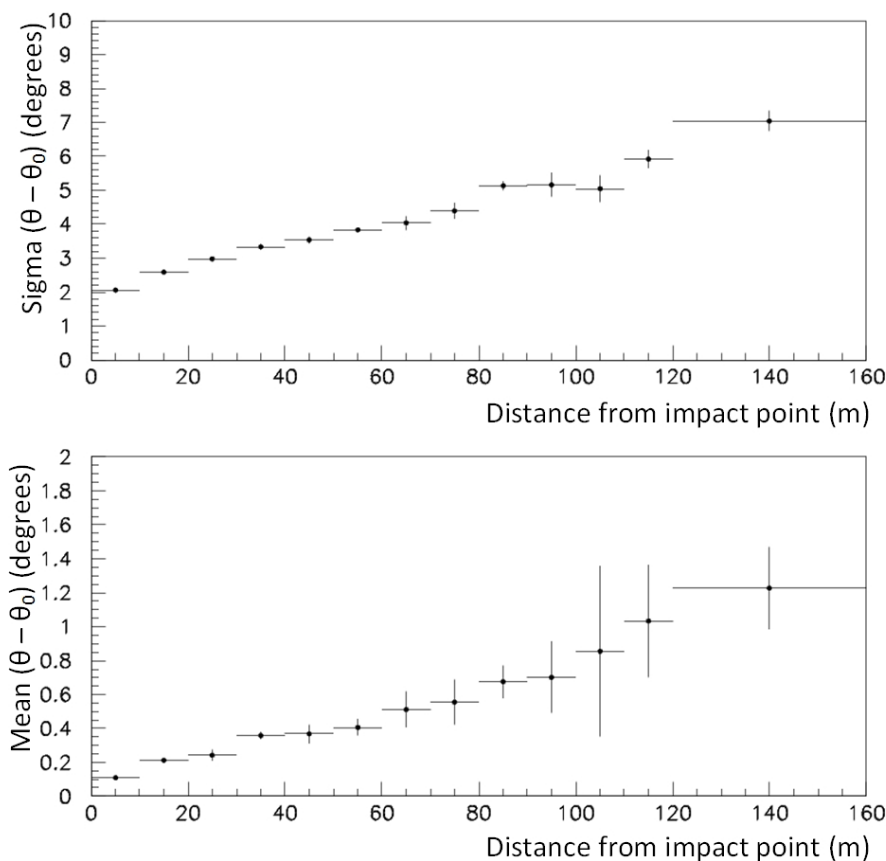
Εικόνα 9.6: Κατανομή ανακατασκευασμένης ζενιθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη ζενιθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).



Εικόνα 9.7: Κατανομή ανακατασκευασμένης αζιμουθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη αζιμουθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).

πρόσπτωσης του πυρήνα του καταιονισμού από αυτούς, δίνοντας χαμηλότερους παλμούς που υποφέρουν από μεγαλύτερα σφάλματα κατά τον προσδιορισμό του χρονισμού τους, με αποτέλεσμα τη μείωση της ακρίβειας εκτίμησης της ζενιθιακής γωνίας.

Παρόλα αυτά, η τιμή του σφάλματος της γωνίας ϑ κατά την ανακατασκευή της ξεκινά από περίπου 2° για καταιονισμούς μέσα ή κοντά στο σταθμό και φτάνει έως περίπου 8° γι' αυτούς που βρίσκονται σε μεγάλες αποστάσεις ως 160 m μακριά από το σταθμό. Πρέπει να αναφερθεί



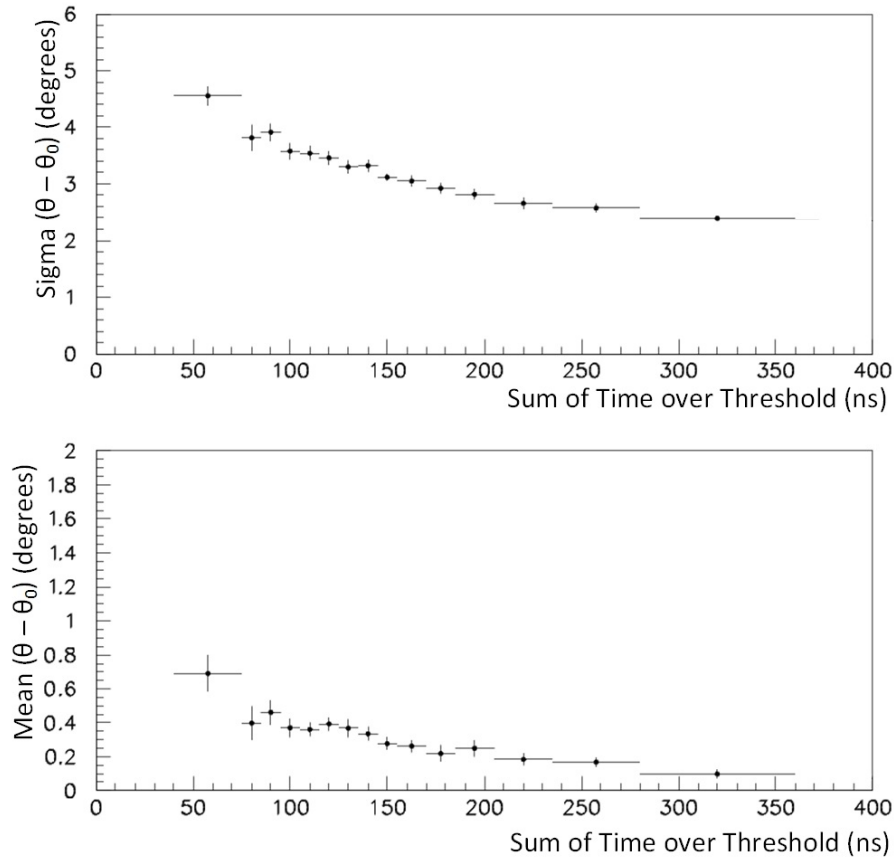
Εικόνα 9.8: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της απόστασης από τον πυρήνα του καταιονισμού (**επάνω**) και μέση τιμή διαφοράς ανακατασκευασμένης και πραγματικής ζενιθιακής γωνίας συναρτήσει της απόστασης από τον πυρήνα του καταιονισμού (**κάτω**).

βέβαια ότι η συντριπτική πλειοψηφία των ανιχνευόμενων καταιονισμών βρίσκεται σε περιοχή ακτίνας κάτω των 100 m από το σταθμό.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει του ToT

Ελέγχοντας την ακρίβεια εκτίμησης της γωνίας ϑ συναρτήσει του συνολικού ToT που μετράμε από τους ανιχνευτές, βλέπουμε (εικόνα 9.9) μία βελτίωση της ακρίβειας καθώς η τιμή του ToT αυξάνεται. Αυτό είναι αναμενόμενο καθώς μεγαλύτερες τιμές του ToT αφορούν καταιονισμούς με περισσότερα σωματίδια και ενδεχομένως υψηλότερες ενέργειες, γεγονός που μειώνει το σφάλμα ως προς το χρόνο εγγραφής του παλμού στην κάρτα Quarknet. Ο κυριότερος παράγοντας γι' αυτή τη μείωση, είναι η μείωση του σφάλματος χρονισμού όσο αυξάνεται το πλάτος του παλμού, καθώς παρά τις διορθώσεις που κάνουμε τόσο στο συστηματικό σφάλμα (slewing) όσο και στο στατιστικό σφάλμα (χρονική ανάλυση) εξακολουθούμε να έχουμε επίδραση στους παλμούς χαμηλότερου ύψους. Η αύξηση του συνολικού φορτίου μπορεί να δηλώνει επίσης μικρότερες αποστάσεις του πυρήνα του καταιονισμού από τους ανιχνευτές και εξηγήσαμε στην αμέσως προηγούμενη ενότητα το λόγο μείωσης του σφάλματος από αυτόν τον παράγοντα.

Οι τιμές του σφάλματος ξεκινούν με λιγότερο από 5° για μικρές τιμές του ToT και φτάνουν περι-

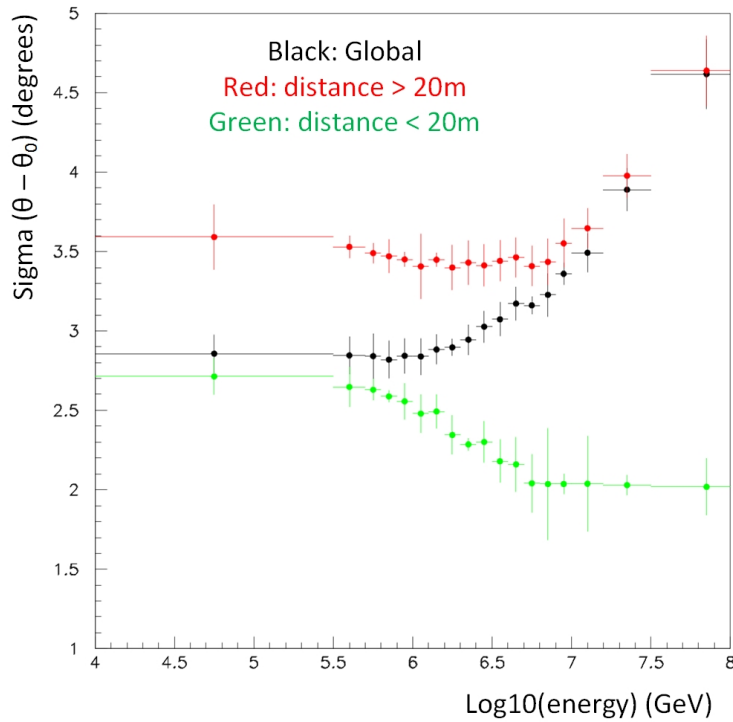


Εικόνα 9.9: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 1 (**επάνω**) και μέση τιμή διαφοράς ανακατασκευασμένης και πραγματικής ζενιθιακής γωνίας συναρτήσει του ToT (**κάτω**).

που τις 2.5° για μεγάλα ToT, ενώ το γεγονός ότι η μέση τιμή της διαφοράς ανακατασκευασμένης και πραγματικής γωνίας τείνει στο μηδέν για μεγάλες τιμές του ToT είναι αναμενόμενο.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της ενέργειας του καταιονισμού

Στην εικόνα 9.10 βλέπουμε το σφάλμα υπολογισμού της ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού, η οποία μετράται σε GeV και εκφράζεται σε μονάδες δεκαδικού λογάριθμου της τιμής της. Με μαύρα σημεία παρουσιάζεται η συμπεριφορά του συνόλου των γεγονότων. Ίσως προξενεί εντύπωση το γεγονός ότι αυξανόμενης της ενέργειας το σφάλμα υπολογισμού της γωνίας ϑ αυξάνει. Αν όμως διακρίνουμε τα γεγονότα με βάση την απόσταση του κέντρου του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού, θα διαπιστώσουμε ότι για καταιονισμούς που προσπίπτουν σε κυκλικό δίσκο ακτίνας έως 20 m από το κέντρο του σταθμού (πράσινα σημεία), το σφάλμα μειώνεται όσο αυξάνεται η ενέργεια για να σταθεροποιηθεί σε μια τιμή μικρότερη των 2° για τις μεγάλες τιμές της ενέργειας, συμπεριφορά που ερμηνεύεται ως λογική καθώς οι καταιονισμοί μεγάλης ενέργειας εμπεριέχουν μεγαλύτερο αριθμό σωματιδίων και παράγουν ποιοτικούς παλμούς που δεν υποφέρουν από σφάλματα χρονοισμού.

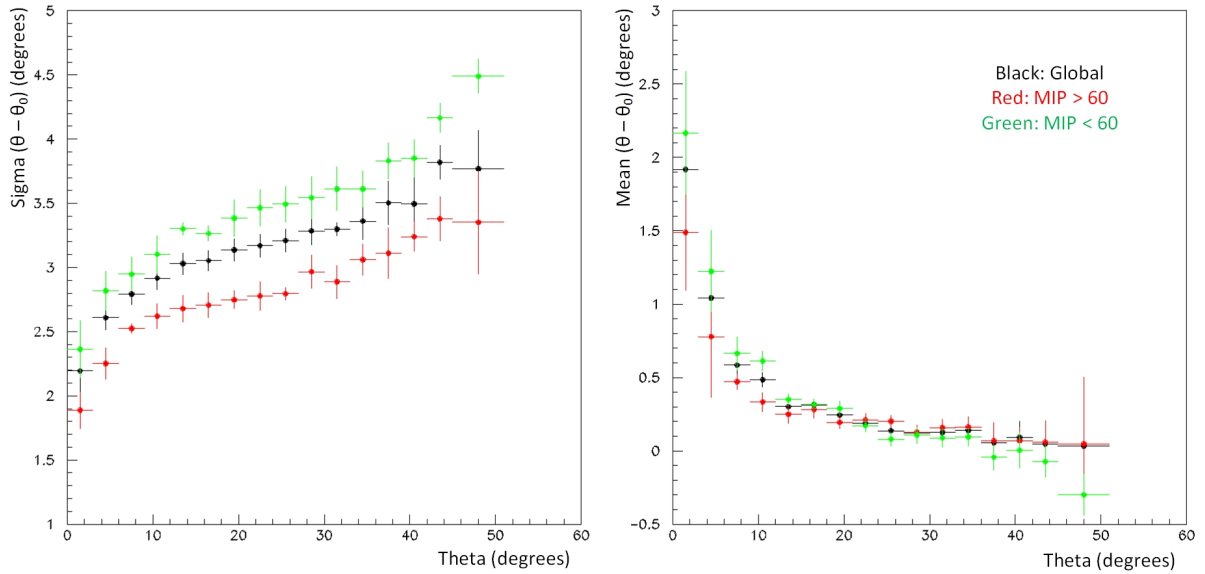


Εικόνα 9.10: Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας ϑ για τον πρώτο σταθμό συναρτήσεως του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού, για το σύνολο των γεγονότων (μαύρα σημεία) για τα γεγονότα που προσπίπτουν εντός ακτίνας 20 m από το κέντρο του σταθμού (πράσινα σημεία) και σε απόσταση μεγαλύτερη των 20 m από το κέντρο των σταθμών (κόκκινα σημεία).

Αντίθετα βλέπουμε ότι για τους καταιονισμούς που προσπίπτουν μακρύτερα από 20 m από το κέντρο του σταθμού (κόκκινα σημεία), το σφάλμα υπολογισμού της γωνίας ϑ αυξάνει αυξανόμενης της ενέργειας και αυτό οφείλεται κυρίως στην επίδραση της καμπυλότητας του μετώπου του καταιονισμού που όπως έχουμε εξηγήσει προκαλεί αύξηση του σφάλματος. Αυξανόμενης της ενέργειας, αυξάνεται η απόσταση από το σταθμό έως την οποία οι καταιονισμοί είναι ανιχνεύσιμοι με αποτέλεσμα να πλειοψηφούν τα γεγονότα που βρίσκονται σε μεγάλες αποστάσεις και έτσι η καμπύλη του συνόλου των γεγονότων από κάποια τιμή της ενέργειας και μετά (περίπου 10^6 GeV) ακολουθεί την τάση της καμπύλης των γεγονότων που βρίσκονται σε μεγάλες αποστάσεις.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσεως της ζενιθιακής γωνίας ϑ

Στην εικόνα 9.11 παρουσιάζεται η ακρίβεια ανακατασκευής της ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσεως της ίδιας της ζενιθιακής γωνίας ϑ . Επιπλέον γίνεται μία διάκριση στο συνολικό φορτίο, ισοδύναμο σε MIP, που ανιχνεύει ο σταθμός. Έτσι στην αριστερή πλευρά της εικόνας βλέπουμε το σφάλμα το οποίο αυξάνεται καθώς αυξάνει η τιμή της γωνίας ϑ , όπως είναι λογικό, καθώς όσο μεγαλώνει η ζενιθιακή γωνία ϑ μειώνεται η ενεργός επιφάνεια του ανιχνευτή που είναι ορατή στα σωματίδια του καταιονισμού για την οποία έχουμε αναφέρει ότι για επίπεδους ανιχνευτές παρουσιάζει εξάρτηση σύμφωνα με το $\cos \vartheta$, επιπρόσθετα, η αύξηση της ζενιθιακής γωνίας έχει αποτέλεσμα ο καταιονισμός να διανύει μεγαλύτερο μήκος στην ατμόσφαιρα, μειώνοντας



Εικόνα 9.11: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας ϑ (αριστερά) και μέση τιμή διαφοράς ανακατασκευασμένης και πραγματικής ζενιθιακής γωνίας συναρτήσει της γωνίας ϑ (δεξιά). Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.

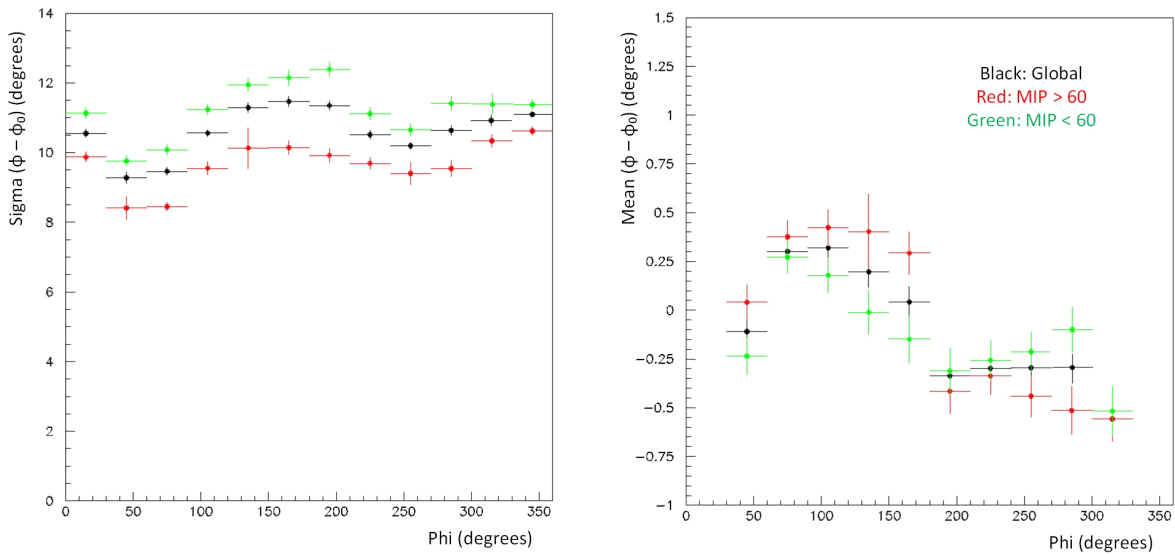
τον αριθμό των σωματιδίων που επιβιώνουν στο επίπεδο των ανιχνευτών. Αυτό παρατηρείται ως μείωση του ToT των παλμών, γεγονός που μειώνει την ακρίβεια προσδιορισμού της ζενιθιακής γωνίας.

Σε συνέπεια με την προηγούμενη ενότητα η διάκριση σε φορτία πάνω και κάτω από 60 MIPs παρουσιάζει μεγαλύτερο σφάλμα για τα μικρότερα φορτία και το αντίστροφο, όπως αναμένουμε. Η μέση τιμή της διαφοράς μεταξύ της πραγματικής και της ανακατασκευασμένης γωνίας είναι και αυτή συνεπής στην πρόβλεψη για τη διάκριση του φορτίου και τείνει στο μηδέν για μεγάλες τιμές γωνιών όπως αναμένουμε, ενώ η μεγάλη τιμή στις μικρές γωνίες είναι στατιστικής φύσεως.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της φ

Η κατανομή της αζιμουθιακής γωνίας φ είναι όπως έχουμε δει επίπεδη και το ίδιο θα περιμέναμε και για την ακρίβεια και το σφάλμα που έχουμε κατά την ανακατασκευή της. Αρχικά και σε αυτή τη μελέτη έγινε διάκριση των γεγονότων ανάλογα με την τιμή του συνολικού φορτίου που ανιχνεύθηκε επιβεβαιώνοντας τους ισχυρισμούς μας, παρουσιάζοντας μικρότερη τιμή σφάλματος για τιμές ToT πάνω από 60 MIPs. Στην αριστερή πλευρά της εικόνας 9.12, όμως, φαίνονται κάποιες διακυμάνσεις οι οποίες εμφανίζουν μικρότερο σφάλμα στην ανακατασκευή της αζιμουθιακής γωνίας στις περιοχές γύρω από τις 60° και 240° .

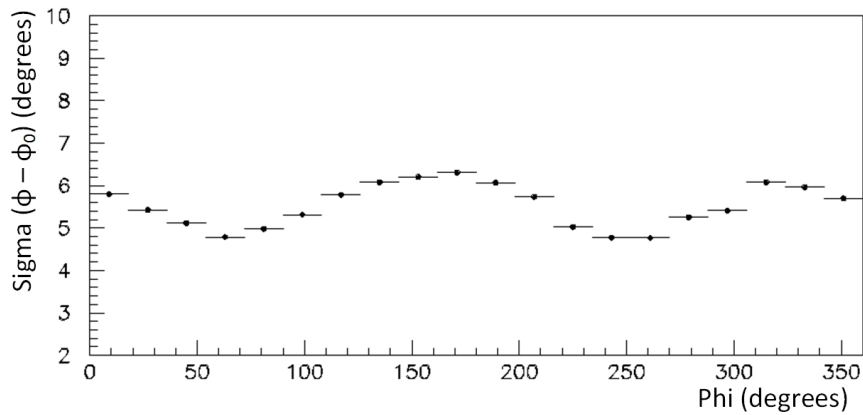
Αν δούμε τη γεωμετρία του σταθμού 1 θα δούμε ότι η απόσταση που διανύουν οι καταιονισμοί εντός του σταθμού και μεταξύ των ακραίων κάθε φορά ανιχνευτών δεν είναι σταθερή. Λόγω του



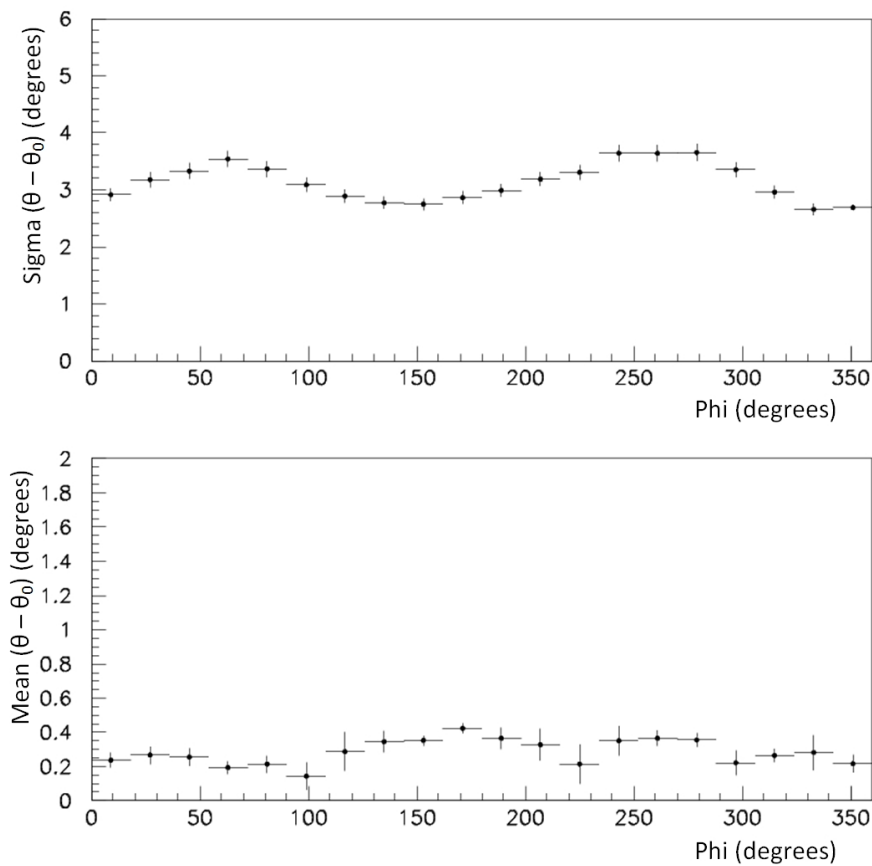
Εικόνα 9.12: Σφάλμα ανακατασκευής αξιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ (**αριστερά**) και μέση τιμή διαφοράς ανακατασκευασμένης και πραγματικής αξιμουθιακής γωνίας συναρτήσει της γωνίας φ (**δεξιά**). Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.

γεγονότος αυτού έχουμε διακυμάνσεις στις χρονικές διαφορές μεταξύ των παλμών συναρτήσει της γωνίας φ , αυξομειώνοντας την επίδραση των στατιστικών διακυμάνσεων των διαφορών των χρόνων άφιξης, οι οποίες παραμένουν σταθερές για όλες τις τιμές της αξιμουθιακής γωνίας φ . Η επίδραση της γεωμετρικής διάταξης των ανιχνευτών του σταθμού δεν είναι τόσο εύκολο να ερμηνευθεί ώστε να υποστηριχθεί η ορθότητα των αποτελεσμάτων της εικόνας 9.12. Γι' αυτό το λόγο προχωρήσαμε στην ανάπτυξη ενός κώδικα του - Monte Carlo, ο οποίος αφού παράγει τυχαία τις γωνίες ϑ και φ του καταιονισμού, υπολογίζει την απόσταση των ανιχνευτών από το επίπεδο που περνά από το σημείο $(0, 0, 0)$ και είναι κάθετο στο διάνυσμα διάδοσης του καταιονισμού. Μετατρέποντας τις αποστάσεις σε χρονικά διαστήματα και προσθέτοντας μια στατιστική διακύμανση στο χρόνο άφιξης του καταιονισμού στον κάθε ανιχνευτή σύμφωνα με μία gaussian κατανομή με $rms = 2 ns$, προβαίνουμε σε ανακατασκευή της διεύθυνσης του καταιονισμού με τη μέθοδο του τριγωνισμού που αναλύθηκε στο Κεφαλαίο 7.

Στην εικόνα 9.13 παρουσιάζεται η κατανομή του rms της διαφοράς της τιμής της παραγόμενης μείον της ανακατασκευασμένης αξιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ . Σε αυτή την εικόνα, σημασία έχει η μορφή της κατανομής, η οποία συμφωνεί με τη μελέτη της προσομοίωσης που έχουμε διεξάγει, υποστηρίζοντας την επαρκώς. Δε μας ενδιαφέρουν οι τιμές που παρουσιάζει, οι οποίες εξαρτώνται από το rms της κατανομής που προσθέτουμε ως στατιστική διακύμανση στους χρόνους άφιξης του καταιονισμού στους ανιχνευτές, το οποίο είναι αυθαίρετο.



Εικόνα 9.13: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω του - Monte Carlo μελέτης.



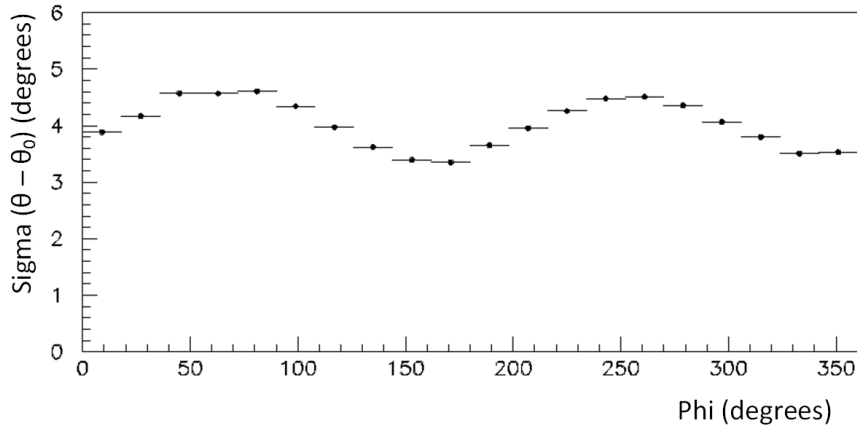
Εικόνα 9.14: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ (**πάνω**) και μέση τιμή διαφοράς ανακατασκευασμένης και πραγματικής ζενιθιακής γωνίας συναρτήσει της γωνίας φ (**κάτω**).

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ

Και στην περίπτωση της μελέτης της κατανομής του σφάλματος στην ακρίβεια μέτρησης της ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ , θα περιμέναμε μία ομοιόμορφη κατανομή, όπως είναι και η κατανομή της αζιμουθιακής γωνίας φ . Στην εικόνα 9.14, όμως, παρατηρούμε ξανά κάποιες διακυμάνσεις τις οποίες διαισθητικά μεν δικαιολογούμε από τη γεωμε-

τρία τοποθέτησης των ανιχνευτών στους σταθμούς, δε μπορούμε όμως να τις τεκμηριώσουμε επαρκώς.

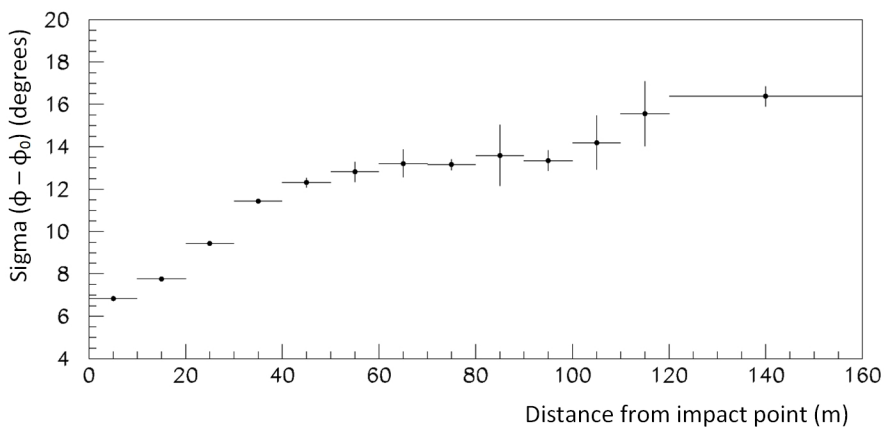
Όπως και στην αμέσως προηγούμενη περίπτωση, η εκτέλεση μίας toy – Monte Carlo μελέτης, η



Εικόνα 9.15: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω toy - Monte Carlo μελέτης.

οποία παρουσιάζεται στην εικόνα 9.15 για την ακρίβεια μέτρησης της γωνίας ϑ συναρτήσει της φ , επιβεβαιώνει την ορθότητα της μελέτης της προσομοίωσης μας και τεκμηριώνει τον ισχυρισμό μας για την επίδραση της γεωμετρίας τοποθέτησης στην κατανομή της εικόνας 9.14.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης από το σταθμό

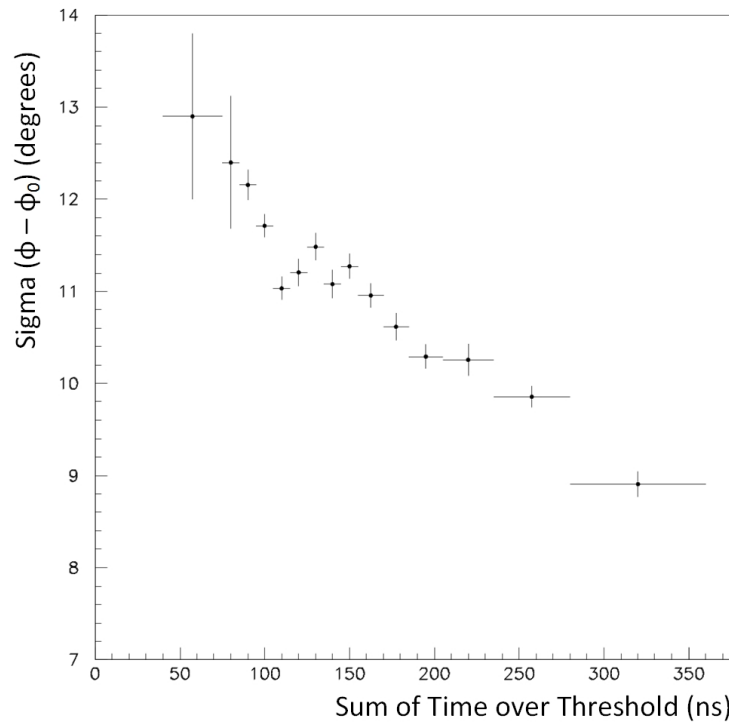


Εικόνα 9.16: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της απόστασης από τον πυρήνα του καταιονισμού.

Όπως και η συμπεριφορά του σφάλματος της γωνίας ϑ συναρτήσει της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού, έτσι και στην αζιμουθιακή γωνία φ η αύξηση της απόστασης αυτής προκαλεί αύξηση του σφάλματος υπολογισμού της γωνίας φ (εικόνα 9.16) που οφείλεται στην καμπυλότητα του μετώπου διάδοσης του καταιονι-

σμού, την οποία δε λαμβάνουμε υπόψιν κατά την εκτέλεση της προσομοίωσης και στη μείωση του ανιχνευόμενου φορτίου η οποία αυξάνει την επίδραση του σφάλματος χρονισμού.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει του ToT

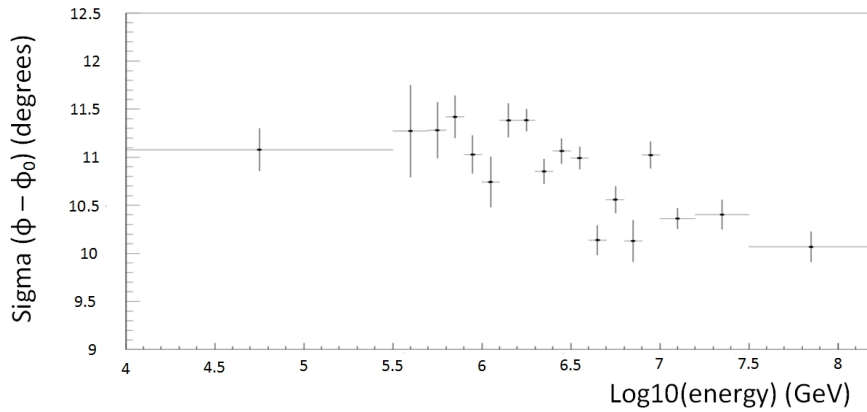


Εικόνα 9.17: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 1.

Και εδώ, όπως και στη γωνία ϑ , η συμπεριφορά του rms της κατανομής της διαφοράς της πραγματικής γωνίας μείον την ανακατασκευασμένη γωνία, τείνει να μειώνεται αυξανόμενου του αθροίσματος του ToT που παρουσιάζουν οι τρεις ανιχνευτές του σταθμού (εικόνα 9.17). Αυτό οφείλεται στη μικρότερη απόσταση από το κέντρο του σταθμού που ανιχνεύονται οι καταιονισμοί με μεγαλύτερες τιμές ToT (και άρα δεν εμφανίζουν την επίδραση της καμπυλότητας) και στη μικρότερη επίδραση του σφάλματος χρονισμού αυξανόμενου του ToT, το οποίο παρά τις διορθώσεις που κάνουμε τόσο στη συστηματική (slewing), όσο και στη στατιστική (χρονική ανάλυση) συνιστώσα του, εξακολουθεί να έχει επίδραση στην ανακατασκευασμένη γωνία φ , όπως και στη ϑ .

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ενέργειας του καταιονισμού

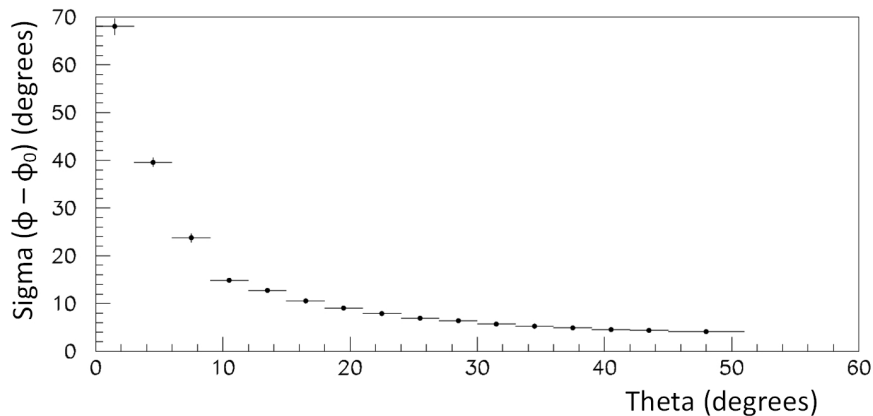
Η εξάρτηση της ακρίβειας της αζιμουθιακής γωνίας φ από την ενέργεια του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού παρουσιάζεται στην εικόνα 9.18, όπου βλέπουμε ότι αυξανόμενης της ενέργειας υπάρχει μια μικρή μείωση στο σφάλμα υπολογισμού της γωνίας, η οποία διαπιστώνουμε ότι έρχεται σε αντίθεση με τη συμπεριφορά της αντίστοιχης ακρίβειας εκτίμησης της ζενιθιακής γωνίας. Αυξανόμενης της ενέργειας, αυξάνεται η μέση τιμή της γωνίας ϑ ,



Εικόνα 9.18: Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας φ για τον πρώτο σταθμό συναρτήσεως του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού.

καθώς οι μεγάλης ενέργειας καταιονισμοί καταφέρνουν να διανύουν μεγαλύτερο μήκος στην ατμόσφαιρα. Έτσι σε συνάφεια με την αμέσως επόμενη περίπτωση (εικόνα 9.19) δικαιολογείται η βελτίωση της ακρίβειας εκτίμησης της αζιμουθιακής γωνίας.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσεως της γωνίας ϑ

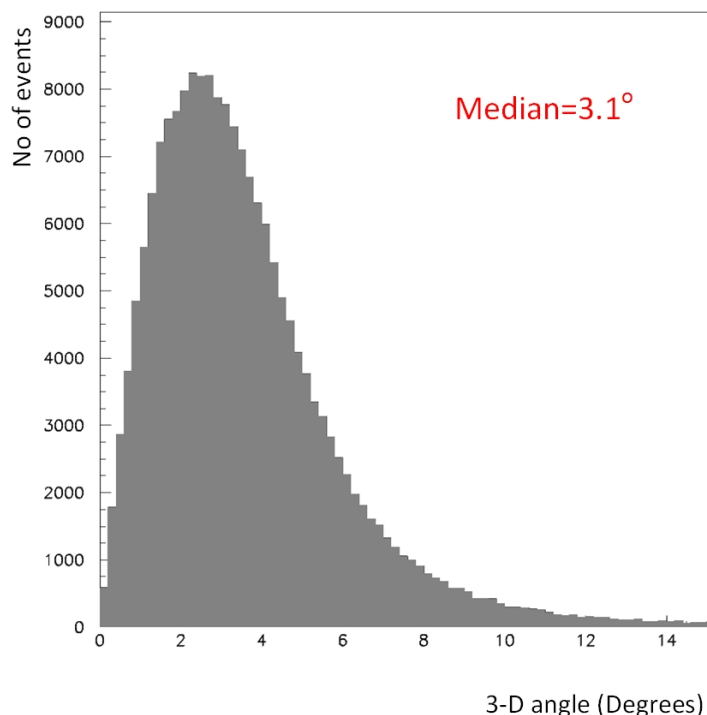


Εικόνα 9.19: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσεως της ζενιθιακής γωνίας ϑ .

Το σφάλμα ανακατασκευής της αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσεως της γωνίας ϑ παρουσιάζεται στην εικόνα 9.19 και βλέπουμε ότι υπάρχει ισχυρή εξάρτηση ανάμεσα στις δύο γωνίες. Το γεγονός αυτό οφείλεται κυρίως στις διαφορές μεταξύ των χρόνων εγγραφής των παλμών, καθώς βασιζόμενοι σε αυτούς τους χρόνους πραγματοποιούμε την ανακατασκευή των γωνιών. Έτσι όταν η γωνία ϑ είναι μικρή οι χρονικές διαφορές εγγραφής των παλμών είναι μικρές και οι στατιστικές διακυμάνσεις των χρόνων προσδίδουν μεγάλο σφάλμα στην ανακατασκευή της γωνίας φ .

Αντίθετα, όταν ο καταιονισμός έχει πιο πλάγια διεύθυνση που εκφράζεται με μεγαλύτερη τιμή της γωνίας ϑ οι χρονικές διαφορές μεταξύ των χρόνων εγγραφής των παλμών αυξάνονται και οι στατιστικές διακυμάνσεις των χρόνων έχουν μικρότερη επίδραση στην ανακατασκευή της γωνίας φ .

Διάγραμμα πραγματικής - ανακατασκευασμένης διεύθυνσης



Εικόνα 9.20: Κατανομή διεύθυνσης εσωτερικού γινομένου διανυσμάτων πραγματικής και ανακατασκευασμένης διεύθυνσης καταιονισμού.

Από τις γωνίες ϑ και φ μπορούμε εύκολα να ορίσουμε το διάνυσμα διεύθυνσης του καταιονισμού είτε πρόκειται για τις ανακατασκευασμένες γωνίες είτε για τις πραγματικές γωνίες του καταιονισμού που εισάγουμε στο Corsika.

Η διεύθυνση της κατεύθυνσης του εσωτερικού γινομένου αυτών των διανυσμάτων για κάθε γεγονός δίνεται από τη σχέση

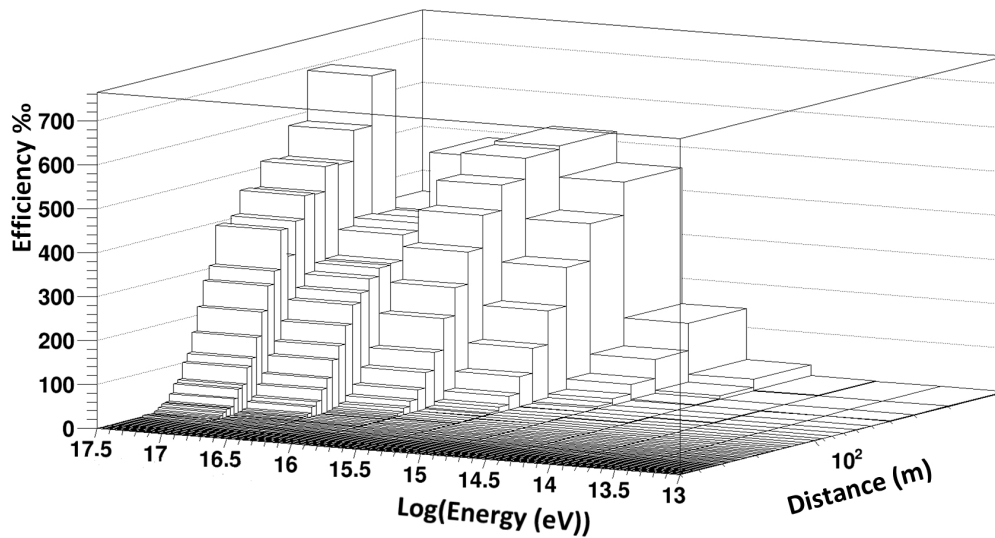
$$\arccos \vartheta = \cos \vartheta_{rec} \cdot \cos \vartheta_{gen} + \sin \vartheta_{rec} \cdot \cos \varphi_{rec} \cdot \sin \vartheta_{gen} \cdot \cos \varphi_{gen} + \sin \vartheta_{rec} \cdot \sin \varphi_{rec} \cdot \sin \vartheta_{gen} \cdot \sin \varphi_{gen} \quad (9.1)$$

της οποίας η κατανομή παρουσιάζεται στην εικόνα 9.20. Η διάμεσος (median value) αυτής της κατανομής είναι 3.1° , τιμή η οποία δείχνει την εξαιρετική ποιότητα της ανακατασκευής των καταιονισμών από την προσομοίωση και λαμβάνοντας υπόψιν τη συμφωνία μεταξύ πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης των εικόνων 9.6 και 9.7 μπορούμε να προεκτείνουμε τον ισχυρισμό περί εξαιρετικής ποιότητας ανακατασκευής και στα πειραματικά δεδομένα.

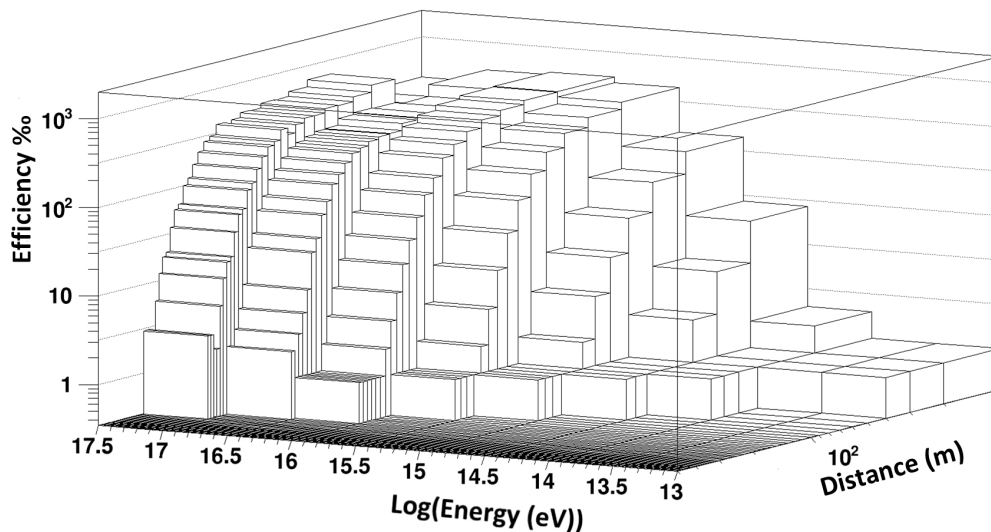
9.2.5 Ικανότητα ανίχνευσης (Efficiency) σταθμού 1

Η ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) των αυτόνομων ανιχνευτικών σταθμών ορίζεται ως ο λόγος του αριθμού των ανιχνευόμενων καταιονισμών προς τον αριθμό των παραγόμενων καταιονισμών, πάντοτε αναφερόμενοι στα δεδομένα που προκύπτουν από την προσομοίωση. Για να έχει νόημα όμως μια τέτοια μελέτη πρέπει να ορίσουμε το λόγο αυτό συναρτήσει των δύο

παραμέτρων που τον επηρεάζουν, της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού.



Εικόνα 9.21: Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 1 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (γραμμική κλίμακα).



Εικόνα 9.22: Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 1 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (λογαριθμική κλίμακα).

Στις εικόνες 9.21 και 9.22 παρουσιάζεται η ικανότητα ανίχνευσης όπως υπολογίστηκε για το σταθμό 1, συναρτήσει του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού. Από την εικόνα 9.21 διαπιστώνουμε ότι η ικανότητα ανίχνευσης για πολύ υψηλές ενέργειες και σε κυκλικούς τομείς κοντά στο κέντρο των ανιχνευτών ξεπερνά το 60%, ενώ όπως είναι φυσιολογικό φθίνει αυξανόμενης της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του πυρήνα του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού. Παρομοίως φθίνει μειούμενης

της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου. Παρατηρούμε ότι υπάρχει ένα κενό στο bin που αφορά τη μέγιστη τιμή της ενέργειας και την ελάχιστη τιμή της απόστασης το οποίο όμως εξηγείται από τη χαμηλή στατιστική που διαθέτουμε γι' αυτό το bin, αφού στην περιοχή ενεργειών $10^{17} - 10^{17.5} \text{ eV}$ ο αριθμός των καταιονισμών που παράγονται από το Corsika είναι πολύ μικρός καθώς το εμβαδό του κύκλου που σχηματίζεται με ακτίνα 10 m είναι το μικρότερο εμβαδό που υπάρχει στη διαμέριση που κάναμε.

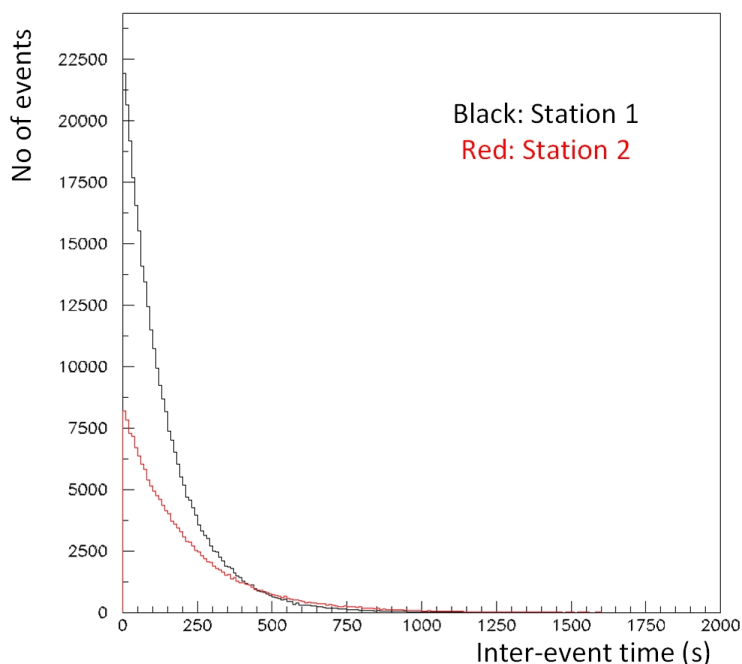
Η εικόνα 9.22 περιέχει ακριβώς την ίδια πληροφορία με την εικόνα 9.21 αλλά σε λογαριθμική κλίμακα και στον άξονα που παρουσιάζεται το ποσοστό της ικανότητας ανίχνευσης του σταθμού. Σκοπός αυτής της εικόνας είναι η ανάδειξη των μικρών τιμών στις μεγάλες αποστάσεις και το χρήσιμο συμπέρασμα που εξάγουμε είναι η επάρκεια της ακτίνας του κύκλου που ορίζουμε ως όριο κατά τις επαναλήψεις του καταιονισμού από το πακέτο λογισμικού HOURS, το οποίο είναι περίπου 415 m για καταιονισμούς με ενέργεια πρωτεύοντος σωματιδίου πάνω από $5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ και 215 m για ενέργειες κάτω από αυτή την τιμή.

9.3 Ανάλυση Δεδομένων Σταθμού 2

9.3.1 Γεωμετρία τοποθέτησης ανιχνευτών και θόρυβος

Στο κεφάλαιο 4 αναφέραμε ότι ο σταθμός 2 είναι τοποθετημένος σε διάταξη αμβλυγωνίου τριγώνου και μάλιστα σε αποστάσεις μεταξύ των ανιχνευτών έως και 40 m . Αυτή η απόσταση είναι αρκετά μεγαλύτερη από την τυπικά επιθυμητή των 30 m , με σκοπό τον έλεγχο της ποιότητας της απόδοσης ενός σταθμού όταν δεν υπάρχει άλλη δυνατότητα, παρά μόνο η τοποθέτηση του σε γεωμετρική διάταξη που να διαφέρει αρκετά από την επιθυμητή γεωμετρική διάταξη, κατά την οποία οι σωματιδιακοί ανιχνευτές βρίσκονται στις κορυφές ενός ισόπλευρου τριγώνου. Επιπρόσθετα παραπλεύρως του σταθμού 2 είναι εγκατεστημένη η κεντρική κλιματιστική μονάδα των κτιρίων του ΕΑΠ.

Τα δύο αυτά δεδομένα έχουν επίδραση στην ανίχνευση καταιονισμών, η οποία λόγω της απόστασης μεταξύ των ανιχνευτών και του αμβλυγωνίου σχήματος εμφανίζεται ως χαμηλότερος ρυθμός καταγραφής καταιονισμών, καθώς επιζητούμε την επίτευξη σκανδαλισμού σε ανιχνευτές που βρίσκονται σε μεγαλύτερες αποστάσεις. Λόγω της γεωμετρίας αμβλυγωνίου τριγώνου, όπως θα δούμε, εμφανίζεται ως ανομοιογένεια στην αναμενόμενη επίπεδη κατανομή της αζιμουθιακής γωνίας φ και τέλος η επίδραση της κλιματιστικής μονάδας εμφανίζεται με την ύπαρξη ηλεκτρονικού θορύβου που σκανδαλίζει την κάρτα λήψης δεδομένων Quarknet. Στην εικόνα 9.23 παρουσιάζεται η κατανομή του χρόνου μεταξύ διαδοχικών γεγονότων μετά την απόρριψη των γεγονότων που οφείλονται σε θόρυβο. Είναι εύκολο να δει κανείς ότι ο σταθμός 2 έχει συνολικά λιγότερα γεγονότα από το σταθμό 1 και αναλογικά με τον αριθμό των γεγονότων παρουσιάζει αυξημένο αριθμό μεγάλων χρονικών διαστημάτων μεταξύ διαδοχικών ανιχνευόμενων καταιονισμών.



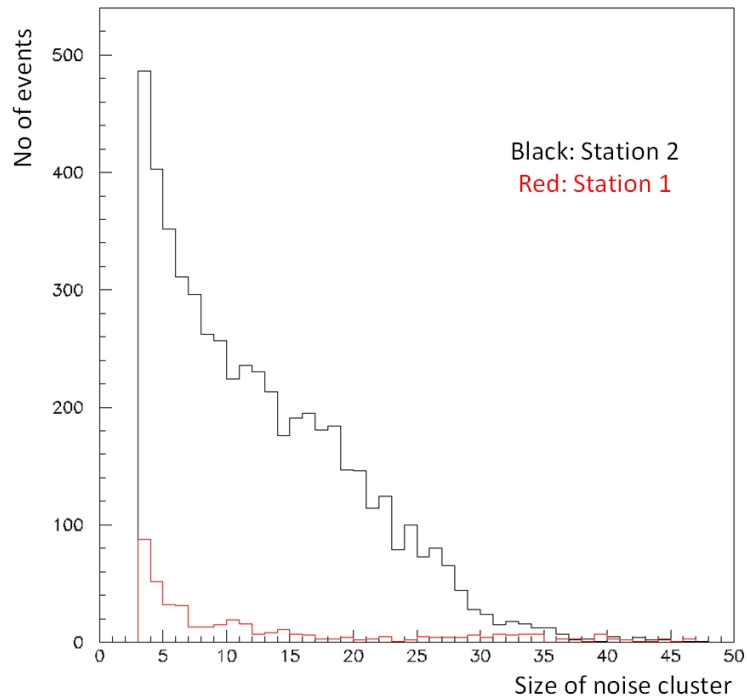
Εικόνα 9.23: Κατανομή της χρονικής διαφοράς μεταξύ διαδοχικών γεγονότων για το σταθμό 1 (μαύρο) και το σταθμό 2 (κόκκινο).

Αντίστοιχα στην εικόνα 9.24 βλέπουμε την κατανομή των γεγονότων που εμφανίζονται στην κάρτα ως διαδοχικοί σκανδαλισμοί με χρονικές αποστάσεις μικρότερες του 0.1 s , δημιουργώντας συστάδες (clusters) γεγονότων. Η δικαιολόγηση της απόρριψης, με το χαρακτηρισμό του θορύβου, των γεγονότων αυτών γίνεται προφανής στην εικόνα 9.25, όπου ο χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών γεγονότων παρουσιάζεται σε λογαριθμική κλίμακα. Η σύγκριση μεταξύ των σταθμών 1 και 2 θέτει το κριτήριο επιλογής γεγονότων στα 10^8 ns . Όπως ήδη αναφέραμε, ο λόγος εμφάνισης αυξημένων γεγονότων θορύβου στο σταθμό 2 οφείλεται στη γειννίαση του με την κεντρική κλιματιστική μονάδα των κτιρίων του ΕΑΠ.

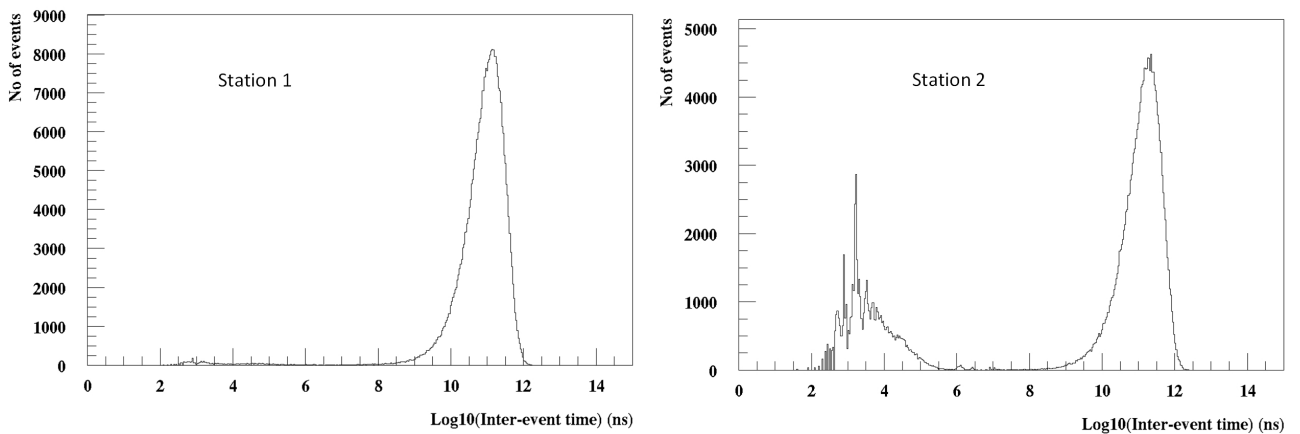
Ο χαμηλότερος ρυθμός λήψης δεδομένων δεν επηρεάζει ουσιαστικά τα αποτελέσματα της ανάλυσης τους και μαζί με την ανομοιομορφία της κατανομής της αζιμουθιακής γωνίας προβλέπεται από την προσομοίωση. Αντίθετα η απόρριψη των γεγονότων που προέρχονται από θόρυβο είναι αναγκαία, καθώς δεν είναι δυνατό να εμπλακούν σε οποιαδήποτε διαδικασία προσομοίωσης και επιτυγχάνεται με τα ποιοτικά κριτήρια που ελέγχουμε τους παλμούς κατά την επεξεργασία τους.

9.3.2 Κατανομή Time over Threshold

Η δομή της επεξεργασίας των δεδομένων του σταθμού 2 ακολουθεί την ίδια μεθοδολογία με αυτή του σταθμού 1. Έτσι, ξεκινάμε παρουσιάζοντας στην εικόνα 9.26 την κατανομή των ToT για κάθε ανιχνευτή του σταθμού διαπιστώνοντας συμφωνία μεταξύ πειραματικών δεδομένων και δεδομένων από προσομοίωση. Για την καλύτερη εποπτεία των ακραίων τιμών των κατανομών στην εικόνα 9.27 παρουσιάζεται σε ημιλογαριθμική κλίμακα το άθροισμα των ToT για τους τρεις ανιχνευτές του σταθμού.



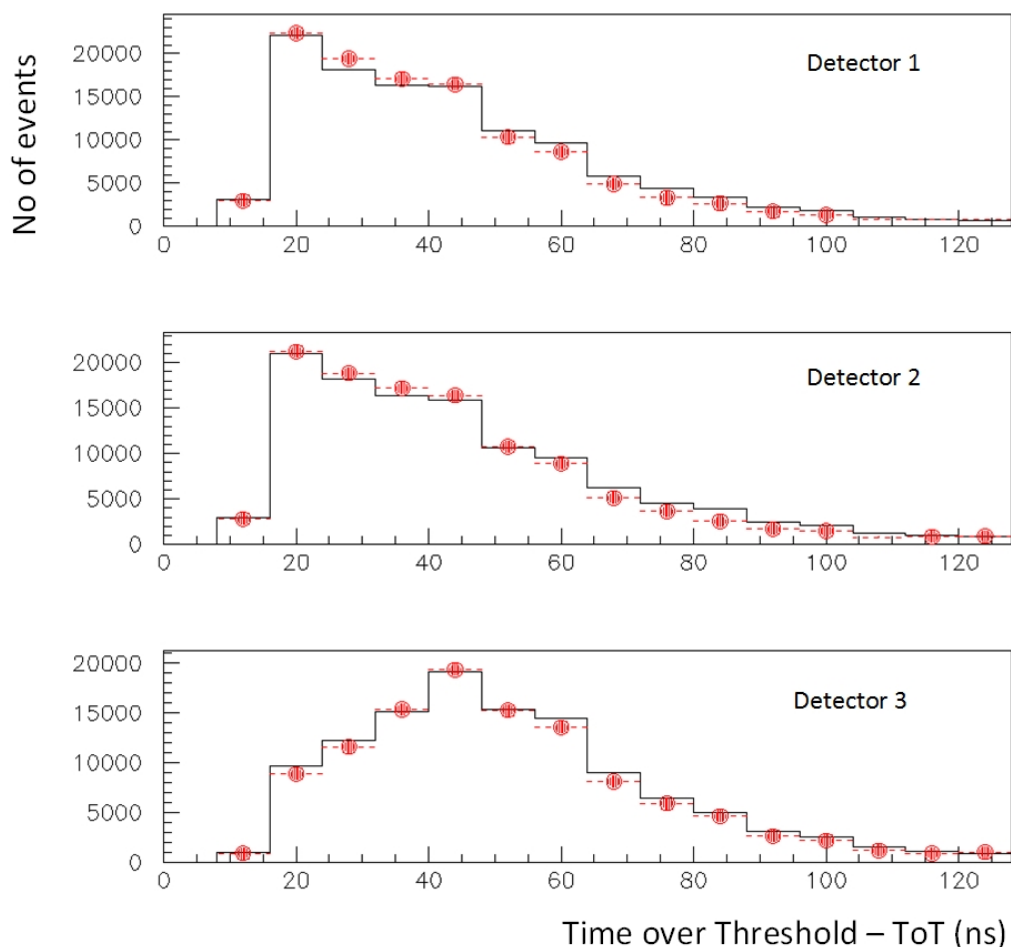
Εικόνα 9.24: Κατανομή των γεγονότων θορύβου συναρτήσει του αριθμού των συνεχόμενων γεγονότων που αποτελούν το θόρυβο για το σταθμό 2 (μαύρο) και το σταθμό 1 (κόκκινο).



Εικόνα 9.25: Κατανομή της χρονικής διαφοράς σε λογαριθμική κλίμακα μεταξύ διαδοχικών γεγονότων για το σταθμό 1 (αριστερά) και το σταθμό 1 (δεξιά).

9.3.3 Κατανομή φορτίου

Στην εικόνα 9.28 παρουσιάζεται η κατανομή του φορτίου για κάθε ανιχνευτή του σταθμού ξεχωριστά, όπως προκύπτει για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) από την παραμετροποίηση που έχουμε κάνει σε κάθε ανιχνευτή, ώστε η πειραματικά μετρούμενη τιμή του ToT να μετατρέπεται σε τιμή του φορτίου του παλμού. Αντίστοιχα, για τα δεδομένα της προσομοίωσης ο υπολογισμός του φορτίου του παλμού γίνεται με ολοκλήρωση του παλμού, καθώς είναι διαθέσιμη η πλήρως ψηφιοποιημένη κυματομορφή του, δίνοντας μας την “πραγματική” τιμή του φορτίου. Έτσι αποφεύγονται τα σφάλματα που εισάγονται από τη μετατροπή του ToT σε φορτίο.

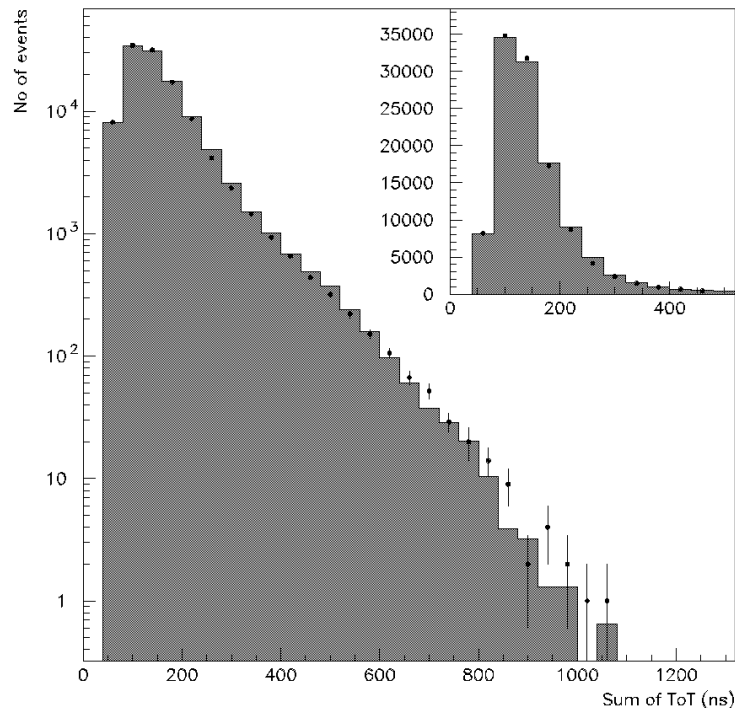


Εικόνα 9.26: Κατανομή των ToT στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα).

Με σκοπό τη διακρίβωση της συμφωνίας και στις ακραίες τιμές των κατανομών αυτών, αθροίζουμε τις υπολογισμένες τιμές των φορτίων από τα ιστογράμματα της εικόνας 9.28 και τα παρουσιάζουμε στην εικόνα 9.29 σε ημιλογαριθμική κλίμακα ως προς τον αριθμό των γεγονότων, ενώ στην παράθεση εμφανίζεται η κατανομή του αθροίσματος των φορτίων σε γραμμική κλίμακα. Ως συνήθως με ιστόγραμμα αναπαριστάται η προσομοίωση και με σημεία τα πειραματικά δεδομένα.

9.3.4 Ανακατασκευή διεύθυνσης καταιονισμού

Όπως και στην περίπτωση του σταθμού 1, κατά τον ίδιο τρόπο εκτελούμε την ανακατασκευή των γωνιών διεύθυνσης του καταιονισμού μέσω της μεθόδου του τριγωνισμού. Στην εικόνα 9.30 παρουσιάζεται η κατανομή της ζενιθιακής γωνίας θ για την προσομοίωση (ιστόγραμμα) και τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία). Για τα μεν πειραματικά δεδομένα η μέση τιμή της κατανομής είναι 22.24° με $rms = 11.24^\circ$, ενώ για την προσομοίωση η μέση τιμή είναι 22.28° με $rms = 11.67^\circ$ επιδεικνύοντας σχεδόν πλήρη ταύτιση. Στην εικόνα 9.31 βλέπουμε την αντίστοιχη κατανομή της αζιμουθιακής γωνίας φ όπου για τα πειραματικά δε-



Εικόνα 9.27: Άθροισμα κατανομών ToT στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.

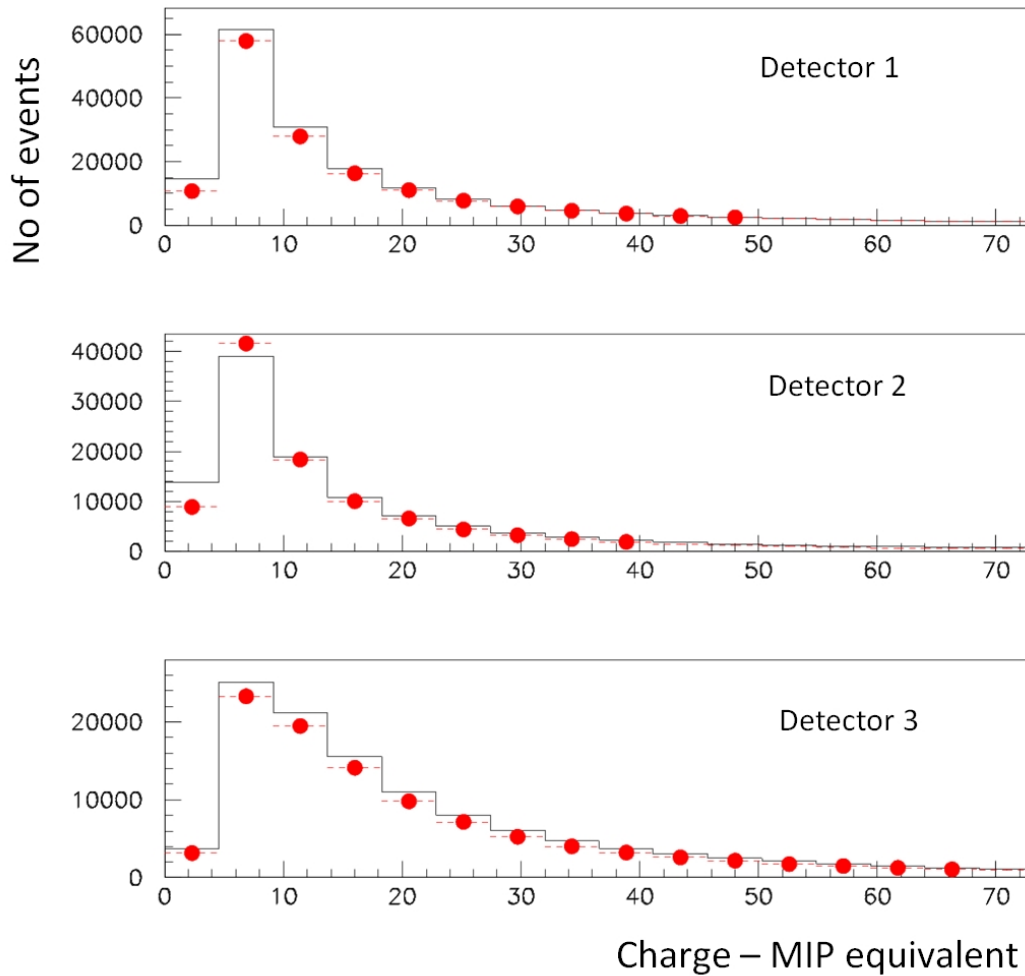
δομένα η μέση τιμή είναι 180.8° , ενώ για την προσομοίωση 185.9° . Σε αυτή την περίπτωση παρατηρούμε ότι η κατανομή δεν είναι ομοιόμορφη, όπως θα αναμέναμε, αλλά παρουσιάζει ένα βύθισμα στις 0° και 180° , το οποίο δικαιολογείται από τη γεωμετρία τοποθέτησης των ανιχνευτών στο σταθμό, καθώς οι διαστάσεις του στον άξονα y είναι μόλις 6 m, ενώ στον άξονα x είναι περίπου 40 m δίνοντας έτσι μεγαλύτερες πιθανότητες ανίχνευσης καταιονισμών που προέρχονται από διεύθυνση κάθετη στον άξονα x . Επιπρόσθετα πρέπει να σχολιάσουμε τη μικρή διαφορά που υπάρχει μεταξύ πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης.

9.3.5 Μελέτη ακρίβειας ανακατασκευής διεύθυνσης καταιονισμών

Όπως και στο σταθμό 1, από την ανάλυση της προσομοίωσης του σταθμού 2 διεξάγουμε τη μελέτη της ακρίβειας ανακατασκευής των γωνιακών χαρακτηριστικών των καταιονισμών. Έχουμε επανειλημμένως αναφέρει το γεγονός της μη ιδανικής τοποθέτησης των ανιχνευτών αυτού του σταθμού, οπότε η εύρεση του σφάλματος των ανακατασκευασμένων γωνιών παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης από το σταθμό

Η καμπύλη του rms της διαφοράς της ανακατασκευασμένης ζενιθιακής γωνίας ϑ από την παραγόμενη από το πρόγραμμα αντίστοιχη γωνία (εικόνα 9.32) ακολουθεί την ίδια πορεία όπως

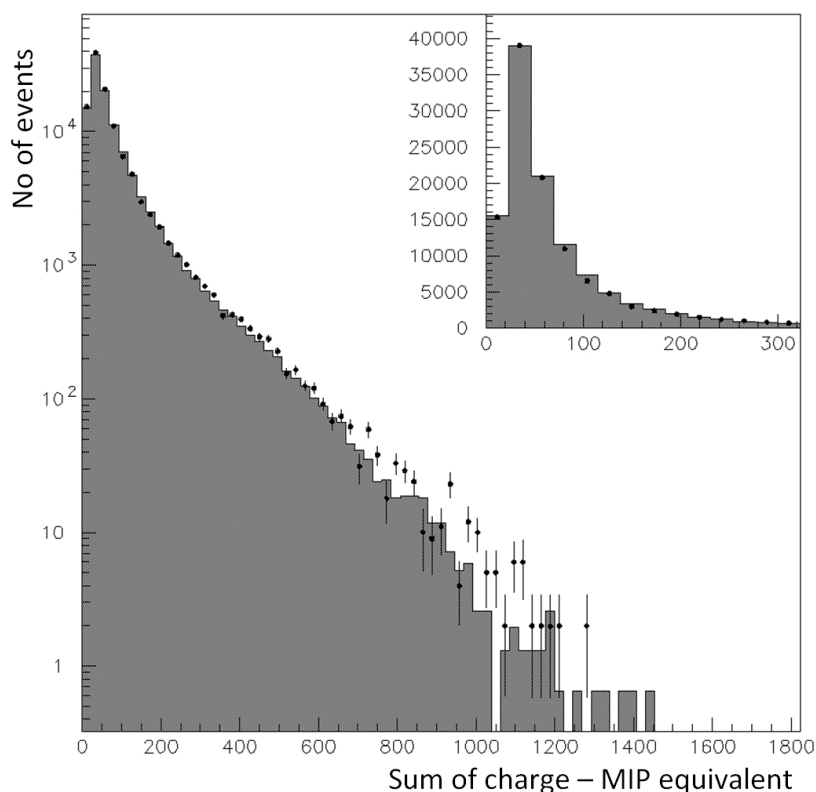


Εικόνα 9.28: Κατανομή του φορτίου στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα).

στο σταθμό 1 γεγονός απόλυτα αποδεκτό σύμφωνα με όσα έχουμε εξηγήσει στην παράγραφο 9.2.4. Η τιμή του rms όμως είναι σημαντικά μεγαλύτερη και αυτό είναι αναμενόμενο, καθώς μικρές μεταβολές στις χρονικές διαφορές μεταξύ των παλμών σε ένα αμβλυγώνιο τρίγωνο με δυσανάλογους άξονες x και y επηρεάζουν την ποιότητα της ανακατασκευής με τη μέθοδο του τριγωνισμού. Πρώιμο συμπέρασμα λοιπόν είναι η χαμηλότερη ακρίβεια εκτίμησης της γωνίας ϑ στον ανιχνευτικό σταθμό 2 που μένει να δούμε αν επιβεβαιώνεται από την υπόλοιπη μελέτη της προσομοίωσης που ακολουθεί.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει του ToT

Και στην περίπτωση του υπολογισμού του σφάλματος της ανακατασκευής της ζενιθιακής γωνίας συναρτήσει του συνολικού ToT που μετράμε στους παλμούς (εικόνα 9.33), η συμπεριφορά της καμπύλης είναι ίδια με της αντίστοιχης του σταθμού 1 παρουσιάζοντας και εδώ εν γένει μεγαλύτερες τιμές σφαλμάτων.



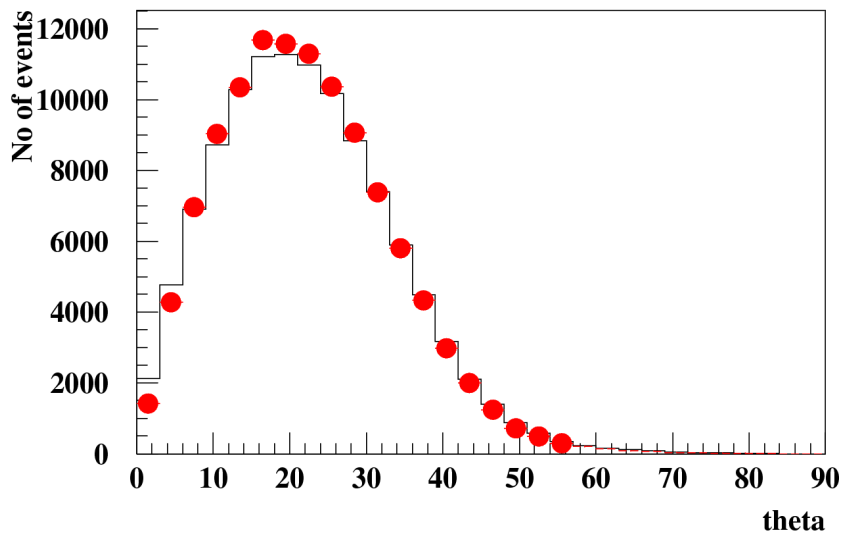
Εικόνα 9.29: Άθροισμα κατανομών φορτίου στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα ως προς τον αριθμό των γεγονότων. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της ενέργειας του καταιονισμού

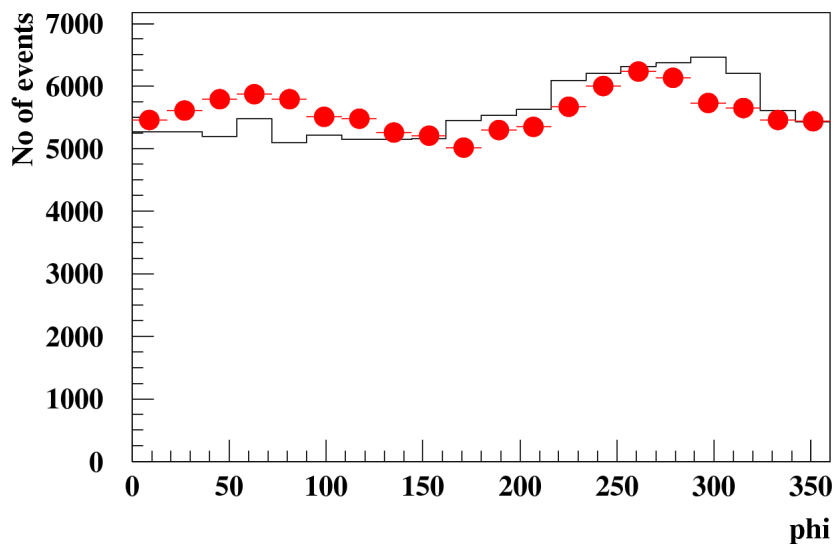
Το σφάλμα ανακατασκευής της γωνίας ϑ συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματίου του καταιονισμού, η οποία παρουσιάζεται στην εικόνα 9.34 σε τιμές του δεκαδικού λογάριθμου σε GeV, παρουσιάζει ακριβώς την ίδια συμπεριφορά με το αντίστοιχο σφάλμα του σταθμού 1 έχοντας όμως συστηματικά μεγαλύτερες τιμές σφάλματος, όπως άλλωστε αναμενόταν για τον σταθμό 2. Η διάκριση των γεγονότων σε αυτά που προσπίπτουν σε αποστάσεις μικρότερες (πράσινα σημεία) και μεγαλύτερες (κόκκινα σημεία) από το κέντρο των σταθμών δικαιολογούν, όπως εξηγήσαμε για το σταθμό 1, τη συμπεριφορά του συνόλου των γεγονότων (μαύρα σημεία).

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της ζενιθιακής γωνίας ϑ

Εν συνεχεία μελετάται η τιμή του σφάλματος της γωνίας ϑ συναρτήσει της γωνίας ϑ για τη γενική περίπτωση (μαύρο) αλλά και για τις περιπτώσεις όπου το συνολικό φορτίο στους ανιχνευτές αντιστοιχεί σε περισσότερο (κόκκινο) ή λιγότερο (πράσινο) από 60 MIPs. Όλοι οι ισχυρισμοί μας περί εξέλιξης της τιμής του σφάλματος ανακατασκευής της ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της γωνίας ϑ , της διάκρισης σε χαμηλά και υψηλά ToT αλλά και οι μεγαλύτερες τιμές του rms στην κατανομή της διαφοράς της υπολογιζόμενης γωνίας μείον την πραγματική επιβεβαιώνονται στην εικόνα 9.35.



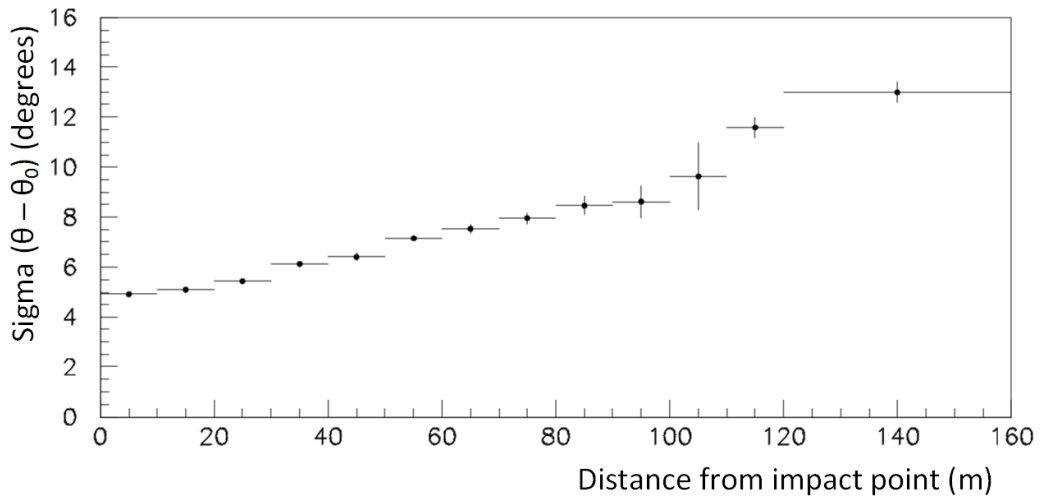
Εικόνα 9.30: Κατανομή ανακατασκευασμένης ζενιθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη ζενιθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).



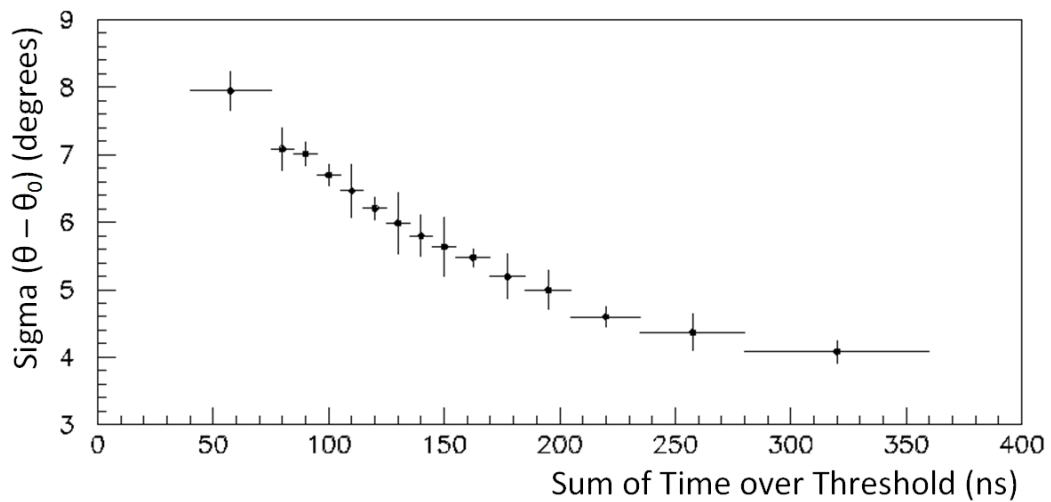
Εικόνα 9.31: Κατανομή ανακατασκευασμένης αζιμουθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη αζιμουθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ

Η τιμή του σφάλματος της αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ (εικόνα 9.36) εξαρτάται από τη συνολική τιμή του φορτίου που αντιστοιχεί σε κάθε γεγονός. Επίσης παρουσιάζει μεγαλύτερες τιμές σφάλματος, όπως αντίστοιχα διαπιστώσαμε και για τη γωνία ϑ , σε σχέση με το σταθμό 1. Η μορφή της εξάρτησης της τιμής του σφάλματος της διαφοράς μεταξύ ανακατασκευασμένης και πραγματικής αζιμουθιακής γωνίας επιβεβαιώνεται από τη μελέτη μέσω του – Monte Carlo που λαμβάνει υπόψιν μόνο τις ιδιαιτερότητες του σταθμού ως προς τη γεωμετρία τοποθέτησης των ανιχνευτών και παρουσιάζεται στην εικόνα 9.37. Επίσης η μεγαλύτερη τιμή σφάλματος στο σταθμό 2 σε σχέση με το σταθμό 1 επιβεβαιώνεται και από



Εικόνα 9.32: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της απόστασης από τον πυρήνα του καταιονισμού.

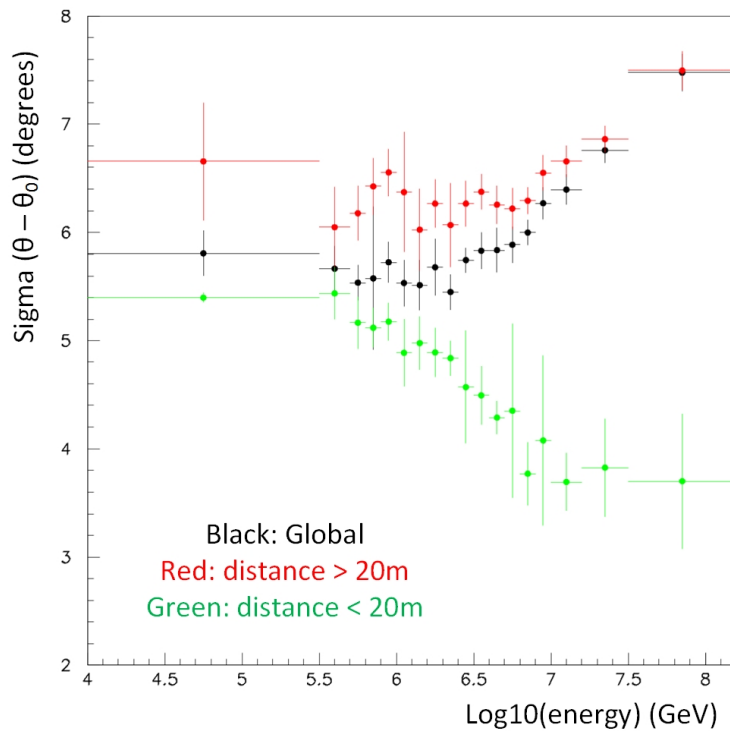


Εικόνα 9.33: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 2.

τη μελέτη μέσω του Monte Carlo καθώς η τιμή της στατιστικής διακύμανσης (2 ns) των χρόνων άφιξης των παλμών παρέμεινε ίδια, όπως και στην εκτέλεση του του Monte Carlo στο σταθμό 1. Επισημαίνεται ότι η τιμή της στατιστικής διακύμανσης, όπως και για το σταθμό 1 έχει επιλεγεί αυθαίρετα.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ

Στην εικόνα 9.38 παρουσιάζεται η τιμή του σφάλματος της γωνίας ϑ συναρτήσει της γωνίας φ . Οι τιμές του σφάλματος είναι όπως αναμέναμε μεγαλύτερες από τις τιμές του σταθμού 1, γεγονός που μαζί με την μορφή της καμπύλης που σχηματίζει το rms της διαφοράς της τιμής της πραγματικής γωνίας ϑ μείον της τιμής της ανακατασκευασμένης γωνίας ϑ προβλέπεται και από τη μελέτη μέσω του Monte Carlo (εικόνα 9.39) εκτελούμενο στις ίδιες συνθήκες με τις προηγούμενες περιπτώσεις και άρα οφείλεται στη γεωμετρία τοποθέτησης των ανιχνευτών στο



Εικόνα 9.34: Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας ϑ για το δεύτερο σταθμό συναρτήσει του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού, για το σύνολο των γεγονότων (μαύρα σημεία), για τα γεγονότα που προσπίπτουν εντός 20 m από το κέντρο του σταθμού (πράσινα σημεία) και σε απόσταση μεγαλύτερη των 20 m από το κέντρο των σταθμών (κόκκινα σημεία).

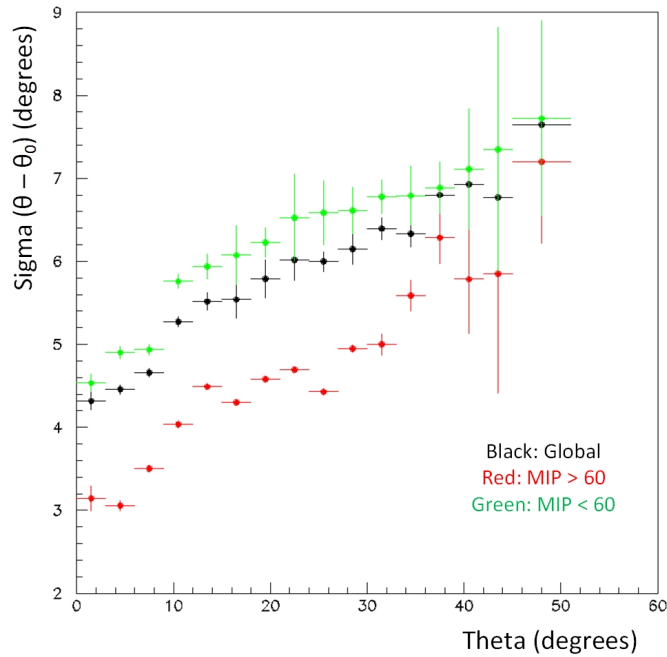
σταθμό.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του σταθμού

Η εξέλιξη του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας φ συναρτήσει της απόστασης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού 2 παρουσιάζεται στην εικόνα 9.40. Η επίδραση της καμπυλότητας του καταιονισμού, που είναι πιο έντονη όσο πιο μεγάλη είναι η απόσταση από το σταθμό, είναι υπεύθυνη για την αύξηση του σφάλματος που παρατηρούμε στις μεγάλες αποστάσεις. Επιπροσθέτως το γεγονός ότι οι τιμές του σφάλματος είναι εν γένει αυξημένες σε σχέση με το σταθμό 1 είναι, όπως έχουμε δει, επίδραση της γεωμετρίας τοποθέτησης των ανιχνευτών του σταθμού.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει του ToT

Η μείωση της επίδρασης των σφαλμάτων χρονισμού είναι ο κυρίαρχος παράγοντας για τη μείωση του σφάλματος της αζιμουθιακής γωνίας φ αυξανόμενης της τιμής του αθροίσματος του ToT που παρουσιάζουν οι ανιχνευτές του σταθμού 2 ανά γεγονός (εικόνα 9.41). Επισημαίνεται ότι το σφάλμα όπως αναμένεται είναι και εδώ αυξημένο σε σχέση με τις τιμές του σταθμού 1.



Εικόνα 9.35: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας ϑ . Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ενέργειας του καταιονισμού

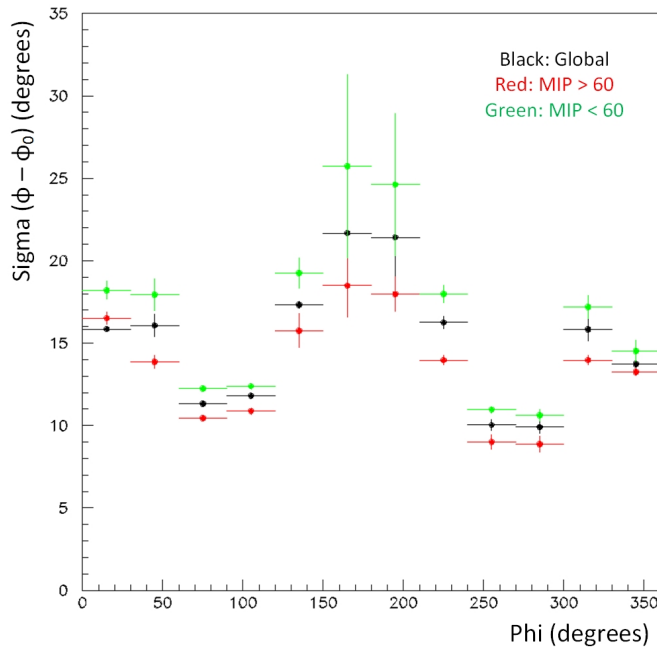
Η τιμή του σφάλματος υπολογισμού της ανακατασκευασμένης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματίου του καταιονισμού (εικόνα 9.42) είναι μεγαλύτερη από αυτή του σταθμού 1, ενώ και σε αυτό το σταθμό παρουσιάζει τάση μείωσης αυξανόμενης της ενέργειας, χωρίς εξάρτηση από την απόσταση μεταξύ καταιονισμού και κέντρου του σταθμού.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ζενιθιακής γωνίας ϑ

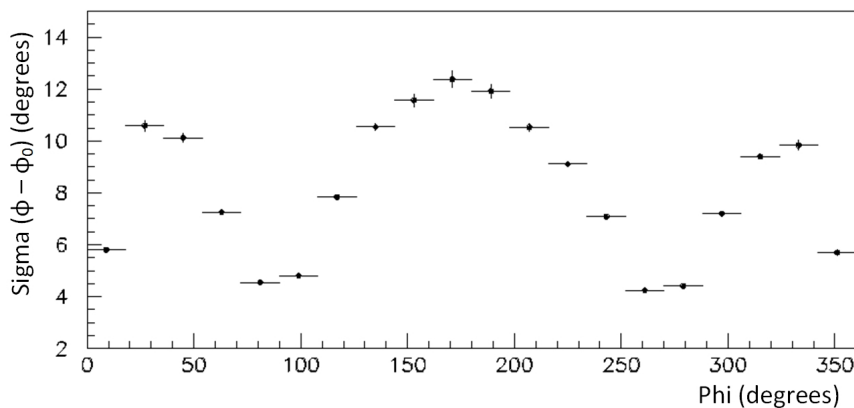
Η εξάρτηση της αζιμουθιακής γωνίας φ από τη ζενιθιακή γωνία ϑ είναι ισχυρή και στην περίπτωση του σταθμού 2, αφού όπως έχουμε δει η γωνία ϑ παίζει σημαντικό ρόλο στις χρονικές διαφορές μεταξύ των χρόνων εγγραφής των παλμών στην κάρτα ψηφιοποίησης Quarknet. Μεγαλύτερες γωνίες άρα και μεγαλύτερες χρονικές διαφορές δίνουν τη δυνατότητα για μικρές τιμές σφάλματος στην ανακατασκευή της γωνίας φ , εξάρτηση η οποία επιβεβαιώνεται απόλυτα στην εικόνα 9.43.

Διάνυσμα πραγματικής - ανακατασκευασμένης διεύθυνσης

Ολοκληρώνοντας τη μελέτη ακρίβειας της ανακατασκευής της διεύθυνσης των καταιονισμών μέσω της προσομοίωσης παρουσιάζουμε στην εικόνα 9.44 την κατανομή του διανύσματος του εσωτερικού γινομένου των διανυσμάτων που ορίζουν την πραγματική και την ανακατασκευασμένη διεύθυνση για κάθε καταιονισμό. Η διάμεσος (median value) αυτής της κατανομής



Εικόνα 9.36: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ . Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.

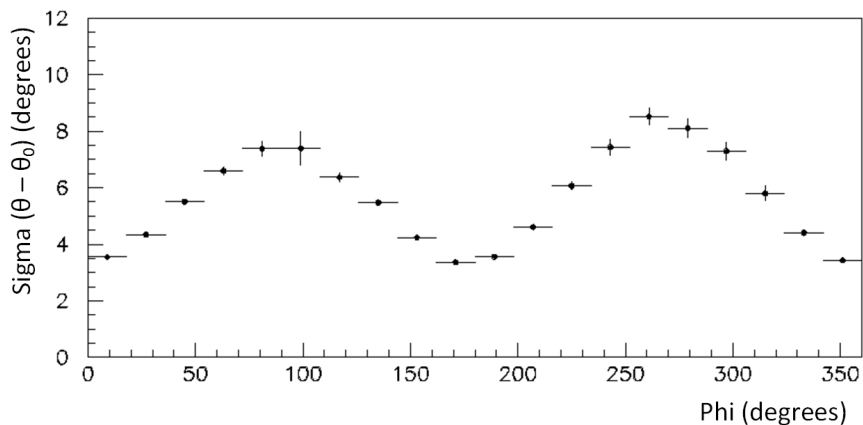


Εικόνα 9.37: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω toy - Monte Carlo μελέτης.

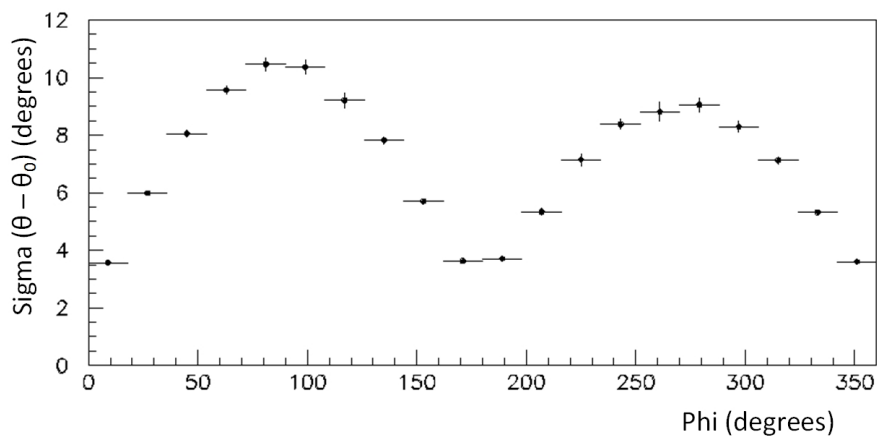
είναι 5.5° και η τιμή αυτή είναι ενδεικτική του μεγαλύτερου σφάλματος που παρουσιάζει ο σταθμός 2 στην ανακατασκευή της διεύθυνσης των καταιονισμών σε σχέση με το σταθμό 1.

9.3.6 Ικανότητα ανίχνευσης (Efficiency) σταθμού 2

Όπως και στην περίπτωση του σταθμού 1, ο αριθμός των ανακατασκευασμένων ανιχνευόμενων καταιονισμών προς τον αριθμό των αρχικά παραγόμενων από το Corsika, συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του κέντρου του καταιονισμού από το κέντρο του ανιχνευτικού σταθμού, μας δίνει την ικανότητα ανίχνευσης του σταθμού (efficiency), η οποία παρουσιάζεται στην εικόνα 9.45 σε γραμμική κλί-



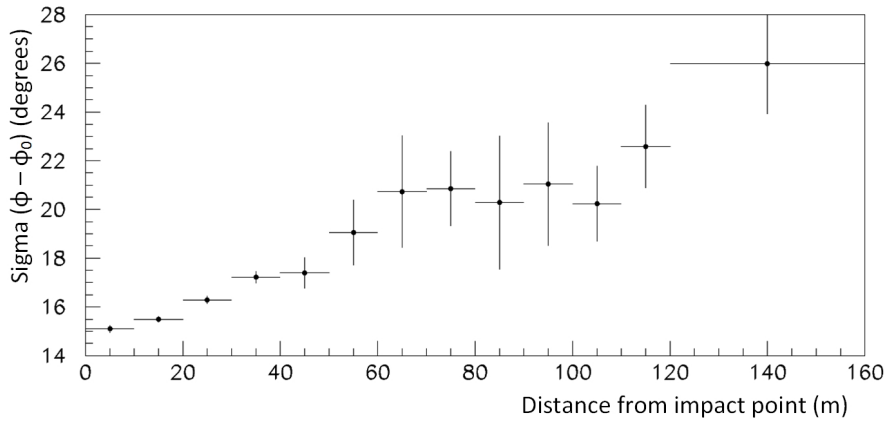
Εικόνα 9.38: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ .



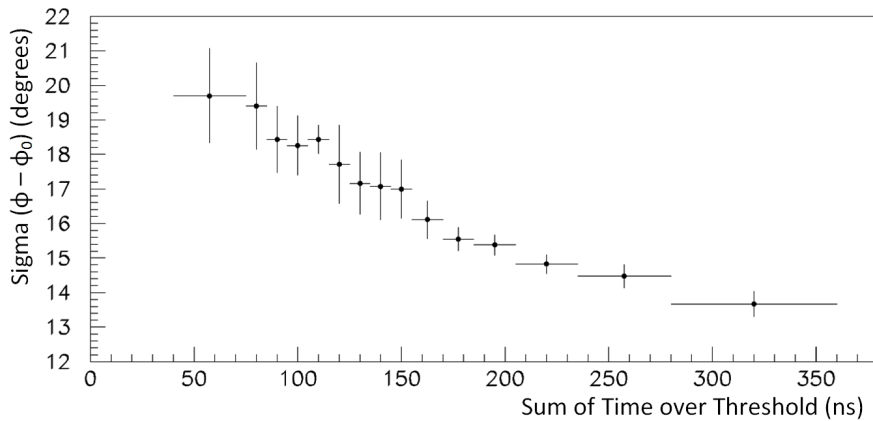
Εικόνα 9.39: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω του *toy - Monte Carlo* μελέτης.

μακα και για καλύτερη ανάδειξη των χαμηλότερων τιμών σε λογαριθμική κλίμακα στην εικόνα 9.46. Το άμεσο συμπέρασμα είναι ότι ο σταθμός 2 παρουσιάζει σημαντικά χαμηλότερη ανιχνευτική ικανότητα σε σχέση με το σταθμό 1, γεγονός αναμενόμενο καθώς οι αποστάσεις μεταξύ των ανιχνευτών είναι μεγαλύτερες και ο σταθμός βρίσκεται σε γεωμετρία αμβλυγωνίου τριγώνου. Όπως έχουμε αναφέρει αυτό δυσκολεύει την επίτευξη του επιθυμητού τριπλού επιπέδου σύμπτωσης στον σκανδαλισμό των καναλιών της κάρτας ψηφιοποίησης σήματος Quarknet και εμφανίζεται ως χαμηλότερος αριθμός γεγονότων στα πειραματικά δεδομένα σε σχέση με τους άλλους 2 ανιχνευτικούς σταθμούς.

Αντίθετα δεν υπάρχουν σημαντικές διαφορές ως προς την επίδραση που παρουσιάζει η ενέργεια του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και η απόσταση του από το κέντρο του σταθμού σε σχέση με το σταθμό 1, ενώ η ακτίνα γύρω από το σταθμό που εκτελούμε την προσομοίωση αποδεικνύεται επαρκής, καθώς η ικανότητα ανίχνευσης του σταθμού πέφτει στο μηδέν εντός της αναφερόμενης ακτίνας.



Εικόνα 9.40: Σφάλμα ανακατασκευής αξιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της απόστασης του σταθμού από τον πυρήνα του καταιονισμού.

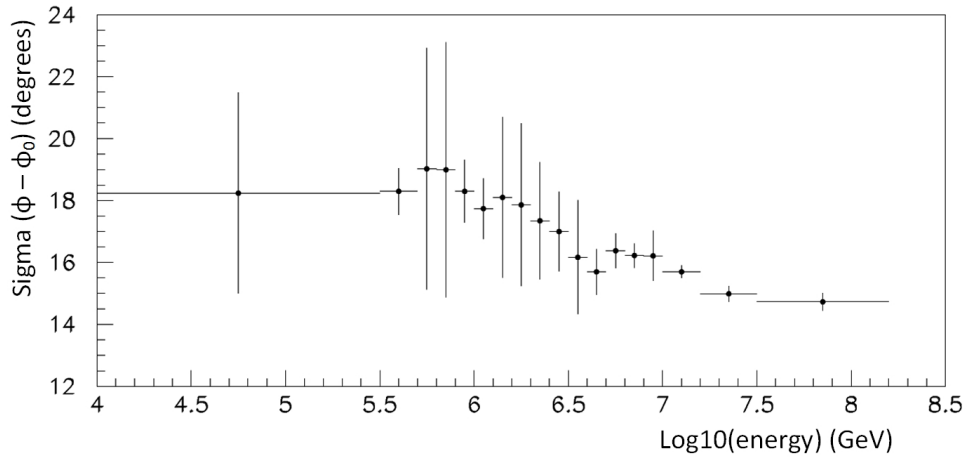


Εικόνα 9.41: Σφάλμα ανακατασκευής αξιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 2.

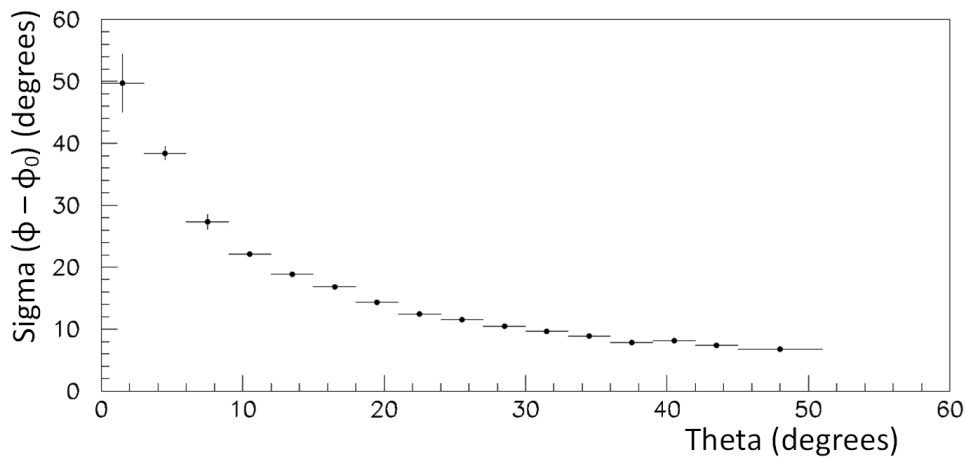
9.4 Ανάλυση Δεδομένων Σταθμού 3

Ο ανιχνευτικός σταθμός 3 βρίσκεται τοποθετημένος στην ταράτσα του κτιρίου που φιλοξενεί τη Μονάδα Διαχείρισης Διδακτικού Υλικού (ΜΔΔΥ) του ΕΑΠ, εκτός αλλά πλησίον του campus του Πανεπιστημίου. Οι ανιχνευτές βρίσκονται σε σχηματισμό ισοσκελούς τριγώνου, τοποθετημένοι προφανώς στο ίδιο ύψος, ενώ δεν παρατηρήθηκε κάποια αξιοσημείωτη πηγή θορύβου που να επηρέαζε την καταγραφή των ανιχνευόμενων καταιονισμών από την κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet. Ο σταθμός αυτός αναπτύχθηκε τελευταίος χρονικά και η τεχνολογία που είχε αναπτυχθεί από το προσωπικό του Εργαστηρίου Φυσικής του ΕΑΠ επέτρεψε να είναι ανεμπόδιστη η περίοδος λήψης δεδομένων του σταθμού αυτού και χωρίς μεταβολές σε σχέση με τους άλλους δύο σταθμούς. Η πορεία της ανάλυσης των δεδομένων θα είναι ίδια με την ανάλυση των πρώτων δύο σταθμών.

Ξεκινώντας με την κατανομή της μετρούμενης ποσότητας του ToT, στη συνέχεια θα δούμε την κατανομή του υπολογισμένου φορτίου και τις κατανομές των ανακατασκευασμένων γωνιών που μας δίνουν την κατεύθυνση του καταιονισμού. Στηριζόμενοι στη συμφωνία μεταξύ πειρα-



Εικόνα 9.42: Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας φ για το δεύτερο σταθμό συναρτήσεως του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού.

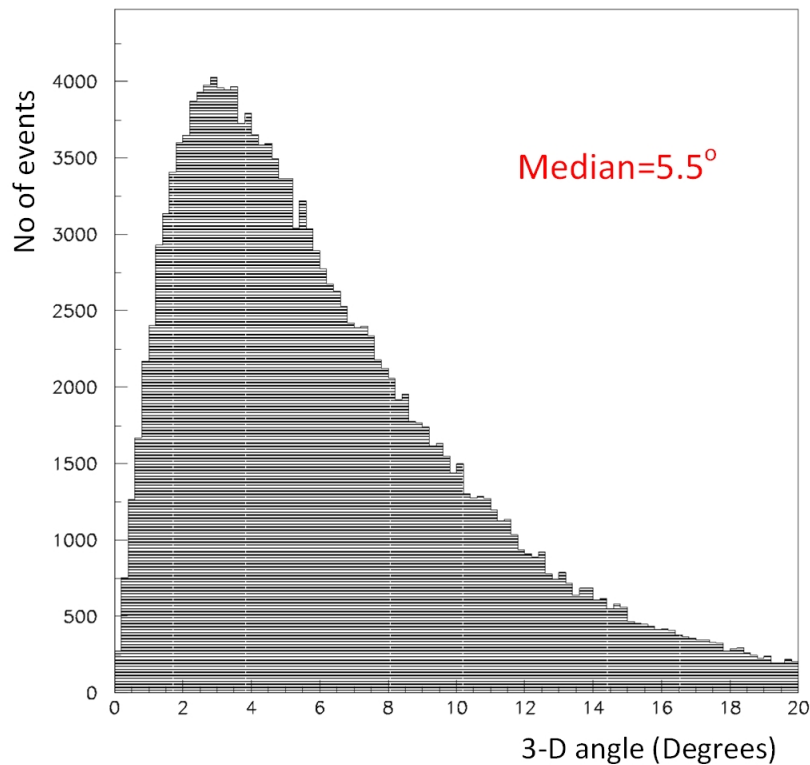


Εικόνα 9.43: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσεως της ζενιθιακής γωνίας ϑ .

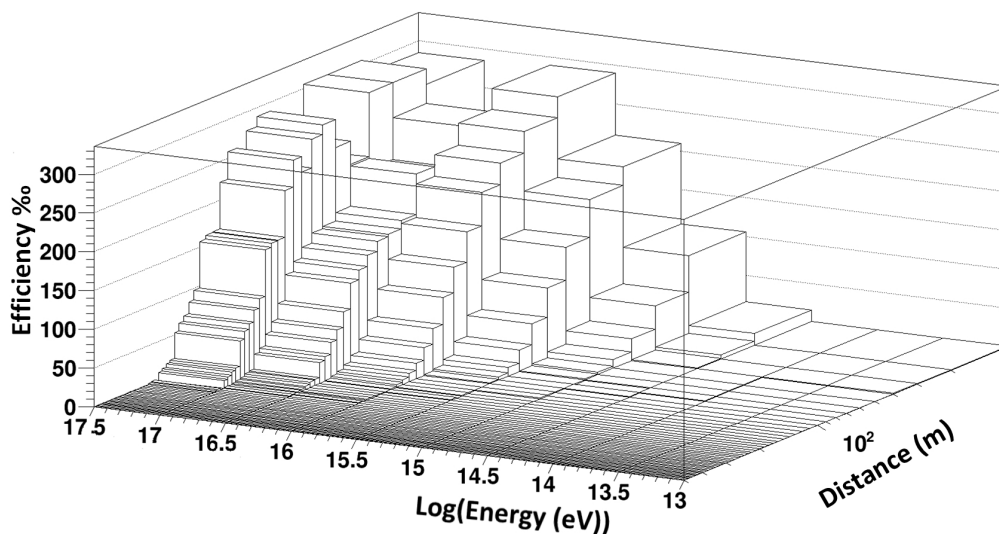
ματικών δεδομένων και προσομοίωσης θα δούμε την ακρίβεια υπολογισμού των ανακατασκευασμένων γωνιών συναρτήσεως διάφορων παραμέτρων και τέλος θα υπολογίσουμε την ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού αυτού.

9.4.1 Κατανομή Time over Threshold

Στην εικόνα 9.47 παρουσιάζεται για κάθε ανιχνευτή του σταθμού 3 η κατανομή του ToT για τιμή κατωφλίου 9.7 mV , συγκρίνοντας πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) και προσομοίωση (ιστογράμματα). Στην εικόνα 9.48 αθροίζουμε τις τιμές του ToT του κάθε ανιχνευτή για κάθε γεγονός και τις παρουσιάζουμε σε ημιλογαριθμική κλίμακα ως προς τον αριθμό των γεγονότων για να εστιάσουμε στις μεγάλες τιμές του ToT της κατανομής και να αναδείξουμε και εκεί τη συμφωνία μεταξύ προσομοίωσης (ιστόγραμμα) και πειραματικών δεδομένων (σημεία).



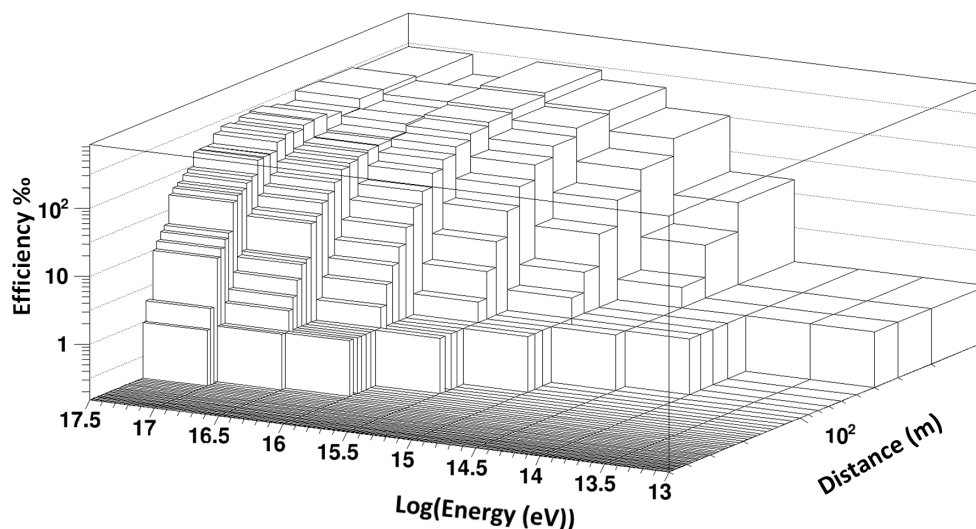
Εικόνα 9.44: Κατανομή διεύθυνσης εσωτερικού γινομένου διανυσμάτων πραγματικής και ανακατασκευασμένης διεύθυνσης καταιονισμού.



Εικόνα 9.45: Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 2 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (γραμμική κλίμακα).

9.4.2 Κατανομή φορτίου

Η κατανομή του φορτίου για κάθε ανιχνευτή του σταθμού 3 παρουσιάζεται στην εικόνα 9.49 όπου η τιμή του φορτίου των πειραματικών δεδομένων (κόκκινα σημεία) υπολογίζεται από τις καμπύλες μετατροπής του ToT σε φορτίο που έχουμε παραμετροποιήσει στο κεφάλαιο 7, ενώ στα δεδομένα που έχουν προκύψει από την προσομοίωση (ιστογράμματα) το φορτίο



Εικόνα 9.46: Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 2 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (λογαριθμική κλίμακα).

υπολογίζεται με ολοκλήρωση των πλήρως ψηφιοποιημένων παλμών. Σε όλες τις περιπτώσεις παρουσιάζεται το φορτίο εκφρασμένο σε MIP έτσι ώστε να έχουμε καλύτερη αντίληψη του μεγέθους του.

Ξανά στην εικόνα 9.50 αθροίζουμε το φορτίο των τριών ανιχνευτών και παρουσιάζουμε την κατανομή του σε ημιλογαριθμική κλίμακα, ώστε να ελεγχθεί ευκολότερα η κατανομή στις μεγάλες τιμές του φορτίου όπου έχουμε λιγότερα γεγονότα.

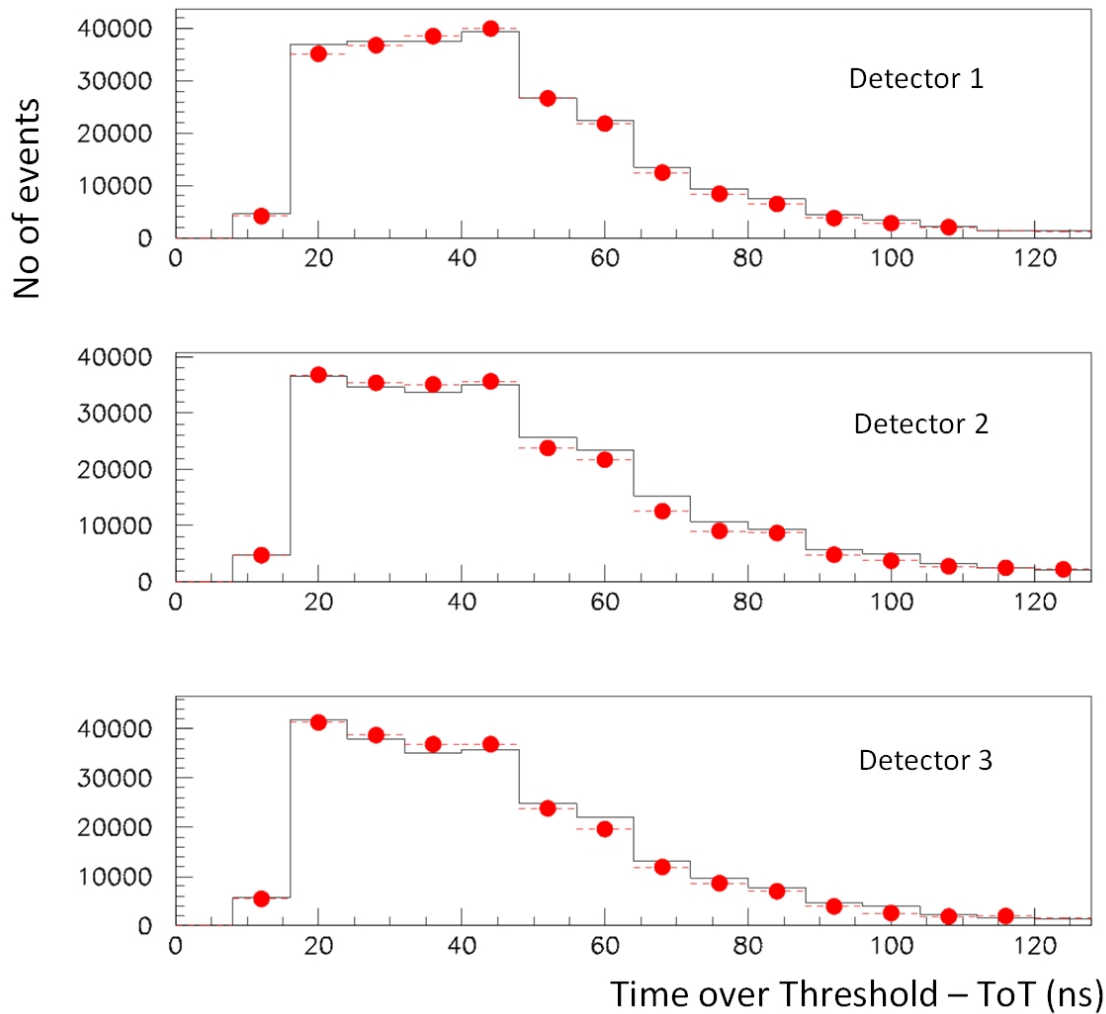
9.4.3 Ανακατασκευή διεύθυνσης καταιονισμού

Οι κατανομές της ζενιθιακής γωνίας ϑ και της αζιμουθιακής γωνίας φ που ορίζουν την κατεύθυνση του καταιονισμού και προκύπτουν με τη μέθοδο του τριγωνισμού, παρουσιάζονται στις εικόνες 9.51 και 9.52 αντίστοιχα. Σημειώνουμε ότι και για τα δεδομένα της προσομοίωσης εκτελούμε τη μέθοδο του τριγωνισμού και δε χρησιμοποιούμε τις αρχικές γωνίες που εισάγουμε στο Corsika, καθώς σκοπός μας είναι να δείξουμε ότι η διαδικασία της ανακατασκευής οδηγεί στα ίδια αποτελέσματα, των οποίων την ποιότητα και την ακρίβεια μελετάμε στην επόμενη παράγραφο.

Από τις κατανομές των ανακατασκευασμένων γωνιών του σταθμού αυτού, προκύπτει για τη ζενιθιακή γωνία ϑ στα μεν πειραματικά δεδομένα μέση τιμή = 21.81° και $rms = 10.77^\circ$, για τη δε προσομοίωση μέση τιμή = 22.66° και $rms = 10.48^\circ$. Αντίστοιχα για την αζιμουθιακή γωνία φ η μέση τιμή στα πειραματικά δεδομένα είναι 177.2° ενώ για την προσομοίωση 178.8°

9.4.4 Μελέτη ακρίβειας ανακατασκευής διεύθυνσης καταιονισμού

Οι ανιχνευτές του σταθμού 3 είναι συμμετρικά τοποθετημένοι σε γεωμετρική διάταξη που προσεγγίζει ισοσκελές τρίγωνο, αναμένουμε λοιπόν ο σταθμός αυτός να έχει ικανοποιητική

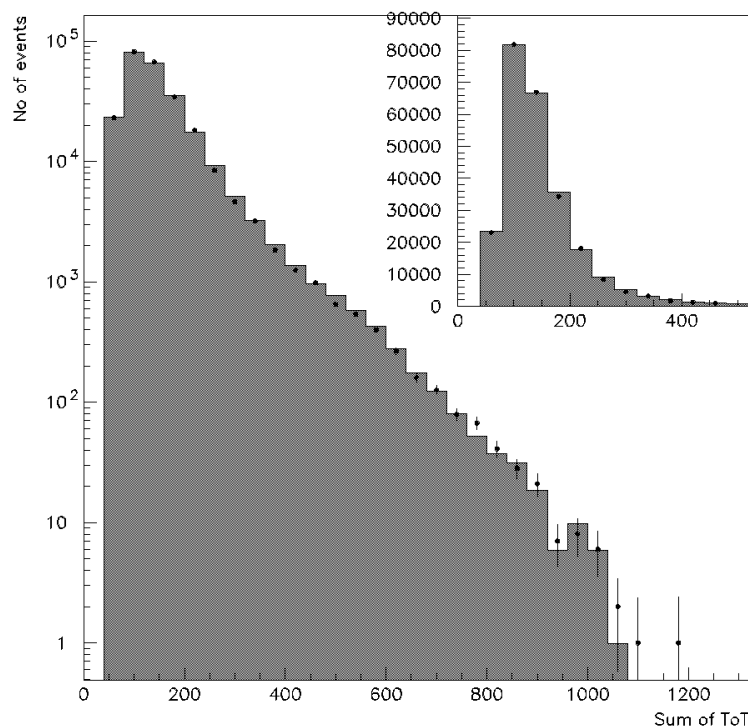


Εικόνα 9.47: Κατανομή των ToT στους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα).

ακρίβεια ανακατασκευής παρουσιάζοντας μικρότερο σφάλμα στην ανακατασκευή των γωνιών ειδικά σε σχέση με το σταθμό 2. Όπως και στους προηγούμενους σταθμούς θα μελετήσουμε το σφάλμα ανακατασκευής των γωνιών θ και φ συναρτήσει διαφόρων παραμέτρων, ενώ όπου η υποστήριξη των παραγόμενων αποτελεσμάτων δεν είναι επαρκώς προφανής την ενισχύουμε με την εκτέλεση μίας του Monte Carlo μελέτης.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας θ συναρτήσει της απόστασης από το σταθμό

Η κατανομή του rms της διαφοράς της αρχικά ορισμένης στην προσομοίωση μείον της ανακατασκευασμένης γωνίας θ συναρτήσει της απόστασης του κέντρου του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού φαίνεται στην εικόνα 9.53 για το σταθμό 3 και έχει την ίδια μορφή όπως και για τους άλλους σταθμούς. Η ειδοποιός διαφορά έγκειται στην τιμή του σφάλματος υπολογισμού της γωνίας θ που όπως έχουμε πει εξαρτάται από τις αποστάσεις των ανιχνευτών εντός του σταθμού. Γι' αυτό το λόγο στο σταθμό 2 το σφάλμα παρουσιάζει μεγαλύτερες τιμές, ενώ στους σταθμούς 1 και 3 που οι αποστάσεις των ανιχνευτών εντός των σταθμών είναι μικρότερες



Εικόνα 9.48: Άθροισμα κατανομών ToT στους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.

και παρόμοιες μεταξύ τους.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει του ToT

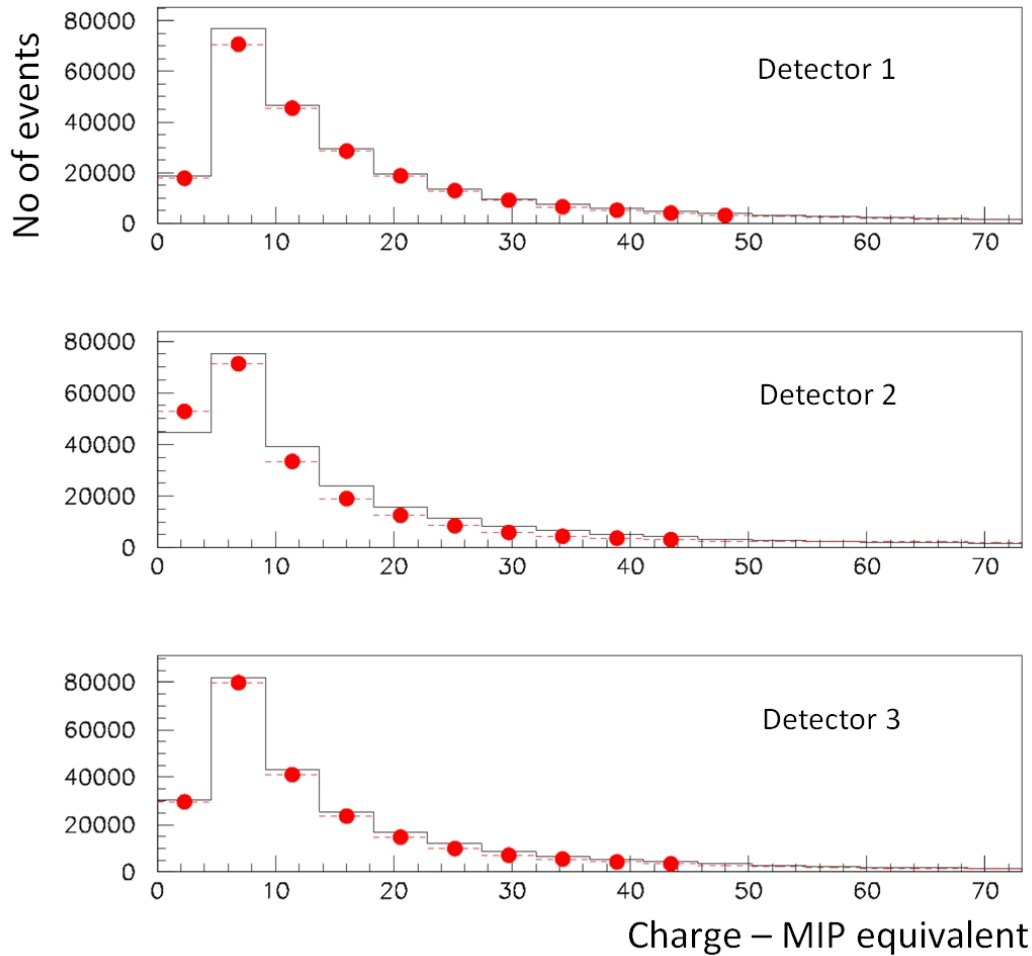
Στα ίδια ακριβώς συμπεράσματα με αυτά της αμέσως προηγούμενης παραγράφου καταλήγουμε παρατηρώντας την κατανομή του σφάλματος υπολογισμού της γωνίας ϑ συναρτήσει του ToT. Η εικόνα 9.54 αφορά το σταθμό 3 όπου συγκρίνοντας με τις αντίστοιχες κατανομές για τους σταθμούς 1 και 2, επιβεβαιώνουμε τη συνέπεια των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης που έχουμε εκτελέσει.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της ενέργειας του καταιονισμού

Η εξάρτηση από την παράμετρο της απόστασης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού κατά τον υπολογισμό του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας ϑ συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος είναι εμφανής και για το σταθμό 3 στην εικόνα 9.55. Οι τιμές του σφάλματος όπως και στις άλλες μελέτες που διεξάγουμε προσεγγίζουν τις τιμές του σταθμού 1 όντας εμφανώς βελτιωμένες σε σχέση με αυτές του σταθμού 2.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της ζενιθιακής γωνίας ϑ

Αυξανόμενη της γωνίας ϑ , το σφάλμα υπολογισμού της γωνίας ϑ αυξάνεται και για το σταθμό 3 (εικόνα 9.56) όπως αναμένεται και έχουμε αιτιολογήσει στην αντίστοιχη κατανομή

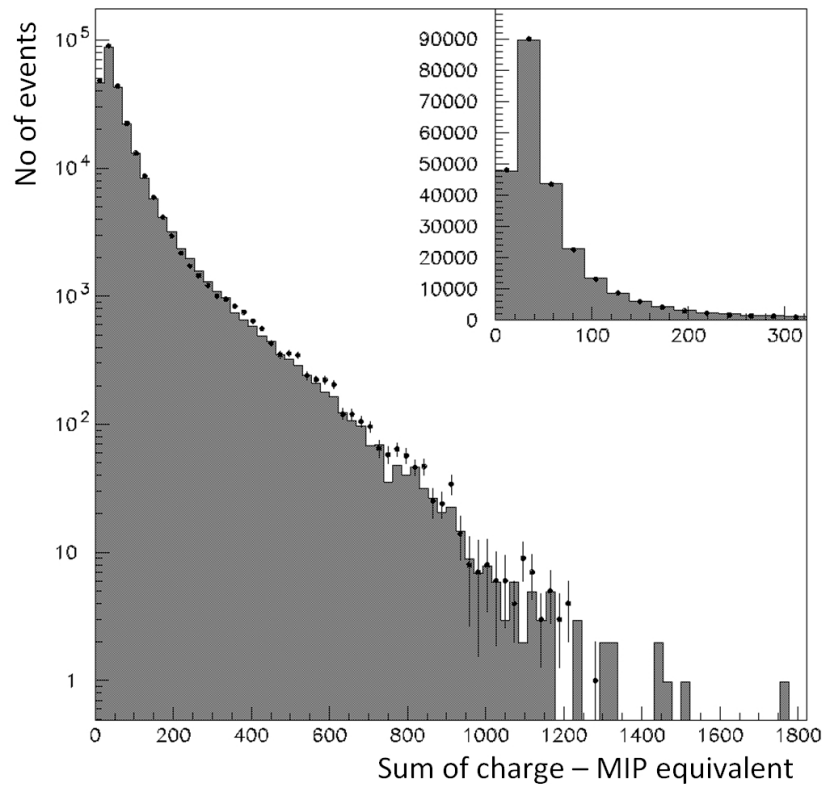


Εικόνα 9.49: Κατανομή του φορτίου στους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα).

του σταθμού 1. Η διάκριση ομαδοποιώντας τα γεγονότα σε περιοχές τιμών του ToT εξακολουθεί να λειτουργεί με τον ίδιο τρόπο και η τιμή του σφάλματος υπολογισμού της ζενιθιακής γωνίας ϑ βρίσκεται και σε αυτή την περίπτωση σε παρόμοια επίπεδα για τους σταθμούς 1 και 3, ενώ ως συνήθως σε πιο αυξημένα για το σταθμό 2.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ

Και στην περίπτωση της αζιμουθιακής γωνίας για το σταθμό 3 (εικόνα 9.57) τα συμπεράσματα είναι εξίσου ικανοποιητικά και συμβατά με όσα υποστηρίξαμε στις περιπτώσεις των προηγούμενων σταθμών τόσο για την τιμή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας φ όσο και για την κατανομή του συναρτήσεως της γωνίας φ . Και σε αυτή την περίπτωση η μελέτη μέσω του Monte Carlo επιβεβαιώνει και δικαιολογεί την επίδραση της γεωμετρικής διάταξης των ανιχνευτών στην ακρίβεια εκτίμησης της ανακατασκευασμένης γωνίας φ του σταθμού όπως φαίνεται στην εικόνα 9.58.



Εικόνα 9.50: Άθροισμα κατανομών φορτίου στους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα ως προς τον αριθμό των γεγονότων. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.

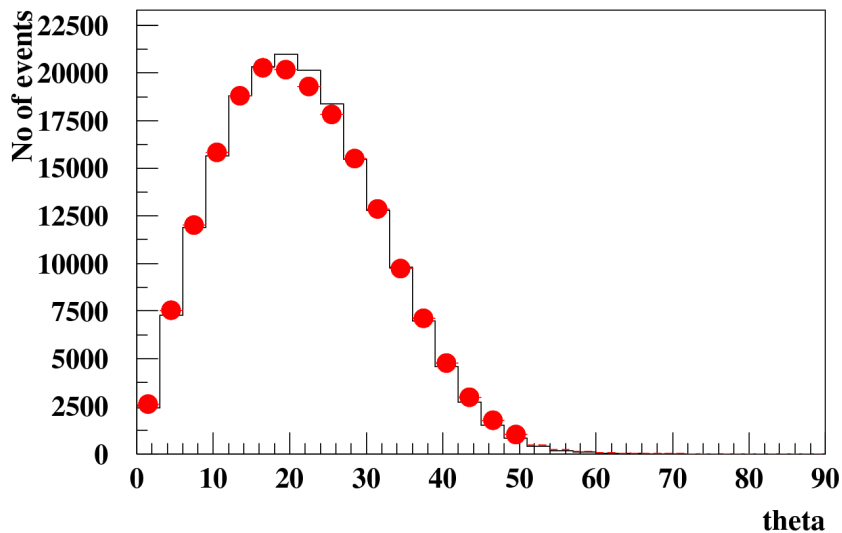
Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ

Για την περίπτωση του σφάλματος υπολογισμού της ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ , από την εικόνα 9.59 μπορούμε να επιβεβαιώσουμε ότι η resolution της γωνίας ϑ είναι παρόμοια με αυτή του σταθμού 1 και ταυτόχρονα καλύτερη από του σταθμού 2, ενώ οι διακυμάνσεις στην ιδανικά επίπεδη κατανομή δικαιολογούνται επαρκώς μέσω της του Monte Carlo μελέτης (εικόνα 9.60) και οφείλονται στις θέσεις των ανιχνευτών στο σταθμό.

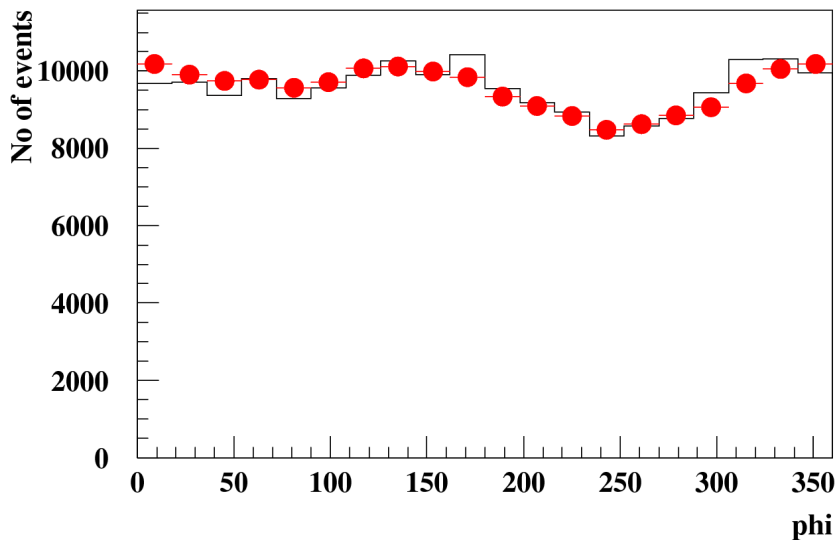
Τέλος, πρέπει να αναφέρουμε ότι σε όλους τους σταθμούς κατά την εκτέλεση του του Monte Carlo, η τεχνητή στατιστική διακύμανση στους χρόνους άφιξης των παλμών ορίζεται να ακολουθεί Gaussian κατανομή με $rms = 2 ns$. Με αυτό τον τρόπο εκτός από τη μορφή των κατανομών που επιβεβαιώνει την προσομοίωση μας, το μέγεθος του σφάλματος είναι εν γένει μεγαλύτερο για το σταθμό 2 συγκριτικά με τους σταθμούς 1 και 3 στους οποίους είναι παρόμοιο, γεγονός αναμενόμενο το οποίο και επιβεβαιώνει την ορθότητα της προσομοίωσης.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της απόστασης

Στην εικόνα 9.61 επιβεβαιώνεται για άλλη μία φορά, για το σταθμό 3 τώρα, η εξάρτηση του σφάλματος προσδιορισμού της αζιμουθιακής γωνίας φ από την απόσταση του καταιονισμού από το σταθμό. Όπως έχουμε αναφέρει οφείλεται στο σφάλμα που προσδίδει στις χρονικές διαφορές μεταξύ των χρόνων εγγραφής των παλμών η καμπυλότητα που εμφανίζει ο καταιονισμός



Εικόνα 9.51: Κατανομή ανακατασκευασμένης ζενιθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη ζενιθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).

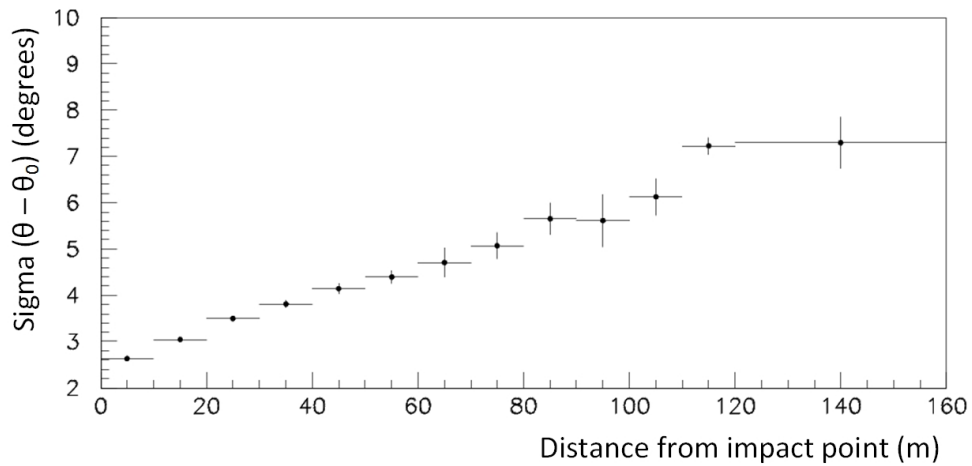


Εικόνα 9.52: Κατανομή ανακατασκευασμένης αζιμουθιακής γωνίας από τους ανιχνευτές του τρίτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με την ανακατασκευασμένη αζιμουθιακή γωνία από τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα).

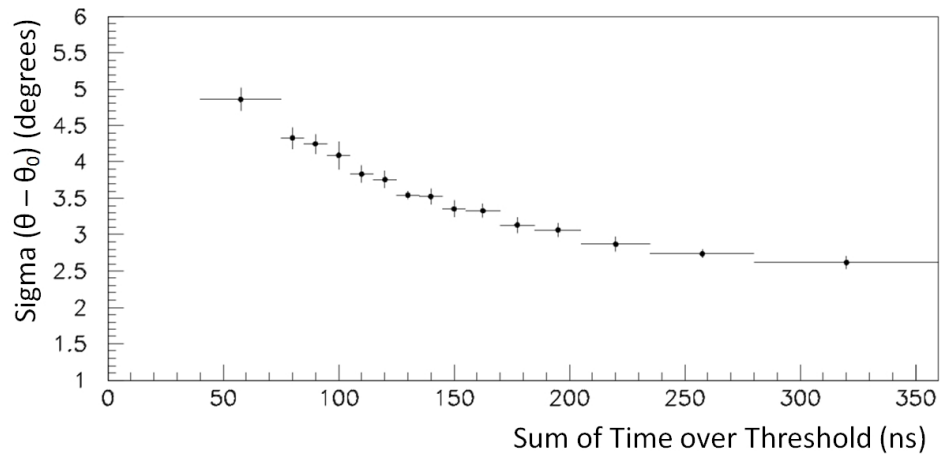
όταν απομακρυνόμαστε από το κέντρο του άξονα διάδοσης του.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει του ToT

Η αύξηση της τιμής του αθροίσματος του ToT στους ανιχνευτές του σταθμού προσφέρει και για το σταθμό 3 μικρότερο σφάλμα στον υπολογισμό της αζιμουθιακής γωνίας φ όπως φαίνεται στην εικόνα 9.62, όπου παρουσιάζεται η τιμή του σφάλματος υπολογισμού της γωνίας φ συναρτήσει του συνολικού ToT του σταθμού. Η φυσική ερμηνεία αυτής της μελέτης στηρίζεται στην μείωση της επίδρασης των σφαλμάτων χρονισμού (συστηματικό και στατιστικό), όσο οδηγούμαστε σε μεγαλύτερους παλμούς, ενώ και οι τιμές του σφάλματος είναι σε συμφωνία



Εικόνα 9.53: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της απόστασης του σταθμού από τον πυρήνα του καταιονισμού.



Εικόνα 9.54: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 3.

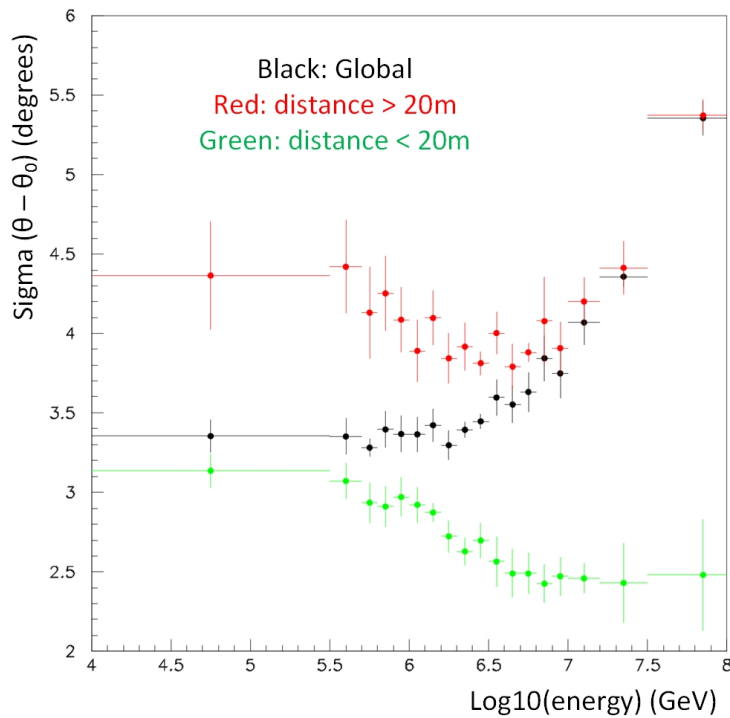
με τις αντίστοιχες τιμές που προκύπτουν από τις μελέτες στους άλλους σταθμούς, με τιμές που προσεγγίζουν το σταθμό 1 και είναι αρκετά μικρότερες από το σταθμό 2.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ενέργειας του καταιονισμού

Το σφάλμα ανακατασκευής της αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ενέργειας παρουσιάζει συνέπεια και στους 3 σταθμούς, καθώς όπως βλέπουμε στην εικόνα 9.63 και στον σταθμό 3 έχει την τάση να μειώνεται ελαφρά, αυξανομένης της ενέργειας με τιμές που βρίσκονται πλησίον σε αυτές του σταθμού 1 και αρκετά καλύτερες από αυτές του σταθμού 2.

Ακρίβεια εκτίμησης αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ζενιθιακής γωνίας ϑ

Ολοκληρώνοντας τη μελέτη της ακρίβειας ανακατασκευής της διεύθυνσης των καταιονισμών και για το σταθμό 3, με τον υπολογισμό του σφάλματος ανακατασκευής της αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ζενιθιακής γωνίας ϑ (εικόνα 9.64) επιβεβαιώνουμε την ισχυρή εξάρ-



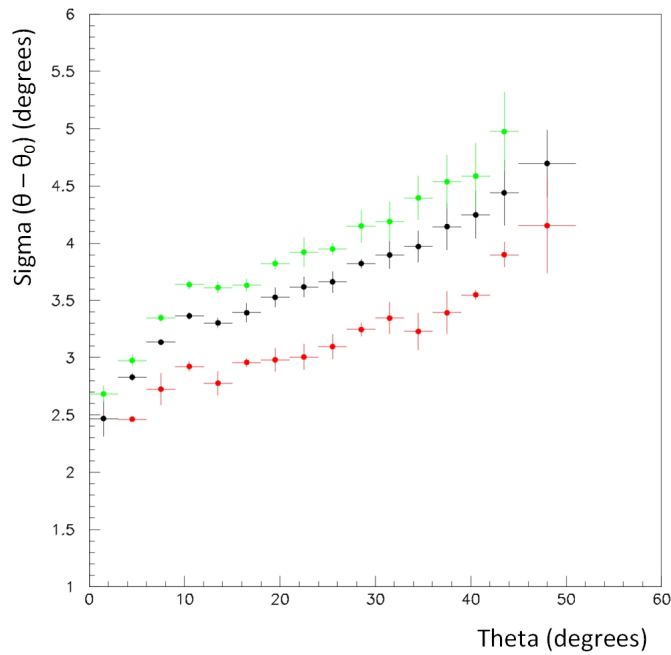
Εικόνα 9.55: Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας ϑ για τον τρίτο σταθμό συναρτήσει του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού, για το σύνολο των γεγονότων (μαύρα σημεία), για τα γεγονότα που προσπίπτουν εντός 20 m από το κέντρο του σταθμού (πράσινα σημεία) και σε απόσταση μεγαλύτερη των 20 m από το κέντρο των σταθμών (κόκκινα σημεία).

τηση του σφάλματος της γωνίας φ από την τιμή της γωνίας ϑ όπως εξηγήσαμε και για τους άλλους δύο σταθμούς.

Διάνυσμα πραγματικής - ανακατασκευασμένης διεύθυνσης

Από την κατανομή της γωνίας που εκφράζει τη διαφορά στην κατεύθυνση μεταξύ του ανακατασκευασμένου διανύσματος του καταιονισμού και του αρχικά ορισμένου διανύσματος στο Corsika για το σταθμό 3, βλέπουμε στην εικόνα 9.65 ότι η διάμεσος τιμή της κατανομής παρουσιάζεται στις 3.7° , τιμή που αφενός είναι ικανοποιητική αφετέρου είναι ένα ποσοτικό μέτρο σύγκρισης των σταθμών του HELYCON. Υπενθυμίζουμε ότι για το σταθμό 1 η τιμή αυτή ήταν στις 3.1° ενώ για το σταθμό 2 στις 5.5° , τιμές που βρίσκονται σε απόλυτη συνάφεια με τη μελέτη του σφάλματος ανακατασκευής των γωνιών διεύθυνσης του καταιονισμού, αλλά και με τις κατανομές των ανακατασκευασμένων γωνιών ϑ και φ . Γίνεται φανερό ότι ο σταθμός 1 είναι τοποθετημένος σε γεωμετρική διάταξη που σε συνδυασμό με τις αποστάσεις μεταξύ των ανιχνευτών δεν επιδρά ουσιαστικά στην ανακατασκευή της διεύθυνσης, αντίθετα στο σταθμό 3 υπάρχει μία μικρή επίδραση ενώ στο σταθμό 2 η επίδραση είναι προβλεπόμενη μεν, μη αμελητέα δε.

Συνοψίζοντας τη μελέτη ακρίβειας ανακατασκευής της διεύθυνσης των καταιονισμών μέσω προσομοίωσης, από τα ιστογράμματα που παρήχθησαν εξήχθησαν ενδιαφέροντα συμπεράσματα για την ακρίβεια ανακατασκευής των γωνιών ϑ και φ συναρτήσει παραμέτρων όπως η από-

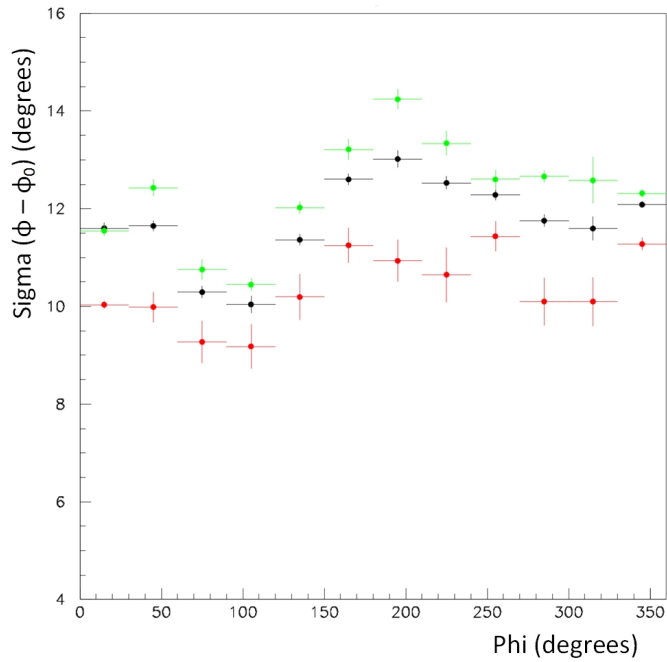


Εικόνα 9.56: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτημένη της ίδιας της γωνίας ϑ . Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.

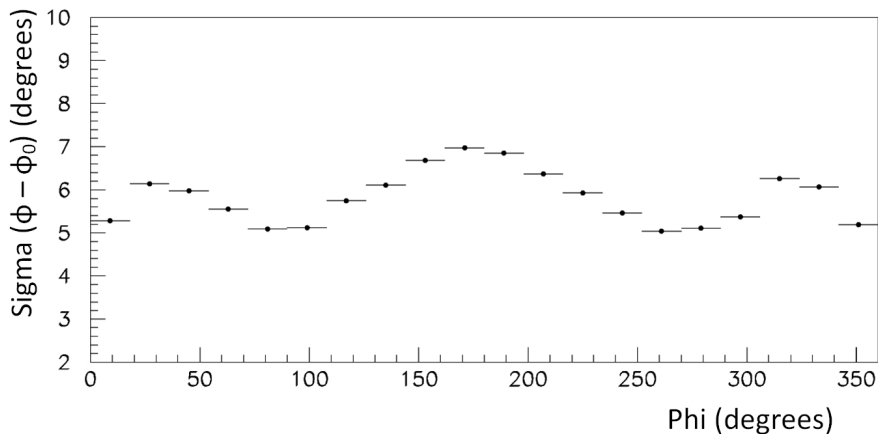
σταση, το ToT, η ενέργεια του πρωτεύοντος σωματιδίου αλλά και των ίδιων των γωνιών ϑ και φ . Σε πολλές από αυτές τις κατανομές η διαπίστωση της φυσικής τους ερμηνείας ήταν εύκολη δίνοντας μας στοιχεία για τους ανιχνευόμενους καταιονισμούς, ενώ σε κάποια άλλα η ανάπτυξη ενός του Monte Carlo ήταν απαραίτητη για την επιβεβαίωση της ορθότητας τους. Τέλος, σημαντικό είναι το γεγονός ότι διαπιστώνεται συνέπεια όχι μόνο ως προς τις κατανομές αλλά και ως προς τα μεγέθη που παρουσιάζονται σε αυτά τα ιστογράμματα και για τους τρεις ανιχνευτικούς σταθμούς, υποστηρίζοντας όχι μόνο την προσομοίωση αλλά και τα πειραματικά δεδομένα μέσω της συμφωνίας τους στις κατανομές που έχουμε δει να προκύπτουν από κάθε αυτόνομο ανιχνευτικό σταθμό του HELYCON.

9.4.5 Ικανότητα ανίχνευσης (Efficiency) σταθμού 3

Παρατηρώντας την ικανότητα ανίχνευσης του σταθμού 3 στις εικόνες 9.66 (γραμμική κλίμακα) και 9.67 (λογαριθμική κλίμακα) παρατηρούμε ότι αυτή πλησιάζει τα επίπεδα ικανότητας ανίχνευσης του σταθμού 1 παρουσιάζοντας οριακά πιο χαμηλές τιμές, όπως άλλωστε έγινε και με την ακρίβεια ανακατασκευής της διεύθυνσης του σταθμού 3, που ήταν οριακά πιο χαμηλή από αυτή του σταθμού 1. Όσον αφορά την απόσταση είναι και πάλι προφανές, ότι η ακτίνα του κύκλου εντός του οποίου παράγουμε καταιονισμούς κατά την προσομοίωση επαρκεί και δε μένουν εκτός της προσομοίωσης καταιονισμοί που θα έπρεπε να συμπεριλαμβάνονται.



Εικόνα 9.57: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ . Με μαύρο χρώμα αναπαριστάται το σύνολο των γεγονότων, με πράσινο επιλέγονται αυτά με άθροισμα φορτίου μικρότερο από 60 MIPs στους ανιχνευτές και με κόκκινο επιλέγονται τα γεγονότα με άθροισμα φορτίου πάνω από 60 MIPs.

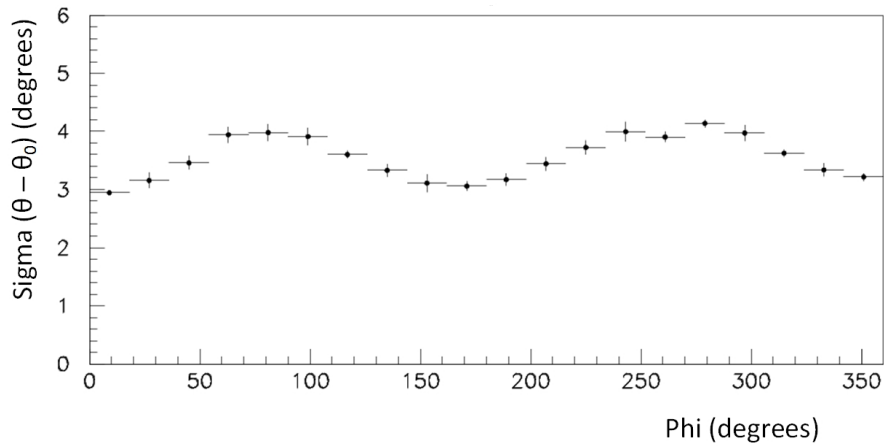


Εικόνα 9.58: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της ίδιας της γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω toy - Monte Carlo μελέτης.

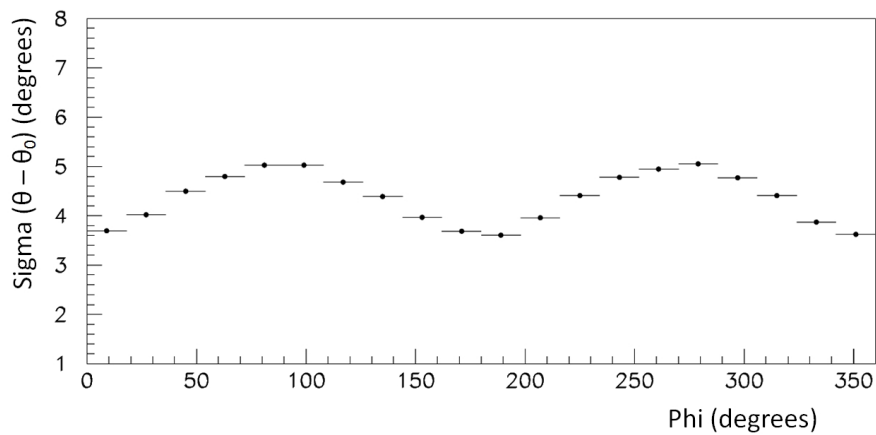
9.5 Ανάλυση Δεδομένων από Σύμπτωση 2 Σταθμών

9.5.1 Εύρεση γεγονότων και ανάλυση τους

Οι σταθμοί του HELYCON όπως έχουμε δει είναι αυτόνομοι και η λειτουργία του ενός είναι εντελώς ανεξάρτητη από τη λειτουργία των υπόλοιπων σταθμών. Το συνεκτικό στοιχείο των συλλεγόμενων δεδομένων είναι ο χρόνος που προσδίδεται σε κάθε γεγονός από το GPS. Στην περίπτωση του HELYCON υπήρχαν διαθέσιμα 2 GPS σε κάθε σταθμό, αυτό που διέθετε η κάρτα ψηφιοποίησης σήματος Quarknet, το οποίο κατέγραφε το χρόνο με βήμα 40 ns και αυτό



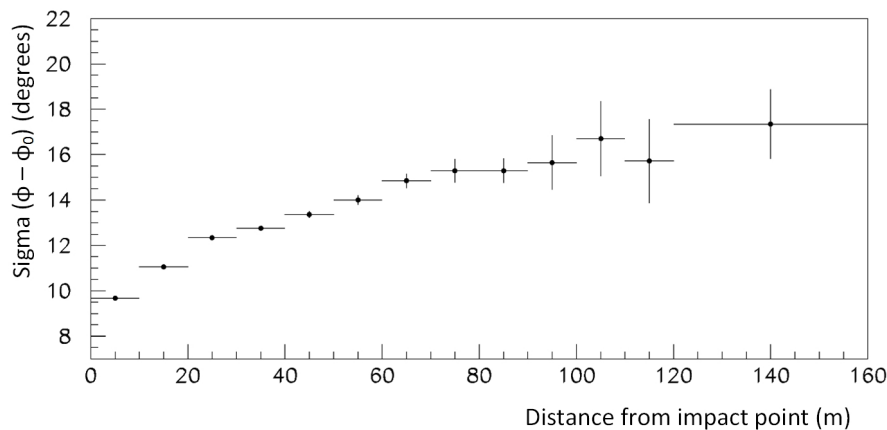
Εικόνα 9.59: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ .



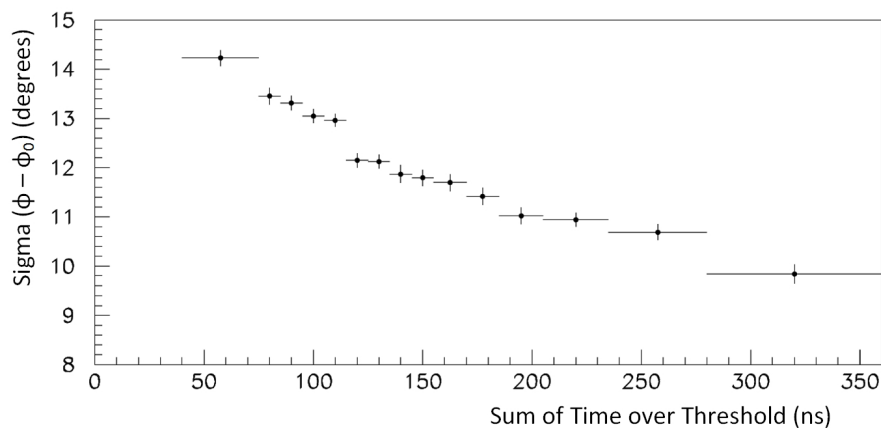
Εικόνα 9.60: Σφάλμα ανακατασκευής ζενιθιακής γωνίας ϑ συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ όπως προκύπτει μέσω του - Monte Carlo μελέτης.

που διέθετε ενσωματωμένο η κεραία, το οποίο κατέγραφε το χρόνο με βήμα 1 ns. Η ακρίβεια καταγραφής του χρόνου από τα GPS των κεραιών έχει μετρηθεί σε περίπου 3 ns. Η μέτρηση πραγματοποιήθηκε τοποθετώντας δύο κεραιές ακριβώς τη μία δίπλα στην άλλη, με χρήση μίας γεννήτριας παλμών στελνόταν μέσω δύο ίδιων καλωδίων ένας στενός παλμός που πραγματοποιούσε ταυτόχρονο εξωτερικό σκανδαλισμό στις κεραιές. Δημιουργώντας ένα δείγμα περίπου 1.000 γεγονότων, η κατανομή της διαφοράς των χρόνων των GPS των δύο κεραιών μας έδωσε το αναφερόμενο rms των περίπου 3 ns. Λόγω της καλύτερης ακρίβειας στο χρόνο προτιμήσαμε να κάνουμε χρήση του GPS των κεραιών για να δώσουμε τον απόλυτο χρόνο σε κάθε γεγονός.

Από τα γεγονότα που είδαμε στην ανάλυση των δεδομένων των σταθμών και ικανοποιούν τα ποιοτικά κριτήρια που είχαμε θέσει, ψάχνουμε για σχεδόν ταυτόχρονα γεγονότα σύμφωνα με τους χρόνους των GPS σε ένα χρονικό παράθυρο 1.500 ns, το οποίο ακόμα και στην ακραία περίπτωση που θα είχαμε οριζόντιο καταιονισμό, θα δικαιολογούσε απόσταση μεταξύ των σταθμών 500 m, αριθμός που είναι πάνω από τα 467 m που είναι η μέγιστη απόσταση μεταξύ των σταθμών. Στην πράξη αυτή η τιμή δεν επηρεάζει την εύρεση συμπτώσεων, καθώς για παράδειγμα ανάμεσα στους σταθμούς 1 και 2, μεταβάλλοντας το παράθυρο αυτό από 600 ns έως 10.000 ns



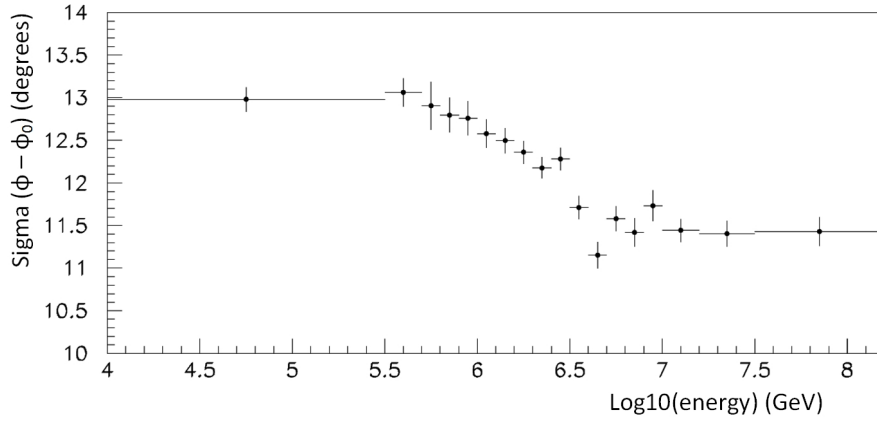
Εικόνα 9.61: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει της απόστασης από τον πυρήνα του καταιονισμού.



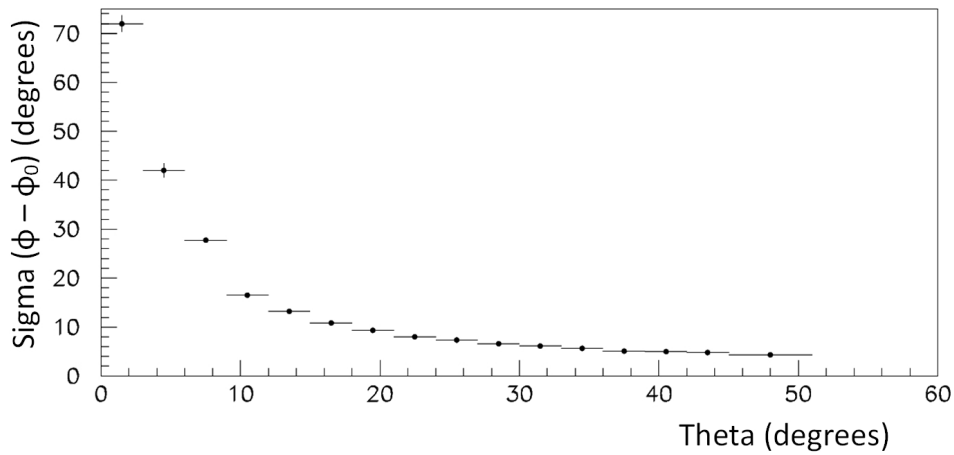
Εικόνα 9.62: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσει του αθροίσματος των ToT των ανιχνευτών του σταθμού 3.

δεν επήλθε καμία αλλαγή στον αριθμό των συμπτώσεων, υποδεικνύοντας μας ότι σε όλη τη διάρκεια της λήψης δεδομένων δεν ανιχνεύθηκαν διαδοχικοί καταιονισμοί στην ευρύτερη περιοχή του τηλεσκοπίου σε χρονικό διάστημα μικρότερο των 10 μ s, έχοντας βέβαια ήδη απορρίψει τα γεγονότα που οφείλονται σε θόρυβο.

Λαμβάνοντας υπόψιν ότι ο χρόνος που καταγράφεται από το GPS αντιστοιχεί στο χρόνο που παράγεται ο σκανδαλισμός, δηλαδή στον τρίτο κατά σειρά παλμό που περνά την ορισμένη τιμή κατωφλίου, υπολογίζουμε τους σχετικούς χρόνους μεταξύ των 6 παλμών που ανιχνεύθηκαν με συνέργεια δύο σταθμών, ορίζοντας ως αρχή του χρόνου τον πρώτο παλμό μεταξύ αυτών και βεβαίως λαμβάνοντας μέριμνα για τη χρονική διαφορά που εισάγεται λόγω των διαφορών στα μήκη των καλωδίων που μεταφέρουν τον παλμό τύπου NIM, ο οποίος παράγεται από την κάρτα για τον σκανδαλισμό της κεραίας. Σημειώνεται ότι οι χρονικές διαφορές μεταξύ ανιχνευτών του ίδιου σταθμού έχουν ληφθεί υπόψη όπως έχει αναφερθεί στο κεφάλαιο 4. Αφού βρεθούν τα γεγονότα που σκανδαλίζουν ταυτόχρονα δύο σταθμούς μπορούμε να δούμε τις κατανομές του ToT σε κάθε σταθμό γι' αυτά τα γεγονότα και να τα συγκρίνουμε με τα αντίστοιχα γεγονότα της προσομοίωσης, στα οποία βέβαια δεν υπάρχουν χρόνοι από GPS, αλλά η εύρεση τους γίνεται



Εικόνα 9.63: Κατανομή του σφάλματος ανακατασκευής της γωνίας φ για τον τρίτο σταθμό συναρτήσεϊ του δεκαδικού λογάριθμου της ενέργειας του καταιονισμού.



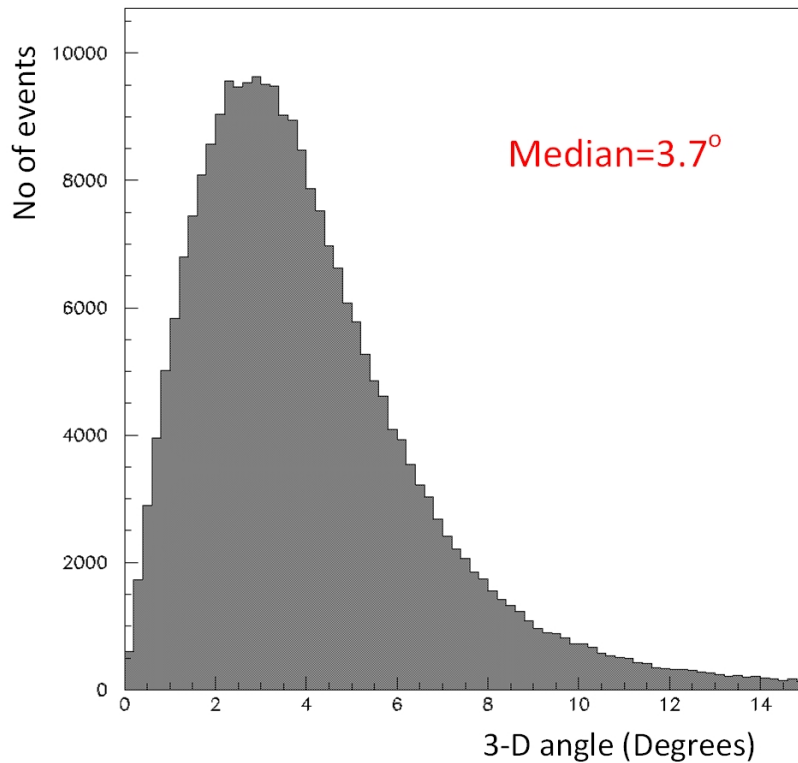
Εικόνα 9.64: Σφάλμα ανακατασκευής αζιμουθιακής γωνίας φ συναρτήσεϊ της ζενιθιακής γωνίας ϑ .

από την αρίθμηση που προφανώς υπάρχει σε κάθε καταιονισμό που προσομοιώνουμε.

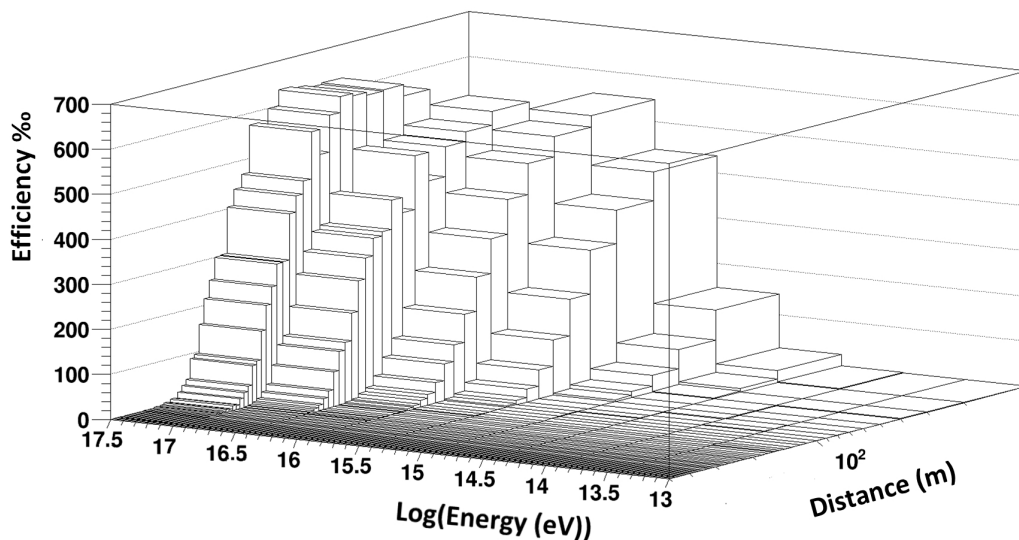
Στη συνέχεια χρησιμοποιώντας τους 6 χρόνους άφιξης των παλμών, τους οποίους μπορούμε να μετατρέψουμε στις σχετικές αποστάσεις των ανιχνευτών από το μέτωπο διάδοσης του καταιονισμού, με χρήση του προγράμματος MINUIT, προσδιορίζουμε τις τιμές των γωνιών ϑ και φ που ελαχιστοποιούν το χ^2 των χρονικών διαφορών μεταξύ των χρόνων εγγραφής των παλμών που παρήγαγε ο καταιονισμός στους ανιχνευτές και των αντίστοιχων που παράγονται από το πρόγραμμα, ελαχιστοποιώντας ουσιαστικά την αντίστοιχη διαφορά των αποστάσεων των θέσεων των ανιχνευτών από το κάθετο επίπεδο στη διεύθυνση διάδοσης του καταιονισμού, που ορίζεται από τις γωνίες ϑ και φ . Σύμφωνα με την εξίσωση

$$\sum_{i=1}^5 \chi^2 = \left(\frac{(t_i^{exp} - t_0^{exp}) - (t_i^{calc} - t_0^{calc})}{\sqrt{t_{err,i}^2 + t_{err,0}^2 + 2 \cdot \left(\frac{10}{\sqrt{12}}\right)^2}} \right)^2 \quad (9.2)$$

υπολογίζεται η πειραματικά μετρούμενη διαφορά χρόνου του κάθε ανιχνευτή t_i^{exp} από το χρόνο t_0^{exp} του ανιχνευτή που μεταξύ των 6 ξεπέρασε πρώτος την τιμή της τάσης κατωφλίου.

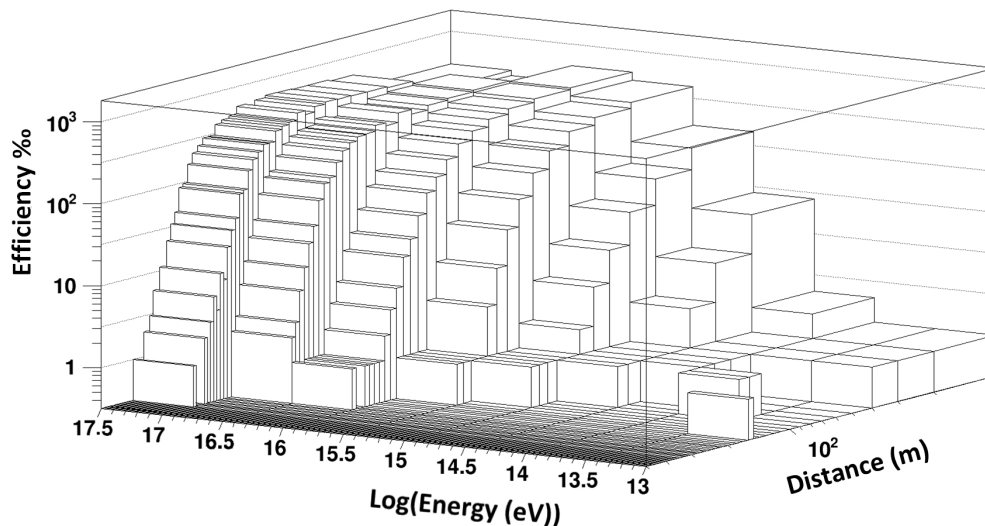


Εικόνα 9.65: Κατανομή διεύθυνσης εσωτερικού γινομένου διανυσμάτων πραγματικής και ανακατασκευασμένης διεύθυνσης καταιονισμού.



Εικόνα 9.66: Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 3 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (γραμμική κλίμακα).

Από αυτή την τιμή αφαιρούμε την υπολογιστικά ευρισκόμενη όμοια διαφορά βελτιστοποιώντας μέσω του προγράμματος MINUIT της τιμές των γωνιών ϑ και φ και διαιρώντας με την τετραγωνική ρίζα του αθροίσματος των τετραγώνων των σφαλμάτων των χρόνων, όπου ως σφάλμα έχει οριστεί η τιμή της χρονικής ακρίβειας (στατιστικό σφάλμα) προσδιορισμού του χρονισμού του παλμού του κάθε ανιχνευτή, τιμή που εξαρτάται από το ύψος του παλμού. Τέλος, ο αριθμητικός



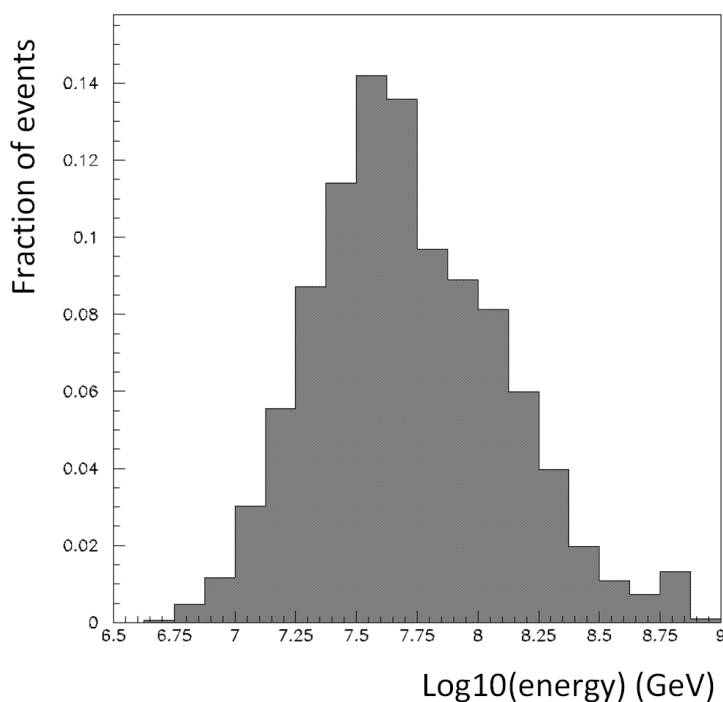
Εικόνα 9.67: Ικανότητα ανίχνευσης (efficiency) του σταθμού 3 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο του σταθμού (λογαριθμική κλίμακα).

όρος που υπάρχει εντός της ρίζας οφείλεται στο σφάλμα που εισάγεται κατά την παραγωγή του παλμού NIM για το σκανδαλισμό της κεραίας από κάθε κάρτα Quarknet, ο οποίος παράγεται με ομοιόμορφη κατανομή με εύρος 10 ns και προσμετράται μόνο για τους ανιχνευτές του άλλου σταθμού από αυτόν που περιέχει τον πρώτο χρονικά παλμό, προσθέτοντας ουσιαστικά ένα σφάλμα στο χρονισμό μεταξύ των σταθμών.

Για την αναφερθείσα μελέτη είναι απαραίτητη η ύπαρξη τέτοιου αριθμού πειραματικών δεδομένων ικανού να παράγει ιστογράμματα. Η στατιστική αυτή υπάρχει μόνο μεταξύ των σταθμών 1 και 2 που είναι πιο κοντά μεταξύ τους και σε αυτά τα γεγονότα θα γίνει η μελέτη μας. Για τους άλλους συνδυασμούς σταθμών, δηλαδή 1 – 3 και 2 – 3 θα αρκεστούμε στη σύγκριση του αριθμού των πειραματικά ανιχνευόμενων καταιονισμών με τους προβλεπόμενους από την προσομοίωση. Επίσης, θα παρουσιαστούν μελέτες προσομοίωσης για τα χαρακτηριστικά των καταιονισμών που ανιχνεύονται ταυτόχρονα από τους σταθμούς.

9.5.2 Σύμπτωση σταθμών 1 και 2

Ταυτόχρονα με τη διαδικασία εύρεσης καταιονισμών και από τους δύο αναφερόμενους σταθμούς εντός του χρονικού παραθύρου των 1.500 ns, αναπτύχθηκε προσομοίωση που επικεντρώθηκε στην ανίχνευση αυτών των διπλών γεγονότων. Από τα πρώτα στάδια της προσομοίωσης, όταν ακόμα η στατιστική μας δεν ήταν αρκετά μεγάλη, είχαμε συμπεράνει ότι οι ενέργειες των πρωτεύοντων σωματιδίων που ευθύνονται για την παραγωγή αυτών των καταιονισμών ήταν πάνω από την τιμή του γονάτου ($5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$), οπότε επικεντρωθήκαμε στην παραγωγή μεγάλης στατιστικής γεγονότων ενέργειας πάνω από το γόνατο που αντιπροσωπεύει 111.266 ώρες λειτουργίας, επαναλαμβάνοντας περίπου 100.000 καταιονισμούς 1.580 φορές σε ακτίνα 673 m γύρω από το κέντρο και των τριών σταθμών. Στην εικόνα 9.68 επιβεβαιώνεται η επάρκεια



Εικόνα 9.68: Κατανομή της ενέργειας των ανιχνευόμενων καταιονισμών ταυτόχρονα από τους σταθμούς 1 και 2.

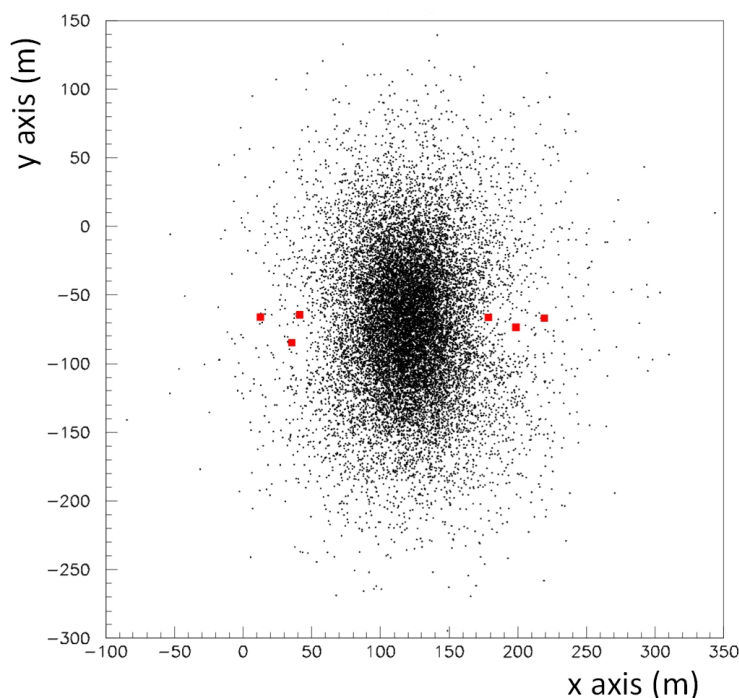
	Ανιχνευθέντες καταιονισμοί	Ανακατασκευασμένοι καταιονισμοί	Χρόνος (ώρες)
Πειραματικά δεδομένα	1.801	1.389	9.402
Προσομοίωση	17.804	16.394 (1.385)	111.266
Λόγος		0.0869	0.0845

Πίνακας 9.2: Αριθμοί ανιχνευθέντων και επιτυχώς ανακατασκευασμένων καταιονισμών σε σύμπτωση μεταξύ των σταθμών 1 και 2 για πειραματικά δεδομένα και προσομοίωση στα αντίστοιχα χρονικά διαστήματα (στην παρένθεση η αναγόμενη τιμή για την προσομοίωση στο χρόνο των πειραματικών δεδομένων).

του ενεργειακού φάσματος της προσομοίωσης που εκτελέσαμε και επιδεικνύεται η κατανομή των ενεργειών των πειραματικά ανιχνευμένων καταιονισμών, όπου είναι εύκολα κατανοητή η αντίρροπη επίδραση που έχουν στην κατανομή τόσο η αύξηση της ενέργειας που αυξάνει την πιθανότητα ανίχνευσης του καταιονισμού όσο και η εκθετική μείωση του αριθμού των γεγονότων, αυξανόμενης της ενέργειας.

Κατά το χρονικό διάστημα της ταυτόχρονης λειτουργίας των σταθμών 1 και 2 ευρέθησαν πειραματικά, σε σύμπτωση, 1.801 καταιονισμοί και στους δύο σταθμούς εντός του χρονικού παραθύρου των 1.500 ns. Αντίστοιχα η προσομοίωση απέδωσε 17.804 καταιονισμούς. Από αυτούς όπως φαίνεται και στον πίνακα 9.2 η ανακατασκευή της διεύθυνσης πρόσπτωσης έγινε επιτυχώς από τους 6 ανιχνευτές για 16.394 καταιονισμούς προσομοίωσης και 1.389 πειραματικά ανιχνευόμενους. Ανάγοντας τον αριθμό των καταιονισμών προσομοίωσης στο χρόνο λειτουργίας

των σταθμών αναμένουμε 1.385 καταιονισμούς και ο ρυθμός ανίχνευσης μεταξύ πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης βρίσκεται σε απόλυτη συμφωνία. Στην εικόνα 9.69 γίνεται γρα-

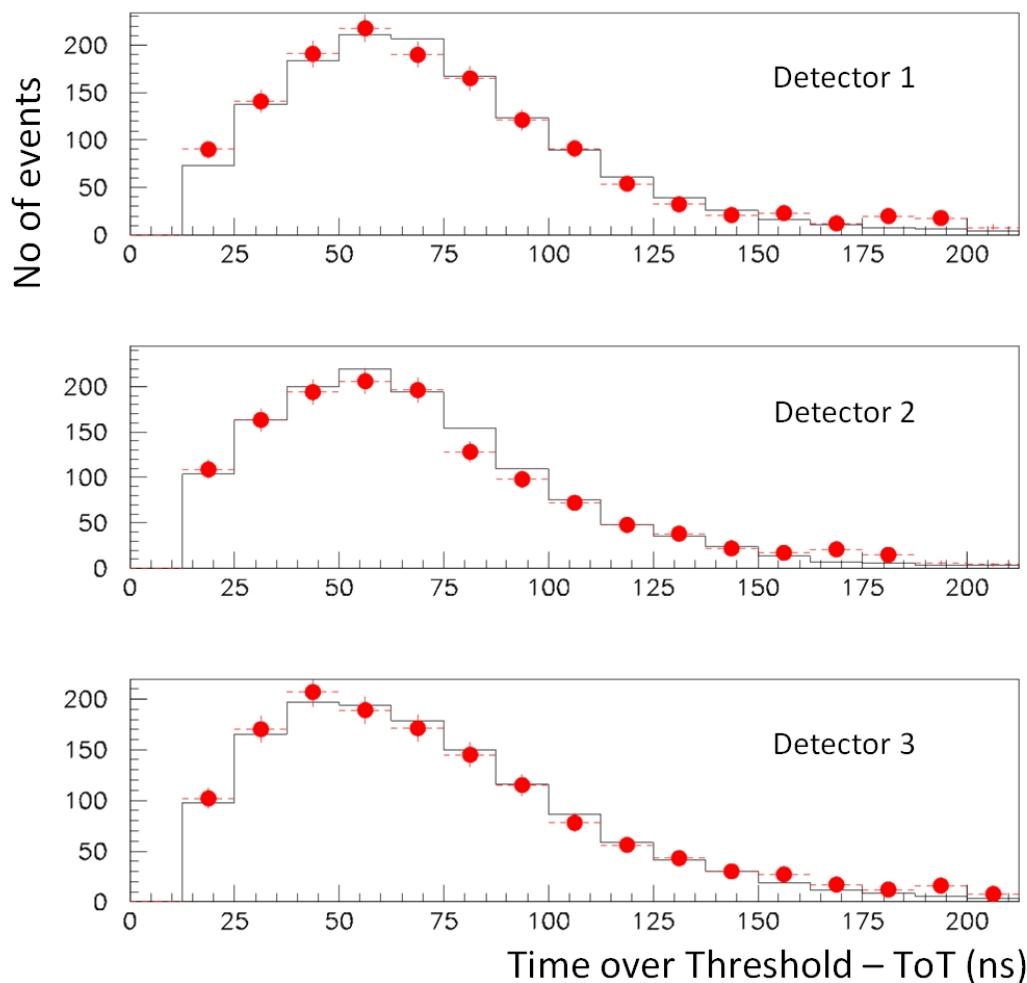


Εικόνα 9.69: Απεικόνιση μέσω προσομοίωσης του σημείου πρόσπτωσης του κέντρου των ανιχνεόμενων καταιονισμών ταυτόχρονα από τους σταθμούς 1 και 2. Τα κόκκινα τετράγωνα αντιστοιχούν στις θέσεις των ανιχνευτών

φική απεικόνιση του σημείου πρόσπτωσης του κέντρου του καταιονισμού. Είναι προφανές ότι η πλειονότητα των καταιονισμών που ανιχνεύονται και από τους δύο σταθμούς προσπίπτει ανάμεσα στους σταθμούς αυτούς, οι ανιχνευτές των οποίων έχουν επισημανθεί με κόκκινα τετράγωνα στην εικόνα. Οι αποστάσεις απεικονίζονται σε μέτρα σύμφωνα με τις συντεταγμένες που έχουμε ορίσει από το σύνολο των τριών σταθμών στον πίνακα 4.4. Επίσης συμπεραίνουμε ότι η ακτίνα των 673 m που έχουμε ορίσει για την επανάληψη των καταιονισμών στην προσομοίωση είναι παραπάνω από επαρκής τουλάχιστον γι' αυτή την περίπτωση.

Κατανομή Time over Threshold

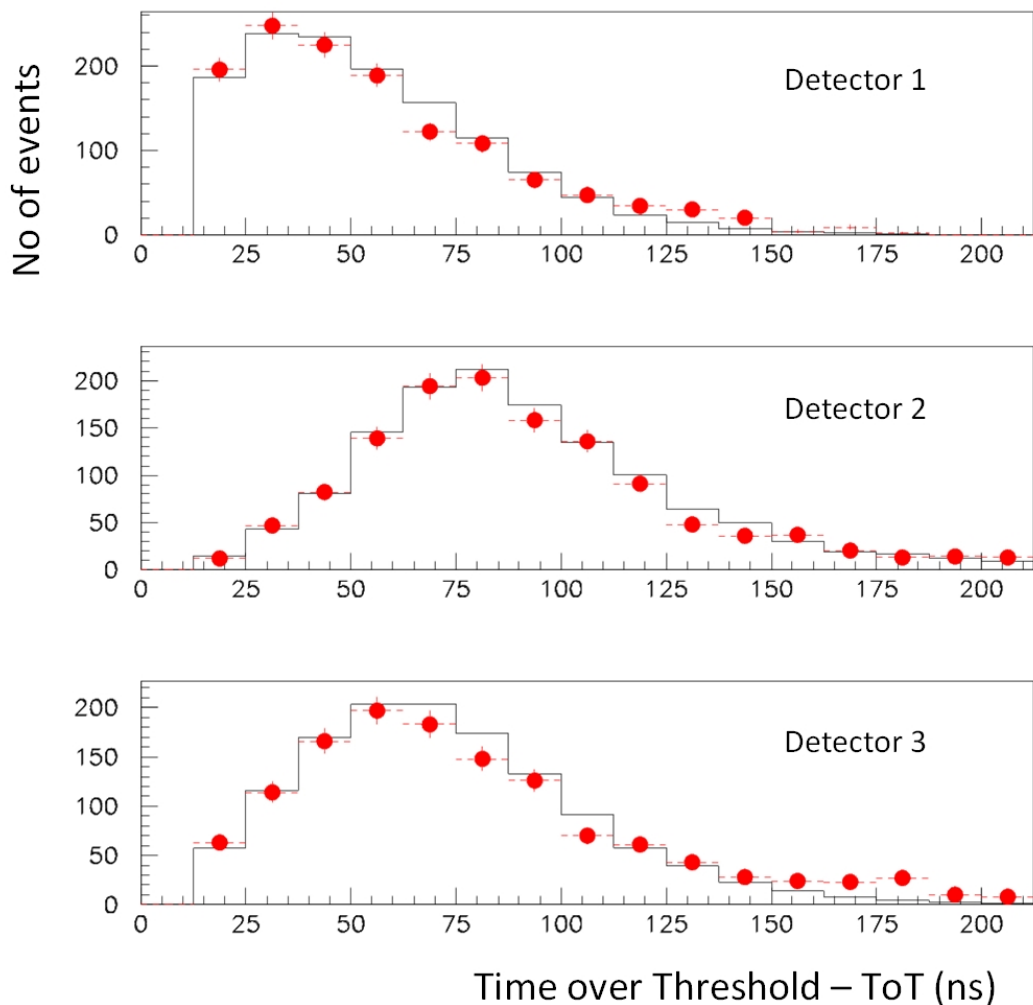
Η κατανομή της μετρούμενης ποσότητας του χρόνου πάνω από το κατώφλι (ToT) για κάθε έναν από τους ανιχνευτές των σταθμών 1 και 2 για τα γεγονότα που ανιχνεύθηκαν ταυτόχρονα παρουσιάζεται στις εικόνες 9.70 και 9.71. Αν και οι κατανομές έχουν πολύ λιγότερες εγγραφές σε σχέση με αυτές που παρουσιάσαμε κατά την αυτόνομη ανάλυση των σταθμών με αποτέλεσμα τα σφάλματα να είναι μεγαλύτερα, η σύμπτωση μεταξύ προσομοίωσης και πειραματικών δεδομένων είναι και πάλι εμφανής. Συγκρίνοντας με την εικόνα 9.2 για το σταθμό 1 παρατηρούμε ότι εν γένει η κατανομή του ToT παρουσιάζει μεγαλύτερες τιμές, γεγονός απόλυτα λογικό λαμβάνοντας υπόψιν μας ότι οι καταιονισμοί που παράγουν τις κατανομές της εικόνας 9.70 οφείλονται σε μεγάλες ενέργειες πρωτεύοντος σωματίου όπως έχουμε δείξει στην εικόνα 9.68. Αντίστοιχα



Εικόνα 9.70: Κατανομή των ToT στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα) για γεγονότα που ανιχνεύονται ταυτόχρονα στους σταθμούς 1 και 2.

στην εικόνα 9.71 για το σταθμό 2 παρατηρούμε το ίδιο φαινόμενο με έμφαση στο δεύτερο ανιχνευτή του σταθμού, ο οποίος παρουσιάζει αρκετά μεγαλύτερη αύξηση στις τιμές του ToT σε σχέση με την ανάλυση της αυτόνομης λειτουργίας του σταθμού. Βλέποντας όμως τη διάταξη των ανιχνευτών, ο ανιχνευτής Νο 8 είναι τοποθετημένος στη δυτική πλευρά του σταθμού όντας εγγύτερα στο σταθμό 1 και η επίδραση της μεγάλης ενέργειας των καταιονισμών συνεπικουρείται από τη μικρότερη απόσταση από το σημείο πρόσπτωσης των καταιονισμών σε σχέση με τους υπόλοιπους ανιχνευτές του σταθμού 2.

Στη συνέχεια στις εικόνες 9.72 και 9.73 παρουσιάζουμε το άθροισμα των τιμών του ToT για τους ανιχνευτές του κάθε σταθμού σε ημιλογαριθμική κλίμακα ως προς τον αριθμό των γεγονότων, όπου παρατηρούμε ότι η συμφωνία μεταξύ πειραματικών δεδομένων και προσομοίωσης είναι εξαιρετική. Συγκρίνοντας με τις αντίστοιχες κατανομές κατά την αυτόνομη ανάλυση των σταθμών (εικόνες 9.3 και 9.27) παρατηρούμε ότι οι μέγιστες τιμές του ToT είναι χαμηλότερες όταν ζητάμε διπλή σύμπτωση από τους σταθμούς, γεγονός που οφείλεται στην επίδραση της

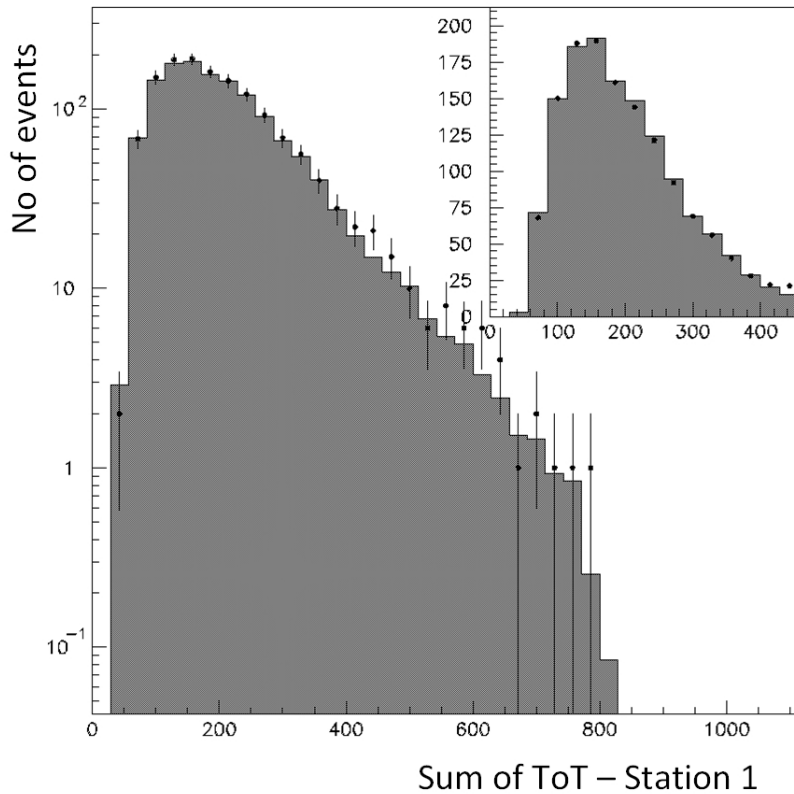


Εικόνα 9.71: Κατανομή των ToT στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινα σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστογράμματα) για γεγονότα που ανιχνεύονται ταυτόχρονα στους σταθμούς 1 και 2.

απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του κέντρου του καταιονισμού από τους σταθμούς, όπως γίνεται φανερό από την εικόνα 9.69.

9.5.3 Ανακατασκευή διεύθυνσης καταιονισμού

Η κατανομή των ανακατασκευασμένων γωνιών για την περίπτωση των διπλών συμπτώσεων μεταξύ των σταθμών 1 και 2 παρουσιάζεται στην εικόνα 9.74 για τη ζενιθιακή (επάνω) και την αζιμουθιακή γωνία (κάτω). Σε σύγκριση με την ανάλυση των αυτόνομων σταθμών υπάρχουν 2 σημαντικές διαφορές. Η πρώτη έχει να κάνει με τον αριθμό των γεγονότων ο οποίος είναι δύο τάξεις μεγέθους χαμηλότερος, γεγονός που αυξάνει την αβεβαιότητα των κατανομών μέσω των στατιστικών σφαλμάτων οδηγώντας σε λιγότερο ομαλές κατανομές, ιδίως για την αζιμουθιακή γωνία. Η δεύτερη διαφορά έγκειται στον τρόπο ανακατασκευής της διεύθυνσης του καταιονισμού, όπου αντί για τη μέθοδο του τριγωνισμού που χρησιμοποιήσαμε ως τώρα, κάνουμε χρήση της ελαχιστοποίησης της ποσότητας χ^2 όπως είδαμε στην εξίσωση 9.9 από τους έξι ανι-



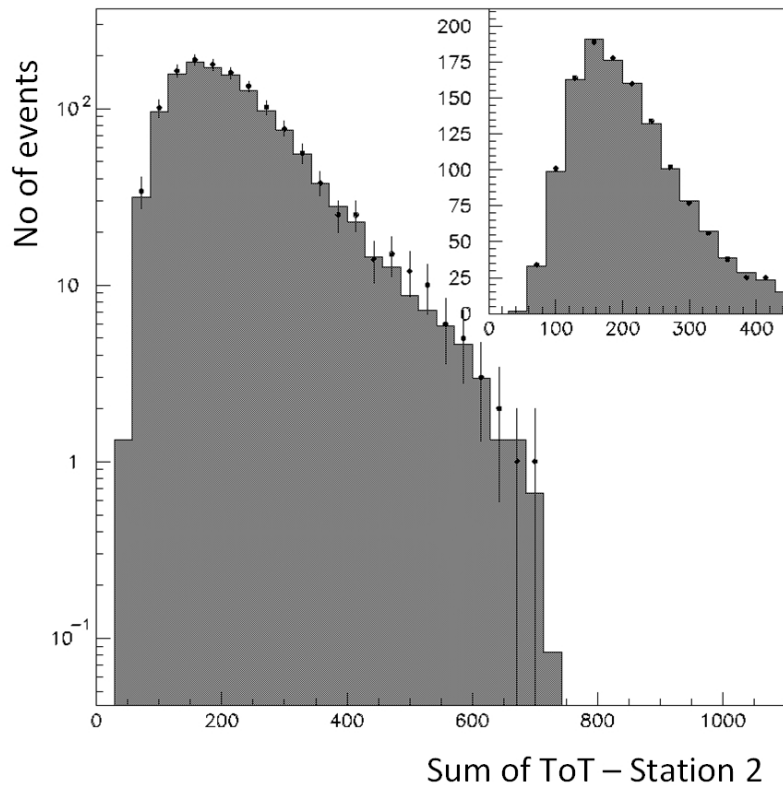
Εικόνα 9.72: Άθροισμα κατανομών ToT στους ανιχνευτές του πρώτου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα για τα γεγονότα που ανιχνεύονται ταυτόχρονα στους σταθμούς 1 και 2. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.

χνευτές που αποτελούν τους 2 ανιχνευτικούς σταθμούς. Οι κατανομές της εικόνας 9.74, με τα ιστογράμματα να απεικονίζουν την προσομοίωση και τα κόκκινα σημεία να αντιπροσωπεύουν τα πειραματικά δεδομένα, παρουσιάζουν ικανοποιητική σύμπτωση δίνοντας για τη γωνία θ για τα μεν πειραματικά δεδομένα μέση τιμή 25.4° και $rms = 12.48^\circ$, ενώ για την προσομοίωση μέση τιμή 24.09° και $rms = 11.82^\circ$. Αντίστοιχα για την αζιμουθιακή γωνία φ τα πειραματικά δεδομένα παρουσιάζουν μέση τιμή 178.5° και η προσομοίωση 173.8° .

9.5.4 Μελέτη ποιοτικών χαρακτηριστικών προσομοίωσης

Διάνυσμα πραγματικής - ανακατασκευασμένης διεύθυνσης

Ακόμα και με την προσομοίωση να υπερβαίνει τις 110.000 ώρες, ο αριθμός των γεγονότων που ανιχνεύονται και ανακατασκευάζονται δεν είναι τέτοιος ώστε να μπορούμε να κάνουμε μια πλήρη μελέτη για το σφάλμα ανακατασκευής της διεύθυνσης των καταιονισμών (resolution) συναρτήσει διαφόρων παραμέτρων όπως κάναμε για κάθε σταθμό ανεξάρτητα. Είναι όμως επικτική η παραγωγή της κατανομής του εσωτερικού γινομένου των διανυσμάτων της πραγματικής διεύθυνσης πρόσπτωσης του καταιονισμού, που εισάγουμε στο Corsika και της ανακατασκευασμένης διεύθυνσης πρόσπτωσης. Η κατανομή αυτή παρουσιάζεται στην εικόνα 9.75 και η τιμή



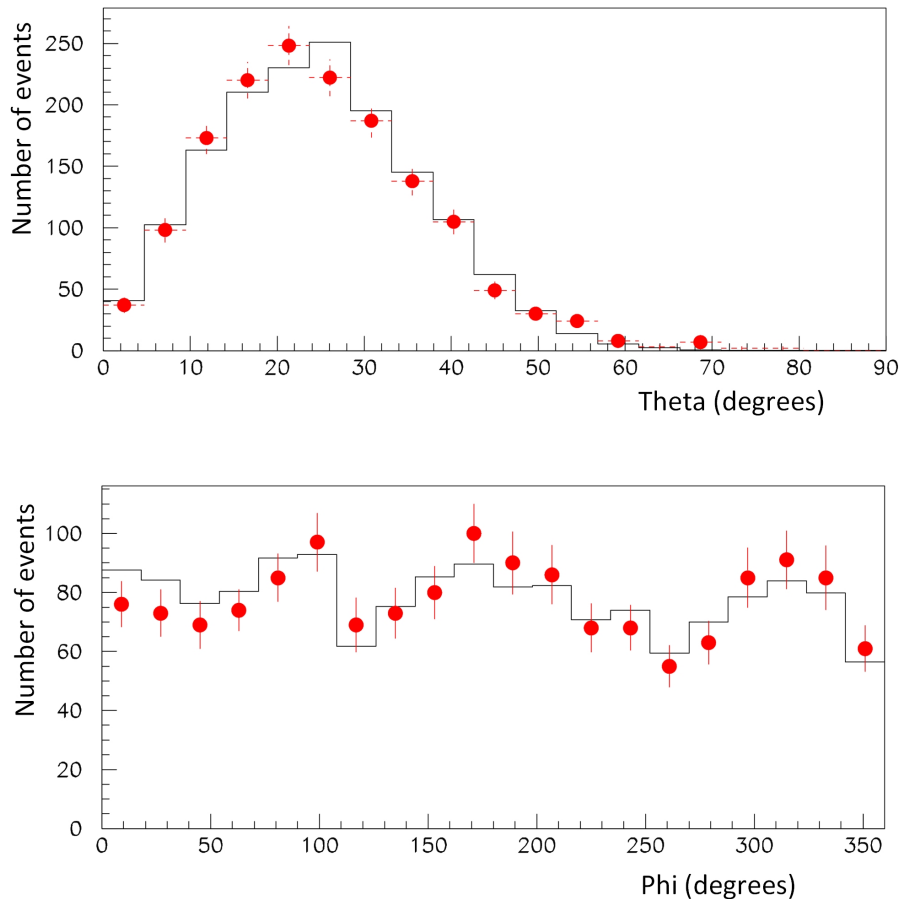
Εικόνα 9.73: Άθροισμα κατανομών ToT στους ανιχνευτές του δεύτερου σταθμού για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) σε ημιλογαριθμική κλίμακα για τα γεγονότα που ανιχνεύονται ταυτόχρονα στους σταθμούς 1 και 2. Σε παράθεση η αντίστοιχη γραμμική κατανομή.

της διαμέσου της προκύπτει στις 3.9° .

Ικανότητα ανίχνευσης (Efficiency) σταθμών 1 και 2

Ένα ενδιαφέρον στοιχείο για τις διπλές συμπτώσεις γεγονότων μεταξύ των σταθμών 1 και 2 είναι η αποδοτικότητα (efficiency) που παρουσιάζουν οι ανιχνευτές μας σε αυτή την περίπτωση. Από το ιστόγραμμα της εικόνας 9.68 είναι προφανές ότι μόνο οι καταιονισμοί των οποίων οι ενέργειες είναι πάνω από το γόνατο ($5 \cdot 10^{15} eV$) συνεισφέρουν σε αυτή την κατηγορία γεγονότων. Αν λοιπόν θεωρήσουμε ως σημείο $(0, 0)$ το μέσο της απόστασης μεταξύ των κέντρων των σταθμών 1 και 2 και κατηγοριοποιήσουμε τους καταιονισμούς ως συνάρτηση της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου τους και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του κέντρου τους από το σημείο $(0, 0)$, υπολογίζοντας το λόγο των ανιχνευόμενων καταιονισμών προς τους αρχικά δημιουργούμενους προκύπτουν τα τρισδιάστατα ιστογράμματα των εικόνων 9.76 και 9.77, όπου παρουσιάζεται η αναφερόμενη ικανότητα ανίχνευσης σε γραμμική και λογαριθμική κλίμακα αντίστοιχα.

Σε σχέση με τα αντίστοιχα ιστογράμματα που προέκυψαν από τους αυτόνομους σταθμούς (π.χ. εικόνες 9.21 και 9.22) βασική διαφορά είναι το γεγονός ότι το σημείο $(0, 0)$ δε βρίσκεται στο κέντρο κάποιου σταθμού, αλλά οι σταθμοί μας βρίσκονται τοποθετημένοι εκατέρωθεν αυτού

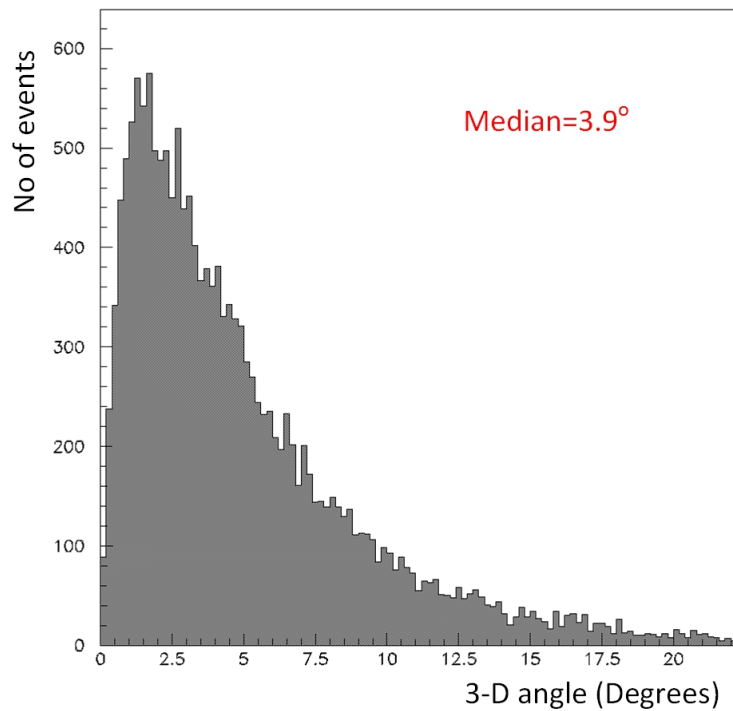


Εικόνα 9.74: Κατανομή ανακατασκευασμένων ζενιθιακών (**επάνω**) και αζιμουθιακών γωνιών (**κάτω**) για τα πειραματικά δεδομένα (σημεία) σε σύγκριση με τα δεδομένα προσομοίωσης (ιστόγραμμα) για τα γεγονότα που ανιχνεύονται ταυτόχρονα στους σταθμούς 1 και 2 και η ανακατασκευή τους γίνεται με χρήση των χρόνων και των 6 ανιχνευτών μέσω της ελαχιστοποίησης του χ^2 .

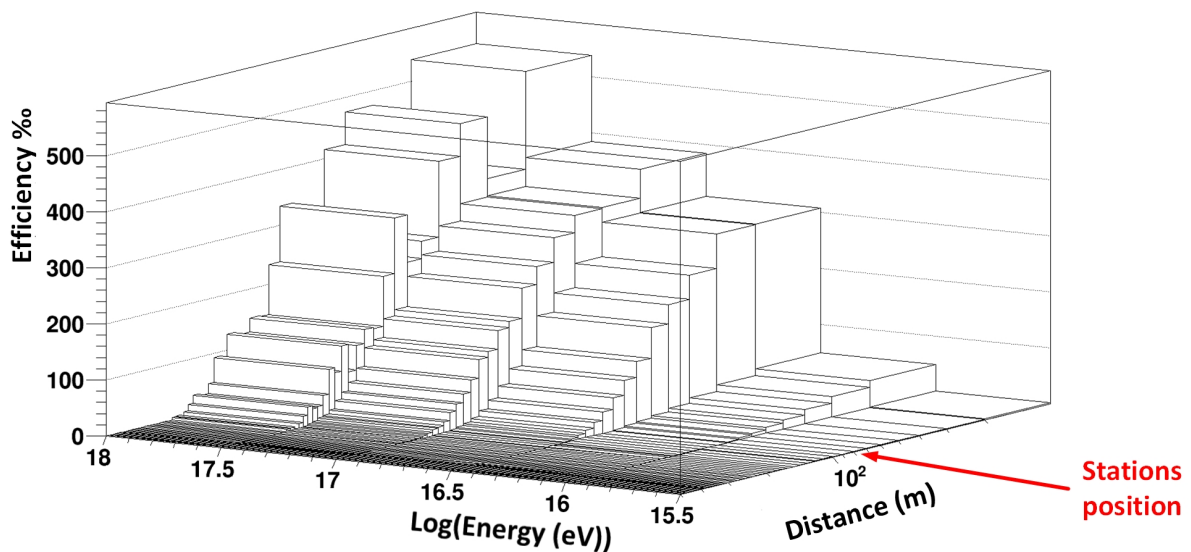
του σημείου. Όπως φαίνεται στην εικόνα 9.69 αυτό επηρεάζει την ευαισθησία της ανιχνευτικής μας διάταξης δίνοντας διαφορετική ανιχνευτική ικανότητα εντός του ίδιου κυκλικού δακτυλίου συναρτήσει της αζιμουθιακής γωνίας φ . Παρόλα αυτά, ακόμα και έτσι η ανιχνευτική ικανότητα της διάταξης μας ξεπερνά το 50% για καταιονισμούς πολύ μεγάλης ενέργειας που προσπίπτουν εντός ακτίνας 10 m από το σημείο (0, 0) ενώ από τη λογαριθμική κλίμακα διαπιστώνουμε την επάρκεια της προσομοίωσης σε ενέργειες μόνο πάνω από το γόνατο για αυτού του τύπου τα γεγονότα, επιβεβαιώνοντας την εικόνα 9.68. Επίσης εξάγουμε την πληροφορία ότι η ανιχνευτική ικανότητα των σταθμών σε σύμπτωση δεν ξεπερνά τα 500 m από το κέντρο της διάταξης τους.

Ακρίβεια εκτίμησης ζενιθιακής γωνίας ϑ και αζιμουθιακής γωνίας φ σταθμών 1 και 2

Τα γεγονότα που αποτελούν τις διπλές συμπτώσεις μεταξύ των σταθμών 1 και 2 δεν έχουν τα χαρακτηριστικά των γεγονότων που παρουσιάσαμε στους αυτόνομους σταθμούς, καθώς είναι αναμενόμενο κάποιοι παράγοντες να επηρεάζουν περισσότερο το σφάλμα ανακατασκευής των γωνιών ϑ και φ . Η επίδραση αυτή παρατηρείται ως αύξηση του σφάλματος λόγω της καμπυλότητας του μετώπου του καταιονισμού, καθώς στην περίπτωση της αυτόνομης λειτουργίας

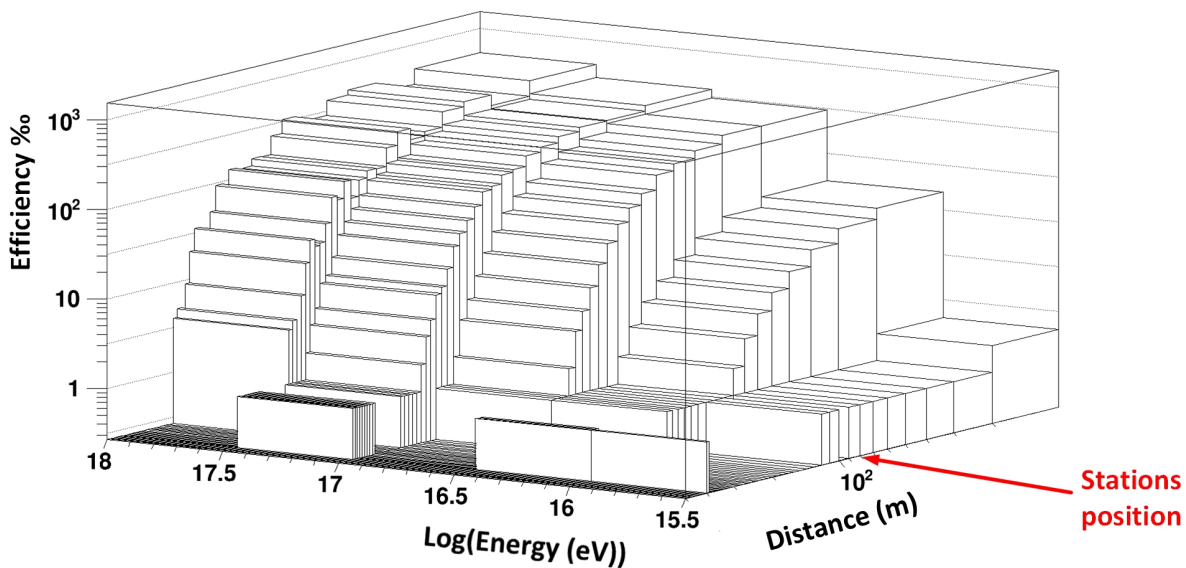


Εικόνα 9.75: Κατανομή διεύθυνσης εσωτερικού γινομένου διανυσμάτων πραγματικής και ανακατασκευασμένης διεύθυνσης καταιονισμού για τα γεγονότα σε σύμπτωση μεταξύ των σταθμών 1 και 2.



Εικόνα 9.76: Ικανότητα ταυτόχρονης ανίχνευσης (efficiency) των σταθμών 1 και 2 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο της απόστασης μεταξύ των σταθμών (γραμμική κλίμακα). Με κόκκινο βέλος επισημαίνεται η θέση των σταθμών.

των σταθμών οι μικρές αποστάσεις μεταξύ των ανιχνευτών δικαιολογούν την προσέγγιση της παρατήρησης του ίδιου κομματιού του μετώπου του καταιονισμού. Αυτή η προσέγγιση όμως δε λειτουργεί τόσο ικανοποιητικά στην ανακατασκευή των καταιονισμών από δύο σταθμούς, καθώς η απόσταση μεταξύ των σταθμών έχει αποτέλεσμα να μην ανιχνεύουν το ίδιο κομμάτι του καταιονισμού με αποτέλεσμα η διεύθυνση διάδοσης του καταιονισμού να διαφέρει σε κάθε

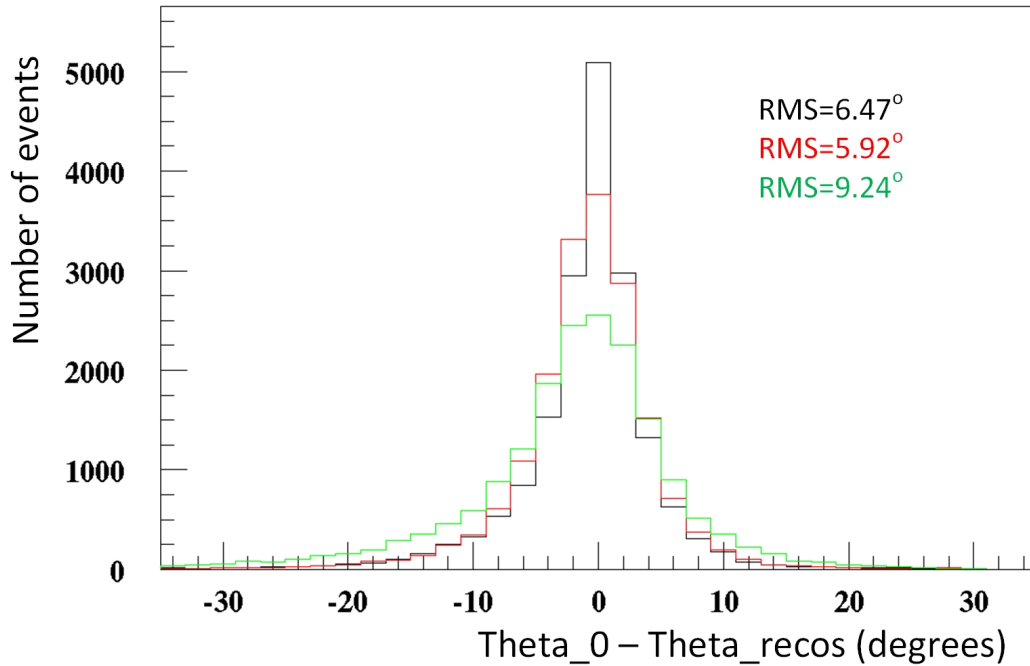


Εικόνα 9.77: Ικανότητα ταυτόχρονης ανίχνευσης (efficiency) των σταθμών 1 και 2 συναρτήσει της ενέργειας του πρωτεύοντος σωματιδίου του καταιονισμού και της απόστασης του σημείου πρόσπτωσης του καταιονισμού από το κέντρο της απόστασης μεταξύ των σταθμών (λογαριθμική κλίμακα). Με κόκκινο βέλος επισημαίνεται η θέση των σταθμών.

ανιχνευτικό σταθμό. Αντίθετη επίδραση παρουσιάζει η αύξηση της μετρούμενης τιμής του ToT λόγω των μεγάλων ενεργειών του πρωτεύοντος σωματίου, όπως έχουμε ήδη δει, βελτιώνοντας την ακρίβεια εκτίμησης της διεύθυνσης των καταιονισμών.

Στην εικόνα 9.78 παρουσιάζεται η κατανομή της διαφοράς της πραγματικής γωνίας ϑ που εισάγουμε στο Corsika μείον την ανακατασκευασμένη γωνία ϑ η οποία υπολογίζεται με τρεις τρόπους. Αρχικά η γωνία ϑ υπολογίζεται χρησιμοποιώντας τους χρόνους από τους 6 ανιχνευτές και ελαχιστοποιώντας την ποσότητα x^2 της εξίσωσης 9.9 όπως έχουμε περιγράψει. Η τιμή του rms αυτής της κατανομής που αντιπροσωπεύει την ακρίβεια εκτίμησης αυτής της μεθόδου ανακατασκευής είναι 6.47° (μαύρο ιστόγραμμα). Στη συνέχεια παράγουμε την ίδια κατανομή χρησιμοποιώντας ως ανακατασκευασμένη γωνία ϑ την τιμή που προκύπτει για τα συγκεκριμένα γεγονότα από τη μέθοδο του τριγωνισμού χρησιμοποιώντας τους ανιχνευτές του σταθμού 1 (κόκκινο ιστόγραμμα) με την κατανομή να παρουσιάζει $rms = 5.92^\circ$, ενώ χρησιμοποιώντας τους ανιχνευτές του σταθμού 2 (πράσινο ιστόγραμμα) η αντίστοιχη κατανομή παρουσιάζει $rms = 9.24^\circ$.

Παρατηρούμε ότι η ακρίβεια εκτίμησης της ανακατασκευασμένης ζενιθιακής γωνίας ϑ με χρήση των χρόνων και από τους 6 ανιχνευτές είναι ποιοτικά πολύ κοντά σε αυτή που προκύπτει από τριγωνισμό των χρόνων των ανιχνευτών του σταθμού 1 και θα ήταν ακόμα καλύτερη αν η ακρίβεια εκτίμησης του σταθμού 2 βρισκόταν σε καλύτερα επίπεδα. Για την ακρίβεια εκτίμησης της αζιμουθιακής γωνίας φ (εικόνα 9.79) η κατανομή που προκύπτει από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων παρουσιάζει $rms = 17.24^\circ$, ενώ με χρήση των γωνιών που προκύπτουν από τριγωνισμό έχουμε $rms = 19.08^\circ$ από το σταθμό 1 και $rms = 25.42^\circ$ από το σταθμό 2. Βλέπουμε ότι για την αζιμουθιακή γωνία φ η resolution είναι εμφανώς καλύτερη με τη μέθοδο



Εικόνα 9.78: Διαφορά της πραγματικής μείον της ανακατασκευασμένης ζενιθιακής γωνίας ϑ με τη μέθοδο της ελαχιστοποίησης του χ^2 χρησιμοποιώντας τους χρόνους 6 ανιχνευτών (μαύρο), με τη μέθοδο του τριγωνισμού από τους ανιχνευτές του σταθμού 1 (κόκκινο) και του σταθμού 2 (πράσινο).

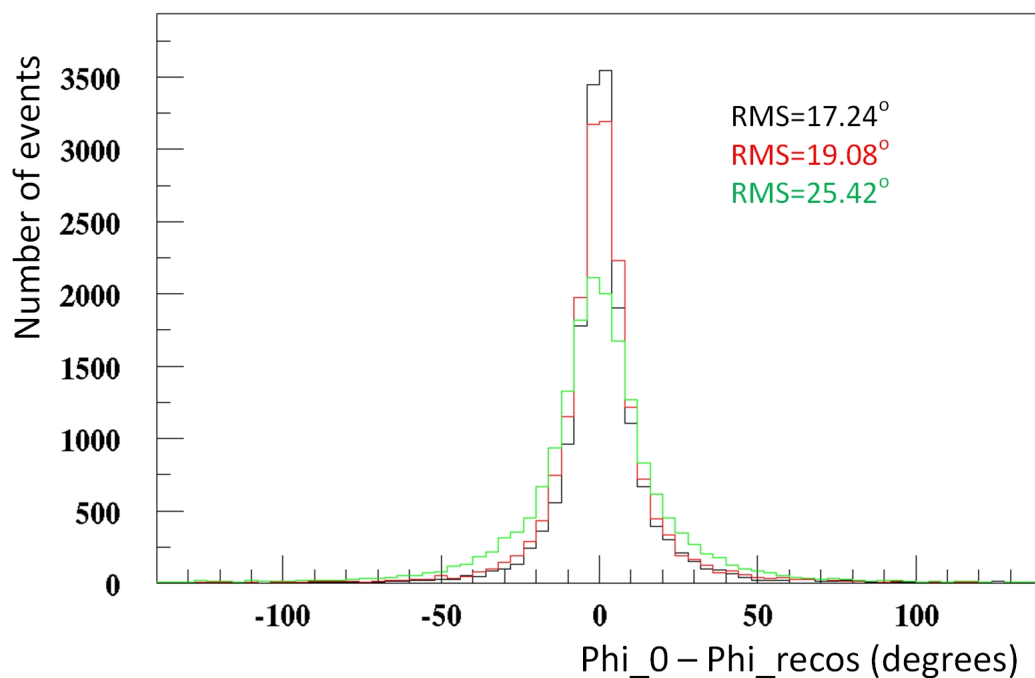
	Πειραματικά ανιχνευθέντες καταιονισμοί	Καταιονισμοί Προσομοίωσης	Πειραματικός χρόνος (ώρες)
Σταθμοί 1 και 3	33	272 (30)	12.288
Σταθμοί 2 και 3	12	125 (12)	9.450
Σταθμοί 1, 2 και 3	6	100 (8)	8.904

Πίνακας 9.3: Αριθμοί πειραματικά ανιχνευθέντων και καταιονισμών προσομοίωσης σε σύμπτωση μεταξύ των σταθμών 1 και 3, 2 και 3 και 1,2 και 3 στα αντίστοιχα χρονικά διαστήματα (στην παρένθεση η αναγόμενη τιμή για την προσομοίωση στον χρόνο των πειραματικών δεδομένων). Ο χρόνος της προσομοίωσης είναι σταθερά 111.266 ώρες.

της ελαχιστοποίησης τετραγώνου σε σχέση με τη μέθοδο του τριγωνισμού από τους ανιχνευτές του κάθε σταθμού ανεξάρτητα, παρουσιάζοντας μικρότερη τιμή για τη resolution της ανακατασκευής της. Συνολικά μπορεί να μας οδηγήσει σε μικρότερες τιμές σφάλματος ανακατασκευής της διεύθυνσης του καταιονισμού, τιμές που θα ήταν ακόμη καλύτερες αν το rms του σταθμού 2 βρισκόταν σε χαμηλότερα επίπεδα.

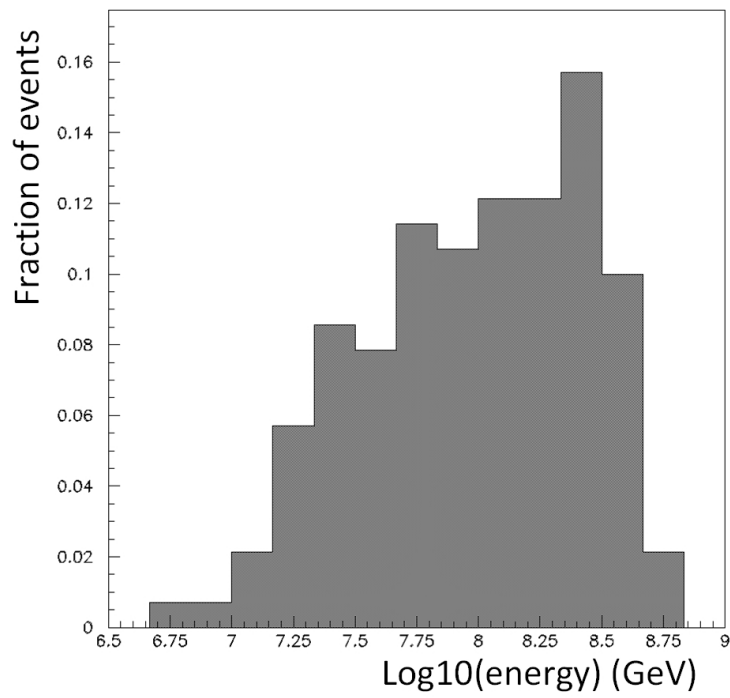
9.5.5 Υπόλοιποι συνδυασμοί συμπτώσεων σταθμών HELYCON

Η απόσταση μεταξύ των σταθμών 1 και 2 (164 m) μας έδωσε μία στατιστική δεδομένων ικανή ώστε να γίνει ανάλυση των δεδομένων και σύγκριση με την προσομοίωση με επιτυχία, όπως είδαμε στην προηγούμενη ενότητα. Μελετώντας όμως τους υπόλοιπους συνδυασμούς και ξεκινώντας από τους σταθμούς 1 και 3 όπου η απόσταση μεταξύ των σταθμών είναι 328 m, πα-

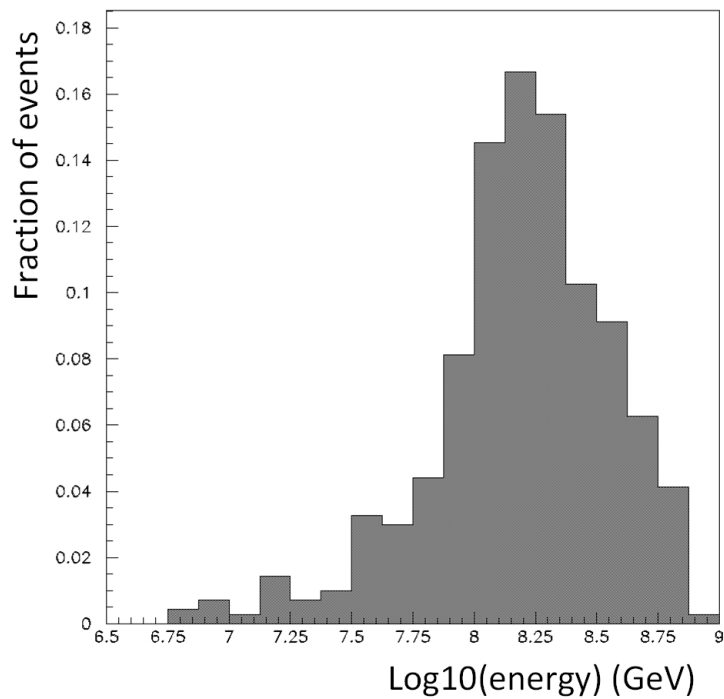


Εικόνα 9.79: Διαφορά της πραγματικής μείον της ανακατασκευασμένης αζιμουθιακής γωνίας φ με τη μέθοδο της ελαχιστοποίησης του χ^2 χρησιμοποιώντας τους χρόνους 6 ανιχνευτών (μαύρο), με τη μέθοδο του τριγωνισμού από τους ανιχνευτές του σταθμού 1 (κόκκινο) και του σταθμού 2 (πράσινο).

ρατηρούμε στον πίνακα 9.3 ότι ο αριθμός των γεγονότων μειώνεται σε σημείο που δε μπορεί να εξαχθεί κάποιο ιστόγραμμα από τα πειραματικά δεδομένα. Από την προσομοίωση ενδιαφέρον έχει η εικόνα 9.81 που παρουσιάζει την κατανομή της ενέργειας των πρωτευόντων σωματιδίων των καταιονισμών που σκανδαλίζουν ταυτόχρονα τους σταθμούς 1 και 3, την οποία συγκρίνοντας την με την κατανομή της εικόνας 9.68 παρατηρούμε ότι βρίσκεται σε υψηλότερη περιοχή ενεργειών, όπως αναμέναμε άλλωστε. Για το συνδυασμό των σταθμών 2 και 3 που βρίσκονται σε απόσταση 467 m ο αριθμός των γεγονότων που παρουσιάζεται στον πίνακα 9.3 μόλις που μας επιτρέπει την εξαγωγή της κατανομής από την προσομοίωση της ενέργειας των πρωτευόντων σωματιδίων που προκαλούν αυτούς τους καταιονισμούς (εικόνα 9.80). Αντίστοιχα, για τα γεγονότα σε σύμπτωση και από τους τρεις σταθμούς περιοριζόμαστε στους αριθμούς του πίνακα 9.3.



Εικόνα 9.80: Κατανομή της ενέργειας των ανιχνευόμενων καταιονισμών ταυτόχρονα από τους σταθμούς 1 και 3.



Εικόνα 9.81: Κατανομή της ενέργειας των ανιχνευόμενων καταιονισμών ταυτόχρονα από τους σταθμούς 2 και 3.

Κεφάλαιο 10

Ανάλυση Δεδομένων Ραδιοκυματικών Ανιχνευτών

10.1 Λειτουργία των Κεραιών

Το κατανεμημένο τηλεσκόπιο κοσμικών ακτίνων Helycon, όπως έχουμε δει, βρίσκεται στις εγκαταστάσεις του Ελληνικού Ανοικτού Πανεπιστημίου στην Περιβόλα Πατρών στις παρυφές του πολεοδομικού συγκροτήματος της πόλης της Πάτρας. Πρόκειται λοιπόν για ένα καθαρά αστικό περιβάλλον όπου υπάρχει πληθώρα ραδιοσημάτων ανθρωπογενούς δραστηριότητας όπως σε κάθε πόλη αυτού του μεγέθους (ραδιοφωνικοί σταθμοί, πομποί δημοσίων υπηρεσιών, ραδιοερασιτέχνες κ.α.) με τις πηγές θορύβου να αυξάνονται λόγω του περιμετρικού αυτοκινητόδρομου που βρίσκεται σε απόσταση μερικών εκατοντάδων μέτρων, όπου η διέλευση βαρέων οχημάτων είναι συχνή, ενώ όπως είναι γνωστό οι οδηγοί αυτών των οχημάτων χρησιμοποιούν τη ραδιοσυχνότητα των 27 MHz για τη μεταξύ τους επικοινωνία.

Μελετώντας άλλα πειράματα ανίχνευσης της ηλεκτρομαγνητικής συνιστώσας των καταιονισμών κοσμικής ακτινοβολίας όπως το Codalema, το LOFAR και το AERA, παρατηρούμε ότι σε όλα το κοινός τύπος είναι η επιλογή τοποθεσίας για την απομόνωση από τον ανθρωπογενή θόρυβο. Στην περίπτωση του Helycon επιχειρήθηκε δοκιμαστικά η λειτουργία των κεραιών σε ρυθμό αυτό-σκανδαλισμού, ακόμα όμως και με αύξηση της τιμής κατωφλίου του σκανδαλισμού των κεραιών υπήρχε συνεχώς κορεσμός στο ρυθμό λήψης δεδομένων, δηλαδή λήψη με ρυθμό 28 Hz, γεγονός που αφ' ενός αύξανε το ενεργειακό κατώφλι των ανιχνευόμενων καταιονισμών, αφ' ετέρου θα έκανε πολύ δύσκολη τη διάκριση των κοσμικών σημάτων σε αυτή τη “θάλασσα” θορύβου. Έτσι εκμεταλλευόμενοι την υβριδική υπόσταση του τηλεσκοπίου και την ανίχνευση κοσμικών γεγονότων από τους σωματιδιακούς ανιχνευτές, η κεραία που υπάρχει σε κάθε σταθμό λειτούργησε καθ' όλη τη διάρκεια λήψης δεδομένων με λήψη εξωτερικού σκανδαλισμού από την κάρτα ψηφιοποίησης του σήματος των ανιχνευτών, η οποία παρήγαγε έναν NIM παλμό όταν το επιθυμητό επίπεδο σύμπτωσης (τριπλή σύμπτωση) επιτυγχανόταν από το σκανδαλισμό των ανιχνευτών. Τα δεδομένα λοιπόν που καταγράφονταν από τις κεραίες με εξωτερικό σκανδαλι-

σμό αποθηκεύονταν και μεταφέρονταν στον υπολογιστή του Εργαστηρίου Φυσικής για offline ανάλυση.

Αυτή η μέθοδος λήψης δεδομένων, εκτός του γεγονότος ότι δεν είναι αυτόνομη, παρουσιάζει το μειονέκτημα ότι η ανιχνευτική ικανότητα της κάθε κεραίας μπορεί να παρουσιάσει ως μέγιστη, την τιμή της ανιχνευτικής ικανότητας του σταθμού των σωματιδιακών ανιχνευτών, θέτοντας εξ' αρχής περιορισμούς στη λήψη δεδομένων. Όμως η μέθοδος του αυτό-σκανδαλισμού δεν έχει εφαρμοστεί σε κανένα πείραμα στον κόσμο με επιτυχία λόγω του υψηλού θορύβου [73], ενώ το μόνο μέρος που συγκεντρώνει ενδείξεις ότι πληρεί τα κριτήρια του χαμηλού θορύβου είναι η Ανταρκτική όπως φάνηκε από το RASTA [147] και το ANITA [148]. Αντίθετα δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι η υβριδική λειτουργία σωματιδιακών ανιχνευτών και κεραιών μπορεί να θεωρηθεί ως πλεονέκτημα, καθώς εξασφαλίζει ότι το ανιχνευόμενο γεγονός είναι κοσμικής προελεύσεως και η ανάλυση των ανιχνευόμενων από τις κεραιές ραδιοκυμάτων μπορεί να δώσει συμπληρωματικές πληροφορίες για τον καταιονισμό, που είναι δύσκολο να εξαχθούν από την ανίχνευση των σωματιδίων, με κυριότερη την ενέργεια του πρωτεύοντος.

10.2 Επιλογή Γεγονότων

Κατά την ανάλυση των δεδομένων που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε ότι συνολικά συλλέχθηκαν άνω των 600.000 γεγονότων και από τους τρεις σταθμούς, τα οποία πληρούσαν τα ποιοτικά κριτήρια που θέσαμε και έγιναν αποδεκτά ως γεγονότα καταιονισμών. Σαφώς η πλειοψηφία των γεγονότων αυτών προέρχεται από πρωτεύοντα σωματίδια των οποίων οι ενέργειες βρίσκονται κάτω από τα 10^{17} eV, τιμή που θεωρείται το κατώφλι πάνω από το οποίο η ανιχνευτική ικανότητα των κεραιών λαμβάνει αξιοποιήσιμες τιμές. Επιπροσθέτως λόγω του γεγονότος ότι υπάρχει πληθώρα ραδιοκυματικών γεγονότων με πολλαπλότητα μεταξύ των κεραιών ίση με τη μονάδα (ανίχνευση μόνο από μία κεραία), που δεν μπορούν να προσφέρουν κάποια πληροφορία και θα ανέβαζαν κατακόρυφα τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο για την ανάλυση τους, οδηγηθήκαμε στην επιλογή και επεξεργασία μόνο των γεγονότων που έχουν προκύψει από σύμπτωση σκανδαλισμών δύο αυτόνομων σταθμών. Εννοούμε τους σταθμούς 1 - 2 και 1 - 3 καθώς η απόσταση των σταθμών 2 - 3 είναι απαγορευτική για την ύπαρξη σήματος κοσμικής προέλευσης και στις 2 κεραιές αφού η ραδιοκυματική συνιστώσα του καταιονισμού ανιχνεύεται έως 120 m από το κέντρο του άξονα του καταιονισμού, διότι και οι επικλινείς καταιονισμοί που διαθέτουν μεγαλύτερο ανιχνεύσιμο ραδιοκυματικό αποτύπωμα δεν είναι ανιχνεύσιμοι από τους οριζόντιους επίπεδους ανιχνευτές που χρησιμοποιούμε για το σκανδαλισμό των κεραιών, όπως φάνηκε άλλωστε και από τις κατανομές των ζενιθιακών γωνιών θ στις εικόνες 9.6, 9.30, 9.51. Εννοείται ότι για τον ίδιο λόγο δεν υπάρχουν γεγονότα τριπλής σύμπτωσης από όλους τους σταθμούς.

Η αρχική επιλογή των ραδιοκυματικών γεγονότων σε σύμπτωση μεταξύ δύο σταθμών γίνεται από τα γεγονότα σε σύμπτωση μεταξύ των ανιχνευτών σπινθηρισμού, όπου από τους χρόνους

που καταγράφουν τα GPS γίνεται αναζήτηση για χρόνους που βρίσκονται μέσα σε χρονικό παράθυρο 1.500 ns. Η αναζήτηση αυτή για το ζεύγος σταθμών 1 - 2 το οποίο παρουσιάζει την πιο σημαντική στατιστική έδωσε 1.354 γεγονότα στην κεραία του σταθμού 1 και 1.292 γεγονότα στην κεραία του σταθμού 2. Η διαφορά αυτή εξηγείται από το γεγονός ότι κατά κάποια μικρά χρονικά διαστήματα η κεραία του σταθμού 2 παρέμεινε ανενεργή για τεχνικούς λόγους, ενώ οι σωματιδιακοί ανιχνευτές του σταθμού λειτουργούσαν κανονικά. Ένας άλλος λόγος που δικαιολογεί αυτή τη διαφορά είναι ο ανθρωπογενής θόρυβος που υπάρχει ακριβώς δίπλα από το σταθμό 2 και δημιουργεί συστάδες (clusters) καταγεγραμμένων γεγονότων στους σωματιδιακούς ανιχνευτές με αποτέλεσμα αν ένα κοσμικό γεγονός ανιχνευτεί με πολύ μικρή χρονική διαφορά από ένα τέτοιο γεγονός θορύβου, να υπάρχει σοβαρή πιθανότητα η κεραία να μην μπορέσει να το καταγράψει αν έχει υπερβεί το μέγιστο ρυθμό δειγματοληψίας μεταξύ δύο διαδοχικών γεγονότων.

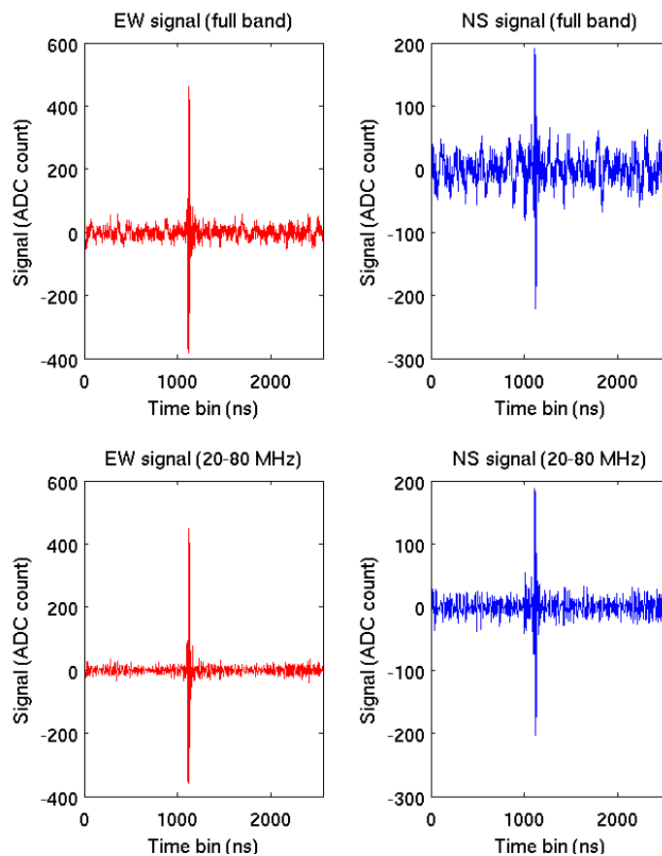
Η πρώτη διαδικασία που είναι αναγκαίο να γίνει ξεκινώντας την ανάλυση του σήματος, έχει να κάνει με την εύρεση των γεγονότων στα δυαδικά αρχεία με κατάληξη .sci που καταγράφει η κάθε κεραία, η κωδικοποίηση των οποίων έχει παρουσιαστεί στο κεφάλαιο 4, μέσω των χρόνων που έχει καταγραφεί από το GPS. Αφού βρεθεί το ζητούμενο γεγονός ξεκινά η διαδικασία της ανάλυσης του.

10.3 Ανάλυση Ραδιοκυματικού Σήματος

Κατά μεγάλο βαθμό για την ανάλυση του σήματος που καταγράφεται στις κεραίες ακολουθήθηκε η μεθοδολογία που έχει αναπτυχθεί από το ερευνητικό προσωπικό του πειράματος Codalema [111], με κάποια εκ των εργαλείων ανάλυσης να είναι ανεπτυγμένα από τους εν λόγω ερευνητές.

Για την ανάλυση του σήματος είναι απαραίτητο το φιλτράρισμα του, ώστε να παραμείνουν μόνο οι συχνότητες 20 - 80 MHz. Αυτό είναι αναγκαίο γιατί στις συχνότητες κάτω από τα 20 MHz είναι υπαρκτός ο γαλαξιακός θόρυβος (galactic noise), αλλά και η ισχυρή ανακλαστικότητα της ιονόσφαιρας που διατηρεί ανθρωπογενή σήματα από πολύ μεγάλες αποστάσεις, τα οποία όχι μόνο δεν παρέχουν κάποια πληροφορία αλλά αποτελούν πηγή θορύβου. Στο άλλο άκρο του φάσματος (πάνω από τα 80 MHz) είναι γνωστό ότι παρουσιάζεται πληθώρα ισχυρών σημάτων από ραδιοφωνικούς σταθμούς που δεν πρέπει να συμπεριληφθούν στην αναζήτηση των κοσμικών γεγονότων. Η διαδικασία του φιλτραρίσματος του σήματος περιλαμβάνει δύο φάσεις. Αρχικά η αποθηκευμένη κυματομορφή υπόκειται σε φιλτράρισμα με τη μέθοδο Tukey, με την οποία καταστέλλονται οι ακραίες χρονικά τιμές με σκοπό την ομαλή έναρξη και λήξη της δεύτερης και βασικότερης φάσης του φιλτραρίσματος της κυματομορφής, του μετασχηματισμού Fourier του μετρούμενου σήματος (Fast Fourier Transform - FFT) στο πεδίο των συχνοτήτων. Αφού γίνει ο μετασχηματισμός, αποκόπτουμε τις μη επιθυμητές συχνότητες και εν συνεχεία ακολουθεί ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier (FFT^{-1}), όπου επιστρέφει το εναπομείναν και χρήσιμο

προς ανάλυση μετρούμενο σήμα από τις κεραίες, όπως περιγράφηκε στο κεφάλαιο 3. Χαρακτη-



Εικόνα 10.1: **Επάνω:** Ανεπεξέργαστο σήμα και **κάτω:** φιλτραρισμένο σήμα, σε κάθε πόλο της κεραίας για ένα χαρακτηριστικό γεγονός.

ριστικό παράδειγμα της διαδικασίας του φιλτραρίσματος είναι η εικόνα 10.1, όπου για τους δύο πόλους της στο πάνω τμήμα της εμφανίζονται τα ακατέργαστα σήματα όπως ακριβώς καταγράφονται στην κεραία σε ολόκληρο το παράθυρο του buffer (2.560 ns) και στο κάτω τμήμα της εικόνας παρουσιάζονται τα φιλτραρισμένα σήματα, όπου όπως θα δούμε και στη συνέχεια, το σήμα είναι πιο ξεκάθαρο ώστε να εξεταστεί ως πιθανό σήμα κοσμικής ακτινοβολίας.

10.3.1 Κριτήρια χαρακτηρισμού γεγονότων κοσμικής προέλευσης και εφαρμογή τους στο συνδυασμό σταθμών 1 και 2

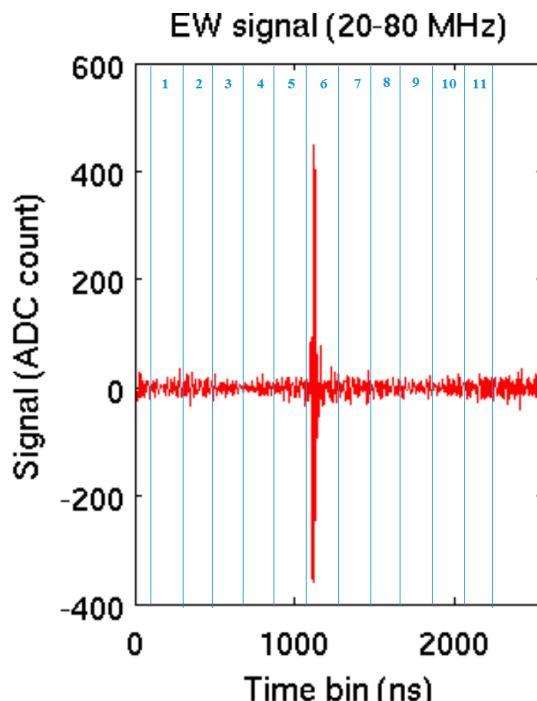
Ένα γεγονός χαρακτηρίζεται ως κοσμικής προέλευσης όταν πληρούνται 3 συγκεκριμένα κριτήρια:

- Το σήμα να παρουσιάζει μία έντονη κορυφή σε εντοπισμένο και βραχύ χρονικό διάστημα,
- να έχει σύντομο χρόνο ανόδου,
- να πλησιάζει γραμμική πόλωση (EW vs NS).

Αναλυτικότερα για κάθε ένα από τα αναφερόμενα κριτήρια έχουμε: Για το πρώτο κριτήριο, έχοντας στο μυαλό μας ότι το πάχος του μετώπου κύματος του καταιονισμού είναι της τάξεως των

περίπου 10 m, αναμένουμε το ανιχνεύσιμο σήμα να έχει χρονική διάρκεια περίπου 30 ns και γνωρίζοντας ότι η πλειοψηφία των σωματιδίων βρίσκονται στο μπροστινό μέτωπο διάδοσης του καταιονισμού, αναμένουμε ξαφνικά έναν ισχυρό παλμό ο οποίος θα ακολουθείται από ένα μικρό αριθμό παλμών μειούμενου πλάτους. Μετά το σκανδαλισμό, αποθηκεύεται το ηλεκτρομαγνητικό κύμα που εμπεριέχεται στη μνήμη, δηλαδή 2.560 τιμές. Η θέση που αναμένουμε να παρουσιαστεί το σήμα στην αποθηκευμένη μνήμη της κεραίας (buffer) είναι συγκεκριμένη. Λαμβάνοντας υπόψιν ότι η κεραία σκανδαλίζεται εξωτερικά, συνεπάγονται καθυστερήσεις λόγω των καλωδίων που απαιτούνται, αλλά και της απόκρισης των ηλεκτρονικών στοιχείων της κάρτας Quarknet και της κεραίας, για το λόγο αυτό έγινε η απαραίτητη ρύθμιση στο λογισμικό των κεραιών ώστε το σήμα να αναμένεται περίπου στο χρονικό σημείο 1.100 ns των αποθηκευμένων δεδομένων. Συνοψίζοντας, το σήμα πρέπει να είναι όχι μόνο ισχυρό και βραχύ, αλλά να εμφανίζεται και σε συγκεκριμένη χρονική στιγμή. Ένα τέτοιο επιθυμητό σήμα είναι αυτό της εικόνας 10.1.

Για την ανάλυση των καταγεγραμμένων γεγονότων των κεραιών χρησιμοποιούμε την EW συνιστώσα λόγω της μεγαλύτερης πιθανότητας ανίχνευσης σε αυτή τη διεύθυνση. Αυτό γίνεται λόγω της επίδρασης της δύναμης Lorentz στα φορτισμένα σωματίδια του καταιονισμού, καθώς με δεδομένο ότι το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου δείχνει προς το Νότο, μεγαλύτερος αριθμός σωματιδίων έρχεται από το Βορρά ενισχύοντας έτσι την πιθανότητα ανίχνευσης στον κάθετο σε αυτόν πόλο EW. Η απαίτηση αυτή ποσοτικοποιείται με τον υπολογισμό του λόγου σήματος



Εικόνα 10.2: Διαμέριση του πλήρους σήματος σε 11 παράθυρα διάρκειας 200 ns για τον υπολογισμό του λόγου SNR.

προς θόρυβο (Signal to Noise Ratio – SNR). Όπως φαίνεται στην εικόνα 10.2, το μεγαλύτερο μέρος του παραθύρου των 2.560 ns διαμερίζεται σε 11 χρονικά παράθυρα, διάρκειας $n=200$ ns

το καθένα. Ξεκινώντας από τη χρονική στιγμή $t=50$ ns υπολογίζουμε την ποσότητα

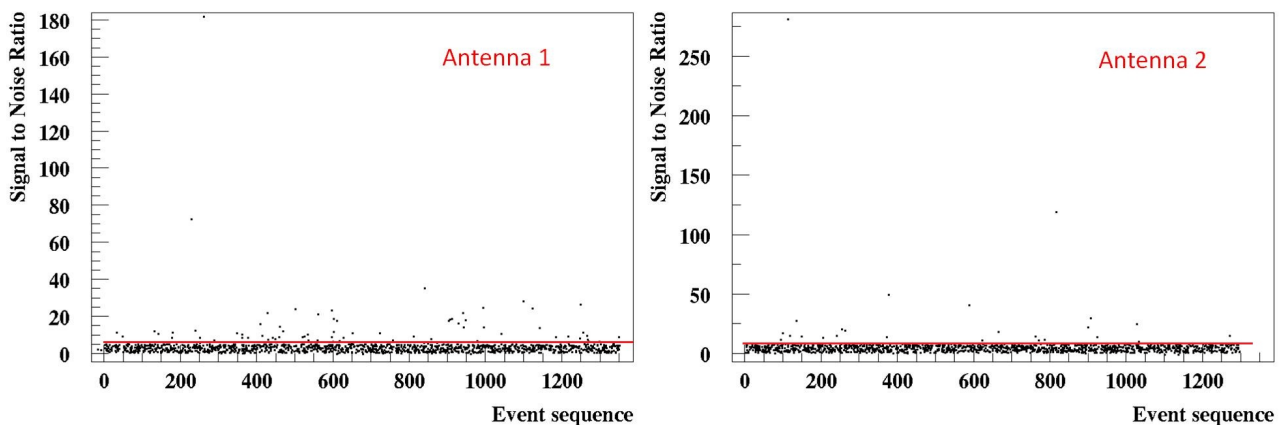
$$E_i = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n V(k)^2 \quad (10.1)$$

για $i=11$ παράθυρα. Με αυτό τον τρόπο το 6ο παράθυρο (1051 ns – 1250 ns) περιέχει το σήμα. Υπολογίζοντας το μέσο όρο της τιμής των υπολοίπων 10 παραθύρων που αποτελούν το θόρυβο υποβάθρου, μπορούμε να υπολογίσουμε το λόγο

$$SNR = \frac{E_6}{\frac{1}{10} \sum_{i=1, i \neq 6}^{11} E_i} \quad (10.2)$$

για κάθε γεγονός.

Όπως φαίνεται και στα διαγράμματα της εικόνας 10.3 για τα ταυτόχρονα καταγεγραμμένα γεγο-



Εικόνα 10.3: Λόγος σήματος προς θόρυβο για κάθε γεγονός διπλής σύμπτωσης μεταξύ των σταθμών 1 και 2 για κάθε κεραία.

νότα μεταξύ των σταθμών 1 και 2, η πλειοψηφία τους δεν παρουσιάζει κάποιο αξιόλογο σήμα που να ξεχωρίζει στην περιοχή ενδιαφέροντος, γεγονός αναμενόμενο καθώς τα περισσότερα γεγονότα προέρχονται από ενέργειες πρωτεύοντος κάτω από 10^{17} eV, οπότε το ραδιοκυματικό σήμα δεν είναι ανιχνεύσιμο. Τα γεγονότα όμως που βρίσκονται πάνω από την κόκκινη γραμμή διαθέτουν τα ζητούμενα χαρακτηριστικά και θέτουν υποψηφιότητα ως γεγονότα κοσμικής προέλευσης, των οποίων η επιβεβαίωση ή όχι θα εξαρτηθεί από τα άλλα δύο κριτήρια. Το κριτήριο για την κεραία 1 τίθεται για τιμή λόγου $SNR \geq 5$, ενώ για την κεραία 2 τιμή $SNR \geq 8$.

Παράθυρο	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Τάση (V^2)	0.158	0.122	0.132	0.114	0.169	1.916	0.226	0.131	0.140	0.098	0.123

Πίνακας 10.1: Μέσες τιμές τετραγωνικής τάσης, όπως μετρείται στην κεραία 1 από τα υποψήφια κοσμικά γεγονότα (μετά το SNR κριτήριο), σύμφωνα με τη διαμέριση της εικ. 10.2.

Χρήσιμα συμπεράσματα μπορούν να εξαχθούν από τις μέσες τιμές του τετραγώνου της καταγεγραμμένης τάσης που προκύπτει σε κάθε ένα παράθυρο της διαμέρισης που έχουμε διεξάγει. Από τους πίνακες 10.1 και 10.2 και για τα γεγονότα που περνούν επιτυχώς το SNR κριτήριο,

Παράθυρο	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Τάση (V ²)	0.148	0.137	0.134	0.166	0.135	3.89	0.175	0.140	0.218	0.144	0.113

Πίνακας 10.2: Μέσες τιμές τετραγωνικής τάσης, όπως μετρίεται στην κεραία 2 από τα υποψήφια κοσμικά γεγονότα (μετά το SNR κριτήριο), σύμφωνα με τη διαμέριση της εικ.10.2.

παρατηρούμε ότι και οι δύο κεραίες καταγράφουν περίπου το ίδιο επίπεδο θορύβου στον EW πόλο, στα παράθυρα 1 έως 5 και 7 έως 11, παρουσιάζοντας σχετικά μικρές διακυμάνσεις. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η μέση τιμή του παραθύρου 6 σε κάθε κεραία, το οποίο περιέχει το σήμα, λαμβάνοντας υπόψιν ότι η επιλογή αυτών των γεγονότων έγινε με κριτήριο το σήμα τους σε αυτό το παράθυρο να είναι μεγαλύτερο από το σήμα των γεγονότων υποβάθρου.

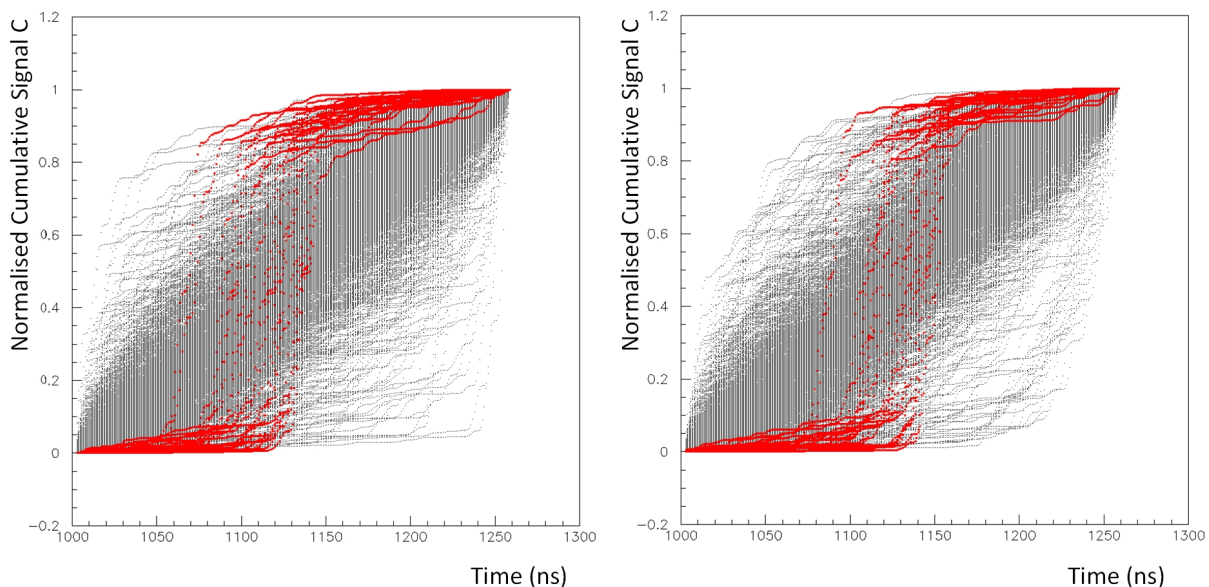
Είναι σαφές ότι η κεραία 2 παρουσιάζει μεγαλύτερη μέση τιμή σήματος, δικαιολογώντας έτσι και την τιμή του SNR κατωφλίου που προέκυψε 8, έναντι της τιμής 5 που προέκυψε για την κεραία 1. Η διάταξη των σωματιδιακών ανιχνευτών του σταθμού 2, όπου οι αποστάσεις μεταξύ των ανιχνευτών είναι μεγαλύτερες σε σχέση με αυτές του σταθμού 1, έχει αποτέλεσμα να απαιτείται καταιονισμός με μεγαλύτερο αριθμό σωματιδίων. Η τιμή του κατωφλίου σκανδαλισμού απαιτεί έναν ελάχιστο αριθμό σωματιδίων να προσπίπτουν στον ανιχνευτή, κάτι που επιτυγχάνεται είτε από καταιονισμούς υψηλότερης ενέργειας, είτε από καταιονισμούς που το κέντρο τους προσπίπτει κοντά στον σταθμό. Έτσι προκύπτει μία μετατόπιση των σημείων πρόσπτωσης των καταιονισμών που προκαλούν ταυτόχρονο σκανδαλισμό στους ανιχνευτές 1 και 2, από το γεωμετρικό κέντρο, πιο κοντά στο σταθμό 2.

Εν γένει παρατηρώντας τα σήματα ένα - ένα, συμπεραίνουμε ότι ο σταθμός 2 αν και έχει ανιχνεύσει λιγότερα υποψήφια κοσμικά γεγονότα, αυτά παρουσιάζουν καλύτερα χαρακτηριστικά, διαθέτοντας πιο “καθαρό” σήμα από αυτά του σταθμού 1. Από τα προλεγόμενα λοιπόν, αναδεικνύεται η επίδραση του σταθμού των σωματιδιακών ανιχνευτών που παρέχουν σκανδαλισμό στην κεραία, στην ποιότητα του ανιχνευόμενου ραδιοκυματικού σήματος.

Το δεύτερο κριτήριο έχει να κάνει με το χρόνο ανόδου του σωρευμένου σήματος, πιο συγκεκριμένα επιζητούμε το μεγαλύτερο μέρος του σήματος να βρίσκεται μέσα σε μία στενά ορισμένη χρονική περιοχή, ακόμα πιο εντοπισμένη σε σχέση με το κριτήριο του SNR. Έτσι, αφού βρούμε το σημείο που παρουσιάζεται η μέγιστη τάση, αθροίζουμε το τετράγωνο της ηλεκτρικής τάσης που έχει μετρηθεί σε κάθε bin το οποίο αντιστοιχεί σε 1 ns σε περιοχή 128 ns γύρω από αυτό, άρα συνολικά σε ένα παράθυρο 256 ns. Το σωρευμένο αυτό σήμα κανονικοποιείται σύμφωνα με τη σχέση

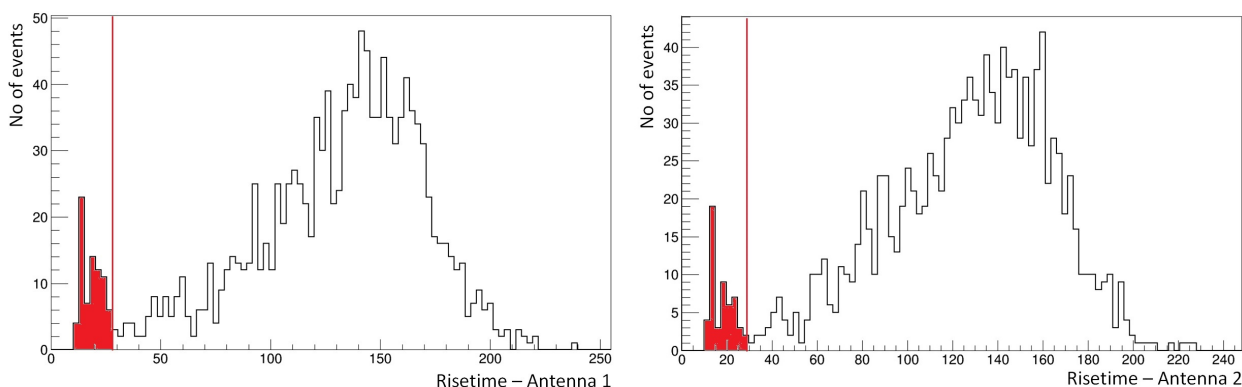
$$C_{(i)} = \frac{\sum_{k=max-128+i}^{max-128} s(k)^2}{\sum_{k=max-128}^{max+128} s(k)^2} \quad (10.3)$$

όπου max το bin που παρουσιάζεται το μέγιστο σήμα σε κάθε γεγονός. Σχεδιάζοντας το σωρευμένο σήμα κάθε γεγονότος παρατηρούμε ότι κάποια από τα γεγονότα παρουσιάζουν διαφορετική συμπεριφορά, συγκεντρώνοντας μεγάλο ποσοστό του σήματος σε σύντομο χρονικό



Εικόνα 10.4: Σωρευμένο σήμα 256ns γύρω από το μέγιστο σήμα για την κεραία 1 (αριστερά) και την κεραία 2 (δεξιά).

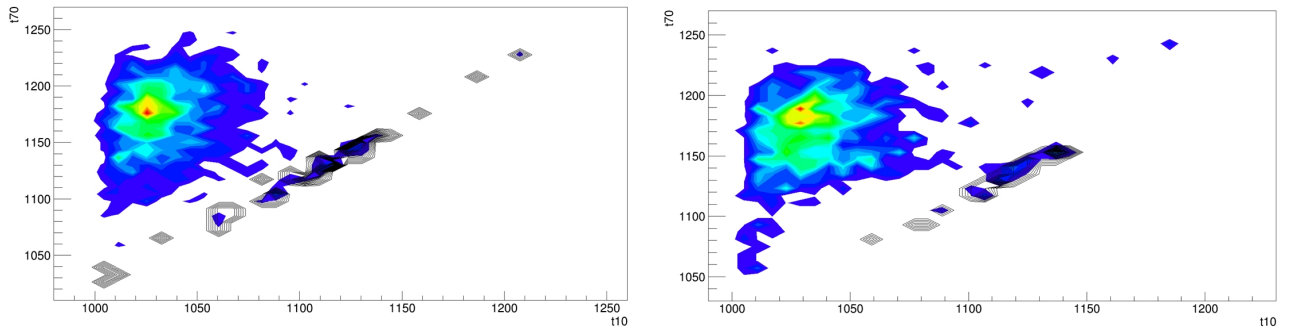
διάστημα, όπως φαίνεται και στην εικόνα 10.4 για τα γεγονότα της κάθε κεραίας που βρίσκονται σε σύμπτωση μεταξύ των σταθμών 1 και 2, με τα γεγονότα αυτά να επισημαίνονται με κόκκινο χρώμα. Αν τώρα μετρήσουμε το χρόνο που χρειάζεται για να φτάσει το σωρευμένο σήμα από



Εικόνα 10.5: Κατανομή χρόνου μετάβασης από το 10% στο 70% του συνολικού σήματος που μετράται 256 ns γύρω από τη μέγιστη τιμή του για την κεραία 1 (αριστερά) και την κεραία 2 (δεξιά).

το 10% στο 70% της συνολικής ποσότητας του και εξάγουμε την κατανομή των χρόνων αυτών, θα δούμε ότι τα γεγονότα που παρουσιάζουν γρήγορο χρόνο ανόδου και επισημάνθηκαν με κόκκινο χρώμα στην εικόνα 10.4, σχηματίζουν στην αρχή της κατανομής της εικόνας 10.5 μια δομή που επισημαίνεται με κόκκινο χρώμα και η οποία ξεχωρίζει από την κύρια κατανομή των γεγονότων υποβάθρου. Το όριο διαχωρισμού τους τίθεται στα 28 ns και δηλώνεται με την κατακόρυφη κόκκινη γραμμή.

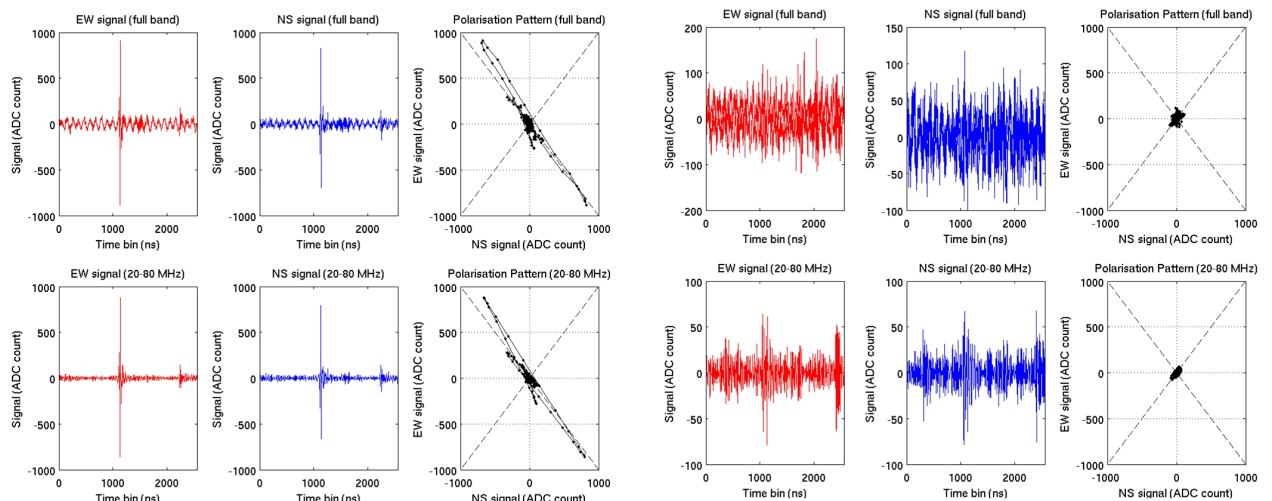
Μία ακόμα καλύτερη διάκριση αυτών των γεγονότων προκύπτει αν για κάθε γεγονός θέσουμε στον οριζόντιο άξονα το χρόνο που επιτυγχάνεται το 10% του σήματος και στον κατακόρυφο άξονα το χρόνο που επιτυγχάνεται το 70% του σήματος. Το αποτέλεσμα φαίνεται στην εικόνα



Εικόνα 10.6: Σχεδίαση χρόνου που σωρεύεται το 10% του σήματος έναντι του χρόνου που σωρεύεται το 70% του σήματος για την κεραία 1 (**αριστερά**) και την κεραία 2 (**δεξιά**).

10.6, με τα γεγονότα που βρίσκονται πάνω στην ευθεία που ξεχωρίζει από τα γεγονότα υποβάθρου να είναι αυτά που επισημάνθηκαν με κόκκινο χρώμα στις εικόνες 10.4 και 10.5. Είναι ισχυρά βάσιμο λοιπόν να υποστηρίξουμε ότι τα γεγονότα που παρουσιάζουν χρόνο ανόδου από το 10% στο 70% μικρότερο από 28 ns είναι κοσμικής προελεύσεως. Βέβαια απαραίτητη είναι η επιβεβαίωση της ισχύος και των άλλων δύο κριτηρίων.

Το τρίτο κριτήριο έχει να κάνει με την πόλωση του σήματος, η οποία διαπιστώνεται σχεδιάζο-



Εικόνα 10.7: Χαρακτηριστικό παράδειγμα ενός γεγονότος που χαρακτηρίζεται ως κοσμικό (**αριστερά**) και ενός γεγονότος υποβάθρου (**δεξιά**). Για κάθε σήμα οι επάνω εικόνες αναπαριστούν την αφιλτράριστη κυματομορφή για κάθε πόλο και την πόλωση του (EW vs NS). Οι κάτω εικόνες αναπαριστούν τις αντίστοιχες φιλτραρισμένες κυματομορφές και την πόλωση.

ντας για κάθε χρονική στιγμή το σήμα που καταγράφουν ανεξάρτητα οι δύο πόλοι της κεραίας για κάθε γεγονός. Η αναμενόμενη πόλωση ενός κοσμικού γεγονότος, όπως περιεγράφηκε στην παράγραφο 2.4.2, θα πρέπει να αποτελεί μία έλλειψη που θα είναι το αποτέλεσμα της μίξης της γραμμικής πόλωσης του κυρίαρχου φαινομένου της γεωμαγνητικής εκπομπής και της κυκλικής πόλωσης του δευτερεύοντος φαινομένου του charge excess. Έτσι λοιπόν, ο έλεγχος της πόλωσης στα γεγονότα που έχουν περάσει επιτυχώς τα προηγούμενα δύο κριτήρια είναι οπτικός και διενεργείται σε σχετικά μικρό αριθμό γεγονότων.

Η εικόνα 10.7 παρουσιάζει το παράδειγμα ενός γεγονότος που περνά επιτυχώς όλα τα κριτήρια

και χαρακτηρίζεται ως κοσμικής προέλευσης, έναντι ενός γεγονότος το οποίο αποτελεί γεγονός υποβάθρου. Εξετάζοντας τα γεγονότα σε σύμπτωση μεταξύ των σταθμών 1 και 2 στον πίνακα

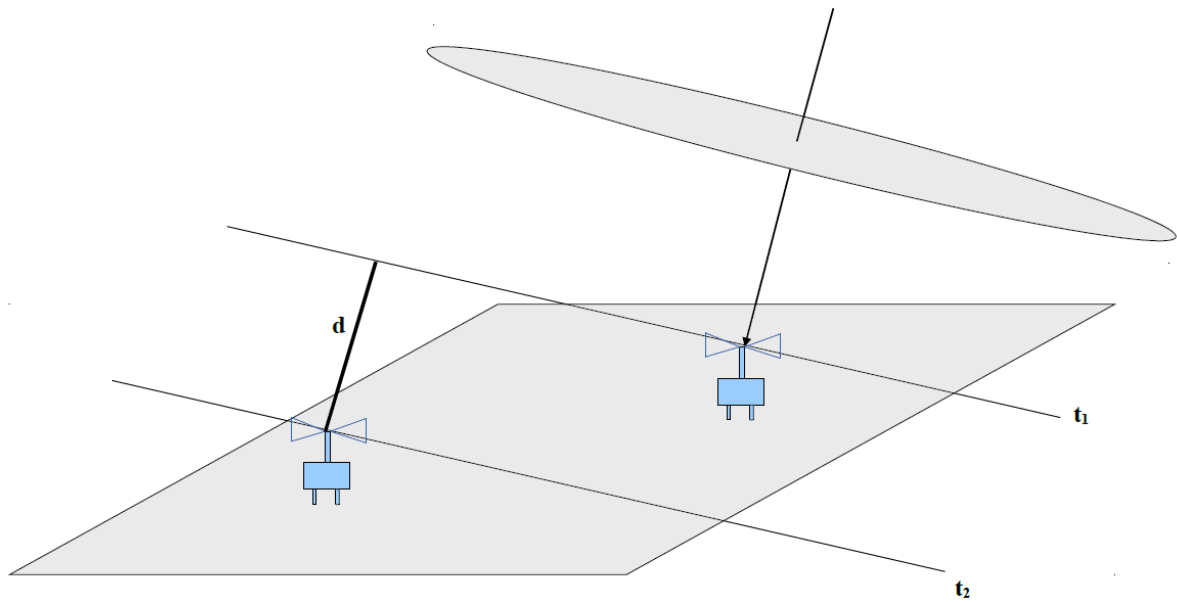
	Αρ. Γεγονότων	SNR	Risetime	Polarisation	Συνολικά
Κεραία Σταθμού 1	1354	76	45	44	44
Κεραία Σταθμού 2	1292	27	33	23	23

Πίνακας 10.3: Συνολικός αριθμός γεγονότων, αριθμός γεγονότων που επιβιώνουν από κάθε ανεξάρτητα εφαρμοζόμενο κριτήριο και αριθμός γεγονότων που χαρακτηρίζονται ως κοσμικά περνώντας επιτυχώς όλα τα κριτήρια.

10.3 παρατηρούμε τον αριθμό των γεγονότων που περνούν επιτυχώς το κάθε κριτήριο, εξάγοντας το συμπέρασμα ότι για την κεραία του σταθμού 1 κυριότερο ρόλο διαδραματίζει το κριτήριο του χρόνου ανόδου του σωρευμένου σήματος, αφήνοντας στο κριτήριο του λόγου SNR το ρόλο της πρώτης επιλογής των γεγονότων και στο κριτήριο της πόλωσης την επιβεβαίωση της κοσμικής προέλευσης. Αντίθετα στην κεραία 2 το κριτήριο του χρόνου ανόδου του σωρευμένου σήματος είναι αυτό που κάνει την πρώτη επιλογή μεταξύ του συνόλου των γεγονότων, το κριτήριο του SNR απορρίπτει μερικά ακόμα γεγονότα, αφήνοντας και στο κριτήριο της πόλωσης τη δυνατότητα να απορρίψει ένα μικρό αριθμό γεγονότων. Υπενθυμίζουμε ότι το SNR κριτήριο για το σταθμό 2 είναι αυστηρότερο από ότι στο σταθμό 1. Τελικά διαπιστώνουμε ότι 44 και 23 γεγονότα κοσμικής προέλευσης στους σταθμούς 1 και 2 αντίστοιχα.

Συγκρίνοντας τους απόλυτους χρόνους των γεγονότων που διαθέτουμε από τα GPS των κεραιών και θέτοντας το όριο επιλογής σύμφωνα με την απόσταση μεταξύ των κεραιών 1 και 2 όπως κάναμε και για την επιλογή γεγονότων σε σύμπτωση από τους σωματιδιακούς ανιχνευτές, προκύπτει ότι 15 από αυτά τα γεγονότα που έχουν χαρακτηριστεί ως κοσμικής προέλευσης ανιχνεύονται ταυτόχρονα και από τους δύο ανιχνευτικούς σταθμούς ραδιοκυματικής ακτινοβολίας. Μία τελική επιβεβαίωση της κοσμικής προέλευσης των γεγονότων αυτών που περνούν επιτυχώς τα τρία κριτήρια και στις δύο κεραιές είναι η σύγκριση της διαφοράς των απόλυτων χρόνων μεταξύ των κορυφών του σήματος στην κεραία του κάθε σταθμού Δt_{ant} (απόλυτος χρόνος GPS + χρονικό σημείο κορυφής σήματος) με την αντίστοιχη Δt_{scint} που προκύπτει από τους σωματιδιακούς ανιχνευτές. Η ποσότητα $\Delta t_{ant} = t_{1,ant} - t_{2,ant}$ υπολογίζεται από τα δεδομένα που έχουν συλλεχθεί από τις κεραιές. Η αντίστοιχη ποσότητα Δt_{scint} υπολογίζεται από την αζιμουθιακή και τη ζενιθιακή γωνία, οι οποίες έχουν υπολογιστεί με τη μέθοδο του τριγωνισμού κατά την ανακατασκευή της διεύθυνσης του καταιονισμού από τους σωματιδιακούς ανιχνευτές. Πιο συγκεκριμένα, η απόσταση d ενός σημείου (x_1, y_1, z_1) (στο οποίο τοποθετείται η κεραία 2) από ένα επίπεδο το οποίο περνά από την αρχή των αξόνων $(0, 0, 0)$ στο οποίο τοποθετείται η κεραία 1, παριστάνεται στην εικόνα 10.8 και δίνεται από τη σχέση

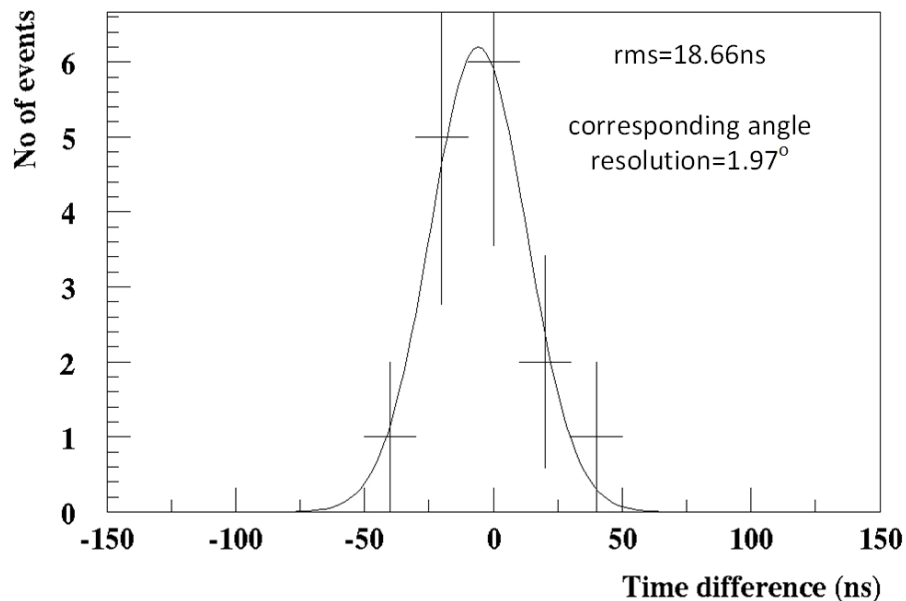
$$d = \frac{|\sin \vartheta \cdot \cos \varphi \cdot x_1 + \sin \vartheta \cdot \sin \varphi \cdot y_1 + \cos \vartheta \cdot z_1|}{\sqrt{(\sin \vartheta \cdot \cos \varphi)^2 + (\sin \vartheta \cdot \sin \varphi)^2 + \cos^2 \vartheta}} \quad (10.4)$$



Εικόνα 10.8: Παράδειγμα προβολής του σημείου (x_1, y_1, z_1) στο οποίο τοποθετείται η κεραία 2 στο επίπεδο το οποίο περνά από την αρχή των αξόνων $(0, 0, 0)$ στο οποίο τοποθετείται η κεραία 1.

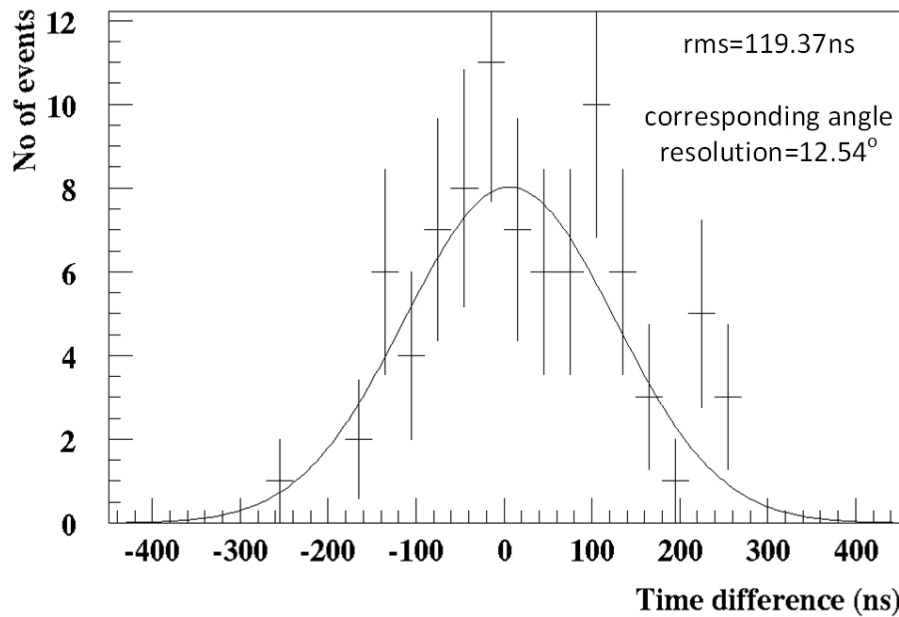
και το $\Delta t_{scint} = c \cdot t$, όπου c η ταχύτητα του φωτός.

Η κατανομή της διαφοράς αυτών των δύο τιμών $\Delta t = \Delta t_{scint} - \Delta t_{ant}$ παρουσιάζεται στην ει-



Εικόνα 10.9: Κατανομή διαφοράς των καταγεγραμμένων χρονικών διαφορών μεταξύ των κεραιών 1 και 2 και των υπολογιζόμενων τιμών των χρονικών διαφορών από τις ανακατασκευασμένες γωνίες για τα γεγονότα που περνούν και τα 3 κριτήρια (15 γεγονότα).

κόνα 10.9, η προσαρμογή της πραγματοποιείται με Gaussian με $rms = 18.66 \text{ ns}$. Λαμβάνοντας υπόψιν την απόσταση των 162.60 m μεταξύ των δύο κεραιών και με έναν απλό τριγωνομετρικό υπολογισμό, η τιμή αυτή αντιστοιχεί σε 1.97° και βρίσκεται εντός των ορίων του σφάλματος που παρουσιάζει ο κάθε σταθμός όπως είδαμε στο κεφάλαιο 9. Αντίθετα, στην εικόνα 10.10 παρουσιάζεται η κατανομή της ίδιας διαφοράς για ένα δείγμα 86 γεγονότων που παρουσιάζουν

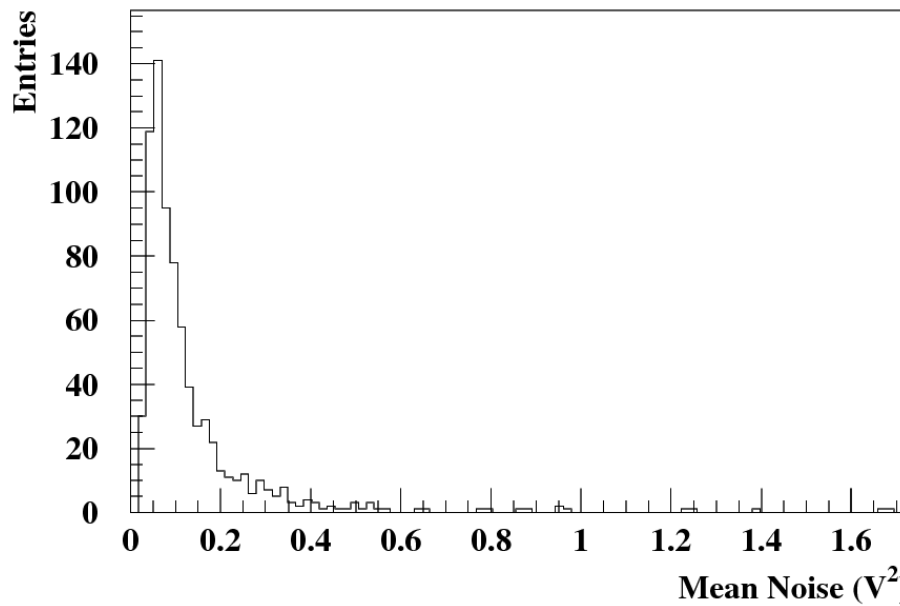


Εικόνα 10.10: Κατανομή διαφοράς των καταγεγραμμένων χρονικών διαφορών μεταξύ των κεραιών 1 και 2 και των υπολογιζόμενων τιμών των χρονικών διαφορών από τις ανακατασκευασμένες γωνίες για τα γεγονότα που παρουσιάζουν χρόνο σώρευσης σήματος >28 ns και ταυτόχρονα δεν περνούν επιτυχώς το κριτήριο του SNR.

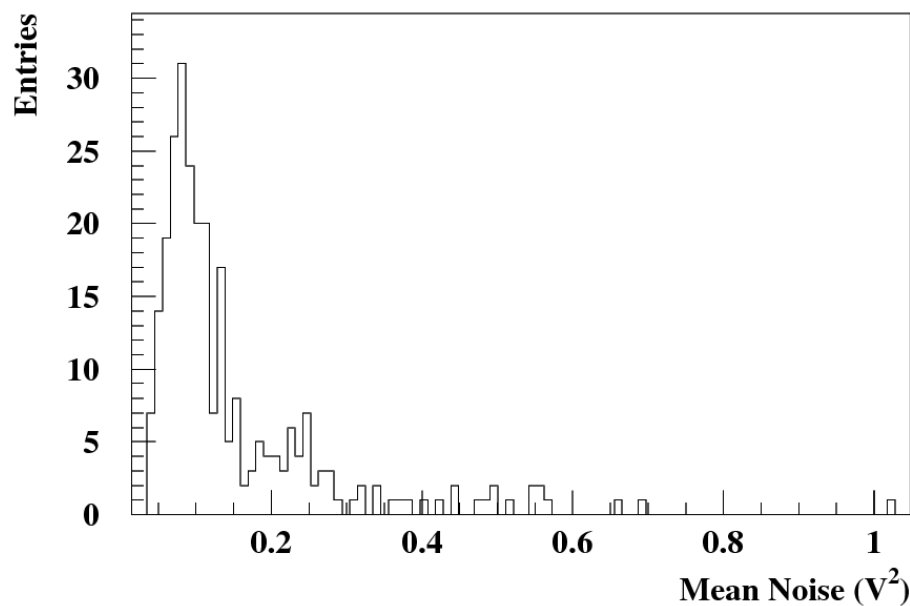
διπλή σύμπτωση στους σταθμούς των σωματιδιακών ανιχνευτών 1 και 2 δεν πέρασαν ούτε το κριτήριο του SNR, ούτε το κριτήριο χρόνου σώρευσης σήματος όπως περιγράφηκε νωρίτερα στο παρόν κεφάλαιο (>28 ns) και στις δύο κεραιές. Στην περίπτωση αυτή η κατανομή της 10.10 παρουσιάζει αρκετά μεγαλύτερο rms, το οποίο έχοντας τιμή 119.37 ns αντιστοιχεί σε 12.54° σφάλμα υπολογισμού της διεύθυνσης του καταιονισμού. Με αυτό τον τρόπο δεν υπάρχει καμία αμφιβολία για την κοσμική προέλευση των γεγονότων που περνούν επιτυχώς τα κριτήρια που έχουμε θέσει, καθώς μόνο σε αυτά η χρονική διαφορά των ανιχνευόμενων γεγονότων συμφωνεί με την αντίστοιχη που προκύπτει από τις ανακατασκευασμένες γωνίες, υποδεικνύοντας μας το σημείο του ουράνιου θόλου από το οποίο εισήλθε το πρωτεύων σωματίδιο κοσμικής ακτινοβολίας.

10.3.2 Αξιολόγηση θορύβου

Στους πίνακες 10.1 και 10.2 παρουσιάζεται η μέση τάση στο τετράγωνο για το σύνολο των γεγονότων που περνούν το κριτήριο του SNR για κάθε ένα από τα 11 παράθυρα στα οποία διαμερίσαμε το κάθε καταγεγραμμένο γεγονός για τις κεραιές 1 και 2 αντίστοιχα. Λόγω της ικανοποίησης του κριτηρίου SNR αυτά τα γεγονότα δεν περιέχουν κάποια τυχαία, ιδιαίτερα έντονη πηγή θορύβου. Τοποθετώντας κάθε μία από τις 10 τιμές για κάθε γεγονός από αυτά στο ιστόγραμμα της εικόνας 10.11 για κάθε γεγονός της κεραιάς 1 και στο ιστόγραμμα της εικόνας 10.12 για τις αντίστοιχες τιμές της κεραιάς του σταθμού 2, εξάγουμε την πληροφορία για τη μέση τιμή του θορύβου, που παρουσιάζει για την κεραιά του σταθμού 1 μέση τιμή $\langle V^2 \rangle = 0.14 (V^2)$ και για την κεραιά του σταθμού 2 μέση τιμή $\langle V^2 \rangle = 0.15 (V^2)$. Η μέση



Εικόνα 10.11: Κατανομή μέσης τιμής του τετραγώνου της τάσης για κάθε παράθυρο που περιέχει θόρυβο (1 - 5, 7 - 11) για τα γεγονότα της κεραίας 1 με $SNR > 5$.



Εικόνα 10.12: Κατανομή μέσης τιμής του τετραγώνου της τάσης για κάθε παράθυρο που περιέχει θόρυβο (1 - 5, 7 - 11) για τα γεγονότα της κεραίας 2 με $SNR > 8$.

τιμή αυτή είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για κάθε κεραία, καθώς αποτελεί το θόρυβο υποβάθρου ο οποίος πρέπει να αφαιρείται κατά την επεξεργασία των δεδομένων με σκοπό την εκτίμηση των φυσικών παραμέτρων του καταιονισμού.

10.3.3 Γεγονότα σύμπτωσης σταθμών 1 και 3

Η απόσταση μεταξύ των σταθμών 1 και 3 είναι περίπου 329 m. Ευνόητο είναι ότι ο αριθμός των υποψήφιων κοσμικών γεγονότων που καταγράφονται στις αντίστοιχες κεραίες και έχουν παρουσιάσει σύμπτωση στους σωματιδιακούς ανιχνευτές αναμένεται να είναι χαμηλό-

τερος συγκριτικά με το συνδυασμό σταθμών 1 και 2. Ο πίνακας 10.4 περιγράφει τον αριθμό

	Αρ. Γεγονότων	SNR	Risetime	Polarisation	Συνολικά
Κεραία Σταθμού 1	146	14	18	13	8
Κεραία Σταθμού 3	147	13	6	3	3

Πίνακας 10.4: Συνολικός αριθμός γεγονότων, αριθμός γεγονότων που επιβιώνουν από κάθε ανεξάρτητα εφαρμόζόμενο κριτήριο και αριθμός γεγονότων που χαρακτηρίζονται ως κοσμικά περνώντας επιτυχώς όλα τα κριτήρια.

των γεγονότων που περνούν τα κριτήρια σε κάθε κεραία. Στο σταθμό 1 με το κατώφλι του SNR να τίθεται και πάλι 5, την τιμή του χρόνου ανόδου του σωρευμένου σήματος στα 28 ns, η τελική επιλογή αποδίδει 8 γεγονότα κοσμικής προέλευσης.

Στο σταθμό 3, με το κριτήριο της τιμής του χρόνου ανόδου του σωρευμένου σήματος να έχει μέγιστη τιμή 28 ns, στο κριτήριο του SNR κάποια γεγονότα ξεχώριζαν θέτοντας το κατώφλι μόλις στο SNR=3, ενώ η πόλωση σε ελάχιστες περιπτώσεις να είναι αναμενόμενη, με μόλις 3 γεγονότα να περνούν όλα τα κριτήρια και να χαρακτηρίζονται ως κοσμικά.

Παράθυρο	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Τάση (V^2)	0.237	0.113	0.219	0.106	0.130	2.531	0.305	0.163	0.124	0.102	0.103

Πίνακας 10.5: Μέσες τιμές τετραγωνικής τάσης, όπως μετριέται στην κεραία 1 από τα υποψήφια κοσμικά γεγονότα μετά το SNR κριτήριο, σε σύμπτωση των σταθμών 1 και 3, σύμφωνα με τη διαμέριση της εικ.10.2.

Παράθυρο	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Τάση (V^2)	1.078	2.675	1.283	0.898	1.853	7.741	2.195	0.830	0.960	1.428	0.993

Πίνακας 10.6: Μέσες τιμές τετραγωνικής τάσης, όπως μετριέται στην κεραία 3 από τα υποψήφια κοσμικά γεγονότα μετά το SNR κριτήριο, σε σύμπτωση των σταθμών 1 και 3, σύμφωνα με τη διαμέριση της εικ.10.2.

Η εξήγηση γι' αυτό το χαμηλό αριθμό δόθηκε παρατηρώντας τις καταγεγραμμένες κυματομορφές οι οποίες υπέφεραν από συνεχή θόρυβο. Αυτό το γεγονός ποσοτικοποιείται στον πίνακα 10.6 όπου ακολουθώντας την ίδια με τους πίνακες 10.1 και 10.2 μεθοδολογία, καταγράφεται για τα γεγονότα που παρουσιάζουν SNR>3 ο μέσος θόρυβος στα παράθυρα 1 - 6 και 7 - 11 και το σήμα αναμένεται στην περιοχή 6. Η πηγή του θορύβου αυτού είναι πέραν κάθε αμφιβολίας ανθρωπογενής και ως τη στιγμή της συγγραφής της παρούσας διατριβής δεν είχε γίνει δυνατός ο εντοπισμός της. Αντίστοιχα, στην κεραία 1 το επίπεδο θορύβου παρέμεινε στα ίδια επίπεδα με αυτά του πίνακα 10.1, όπως ήταν αναμενόμενο και παρουσιάζεται στον πίνακα 10.5.

Συμπεράσματα

Στη διατριβή αυτή περιγράφω την έρευνα την οποία εκπόνησα στο πλαίσιο των ερευνητικών στόχων της κοινοπραξίας ASTRONEU, προκειμένου να συμβάλω στην ανάπτυξη μεθοδολογίας και τεχνικών για την ανίχνευση εκτεταμένων καταιονισμών κοσμικών σωματιδίων στην ατμόσφαιρα. Οι τεχνικές στις οποίες συνέβαλα αφορούν σε πειραματικές διεργασίες προκειμένου να μελετηθούν τα χαρακτηριστικά λειτουργίας και να βαθμονομηθούν ανιχνευτικές διατάξεις, οι οποίες αποτελούν οργανικά μέρη ενός εκτεταμένου τηλεσκοπίου κοσμικών ακτίνων. Οι προαναφερόμενες μεθοδολογίες και τεχνικές αποτέλεσαν τον κορμό της πειραματικής διαδικασίας η οποία εφαρμόστηκε για την προετοιμασία των πειραματικών διατάξεων και την εγκατάστασή τους, καθώς και θα εφαρμοστούν σε όλες τις νέες διατάξεις που θα εγκατασταθούν στο μέλλον προκειμένου να επεκταθεί το υπάρχον τηλεσκόπιο HELYCON. Συγκεκριμένα η ερευνητική δραστηριότητα που περιγράφεται στη διατριβή μου αφορά.

- Βαθμονόμηση φωτοπολλαπλασιαστών και πλαστικών σπινθηριστών.
- Ανάπτυξη μεθόδων και εφαρμογή τους για τη βαθμονόμηση ηλεκτρονικών ψηφιοποίησης.
- Ανάπτυξη μεθόδων και λογισμικού πιστής προσομοίωσης της λειτουργίας και απόκρισης των επιμέρους στοιχείων του τηλεσκοπίου καθώς και εφαρμογές του μεγάλου πακέτου προσομοίωσης καταιονισμών Corsika.
- Σύγκριση πειραματικών δεδομένων που επιλέγονται υπό ειδικές συνθήκες προκειμένου, α) να επαληθευτεί η πιστότητα των μεθόδων προσομοίωσης που αναπτύχθηκαν όσον αφορά στην περιγραφή φυσικών διαδικασιών και λειτουργικών χαρακτηριστικών και β) να αναπτυχθούν μέθοδοι εκτίμησης των φυσικών χαρακτηριστικών των καταιονισμών χρησιμοποιώντας αποκλειστικά την πληροφορία χρονισμού που καταγράφεται από το σύστημα ψηφιοποίησης.
- Ανάπτυξη μεθόδων ανακατασκευής των φυσικών χαρακτηριστικών του καταιονισμού, ιδιαίτερα όσον αφορά την κατεύθυνση του αρχικού κοσμικού σωματιδίου, σύγκριση με τα προγράμματα προσομοίωσης και με κατανομές οι οποίες αποτελούν καθιερωμένα πρότυπα για τους Εκτεταμένους Ατμοσφαιρικούς Καταιονισμούς.

- Μελέτη της αποδοτικότητας και διακριτικής ικανότητας του τηλεσκοπίου και ιδιαίτερα των σωματιδιακών ανιχνευτών.
- Εφαρμογή μεθόδων ανίχνευσης και επεξεργασίας σήματος που αφορά στην ραδιοκυματική εκπομπή της ηλεκτρομαγνητικής συνιστώσας του καταιονισμού.
- Σύγκριση των χαρακτηριστικών του ραδιοκυματικού σήματος με πρότυπα της κοσμικής εκπομπής και επιβεβαίωση της προέλευσης του σήματος από τον κοσμικό καταιονισμό σε συνθήκες δύσκολης λειτουργίας τεράστιου ανθρωπογενούς υποβάθρου θορύβου.

Η παρούσα διατριβή εμπεριέχει την ανάπτυξη νέων μεθόδων και νέων εργαλείων που αφορούν οργανολογία, επεξεργασία σήματος και στατιστικές τεχνικές ανάλυσης και προσομοίωσης. Αυτά τα εργαλεία έδωσαν τη δυνατότητα για χρονισμό σήματος μεγάλης ακρίβειας και συνέβαλαν στην εκτίμηση των φυσικών χαρακτηριστικών των καταιονισμών έστω και αν η περιορισμένη έκταση του τηλεσκοπίου HELYCON θέτει περιορισμούς.

Η δυνατότητα χρήσης της υπολογιστικής δομής του Εργαστηρίου Φυσικής του ΕΑΠ επέτρεψε τη δημιουργία πολύ μεγάλου όγκου δεδομένων προσομοίωσης, δίνοντας μας τη δυνατότητα να παραμετροποιήσουμε και να προβλέψουμε με εξαιρετική ακρίβεια την απόκριση των ανιχνευτών του τηλεσκοπίου μέσω των πακέτων λογισμικού προσομοίωσης Corsika και HOURS.

Τέλος, το πείραμα HELYCON αποτελεί μια παρακαταθήκη για την ενδεχόμενη πραγματοποίηση και λειτουργία της προτεινόμενης επιπλέουσας διάταξης πάνω από το υποθαλάσσιο τηλεσκόπιο νετρίνων, KM3NeT, η οποία θα πραγματοποιεί τη λειτουργία νετο κατά την ανίχνευση ατμοσφαιρικών καταιονισμών. Η υβριδική υπόσταση του τηλεσκοπίου HELYCON, εξασφαλίζει την ανίχνευση καταιονισμών έως 45° από τους σωματιδιακούς ανιχνευτές, ενώ οι πιο επικλινείς καταιονισμοί ανιχνεύονται από τις κεραίες, εκμεταλλευόμενοι το μεγαλύτερο εμβαδού ραδιοκυματικό αποτύπωμα που αφήνουν και περιορίζοντας το απαιτούμενο εμβαδό της επιπλέουσας διάταξης.

Βιβλιογραφία

- [1] J. Simpson. Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 33:323–381, 1981.
- [2] K. Lodders. Solar system abundances of the elements. *Astrophys. J*, 591:1220, 2003.
- [3] L. Martin, editor. *Investigation of extensive air shower properties with the CODALEMA experiment : tackling the challenges of the next generation cosmic ray observatory*. RICAP 2013, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2013.
- [4] G. Kulikov G. Khristiansen. On the size spectrum of extensive air showers. *JETP*, 35:635, 1958.
- [5] C.J. Bell et al. *J. Phys. A*, 12:990, 1974.
- [6] D.M. Edge A.C. Evans H.J. Garmston. The cosmic ray spectrum at energies above 1017 ev. *J. Phys. A*, 6:1612, 1973.
- [7] B.N. Afanasiev et al. In *Proceedings of the Tokyo Workshop on Techniques for the Study of Extremely High Energy Cosmic Rays, (Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tokyo, Japan)*, page 35, 2003.
- [8] N. Chiba et al. Agasa collab. *Nucl. Instrum. Methods A*, 311:338–349, 1992.
- [9] R.M. Baltrusaitis et al. Fly’s eye collab. *Nucl. Instrum. Methods A*, 240:410–428, 1985.
- [10] T. K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1991.
- [11] J. Blümer R. Engel J.R. Hörandel. Cosmic rays from the knee to the highest energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63, 2009.
- [12] P. Bhattacharjee G. Sigl. *Physics and Astrophysics of Ultra High Energy Cosmic Rays*, volume 576, chapter Extreme-Energy Cosmic Rays: Hints to New Physics Beyond the Standard Model?, pages 275–299. Lecture Notes in Physics, 2001.
- [13] K. Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16:748, 1966.
- [14] G.T. Zatsepin V.A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Lett.*, 4:78–80, 1966.

- [15] F.A. Aharonian J.W. Cronin. Influence of the universal microwave background radiation on the extragalactic cosmic-ray spectrum. *Phys. Rev. D*, 50:1892, 1992.
- [16] T. Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Springer Praxis Books, 2nd edition, 2010.
- [17] E. Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 75:1169, April 1949.
- [18] A.R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. i. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 182:147–156, 1978.
- [19] G.F. Krymsky. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234:1306, 1977.
- [20] J.R. Jokipii. Rate of energy gain and maximum energy in diffusive shock acceleration. *Astrophysical Journal*, 313:842–846, Feb. 1987.
- [21] C.J. Cesarsky T. Montmerle. Gamma rays from active regions in the galaxy: the possible contribution of stellar winds. *Space Sci. Rev.*, 36(2):173–193, 1983.
- [22] F. Aharonian et al. (HESS Collaboration). Observations of the crab nebula with hess. *Astronomy & Astrophysics*, 457(3):899–915, Nov 2006.
- [23] J. Cortina F. Goebel T. Schweizer for the MAGIC Collaboration. Technical performance of the magic telescopes. In *Proc. of the 31st ICRC*, Lods, Poland, 2009.
- [24] G. Maier et al. (Veritas Collaboration). Veritas: Status and latest results. In *Proc. of the 30st ICRC*, Merida, Mexico, 2007.
- [25] H. Kubo et al. (Cangaroo Collaboration). Status of the cangaroo-iii project. *New Astronomy Reviews*, 2004.
- [26] K. Hirata et al. Observation of a neutrino burst from the supernova sn1987a. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1490–1493, 1987.
- [27] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1158–1162, 1998.
- [28] A. Roberts et al. The birth of high-energy neutrino astronomy: A personal history of the dumand project. *Rev. Mod. Phys.*, 64:259, 1992.
- [29] R. Wischnewski for the BAIKAL Collaboration. The baikal neutrino telescope - results and plans. *Int. J. Mod. Phys. A*, 20:6932, 2005.
- [30] E. Andres et al. The amanda neutrino telescope: principle of operation and first results. *Astropart. Phys.*, 13:1–20, 2000.

- [31] J. Ahrens et al. Search for extraterrestrial point sources of neutrinos with amanda-ii. *Phys. Rev. Lett.*, 92:071102, 2004.
- [32] M.G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration). Observation of high-energy astrophysical neutrinos in three years of icecube data. *Phys. Rev. Lett.*, 113:101101, 2014.
- [33] L. Resvanis et al. (NESTOR Collaboration). Resent results from nestor. In M. Baldo Ceolin, editor, *Neutrino Oscillations in Venice*, pages 461–474, Venice, Italy, 2006.
- [34] S. Mangano for the ANTARES Collaboration. Astrophysical point source search with the antares neutrino telescope. *Nucl. Phys. B*, 548:229–232, 2012.
- [35] M. Taiuti et al. The nemo project: A status report. *Nucl. Instr. Meth. A*, 626-627:S25–S29, 2011.
- [36] S. Adrian-Martinez et al. (Km3Net Collaboration). Letter of intent for km3net 2.0. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 43(8), 2016.
- [37] W. Heitler. *Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 1944.
- [38] R. Engel D. Heck T. Pierog. Extensive air showers and hadronic interactions at high energy. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 61:467–489, 2011.
- [39] B. Rossi K. Greisen. Cosmic-ray theory. *Rev. Mod. Phys.*, 13:233, 1941.
- [40] K. Greisen. Highlights in air shower studies, 1965. In *Proc. 9th Int. Cosmic Ray Conf.*, volume 2, page 609, 1965.
- [41] T.K. Gaisser A.M. Hillas. Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers. In *Proc. of 15th Int. Cosmic Ray Conf.*, page 358, Plovdiv, Bulgaria, 1977.
- [42] K. Greisen. *Progress in cosmic ray physics*, volume 3, chapter 1. Amsterdam, North-Holland, 1956.
- [43] K. Kamata J. Nishimura. The lateral and the angular structure functions of electron showers. *Prog. Theor. Phys. Supplement*, 6:93–155, 1958.
- [44] L.D. Landau I. Pomeranchuk. Limits of applicability of the theory of bremsstrahlung electrons and pair production at high energies. *Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz.*, 92:535–536, 1953.
- [45] T. Erber. High-energy electromagnetic conversion processes in intense magnetic fields. *Rev. Mod. Phys.*, 38:626–659, 1966.
- [46] J. Linsley A. Watson. Validity of scaling to 1020 ev and high-energy cosmic-ray composition. *Phys. Rev. Lett.*, 46:459–463, 1981.

- [47] K. Greisen. Cosmic ray showers. *Annual Review of Nuclear Science*, 10:63–108, 1960.
- [48] N. Hayashida K. Honda M. Honda S. Imaizumi N. Inoue et al. Muons (≥ 1 gev) in large extensive air showers of energies between 1016.5 ev and 1019.5 ev observed at akeno. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 21:1101–1119, 1995.
- [49] J. Engel T. Gaisser P. Lipari T. Stanev. Nucleus-nucleus collisions and interpretation of cosmic-ray cascades. *Phys. Rev. D*, 46:5013–5025, 1992.
- [50] M. Aglietta et al. Uhe cosmic ray event reconstruction by the electromagnetic detector of eas-top. *Nucl.Instrum.Meth. A*, 336:310–321, 1993.
- [51] T. Antoni et al. The cosmic ray experiment kascade. *Nucl.Instrum.Meth. A*, 513:490–510, 2003.
- [52] W.D. Apel et al. The kascade-grande experiment. *Nucl.Instrum.Meth. A*, 620:202–216, 2010.
- [53] J. Abraham et al. (Pierre Auger Collaboration). Properties and performance of the prototype instrument for the pierre auger observatory. *Nucl. Instr. Meth. A*, 523:50–95, 2004.
- [54] T. Antoni et al. KASCADE collab. Electron, muon, and hadron lateral distributions measured in air showers by the kascade experiment. *Astrop. Phys.*, 14:245–260, 2001.
- [55] W.D. Apel et al. Comparison of measured and simulated lateral distributions for electrons and muons with kascade. *Astrop. Phys.*, 24:467–483, 2006.
- [56] S Yoshida et al. (AGASA collab.). Lateral distribution of charged particles in giant air showers above 1 eev observed by agasa. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 20:651, 1994.
- [57] D. Barnhill et al. (Pierre Auger Collab.). Measurement of the lateral distribution function of uhecr air showers with the auger observatory. In *Proc. of 29th Int. Cosmic Ray Conf.*, Pune, 2005.
- [58] M. Glasmacher et al. The cosmic ray energy spectrum between 1014 and 1016 ev. *Astrop. Phys.*, 10:291–302, 1999.
- [59] R. Glasstetter et al., editor. *Proc. of 29th ICRC*, Pune 6, 2005. KASCADE-Grande Coll.
- [60] J. Abraham et al (Pierre Auger Collaboration). Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} ev. *Phys. Rev. Lett.*, 101:061101, 2008.
- [61] J. Horandel. Cosmic rays from the knee to the second knee: 10^{14} to 10^{18} -ev. *Mod.Phys.Lett. A*, 22:1533–1552, 2007.

- [62] J. Fowler et al. (BLANCA collab.). A measurement of the cosmic ray spectrum and composition at the knee. *Astropart. Phys.*, 15:49–64, 2001.
- [63] O. Gress. *Nuclear Phys. B (Pros. Suppl.)*, 75A:299, 1999.
- [64] F. Arqueros et al. *Astronom. Astrophys.*, 359:682, 2000.
- [65] D. Chernov et al. *Int. J. Modern Phys. A*, 20:6796, 2005.
- [66] G. Mohanty et al. Measurement of tev gamma-ray spectra with the cherenkov imaging technique. *Astropart. Phys.*, 9:15–43, 1998.
- [67] J. Hinton. The status of the hess project. *New Astronomy Reviews*, 48:331–337, 2004.
- [68] S. Yoshida. *Physics and Astrophysics of Ultra High Energy Cosmic Rays*, chapter The Air Fluorescence Method for Measuring Extremely-High-Energy Cosmic Rays. Springer, 2001.
- [69] D.J. Bird. Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation. *Astrophys.J*, 441:144–150, 1995.
- [70] H. Kawai. Telescope array experiment. *Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.*, 175-176:221–226, 2008.
- [71] G.A. Askaryan. Coherent radio emission from cosmic showers in air and in dense media. *Sov. Phys. JETP* 21, 658, 1965.
- [72] H.R. Allan. Radio emission from extensive air showers. *Prog. Elem. Part. Cosm. Ray Phys.* 10, pages 171–302, 1971.
- [73] T. Huege. Radio detection of cosmic ray showers in the digital era. *Physics reports*, 620:1–52, Febr. 2016.
- [74] F.G. Schroder. *Instruments and Methods for the Radio Detection of High Energy Cosmic Rays*. PhD thesis, Karlsruher Institut für Technologie, 2010.
- [75] O. Scholten K. Werner F. Rusydi. A macroscopic description of coherent geo-magnetic radiation from cosmic-ray air showers. *Astropart. Phys.*, 29:94–103, 2008.
- [76] H.Schoorlemmer. *Tuning in on cosmic rays*. PhD thesis, Radboud Universiteit Nijmegen, 2012.
- [77] G.A. Askaryan. Excess negative charge of an electron-photon shower and its coherent radio emission. *Sov. Phys. JETP* 14, 441, 1962.
- [78] T. Gousset O. Ravel C. Roy. Are vertical cosmic rays the most suitable to radio detection? *Astropart. Phys.*, 22:103–107, 2004.

- [79] R. Engel N.N. Kalmykov A.A. Konstantinov. Simulation of radio signals from 1-10 tev air showers using egsnrc. *World Scientific*, page 65–69, 2006.
- [80] M. Ludwig T. Huege. Reas3: Monte carlo simulations of radio emission from cosmic ray air showers using an “end-point” formalism. *Astropart. Phys.*, 34:438–446, 2011.
- [81] T. Huege M. Ludwig C.W. James. Simulating radio emission from air showers with coreas. In *AIP Conf. Proc.*, page 128–132, 2013.
- [82] J. Alvarez-Muñiz W.R. Carvalho Jr. E. Zas. Monte carlo simulations of radio pulses in atmospheric showers using zhaires. *Astropart. Phys.*, 35:325–341, 2012.
- [83] E. Zas F. Halzen T. Stanev. Electromagnetic pulses from high-energy showers: Implications for neutrino detection. *Phys. Rev. D*, 45:362–376, 1992.
- [84] V. Marin B. Revenu. Simulation of radio emission from cosmic ray air shower with selfas2. *Astropart. Phys.*, 35:733–741, 2012.
- [85] S. Lafebre R. Engel H. Falcke et al. Universality of electron-positron distributions in extensive air showers. *Astropart. Phys.*, 31:243–254, 2009.
- [86] D. Ardouin A. Bellétoile D. Charrier et al. Radio-detection signature of high-energy cosmic rays by the codalema experiment. *Nucl. Instrum. Methods A*, 555:148–163, 2005.
- [87] H. Falcke W.D. Apel A.F. Badea et al. Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers. *Nature*, 435:313–316, 2005.
- [88] F.G. Schröder T. Asch L. Bähren et al. New method for the time calibration of an interferometric radio antenna array. *Nucl. Instrum. Methods A*, 615:277–284, 2010.
- [89] Schulz for the Pierre Auger Collaboration. Status and prospects of the auger engineering radio array. In PoS(ICRC2015), editor, *Proceedings of the 34th ICRC*, volume 615, The Hague, The Netherlands, 2015.
- [90] P. Schellart A. Nelles S. Buitink et al. Detecting cosmic rays with the lofar radio telescope. *Astron. Astrophys.*, 560, 2013. A98.
- [91] P.A. Bezyazeev N.M. Budnev O.A. Gress et al. Measurement of cosmic-ray air showers with the tunka radio extension (tunka-rx). *Nucl. Instrum. Methods A*, 802:89–96, 2015.
- [92] J.B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Countering*. Pergamon Press, Ltd., 1964.
- [93] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 4th edition, 2010.
- [94] S. Flyckt C. Marmonier. *Photomultiplier tubes, principles and applications*. Photonis, 2002.

- [95] P. Abreu et al (Pierre Auger Collaboration). Antennas for the detection of radio emission pulses from cosmic-ray induced air showers at the pierre auger observatory. *Journal of Instrumentation*, 7:p10011, 2012.
- [96] Subatech. '<http://codalema.in2p3.fr/>'.
- [97] Γ. Μπουρλής. “*Ανάπτυξη Οργανολογίας και Μεθόδων Ανίχνευσης Ατμοσφαιρικών Καταιονισμών Κοσμικών Σωματίων και Εφαρμογές στη Βαθμονόμηση Υποθαλάσσιου Τηλεσκοπίου Νετρίνων*”. PhD thesis, Σχολή Θετικών Επιστημών και Τεχνολογίας, Ελληνικό Ανοικτό Πανεπιστήμιο, 2010.
- [98] Molded scintillators. Src ihep. <http://ihp.ru/scint/mold/product-e.htm>.
- [99] tyvek 4650B. <http://www.dupont.com/products-and-services/fabrics-fibers-nonwovens/protective-fabrics/brands/tyvek.html>.
- [100] <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedfiles/sg-crystals/documents/sgc>
- [101] XP1912 Photomultiplier Tubes Product Specifications. <http://hzcphotonics.com/products/xp1912.pdf>.
- [102] VD108 Product Specifications. http://hallaweb.jlab.org/12gev/experiment/e12-07-108/technical_docs/detector_info/photonis_dividers.pdf.
- [103] EMCO high voltage power supply Product Specifications. <http://www.emcohighvoltage.com/regulated/caseries.php>.
- [104] AD 590JH Analog Devices temperature sensor Product Specifications. <http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ad590.pdf>.
- [105] NI USB-6008 Multifunction DAQ Data Sheet. <http://www.ni.com/pdf/manuals/371303n.pdf>.
- [106] NIM Pocket Pulser Model 417 Product Specifications. <http://www.phillipsscientific.com/pdf/417ds.pdf>.
- [107] Tektronix DPO7104C Digital Phoshor Oscilloscope Product Specifications. <http://www.testequity.com/products/3790/>.
- [108] J.Rylander T.Jordan J.Paschke H.-G.Berns. *Quarknet Cosmic Ray Myon Detector User's Manual Series "6000" DAQ*. Fermilab, Univ. of Nebraska, Univ. of Washington, January 2010.
- [109] D.Charrier and the CODALEMA collaboration. “design of a low noise, wide band, active dipole antenna for a cosmic ray radiodetection experiment”. In *Proceedings of IEEE AP-S Symposium*, Honolulu, Hawaii, USA, June 2007.

- [110] SUHNER S_ 12272-04 coaxial cable Product Specifications. <https://www.repic.co.jp/pdf/s12272-04.pdf>, 2004.
- [111] D.T. Machado. “*Radio détection des rayons cosmiques d’ultra haute énergie : Mise en route et analyse des données d’un réseau de stations autonomes*”. PhD thesis, Université de Nantes, 2013.
- [112] Laboratoire d’Astronomie de l’Observatoire de Besancon. <http://theta.obs-besancon.fr/?lang=fr>.
- [113] Station de Radioastronomie de Nancay. <http://www.obs-nancay.fr/?lang=fr>.
- [114] Jean-Luc Beney. *At Package User’s Manual*. Subatech, 2 edition, March 2012.
- [115] Tektronix DPO4054 Digital Phoshor Oscilloscope Product Specifications. <http://www.tek.com/oscilloscope/mso4000-dpo4000>.
- [116] G.Bourlis T.Avgitas A.Leisos I.Manthos A.Tsirigotis S.Tzamarias. A data acquisition system based on high sampling rate oscilloscopes. In *PCI2016*.
- [117] CAEN Mod. N978 Variable Gain Fast Amplifier. <http://www.caen.it/csite/caenprod.jsp?parent=12&idmod=440>.
- [118] Corsika. “an air shower simulation program”, <https://www.ikp.kit.edu/corsika/>.
- [119] A.G. Tsirigotis A. Leisos S.E. Tzamarias. Hou reconstruction & simulation (hours): A complete simulation and reconstruction package for very large volume underwater neutrino telescopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 626–627:185–187, 2011.
- [120] H. Fesefeldt. *PITHIA-85/02*, 1985.
- [121] A. Ferrari et al. *FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005)*. CERN-2005-010, slac-r-773 edition. INFN-TC-05-11.
- [122] M. Bleicher et al. *J. Phys. G: Nucl, Part. Phy*, 25:1859, 1999.
- [123] J. Ranft. Dual parton model at cosmic ray energies. *Phys. Rev. D*, 51:64, 1995.
- [124] F.W. Bopp. Antiparticle to particle production ratios in hadron-hadron and d-au collisions in the dpmjet-iii monte carlo model. *Phys. Rev. C*, 77:014904, 2008.
- [125] T. Pierog K. Werner. Epos model and ultra high energy cosmic rays. *Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.*, 196:102–105, 2009.

- [126] N.N. Kalmykov S.S. Ostapchenko A.I. Pavlov. Quark-gluon-string model and eas simulation problems at ultra-high energies. *Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.*, 52:17–28, 1997.
- [127] S. Ostapchenko. Qgsjet-ii: Towards reliable description of very high energy hadronic interactions. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 151:143–146, 2006.
- [128] R.S. Fletcher T.K. Gaisser P. Lipari T. Stanev. sibyll: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades. *Phys. Rev. D*, 50:5710, 1994.
- [129] T. Sjostrand. Status of fragmentation models. *Int. J. Mod. Phys. A*, 3:751–823, 1988.
- [130] L. Durand P. Hong. Qcd and rising cross sections. *Phys. Rev. Lett.*, 58:303, 1987.
- [131] V.N. Gribov. A reggeon diagram technique. *Sov. Phys. JETP*, 26:414–423, 1968.
- [132] J.H. Weis. Regge theory and high-energy hadron-nucleus scattering. *Acta Phys.Polon.*, B7:851, 1976.
- [133] S. J. Sciutto, editor. *The AIRES system for air shower simulations. An update.* Contribution to the 27th ICRC, 2001.
- [134] C. Forti et al. Simulation of atmospheric cascades and deep-underground muons. *Phys. Rev. D*, 42:3668, 1990.
- [135] A.M. Hillas. Shower simulation: lessons from mocca. *Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.*, 52:29–42, 1997.
- [136] T. Bergmann. *Astropart. Phys.*, 26:420, 2007.
- [137] H.J. Drescher G.R. Farrar. Air shower simulations in a hybrid approach using cascade equations. *Phys. Rev. D*, 67:116001, 2003.
- [138] T.Pierog D.Heck. *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 737xx from April 11,2013)*. Karlsruhe Intsitut fur Technologie(KIT).
- [139] B. Wiebel-Sooth P. L. Biermann. *Cosmic Rays*. Springer Verlag, 1998.
- [140] National Centers for Enviromental Information. Magnetic field calculators, <http://www.ngdc.noaa.gov/geomag-web/>.
- [141] GEANT4 “A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter”. <https://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [142] Θ. Αυγήτας. “Ατμοσφαιρικοί Καταιονισμοί Ενεργειακών Κοσμικών Σωματίων: Ανίχνευση και Ανακατασκευή τους”. Master’s thesis, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Πατρών, Μάρτιος 2014.

- [143] A. Artikov et al. “new-generation large-area muon scintillation counters with wavelength shifter fiber readout for cdf ii”. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 3:188 – 200, May 2006.
- [144] P. Hundemeyer. Scintillation detectors revisited, Nov 2015.
- [145] MINUIT ”A physics analysis tool for function minimization.”. <http://seal.web.cern.ch/seal/snapshot/work-packages/mathlibs/minuit/>.
- [146] Μετεωρολογικός σταθμός Έξω Αγίας Πάτρας. <http://ozia.net/w/>.
- [147] S. Böser for the IceCube Collaboration. A radio air-shower test array (rasta) for icecube. *Nucl. Instrum. Methods A*, 662, (Suppl. 1):S66–S68, 2012.
- [148] S. Hoover J. Nam P.W. Gorham et al. Observation of ultrahigh-energy cosmic rays with the anita balloon-borne radio interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 105(151101), 2010.