



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

Μελέτη των Ανιχνευτών MicroMEGAS

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

της

Αικατερίνης-Αλίκης Μπάρμπα

Επιβλέπων: Θεόδωρος Αλεξόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, 2016



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

Μελέτη των Ανιχνευτών MicroMEGAS

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

της

Αικατερίνης-Αλίκης Μπάρμπα

Επιβλέπων: Θεόδωρος Αλεξόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, 2016

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 2/12/2016.

.....
Θεόδωρος Αλεξόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π

.....
Ευάγγελος Γαζής
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Σταύρος Μαλτέζος
Αν. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Αικατερίνη-Αλίκη Ι. Μπάρμπα
Διπλωματούχος Φυσικός Εφαρμογών,
Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Ε.Μ.Π,

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα. Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Περιεχόμενα

Περιεχόμενα.....	i
Περίληψη.....	iii
Abstract.....	iv
Ευχαριστίες.....	v
Κεφάλαιο 1.....	1
Εισαγωγή στους Ανιχνευτές Αερίων.....	1
1.1 Ιστορική Αναδρομή.....	1
1.2 Γενικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών.....	3
1.2.1 Ευαισθησία (Sensitivity).....	3
1.2.2 Κατανομή πλάτους (ύψους) παλμού (Pulse Height Distribution).....	3
1.2.3 Απόκριση Ανιχνευτή (Detector Response).....	4
1.2.4 Χρόνος Απόκρισης (Response Time).....	4
1.2.5. Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα (Energy Resolution).....	5
1.2.6 Αποδοτικότητα (Efficiency).....	6
1.2.7 Νεκρός Χρόνος (Dead Time).....	6
1.3 Εισαγωγή στους Ανιχνευτές Ιονισμού με αέριο μέσο.....	7
1.3.1 Multiwire proportional chamber (MWPC).....	9
1.3.2 Θάλαμος Ολίσθησης (Drift Chamber).....	10
1.3.3 TPC (Time Projection Chamber).....	12
1.3.4 MSGC (Micro-strip Gas Counters).....	13
Κεφάλαιο 2.....	14
Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας στο εσωτερικό του Ανιχνευτή.....	14
2.1 Αλληλεπιδράσεις φορτισμένων σωματιδίων.....	14
2.1.1 Απώλεια ενέργειας λόγω διέγερσης και ιονισμού και εμβέλεια σωματιδίων.....	15
2.1.2 Ενεργός Διατομή και Μέση Ελεύθερη Διαδρομή (Cross Section & Mean Free Path).....	19
2.1.3 Πολλαπλή σκέδαση (Multiple Scattering).....	21
2.1.4 Bremsstrahlung.....	23
2.1.5 Το Φαινόμενο Cherenkov (Cherenkov Effect).....	24
2.2 Αλληλεπιδράσεις Φωτονίων.....	26
2.2.1 Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο (Photoelectric effect).....	26
2.2.2 Σκέδαση Compton (Compton Scattering).....	28
2.2.3 Δίδυμη Γένεση (Pair Production).....	29
2.2.4 Ενεργός Διατομή Ολικής Απορρόφησης Φωτονίων.....	30
2.3 Ιονισμός στα αέρια.....	31
2.3.1 Μέσος αριθμός παραγόμενων ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων.....	31
2.3.2 Επανασύνδεση και προσκόλληση ηλεκτρονίων (Recombination and electron attachment).....	32
2.3.3 Διάχυση (Diffusion).....	33
2.3.4 Ολίσθηση και Κινητικότητα (Drift and Mobility).....	34
2.3.5 Πολλαπλασιασμός Χιονοστιβάδα/Καταιγισμός (Avalanche Multiplication).....	37
2.3.6 Clusters Ιονισμού.....	38

Κεφάλαιο 3.....	41
Ανιχνευτής MicroMEGAS.....	41
3.1 Βασικά Χαρακτηριστικά.....	41
3.1.1 Δομή του MicroMEGAS.....	42
3.1.2 Αρχή λειτουργίας του MicroMEGAS.....	44
3.2 Ανιχνευτής bulk-micromegas.....	45
3.3 Resistive Micromegas.....	46
Κεφάλαιο 4.....	48
Ανάλυση Δεδομένων.....	48
4.1 Μελέτη των Clusters.....	49
4.2 Μέθοδος Τροχιάς.....	56
4.3 Spatial Resolution των Y-Strips.....	62
4.3.1 Residual Distribution.....	62
4.3.2 Tracking.....	63
4.3.3 Σχολιασμός των αποτελεσμάτων.....	64
4.4 Συμπεράσματα.....	65
Παράρτημα.....	66
Βιβλιογραφία.....	76

Περίληψη

Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη των ανιχνευτών MicroMEGAS, και πιο συγκεκριμένα των Y-strips των Resistive MicroMEGAS. Στην πορεία αναφέρονται, ως θεωρητικό υπόβαθρο, γενικά χαρακτηριστικά των ανιχνευτών, δομή και λειτουργία ανιχνευτών ιονισμού και κάποιοι σημαντικοί ανιχνευτές. Επίσης, αναφέρονται βασικές διεργασίες με τις οποίες αλληλεπιδρά η ακτινοβολία στο εσωτερικό του ανιχνευτή και μηχανισμοί που λαμβάνουν χώρα κατά τον ιονισμό του αερίου μέσου του ανιχνευτή.

Ο ανιχνευτής Micromegas παρουσιάζει όλο και αυξανόμενη χρήση σε πειράματα Φυσικής Υψηλών Ενεργείων, εξαιτίας των πλεονεκτημάτων που παρουσίασε από κατασκευής του. Μελετώνται θεωρητικά η δομή και η λειτουργία του ανιχνευτή, καθώς και διάφορα είδη του MicroMEGAS, όπως ο Resistive MicroMEGAS. Η πρακτική μελέτη πρόκειται για ανάλυση δεδομένων ενός test beam που έλαβε χώρα στις εγκαταστάσεις του SPS στο CERN τον Μάιο του 2016, όπου μελετήθηκαν ανιχνευτές τύπου Tmm και NTUA_MM. Παρατηρήθηκαν διάφορα χαρακτηριστικά του Micromegas, ενώ δόθηκε ιδιαίτερη προσοχή στην χωρική διακριτική ικανότητα των Y-strips. Η ανάλυση των δεδομένων πραγματοποιήθηκε με τη βοήθεια του λογισμικού ROOT.

Abstract

The purpose of this diploma thesis is the study of the MicroMEGAS detector, and more importantly, the Y-strips of the Resistive MicroMEGAS. Some general characteristics of the detectors, the structure and operating principle of an ionizing detector and some basic ionizing detectors are mentioned as a theoretical background. The processes that take place when radiation passes through matter and the ionization processes in gases are also mentioned.

The MicroMEGAS detector is increasingly popular in High Energy Physics experiments, because of the advantages that it presented ever since it was created. There is a theoretical study of the structure and operating principle of the detector as well as a mention of a few types of MicroMEGAS detectors, such as the Resistive MicroMEGAS. The practical study is Data Analysis of a test beam that took place at the SPS facilities at CERN in May 2016, where Tmm- and NTUA_MM- type detectors were observed. Several characteristics of the Micromegas detector were observed, but most importantly the Spatial Resolution of the Y-strips of the detector. The analysis was performed using the ROOT framework.

Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Θεόδωρο Αλεξόπουλο, πρώτα και κύρια για την ευκαιρία που μου έδωσε να ασχοληθώ με ένα ερευνητικό θέμα εξαιρετικού ενδιαφέροντος, για τη βοήθεια που μου προσέφερε όποτε χρειαζόμουν, αλλά και για την υπομονή και κατανόηση που έδειξε απέναντί μου.

Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον υποψήφιο διδάκτορα Στάθη Καρέντζο για την μεγάλη βοήθεια που μου προσέφερε στο κομμάτι του προγραμματισμού, που υπήρξε καταλυτική για την ολοκλήρωση της παρούσας εργασίας, και ταυτόχρονα για την ευγένεια και κατανόησή του. Επίσης ευχαριστώ τον δρ. Στέφανο Λεοντσίνη για τη βοήθειά του.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω ολόκληρη την οικογένειά μου και τους κοντινούς μου ανθρώπους, και ιδιαίτερα τους γονείς μου Γιάννη και Λίνα Μπάρμπα, για την ανιδιοτελή στήριξή τους κατά τη διάρκεια των σπουδών μου αλλά και κατά την εκπόνηση της εργασίας μου.

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή στους Ανιχνευτές Αερίων

1.1 Ιστορική Αναδρομή

Η πρώτη συσκευή που χρησιμοποιήθηκε για την ανίχνευση ακτινοβολίας ιονισμού ήταν το ηλεκτροσκόπιο φύλλων χρυσού, ένας ανιχνευτής ιονισμού σε αέριο μέσο του 18ου αιώνα, η οποία χρησιμοποιούνταν για τη μέτρηση της ροής ιονισμένης ακτινοβολίας, μετά την ανακάλυψη το 1896 της ραδιενέργειας από τον Becquerel. Το πρώτο παράδειγμα θαλάμου ιονισμού που λειτουργούσε με συμπυκνωμένο διηλεκτρικό μέσο ήρθε το 1897 από τον Thomson, ο οποίος παρατήρησε την αυξημένη ηλεκτρική αγωγιμότητα ιονισμένων αερίων [1]. Το 1908 οι Rutherford και Geiger κατασκεύασαν ένα κυλινδρικό θάλαμο ιονισμού, που χρησιμοποιήθηκε για την ανίχνευση διαφόρων υποατομικών σωματιδίων. Αργότερα ο Geiger ανέπτυξε έναν πολύ ευαίσθητο απεριθμητή σωματιδίων που βοήθησε στην ανακάλυψη του σωματιδίου-α και στην ανακάλυψη του ατομικού μοντέλου από τον Rutherford [2]. Μεταξύ 1928-1929 οι Geiger και Mueller κατασκεύασαν τον γνωστό ως σήμερα ανιχνευτή Geiger-Mueller [3]. Στη συνέχεια υπήρξε η ανάγκη για κατασκευή απεριθμητών που να ταυτοποιούν κάθε σωματίδιο βάσει της ικανότητας ιονισμού του.

Ένας από τους πιο συχνά χρησιμοποιούμενους ανιχνευτές στην πειραματική σωματιδιακή φυσική, ακόμα και δεκαετίες μετά την ανακάλυψή του το 1912 από τον Wilson, ήταν το “cloud” chamber, ο οποίος ήταν και ο πρώτος ανιχνευτής που παρουσίαζε την τροχιά κάθε σωματιδίου. Σύντομα άρχισαν να χρησιμοποιούνται και ανιχνευτές με υγρό και στερεό μέσο, εξαιτίας της εξερεύνησης σωματιδίων υψηλότερων ενεργειών και της ανάπτυξης ευαίσθητων ηλεκτρονικών ενισχυτών. Τότε ήταν που έγινε η ανακάλυψη του bubble chamber (θάλαμος φυσαλίδων) από τον Glaser [1].

Στα τέλη της δεκαετίας του 1940 εντατικοποιήθηκε η έρευνα στους ανιχνευτές ευγενών αερίων με την παρατήρηση αγωγίμων ηλεκτρονίων σε υγρό Αργό (LAr) λόγω της απορρόφησης ακτινοβολίας από το μέσο [4]. Στην αρχή της δεκαετίας του 1950 χρησιμοποιήθηκαν κυρίως ανιχνευτές ιονισμού ευγενών αερίων (LAr) σε πειράματα πυρηνικής φυσικής, ενώ αργότερα εφαρμόστηκε η εξαιρετική ικανότητα των συμπυκνωμένων ευγενών αερίων στους σπινθηριστές.

Κατά τις δεκαετίες του 1950 και 1960 υπήρξε ιδιαίτερη ανάπτυξη στην έρευνα της ικανότητας των ευγενών αερίων και μειγμάτων τους να μεταφέρουν ηλεκτρόνια, έτσι ώστε να λειτουργεί πιο αποδοτικά ο μηχανισμός του πολλαπλασιασμού ηλεκτρονίων. Ο Charpak ανέπτυξε το 1968 τον MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber), ίσως τον πιο σημαντικό ανιχνευτή της εποχής του. Με την εισαγωγή του ψηφιακού σήματος και των υπολογιστών και τη βελτίωση των

ηλεκτρονικών κυκλωμάτων, από τότε σχεδόν όλα τα πειράματα φυσικής υψηλών ενεργειών χρησιμοποιούν τους MWPC. Παραδείγματα όπου συνέβαλε ο MWPC ήταν οι ανακαλύψεις των σωματιδίων J/Ψ από τους Ting και Richter και των W και Z από τον Rubbia [1].

Η παραδοχή ότι τα ευγενή αέρια ήταν η καλύτερη επιλογή για χρήση ως μέσο σε ανιχνευτές ιονισμού οδήγησε σε ραγδαίες ανακαλύψεις τα επόμενα χρόνια. Ο Alvarez το 1968 κατασκεύασε το θάλαμο ιονισμού με υγρό Ξένο (Xe), ο οποίος χρησιμοποιήθηκε στον τομέα της πυρηνικής ιατρικής [5]. Ο Doke και οι συνεργάτες του σε μια έρευνα για τις ιδιότητες των υγρών σπάνιων αερίων προσδιόρισαν τις τιμές του παράγοντα W, του παράγοντα Fano και τους χρόνους αποδιέγερσης των βαρέων ευγενών αερίων, τα οποία θα αναφερθούν εκτενέστερα σε επόμενο κεφάλαιο.

Στις δεκαετίες του 1970 και 1980 κατασκευάστηκαν καλορίμετρα υγρών ευγενών αερίων για την ανίχνευση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας υψηλών ενεργειών σε πολλά ερευνητικά ιδρύματα ανά τον κόσμο, όπως το CERN και το Budker Institute (Novosibirsk). Η ομάδα ICARUS υπό την αιγίδα του Rubbia κατασκεύασε τον Lar TPC για ανίχνευση ηλιακών νετρίνων. Αργότερα, ομάδες από την Αμερική, τη Ρωσία, την Ιαπωνία και την Ευρώπη διερεύνησαν την πιθανότητα δημιουργίας ηλεκτρομαγνητικού καλορίμετρου όπου η παθητική απορρόφηση σωματιδίων και η ανίχνευση σήματος θα γινόταν στο ίδιο μέσο.

Στην αρχή της δεκαετίας του 1980 έγινε η παραδοχή ότι η ενεργειακή διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών ιονισμού υγρών ευγενών αερίων είναι κατά πολύ χειρότερη στις χαμηλές ενέργειες από τις θεωρητικά αναμενόμενες τιμές. Για αυτό το λόγο δημιουργήθηκε η ανάγκη για κατασκευή ανιχνευτών αερίων υψηλής πίεσης, έτσι ώστε να έχουν καλύτερη διακριτική ικανότητα και στις χαμηλές ενέργειες. Η μελέτη της διακριτικής ικανότητας είναι και ο σκοπός αυτής της εργασίας. Οι μέθοδοι που χρησιμοποιήθηκαν για να εξάγουν τα αποτελέσματα των παραπάνω ανιχνευτών ήταν η μέτρηση του φορτίου που απελευθερώνεται από την ιοντίζουσα ακτινοβολία και η διαδικασία electroluminescence, όπου υπολογίζεται η ακτινοβολία που εκλύεται από τα ηλεκτρόνια ιονισμού καθώς ολισθαίνουν σε αρκετά μεγάλο ηλεκτρικό πεδίο.

Πλέον στη δεκαετία του 1990 αναπτύχθηκαν τεχνικές αύξησης της καθαρότητας των ευγενών αερίων που βοήθησαν στη δημιουργία οργάνων φασματομετρίας ακτίνων-γ υψηλής ακρίβειας που χρησιμοποιήθηκαν στην αστρονομία, στις εφαρμογές ακτινοπροστασίας και στην ιατρική απεικόνιση. Τέλος, στον 21ο αιώνα χρησιμοποιούνται τεράστια καλορίμετρα ιονισμού με υγρά ευγενή αέρια σε πολλούς επιταχυντές καθώς και TPC (Time Projection Chambers) υγρού Αργού (Lar) που περιέχουν τόνους υγρού για τη μελέτη ηλιακών νετρίνων. Η έρευνα για καινούργια όργανα πυρηνικής ιατρικής συνεχίζεται.

1.2 Γενικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών

Ανεξαρτήτως του είδους κάθε ανιχνευτή, όλοι είναι κατασκευασμένοι σύμφωνα με μία βασική αρχή: τη μεταφορά μέρους ή ολόκληρης της ενέργειας των εισερχόμενων σε αυτούς σωματιδίων σε ολόκληρη τη μάζα του ανιχνευτή και στη συνέχεια τη “μετάφρασή” τους σε όρους αντιληπτούς από τον άνθρωπο. Για παράδειγμα, στους ανιχνευτές αερίων τα ηλεκτρόνια ιονισμού συλλέγονται για να δημιουργήσουν ηλεκτρικό σήμα. Στους πιο σύγχρονους ανιχνευτές, λόγω της ραγδαίας προόδου στους τομείς των ηλεκτρονικών και των υπολογιστών, η “μετάφραση” αυτή επιτυγχάνεται με μεγαλύτερη ταχύτητα και ακρίβεια μέσω ηλεκτρικών παλμών που είναι εύκολο να χειριστούν με ηλεκτρονικά μέσα. Στη συνέχεια παρατίθενται επιγραμματικά κάποια από τα χαρακτηριστικά των σύγχρονων ανιχνευτών.

1.2.1 Ευαισθησία (Sensitivity)

Η ευαισθησία ενός ανιχνευτή είναι η ικανότητά του να παράξει εύχρηστο σήμα για συγκεκριμένο είδος ακτινοβολίας συγκεκριμένης ενέργειας, διότι δεν είναι δεδομένο ότι όλοι οι ανιχνευτές είναι “ευαίσθητοι” σε κάθε είδος ακτινοβολίας οποιασδήποτε ενέργειας. Γι' αυτό το λόγο κάθε είδος ανιχνευτή είναι σχεδιασμένο για να ανιχνεύει συγκεκριμένο είδος ακτινοβολίας σε συγκεκριμένο ενεργειακό φάσμα. Η απόκλιση από τα παραπάνω έχει ως αποτέλεσμα “κακό” σήμα ή μείωση της αποδοτικότητας του ανιχνευτή [6].

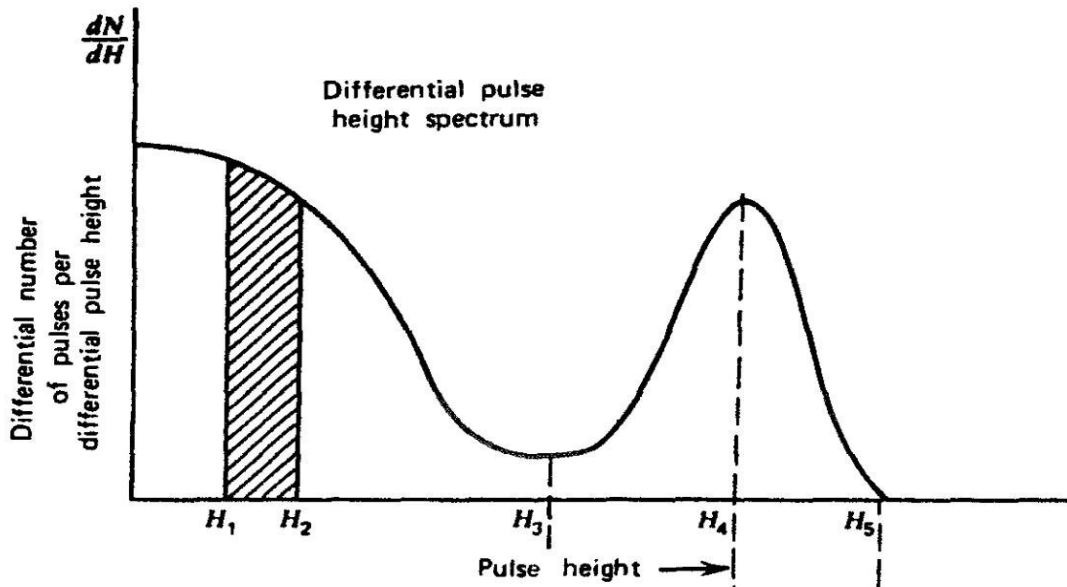
Η ευαισθησία του ανιχνευτή εξαρτάται από τις παρακάτω παραμέτρους:

- την ενεργό διατομή των αντιδράσεων ιονισμού στο εσωτερικό του ανιχνευτή
- τη μάζα του ανιχνευτή
- τον εσωτερικό “θόρυβο” του ανιχνευτή
- το υλικό του περιβλήματος του ανιχνευτή

1.2.2 Κατανομή πλάτους (ύψους) παλμού (Pulse Height Distribution)

Κάθε παλμός που λαμβάνεται στο σήμα εξόδου του ανιχνευτή φέρει σημαντικές πληροφορίες για το φορτίο που δημιούργησε την συγκεκριμένη αντίδραση ακτινοβολίας. Κατά τη μελέτη μεγάλης ποσότητας παλμών, παρατηρείται διαφοροποίηση στα πλάτη τους, γεγονός που οφείλεται είτε στις διαφορετικές ενέργειες των εισερχόμενων ακτινοβολιών, είτε στις διακυμάνσεις της απόκρισης του ανιχνευτή σε μονοενεργειακές ακτινοβολίες. Η κατανομή του πλάτους του παλμού αποτελεί βασικό χαρακτηριστικό του ανιχνευτή που συχνά χρησιμοποιείται για να εξαχθούν πληροφορίες για την ακτινοβολία ή ακόμα και για τη λειτουργία του ανιχνευτή.

Ο πιο συχνός τρόπος απεικόνισης του πλάτους παλμού είναι μέσω της διαφορικής κατανομής πλάτους παλμού, η μορφή της οποίας δίνει πληροφορία για την πηγή του κάθε παλμού (Εικόνα 1.1) [7].



Εικόνα 1.1: Διαφορική Κατανομή Πλάτους Παλμού

1.2.3 Απόκριση Ανιχνευτή (Detector Response)

Ο ιονισμός που λαμβάνει χώρα εντός του ανιχνευτή είναι ανάλογος της ενέργειας που χάνει η αντίστοιχη ακτινοβολία που εισέρχεται στον ανιχνευτή. Όσο μεγαλύτερος ο όγκος του ανιχνευτή, τόσο μεγαλύτερη πιθανότητα υπάρχει η ακτινοβολία να απορροφηθεί ολοκληρωτικά. Όταν συμβαίνει αυτό, ο ιονισμός αποτελεί μέγεθος της ενέργειας της αντίστοιχης ακτινοβολίας.

Το σήμα εξόδου ενός ανιχνευτή έχει τη μορφή ηλεκτρικού παλμού, στον οποίο αποτυπώνεται το μέγεθος του ιονισμού μέσω του φορτίου που περιέχεται σε αυτό το σήμα, δηλαδή το ολοκλήρωμα του παλμού ως προς το χρόνο. Όσο ο παλμός παραμένει αμετάβλητος, χρησιμοποιείται το πλάτος του παλμού (pulse height) του σήματος, αφού το παραπάνω ολοκλήρωμα είναι απολύτως ανάλογο του pulse height. Η σχέση μεταξύ της ενέργειας της ακτινοβολίας και του pulse height του σήματος εξόδου αποτελεί την απόκριση του ανιχνευτή [6].

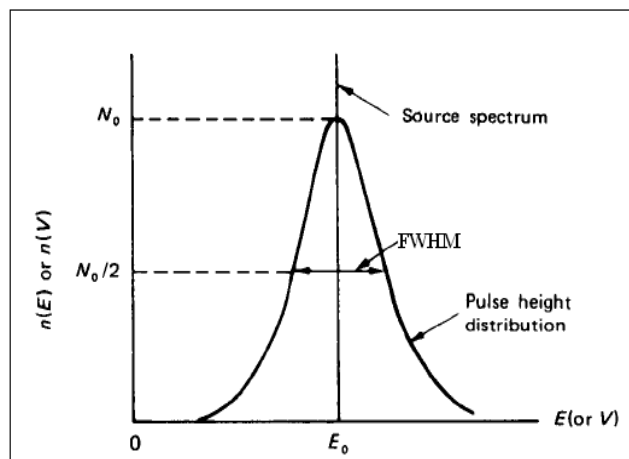
1.2.4 Χρόνος Απόκρισης (Response Time)

Ο χρόνος απόκρισης είναι πολύ σημαντικός για τις χρονικές ικανότητες του ανιχνευτή, καθώς εκφράζει το χρόνο που χρειάζεται ο ανιχνευτής έτσι ώστε να δημιουργήσει σήμα μετά την άφιξη της ακτινοβολίας. Το σήμα είναι απαραίτητο να είναι ακριβές και να έχει μικρή χρονική διάρκεια, καθώς στο ενδιάμεσο είναι πιθανό να υπάρξει δεύτερο συμβάν, που ο ανιχνευτής αδυνατεί να συλλάβει ως ξεχωριστό συμβάν [6].

1.2.5. Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα (Energy Resolution)

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα είναι το πιο σημαντικό μέγεθος για ανιχνευτές σχεδιασμένους για τη μέτρηση ενέργειας ακτινοβολίας συμβάντων. Αποτελεί την ικανότητα του ανιχνευτή να “ξεχωρίζει” δυο πολύ κοντινές κορυφές ενέργειας και μετράται στέλνοντας στον ανιχνευτή μονοενεργειακή δέσμη ακτινοβολίας και παρατηρώντας το φάσμα εξόδου. Για την ακρίβεια, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα περιγράφεται με τον όρο *full width at half maximum* (FWHM) και ισούται με το πηλίκο:

$$R = \Delta E/E \quad \text{ή} \quad R = FWHM/E.$$



Εικόνα 1.2: FWHM

Αυτό πρακτικά σημαίνει πως η διακριτική ικανότητα εξαρτάται από το πάχος της κορυφής της ενεργειακής κατανομής και το ύψος της αντίστοιχης κορυφής. Εκφράζεται σε ποσοστιαίες μονάδες (π.χ. 8% ενεργειακή διακριτική ικανότητα για ακτίνες-γ του 1 MeV σε ανιχνευτή NaI ενώ αντίστοιχα 0.1% για τις ίδιες ακτίνες ίδιας ενέργειας σε ανιχνευτή γερμανίου).

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα εξαρτάται από τον ιονισμό που λαμβάνει χώρα στο εσωτερικό του αερίου, το σήμα εξόδου και τον πολλαπλασιασμό και τη ροή ηλεκτρονίων. Δεδομένης της εξάρτησης από τον ιονισμό, ορίζεται η παρακάτω σχέση:

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{Fw}{E}}$$

όπου w : η μέση απαιτούμενη ενέργεια για να υπάρξει ιονισμός

F : ο παράγοντας F_{ap} και

ο αριθμός 2.35 αντιπροσωπεύει την τυπική απόκλιση της κανονικής κατανομής του αντίστοιχου FWHM.

Ο παράγοντας F_{ap} είναι πολύ σημαντική σταθερά και δύσκολη στον υπολογισμό της. Ουσιαστικά αποτελεί μια συνάρτηση όλων των διαδικασιών που μπορούν να οδηγήσουν σε μεταφορά ενέργειας στον ανιχνευτή.

1.2.6 Αποδοτικότητα (Efficiency)

Η βασική λειτουργία κάθε ανιχνευτή είναι να απεικονίζει μέσω παλμών στην έξοδο κάθε ποσό ενέργειας που διέρχεται από το εσωτερικό του. Κάτι τέτοιο είναι εύκολο να επιτευχθεί για τα φορτισμένα σωματίδια (π.χ. α , β), καθώς στο πέρασμά τους από το εσωτερικό του ανιχνευτή δημιουργούν πλήθος αντιδράσεων διέγερσης και ιονισμού, αρκετά μεγάλο ώστε να ανιχνευθεί και να απεικονιστεί στην έξοδο. Έτσι λέγεται ότι ο ανιχνευτής έχει για τα φορτισμένα σωματίδια αποδοτικότητα 100%. Όμως, για ακτινοβολίες που δεν φέρουν φορτίο, όπως τα νετρόνια και τις ακτίνες γ , είναι πολύ πιο δύσκολο να ανιχνευθούν καθώς θα πρέπει να δημιουργήσουν πολύ μεγαλύτερες αντιδράσεις. Επίσης, λόγω της μεγάλης σχετικά απόστασης μεταξύ δύο διαδοχικών αντιδράσεων για τις αφόρτιστες ακτινοβολίες οι ανιχνευτές έχουν λιγότερο από 100% αποδοτικότητα. Γι' αυτό το λόγο είναι αναγκαίο να είναι γνωστή η αποδοτικότητα του ανιχνευτή έτσι ώστε να μπορεί να γίνει ταύτιση του σήματος εξόδου με το πλήθος των συμβάντων που προκλήθηκαν από τις ακτινοβολίες που εισήλθαν σε αυτόν.

Διακρίνονται δύο είδη αποδοτικότητας. Το πρώτο είναι η απόλυτη αποδοτικότητα (ϵ_{tot} , absolute/total efficiency), που εξαρτάται από τις ιδιότητες και από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή (κυρίως από την απόσταση της πηγής από την ακτινοβολία) και ορίζεται από τη σχέση:

$$\epsilon_{tot} = \frac{\text{αριθμός των παλμών που καταγράφηκαν}}{\text{αριθμός των κβάντων ενέργειας που εξέπεμψε η πηγή}}$$

Το δεύτερο είδος είναι η ενδογενής αποδοτικότητα (ϵ_{intr} , intrinsic efficiency) που εξαρτάται από τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων των ακτινοβολιών στο εσωτερικό του ανιχνευτή, δηλαδή εξαρτάται από το είδος της ακτινοβολίας, την ενέργειά της και το υλικό του ανιχνευτή. Εκφράζεται από τη σχέση:

$$\epsilon_{intr} = \frac{\text{αριθμός των παλμών που καταγράφηκαν}}{\text{αριθμός των κβάντων ενέργειας συμβάντων στον ανιχνευτή}}$$

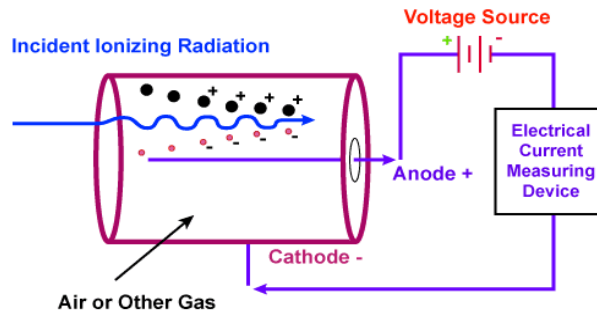
Η διαφορά ανάμεσα στα δυο μεγέθη είναι ότι το πρώτο εκφράζει την αποδοτικότητα ως προς όλα τα συμβάντα που δημιουργήθηκαν από την πηγή και καταγράφηκαν από τον ανιχνευτή, ενώ το δεύτερο την ικανότητα του ανιχνευτή να ανιχνεύει κάθε γεγονός [7].

1.2.7 Νεκρός Χρόνος (Dead Time)

Για να καταγραφούν δύο ξεχωριστοί παλμοί από έναν ανιχνευτή απαιτείται ένα ελάχιστο χρονικό διάστημα που πρέπει να παρεμβάλεται ανάμεσα στα αντίστοιχα δύο ξεχωριστά γεγονότα, που μπορεί να ορίζεται είτε από διεργασίες εντός του ανιχνευτή, είτε από τα ηλεκτρονικά μέρη του συστήματος. Ο ελάχιστος αυτός χρόνος καλείται νεκρός χρόνος. Κατά αυτό το χρονικό διάστημα, αν ο ανιχνευτής έχει μικρή ευαισθησία οποιαδήποτε περαιτέρω συμβάντα δεν καταγράφονται, ενώ αν είναι αρκετά ευαίσθητος τα επόμενα συμβάντα συμπίπτουν με το πρώτο και το σήμα εξόδου παραμορφώνεται με αποτέλεσμα να χάνονται σημαντικές πληροφορίες, που με τη σειρά του οδηγεί σε παραμόρφωση της κατανομής των γεγονότων. Προς αποφυγή τέτοιων σφαλμάτων προτείνεται η μείωση του ρυθμού απαρίθμησης του ανιχνευτή, έτσι ώστε να ελαττωθεί η πιθανότητα δεύτερου συμβάντος σε αυτό το χρονικό διάστημα [6].

1.3 Εισαγωγή στους Ανιχνευτές Ιονισμού με αέριο μέσο

Καθώς ο ανιχνευτής MicroMEGAS που μελετάται στην παρούσα εργασία είναι ένας ανιχνευτής ιονισμού με αέριο μέσο, είναι απαραίτητο να αναφερθούν ορισμένοι ανιχνευτές ιονισμού και ο τρόπος λειτουργίας τους.



Εικόνα 1.3: Ανιχνευτής Ιονισμού

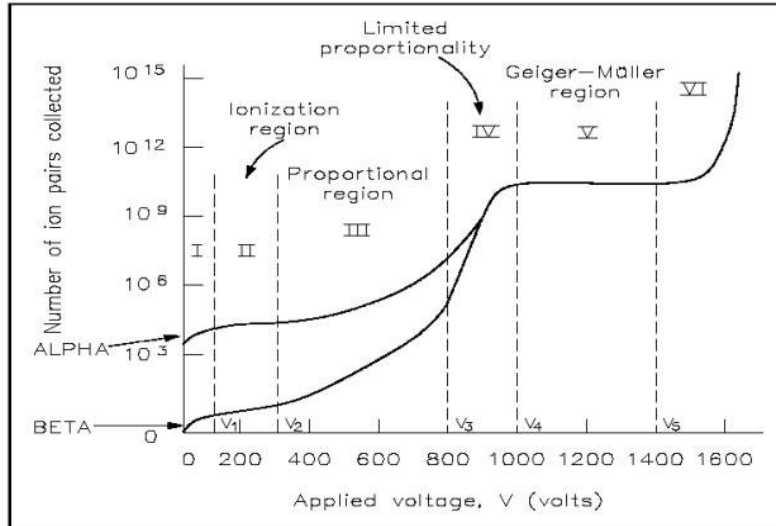
Είναι προφανές πως επιλέγονται αέρια ως μέσα στους ανιχνευτές ιονισμού λόγω της μεγαλύτερης κινητικότητας των ηλεκτρονίων και των ιόντων σε αυτά. Οι πρώτοι ανιχνευτές ιονισμού ήταν απλές διατάξεις, που αποτελούνταν από ένα δοχείο, συνήθως κυλινδρικό λόγω απλότητας, με αγωγικά τοιχώματα, που δρούσαν ως κάθοδος, και λεπτό παράθυρο ανίχνευσης, γεμίζονταν με το κατάλληλο αέριο, συνήθως ευγενές, και διαπερνούσαν από ένα αγωγικό σύρμα, την άνοδο, στο οποίο εφαρμοζόταν θετική τάση $+V_0$, για να δημιουργηθεί διαφορά δυναμικού σε σχέση με την κάθοδο. Έτσι δημιουργόταν ακτινικό ηλεκτρικό πεδίο της μορφής:

$$E = \frac{1}{r} \cdot \frac{V_0}{\ln(b/a)}$$

όπου r : η απόσταση από τον κεντρικό άξονα
 b : η εσωτερική ακτίνα του κυλίνδρου
 a : η ακτίνα του σύρματος

Όταν η ακτινοβολία εισέρχεται στον κύλινδρο δημιουργούνται ορισμένα ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων, η μέση τιμή των οποίων είναι ανάλογος της ενέργειας που εναποτέθηκε στον ανιχνευτή. Λόγω της ύπαρξης του ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια θα κατευθυνθούν προς την άνοδο, ενώ τα ιόντα προς την κάθοδο, απ' όπου και συλλέγονται και δημιουργούν το σήμα εξόδου, που εξαρτάται από την ένταση του πεδίου.

Το πλήθος των ιόντων που συλλέγονται, ή αλλιώς το συνολικό φορτίο, εξαρτάται από τη διαφορά δυναμικού που εφαρμόζεται, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (Εικόνα 1.4).



Εικόνα 1.4

Σε πολύ χαμηλές τάσεις τα φορτία αρχίζουν να συλλέγονται, όμως κυριαρχεί η διαδικασία της επανασύνδεσης ιόντων (Περιοχή I). Καθώς η τάση αυξάνεται, ελαττώνεται η ταση για επανασύνδεση και όλο και περισσότερα ιόντα συλλέγονται πριν καταφέρουν να επανασυνδεθούν. Από μια τάση και πάνω, όλα πλέον τα ζεύγη συλλέγονται, οπότε περαιτέρω αύξηση της τάσης δεν έχει διαφορετικά αποτελέσματα. Πλέον ο ανιχνευτής λειτουργεί ως θάλαμος ιονισμού (Περιοχή II) και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μέτρηση της έκθεσης σε ακτίνες-γ ή μετρήσεις μεγάλης ροής ακτινοβολίας.

Αν συνεχιστεί η αύξηση της τάσης πέραν της Περιοχής II, αρχίζει να αυξάνεται το ρεύμα εξόδου ανάλογα με την ταση, διότι πλέον τα ελεύθερα ηλεκτρόνια επιταχύνονται σε ενέργειες ικανές να ιονίσουν τα μόρια του αερίου του κυλίνδρου. Τα δευτερογενή ηλεκτρόνια που παράγονται από αυτούς τους ιονισμούς με τη σειρά τους ιονίζουν επιπλέον μόρια κ.ο.κ. και παρουσιάζεται καταίγισμος ιονισμού. Ο αριθμός των ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων στον καταίγισμο είναι απολύτως ανάλογος του αριθμού των πρωτογενών ηλεκτρονίων. Στη συνέχεια επιτυγχάνεται ενίσχυση του σήματος εξόδου με πολλαπλασιαστικό παράγοντα ανάλογο της εφαρμοζόμενης τάσης V , ο οποίος όμως μπορεί και να φτάνει και στο 10^6 (Περιοχή III). Ένας ανιχνευτής που λειτουργεί στην Περιοχή III λέγεται αναλογικός θάλαμος (Proportional Chamber).

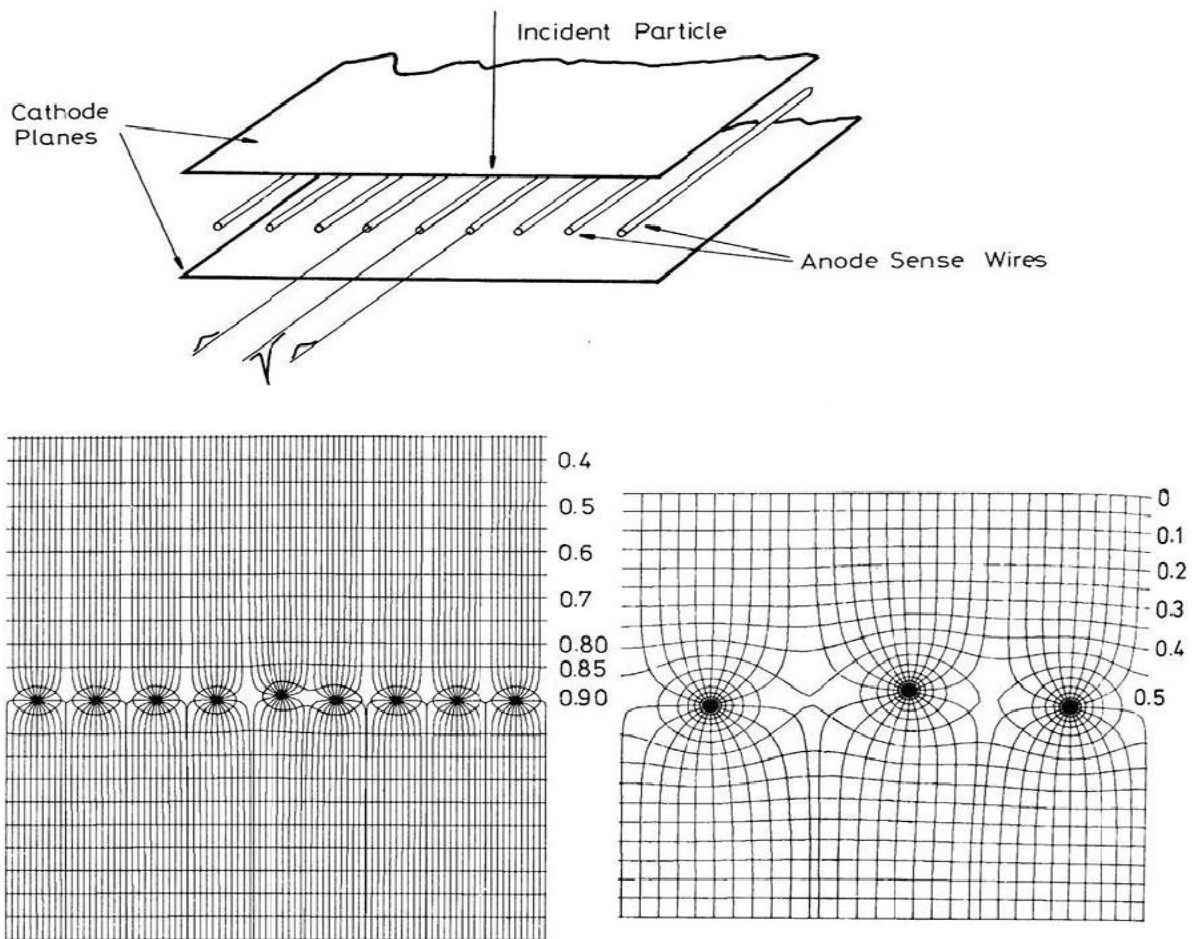
Με επιπλέον αύξηση της τάσης, πέραν της Περιοχής III, αρχίζει να χάνεται η αναλογικότητα, καθώς λόγω του πολλαπλασιασμού το φορτίο που δημιουργείται από τον ιονισμό γύρω από την άνοδο παραμορφώνει το ηλεκτρικό πεδίο. Η Περιοχή IV είναι γνωστή ως περιοχή μειωμένης αναλογικότητας και για ακόμα υψηλότερες τάσεις η αναλογικότητα χάνεται τελείως, λόγω της υπερβολικά αυξημένης ενέργειας που προκαλεί αποφόρτιση του αερίου. Η περιοχή περιορισμένης αναλογικότητας στη συνέχεια καταλήγει σε περιοχή όπου η έξοδος είναι ρεύμα κόρου, με ίδιο πλάτος ανεξαρτήτως της ενέργειας του αρχικού γεγονότος, ή αλλιώς περιοχή Geiger-Muller (Περιοχή V). Τέλος, για επιπλέον αύξηση της τάσης παρατηρείται κατάρρευση, ανεξαρτήτως ύπαρξης ακτινοβολίας και πρέπει να αποφεύγεται γιατί είναι πιθανόν να βλάψει τον ανιχνευτή (discharge region-περιοχή αποφόρτισης-Περιοχή VI).

Η μελέτη της τροχιάς των σωματιδίων είναι πολύ σημαντική για τη φυσική υψηλών ενεργειών, καθώς παράγει πληροφορίες για το σημείο αλληλεπίδρασης, την πορεία διάσπασης ασταθών σωματιδίων και την ορμή σωματιδίων που κινούνται εντός μαγνητικού πεδίου. Όπως

αναφέρθηκε και νωρίτερα, μετά την κατασκευή του MWPC, οι κύριοι ανιχνευτές που χρησιμοποιούνται σε πειράματα ΦΥΕ είναι wire chambers και MPGDs (MicroPattern Gaseous Detectors). Στην τελευταία κατηγορία ανήκει και ο ανιχνευτής MicroMEGAS. Στη συνέχεια αναφέρονται ορισμένοι βασικοί ανιχνευτές.

1.3.1 Multiwire proportional chamber (MWPC)

Ο MWPC είναι ουσιαστικά ένα επίπεδο στρώμα αναλογικών απαριθμητών χωρίς διαχωριστικά τοιχώματα, δηλαδή ένα επίπεδο στρώμα ισαπέχοντων (περίπου 2mm) συρμάτων ανόδου τοποθετημένα μεταξύ δύο επίπεδων καθόδων που απέχουν 7-8mm [8].



Εικόνα 1.5: Ο MWPC και το ηλεκτρικό του πεδίο

Το ηλεκτρικό πεδίο είναι κάπως διαφοροποιημένο σε σχέση με τον κυλινδρικό αναλογικό απαριθμητή που αναφέρθηκε νωρίτερα και το δυναμικό που αναπτύσσεται ισούται με:

$$V(x, y) = \frac{CV}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{2\pi L}{d} - \ln \left[4 \left(\sin^2 \left(\frac{\pi x}{d} \right) + \sinh^2 \left(\frac{\pi y}{d} \right) \right) \right] \right)$$

για L : η απόσταση των καλωδίων ανόδου από την κάθοδο

d : η απόσταση μεταξύ των καλωδίων ανόδου

V : η εφαρμοζόμενη τάση στην άνοδο

ϵ_0 : η διηλεκτρική σταθερά του κενού ($\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} F/m$)

C : η χωρητικότητα ανά μονάδα μήκους που ισούται με:

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0}{2\left(\frac{\pi L}{d} - \ln\left(\frac{2\pi r_i}{d}\right)\right)}$$

όπου r_i : η ακτίνα του σύρματος-ανόδου [9].

Η δημιουργία καταγισμού στον MWPC λειτουργεί με τον ίδιο ακριβώς τρόπο όπως και στους αναλογικούς απαριθμητές. Αφού το περισσότερο φορτίο των συρμάτων ανόδου δημιουργείται σε πολύ μικρή απόσταση από αυτά, το σήμα εξόδου προέρχεται κυρίως από τα θετικά ιόντα που ολισθαίνουν προς την κάθοδο. Ο MWPC είναι ανιχνευτής κακής χωρικής διακριτικής ικανότητας (περίπου 600 μm) και παρέχει σήμα μόνο για τη συντεταγμένη κάθετα στα σύρματα και όχι κατά μήκος αυτών [10]. Για ανακατασκευή της τροχιάς του εισερχομένου στον ανιχνευτή σωματιδίου μπορεί να κατασκευαστεί ένα MWPC telescope από δύο ή περισσότερους MWPC, οι οποίοι θα αποτελούνται από δύο επίπεδα συρμάτων ανόδου X και Y που θα “διαβάζουν” τις συντεταγμένες του κάθε σύρματος που παρέχει σήμα εξόδου [6].

1.3.2 Θάλαμος Ολίσθησης (Drift Chamber)

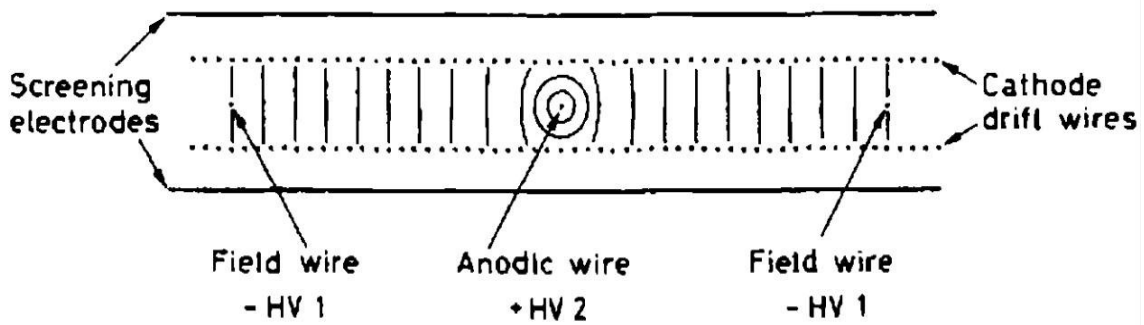
Λίγο μετά την κατασκευή του MWPC κατασκευάστηκε ο θάλαμος ολίσθησης με σκοπό τη μέτρηση της τροχιάς των σωματιδίων εντός του ανιχνευτή και τη βελτίωση της χωρικής διακριτικής ικανότητας, όπου ο MWPC υστερούσε. Βασίστηκε στην ύπαρξη ενός trigger που σηματοδοτούσε την άφιξη ενός σωματιδίου και στην παραδοχή ότι η ταχύτητα ολίσθησης είναι γνωστή και υπολόγισε την απόσταση μεταξύ του συγκεκριμένου σύρματος και του σημείου παραγωγής των ηλεκτρονίων που ανιχνεύτηκαν [6]. Για σταθερή ταχύτητα ολίσθησης:

$$x = v \cdot \Delta t, \text{ όπου } v : \text{ η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων}$$

Ενώ για μεταβλητή ταχύτητα ολίσθησης κατά μήκος της διαδρομής ολίσθησης:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v dt, \text{ όπου } t_0 : \text{ ο χρόνος άφιξης του σωματιδίου και}$$

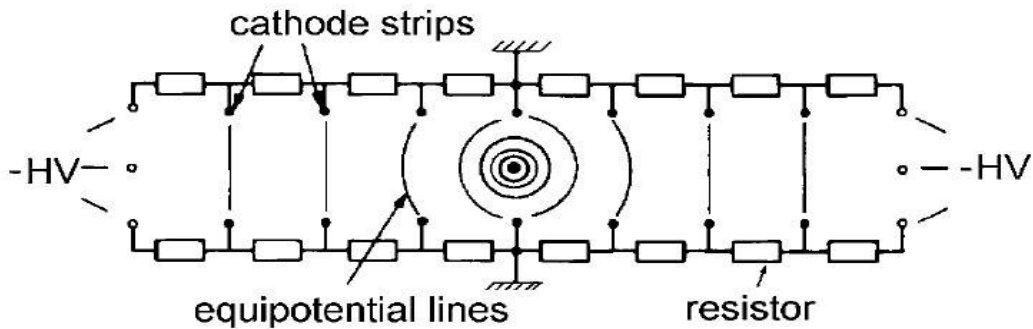
$$t_1 : \text{ ο χρόνος εμφάνισης του παλμού στην άνοδο}$$



Εικόνα 1.6: Θάλαμος Ολίσθησης

Στη μια άκρη του θαλάμου υπάρχει ένα ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης ενώ στην άλλη η άνοδος ενός απλού αναλογικού απαριθμητή. Για διαμόρφωση του κατάλληλου πεδίου ολίσθησης, εντάσσονται σύρματα (field wires) μεταξύ γειτονικών συρμάτων ανόδου (sense wires). Την άφιξη ενός σωματιδίου σηματοδοτεί ένας σπινθηριστής (scintillation counter) που τοποθετείται πριν ή μετά το θάλαμο. Η βελτίωση της χωρικής διακριτικής ικανότητας σε σχέση με τον MWPC μπορεί να πραγματοποιηθεί με τοποθέτηση των συρμάτων ανόδου σε μικρότερες μεταξύ τους αποστάσεις.

Οι θάλαμοι ολίσθησης μπορούν επίσης να κατασκευαστούν και σε μεγάλες διαστάσεις (π.χ. $80 \times 80 \text{ cm}^2$), όπου η διαφορά δυναμικού μεταξύ του σύρματος ανόδου και του αρνητικού δυναμικού στα άκρα του θαλάμου χωρίζεται γραμμικά χρησιμοποιώντας strips (λωρίδες) καθόδου που συνδέονται σε μια σειρά αντιστάσεων. Παρ' όλα αυτά, έτσι μειώνεται η χωρική διακριτική ικανότητα σε σχέση με τους μικρότερους σε μέγεθος [11].

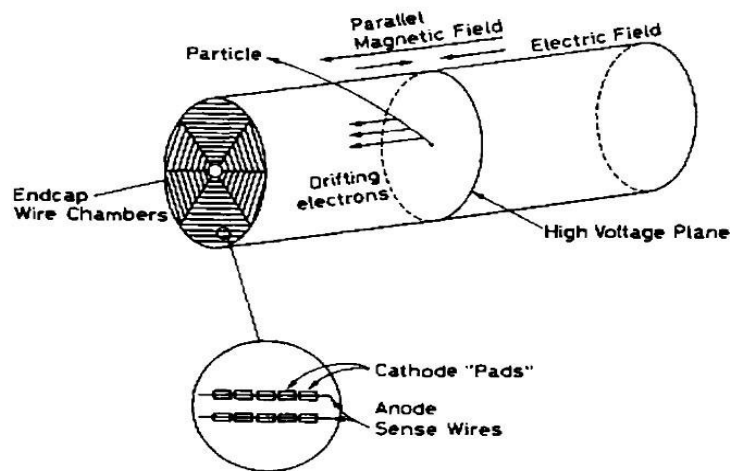


Εικόνα 1.7: Θάλαμος Ολίσθησης μεγάλων διαστάσεων

Η αρχή της ολίσθησης ηλεκτρονίων στους θαλάμους ολίσθησης χρησιμοποιείται με διάφορους τρόπους. Με την εισαγωγή ενός πλέγματος στο εσωτερικό του θαλάμου ολίσθησης επιτυγχάνεται διαχωρισμός της περιοχής ολίσθησης από την περιοχή ενίσχυσης του αερίου. Με το κατάλληλο αέριο και τάση μπορεί να αναπαραχθεί ηλεκτρονικά και με χαμηλό κόστος η τροχιά του ιονισμού που προκλήθηκε από ένα φορτισμένο σωματίδιο, καθώς επιτρέπονται πολύ χαμηλές ταχύτητες ολίσθησης (αρχή του time expansion chamber) [12].

1.3.3 TPC (Time Projection Chamber)

Ο TPC είναι ένας από τους καλύτερους κυλινδρικούς ανιχνευτές (αν και λειτουργεί και σε άλλα σχήματα) για προσδιορισμό τροχιάς, λόγω της απλής κατασκευής του και της ικανότητάς του να ελαχιστοποιεί τις πολλαπλές σκεδάσεις και τη μετατροπή φωτονίων (photon conversion) [13]. Χρησιμοποιεί τις αρχές λειτουργίας του αναλογικού απαριθμητή και του θαλάμου ολίσθησης. Αποτελείται από έναν κύλινδρο γεμισμένο με αέριο (π.χ. Αργό-Μεθάνιο σε αναλογία 90:10) και χωρίζεται στη μέση από ένα κεντρικό ηλεκτρόδιο. Στις δύο άκρες του θαλάμου συνήθως τοποθετούνται MWPCs, οι οποίοι έχουν ως στόχο τη μέτρηση των συντεταγμένων της τροχιάς ιονισμού και χωρίζονται ακτινικά σε 6 περιοχές που αποτελούνται από ανοδικά σύρματα και pads καθόδου.



Εικόνα 1.8: Time Projection Chamber

Η βασική κατασκευαστική διαφορά σε σχέση με άλλους θαλάμους είναι η παραλληλότητα του ηλεκτρικού πεδίου (\mathbf{E}) και του μαγνητικού πεδίου του σωληνοειδούς (\mathbf{B}), που είναι παράλληλα με τη διεύθυνση του κυλίνδρου, γεγονός που οδηγεί στη δημιουργία τροχιάς ολίσθησης παράλληλης προς αυτά. Έτσι, τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται στο κέντρο του θαλάμου εξαιτίας κάποιου εισερχόμενου σωματιδίου θα κατευθυνθούν προς μία από τις δύο άκρες του θαλάμου, απ' όπου και θα συλλεχθούν οι κατάλληλες πληροφορίες από τους MWPC. Τυπικές τιμές για τα πεδία είναι $\mathbf{E} = 20 \text{ kV/m}$ και $\mathbf{B} = 1,5 \text{ T}$ [14].

Οι TPC μπορούν να λειτουργήσουν και με υγρά ευγενή αέρια ως μέσο ιονισμού. Οι liquid-argon TPCs, θεωρούνται οι ηλεκτρονικοί θάλαμοι φυσαλίδων (bubble chambers), με ικανότητα ανακατασκευής τροχιάς σε 3 διαστάσεις και λειτουργίας ως καλορίμετρα και με χωρική διακριτική ικανότητα της τάξης των $100 \mu\text{m}$ [15].

1.3.4 MSGC (Micro-strip Gas Counters)

Ο MSGC είναι ένας ανιχνευτής τελευταίας γενιάς και λειτουργεί ως θάλαμος ιονισμού, που αποτελείται από λεπτά μεταλλικά ηλεκτρόδια (ανόδους και καθόδους) τοποθετημένα σε ένα μονωτικό υπόστρωμα (συνήθως γυαλί). Οι πολύ λεπτές λωρίδες (strips) ανόδου (7 μm) παρεμβάλλονται εναλλάξ με τις φαρδύτερες λωρίδες (strips) καθόδου (100 μm), δημιουργώντας μια περιοδική δομή βήματος 200 μm . Οι άνοδοι βρίσκονται σε θετικότερο των καθόδων δυναμικό [16].

Κάποια από τα φορτία που παράγονται από τον καταγισμό κοντά στην άνοδο φτάνουν την επιφάνεια του μονωμένου υποστράματος, οδηγώντας στην φόρτιση αυτής της επιφάνειας και την αλλαγή της γεωμετρίας του ηλεκτρικού πεδίου. Για την αποφυγή συγκέντρωσης θετικού φορτίου στην επιφάνεια χρησιμοποιούνται υλικά με συγκεκριμένη ειδική αντίσταση (περίπου $10^{15} - 10^{16} \Omega/\text{square}$), σε αντίθεση με το κανονικό γυαλί που έχει $10^{18} \Omega/\text{square}$.

Τα πλεονεκτήματα του MSGC έναντι του MWPC είναι πολλά. Εξαιτίας της μικρής διαδρομής των ιόντων από την άνοδο στην κάθοδο, ελατώνεται ο χρόνος εξαφάνισης του νέφους των θετικών ιόντων, το οποίο οδηγεί σε τουλάχιστον 2 φορές καλύτερο ρυθμό απαρίθμησης (count rate). Επίσης έχει επιτευχθεί χωρική διακριτική ικανότητα της τάξης των 30 μm σε συσκευές βήματος 200 μm [16]. Τέλος, η περιοδικότητα της δομής του MSGC μπορεί να διατηρηθεί με πολύ μεγάλη ακρίβεια κατά μήκος ολόκληρου του ανιχνευτή με αποτέλεσμα ομοιογενποιημένο ηλεκτρικό πεδίο και ενίσχυση του αερίου.

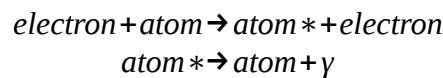
Κεφάλαιο 2

Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας στο εσωτερικό του Ανιχνευτή

Η ακτινοβολία μπορεί να ανιχνευθεί μόνο μέσω της αλληλεπίδρασής της με την ύλη. Εφ' όσον υπάρχουν φορτισμένα και αφόρτιστα σωματίδια, οι διεργασίες που λαμβάνουν χώρα εντός του ανιχνευτή για το καθένα είναι πολύ διαφορετικές. Έτσι θα μπορούσε κάποιος να πει πως το κάθε είδος ακτινοβολίας και η κάθε διεργασία στην οποία λαμβάνει μέρος θα μπορούσε να είναι η αιτία ύπαρξης κάθε είδους ανιχνευτή. Σε αυτό το κεφάλαιο θα αναφερθούν αναλυτικά οι αλληλεπιδράσεις αυτές και κάποια από τα αποτελέσματά τους.

2.1 Αλληλεπιδράσεις φορτισμένων σωματιδίων

Καθώς τα φορτισμένα σωματίδια διέρχονται από την ύλη χάνουν ποσοστό της κινητικής τους ενέργειας μέσω της διέγερσης των δέσμιων ηλεκτρονίων της ύλης και μέσω του ιονισμού.



Αντιδράσεις διέγερσης όπως η παραπάνω οδηγούν σε χαμηλής ενέργειας φωτόνια. Μεγαλύτερης σημασίας είναι διεργασίες σκέδασης, όπου σωματίδια μεταφέρουν κάποια ποσότητα της ενέργειας στα ατομικά ηλεκτρόνια έτσι ώστε να απελευθερωθούν από το άτομο. Η μέγιστη μεταφερόμενη στο ηλεκτρόνιο κινητική ενέργεια εξαρτάται από τη μάζα ηρεμίας m_0 και την ορμή του προσπίπτοντος σωματιδίου και δίνεται από τον τύπο [17]:

$$E_{kin}^{max} = \frac{2 m_e p^2}{m_0^2 + m_e^2 + 2 m_e E / c^2} \quad (2.1)$$

$$, \text{ όπου } p = \gamma m_0 \beta c \quad (2.2) \quad \gamma = E / m_0 c^2 \quad \beta c = v$$

η ορμή, ο παράγοντας Lorentz και η ταχύτητα αυτού του σωματιδίου αντίστοιχα.

Για σχετικιστικά σωματίδια η σχέση (2.1) μετατρέπεται σε:

$$E^{max} \approx \frac{E^2}{E + m_0^2 c^2 / 2 m_e} \quad (2.3)$$

όπου E : η συνολική ενέργεια του σωματιδίου.

2.1.1 Απώλεια ενέργειας λόγω διέγερσης και ιονισμού και εμβέλεια σωματιδίων

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διεισδύει στην ύλη, αντιδρά με τα ηλεκτρόνια και τους πυρήνες του υλικού μέσω της ηλεκτρομαγνητικής δύναμης, ενώ συγκεκριμένα για πρωτόνια, σωματίδια-α και άλλα φορτισμένα αδρόνια πραγματοποιείται πυρηνική αλληλεπίδραση λόγω της ισχυρής πυρηνικής δύναμης. Εάν το φορτισμένο σωματίδιο έχει ενέργεια μεγαλύτερη του 1 MeV, η ενέργεια αυτή μπορεί να υπερνικήσει την ενέργεια σύνδεσης των ηλεκτρονίων του ατόμου καθώς διαπερνά την ύλη και συγκρούεται ελαστικά με αυτά τα ηλεκτρόνια και τους αντίστοιχους πυρήνες.

Καθώς ένα φορτισμένο σωματίδιο διαπερνά την ύλη, αφήνει πίσω του ένα ίχνος διεγερμένων ατόμων και ελεύθερων ηλεκτρονίων που έχουν αποκτήσει κάποια ενέργεια, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω. Η ενεργειακή κατανομή αυτών των ηλεκτρονίων είναι:

$$\frac{dn}{dE} \propto \frac{1}{E^2} \quad (2.4)$$

Τα περισσότερα από αυτά τα ηλεκτρόνια έχουν αποκτήσει μικρή ποσότητα ενέργειας. Όμως κάποια ηλεκτρόνια έχουν αποκτήσει αρκετή ενέργεια ώστε να ταξιδέψουν μακροσκοπικές αποστάσεις στην ύλη. Αυτά τα ηλεκτρόνια ονομάζονται **δ -electrons** και έχουν αρκετή ενέργεια ώστε να διεγείρουν και να ιονίσουν τα άτομα του μέσου [16].

Η απώλεια ενέργειας ενός φορτισμένου σωματιδίου υψηλής ενέργειας λόγω της αλληλεπίδρασής του με τα ηλεκτρόνια του μέσου δίνεται από την εξίσωση Bethe-Bloch [18]:

$$\frac{dE}{dx} = \rho \frac{Z_{nucl}}{A_r} (0.307 \text{ MeVcm}^2/g) \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right] \quad (2.5)$$

όπου:

dE/dx : απώλεια ενέργειας σωματιδίου ανά μονάδα μήκους

Z : φορτίο του σωματιδίου διαιρεμένο με το φορτίο του πρωτονίου

c : η ταχύτητα του φωτός

β, γ : σχετικιστικές παράμετροι που ορίστηκαν παραπάνω

ρ : η πυκνότητα του υλικού

Z_{nucl} : το αδιάστατο φορτίο του πυρήνα

A_r : η σχετική ατομική μάζα

I : η μέση ενέργεια διέγερσης σε eV. Υπολογίζεται πειραματικά και συνήθως ισούται με 10eV επί το Z_{nucl}

T_{max} : η μέγιστη μεταφορά ενέργειας στο ηλεκτρόνιο. Για κάθε άλλο εισερχόμενο σωματίδιο πλην του ηλεκτρονίου ισούται με $\approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ ενώ για ηλεκτρόνια ισούται με την ενέργεια του εισερχόμενου ηλεκτρονίου.

$\delta\beta$: όρος που εξαρτάται από την πυκνότητα και εξασθενεί τη λογαριθμική αύξηση της ενεργού διατομής σε πολύ υψηλές ενέργειες.

Ο παραπάνω τύπος ποιοτικά μπορεί να θεωρηθεί ότι ισοδυναμεί με:

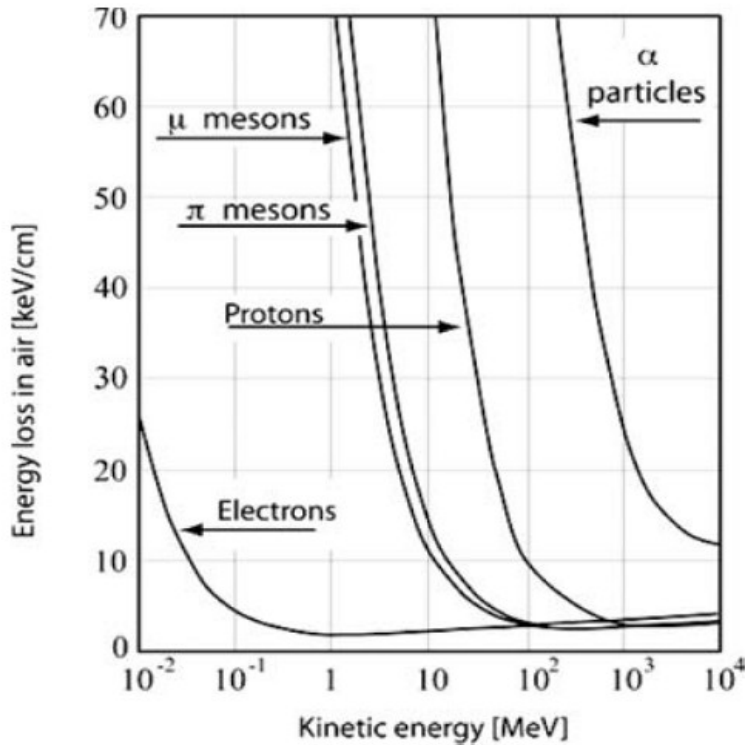
$$\frac{dE}{dx} \approx \rho (2 \text{ MeV cm}^2/g) \frac{Z^2}{\beta^2} \quad (2.6)$$

Όπως φαίνεται η απώλεια ενέργειας συνδέεται άμεσα με το υλικό και μπορεί να εκφραστεί εκτός από MeV/cm και σε απώλεια ενέργειας ανά πυκνότητα, όπως παρατηρείται και στον πίνακα (Εικόνα 2.1) για διάφορα είδη αερίων [19].

Absorber	$\frac{dE}{dx} \Big _{\min} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \right]$	$\frac{dE}{dx} \Big _{\min} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right]$
Hydrogen (H ₂)	4.10	$0.37 \cdot 10^{-3}$
Helium	1.94	$0.35 \cdot 10^{-3}$
Lithium	1.64	0.87
Beryllium	1.59	2.94
Carbon (Graphite)	1.75	3.96
Nitrogen	1.82	$2.28 \cdot 10^{-3}$
Oxygen	1.80	$2.57 \cdot 10^{-3}$
Air	1.82	$2.35 \cdot 10^{-3}$
Carbon dioxide	1.82	$3.60 \cdot 10^{-3}$
Neon	1.73	$1.56 \cdot 10^{-3}$
Aluminium	1.62	4.37
Silicon	1.66	3.87
Argon	1.52	$2.71 \cdot 10^{-3}$
Titanium	1.48	6.72
Iron	1.45	11.41
Copper	1.40	12.54
Germanium	1.37	7.29
Tin	1.26	9.21
Xenon	1.25	$7.32 \cdot 10^{-3}$
Tungsten	1.15	22.20
Platinum	1.13	24.24
Lead	1.13	12.83
Uranium	1.09	20.66
Water	1.99	1.99
Lucite	1.95	2.30
Shielding concrete	1.70	4.25
Quartz (SiO ₂)	1.70	3.74

Εικόνα 2.1: Απώλεια Ενέργειας για διάφορα υλικά

Για όλα τα σωματίδια η απώλεια ενέργειας μειώνεται καθώς αυξάνει η ενέργεια του εισερχομένου σωματιδίου ώσπου φτάνει μια σταθερή και ανεξάρτητη της ενέργειας τιμή, που είναι σχεδόν ίδια για κάθε είδος σωματιδίου, όπως φαίνεται και στην εικόνα 2.2 [16].



Εικόνα 2.2: Απώλεια Ενέργειας συναρτήσει Αρχικής Κινητικής Ενέργειας για διάφορα σωματίδια

Αφού τα σωματίδια χάνουν ενέργεια καθώς κινούνται στο μέσο, μετά από λίγο θα έχουν χάσει όλη τους την κινητική ενέργεια και θα ακινητοποιηθούν. Αυτή η απόσταση που διανύθηκε ονομάζεται **εμβέλεια** των σωματιδίων. Η εμβέλεια διαφέρει για κάθε είδος σωματιδίου εξ'αιτίας των διαφορετικών μηχανισμών απώλειας ενέργειας, παρόλα αυτά έχει την εξής γενική μορφή [10]:

$$R = \int_E^{m_0 c^2} \frac{dE}{dE/dx} \quad (2.7)$$

Για τον προσδιορισμό της εμβέλειας σωματιδίων χαμηλής ενέργειας πρέπει να ληφθεί υπόψη η διαφορά μεταξύ της ολικής ενέργειας E και της της κινητικής ενέργειας E_{kin} , καθώς μόνο η κινητική ενέργεια μεταφέρεται στο μέσο. Για παράδειγμα, το εύρος σωματιδίων-α με κινητικές ενέργειες $2.5 \text{ MeV} \leq E_{kin} \leq 20 \text{ MeV}$ στον αέρα είναι [20]:

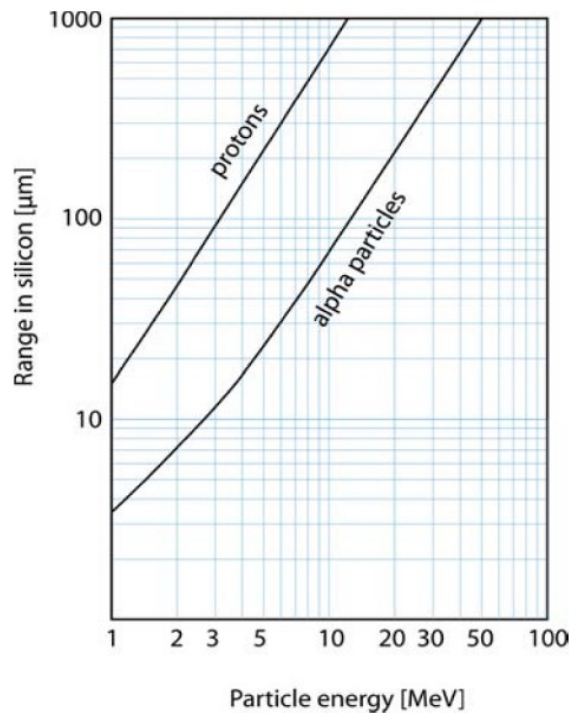
$$R_\alpha = 0.31 (E_{kin} / \text{MeV})^{3/2} \text{ cm} \quad \text{ενώ για άλλα μέσα:}$$

$$R_\alpha = 3.2 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{A/(g/mol)}}{\rho/(g \text{ cm}^{-3})} \cdot R_{air}(\text{cm})$$

Αντίστοιχα για τα πρωτόνια με κινητικές ενέργειες μεταξύ $0.6 \text{ MeV} \leq E_{kin} \leq 20 \text{ MeV}$ ισχύει [20]:

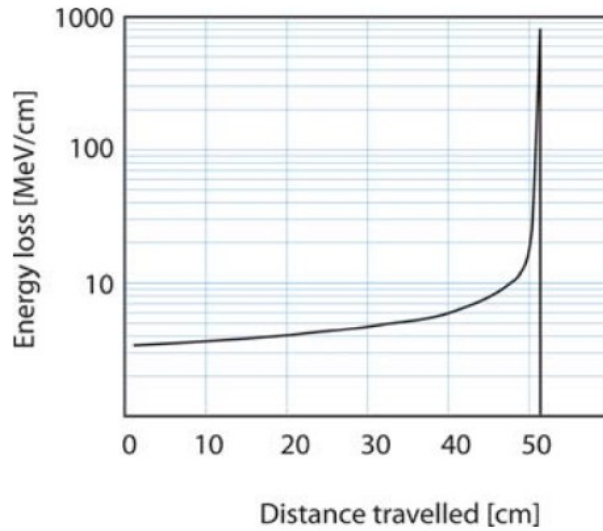
$$R_p = 100 \cdot \left(\frac{E_{kin}}{9.3 \text{ MeV}} \right)^{1.8} \text{ cm}$$

Παρατηρείται στην εικόνα 2.3 η εμβέλεια των σωματιδίων-α και των πρωτονίων στη σιλικόνη συναρτήσει της ενέργειας [21].



Εικόνα 2.3: Εμβέλεια σωματιδίων σε σιλικόνη

Καθώς το σωματίδιο διεισδύει στο μέσο, ο ρυθμός απώλειας ενέργειας αλλάζει συναρτήσει της απόστασης διείσδυσης. Στο παρακάτω σχήμα (Εικόνα 2.4) παρατηρείται η Καμπύλη Bragg ή Καμπύλη Ιονισμού ενός πρωτονίου, που δείχνει ακριβώς αυτό. Η απώλεια ενέργειας αυξάνεται κοντά στο τέλος της εμβέλειας, όπου και φτάνει τη μέγιστη τιμή της και στη συνέχεια μηδενίζεται αμέσως. Η μέγιστη τιμή της γραφικής παράστασης ονομάζεται κορυφή Bragg [21].



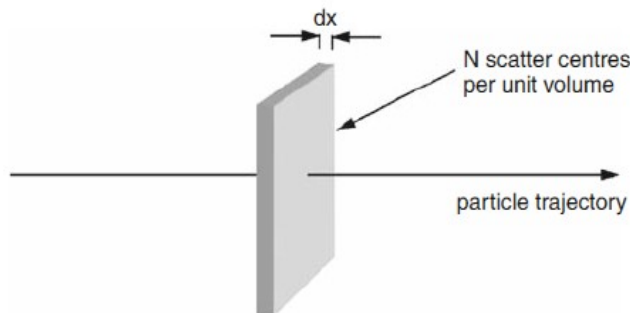
Εικόνα 2.4: Καμπύλη Bragg

2.1.2 Ενεργός Διατομή και Μέση Ελεύθερη Διαδρομή (Cross Section & Mean Free Path)

Όταν ένα σωματίδιο διασχίζει την ύλη, υπάρχει κάποια πιθανότητα να αλληλεπιδράσει με τους πυρήνες ή τα ηλεκτρόνια σε αυτό το μέσο. Προφανώς, για μια λεπτή επιφάνεια ύλης, αυτή η πιθανότητα θα εξαρτάται από το πάχος της επιφάνειας, τον αριθμό των πιθανών “στόχων” ανά μονάδα όγκου του υλικού και από το είδος της αλληλεπίδρασης. Αυτή η πιθανότητα αποτελεί την **ενεργό διατομή (cross section)**, που είναι μια υπολογίσιμη ποσότητα που εκφράζει το μέγεθος της πιθανότητας να συμβεί μια γνωστή αντίδραση μεταξύ των σωματιδίων. Η πιθανότητα ενός μόνο σωματιδίου που διασχίζει κάθετα μία επιφάνεια της ύλης να αντιδράσει και η ενεργός διατομή σ , συνδέονται με τη σχέση [16]:

$$dW = dx N \sigma \quad (2.8)$$

όπου dW : η πιθανότητα να συμβεί κάποια συγκεκριμένη αλληλεπίδραση
 dx : το πάχος ενός πολύ λεπτού στρώματος του υλικού
 N : το πλήθος των κέντρων σκέδασης ανά μονάδα όγκου



Εικόνα 2.5

Η ενεργός διατομή μετράται σε μονάδες επιφάνειας, συνήθως cm^2 και barn, όπου $1 \text{ barn} = 10^{-24}$.

Ένα σωματίδιο μπορεί να αλληλεπιδρά με διάφορους τρόπους. Για παράδειγμα, ένα πρωτόνιο μπορεί να σκεδαστεί ελαστικά από έναν πυρήνα ή να σκεδαστεί και να προκαλέσει διέγερση του πυρήνα. Η ενεργός διατομή που αντιστοιχεί σε συγκεκριμένη αντίδραση ονομάζεται **μερική ενεργός διατομή**. Το άθροισμα όλων των μερικών ενεργών διατομών ονομάζεται **ολική ενεργός διατομή**. Επίσης, η μερική ενεργός διατομή του σωματιδίου όπου αυτό σκεδάζεται προς συγκεκριμένη κατεύθυνση ονομάζεται **διαφορική ενεργός διατομή** και ισούται με [6]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{F} \frac{dN_s}{d\Omega} \quad (2.9)$$

όπου

F : η ροή των εισερχομένων σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα χρόνου

$d\Omega$: η στερεά γωνία, $d\Omega = \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$

N_s : ο μέσος αριθμός σκεδαζόμενων σωματιδίων ανά μονάδα χρόνου στη συγκεκριμένη στερεά γωνία.

Η τιμή της διαφορικής ενεργού διατομής διαφοροποιείται αναλόγως με την ενέργεια της αντίδρασης και τη διεύθυνση όπου σκεδάστηκε το σωματίδιο. Έτσι υπολογίζεται η ολική ενεργός διατομή για οποιαδήποτε σκέδαση σε συγκεκριμένη ενέργεια E , ολοκληρώνοντας τη διαφορική ενεργό διατομή σε όλες τις στερεές γωνίες $d\Omega$:

$$\sigma_{tot}(E) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.10)$$

Για τον υπολογισμό της πιθανότητας αντίδρασης ενός σωματιδίου σε μεγαλύτερο πάχος υλικού από ότι παραπάνω ακολουθείται διαφορετική διαδικασία. Υπολογίζεται η **μέση ελεύθερη διαδρομή (mean free path)** μέσω του υπολογισμού της πιθανότητας να μην αντιδράσει το σωματίδιο σε πάχος υλικού x [6].

Έστω $P(x)$: η πιθανότητα να μην υπάρξει αντίδραση μετά από απόσταση x .

$w \, dx$: η πιθανότητα να υπάρξει αντίδραση μεταξύ του x και του $x+dx$.

Η πιθανότητα να μην υπάρξει αλληλεπίδραση μεταξύ των x και $x+dx$ είναι:

$$P(x+dx) = P(x)(1 - w \, dx) \Leftrightarrow \dots \Leftrightarrow P = C e^{-w} \quad (2.11)$$

όπου C μια σταθερά, που για $P(0) = 1$, ισχύει $C=1$.

Η πιθανότητα του σωματιδίου να υποστεί αντίδραση οπουδήποτε στο πάχος x είναι

$$P_{inter}(x) = 1 - e^{-wx} \quad (2.12)$$

ενώ η πιθανότητα να αντιδράσει μεταξύ των x και $x+dx$, χωρίς να έχει αντιδράσει στο x :

$$P(x)dx = e^{-wx} w dx \quad (2.13)$$

Έτσι υπολογίζεται η μέση ελεύθερη διαδρομή λ , που έχει διανύσει το σωματίδιο χωρίς να έχει αντιδράσει με την ύλη:

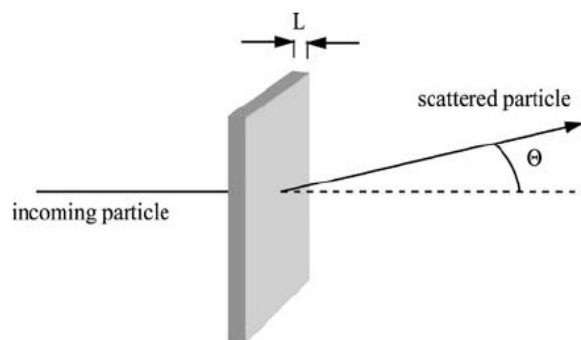
$$\lambda = \frac{\int x P(x) dx}{\int P(x) dx} = \frac{1}{w} \quad (2.14)$$

Είναι λογικό πως το λ εξαρτάται από την πυκνότητα των κέντρων αντίδρασης και την ενεργό διατομή, καθώς από αυτούς τους παράγοντες εξαρτάται και η πιθανότητα αντίδρασης. Με ανάλυση του εκθετικού όρου της πιθανότητας αντίδρασης (2.12) και συνδυασμό με την (2.8) η μέση ελεύθερη διαδρομή ισούται με [6]:

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma} \quad (2.15)$$

2.1.3 Πολλαπλή σκέδαση (Multiple Scattering)

Κάθε σωματίδιο που διέρχεται από την ύλη θα σκεδαστεί από τα δυναμικά Coulomb του πυρήνα και την ηλεκτρονίων. Σε αντίθεση με την απώλεια ενέργειας λόγω ιονισμού που προκαλείται από κρούσεις με τα ατομικά ηλεκτρόνια, οι διαδικασίες πολλαπλής σκέδασης οφείλονται σε αποκλίσεις του πεδίου Coulomb του πυρήνα. Αυτό οδηγεί σε μεγάλο αριθμό σκεδάσεων με πολύ μικρές αποκλίσεις από την αρχική πορεία του σωματιδίου. Η κατανομή των γωνιών σκέδασης εξ'αιτίας πολλαπλών σκεδάσεων Coulomb περιγράφεται από τη θεωρία του *Moliere* [22]. Για μικρές γωνίες σκέδασης συνήθως κατανέμεται γύρω από τη μέση γωνία σκέδασης $\Theta=0$. Παρ'όλα αυτά οι μεγαλύτερες γωνίες σκέδασης που προκαλούνται από συγκρούσεις φορτισμένων σωματιδίων με πυρήνες είναι πολύ περισσότερες από την αναμενόμενη τιμή για κανονική κατανομή [23].



Εικόνα 2.6

Η ενεργός τιμή (r.m.s) της προβαλλόμενης κατανομής γωνιών σκέδασης είναι:

$$\Theta_{rms}^{proj} = \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (2.16)$$

όπου p : η ορμή (σε MeV/c)

βc : η ταχύτητα

z : το φορτίο του σκεδαζόμενου σωματιδίου

x/X_0 : το πάχος του μέσου σκέδασης σε μονάδες μήκους ακτινοβολίας με [17]:

$$X_0 = \frac{A}{4 \alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln(183 Z^{-1/3})} \quad (2.17)$$

όπου Z : ο ατομικός αριθμός

A : το ατομικό βάρος του απορροφητή

Για σωματίδια με $z = 1$ ο τύπος (2.16) απλοποιείται:

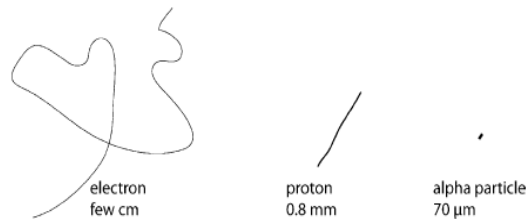
$$\Theta_{rms}^{proj} = \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} \approx \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (2.18)$$

Παρατίθεται πίνακας με ενδεικτικές τιμές του μήκους ακτινοβολίας για διάφορα υλικά (Εικόνα 2.7) [16].

Material	Radiation length X_0
Air	304 m
Water	36 cm
Shielding concrete	10.7 cm
Nylon	36.7 cm
Aluminium (Al)	8.9 cm
Silicon (Si)	9.36 cm
Iron (Fe)	1.76 cm
Lead (Pb)	0.56 cm
Uranium (U)	0.32 cm

Εικόνα 2.7: Μήκος Ακτινοβολίας για διάφορα υλικά

Σε επίπεδα πυρηνικών ενεργειών, η ορμή των σωματιδίων είναι της τάξης των $Pc = 1 \text{ MeV}$, και τα σωματίδια κατά μέσο όρο σκεδάζονται σε μεγάλη γωνία κατά τη διάρκεια ενός μήκους ακτινοβολίας. Μετά από ένα μήκος ακτινοβολίας οι πληροφορίες για την αρχική κατεύθυνση έχουν ουσιαστικά χαθεί. Όμως τα σωματίδια-α ή τα πρωτόνια μερικών MeV έχουν εύρος που αντιστοιχεί μόνο σε ένα μικρό κλάσμα του μήκους ακτινοβολίας. Έτσι θα σταματήσουν πριν να σκεδαστούν σε μεγάλη γωνία [16]. Από την άλλη, τα ηλεκτρόνια μπορούν να διεισδύσουν σε σημαντικό βάθος του υλικού, επομένως θα επηρεαστούν ιδιαίτερα από την πολλαπλή σκέδαση. Η πιθανότητα να επηρεαστούν είναι τόσο μεγάλη, που τα ηλεκτρόνια που υφίστανται πολλαπλές σκεδάσεις μπορεί να στραφούν σε αντίθετη κατεύθυνση και να οπισθοσκεδαστούν έξω από τον απορροφητή (backscattering) [6]. Στην εικόνα 2.8 φαίνονται οι τροχιές σωματιδίων 10 MeV σε σιλικόνη [16].



Εικόνα 2.8: Τροχιές σωματιδίων σε σιλικόνη

2.1.4 Bremsstrahlung

Κάθε επιταχυνόμενο φορτισμένο σωματίδιο εκπέμπει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Αν ένα υψηλής ενέργειας φορτισμένο σωματίδιο αποκλίνει από την τροχιά του εξαιτίας σύγκρουσης με κάποιον πυρήνα, τότε αυτή η σύγκρουση και άρα επιβράδυνση, θα συνοδευτεί απαραίτητα από ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία σε μορφή φωτονίων (bremsstrahlung). Η εκπομπή κορυφώνεται κατά την κατεύθυνση της τροχιάς των φορτισμένων σωματιδίων.

Η απώλεια ενέργειας λόγω bremsstrahlung, σε αντίθεση με την απώλεια λόγω ιονισμού, είναι ανάλογη με την ενέργεια του σωματιδίου και αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της μάζας του προσπίπτοντος σωματιδίου [17].

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha \cdot N_A \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot z^2 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \cdot E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (2.19)$$

όπου Z, A : ο ατομικός αριθμός και ατομικό βάρος του μέσου αντίστοιχα
 z, m, E : το φορτίο, η μάζα και η ενέργεια του προσπίπτοντος σωματιδίου αντίστοιχα
 α : σταθερά λεπτής υφής

Για όλα τα σωματίδια, πλην των ηλεκτρονίων και των ποζιτρονίων, αυτή η εκπομπή είναι αμελητέα, παρά μόνο για πολύ μεγάλη ενέργεια. Για τα ηλεκτρόνια και τα ποζιτρόνια η ποσότητα της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας εξαρτάται και από το μήκος ακτινοβολίας (radiation length – σχέση (2.17)). Η μέση απώλεια ενέργειας λόγω bremsstrahlung από ένα ηλεκτρόνιο ενέργειας E σε πάχος ύλης dx δίνεται από τον τύπο [10]:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \quad (2.20)$$

Για λεπτό στρώμα τα παραγόμενα φωτόνια έχουν ενέργεια στο $1/E$ του ενεργειακού φάσματος, ενώ εμφανίζονται και φωτόνια με τιμές ενέργειας που φτάνουν τη συνολική ενέργεια του προσπίπτοντος σωματιδίου.

Όπως αναφέρθηκε, η απώλεια ενέργειας είναι ανάλογη της ενέργειας του προσπίπτοντος σωματιδίου. Για τα ηλεκτρόνια όμως, η απώλεια ενέργειας ξεπερνά αυτήν λόγω ιονισμού, πέρα από κάποια κρίσιμη ενέργεια E_C (Critical Energy). Αυτή η κρίσιμη ενέργεια εξαρτάται από το πυρηνικό φορτίο των ατόμων του μέσου και δίνεται από τη σχέση $E_C = [800 \text{ MeV}] / (Z + 1.2)$ [16]. Για όλα τα σωματίδια πλύν των ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων το bremsstrahlung είναι αμελητέο για ενέργειες κάτω του 1 TeV.

2.1.5 Το Φαινόμενο Cherenkov (Cherenkov Effect)

Το φαινόμενο Cherenkov είναι μια διαδικασία εκπομπής φωτός όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίζει ένα μέσο με ταχύτητα μεγαλύτερη από αυτή του φωτός. Για ένα μέσο με δείκτη διάθλασης n , η ταχύτητα του φωτός είναι c/n . Χαρακτηριστικές τιμές του δείκτη διάθλασης για τα υγρά και τα στερεά είναι περίπου 1.5 και η ταχύτητα του φωτός σε αυτά τα μέσα είναι γύρω στο 66% της ταχύτητας του φωτός [16].

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίζει ένα μέσο, το ηλεκτρικό πεδίο του σωματιδίου πολώνει το μέσο. Μετά τη διέλευση του σωματιδίου, το μέσο επιστρέφει στην προηγούμενη μη πολωμένη κατάσταση. Αυτή η αλλαγή στην πολικότητα του μέσου αντιπροσωπεύει μια ηλεκτρομαγνητική διαταραχή που διαδίδεται στο χώρο με την ταχύτητα του φωτός. Για ταχύτητες του σωματιδίου μικρότερες από αυτή του φωτός, οι μικρές ηλεκτρομαγνητικές διαταραχές εξαπλώνονται λιγότερο γρήγορα από τα σωματίδια. Όλες οι στοιχειώδεις διαταραχές ενώνονται σε ένα μέτωπο κύματος, δημιουργώντας μια πεπερασμένη διαταραχή, που αποτελεί ένα κύμα που ταξιδεύει με κατεύθυνση που εξαρτάται από την ταχύτητα του σωματιδίου και την ταχύτητα του φωτός στο μέσο. Από τη γεωμετρία του προβλήματος, υπολογίζεται η γωνία μεταξύ του σωματιδίου και του κύματος όπως φαίνεται από τον τύπο [16]:

$$\cos(\theta_c) = \frac{(c/n)t}{vt} = \frac{c}{nv} \quad (2.21)$$

Έτσι το φαινόμενο Cherenkov αποτελείται από την εκπομπή οπτικών φωτονίων στην κατεύθυνση που δίνεται από τον παραπάνω τύπο. Η ένταση αυτού του φαινομένου δίνεται από τους τύπους [16]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E}{d \hbar \omega dx} &= \hbar \omega \frac{Z^2 \alpha}{\hbar c} \left[1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right] & v > \frac{c}{n} \\ \frac{d^2 E}{d \hbar \omega dx} &= 0 & v < \frac{c}{n} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Όπου:

Z : το φορτίο του σωματιδίου σε μονάδες “φορτίου πρωτονίου”

E : η ενέργεια που εκπέμπεται υπό μορφή οπτικών φωτονίων

n : δείκτης διάθραξης του μέσου

c : η ταχύτητα του φωτός στο κενό

v : η ταχύτητα του σωματιδίου

$\hbar\omega$: η ενέργεια του εκπεμπόμενου φωτονίου

α : η σταθερά λεπτής υφής (1/137)

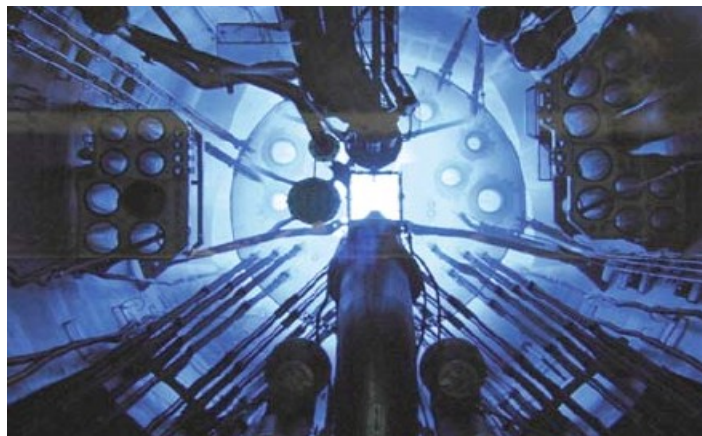
$\hbar c$: αριθμητική σταθερά που ισούται με $197 \cdot 10^{-9} eV m$

Η σχέση (2.22) διαιρεμένη με τον παράγοντα $\hbar\omega$ δίνει το συνολικό αριθμό φωτονίων Cherenkov που παρήχθησαν ανά μονάδα ενέργειας φωτονίου και ανά μονάδα μήκους. Ένα ηλεκτρόνιο υψηλής ενέργειας παράγει περίπου 220 φωτόνια/cm στο νερό ($n = 1.33$) και περίπου 30 φωτόνια/m στον αέρα, στο ορατό φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας [16].

Η ελάχιστη ενέργεια που χρειάζεται ένα σωματίδιο για να εκπέμψει ακτινοβολία Cherenkov είναι:

$$E_{threshold} = mc^2 \left(\sqrt{\frac{n^2}{n^2 - 1}} - 1 \right) \quad (2.23)$$

Το κατώφλι για το φαινόμενο Cherenkov για τα ηλεκτρόνια στο νερό είναι 264 keV και για τα πρωτόνια 486 MeV. Έτσι σε επίπεδα πυρηνικών ενεργειών, μόνο τα ηλεκτρόνια μπορούν να αποκτήσουν την ταχύτητα που υπερτερεί της ταχύτητας του φωτός σε ένα μέσο, κι έτσι να εκπέμψουν ακτινοβολία Cherenkov. Συγκρίνοντας το ενεργειακό φάσμα της ακτινοβολίας Cherenkov με το ενεργειακό φάσμα του ηλιακού φωτός, αποδεικνύεται ότι η ακτινοβολία Cherenkov θα εκπέμψει στην περιοχή του μπλε φωτός, όπως για παράδειγμα η μπλε λάμψη στο νερό που περιβάλλει τον πυρήνα ενός πυρηνικού αντιδραστήρα (Εικόνα 2.9) [16].



Εικόνα 2.9: Ακτινοβολία Cherenkov σε πυρηνικό αντιδραστήρα

2.2 Αλληλεπιδράσεις Φωτονίων

Τα φωτόνια ανιχνεύονται έμμεσα, μέσω των αντιδράσεών τους με το υλικό στο εσωτερικό του ανιχνευτή. Σε αυτές τις διαδικασίες παράγονται φορτισμένα σωματίδια που ανιχνεύονται λόγω του ιονισμού που προκαλούν στον όγκο του ανιχνευτή. Οι αλληλεπιδράσεις των φωτονίων είναι πολύ διαφορετικές από εκείνες του ιονισμού που αναφέρθηκαν για τα φορτισμένα σωματίδια, καθώς σε κάθε τέτοια αλληλεπίδραση το φωτόνιο είτε απορροφάται πλήρως, είτε σκεδάζεται σε σχετικά πολύ μεγάλες γωνίες. Το εύρος των φωτονίων είναι αδύνατο να ανιχνευθεί, καθώς τέτοιες αλληλεπιδράσεις είναι στατιστικές διεργασίες, υπολογίζεται παρ'όλα αυτά η εξασθένιση της δεσμής φωτονίων από τον τύπο:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.24)$$

Ο συντελεστής εξασθένισης μ εξαρτάται από το υλικό και την ενέργεια των φωτονίων. Το μήκος x αντιπροσωπεύει το πάχος διείσδυσης της δέσμης. Οι αλληλεπιδράσεις των φωτονίων που αναφέρονται παρακάτω είναι άμεσα συνδεδεμένες με την ενέργεια του κάθε φωτονίου και κατά αυτόν τον τρόπο διαχωρίζονται. Σε γενικές γραμμές ο διαχωρισμός γίνεται ως εξής:

- Για φωτόνια ενέργειας 1-100 keV κυριαρχεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο.
- Για ενέργειες 100 keV-1 MeV συμβαίνει ως επί το πλείστον σκέδαση Compton.
- Για ενέργειες άνω του 1 MeV παρουσιάζεται δίδυμη γένεση [16].

2.2.1 Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο (Photoelectric effect)

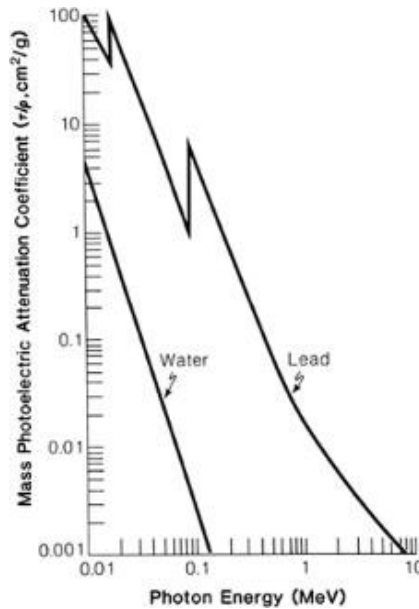
Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο αποτελεί την απορρόφηση ενός φωτονίου από ένα ατομικό ηλεκτρόνιο που οδηγεί στην έξοδο του ηλεκτρονίου από το άτομο. Η ενέργεια αυτού του εξερχόμενου ηλεκτρονίου ή *φωτοηλεκτρονίου* δίνεται από τον τύπο:

$$E_{kinetic} = \hbar \omega - E_{binding} \quad (2.25)$$

όπου $E_{binding}$ η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου.

Αφού ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο δεν μπορεί να απορροφήσει ένα φωτόνιο και ταυτόχρονα να διατηρήσει την ορμή του, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο πάντα συμβαίνει στα δέσμια ηλεκτρόνια, με την ορμή ανάκρουσης να απορροφάται από τον πυρήνα. Στο παρακάτω διάγραμμα (Εικόνα 2.10) φαίνεται ο συντελεστής εξασθένισης μ δέσμης φωτονίων του φωτοηλεκτρικού φαινομένου συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων, όπου παρατηρείται η άνοδος του μ (κορυφή απορρόφησης-K) καθώς οι ενέργειες των φωτονίων πλησιάζουν τη μέγιστη ενέργεια σύνδεσης του φλοιού-K των ατομικών ηλεκτρονίων, ενώ στη συνέχεια τη ραγδαία πτώση του αφού πλέον απουσιάζουν δέσμια ηλεκτρόνια για να υποστούν φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Για χαμηλότερες ενέργειες παρατηρούνται πάλι κορυφές απορρόφησης για τους φλοιούς L, M κ.ο.κ. [24].

Με την έξοδο του ηλεκτρονίου από το άτομο, δημιουργείται ένα κενό σε κάποια από τις ενεργειακές στάθμες, το οποίο καλύπτεται άμεσα με αναδιάταξη των ηλεκτρονίων και η περίσσεια ενέργειας εκπέμπεται με τη μορφή μίας ή περισσότερων ακτίνων-Χ, οι οποίες συνήθως απορροφούνται μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου από δέσμια ηλεκτρόνια χαμηλότερης ενέργειας.



Εικόνα 2.10: Συντελεστής Εξασθένησης δέσμης φωτονίων συναρτήσει της ενέργειας φωτονίων

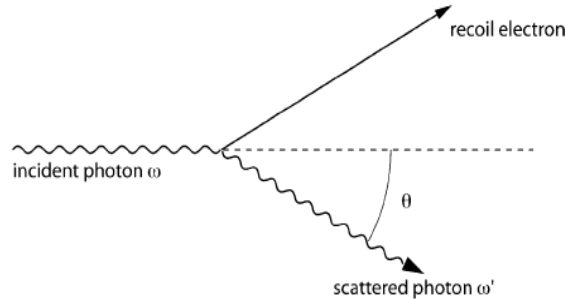
Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι η κύρια μορφή αλληλεπίδρασης για ακτίνες-γ ενέργειας χαμηλότερης των 100 keV. Η ενεργειακή εξάρτηση της ενεργού διατομής δίνεται προσεγγιστικά από τον τύπο:

$$\sigma \approx \text{Const} \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad (2.26)$$

όπου Z : το φορτίο του πυρήνα και E : η ενέργεια του φωτονίου [16].

2.2.2 Σκέδαση Compton (Compton Scattering)

Η σκέδαση Compton είναι το κβαντομηχανικό φαινόμενο που περιγράφει την ελαστική κρούση ενός φωτονίου με ένα ηλεκτρόνιο, όπως φαίνεται στο σχήμα. Για δέσμια ηλεκτρόνια, αν η ενέργεια του φωτονίου είναι μεγάλη σε σχέση με την ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου, τότε τα ηλεκτρόνια θεωρούνται ελεύθερα ηλεκτρόνια, και η ενέργεια σύνδεσής τους θεωρείται αμελητέα.



Εικόνα 2.11: Σκέδαση Compton

Για φωτόνιο ενέργειας $\hbar\omega$ και ορμής $\hbar\omega/c$ και με χρήση Αρχής Διατήρησης της Ορμής και της Ενέργειας αποδεικνύεται ότι [16]:

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{\left(1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)\right)} \quad (2.27)$$

Η τιμή της διαφορικής ενεργού διατομής σε στερεά γωνία $d\Omega$ της σκέδασης Compton για κρούσεις φωτονίων σε ελεύθερα ηλεκτρόνια δίνεται από τον τύπο *Klein-Nishina* [18]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} + \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} - \sin^2\theta\right) \quad (2.28)$$

Με ολοκλήρωση σε όλες τις γωνίες υπολογίζεται η ολική ενεργός διατομή σ . Για ενέργειες είτε πολύ μεγαλύτερες είτε πολύ μικρότερες της μάζας του ηλεκτρονίου είναι εύκολο να υπολογιστεί η ολική ενεργός διατομή [18]:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{8\pi}{3} r_0^2 & \hbar\omega \ll m_e c^2 \\ \sigma &= r_0^2 \pi \frac{m_e c^2}{\hbar\omega} \left[\ln\left(\frac{2\hbar\omega}{m_e c^2}\right) + \frac{1}{2} \right] & \hbar\omega \gg m_e c^2 \end{aligned} \quad (2.29)$$

όπου r_0 η ακτίνα του ηλεκτρονίου. Παρατηρείται πως για ενέργειες φωτονίων μικρότερες της μάζας του ηλεκτρονίου, η ενεργός διατομή είναι ανεξάρτητη της ενέργειας, ενώ για ενέργειες μεγαλύτερες της μάζας του ηλεκτρονίου είναι αντιστρόφως ανάλογη της ενέργειας.

Όταν η ενέργεια της ακτίνας-γ είναι πολύ μικρή, υπάρχει μεγάλη πιθανότητα το ηλεκτρόνιο ανάκρουσης να παραμείνει δέσμιο στο άτομο ακόμα και μετά τη σκέδαση. Το άτομο απορροφά συνολικά την ενέργεια και την ορμή που μεταφέρθηκε στο ηλεκτρόνιο. Σε αυτή την περίπτωση, η αλληλεπίδραση ονομάζεται σύμφωνη σκέδαση Compton ή σκεδαση Rayleigh.

2.2.3 Δίδυμη Γένεση (Pair Production)

Η δίδυμη γένεση είναι η διαδικασία κατά την οποία ένα φωτόνιο μετατρέπεται σε ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Για τη διατήρηση της ορμής, αυτό μπορεί να συμβεί μόνο υπό την παρουσία ενός τρίτου σώματος, συνήθως του πυρήνα. Επιπλέον, αυτή η διαδικασία στο πεδίο Coulomb του πυρήνα είναι ικανή να συμβεί μόνο αν η ενέργεια του συγκεκριμένου φωτονίου υπερβεί ένα συγκεκριμένο ενεργειακό κατώφλι, που προσδιορίζεται από τις μάζες ηρεμίας δύο ηλεκτρονίων και την ενέργεια ανάκρουσης που μεταφέρεται στον πυρήνα [10]:

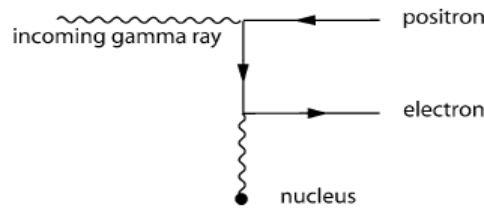
$$E_{\gamma} \geq 2 m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{nucleus}} c^2 \quad (2.30)$$

Όμως επειδή η μάζα του πυρήνα είναι κατά πολύ μεγαλύτερη από αυτή του ηλεκτρονίου:

$$E_{\gamma} \geq 2 m_e c^2 \quad (2.31)$$

Μια ακόμα πιθανότητα, αν και κατά πολύ μικρότερη της παραπάνω, είναι η δίδυμη γένεση να συμβεί στο πεδίο Coulomb ενός ηλεκτρονίου, όπου η ενέργεια κατωφλιού ισούται με:

$$E_{\gamma} \geq 4 m_e c^2 \quad (2.32)$$



Εικόνα 2.12: Δίδυμη Γένεση

Για χαμηλές ενέργειες, το φωτόνιο πρέπει να πλησιάσει αρκετά τον πυρήνα έτσι ώστε να “βλέπει” τον πυρήνα αθωράκιστο από τα ατομικά ηλεκτρόνια για να καταφέρει να παράξει ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Για $\varepsilon = E_{\gamma}/m_e c^2$ ισχύει:

$1 \ll \varepsilon \ll \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$ και η ενεργός διατομή της δίδυμης γένεσης υπολογίζεται [17]:

$$\sigma_{pair} = 4 a r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln 2 \varepsilon - \frac{109}{54} \right) \quad (cm^2/atom) \quad (2.33)$$

ενώ για πλήρη θωράκιση του πυρήνα και $\varepsilon \gg \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$ η ενεργός διατομή είναι [17]:

$$\sigma_{pair} = 4 a r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \quad (cm^2/atom) \quad (2.34)$$

Στις υψηλές ενέργειες φωτονίων η δίδυμη γένεση προσεγγίζει όπως φαίνεται ανεξάρτητες της ενέργειας τιμές. Επίσης προσεγγιστικά η ενεργός διατομή μπορεί να δοθεί ως εξής:

$$\sigma_{pair} \approx \frac{7}{9} \cdot \frac{A}{N_A} \cdot \frac{1}{X_0} \quad (2.35)$$

όπου A : το ατομικό βάρος
 N_A : ο αριθμός Avogadro
 X_0 : το μήκος της ακτινοβολίας.

2.2.4 Ενεργός Διατομή Ολικής Απορρόφησης Φωτονίων

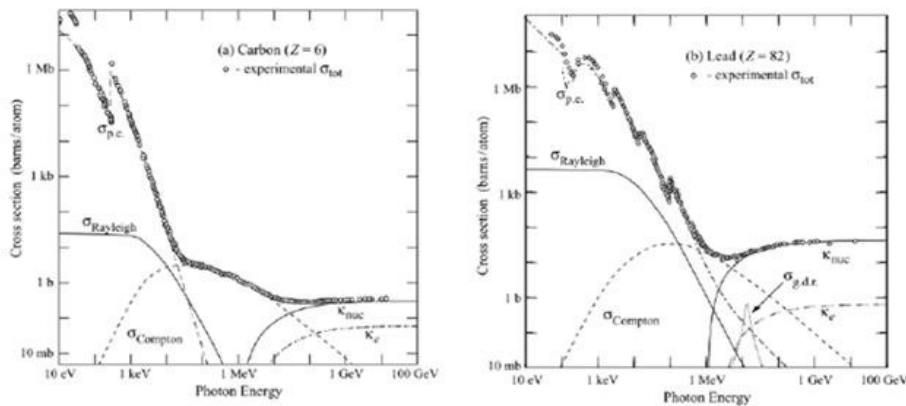
Η συνολική πιθανότητα αλληλεπίδρασης ενός φωτονίου με την ύλη ισούται με το άθροισμα των επιμέρους ενεργών διατομών που αναφέρθηκαν παραπάνω. Δηλαδή για ένα άτομο:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{photo} + Z\sigma_{compton} + \sigma_{pair} \quad (2.36)$$

όπου η ενεργός διατομή της σκέδασης Compton πολλαπλασιάστηκε με τον ατομικό αριθμό Z για να αντιπροσωπεύει όλα τα ατομικά ηλεκτρόνια. Για τον υπολογισμό της σταθεράς ολικής απορρόφησης, δηλαδή το ανάστροφο της μέσης ελευθέρως διαδρομής του φωτονίου [6]:

$$\mu = N\sigma = \sigma \left(\frac{N_A \rho}{A} \right) \quad (2.37)$$

όπου ρ : η πυκνότητα του υλικού.



Εικόνα 2.13: Ολική Ενεργός Διατομή Απορρόφησης Φωτονίων (a) σε Άνθρακα και (b) σε Μόλυβδο

Στα παραπάνω διαγράμματα (Εικόνα 2.13) διακρίνεται η ολική ενεργός διατομή των φωτονίων για τον άνθρακα (a) και για το μόλυβδο (b), όπου παρατηρούνται οι ενεργές διατομές φωτοηλεκτρικού φαινομένου $\sigma_{p.e.}$, σκέδασης Rayleigh $\sigma_{Rayleigh}$, σκέδασης Compton $\sigma_{Compton}$, δίδυμης γένεσης στο πεδίο του πυρήνα κ_{nuc} , δίδυμης γένεσης στο ηλεκτρικό πεδίο ηλεκτρονίου κ_e και η ενεργός διατομή συντονισμού γιγάντιου διπόλου (Giant Dipole Resonance) $\sigma_{g.d.r.}$ [25].

2.3 Ιονισμός στα αέρια

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίζει ένα αέριο μέσο, η αλληλεπίδραση Coulomb μεταξύ αυτού του σωματιδίου και των ατόμων του αερίου προκαλεί διέγερση και ιονισμό των μορίων του αερίου. Η ενέργεια ιονισμού για τα περισσότερα αέρια είναι μεταξύ 10 και 20 eV [16] και η ενεργός διατομή του ιονισμού είναι $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$ [26], ενώ η διέγερση είναι κατά πολύ πιθανότερο να συμβεί, καθώς το ενεργειακό κατώφλι της είναι μικρότερο.

Τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που δημιουργούνται από την προσπίπτουσα ακτινοβολία αποτελούν τον πρωτογενή ιονισμό. Σε πολλές περιπτώσεις ιονισμού μεταφέρεται αρκετή ποσότητα ενέργειας στα ηλεκτρόνια (ακτίνες-δ) έτσι ώστε και αυτά να συνεχίσουν να ιονίζουν το μέσο, δημιουργώντας περαιτέρω ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων, διαδικασία που καλείται δευτερεύων ιονισμός. Αν αυτή η ενέργεια είναι αρκετά μεγάλη, τότε τα ηλεκτρόνια του δευτερεύοντος ιονισμού μπορούν να συνεχίσουν τη διαδικασία του ιονισμού κ.ο.κ. μέχρι να φτάσουν το ενεργειακό κατώφλι των αντιδράσεων ιονισμού

Μια ακόμα διαδικασία ιονισμού στα αέρια είναι το φαινόμενο Penning [6], όπου σε ορισμένα άτομα, διεγείρονται μετασταθείς καταστάσεις, οι οποίες λόγω μεγάλης διαφοράς σπιν-πάριτη δεν αποδιεγείρονται αμέσως στη θεμελιώδη κατάσταση με εκπομπή φωτονίου. Σε αυτή την περίπτωση, η αποδιέγερση μπορεί να συμβεί μέσω κρούσης με άλλο άτομο που οδηγεί σε ιονισμό αυτού του ατόμου. Αυτό το φαινόμενο είναι σύνηθες σε μείγματα ευγενών αερίων.

Μια τρίτη διαδικασία ιονισμού που συμβαίνει σε μείγματα ευγενών αερίων είναι η δημιουργία μοριακών ιόντων, όπου ένα θετικό ιόν του αερίου αντιδρά με ένα ουδέτερο άτομο του ίδιου τύπου για να σχηματίσει ένα μοριακό ιόν.

2.3.1 Μέσος αριθμός παραγόμενων ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων

Η μέση ενέργεια που χρειάζεται έτσι ώστε να δημιουργηθεί ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ιόντος, παράγοντας w , ξεπερνά την τιμή του ιονισμού για το αέριο, καθώς είναι δυνατό να συμμετέχουν στον ιονισμό και οι εσωτερικοί φλοιοί των ατόμων του αερίου και ένα κλάσμα της ενέργειας του προσπίπτοντος σωματιδίου μπορεί να καταναλωθεί σε διεργασίες διέγερσης, που δεν οδηγούν σε ελεύθερα ηλεκτρόνια. Ο παράγοντας w , είναι σταθερά του υλικού και αυξάνεται ελάχιστα για χαμηλές ταχύτητες προσπίπτοντων σωματιδίων.

Για τα αέρια οι τιμές του w είναι περίπου 30 eV, ενώ μπορεί να εξαρτηθεί και από τις προσμίξεις του μείγματος αερίου. Στον παρακάτω πίνακα παρατηρείται ο παράγοντας w , για ορισμένα αέρια καθώς και ο αριθμός πρωτογενών (n_p) και ολικών (n_T) παραγόμενων ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων [19, 27].

Οι αριθμητικές τιμές των παραγόμενων ζευγών από πρωτογενή ιονισμό είναι κάπως αβέβαιες, καθώς πειραματικά είναι δύσκολο να διαχωριστούν ο πρωτεύων και δευτερεύων ιονισμός. Ο αριθμός των συνολικά παραγόμενων ζευγών υπολογίζεται από τη συνολική απώλεια ενέργειας ΔE στον ανιχνευτή [10]:

$$n_T = \frac{\Delta E}{w} \quad (2.38)$$

Ο παραπάνω τύπος ισχύει μόνο αν η μεταφερόμενη ενέργεια εναποτίθεται συνολικά στο εσωτερικό του ανιχνευτή. Στον παρακάτω πίνακα (Εικόνα 2.14) δίνονται τιμές του συντελεστή w και των πρωτογενών και δευτερογενών παραγόμενων ζευγών για διάφορα μείγματα αερίων [19, 27].

Gas	Density ρ [g/cm ³]	I_0 [eV]	W [eV]	n_p [cm ⁻¹]	n_T [cm ⁻¹]
H ₂	$8.99 \cdot 10^{-5}$	15.4	37	5.2	9.2
He	$1.78 \cdot 10^{-4}$	24.6	41	5.9	7.8
N ₂	$1.25 \cdot 10^{-3}$	15.5	35	10	56
O ₂	$1.43 \cdot 10^{-3}$	12.2	31	22	73
Ne	$9.00 \cdot 10^{-4}$	21.6	36	12	39
Ar	$1.78 \cdot 10^{-3}$	15.8	26	29	94
Kr	$3.74 \cdot 10^{-3}$	14.0	24	22	192
Xe	$5.89 \cdot 10^{-3}$	12.1	22	44	307
CO ₂	$1.98 \cdot 10^{-3}$	13.7	33	34	91
CH ₄	$7.17 \cdot 10^{-4}$	13.1	28	16	53
C ₄ H ₁₀	$2.67 \cdot 10^{-3}$	10.8	23	46	195

Εικόνα 2.14: Ο συντελεστής w για διάφορα μείγματα αερίων

2.3.2 Επανασύνδεση και προσκόλληση ηλεκτρονίων (Recombination and electron attachment)

Μετά την παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων, είναι πολύ σημαντικό αυτά τα ζεύγη να παραμείνουν ελεύθερα στο μέσο για αρκετό χρονικό διάστημα έτσι ώστε να συλλεχθούν ξανά. Οι διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα έτσι ώστε να επιτευχθεί κάτι τέτοιο είναι η επανασύνδεση και η προσκόλληση ηλεκτρονίων.

Όταν απουσιάζει ηλεκτρικό πεδίο, τα ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων επανασυνδέονται λόγω της ελκτικής ηλεκτρικής δύναμης μεταξύ τους, εκπέμποντας ένα φωτόνιο. Κάτι παρόμοιο συμβαίνει και για τα μοριακά ιόντα, με εκπομπή ηλεκτρονίου. Σε γενικές γραμμές, ο βαθμός επανασυνδέσεων εξαρτάται από τις συγκεντρώσεις θετικά και αρνητικά φορτισμένων ιόντων στο μέσο, όπως φαίνεται και από τη σχέση:

$$dn = b n_{negative} n_{positive} dt \quad (2.39)$$

όπου b : σταθερά που εξαρτάται από το αέριο

$n_{negative}$: η συγκέντρωση των αρνητικά φορτισμένων ιόντων

$n_{positive}$: η συγκέντρωση των θετικά φορτισμένων ιόντων, ενώ για $n_{negative} = n_{positive} = n$ και ολοκλήρωση ο παραπάνω τύπος δίνει:

$$n = \frac{n_0}{1 + b n_0 t} \quad (2.40)$$

όπου n_0 : η αρχική συγκέντρωση για $t = 0$ [6].

Η διαδικασία της προσκόλλησης ηλεκτρονίων είναι η “σύλληψη” ελεύθερων ηλεκτρονίων από ηλεκτραρνητικά άτομα έτσι ώστε να σχηματίσουν αρνητικά ιόντα. Αυτά τα άτομα έχουν σχεδόν γεμάτη την εξωτερική τους ηλεκτρονιακή στοιβάδα και η πρόσληψη ενός ηλεκτρονίου οδηγεί στην εκπομπή ενέργειας. Έτσι το αρνητικό ιόν που δημιουργείται είναι πλέον ευσταθές και η ενέργεια που απελευθερώνεται είναι γνωστή ως *ηλεκτρονιακή συγγένεια (electron affinity)*. Είναι προφανές, λοιπόν, πως η παρουσία ηλεκτραρνητικού αερίου (π.χ. οξυγόνο, διοξείδιο του άνθρακα) στον ανιχνευτή θα μειώσει αισθητά την αποδοτικότητα της συλλογής των ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων, καθώς τα ηλεκτρόνια θα προσλαμβάνονται πριν προλάβουν να ανιχνευθούν στα ηλεκτρόδια [6].

2.3.3 Διάχυση (Diffusion)

Όταν δεν υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που απελευθερώθηκαν από την διερχόμενη ακτινοβολία διαχέονται ομοιόμορφα μακριά από το σημείο παραγωγής τους. Στη συνέχεια, χάνουν γρήγορα την ενέργειά τους λόγω πολλαπλών κρούσεων με τα άτομα και μόρια του αερίου. Η ενεργειακή τους κατανομή πλησιάζει θερμική κατανομή, αντίστοιχη της θερμοκρασίας του αερίου. Η μέση ενέργειά τους σε θερμοκρασία δωματίου είναι [10]:

$$E = \frac{3}{2} kT = 40 \text{ meV} \quad (2.41)$$

ενώ η μέση τους ταχύτητα είναι [6]:

$$v = \sqrt{\frac{8 kT}{\pi m}} \quad (2.42)$$

όπου k : η σταθερά Boltzmann

T : η θερμοκρασία σε Kelvin

m : η μάζα του ιόντος

Όπως είναι προφανές, η μέση ταχύτητα του ηλεκτρονίου θα είναι κατά πολύ μεγαλύτερη από αυτή του ιόντος, εξ'αιτίας της πολύ μικρότερης μάζας του. Σε θερμοκρασίες δωματίου το ηλεκτρόνιο αναμένεται να έχει ταχύτητα 10^6 cm/s ενώ το θετικό ιόν έχει ταχύτητα της τάξης του 10^4 cm/s [6].

Η κατανομή του παραγόμενου στην περιοχή αυτή ιονισμού που διαχέεται μετά από τις πολλαπλές κρούσεις μπορεί να πλησιάσει την κατανομή Gauss [10]:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} dx \quad (2.43)$$

όπου dN/N : το κλάσμα του φορτίου που βρίσκεται σε μήκος dx στην απόσταση x μετά από χρόνο t

D : η σταθερά διάχυσης

Για γραμμική και χωρική διάχυση από τον τύπο (2.43) προκύπτουν [10]:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (2.44)$$

$$\sigma_{vol} = \sqrt{3} \cdot \sigma_x = \sqrt{6Dt} \quad (2.45)$$

Η σταθερά διάχυσης μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση [6]:

$$D = \frac{1}{3} v \lambda \quad (2.46)$$

όπου λ : η μέση ελεύθερη διαδρομή του ηλεκτρονίου ή ιόντος στο αέριο που ισούται με [10]:

$$\lambda = \frac{1}{N \sigma(E)} \quad (2.47)$$

όπου $\sigma(E)$: η ενεργειακά εξαρτώμενη ενεργός διατομή της κρούσης.

N : ο αριθμός των μορίων ανά μονάδα όγκου. Για ευγενή αέρια $N = 2.69 \cdot 10^{19}$ μόρια/cm³ [10].

2.3.4 Ολίσθηση και Κινητικότητα (Drift and Mobility)

Όταν υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που απελευθερώνονται από την προσπίπτουσα ακτινοβολία επιταχύνονται κατά μήκος των γραμμών του πεδίου προς την άνοδο και την κάθοδο αντίστοιχα. Αυτή η επιτάχυνση σταματά εξαιτίας κρούσεων με τα μόρια του αερίου, όπου τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα αλλάζουν τελείως κατεύθυνση. Η μέση ταχύτητα που αποκτούν αυτά τα ελεύθερα φορτία ονομάζεται ταχύτητα ολίσθησης και ισούται με [10]:

$$\vec{v}_{drift} = \mu(E) \cdot \vec{E} \cdot \frac{p_0}{p} \quad (2.48)$$

όπου $\mu(E)$: η εξαρτώμενη της ενέργειας κινητικότητα των φορτίων

\vec{E} : η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου

p/p_0 : η πίεση κανονικοποιημένη στην κανονική πίεση

Η ταχύτητα ολίσθησης των φορτίων υπερτίθεται στην κανονική τους τυχαία κίνηση. Σε σύγκριση με τις θερμικές ταχύτητες των ιόντων, οι ταχύτητες ολίσθησής τους είναι μικρότερες, ενώ για τα ηλεκτρόνια μπορούν να είναι κατά πολύ μεγαλύτερες, λόγω της πολύ μικρότερης μάζας τους. Για τα θετικά ιόντα, η ταχύτητα ολίσθησης εξαρτάται γραμμικά από τον παράγοντα E/p έως υψηλές τιμές έντασης ηλεκτρικού πεδίου. Για σταθερή πίεση, αυτό σημαίνει πως η κινητικότητα των φορτίων μ είναι σταθερή, ενώ για σταθερή ένταση του ηλεκτρικού πεδίου E , η κινητικότητα διαφέρει για τις διάφορες τιμές του p . Ένα παράδειγμα ταχύτητας ολίσθησης των θετικά φορτισμένων ιόντων είναι 34 m/s σε ηλεκτρικό πεδίο 1000 V/cm και μέση ελεύθερη διαδρομή 100 nm, που ισχύει για μοριακά ιόντα αζώτου και είναι κατά πολύ μικρότερη της θερμικής ταχύτητας των μορίων [16]. Ακολουθεί πίνακας (Εικόνα 2.15) με την κινητικότητα των φορτίων για θετικά ιόντα σε διάφορα μείγματα αερίων [25, 28].

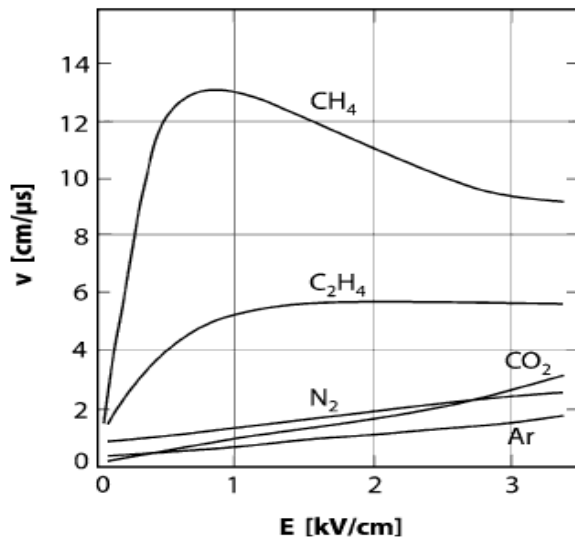
Gas	Ion	Mobility [$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$]
Ar	Ar ⁺	1.54
He	He ⁺	10.4
CO ₂	CO ₂ ⁺	1.09
Ar	CH ₄ ⁺	1.87
Ar	C ₂ H ₆ ⁺	2.06
Ar	iC ₄ H ₁₀ ⁺	2.15
Ar	CO ₂ ⁺	1.72

Εικόνα 2.15: Κινητικότητα θετικών ιόντων σε διάφορα αέρια

Στα ιδανικά αέρια, όπου τα κινούμενα φορτία παραμένουν σε θερμική ισορροπία, η κινητικότητα φαίνεται να σχετίζεται με τη σταθερά διάχυσης D μέσω της σχέσης του Einstein [6]:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (2.49)$$

Για τα ηλεκτρόνια, η ταχύτητα ολίσθησης δεν είναι ανάλογη του ηλεκτρικού πεδίου και έτσι η κινητικότητα γίνεται συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου. Αυτή η διαφορά οφείλεται στο γεγονός ότι η ενεργός διατομή των κρούσεων των ηλεκτρονίων με τα μόρια του αερίου εξαρτάται κατά πολύ από την κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων. Επιπλέον, οι ενεργές διατομές ηλεκτρονίων-μορίων είναι πολύ μικρότερες κατά μέσο όρο από τις ενεργές διατομές ιόντων-μορίων. Οι ταχύτητες ολίσθησης των ηλεκτρονίων είναι της τάξης των $\text{cm}/\mu\text{s}$ για ηλεκτρικό πεδίο $1 \text{ keV}/\text{cm}$, δηλαδή περίπου 10.000 φορές πιο γρήγορες από τη μέση ταχύτητα ολίσθησης ιόντων [16]. Στο παρακάτω διάγραμμα (Εικόνα 2.16) παρατηρούνται οι ταχύτητες ολίσθησης των ηλεκτρονίων συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου για διάφορα αέρια [9].



Εικόνα 2.16: Ταχύτητες ολίσθησης ηλεκτρονίων συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου

Η διάχυση προκαλεί τα ολισθέντα φορτία να αποκλίνουν από την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου. Αν η διάχυση είναι κάθετη στη διεύθυνση της κίνησης του σωματιδίου, τότε συμβαίνει εγκάρσια διάχυση. Όμως εξ'αιτίας της διάχυσης είναι δυνατόν κάποια σωματίδια να κινούνται πιο αργά ή πιο γρήγορα από άλλα, φαινόμενο που αποκαλείται διαμήκης διάχυση. Για μια ομάδα σωματιδίων που δημιουργούνται ταυτόχρονα στο ίδιο σημείο του αερίου, το ηλεκτρικό πεδίο προκαλεί την ολίσθησή τους στην κατεύθυνση του πεδίου. Μετά από κάποιο χρονικό διάστημα, αφού αυτά τα σωματίδια θα έχουν εξαπλωθεί στον όγκο του αερίου εξ'αιτίας του μεγάλου αριθμού ασυσχέτιστων και τυχαίων συγκρούσεων κατά μήκος της τροχιάς, οι θέσεις τους θα αντιπροσωπεύονται από την κατανομή Gauss και η διασπορά τους θα είναι ανάλογη της τετραγωνικής ρίζας της απόστασης ολίσθησης [29]:

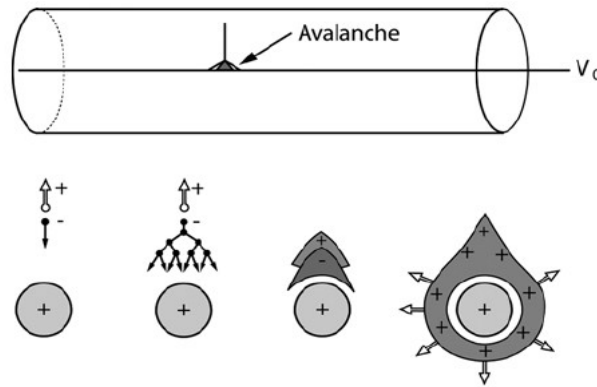
$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2D}{v_{drift}} l} \quad (2.50)$$

- όπου σ_x : η διασπορά της προβολής της απόστασης σε έναν άξονα x
- v_{drift} : η ταχύτητα ολίσθησης
- D : η σταθερά διάχυσης
- l : το μήκος που διένυσε το σωματίδιο

2.3.5 Πολλαπλασιασμός Χιονοστιβάδα/Καταιγισμός (Avalanche Multiplication)

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο παράγει ένα πλήθος ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων στο αέριο του ανιχνευτή, υπό την επήρεια του ηλεκτρικού πεδίου τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα θα κινηθούν προς την άνοδο και την κάθοδο αντίστοιχα. Αν ένα ηλεκτρόνιο πλησιάσει περισσότερο στην άνοδο, το ηλεκτρικό πεδίο αυξάνεται και στα τελευταία 10 μm πριν την άνοδο, το πεδίο είναι αρκετά ισχυρό ώστε να προκαλέσει πολλαπλασιασμό φορτίων. Σε αυτόν τον καταιγισμό, ο αριθμός των ηλεκτρονίων αυξάνεται εκθετικά και εξ'αιτίας της διάχυσης του φορτίου, η χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων απλώνεται κοντά στο ηλεκτρόδιο της ανόδου. Τα θετικά ιόντα χρειάζονται πολύ περισσότερο χρόνο από τα ηλεκτρόνια για να φτάσουν στην κάθοδο και δεν συμμετέχουν στον πολλαπλασιασμό, διότι χρειάζονται πολύ μεγαλύτερα ηλεκτρικά πεδία έτσι ώστε να παράξουν τα ιόντα πολλαπλασιασμό φορτίων στο αέριο [16].

Ο καταιγισμός συμβαίνει όταν τα ηλεκτρόνια του πρωτογενούς ιονισμού αποκτήσουν αρκετή ενέργεια για να ιονίσουν κι αυτά τα μόρια του αερίου. Έτσι, αυτά τα δευτερογενή ηλεκτρόνια παράγουν τριτογενή ιονισμό κ.ο.κ. Επειδή τα ηλεκτρόνια έχουν μεγαλύτερη κινητικότητα, η χιονοστιβάδα έχει σχήμα υγρής σταγόνας, όπως φαίνεται στην εικόνα 2.17.



Εικόνα 2.17: Σχηματισμός Χιονοστιβάδας

Σημαντικός παράγοντας ενός αερίου είναι ο *πρώτος συντελεστής Townsend (first Townsend coefficient)*, ο οποίος εκφράζει την πιθανότητα ενός ιονισμού ανά μονάδα μέσης ελεύθερης διαδρομής δευτερογενούς ιονισμού. Έτσι, αν α είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή ενός δευτερογενούς ηλεκτρονίου, τότε ο πρώτος συντελεστής Townsend είναι $1/\alpha$, και για n ηλεκτρόνια και διαδρομή dx δημιουργούνται dn νέα ηλεκτρόνια [6]:

$$dn = n \alpha dx \quad (2.51)$$

και το συνολικό πλήθος των ηλεκτρονίων σε απόσταση x με αρχικά ηλεκτρόνια n_0 είναι:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.52)$$

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού ισούται με:

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (2.53)$$

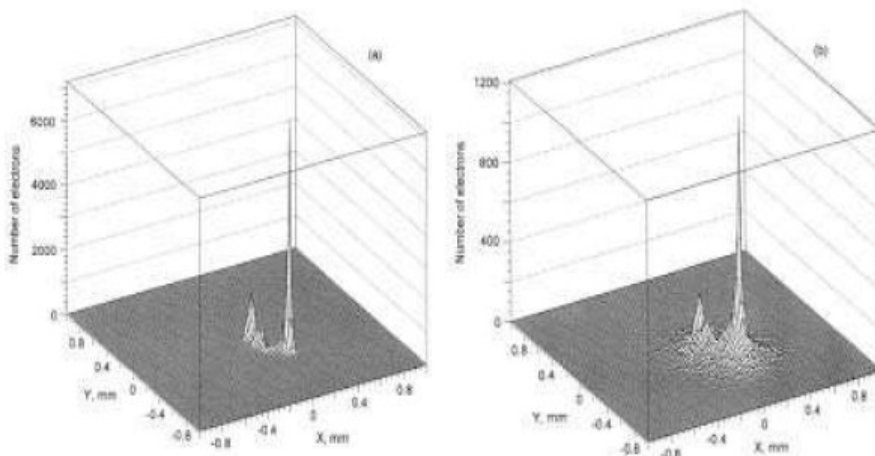
ενώ για μη ομογενή ηλεκτρικά πεδία ισχύει:

$$M = e^{\int_{r_1}^{r_2} \alpha(x) dx} \quad (2.54)$$

δηλαδή η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι συνάρτηση του x . Επειδή, ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας ή *ενίσχυση του αερίου (gas gain)* είναι πολύ σημαντικός στην ανάπτυξη αναλογικών απαριθμητών, έχουν δημιουργηθεί θεωρητικά μοντέλα που υπολογίζουν τον παράγοντα α για διάφορα αέρια [6].

2.3.6 Clusters Ιονισμού

Για τις περισσότερες κρούσεις πρωτογενούς ιονισμού, η μεταφορά ενέργειας είναι μικρή. Έτσι ο δευτερογενής ιονισμός παράγεται κοντά στα σημεία του πρωτογενούς ιονισμού και ο συνολικός ιονισμός κατά μήκος της τροχιάς του σωματιδίου εμφανίζεται σε clusters [1].



Εικόνα 2.18: Clusters Ιονισμού

Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας του εισερχόμενου στον ανιχνευτή σωματιδίου εναποτίθεται στο τέλος της τροχιάς του. Έτσι, το κέντρο βάρους του cluster που δημιουργείται από το σωματίδιο μεταβάλλεται σε σχέση με το σημείο αρχικής αλληλεπίδρασης. Αυτός είναι και ο κύριος λόγος δυσκολίας στον υπολογισμό χωρικής διακριτικής ικανότητας για ανιχνευτές αερίων, που μπορεί να αντιμετωπιστεί με χρήση βαρύτερων αερίων ή πυκνότερων μέσων [1].

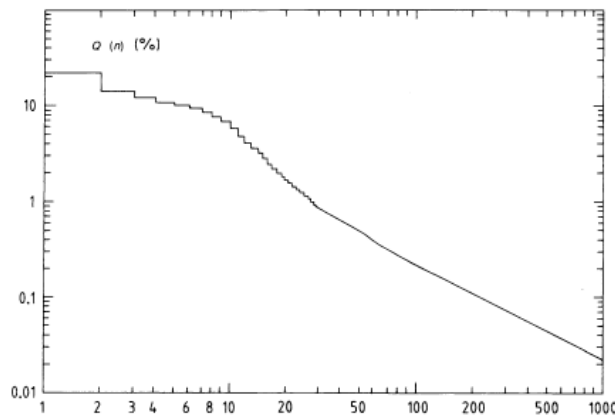
Η κατανομή μεγέθους των clusters (cluster size distribution) εκφράζει το μέγεθος του ιονισμού που εναποτίθεται στον ανιχνευτή από ένα σωματίδιο κατά μήκος της τροχιάς του. Έτσι, υπολογίζεται η κατανομή k ηλεκτρονίων ιονισμού, για φάσμα απώλειας ενέργειας $F(E) dE$ και πιθανότητα παραγωγής $p(E, k)$ ακριβώς k ηλεκτρονίων για κάθε E , με τον τύπο [29]:

$$p_k = \int F(E) p(E, k) dE \quad (2.55)$$

Εισάγεται επίσης η έννοια της ολοκληρωμένης πιθανότητας ένα cluster να περιέχει παραπάνω από j ηλεκτρόνια [29]:

$$Q(j) = 1 - \sum_{k=1}^j p_k \quad (2.56)$$

Ενώ η ποσότητα $p(E, k)$ εξαρτάται από το είδος του μηχανισμού ιονισμού και είναι γενικά άγνωστη, έχουν αναπτυχθεί υπολογιστικά μοντέλα για την εύρεση της κατανομής. Ένα παράδειγμα φαίνεται στο παρακάτω διάγραμμα (Εικόνα 2.19), όπου οι Larique και Riuz υπολόγισαν την κατανομή μεγέθους των clusters στο Αργό (Ar) για ακτίνες-γ, κατασκευάζοντας μοντέλο προσομοίωσης των ατομικών διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα [30].



Εικόνα 2.19: Cluster Size Distribution για ακτίνες-γ σε Ar

Η κατανομή του μεγέθους των clusters βοηθά στην εύρεση της κατανομής ιονισμού $G(x, n)$, κατά μήκος τροχιάς x απλά αθροίζοντας το μέγεθος των clusters τόσες φορές όσα και τα πρωτογενή συμβάντα κατά μήκος της τροχιάς. Η κατανομή ιονισμού εξαρτάται μόνο από την κατανομή μεγέθους των clusters και το πλήθος των clusters. Ο πιο πρακτικός τρόπος άθροισης είναι χρησιμοποιώντας τη μέθοδο Monte Carlo σε υπολογιστή, όπως φαίνεται και στο παράδειγμα των Fischle et al. στον παρακάτω πίνακα (Εικόνα 2.20)[31].

	CH ₄	Ar	He	CO ₂
<i>k</i>				
1	78.6	65.6	76.60	72.50
2	12.0	15.0	12.50	14.00
3	3.4	6.4	4.60	4.20
4	1.6	3.5	2.0	2.20
5	0.95	2.25	1.2	1.40
6	0.60	1.55	0.75	1.00
7	0.44	1.05	0.50	0.75
8	0.34	0.81	0.36	0.55
9	0.27	0.61	0.25	0.46
10	0.21	0.49	0.19	0.38
11	0.17	0.39	0.14	0.34
12	0.13	0.30	0.10	0.28
13	0.10	0.25	0.08	0.24
14	0.08	0.20	0.06	0.20
15	0.06	0.16	0.048	0.16
16	(0.050)	0.12	(0.043)	0.12
17	(0.042)	0.095	(0.038)	0.09
18	(0.037)	0.075	(0.034)	(0.064)
19	(0.033)	(0.063)	(0.030)	(0.048)
≥20	(11.9/ <i>k</i> ²)	(21.6/ <i>k</i> ²)	(10.9/ <i>k</i> ²)	(14.9/ <i>k</i> ²)

Εικόνα 2.20: Κατανομές Ιονισμού για διάφορα αέρια

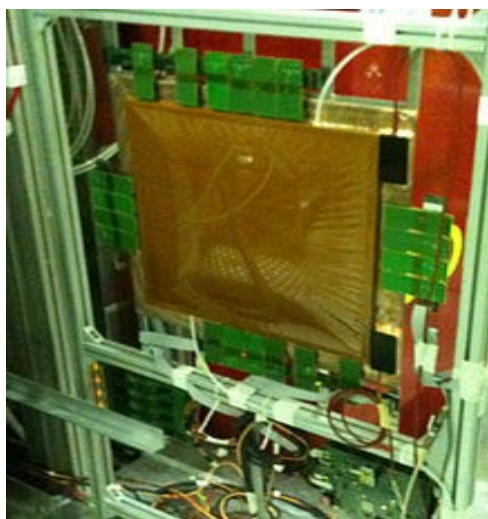
Κεφάλαιο 3

Ανιχνευτής MicroMEGAS

Ο ανιχνευτής MicroMEGAS είναι το αντικείμενο μελέτης της παρούσας εργασίας και σε αυτό το κεφάλαιο θα γίνει παρουσίαση των χαρακτηριστικών του, της αρχής λειτουργίας του και των εφαρμογών του.

3.1 Βασικά Χαρακτηριστικά

Ο ανιχνευτής MicroMEGAS (Micro-MEsh Gaseous Structure) ανήκει στους ανιχνευτές ιονισμού τελευταίας γενιάς και πιο συγκεκριμένα στην κατηγορία MPGD (Micro Pattern Gaseous Detectors). Κατασκευάστηκε τη δεκαετία του '90 από τους Ιωάννη Γιοματάρη και Georges Charpak και, όπως και άλλοι ανιχνευτές της κατηγορίας του, βασίστηκε στη βελτίωση των MWPC (που αναφέρθηκαν σε προηγούμενο κεφάλαιο).



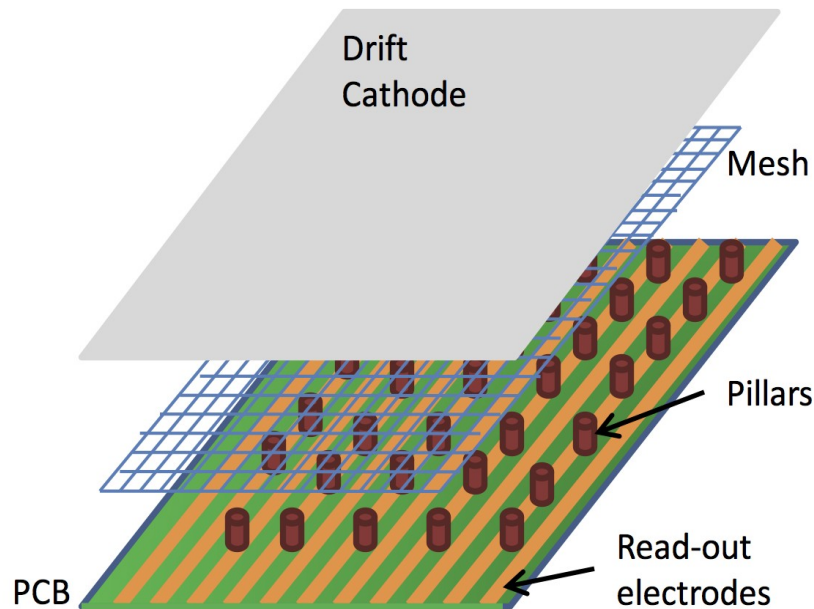
Εικόνα 3.1: Ανιχνευτής MicroMEGAS

Οι περιορισμοί των MWPC είχαν να κάνουν με τη χαμηλή κινητικότητα των θετικών ιόντων εξαιτίας της δυσκολίας να κατασκευαστούν επίπεδα καλωδίων, όπου η απόσταση μεταξύ των καλωδίων να είναι μικρότερη του 1 mm, κυρίως λόγω των ηλεκτροστατικών απωστικών δυνάμεων μεταξύ τους. Έτσι οι χρόνοι ανύψωσης παλμού εξόδου μεγάλωναν και οδηγούσαν σε κακή χρονική διακριτική ικανότητα. Η βελτίωση που έφερε ο MicroMEGAS ήταν ότι τα καλώδια ανόδου αντικαταστάθηκαν από πολύ λεπτές λωρίδες (strips) ανόδου τοποθετημένες σε μονωτικό υπόστρωμα.

Οι MicroMEGAS είναι ανιχνευτές χαμηλού κατασκευαστικού κόστους και σχετικά εύκολοι στην κατασκευή. Εξαιτίας της μικρής περιοχής ενίσχυσης του αερίου τους, το σήμα εξόδου είναι πολύ γρήγορο. Είναι ανιχνευτές μεγάλης ακρίβειας και εξαιρετικής χωρικής διακριτικής ικανότητας.

3.1.1 Δομή του MicroMEGAS

Ο ανιχνευτής MicroMEGAS είναι ένας ανιχνευτής παράλληλων πλακών και αποτελείται από τα παρακάτω χαρακτηριστικά:



Εικόνα 3.2: Δομή του MicroMEGAS

i) Ηλεκτρόδιο ανόδου

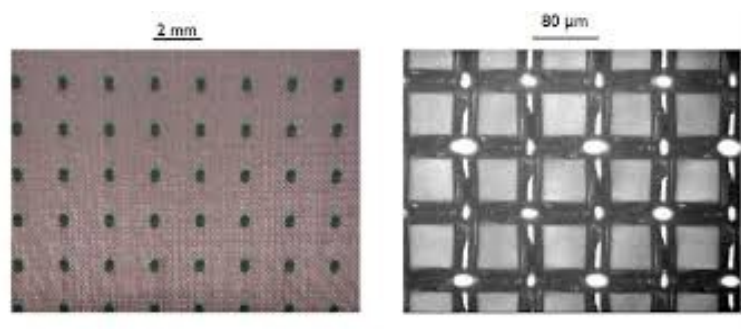
Το ηλεκτρόδιο ανόδου αποτελείται από χάλκινες λωρίδες (strips) επικαλυμένες με χρυσό, η καθεμία πάχους 150 μm , τοποθετημένες με βήμα 200 μm , ενώ οι χάλκινες λωρίδες έχουν πάχος 5 μm [32]. Το πολύ μικρό πάχος των strips βοηθάει στην μείωση της χωρητικότητας μεταξύ διαδοχικών strips. Τα strips είναι γειωμένα μέσω προενισχυτών φορτίου χαμηλού θορύβου μεγάλης ενίσχυσης. Επίσης, από τα strips παράγεται το σήμα εξόδου.

ii) Micromesh

Το micromesh είναι ένα μεταλλικό πλέγμα πάχους 30 μm με ανοίγματα 17 μm ανά 25 μm , κατασκευασμένο από νικέλιο, έτσι ώστε να είναι εύκαμπτο, και αποτελεί την καινοτομία που εισήγαγε η τεχνολογία του MicroMEGAS [32]. Το micromesh βοηθάει στο διαχωρισμό του θαλάμου του ανιχνευτή σε δύο περιοχές: την περιοχή μετατροπής (conversion gap) και την περιοχή ενίσχυσης (amplification gap).

iii) Pillars

Τα pillars εισήχθησαν στον MicroMEGAS με την κατασκευαστική τεχνολογία bulk, όπου χρησιμοποιώντας την φωτολιθογραφική μέθοδο (photolithographic method) παράγονται τα pillars που βρίσκονται μεταξύ των strips και του micromesh και βοηθούν στην διατήρηση της απόστασης και της παραλληλότητας μεταξύ των strips και mesh. Τα pillars έχουν κυλινδρικό σχήμα διαμέτρου 400 μm και έχουν τυπωθεί σε απόσταση 2 mm μεταξύ τους [32]. Το micromesh της τεχνολογίας bulk αποτελείται από καλώδια από ανοξείδωτο ατσάλι διαμέτρου 30 μm συνυφασμένα με βήμα 80 μm [33] (Εικόνα 3.3).



Εικόνα 3.3: (α) pillars (β) mesh

iv) Ηλεκτρόδιο καθόδου-ολίσθησης (Drift Electrode)

Το ηλεκτρόδιο καθόδου (drift) τοποθετείται σε απόσταση 3 mm από το mesh και εφαρμόζεται σε αυτό υψηλή αρνητική τάση, υψηλότερη από αυτή του mesh, με αποτέλεσμα να δημιουργηθεί το κατάλληλο ηλεκτρικό πεδίο για την περιοχή μετατροπής και ταυτόχρονα να επιτρέπει τη διείσδυση των ραδιενεργών πηγών που τοποθετούνται στο εσωτερικό του ανιχνευτή. Επιπλέον, πάνω στο drift τοποθετείται ένα λεπτό αλουμινοποιημένο στρώμα mylar (συνθετική πολυστερίνη) που ορίζει την κάθοδο και φροντίζει στεγανότητα του θαλάμου [32].

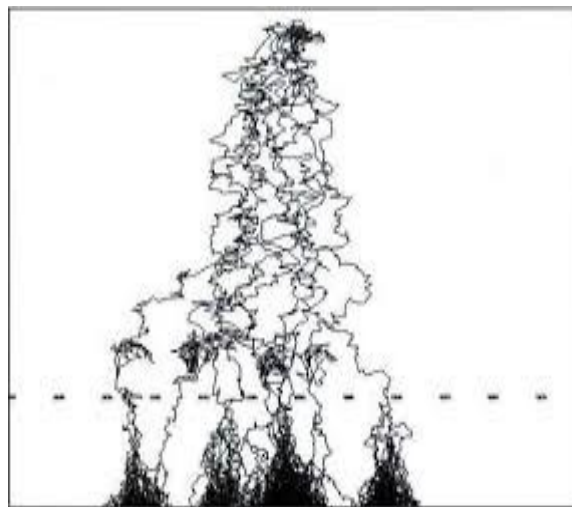
v) Το εσωτερικό του θαλάμου

Τα στοιχεία που αποτελούν τον ανιχνευτή συνήθως τοποθετούνται σε περιβλήματα από ανοξείδωτο ατσάλι και γεμίζονται με μείγμα αερίου Ar + 7% CO_2 σε ατμοσφαιρική πίεση [32].

3.1.2 Αρχή λειτουργίας του MicroMEGAS

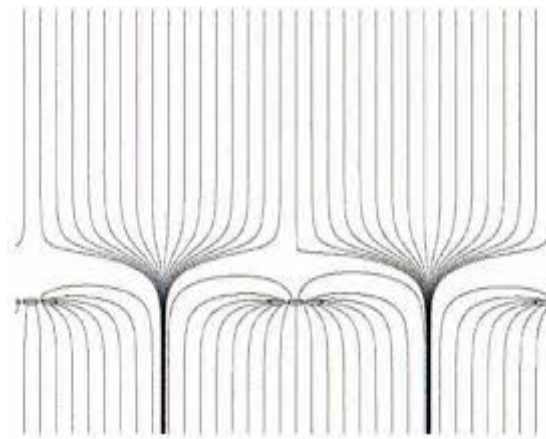
Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, το mesh χωρίζει τον ανιχνευτή σε δύο μέρη: την περιοχή μετατροπής με πάχος περίπου 3 mm και την περιοχή ενίσχυσης με πάχος 100 μm. Έτσι, εξαιτίας της πολύ μικρής απόστασης μεταξύ mesh και strips η εφαρμοζόμενη διαφορά δυναμικού στην συγκεκριμένη περιοχή δημιουργεί πολύ μεγάλο ηλεκτρικό πεδίο, της τάξης των 100 kV/cm, στην περιοχή ενίσχυσης, και σχετικά μικρό ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ολίσθησης, δηλαδή ο λόγος των δύο πεδίων είναι αρκετά μεγάλος έτσι ώστε να λειτουργήσει σωστά ο ανιχνευτής και να συλλεχθούν τα ιόντα στην περιοχή ενίσχυσης. Αυτό συμβαίνει διότι εξαιτίας του μεγάλου ηλεκτρικού πεδίου της περιοχής ενίσχυσης, τα ιόντα συλλέγονται στο mesh και μόνο ένα μικρό ποσοστό αυτών καταφέρνει να περάσει στην περιοχή μετατροπής [32].

Καθώς ένα φορτισμένο σωματίδιο ή φωτόνιο εισέρχεται στον ανιχνευτή ionίζει τα άτομα του αερίου βάσει κάποιου από τους μηχανισμούς που αναφέρθηκαν σε προηγούμενο κεφάλαιο. Τα ηλεκτρόνια ionισμού που παράγονται ολισθαίνουν προς την περιοχή ενίσχυσης μέσω του mesh. Όταν εισέλθουν στην περιοχή ενίσχυσης, δημιουργούν περαιτέρω ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων που πολλαπλασιάζονται εξαιτίας του υψηλού ηλεκτρικού πεδίου και δημιουργούν χιονοστοιβάδα, όπως παρατηρείται και στην εικόνα 3.4, όπου φαίνεται και το σχήμα σταγόνας της χιονοστοιβάδας που σχηματίζεται στην περιοχή ενίσχυσης. Το νέφος των ηλεκτρονίων συλλέγεται από τα strips της ανόδου, ενώ τα θετικά ιόντα συλλέγονται στο mesh. Το συνολικό φορτίο που συλλέγεται στα strips αντιστοιχεί στην ενέργεια των συλλεγόμενων σε αυτά σωματιδίων και αντίστοιχα στο προσπίπτον στον ανιχνευτή σωματίδιο που προκάλεσε τον ionισμό.



Εικόνα 3.4: Εσωτερικό του MicroMEGAS

Το ηλεκτρικό πεδίο πρέπει να είναι ομογενές και στις δύο περιοχές του ανιχνευτή, γεγονός που πραγματοποιείται χρησιμοποιώντας το mesh ως το μεσαίο ηλεκτρόδιο. Παρόλα αυτά, οι δυναμικές γραμμές του πεδίου φαίνονται να διαταρράσσονται κοντά στις οπές του mesh [32]. Η μορφή του ηλεκτρικού πεδίου του ανιχνευτή φαίνεται στην εικόνα 3.5. Η γνώση του σχήματος των δυναμικών γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου είναι ιδιαίτερης σημασίας για τη λειτουργία του ανιχνευτή, κυρίως γιατί δίνει πληροφορίες για την πορεία των ηλεκτρονίων προς τα strips και την συγκέντρωση των θετικών ιόντων στο mesh. Παρατηρείται από πειραματικά δεδομένα ότι για μεγαλύτερες τιμές του λόγου του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης προς το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή μετατροπής λαμβάνονται πολύ καλύτερα αποτελέσματα όσον αφορά την συλλογή των ηλεκτρονίων στα strips και θετικών ιόντων στο mesh.



Εικόνα 3.5: Ηλεκτρικό πεδίο του ανιχνευτή

3.2 Ανιχνευτής bulk-micromegas

Ενώ η πρώτη κατασκευή του Micromegas αποδείχτηκε ιδιαίτερα επιτυχής, η ευρεία αποδοχή του από πειραματικά κέντρα άργησε, καθώς η τεχνολογία που χρειάστηκε για να κατασκευαστεί δεν ήταν πολύ προσιτή. Έτσι, δημιουργήθηκε η ανάγκη εύρεσης πιο εύκολου τρόπου παραγωγής του Micromegas και ταυτόχρονα ικανού να παράξει πιο ανθεκτικούς ανιχνευτές.

Εδώ, εισήχθησε η κατασκευαστική τεχνολογία bulk που βασίστηκε στην τεχνολογία PCB (printed circuit board). Ουσιαστικά, ολόκληρος ο ανιχνευτής κατασκευάζεται σε μία και μοναδική διαδικασία. Το επίπεδο ανόδου πάνω στο οποίο είναι τοποθετημένα τα strips, ένα φωτογραφικό φιλμ κατάλληλου πάχους και το mesh που τα χαρακτηριστικά του αναφέρθηκαν και παραπάνω, ενώνονται μεταξύ τους σε μεγάλη θερμοκρασία δημιουργώντας ένα αντικείμενο. Στη συνέχεια δημιουργούνται τα pillars μέσω της φωτολιθογραφικής μεθόδου, με χαρακτηριστικά που αναφέρθηκαν νωρίτερα [33].

Οι δύο πρώτοι bulk-micromegas που κατασκευάστηκαν ήταν επιφάνειας $9 \times 9 \text{ cm}^2$ και πάχους περιοχής ενίσχυσης 75 μm και 150 μm . Η περιοχή ολίσθησης είχε πάχος 10 mm και το ηλεκτρόδιο ολίσθησης (drift) ήταν και αυτό υφασμάτινο πλέγμα. Το αέριο που χρησιμοποιήθηκε ήταν μείγμα Αργού (95%) και Ισοβουτάνιου (5%). Τα πειραματικά αποτελέσματα έδωσαν αρκετά γρήγορο σήμα (60 ns και 150 ns) και η ενίσχυση του αερίου (gas gain) έφτασε τις μέγιστες αναμενόμενες τιμές. Το μόνο μειονέκτημα σε σχέση με τους κλασικούς Micromegas ήταν η ενεργειακή διακριτική ικανότητα, αν και όχι κακή, όπου κρίθηκε απαραίτητο να κατασκευαστεί ανιχνευτής με λεπτότερο mesh, έτσι ώστε να βελτιωθεί αυτή η τιμή [33].

3.3 Resistive Micromegas

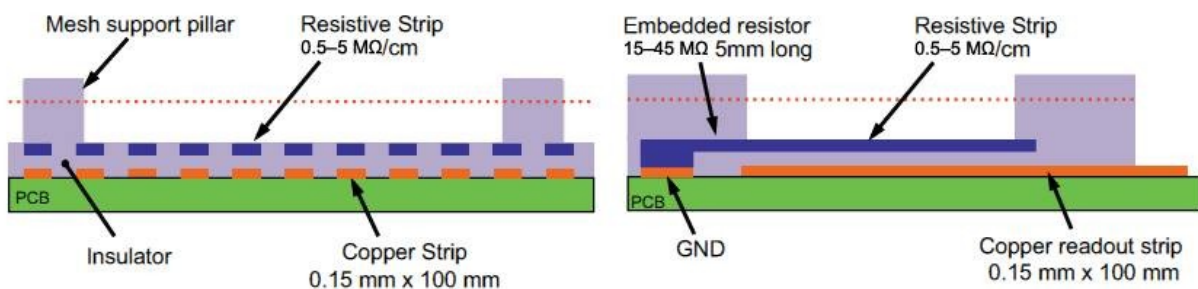
Ενώ ο MicroMEGAS έχει αποδειχθεί πολύ καλός ανιχνευτής, εξαιτίας της καλής χωρικής και χρονικής διακριτικής του ικανότητας, της ανθεκτικότητάς του και της εύκολης σχετικά κατασκευής του, γεννήθηκε η ανάγκη για βελτίωση, καθώς παρουσιάστηκαν προβλήματα σε περιπτώσεις όπου εναποτίθεται μεγάλη ενέργεια στο εσωτερικό του ανιχνευτή. Σε αυτές τις περιπτώσεις, δημιουργούνται “sparks”, δηλαδή τυχαίες αποφορτίσεις. Τα sparks δημιουργούνται όταν η συγκέντρωση των ηλεκτρονιακών φορτίων στην αντίστοιχη περιοχή ξεπερνούν το όριο Raether [34]:

$$G \times n_0 < 10^8 \text{ ηλεκτρόνια}$$

όπου n_0 : ο αριθμός των πρωτογενών ηλεκτρονίων και
 G : το “κέρδος” του ανιχνευτή.

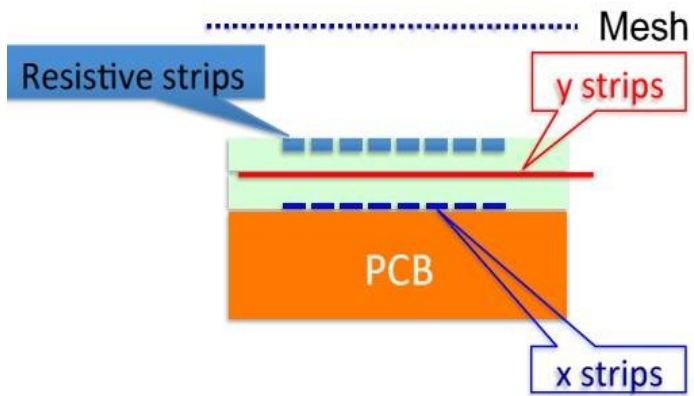
Με τη δημιουργία ενός spark, αποφορτίζεται αυτόματα το mesh. Οι επιπτώσεις που αυτό έχει σε ένα πείραμα είναι η δημιουργία νεκρού χρόνου περίπου 1 ms [34], εξαιτίας του χρόνου που χρειάζεται έτσι ώστε το mesh να επανέλθει στην κατάλληλη τάση λειτουργίας. Επίσης, για μεγάλη απελευθέρωση φορτίου εξαιτίας του spark, είναι δυνατόν να καταστραφούν τα ηλεκτρονικά του συστήματος. Ένας τρόπος αποφυγής των sparks είναι η κατασκευή του Resistive MicroMEGAS.

Ένας Resistive Micromegas είναι ουσιαστικά ένας bulk-Micromegas με μονη διαφορά ότι υπάρχει ένα στρώμα προστασίας πάνω από τα strips εξόδου. Αυτό το στρώμα προστασίας αποτελείται από ένα λεπτό μονωτικό στρώμα πάνω στο οποίο τοποθετούνται resistive strips (με ειδική αντίσταση μερικών MΩ/cm), το επίπεδο των οποίων ταιριάζει γεωμετρικά με αυτό των strips εξόδου (και τα δύο πάχους 150 μm και μήκους 100 mm). Το πάχος των resistive strips είναι 64 μm και το βήμα ανάμεσα σε 2 διαδοχικά strips είναι 100 μm και περιέχει μονωτικό υλικό. Το στρώμα των resistive strips γειώνεται μέσω αντιστάτη. Στη συνέχεια, κατασκευάζεται το υπόλοιπο κομμάτι του Micromegas πάνω στα resistive strips [35]. Στην εικόνα 3.6 φαίνεται ένας Resistive Micromegas.

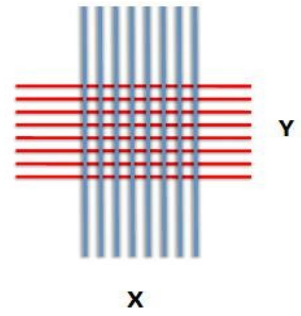


Εικόνα 3.6: Resistive Micromegas από δύο οπτικές γωνίες

Επίσης, είναι δυνατόν να κατασκευαστούν Resistive Micromegas με 2 επίπεδα strips εξόδου (X και Y), όπως φαίνεται στις εικόνες 3.7 και 3.8. Σε αυτή την κατηγορία ανήκουν και οι ανιχνευτές προς μελέτη σε αυτή την εργασία.



Εικόνα 3.7: Resistive Micromegas με X και Y strips

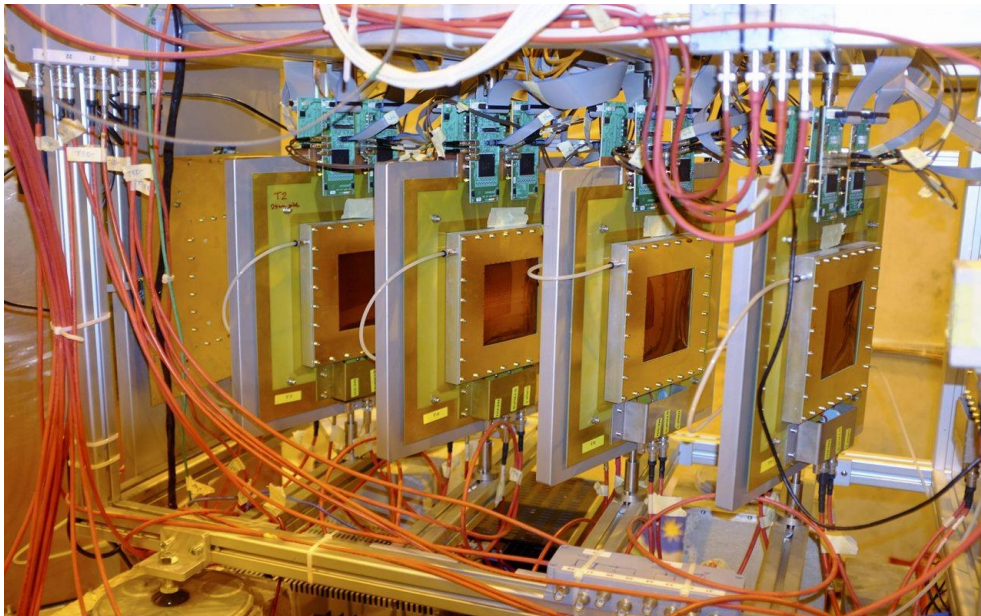


Εικόνα 3.8: Κάτοψη των X και Y strips

Κεφάλαιο 4

Ανάλυση Δεδομένων

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης δεδομένων που πραγματοποιήθηκε με το πρόγραμμα ROOT, χρησιμοποιώντας πειραματικά δεδομένα από test beam που έλαβε χώρα στις εγκαταστάσεις του SPS στο CERN (test beam @ H8 (5/2016)) με απώτερο σκοπό τον υπολογισμό της χωρικής διακριτικής ικανότητας (Spatial Resolution) των Y-strips του ανιχνευτή MicroMEGAS. Επίσης, στην πορεία παρατηρήθηκαν και υπολογίστηκαν και περαιτέρω χαρακτηριστικά του ανιχνευτή αλλά και της δέσμης που εισέρχεται σε αυτόν και παρουσιάζονται εδώ.



Εικόνα 4.1: Ανιχνευτές Resistive Micromegas

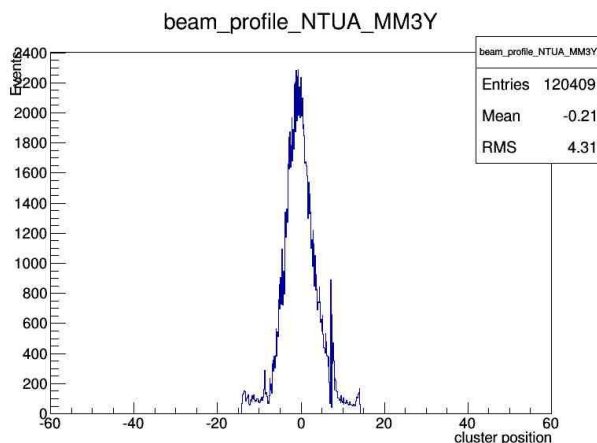
Οι ανιχνευτές προς μελέτη είναι bulk resistive Micromegas, διαστάσεων 10cm x 10cm, με πάχος strips 150 μm και βήμα 250 μm . Τα resistive strips ταιριάζουν γεωμετρικά με τα strips εξόδου και έχουν ειδική αντίσταση 40 Ω/cm . Το mesh είναι πλέγμα κατασκευασμένο από ανοξείδωτο ατσάλι, με πάχος καλωδίων 18 μm τοποθετημένα έτσι ώστε να αντιστοιχούν 400 γραμμές/inch, το οποίο αντιστοιχεί σε βήμα περίπου 63.5 μm . Τα pillars έχουν διάμετρο 300 μm και βήμα 2.5 mm [36]. Επίσης οι ανιχνευτές έχουν strips εξόδου σε 2 διαστάσεις (X και Y), από τα οποία εξάγονται δεδομένα και για τις 2 αυτές διαστάσεις. Οι τάσεις που εφαρμόζονται στο drift και στα strips είναι $V_{\text{drift}}=200\text{ V}$ και $V_{\text{strips}}=540\text{ V}$ αντίστοιχα.

4.1 Μελέτη των Clusters

Όπως αναφέρθηκε και σε προηγούμενο κεφάλαιο, ο συνολικός ιονισμός κατά μήκος της τροχιάς του σωματιδίου εμφανίζεται σε clusters. Σε αυτό το σημείο θα παρουσιαστεί η μελέτη αυτών των clusters και των χαρακτηριστικών τους για κάθε έναν από τους εξεταζόμενους ανιχνευτές.

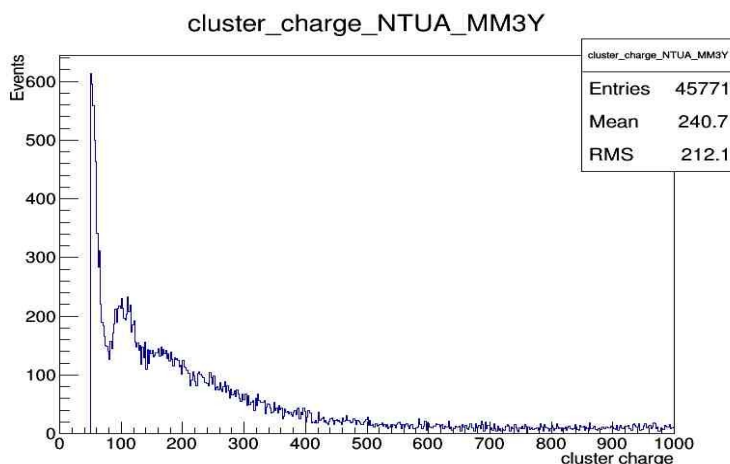
Για κάθε πρόσκρουση ακτινοβολίας στον ανιχνευτή (hit ή event) δημιουργείται ένα (ή περισσότερα) cluster το οποίο αντιστοιχεί σε τουλάχιστον 3 strips (συνήθως 3-5 strips), έτσι ώστε να είναι σίγουρη η δυνατότητα ανίχνευσής του. Τα clusters έχουν ορισμένα χαρακτηριστικά, όπως το φορτίο (cluster charge), το μέγεθος (cluster width) και η θέση (cluster position). Επίσης, για κάθε event είναι δυνατόν να δημιουργηθούν παραπάνω του ενός clusters.

Η κατανομή beam profile (προφίλ της δέσμης), είναι ουσιαστικά η κατανομή της θέσης των cluster για όλα τα clusters όλων των events, όπως φαίνεται για παράδειγμα για τον ανιχνευτή NTUA_MM3 για τα Y-strips στην Εικόνα 4.2. Τα beam profiles ακολουθούν κατανομή Gauss.



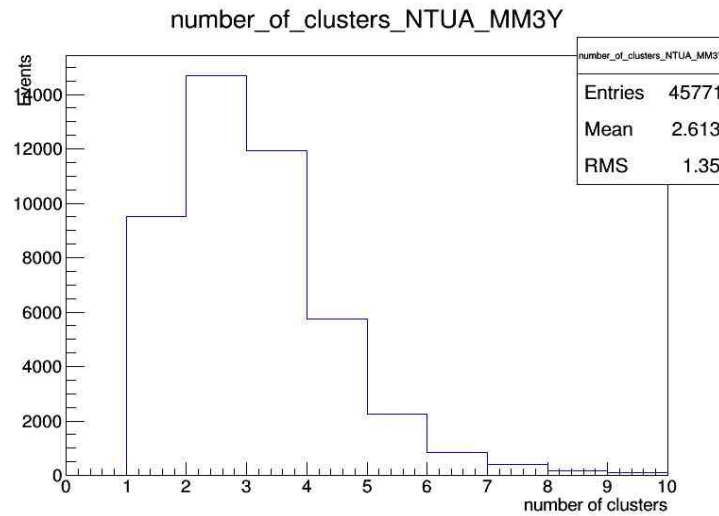
Εικόνα 4.2: Beam Profile για τα Y-strips του ανιχνευτή NTUA_MM3

Η κατανομή φορτίου (cluster charge) παρουσιάζει το μέγεθος του φορτίου κάθε cluster για κάθε event και ακολουθεί την κατανομή Landau (Εικόνα 4.3).



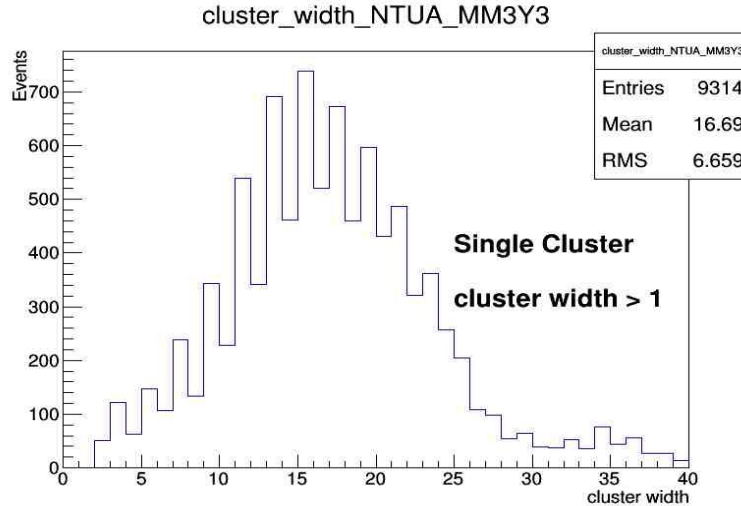
Εικόνα 4.3: Κατανομή φορτίου για τα Y-strips του ανιχνευτή NTUA_MM3

Η κατανομή του πλήθους των clusters (number of clusters) δείχνει για κάθε event, από πόσα cluster αυτό αποτελείται. Αναμένεται σημαντικό ποσοστό των events να είναι events ενός μόνο cluster (single cluster events) (Εικόνα 4.4).



Εικόνα 4.4: Number of Clusters των Y-strips του ανιχνευτή NTUA_MM3

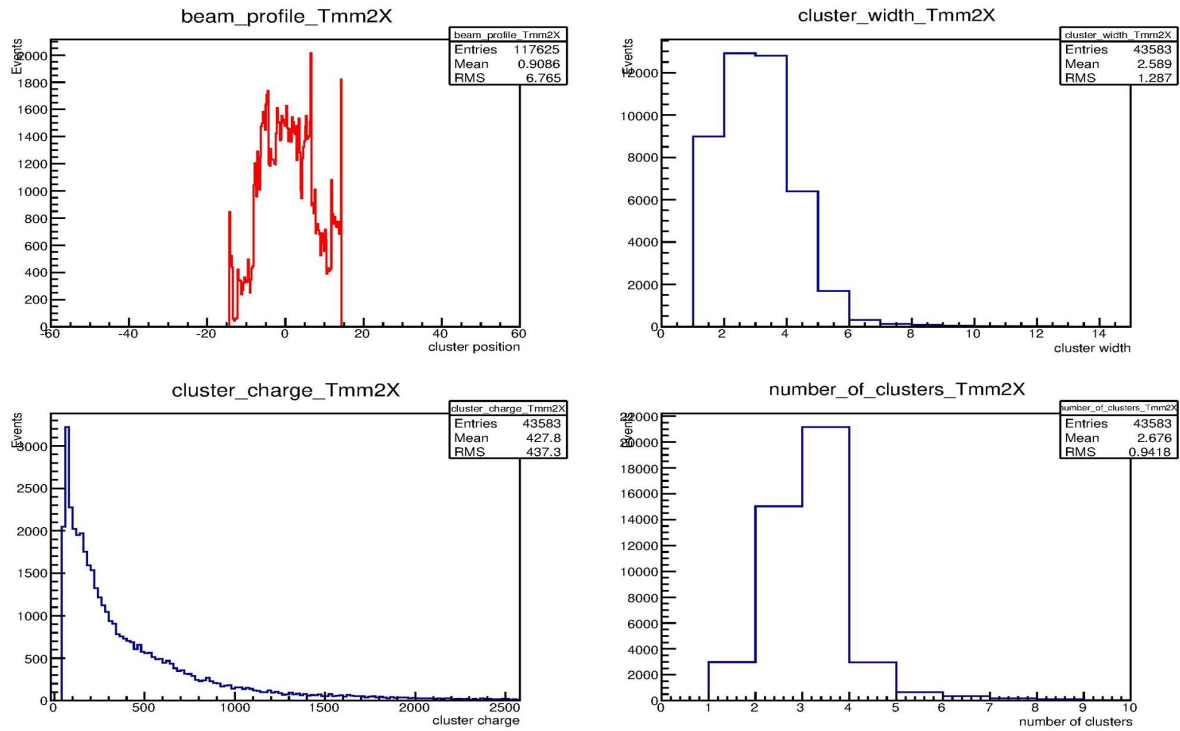
Η κατανομή μεγέθους των cluster (cluster width) παρουσιάζει το “πάχος” των cluster σε μονάδες strips, σε πόσα strips δηλαδή αντιστοιχεί κάθε cluster. Είναι πιο σημαντική η μελέτη των cluster με μέγεθος άνω του ενός strip καθώς και γεγονότων ενός μόνο cluster (Εικόνα 4.5).



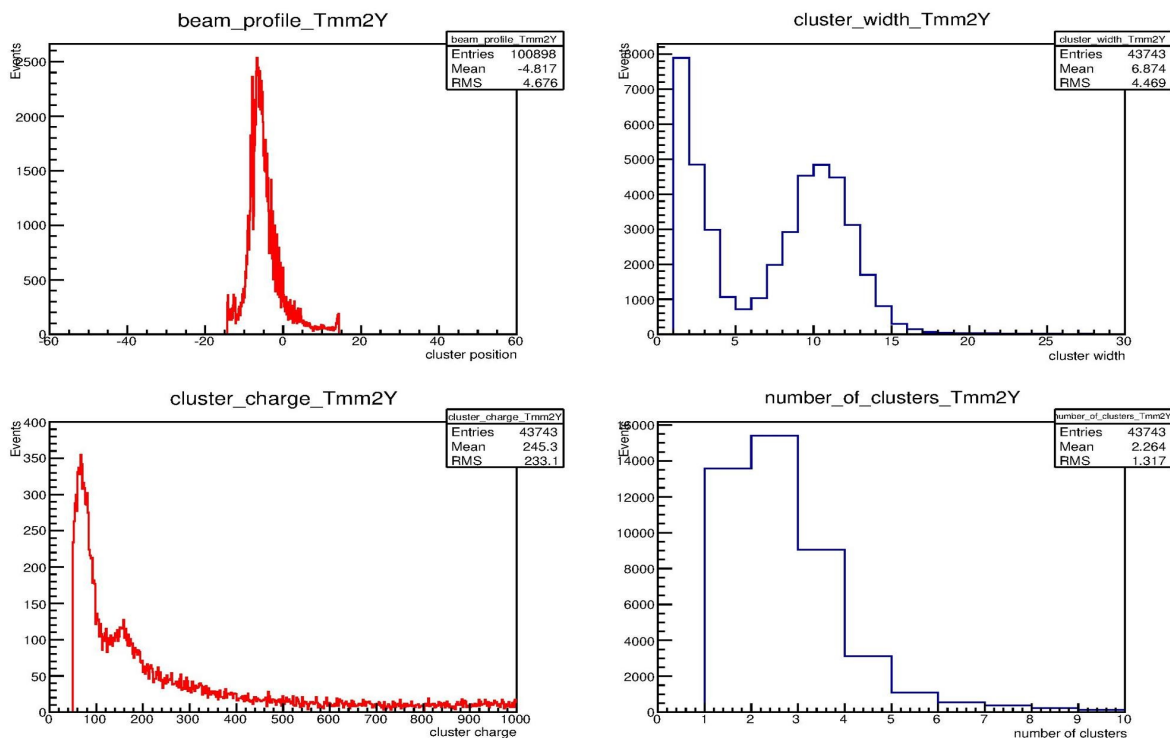
Εικόνα 4.5: Cluster Size Distribution των Y-strips του ανιχνευτή NTUA_MM3

Παρακάτω παρουσιάζονται για κάθε ανιχνευτή οι κατανομές φορτίου και μεγέθους, η κατανομή beam profile (προφίλ της δέσμης), και η κατανομή του πλήθους των clusters (number of clusters) για κάθε event. Η ανάλυση αυτή πραγματοποιήθηκε για κάθε ανιχνευτή και για τις δύο διαστάσεις των strips τους (X και Y). Επίσης, παρουσιάζονται και οι κατανομές θέσης των clusters και στις 2 διαστάσεις ταυτόχρονα, δηλαδή η προβολή των clusters στο εσωτερικό του ανιχνευτή, όπου μπορούν να παρατηρηθούν και τα pillars του κάθε ανιχνευτή.

(i) Tmm2

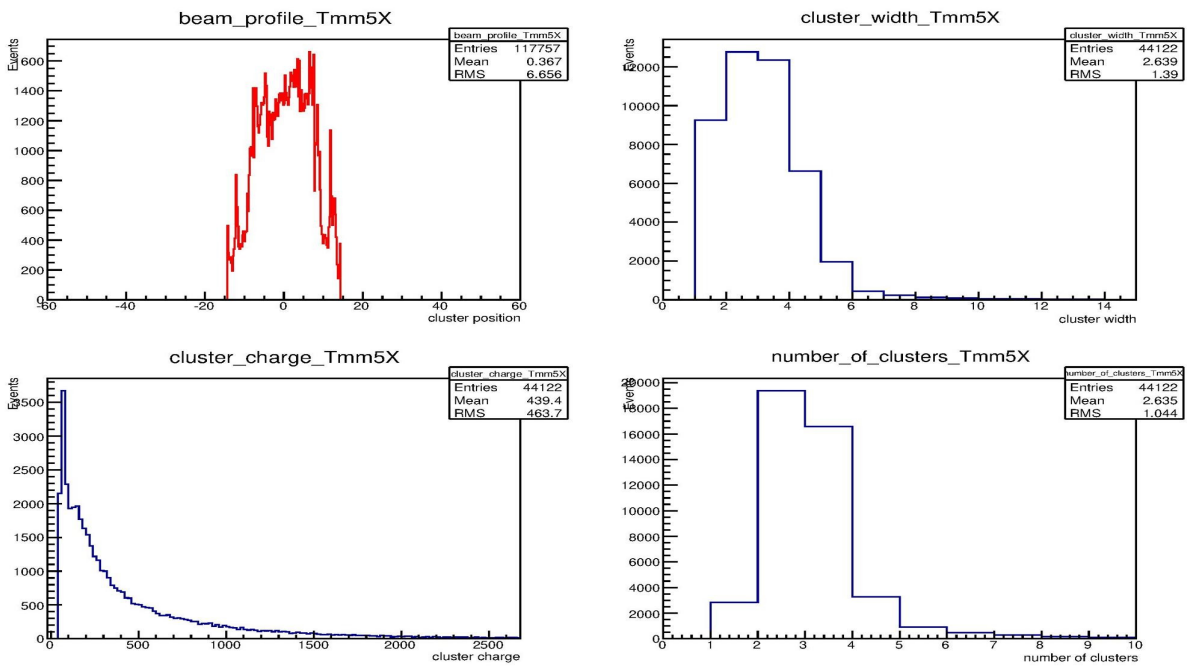


Εικόνα 4.6: (a) Beam Profile (b) Cluster Size Distribution (c) Cluster Charge Distribution (d) Number of Clusters των X-strips του ανιχνευτή Tmm2

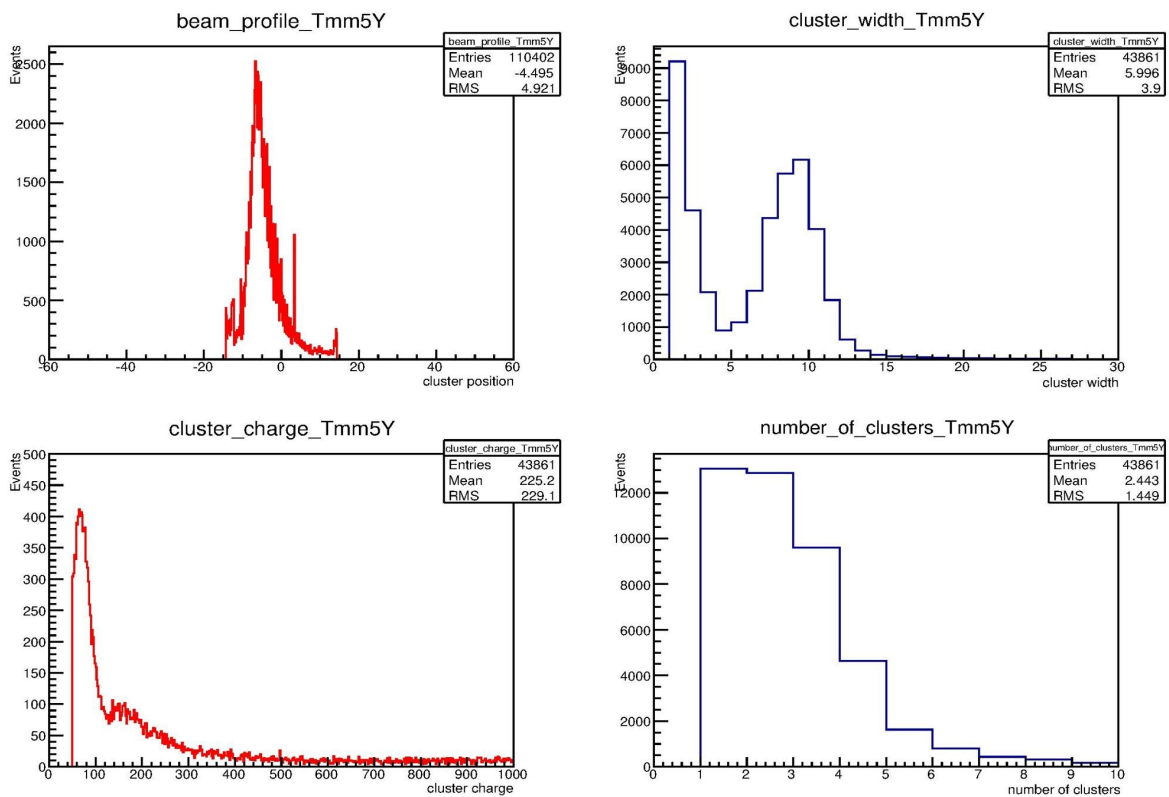


Εικόνα 4.7: (a) Beam Profile (b) Cluster Size Distribution (c) Cluster Charge Distribution (d) Number of Clusters των Y-strips του ανιχνευτή Tmm2

(ii) Tmm5

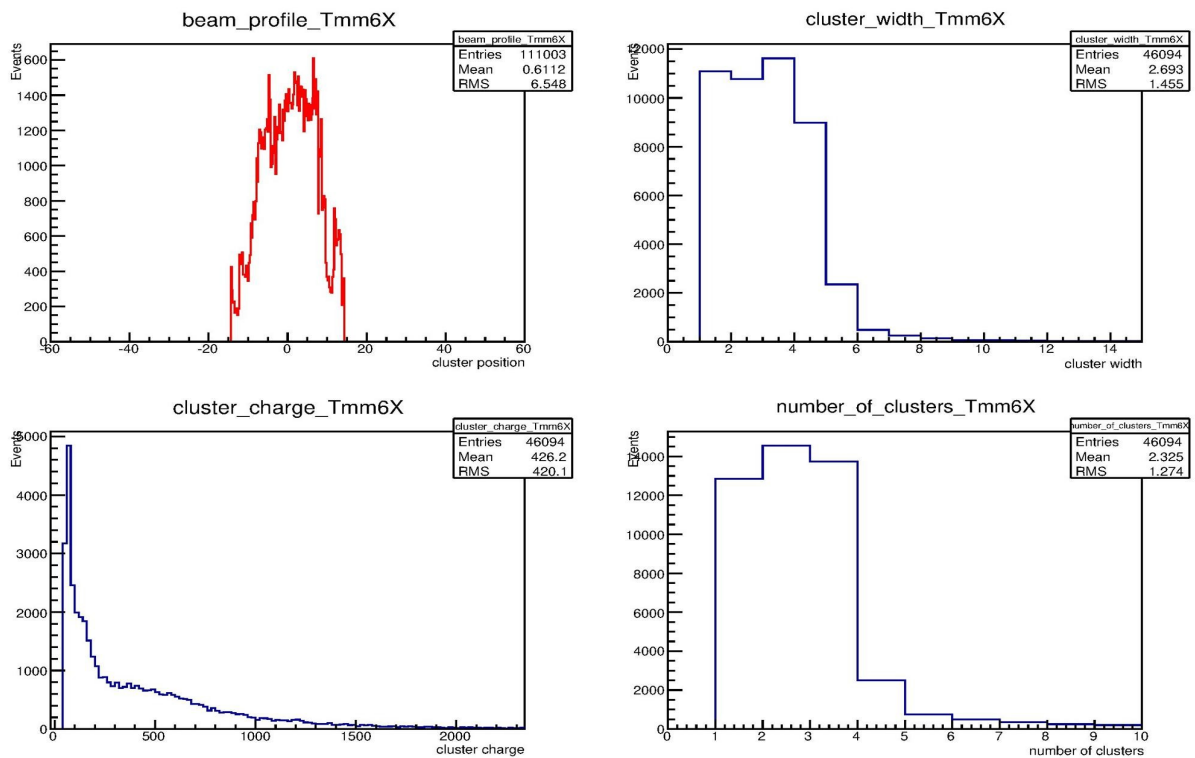


Εικόνα 4.8: (a) Beam Profile (b) Cluster Size Distribution (c) Cluster Charge Distribution (d) Number of Clusters των X-strips του ανιχνευτή Tmm5

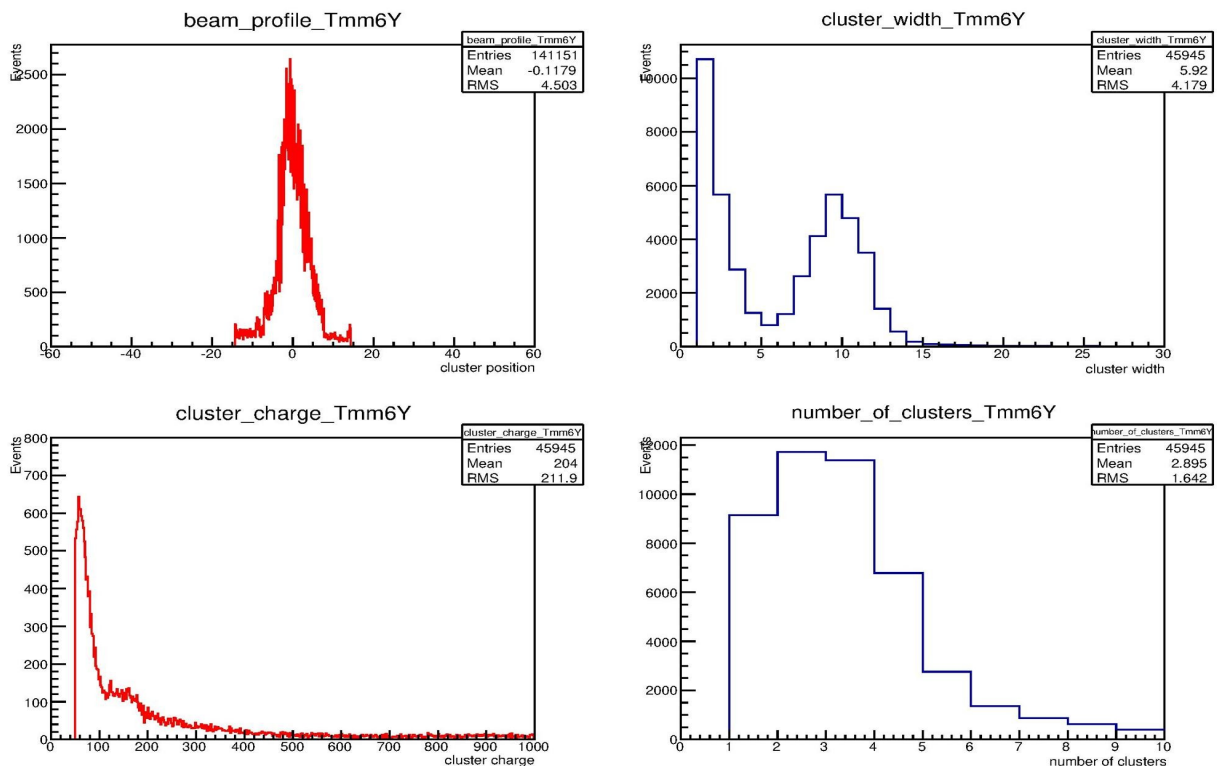


Εικόνα 4.9: (a) Beam Profile (b) Cluster Size Distribution (c) Cluster Charge Distribution (d) Number of Clusters των Y-strips του ανιχνευτή Tmm5

(iii) Tmm6

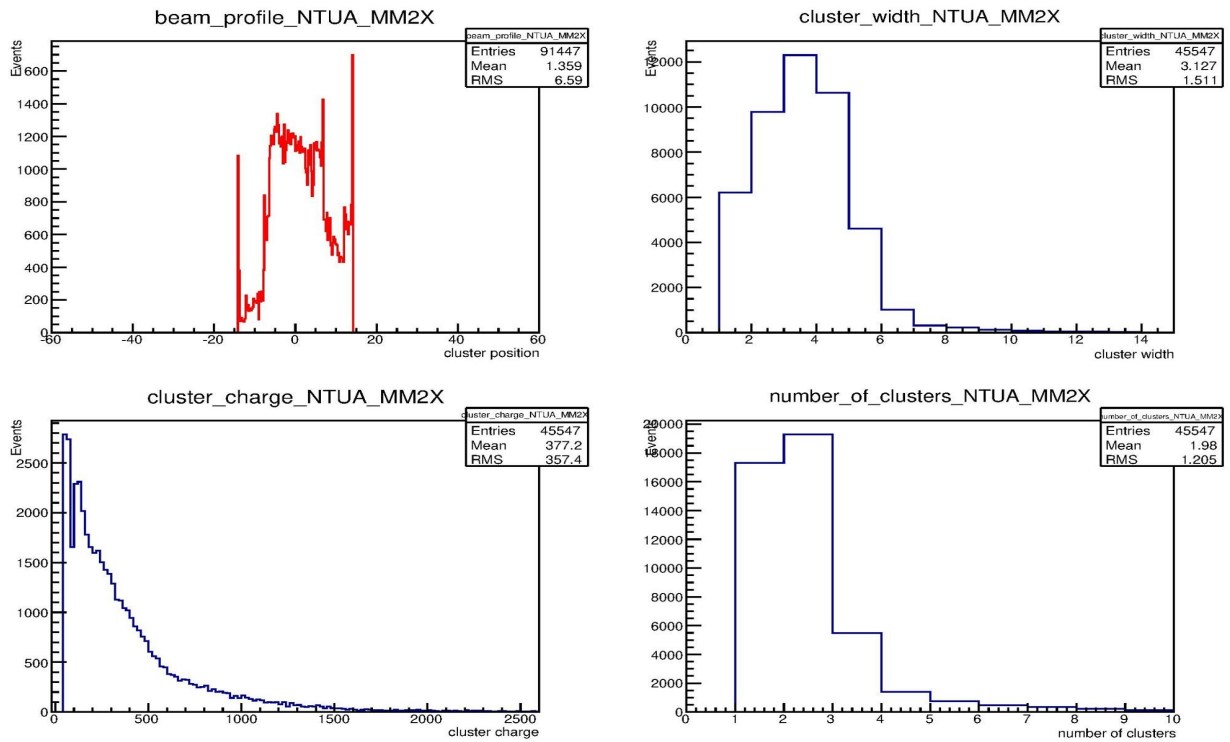


Εικόνα 4.10: (a) Beam Profile (b) Cluster Size Distribution (c) Cluster Charge Distribution (d) Number of Clusters των X-strips του ανιχνευτή Tmm6

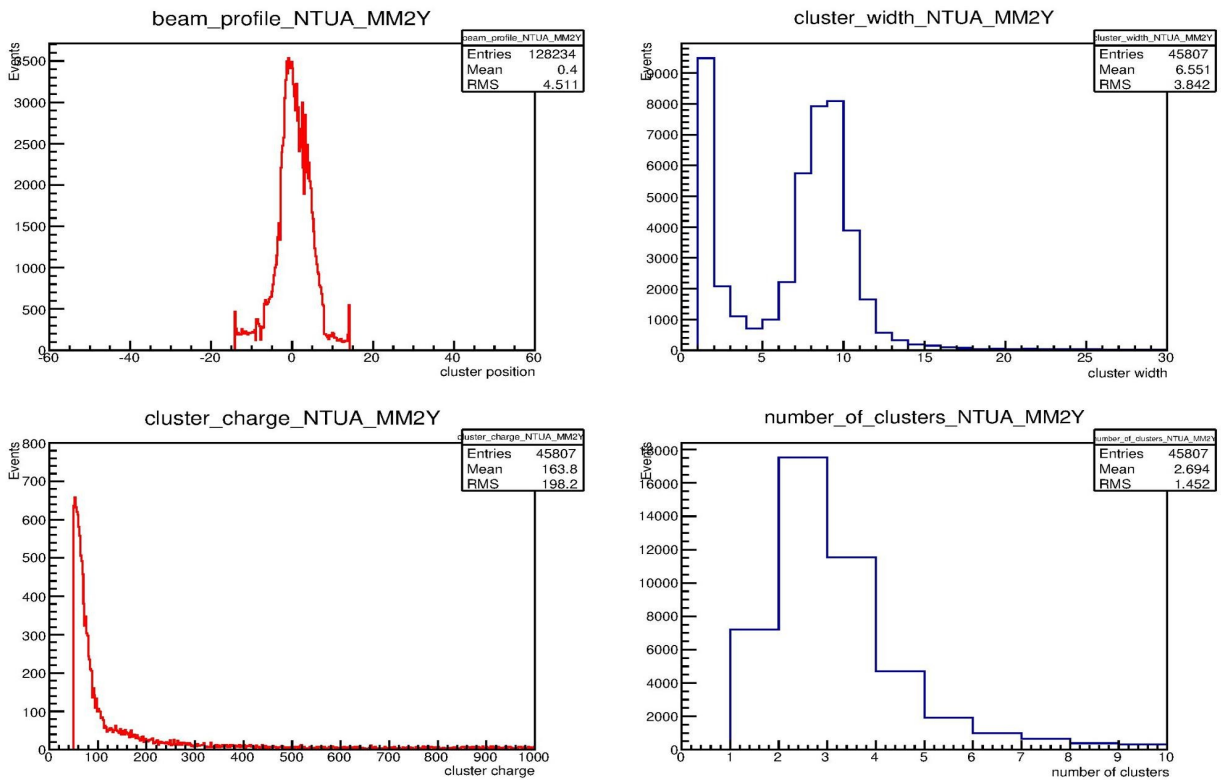


Εικόνα 4.11: (a) Beam Profile (b) Cluster Size Distribution (c) Cluster Charge Distribution (d) Number of Clusters των Y-strips του ανιχνευτή Tmm6

(iv) NTUA_MM2

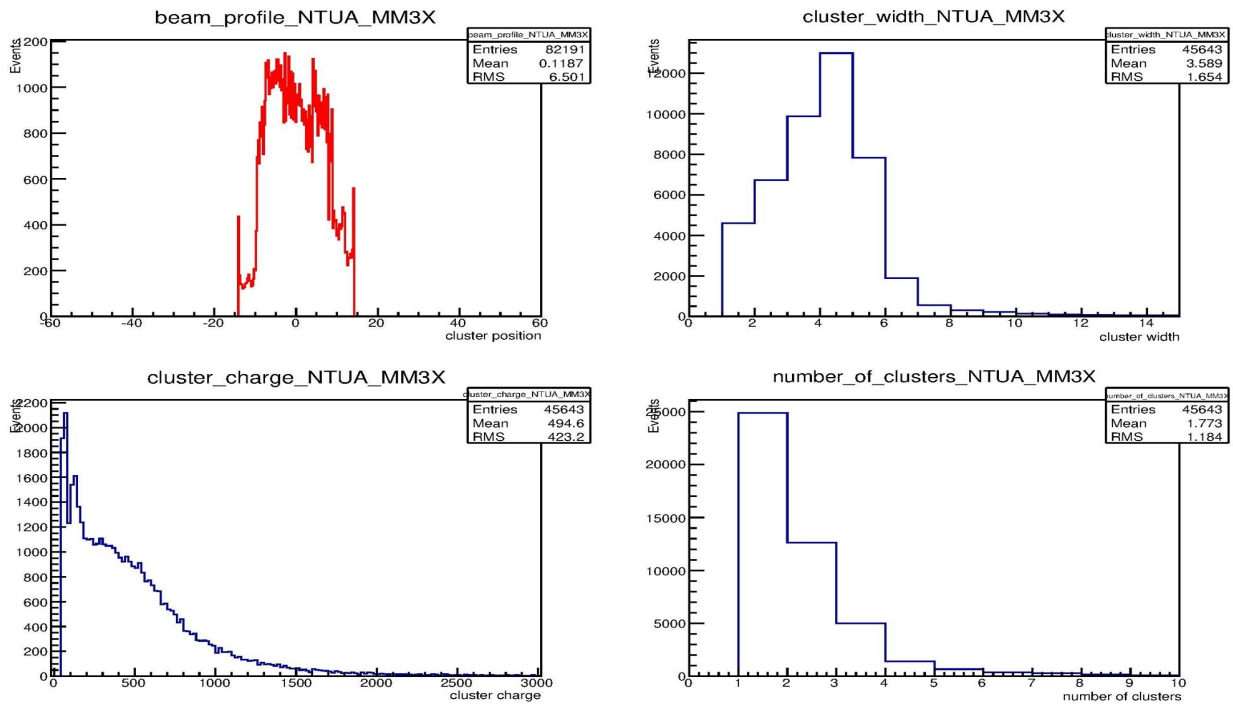


Εικόνα 4.12: (a) Beam Profile (b) Cluster Size Distribution (c) Cluster Charge Distribution (d) Number of Clusters των X-strips του ανιχνευτή NTUA_MM2

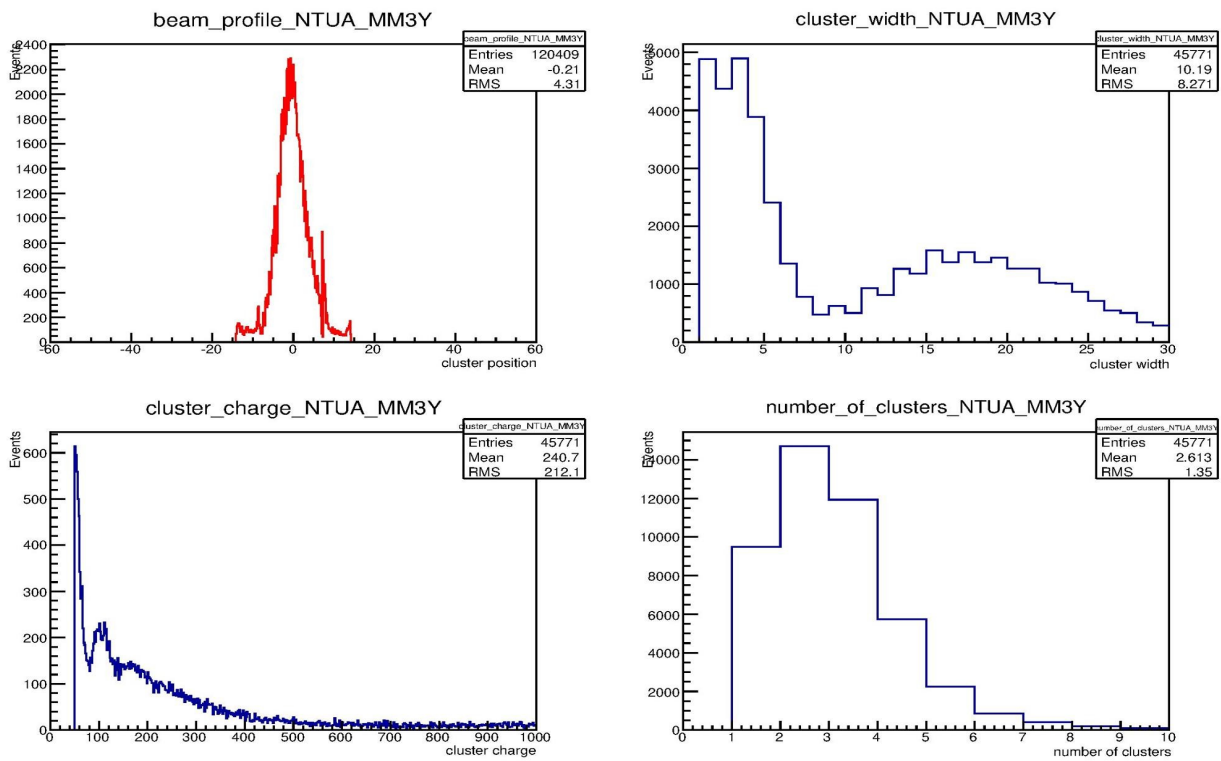


Εικόνα 4.13: (a) Beam Profile (b) Cluster Size Distribution (c) Cluster Charge Distribution (d) Number of Clusters των Y-strips του ανιχνευτή NTUA_MM2

(v) NTUA_MM3



Εικόνα 4.14: (a) Beam Profile (b) Cluster Size Distribution (c) Cluster Charge Distribution (d) Number of Clusters των X-strips του ανιχνευτή NTUA_MM3

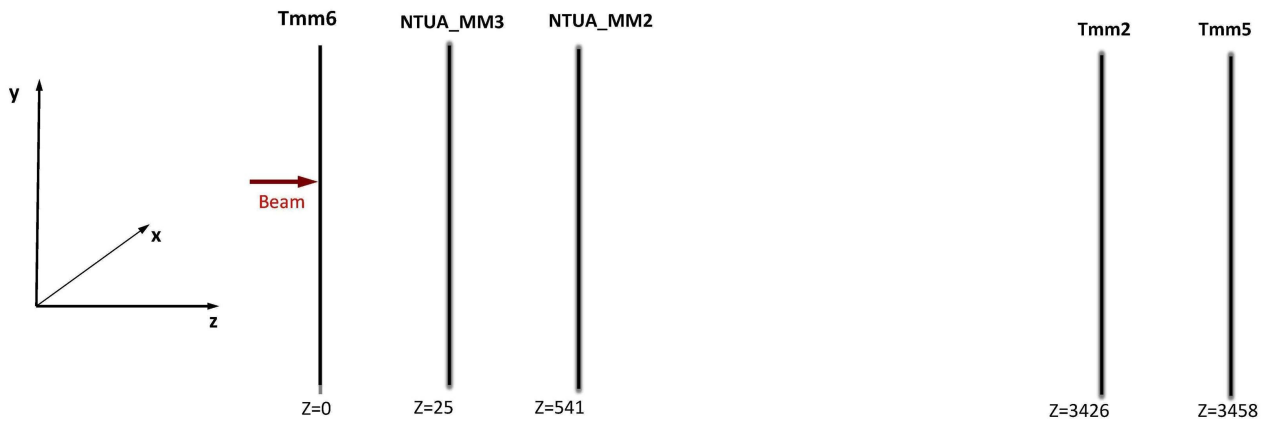


Εικόνα 4.15: (a) Beam Profile (b) Cluster Size Distribution (c) Cluster Charge Distribution (d) Number of Clusters των Y-strips του ανιχνευτή NTUA_MM3

4.2 Μέθοδος Τροχιάς

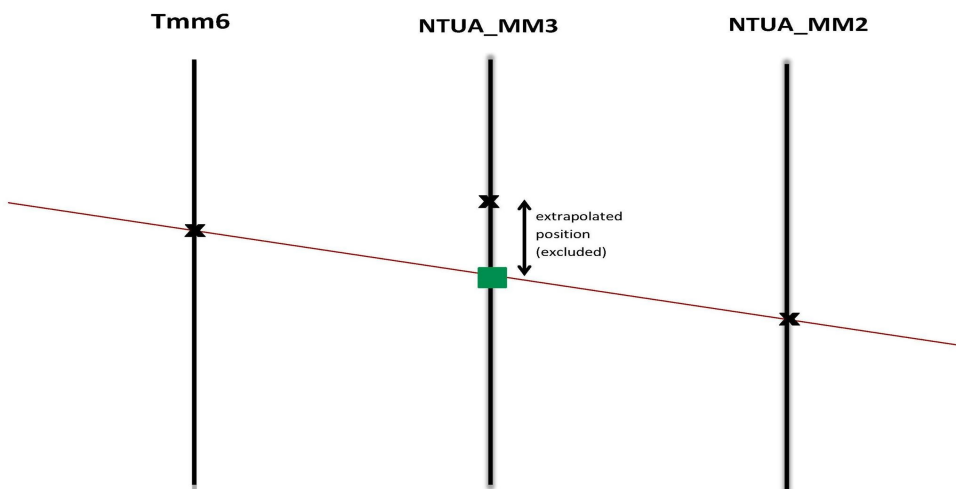
Σε αυτό το σημείο περιγράφεται η μέθοδος τροχιάς, μία μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε στην ανάλυση των δεδομένων.

Οι ανιχνευτές προς μελέτη είναι 5. Όμως, οι Tmm2 και Tmm5 απέχουν κατά πολύ από τους άλλους τρεις, όπως φαίνεται και στην εικόνα 4.16, οπότε δεν χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα μέθοδο. Για αυτή την ανάλυση είναι απαραίτητο να υπάρχουν τουλάχιστον 3 ανιχνευτές, παρατηρώντας καλύτερα αποτελέσματα όταν υπάρχουν περισσότεροι.



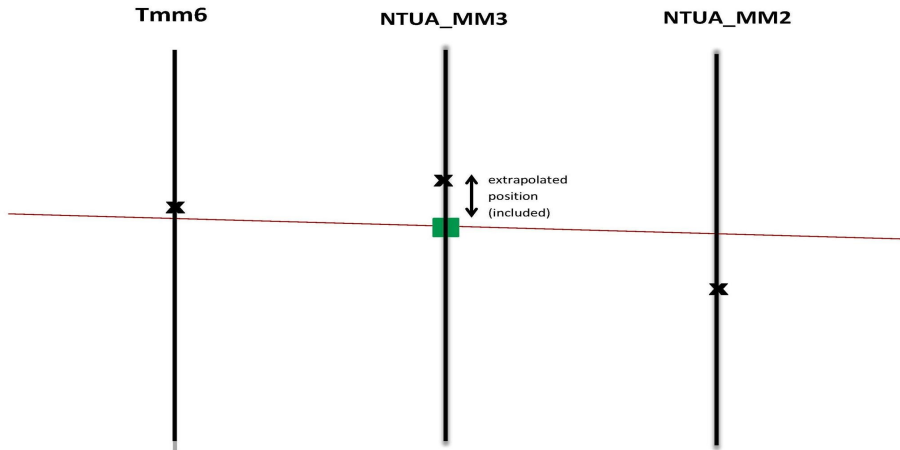
Εικόνα 4.16: Οι 5 ανιχνευτές στο επίπεδο yz όπως τους χτυπά η δέσμη. Οι αποστάσεις είναι σε mm.

Στη μέθοδο αυτή ουσιαστικά πραγματοποιείται υπολογισμός της τροχιάς που ακολουθεί η δέσμη καθώς εισέρχεται στο σύστημα και διέρχεται από τους ανιχνευτές. Όπως φαίνεται και στην εικόνα 4.17, για 3 ανιχνευτές, αφού φυσικά έχουν πρώτα ευθυγραμμιστεί μεταξύ τους, χρησιμοποιώντας για κάθε event το σημείο πρόσκρουσης στους 2 ακριανούς ανιχνευτές (στην προκειμένη περίπτωση οι Tmm6 και NTUA_MM2), εκτιμάται η τροχιά της δέσμης και αντίστοιχα το σημείο πρόσκρουσής της στον μεσαίο ανιχνευτή προς ανάλυση (test chamber - εδώ ο NTUA_MM3).



Εικόνα 4.17: Υπολογισμός τροχιάς και excluded extrapolated position.

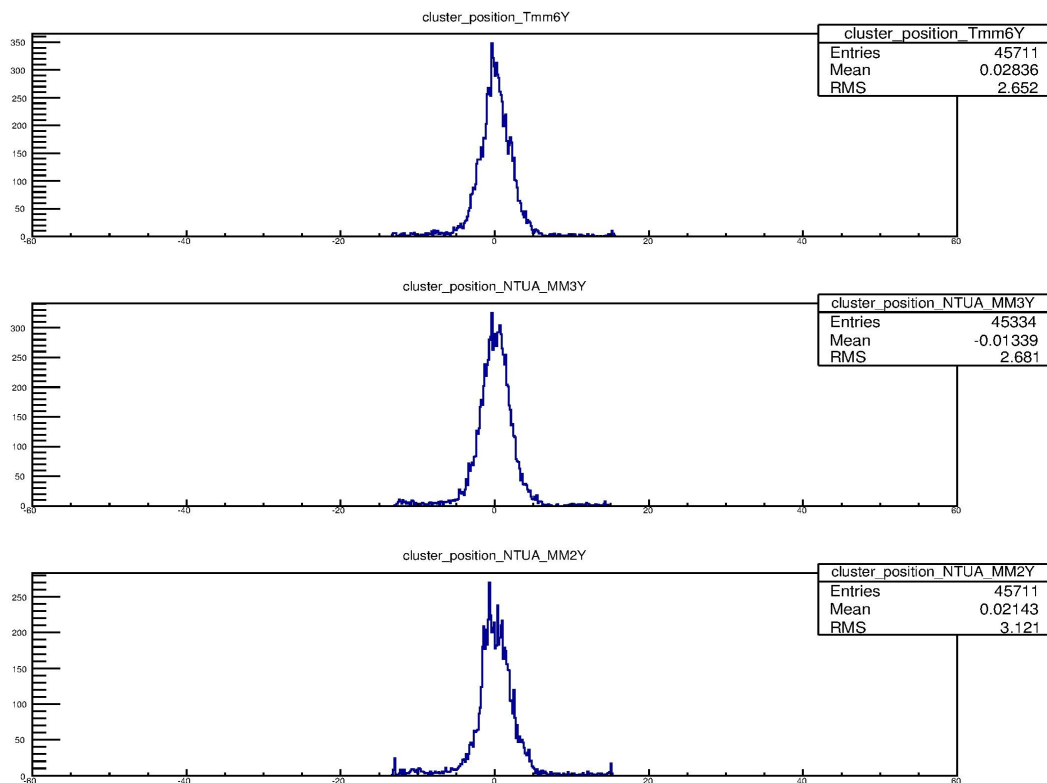
Η εκτίμηση της τροχιάς της δέσμης μπορεί να γίνει και λαμβάνοντας υπόψη και το σημείο πρόσκρουσης στον μεσαίο ανιχνευτή, υπολογίζοντας την “τέλεια ευθεία” για τα 3 σημεία, όπως φαίνεται και στην εικόνα 4.18.



Εικόνα 4.18: Υπολογισμός τροχιάς και *included extrapolated position*.

Παρακάτω παρουσιάζονται πληροφορίες που συλλέχθηκαν και μεγέθη που υπολογίστηκαν μέσω της μεθόδου τροχιάς. Η ανάλυση και όλα τα μεγέθη που υπολογίστηκαν αφορούν μόνο τα Y-strips.

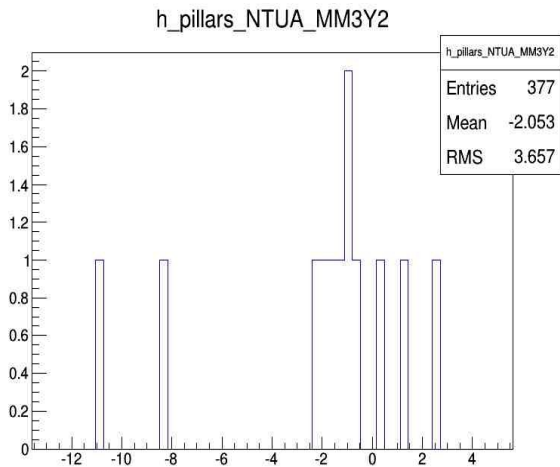
Στο παρακάτω διάγραμμα (εικόνα 4.20) παρατηρούνται τα cluster positions και των 3 ανιχνευτών με τη σειρά που τους “χτυπά” η δέσμη, μετά την ευθυγράμμιση.



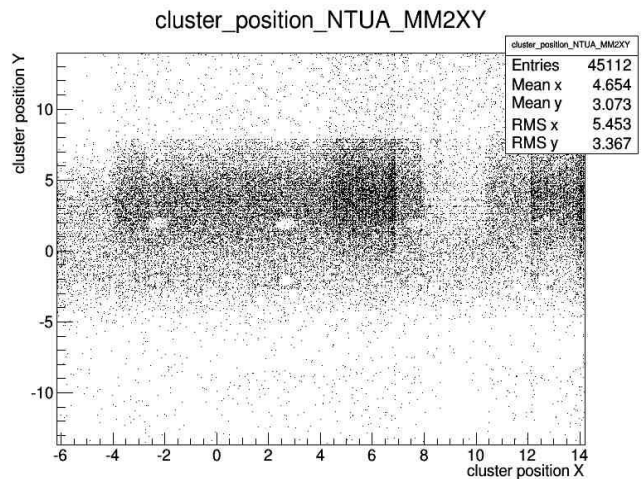
Εικόνα 4.20: Cluster position για τους ανιχνευτές (a) Tmm6 (b) NTUA_MM3 και (c) NTUA_MM2 των Y-strips για single cluster events και με τη σειρά που τους χτυπά η δέσμη.

(i) Pillars

Υπολογίζοντας την απουσία “γεγονότων” υπολογίζονται τα pillars, τα σημεία δηλαδή του ανιχνευτή (test chamber) για τα οποία δεν είναι μηχανικά δυνατόν να υπάρχουν events (Εικόνα 4.21). Επίσης, επιβεβαιώνεται η ύπαρξή τους και η απόσταση μεταξύ 2 διαδοχικών pillars χρησιμοποιώντας για τον αντίστοιχο ανιχνευτή το διάγραμμα θέσης XY, όπου και διαφαίνεται αυτή η απόσταση (Εικόνα 4.22).



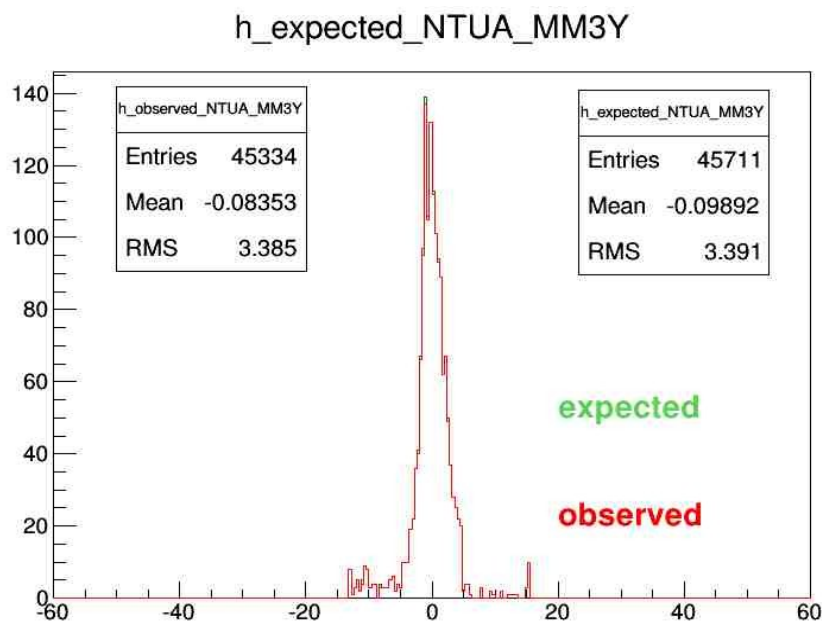
Εικόνα 4.21: Pillars του ανιχνευτή NTUA_MM3



Εικόνα 4.22: Το επίπεδο XY του ανιχνευτή NTUA_MM2 όπου παρατηρούνται τα pillars.

(ii) Expected-Observed

Η κατανομή expected αποτελεί την αναμενόμενη κατανομή cluster position του test chamber, δεδομένου ότι υπάρχουν hits και στους 2 άλλους ανιχνευτές, δηλαδή τα θεωρητικά αναμενόμενα hits. Η κατανομή observed αποτελεί την πραγματική κατανομή cluster position του test chamber, δεδομένου πάλι ότι υπάρχουν hits και στους άλλους 2 ανιχνευτές, δηλαδή τα πειραματικά παρατηρηθέντα hits. Όπως είναι λογικά αναμενόμενο τα expected hits είναι περισσότερα από τα observed hits (Εικόνα 4.23).

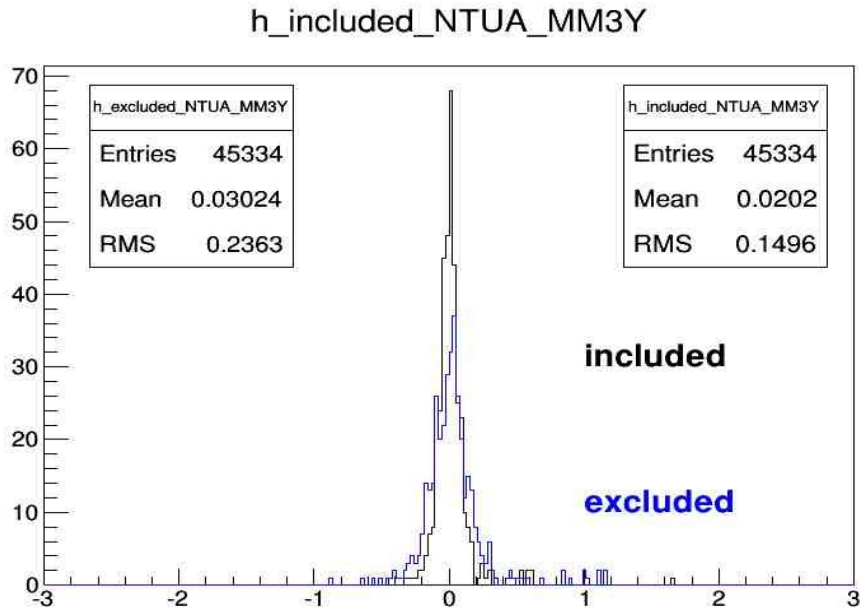


Εικόνα 4.23: Οι κατανομές *Expected* και *Observed* για τα *Y-strips* του ανιχνευτή *NTUA_MM3*.

(iii) Included-Excluded

Όταν υπολογίζεται η τροχιά της δέσμης και εκτιμάται το σημείο πρόσκρουσής της (*extrapolated* σημείο) στον *test chamber*, ταυτόχρονα υπολογίζεται και η μεταβλητή *extrapolated position*, η οποία εκφράζει την απόσταση της πραγματικής θέσης του *hit* από την εκτιμώμενη-μέσω της υπολογισμένης τροχιάς της δέσμης-θέσης του *hit* (*extrapolated* σημείο), και ισούται με τη διαφορά τους.

Όταν στον υπολογισμό της τροχιάς δεν έχει ληφθεί υπόψη το πραγματικό *hit* στον *test chamber*, τότε υπολογίζεται το ***excluded extrapolated position***, ενώ όταν έχει ληφθεί υπόψη το *hit*, τότε υπολογίζεται το ***included extrapolated position***, όπως περιγράφηκε και παραπάνω. Στην εικόνα 4.24 παρουσιάζονται και οι δύο παραστάσεις στο ίδιο διάγραμμα.

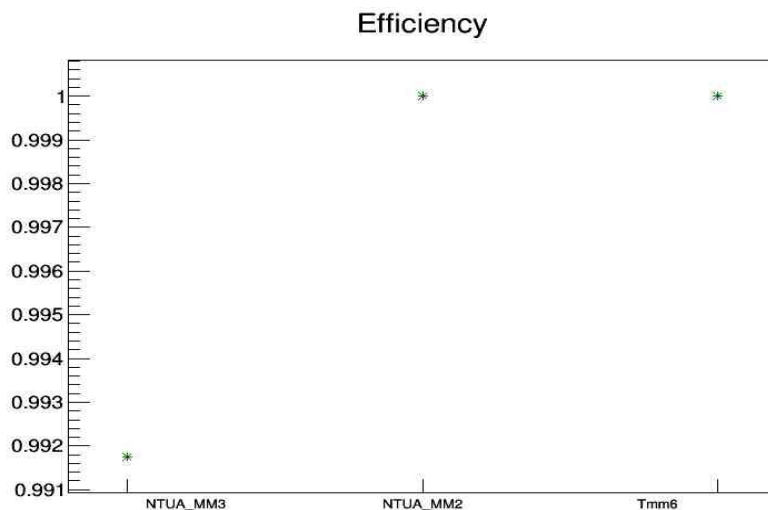


Εικόνα 4.24: Οι κατανομές Included και Excluded των Y-strips για single cluster events του ανιχνευτή NTUA_MM3

(iv) Efficiency-Y

Όπως έχει οριστεί σε προηγούμενο κεφάλαιο, η αποδοτικότητα (efficiency) του ανιχνευτή είναι το πηλίκο των συμβάντων που ανιχνεύθηκαν προς τα συμβάντα που ήταν αναμενόμενο να ανιχνευθούν. Η αποδοτικότητα υπολογίστηκε με 2 τρόπους και παρουσιάζονται εδώ.

Πρώτα, ως αποδοτικότητα υπολογίστηκε το πηλίκο του αριθμού των συμβάντων (hits) που ανιχνεύθηκαν από τον test chamber (NTUA_MM3) διά τον αριθμό των συμβάντων που ανιχνεύθηκαν από τον πρώτο στη σειρά ανιχνευτή (Tmm6), όταν για τους άλλους 2 (Tmm6 και NTUA_MM2) υπάρχουν hits ταυτόχρονα (Εικόνα 4.25).



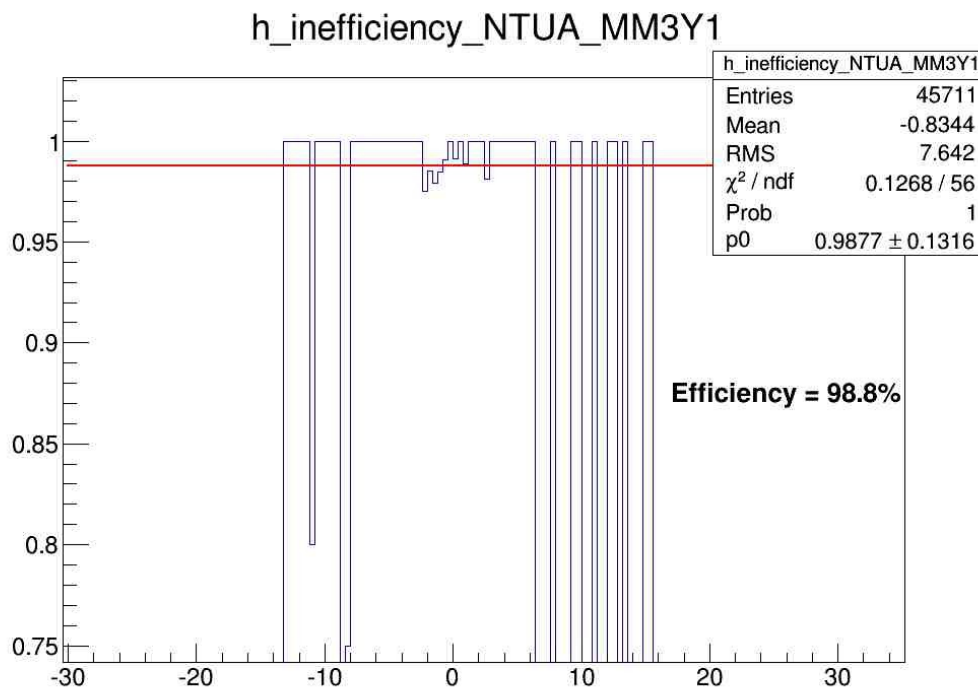
Εικόνα 4.25: Efficiency των Y-strips των ανιχνευτών NTUA_MM3, NTUA_MM2 και Tmm6

Όπως είναι αναμενόμενο, για τους Tmm6 και NTUA_MM2 η αποδοτικότητα είναι ίση με 1, ενώ για τον NTUA_MM3 είναι περίπου ίση με 99.2%, που αποτελεί πολύ καλή τιμή.

Δευτερευόντως, υπολογίστηκε η αποδοτικότητα χρησιμοποιώντας τον ορισμό, δηλαδή το πηλίκο:

$$efficiency = \frac{observed}{expected} \quad (4.1)$$

όπου τα μεγέθη *observed* και *expected* έχουν περιγραφεί παραπάνω. Έτσι προκύπτει η παρακάτω γραφική παράσταση, η οποία με ένα γραμμικό fit δίνει *efficiency* 98.8 %, επίσης πολύ καλή τιμή.



Εικόνα 4.26: Efficiency (Inefficiency) των Y-strips του ανιχνευτή NTUA_MM3

Συνήθως, στην παραπάνω γραφική παράσταση, είναι εμφανή τα pillars. Αυτό δεν συμβαίνει εδώ διότι έχει παρατηρηθεί πολύ καλή αποδοτικότητα (>95%). Γενικά, όση μικρότερη είναι η αποδοτικότητα, τόσο πιο εμφανείς είναι οι ατέλειες του αντικειμένου προς παρατήρηση.

4.3 Spatial Resolution των Y-Strips

Η χωρική διακριτική ικανότητα αποτελεί τεχνικό μέγεθος του ανιχνευτή και εκφράζει την ευκρίνεια μεταξύ δύο κοντινών μεταξύ τους γεγονότων. Πρακτικά, όσο μικρότερη η χωρική διακριτική ικανότητα, τόσο μικρότερη και η αναγκαία απόσταση μεταξύ δύο γεγονότων έτσι ώστε να φαίνονται και τα δύο. Η χωρική διακριτική ικανότητα υπολογίστηκε με 2 μεθόδους και παρουσιάζονται παρακάτω.

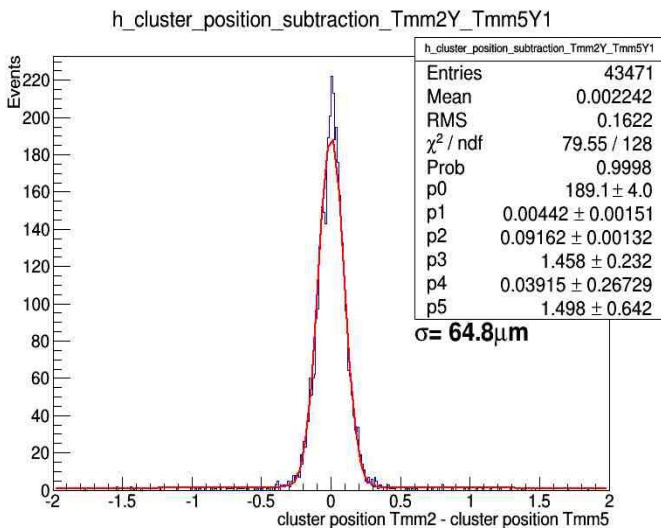
4.3.1 Residual Distribution

Αρχικά κατασκευάστηκαν, για διάφορους συνδυασμούς ανιχνευτών ανά δύο, οι κατανομές της διαφοράς των cluster position (cluster position subtraction). Επιλέχθηκαν γεγονότα μόνο ενός cluster (single cluster events), καθώς κρίθηκε ικανό στατιστικό δείγμα για κάθε ανιχνευτή και για λόγους ευκρίνειας της κατανομής. Επίσης, κατά τη διάρκεια της ανάλυσης, ανακαλύφθηκε ότι για ανιχνευτές με μεγαλύτερη απόσταση μεταξύ τους στον άξονα των z, η τιμή της χωρικής διακριτικής ικανότητας είναι πολύ κακή, κι έτσι παρουσιάζονται εδώ μόνο συνδυασμοί ανιχνευτών με σχετικά μικρή απόσταση μεταξύ τους.

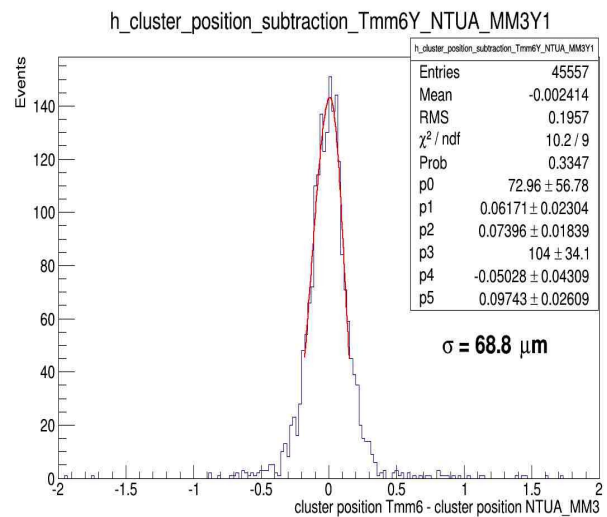
Στην κατανομή cluster position subtraction εφαρμόστηκε fit διπλής Gauss-ιανής κατανομής (core και tails) και σε κάποιες περιπτώσεις μέσω του fit panel, και τελικά υπολογίστηκε η χωρική διακριτική ικανότητα (convoluted resolution) από το πηλίκο:

$$\sigma_i = \frac{\sigma_{core}}{\sqrt{2}} \quad (4.2)$$

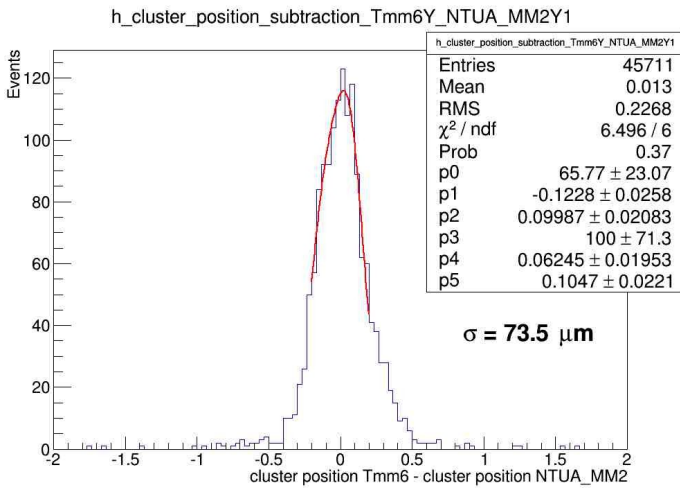
αφού οι ανιχνευτές θεωρούνται πανομοιότυποι και δεν λαμβάνονται υπόψη διορθώσεις λόγω σκεδάσεων και σφάλματα (σ_{core} η τυπική απόκλιση της core gauss-ιανής). Παρακάτω παρουσιάζονται οι τιμές της χωρικής διακριτικής ικανότητας για τους διάφορους συνδυασμούς ανιχνευτών.



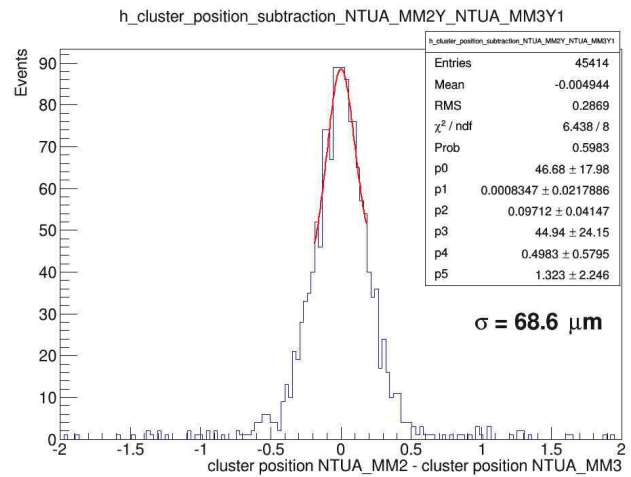
Εικόνα 4.27: Residual Distribution και Spatial Resolution των Y-strips των Tmm2 και Tmm5



Εικόνα 4.28: Residual Distribution και Spatial Resolution των Y-strips των Tmm6 και NTUA_MM3



Εικόνα 4.29: Residual Distribution και Spatial Resolution των Y-strips των Tmm6 και NTUA_MM2



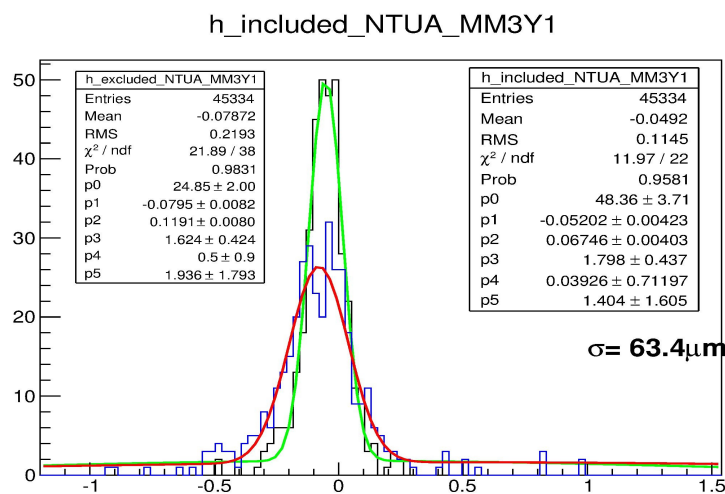
Εικόνα 4.30: Residual Distribution και Spatial Resolution των Y-strips των NTUA_MM2 και NTUA_MM3

Η αναμενόμενη τιμή είναι περίπου 65 μm [37]. Παρατηρείται πως κάποιες τιμές πλησιάζουν σε αυτήν την τιμή, όμως κάποιες άλλες όχι, γεγονός που παρατηρήθηκε πως οφείλεται στην μεγαλύτερη απόσταση μεταξύ των εν λόγω ανιχνευτών σε σχέση με αυτούς με καλύτερη τιμή.

4.3.2 Tracking

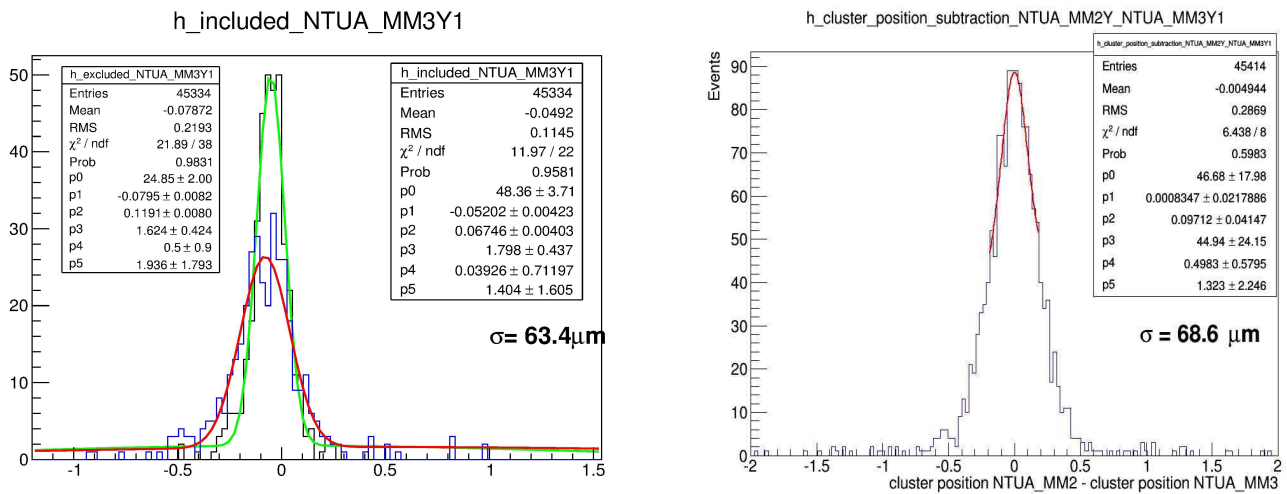
Η δεύτερη μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε ήταν η μέθοδος της τροχιάς, όπου υπολογίστηκε η χωρική διακριτική ικανότητα του εν λόγω test chamber (NTUA_MM3) μέσω του διαγράμματος included-excluded, που περιγράφεται παραπάνω. Και στις δύο καμπύλες εφαρμόστηκε fit διπλής Gauss-ιανής και υπολογίστηκε για την καθεμία ξεχωριστά το resolution μέσω του τύπου (4.2) και στη συνέχεια υπολογίστηκε η συνολική χωρική διακριτική ικανότητα από τον τύπο του γεωμετρικού μέσου:

$$\sigma_{\text{total}} = \sqrt{\sigma_{\text{included}} \cdot \sigma_{\text{excluded}}} \quad (4.3)$$



Εικόνα 4.31: Κατανομή Included και Excluded και Spatial Resolution των Y-strips του NTUA_MM3

4.3.3 Σχολιασμός των αποτελεσμάτων



Ενώ τα αποτελέσματα είναι μεμονωμένα σχετικά καλά, δεν συγκλίνουν μεταξύ τους αρκετά (για τον NTUA_MM3). Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν στη μέθοδο της τροχιάς είναι μόνο 3, καθώς οι υπόλοιποι ανιχνευτές με Y-strips βρίσκονταν σε πολύ μεγάλη απόσταση από τους πρώτους ($>3\text{m}$). Αυτό συντέλεσε αρνητικά στο τελικό αποτέλεσμα. Επίσης, ο ένας εκ των 3 ανιχνευτών προς μελέτη είναι σε σχετικά μεγάλη απόσταση από τους άλλους 2 (500cm), γεγονός που επίσης δεν βοήθησε. Στην περίπτωση της Residual Distribution επίσης παρατηρούνται χειρότερα αποτελέσματα για μεγαλύτερες αποστάσεις μεταξύ των ανιχνευτών. Σε γενικές γραμμές προτιμάται η μέθοδος της τροχιάς για τον υπολογισμό της χωρικής διακριτικής ικανότητας, ως πιο ακριβής σε σχέση με αυτή της Residual Distribution.

Ένας ακόμα λόγος έγκειται στην έλλειψη πολλών single cluster events. Αυτό, ενώ προτιμήθηκε λόγω του καλύτερου αποτελέσματός του, οδήγησε σε μείωση του τελικού στατιστικού δείγματος και στην κακή ευκρίνεια της κατανομής, που με τη σειρά της οδήγησε σε κακό fit.

Επίσης, όπως φαίνεται και από τα cluster size distributions για κάθε ανιχνευτή, παρατηρείται ότι το πάχος των clusters είναι πολύ μεγάλο (π.χ. κορυφή στα 15 strips για τον NTUA_MM3), γεγονός που σίγουρα επηρεάζει αρνητικά το τελικό αποτέλεσμα.

Τέλος, είναι πολύ πιθανό να επηρέασε το τελικό αποτέλεσμα η τυχόν κακή ευθυγράμμιση των ανιχνευτών μεταξύ τους.

4.4 Συμπεράσματα

Σκοπός της παρούσας εργασίας ήταν η μελέτη του ανιχνευτή Micromegas, και πιο συγκεκριμένα της χωρικής διακριτικής ικανότητας των Y-strips. Ο Micromegas, από τη στιγμή που κατασκευάστηκε από τους Ιωάννη Γιοματάρη και Georges Charpak έδειξε τα πλεονεκτήματα που οδήγησαν σε όλο και μεγαλύτερη αύξηση της χρήσης του σε πειράματα φυσικής υψηλών ενεργειών. Κάποια από αυτά είναι το χαμηλό κατασκευαστικό του κόστος, η εύκολη σχετικά κατασκευή του, το γρήγορο σήμα εξόδου αλλά και η μεγάλη του ακρίβεια και η εξαιρετική του χωρική διακριτική ικανότητα.

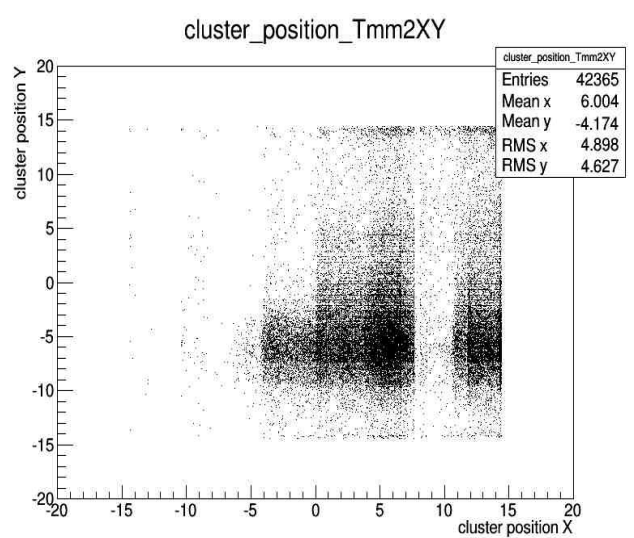
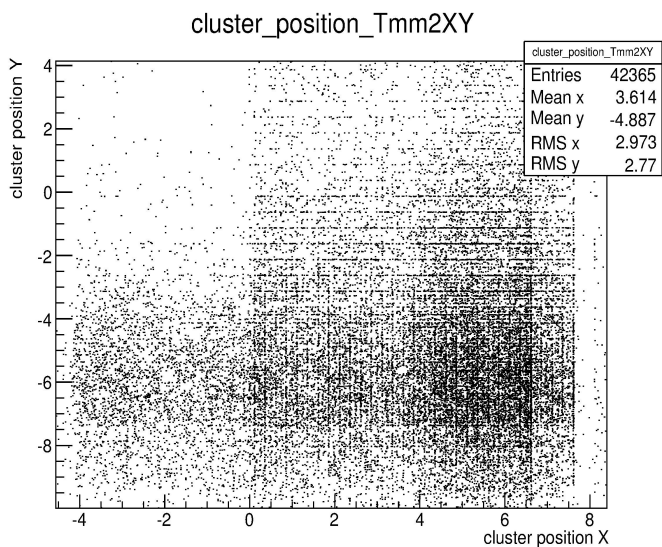
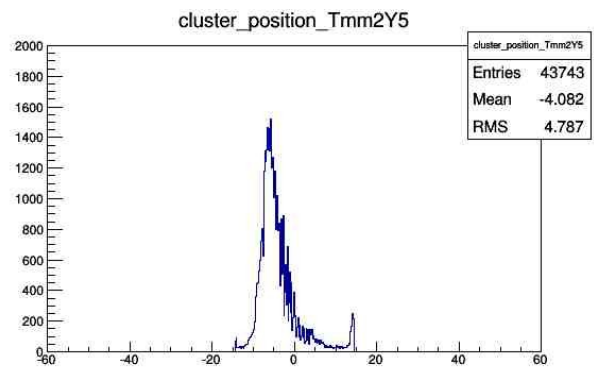
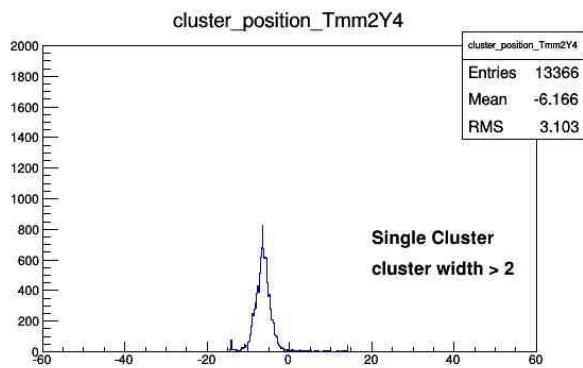
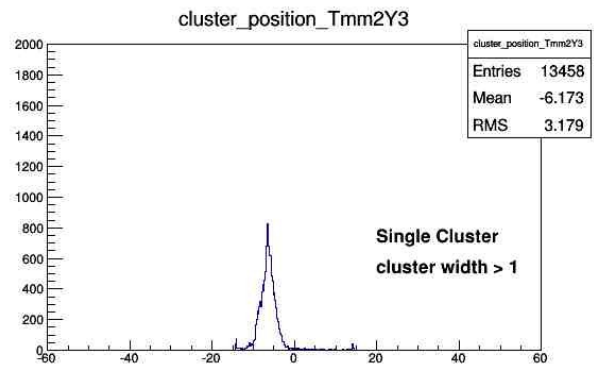
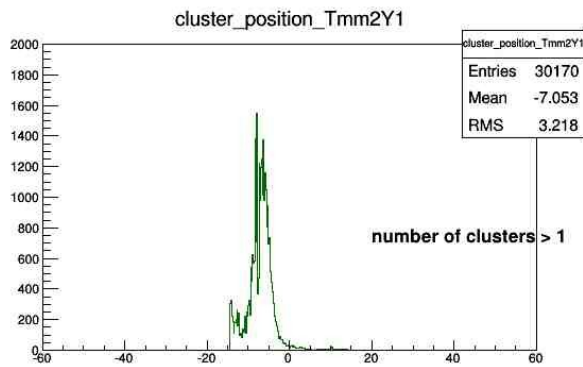
Η ανάλυση δεδομένων πραγματοποιήθηκε για ένα test beam που έλαβε χώρα στις εγκαταστάσεις του SPS στο CERN, όπου μελετήθηκαν ανιχνευτές τύπου Tmm και NTUA_MM, διαστάσεων 10cm x 10cm για αναλογία αερίου 93% Ar και 7% CO₂. Μελετήθηκαν διάφορα χαρακτηριστικά του Micromegas, δίνοντας περισσότερη προσοχή στα Y-strips, για τα οποία μεταξύ άλλων υπολογίστηκε η χωρική διακριτική ικανότητα (Spatial Resolution) με διάφορες τιμές, από 63.4 μm έως 73.5 μm, επιβεβαιώθηκε δηλαδή σε κάποιες περιπτώσεις η εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα για την οποία προτιμάται ο Micromegas. Επίσης, υπολογίστηκε η αποδοτικότητα (Efficiency) των Y-strips με τιμές 98.8% και 99.2%, γεγονός που πάλι επιβεβαίωσε την πολύ καλή αποδοτικότητα του ανιχνευτή. Σε γενικές γραμμές θεωρείται πως τα αποτελέσματα της ανάλυσης αντιπροσωπεύουν καλή λειτουργία του ανιχνευτή.

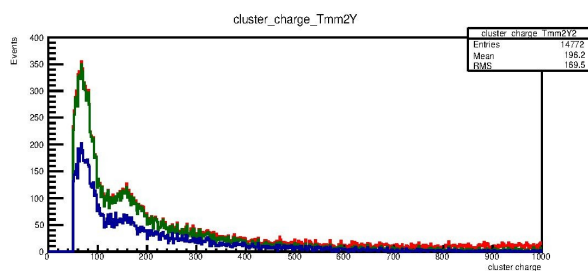
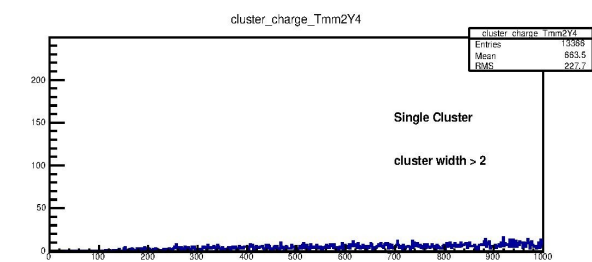
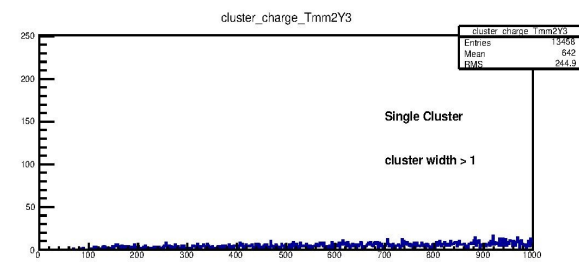
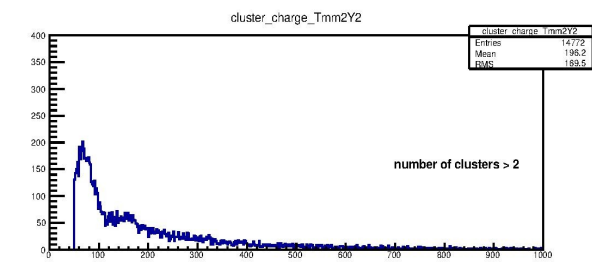
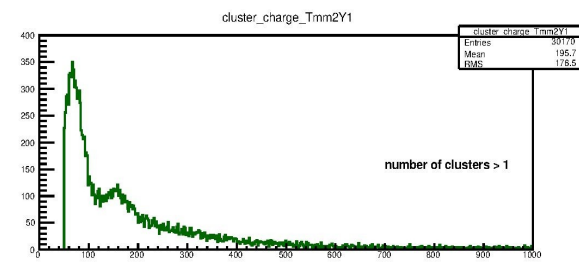
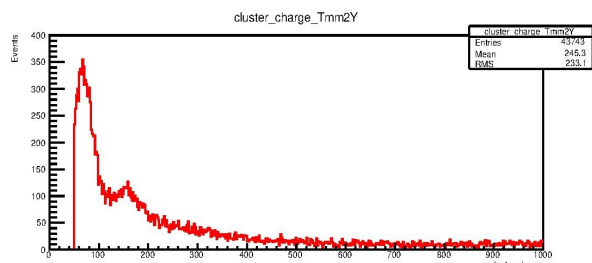
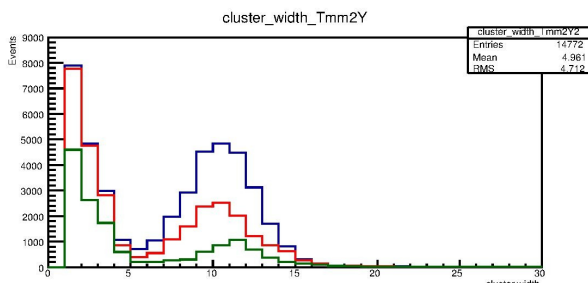
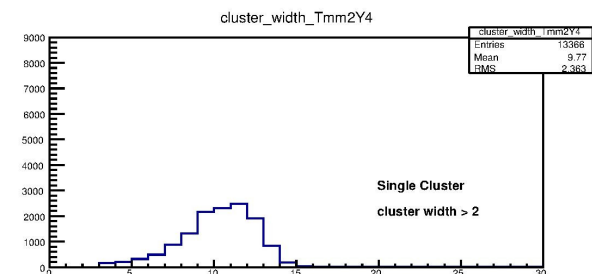
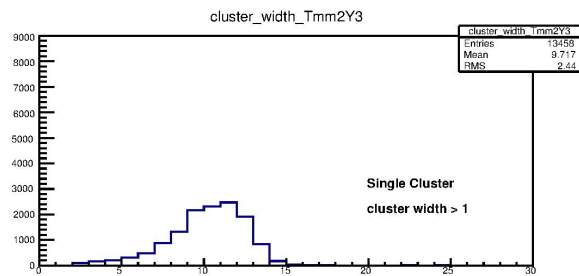
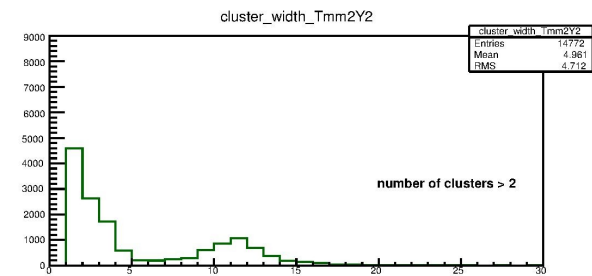
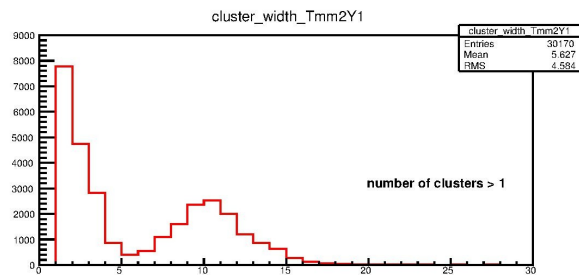
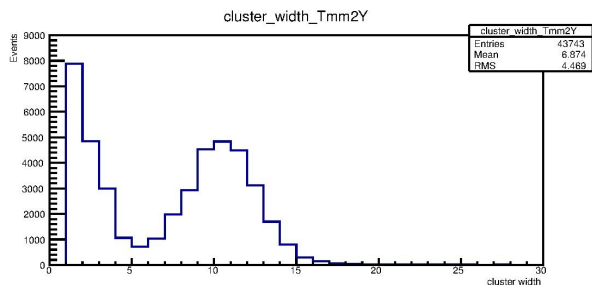
Η εκπόνηση της παρούσας διπλωματικής εργασίας είχε και ως επιπλέον προσωπικό σκοπό την ενημέρωση για ένα σύγχρονο ερευνητικό θέμα εξαιρετικού ενδιαφέροντος αλλά και ευκαιρία για περεταίρω επιμόρφωση και πρακτική εμπειρία στον τομέα της ανάλυσης δεδομένων και γενικότερα του προγραμματισμού, γεγονός που την καθιστά μια εμπειρία ανεκτίμητης αξίας.

Παράρτημα

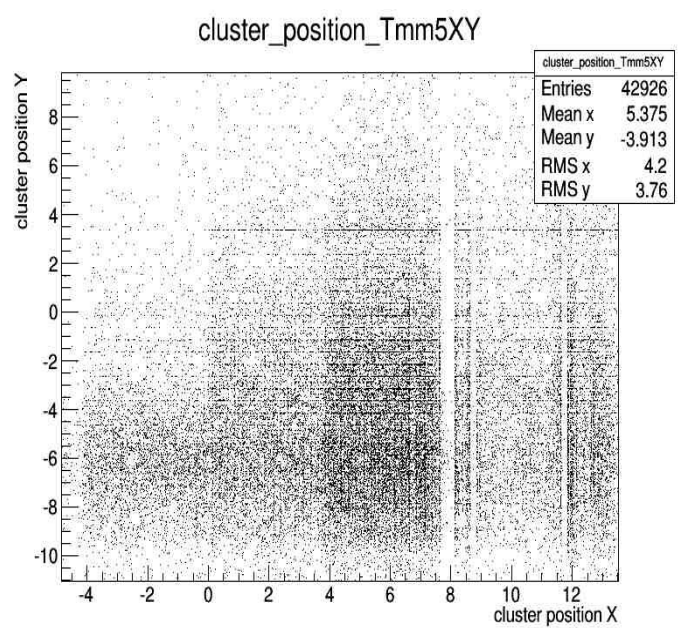
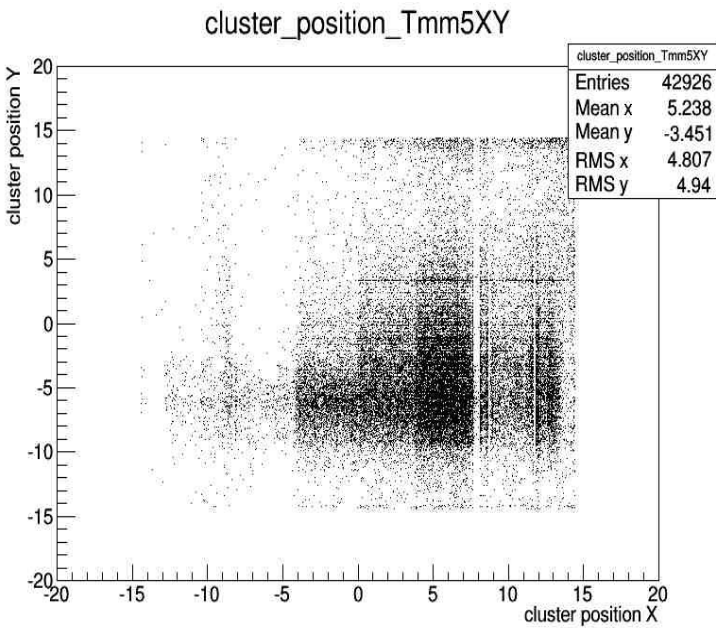
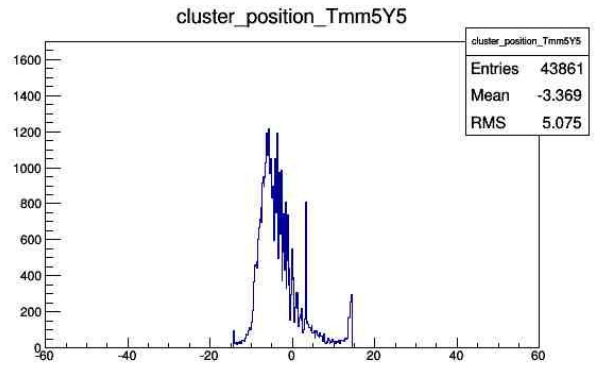
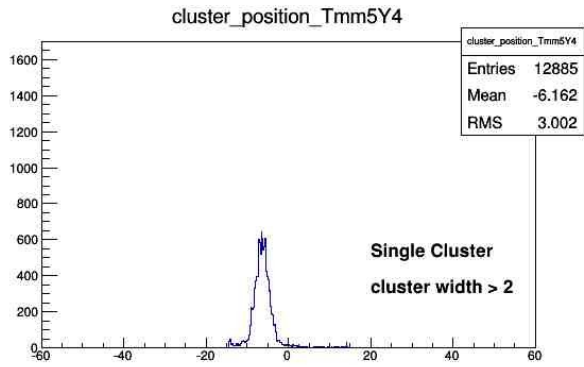
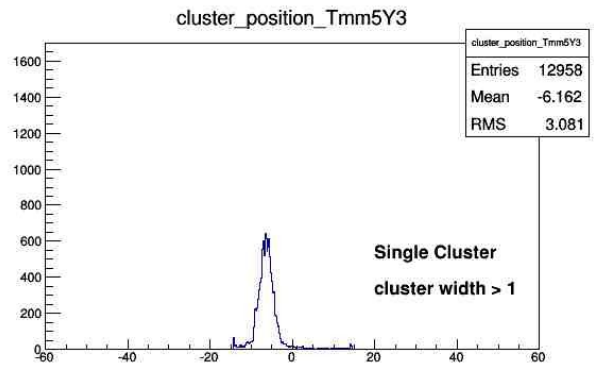
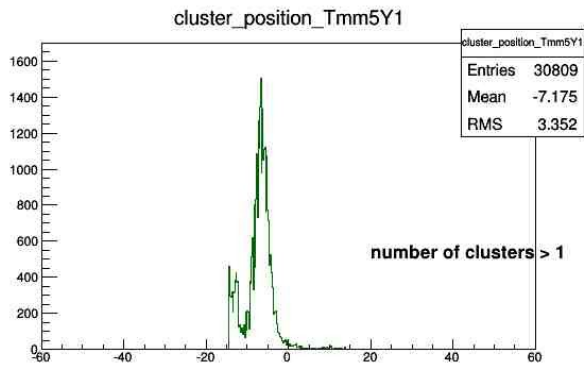
Στο παράρτημα αυτό παρουσιάζονται περισσότερα διαγράμματα, διάφορων κατανομών και υποπεριπτώσεών τους, για κάθε ανιχνευτή ξεχωριστά, που δεν κρίθηκε αναγκαίο να εισαχθούν στο κεφάλαιο της ανάλυσης δεδομένων.

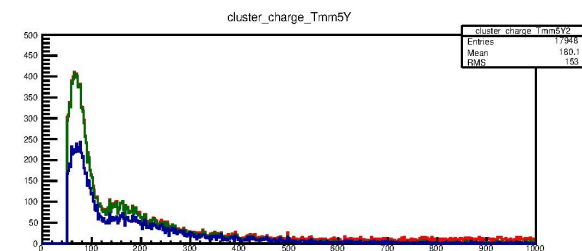
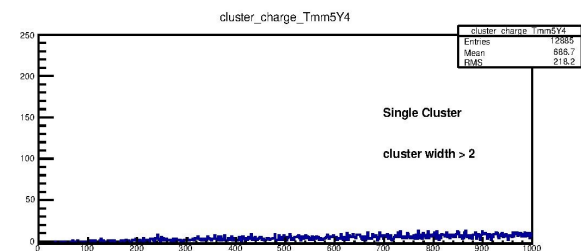
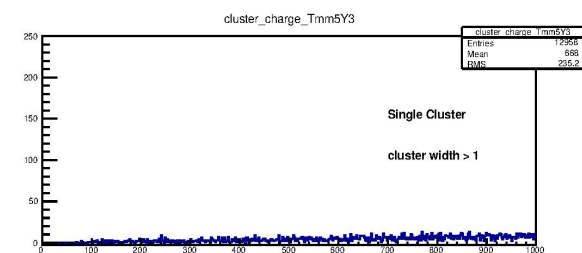
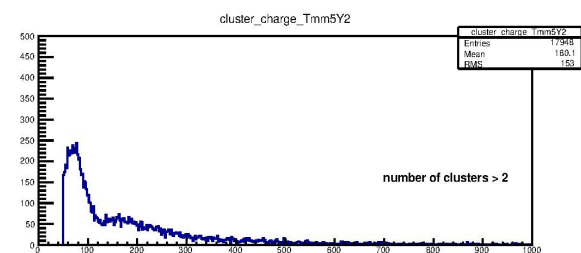
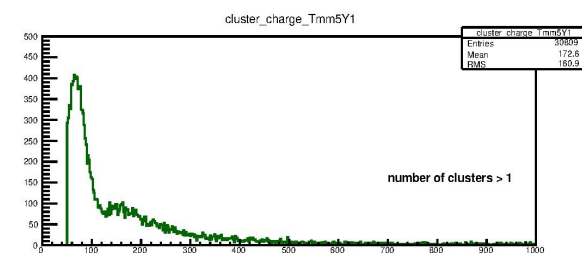
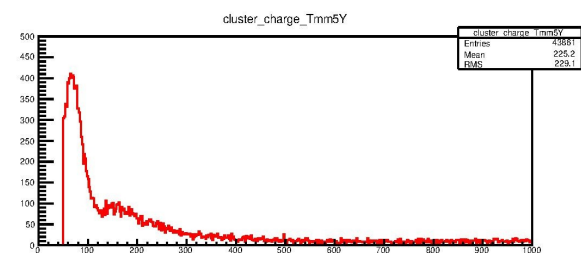
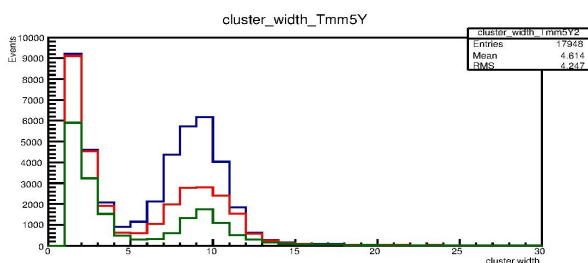
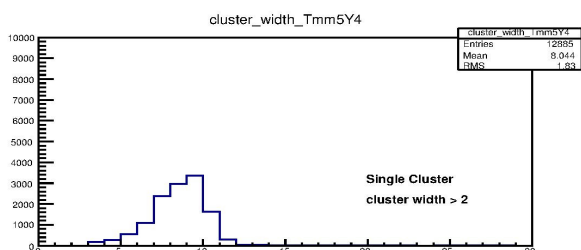
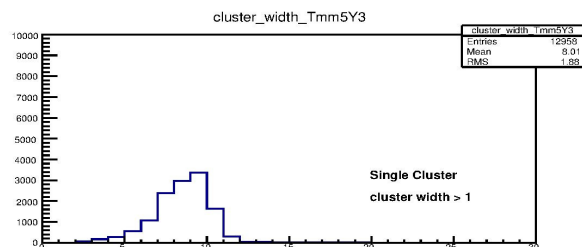
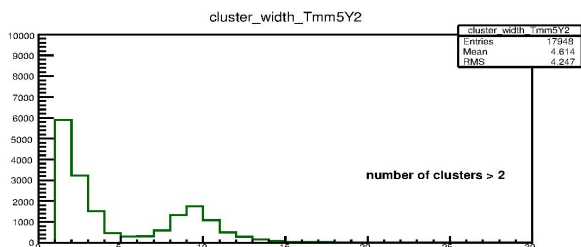
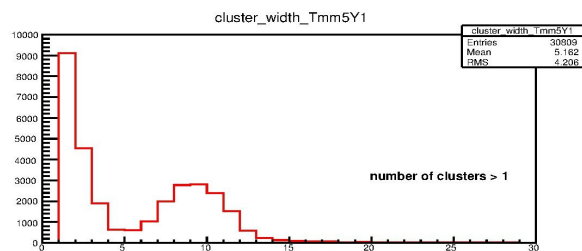
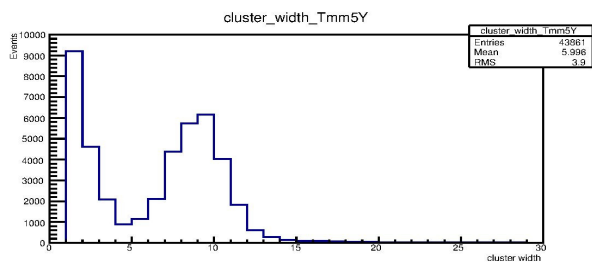
(i) Tmm2



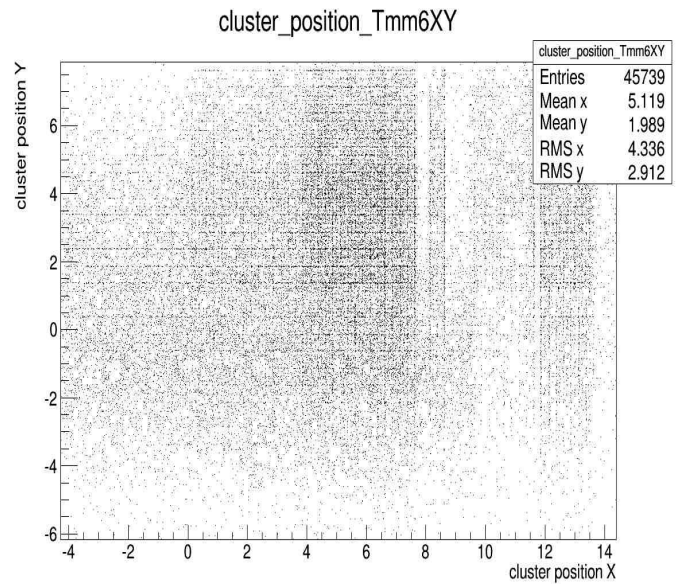
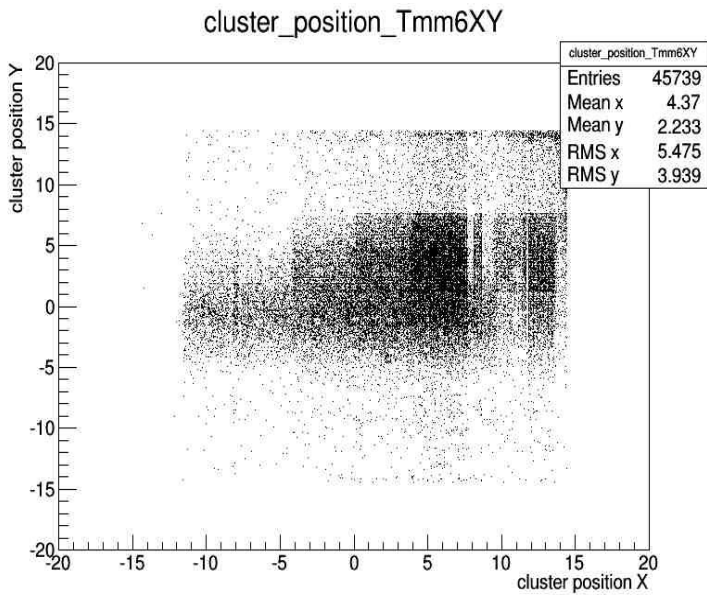
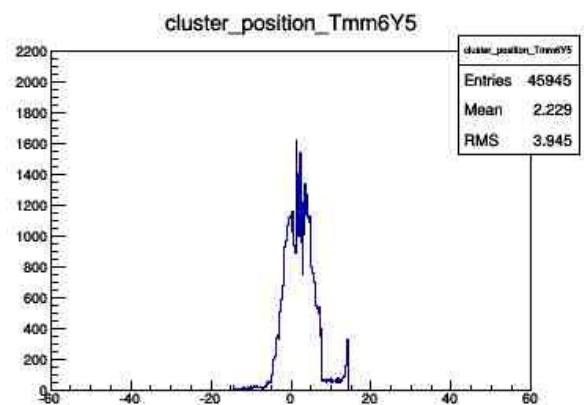
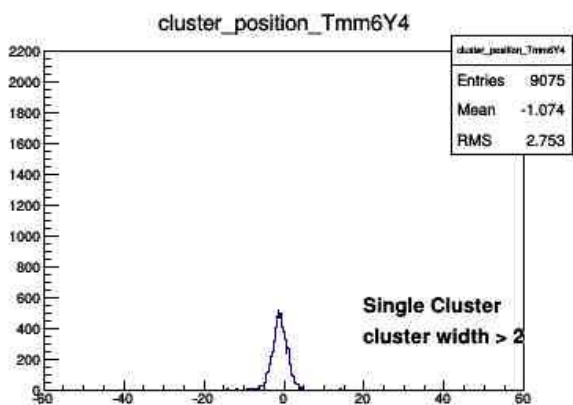
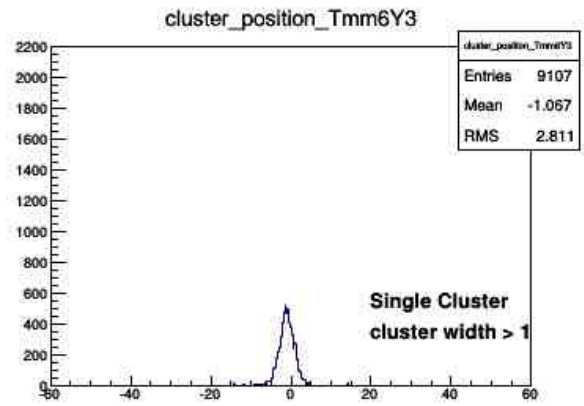
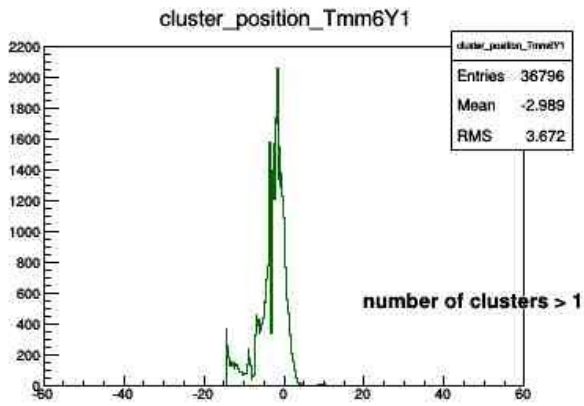


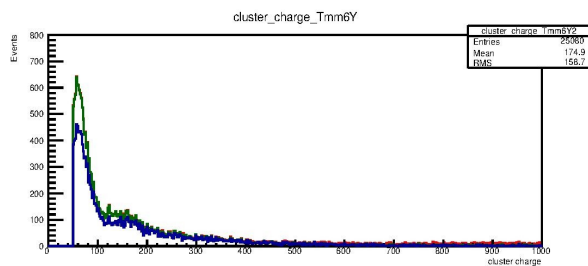
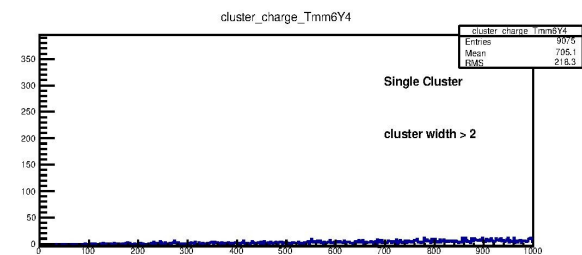
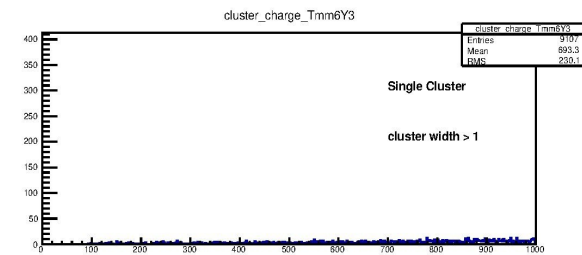
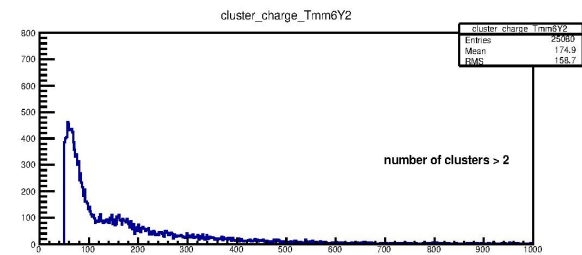
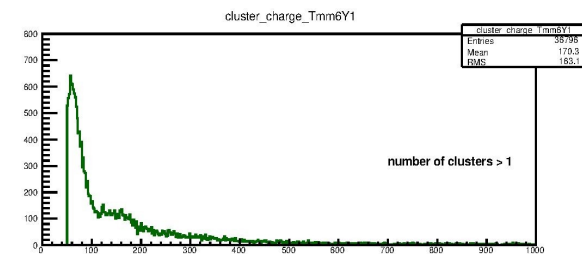
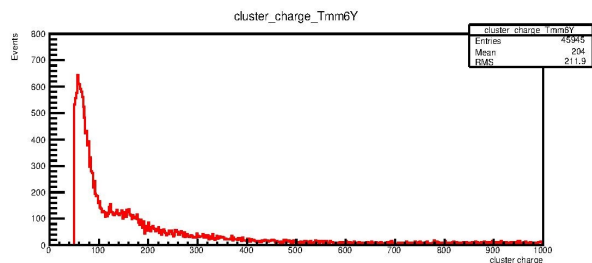
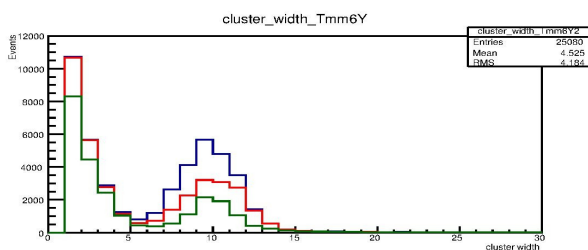
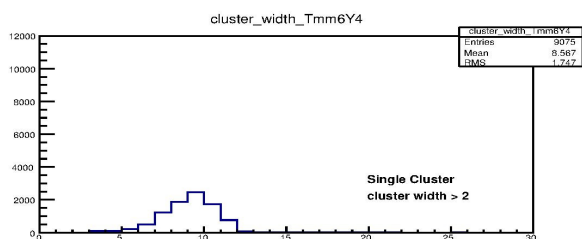
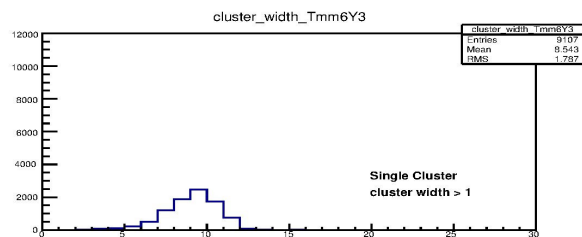
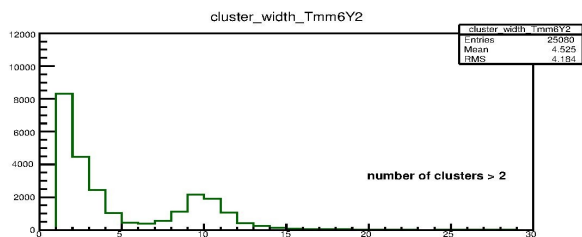
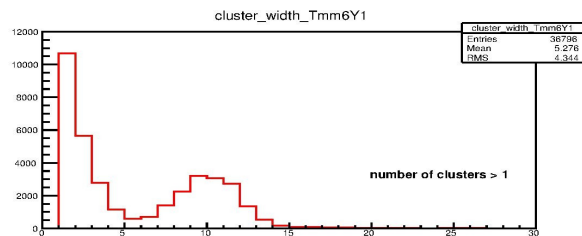
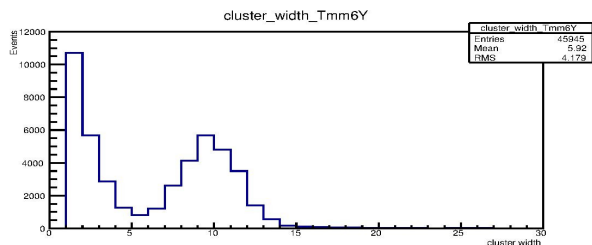
(ii) Tmm5



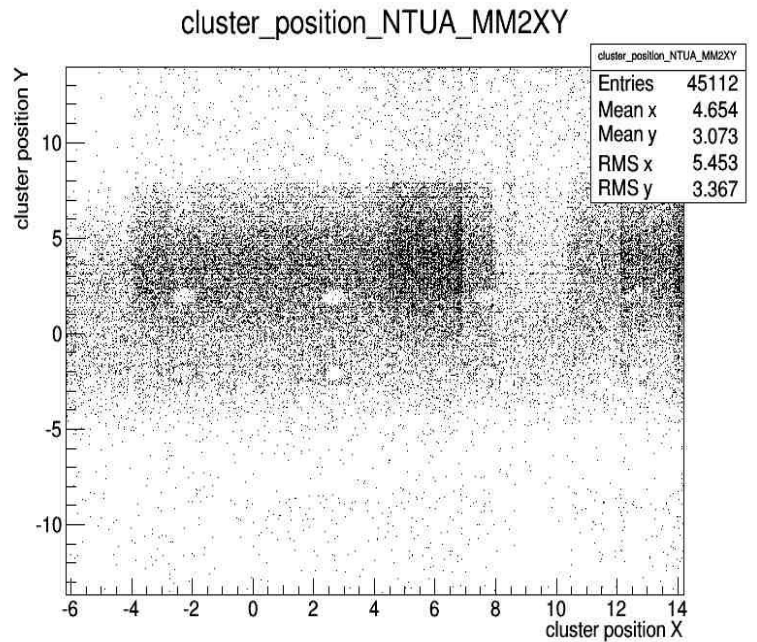
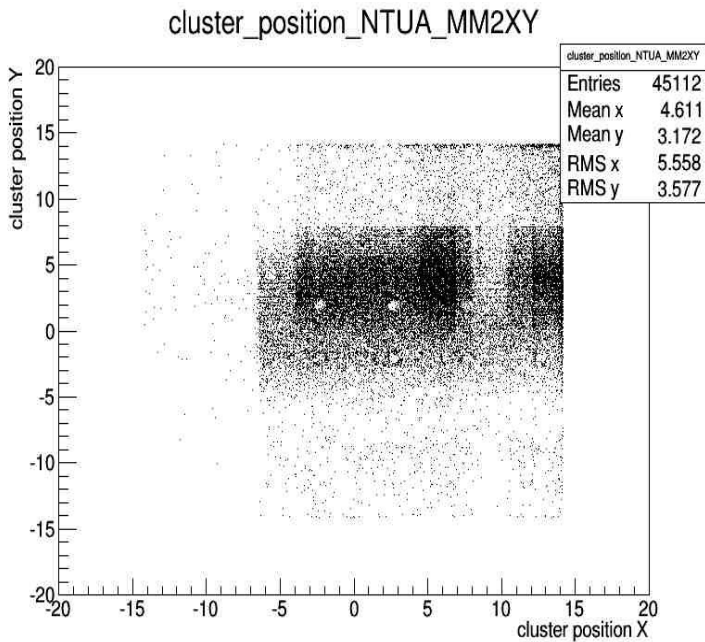
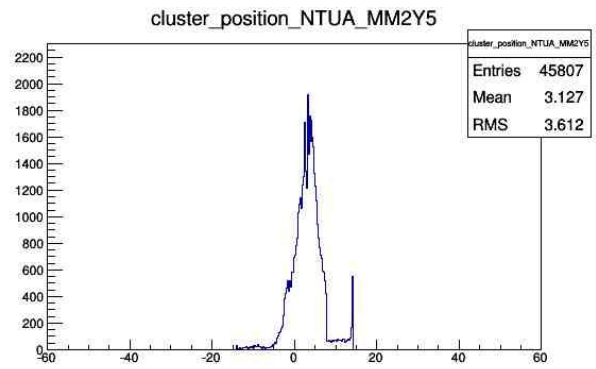
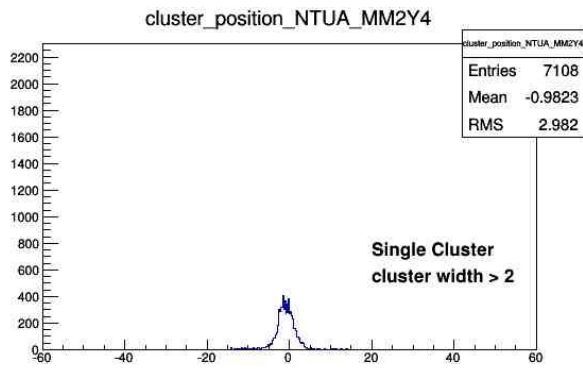
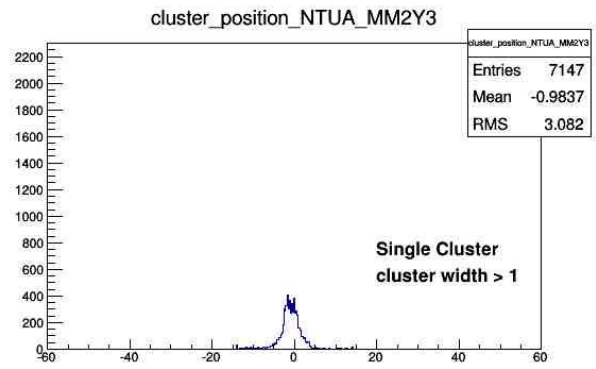
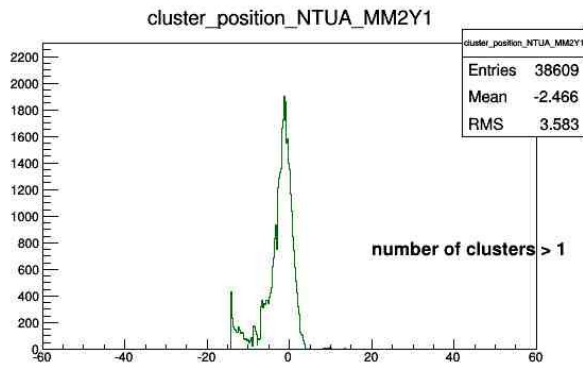


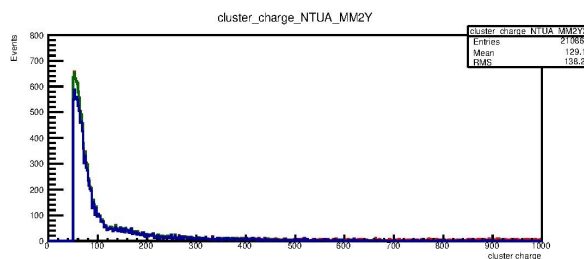
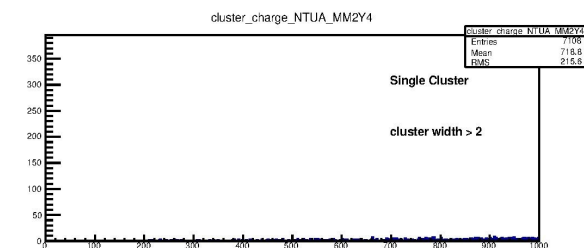
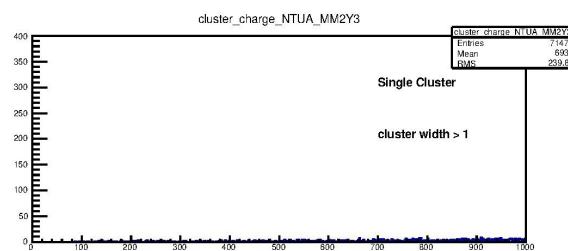
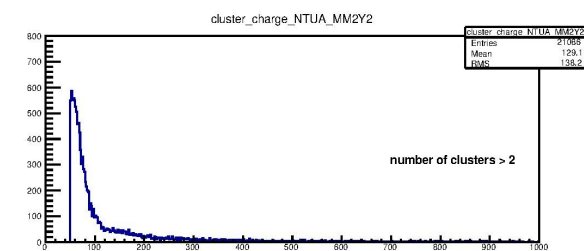
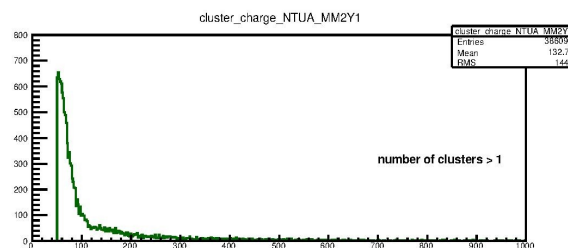
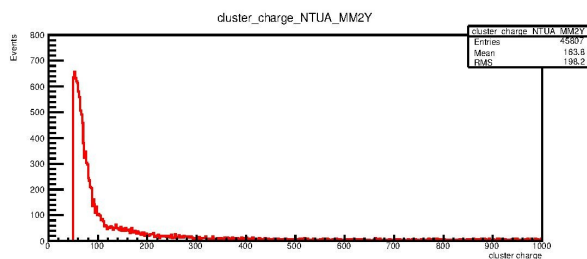
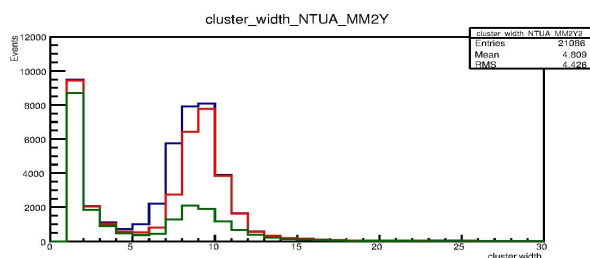
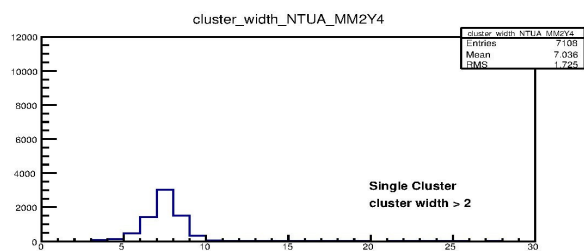
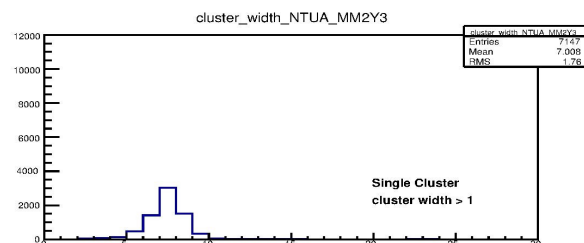
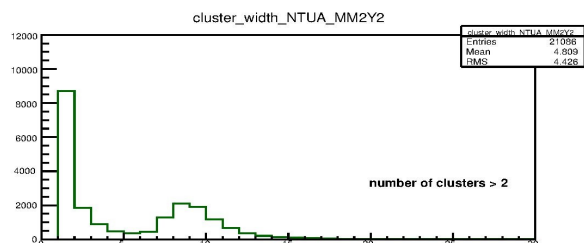
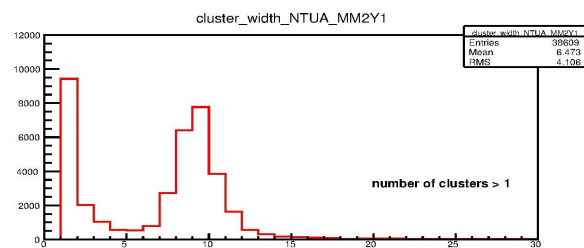
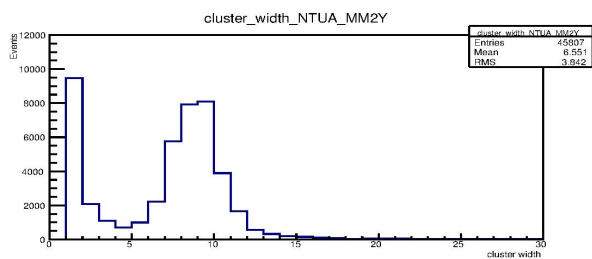
(iii) Tmm6



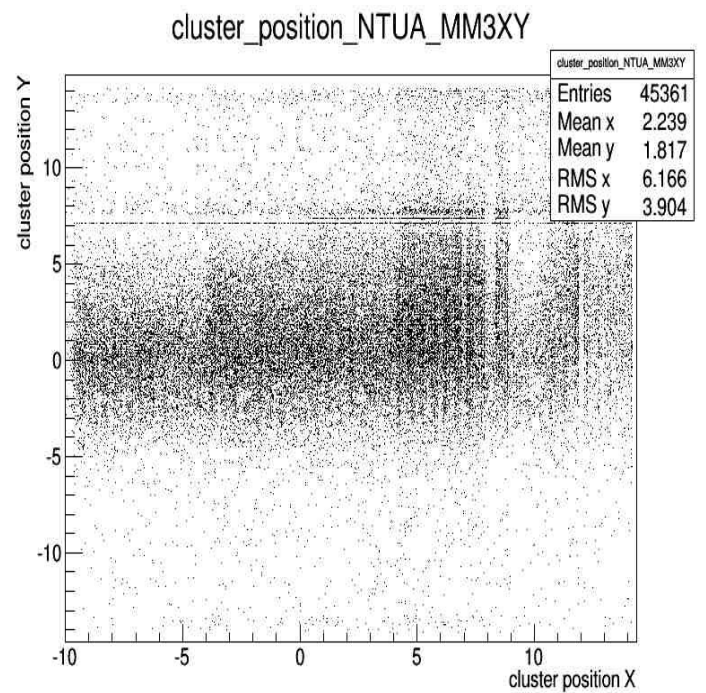
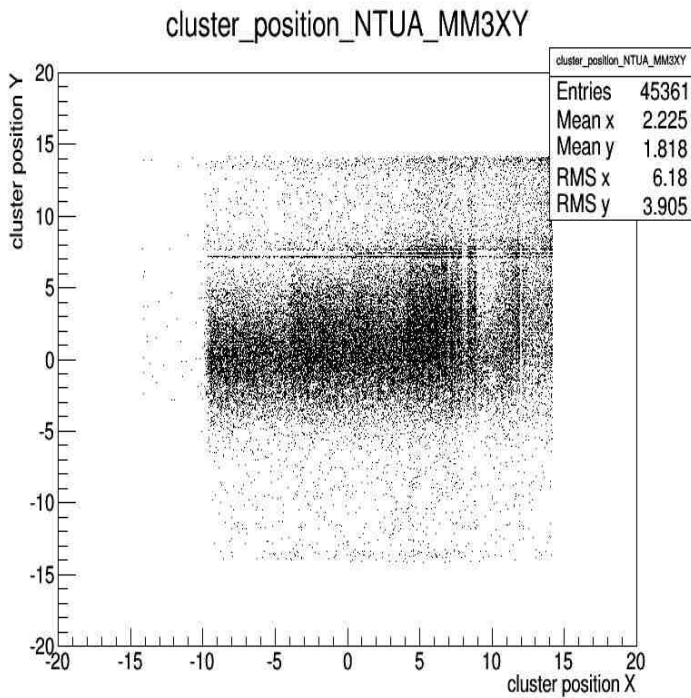
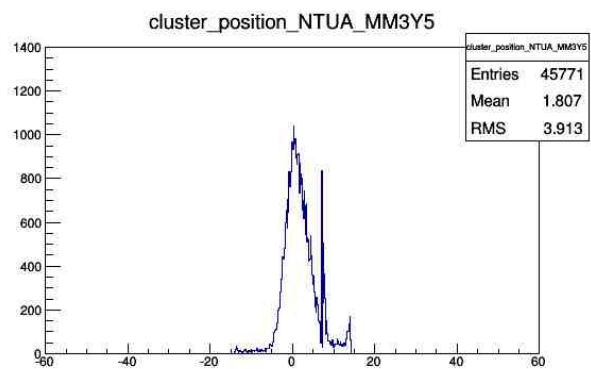
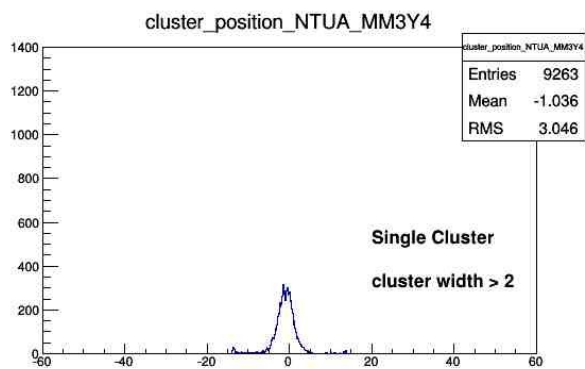
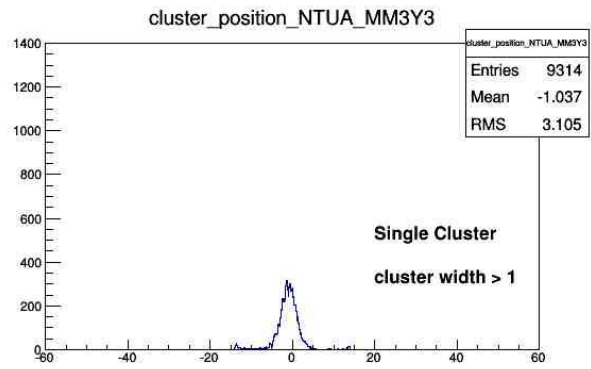
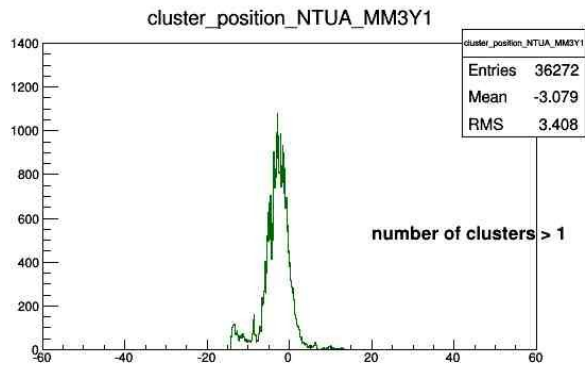


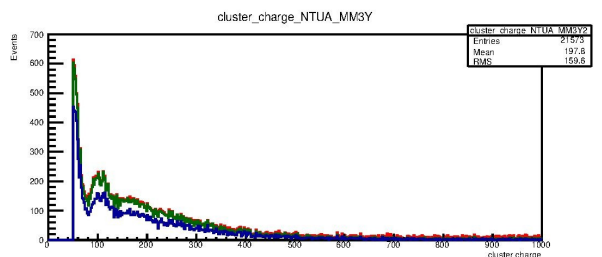
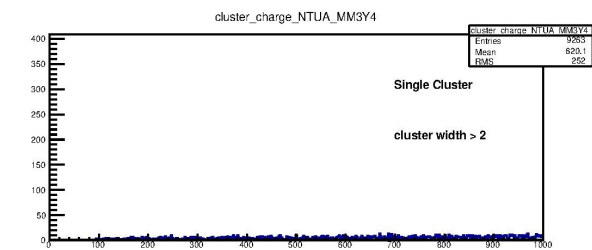
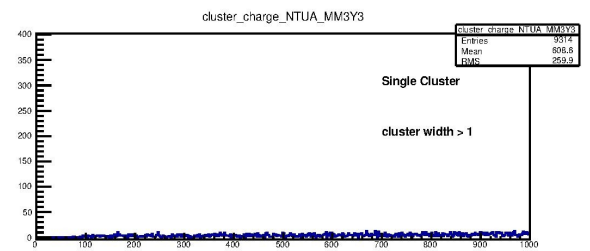
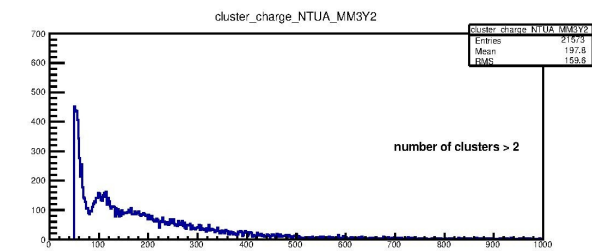
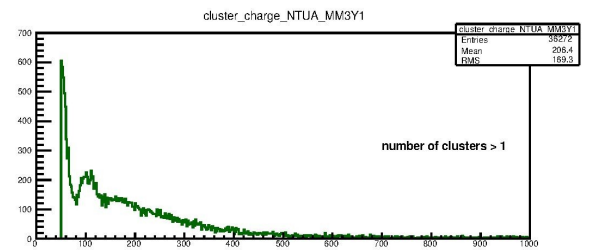
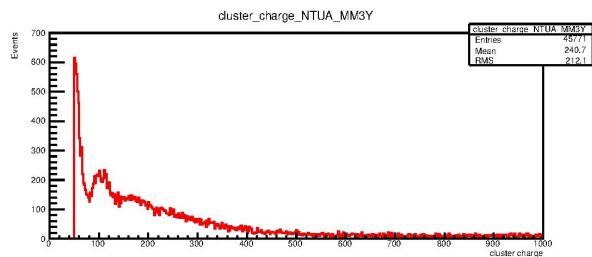
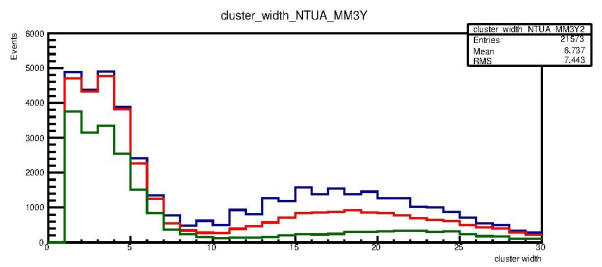
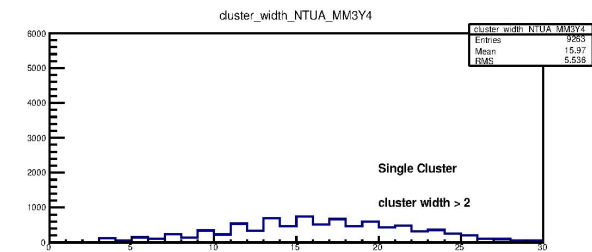
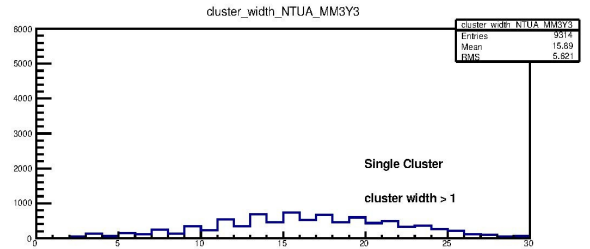
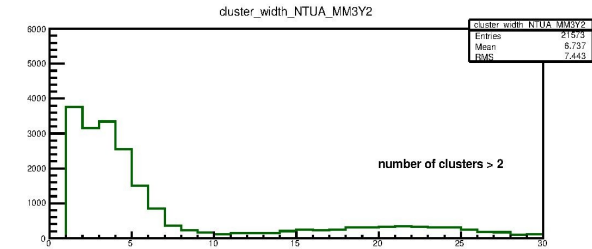
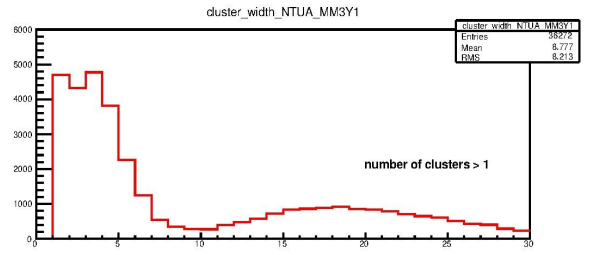
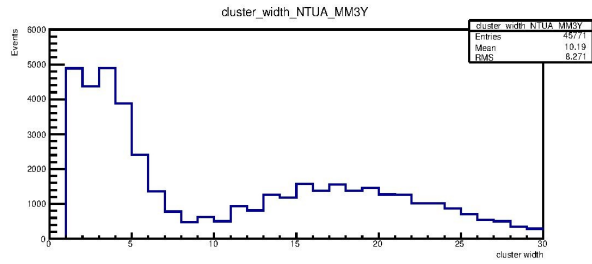
(iv) NTUA_MM2





(v) NTUA_MM3





Βιβλιογραφία

- [1] E. Aprile, A.E. Bolotnikov, A.I. Bolozdynya, T. Doke. *Noble Gas Detectors*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KgaA, Weinheim (2006).
- [2] H. Geiger and E. Rutherford, *Phil. Mag.* 24, 618 (1912).
- [3] H. Geiger and E.W. Mueller, *Phys. Zeits* 29, 839 (1928).
- [4] N. Davidson and A.E. Larsh, *Phys. Rev.* 74, 220-227 (1948).
- [5] L.W. Alvarez, *Lawrence Radiation Laboratory, Physics Notes* 672 (1968).
- [6] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, A How-to Approach*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1987).
- [7] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, Inc. (2000).
- [8] G. Charpak, *Electronic Imaging of Ionizing Radiation with Limited Avalanches in Gases*, Nobel-Lecture 1992, CERN-PPE-93-25 (1993); *Rev. Mod. Phys.* 65 (1993) 591–8.
- [9] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN-77-09 (1977) and references therein.
- [10] C. Grupen and B. A. Shwartz, *Particle Detectors*, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology 26, (2008).
- [11] U. Becker *et al.*, A Comparison of Drift Chambers, *Nucl. Instr. Meth.* 128 (1975) 593-5.
- [12] A.H. Walenta & J. Paradiso, *The Time Expansion Chamber as High Precision Drift Chamber*, Proc. Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics; Stanford; SLAC-Report SLAC-R-250 UC-34d (1982) and SI-82-07 (1982) 1–29.
- [13] T. Lohse & W. Witzeling, The Time-Projection Chamber, in F. Sauli (ed.), *Instrumentation in High Energy Physics*, World Scientific, Singapore (1992); The Time-Projection Chamber, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* 9 (1992) 81-155.
- [14] D.R. Nygren, Future Prospects of the Time Projection Chamber Idea, *Phys. Scripta* 23 (1981) 584-96.
- [15] A. Bettini *et al.*, The ICARUS Liquid Argon TPC: A Complete Imaging Device for Particle Physics, *Nucl. Instr. Meth.* A315 (1992) 223–8.
- [16] Stefaan Tavernier, *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2010).
- [17] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs (1952).

- [18] C. Leroy and P. Rancoita, *Principles of radiation interaction in matter and detection*, World Scientific (2004).
- [19] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Lett.* 239 (1990) 1–516; Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Rev. D* 45 (1992) 1–574; Particle Data Group, *Phys. Rev. D* 46 (1992) 5210-0 (Errata); Particle Data Group, Review of Particle Physics, S. Eidelman *et al.*, *Phys. Lett.* B592 Vol. 1–4 (2004) 1–1109; W.-M. Yao *et al.*, *J. Phys.* G33 (2006) 1–1232; <http://pdg.lbl.gov>
- [20] G. Hertz, *Lehrbuch der Kernphysik*, Bd. 1, Teubner, Leipzig (1966).
- [21] National Institute of Standards and Technology, Physical reference data, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/contents.html>
- [22] H.A. Bethe, Moliere’s Theory of Multiple Scattering, *Phys. Rev.* 89 (1953) 1256–66.
- [23] C. Grupen, *Physics for Particle Detection*, Siegen University publication ed. B. Wenclawiak, S. Wilnewski (2004); Proceedings of the 10 ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics Itacuru, ca, Rio de Janeiro 2003 (to be published 2007); www.cbpf.br/icfa2003/
- [24] F.M. Khan, *The Physics of Radiation Therapy*, Lippincott, Williams & Wilkins, (2003).
- [25] C. AMSLER *et al.*, *Review of particle physics*, *Phys. Lett. B* 667, 1 (2008).
- [26] P. Rice-Evans, *Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers*, The Richelieu Press, London, (1974).
- [27] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart (1984, 1987, 1992); *Detectors for Particle Radiation*, Cambridge University Press, Cambridge (1986).
- [28] S. Biagi, *Data on electron-atom and electron-ion cross sections compiled*, available from <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>.
- [29] W. Blum, W. Riegler, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2008).
- [30] F. Lapique and F. Piuz, Simulation of the measurement by primary cluster counting of the energy lost by a relativistic ionizing particle in argon, *Nucl. Instrum. Methods* 175, 297 (1980).
- [31] H. Fischle, J. Heintze and B. Schmidt, Experimental determination of ionization cluster size distributions in counting gases, *Nucl. Instrum. Methods A* 301, 202 (1991).
- [32] Y. Giomataris *et al.*, MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 376 (1996) 29-35
- [33] I. Giomataris *et al.*, Micromegas in a Bulk.
- [34] G. Cauvin, *A study of MicroMegs detectors with resistive anodes for muon reconstruction in*

HL-LHC, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden (2012), *Master Thesis*.

[35] T. Alexopoulos *et al.*, A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 640 (2011) 110–118.

[36] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/NSWPublicResults>.

[37] G. Iakovidis, *Research and Development in Micromegas Detector for the ATLAS Upgrade*, National Technical University of Athens (2014), *Ph.D Thesis*.

