



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ  
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ  
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

**ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»  
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ  
ΥΛΙΚΩΝ  
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ  
ΦΥΣΙΚΗΣ**



**Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών**

**«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»**

**Μελέτη ανιχνευτή Micromegas σε δοκιμαστική δέσμη πιονίων  
ορμής 120 GeV/c στο H6/SPS/CERN**

**ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**του Κωνσταντίνου Ντέκα**

Ερευνητικός Επιβλέπων:	Ακαδημαϊκός Επιβλέπων:
Θεόδωρος Αλεξόπουλος	Θεόδωρος Αλεξόπουλος

Αθήνα, Σεπτέμβριος, 2012





ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ  
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ  
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»  
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ  
ΥΛΙΚΩΝ  
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ  
ΦΥΣΙΚΗΣ



**Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών**

**«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»**

**Μελέτη ανιχνευτή Micromegas σε δοκιμαστική δέσμη πιονίων  
ορμής 120 GeV/c στο H6/SPS/CERN**

**ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**του Κωνσταντίνου Ντέκα**

Επιβλέπων: Θεόδωρος Αλεξόπουλος

Αθήνα, Σεπτέμβριος, 2012





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

**Μελέτη ανιχνευτή Micromegas σε δοκιμαστική δέσμη πονίων ορμής 120 GeV/c στο H6/SPS/CERN**

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ  
Μ.Δ.Ε. Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές

του

**Κωνσταντίνου Α. Ντέκα**

**Επιβλέπων:** Θεόδωρος Αλεξόπουλος  
Καθηγητής Ε.Μ.Π

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 24/09/2012.

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

.....  
Γεώργιος Τσιπολίτης  
Αν. Καθηγητής Ε.Μ.Π

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

.....  
**Κωνσταντίνος Α. Ντέκας**

Διπλωματούχος Φυσικός Εφαρμογών, Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Ε.Μ.Π,

Διπλωματούχος Μ.Δ.Ε. Φυσική & Τεχνολογικές Εφαρμογές, Σ.Ε.Μ.Φ.Ε., Ε.Μ.Π

Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο. 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.

# Ευχαριστίες

Για την παρούσα διπλωματική εργασία, θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου σε όλους όσους με βοήθησαν και με στήριξαν κατά τη διάρκεια της εκπόνησης και της συγγραφής της.

Ιδιαίτερος θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Θεόδωρο Αλεξόπουλο για όλη την καθοδήγηση και την βοήθεια που μου παρείχε τόσο για την συγκεκριμένη εργασία όσο και καθόλη την διάρκεια των σπουδών μου αλλά και για την ευκαιρία που μου έδωσε να συμμετέχω στις δραστηριότητες της ομάδας Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του Τομέα Φυσικής του Ε.Μ.Π. διευρύνοντας τις γνώσεις και τις δεξιότητες μου σε ένα επιστημονικό πεδίο εξαιρετικού ενδιαφέροντος.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω του συμφοιτητές, συναδέλφους και φίλους Γεώργιο Ιακωβίδη και Στέφανο Λεοντίνη καθώς με έχουν βοηθήσει και έχουμε συνεργαστεί στην εξαγωγή αρκετών εκ των αποτελεσμάτων που παρουσιάζονται στο κείμενο της εργασίας αλλά και για τις πολλές "ωραίες" στιγμές που βιώνουμε κατά τη διάρκεια της διαμονής μας στη Γενεύη.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ χρωστάω επίσης στους γονείς μου τον αδερφό μου καθώς και σε όλη μου την οικογένεια για την στήριξη τους και την αγάπη τους όλα αυτά τα χρόνια.

Θα ήθελα τέλος να πω ένα ευχαριστώ στην Φραντζέσκα που με "ανέχεται" και είναι δίπλα μου όποτε τη χρειάζομαι παρόλες τις δυσκολίες και τον περιορισμένο χρόνο που της αφιερώνω.





# Περίληψη

Ο ανιχνευτής Micromegas αποτελεί την τελευταία γενιά των ανιχνευτών αερίου και έχει προταθεί να αντικαταστήσει τους ανιχνευτές στο Small Wheel του πειράματος ATLAS κατά την αναβάθμιση του πειράματος για τον sLHC. Το βασικό προτέρημα του συγκεκριμένου ανιχνευτή είναι ότι χαρακτηρίζεται από χαμηλό κόστος κατασκευής συνδυάζοντας όμως εξαιρετικά χαρακτηριστικά λειτουργίας και ανθεκτικότητα σε περιβάλλον υψηλής φωτεινότητας. Το πρόβλημα των εκφορτίσεων που είχε παρατηρηθεί στα πρωτότυπα μοντέλα της συγκεκριμένης τεχνολογίας έχει αντιμετωπιστεί με επιτυχία και οι resistive Micromegas παρουσιάζουν ομαλή λειτουργία χωρίς να θυσιάζουν κανένα από τα εξαιρετικά χαρακτηριστικά ανιχνευτικής ικανότητας που τους διακρίνουν.

Στην παρούσα διπλωματική εργασία παρουσιάζεται η ανάλυση των δεδομένων από τις περιόδους δοκιμαστικής δέσμης Ιουλίου και Οκτωβρίου 2011 με κύριο στόχο την εκτίμηση της χωρικής και χρονικής διακριτικής ικανότητας των ανιχνευτών. Παρουσιάζονται επίσης τα διάφορα λογισμικά εργαλεία που αναπτύχθηκαν και ενσωματώθηκαν στο πρόγραμμα offline ανάλυσης του MAMMA group για την επεξεργασία των raw δεδομένων.

Στο πρώτο κεφάλαιο της εργασίας περιγράφονται οι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης φορτισμένων και μη σωματιδίων με την ύλη και εξηγούνται τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα κατά τη διάδοση των στοιχειωδών σωματιδίων μέσα σε ένα υλικό. Οι αρχές λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου αναφέρονται εκτενώς στο δεύτερο κεφάλαιο όπου μέσω μίας διαδρομής στην εξελικτική πορεία των συγκεκριμένων ανιχνευτών φτάνουμε στην παρουσίαση του ανιχνευτή Micromegas και την εξέλιξη αυτού περιγράφοντας τις αρχές λειτουργίας του και τα διάφορα χαρακτηριστικά του. Στο τρίτο κεφάλαιο της εργασίας περιγράφεται ο επιταχυντής LHC και τα διάφορα μέρη του πειράματος ATLAS στο οποίο θα εγκατασταθούν οι ανιχνευτές Micromegas. Η περιγραφή των ανιχνευτικών διατάξεων που χρησιμοποιήθηκαν στις περιόδους δοκιμαστικής δέσμης και η ανάλυση των δεδομένων μαζί με τα αποτελέσματα από τα πειράματα αυτά παρουσιάζονται στο τέταρτο κεφάλαιο μαζί με εκτενή περιγραφή όλης της διαδικασίας ανακατασκευής των τροχιών. Στο συμπληρωματικό παράρτημα στο τέλος παρατίθενται κάποια χρήσιμα κομμάτια των αλγορίθμων που αναπτύχθηκαν κατά τη διάρκεια της εκπόνησης της παρούσας εργασίας.



# Abstract

This thesis main subject is the performance study of the resistive Micromegas Detector. Several small prototype chambers of this type with various strip configurations and different resistivity values were tested during the test beams of July and October 2011 which took place in H6 area at CERN.

The study of the detector which is presented here illustrates the excellent functional characteristics of the resistive detector determining a spatial resolution of less than 40  $\mu\text{m}$  for a 250  $\mu\text{m}$  strip pitch configuration. For this analysis the Silicon Tracker (BAT) of the H6 area, with an independent DAQ setup, has been used to reconstruct the reference tracks and extrapolate to the test chamber's plane. In order to use the silicon data as a valid reference they had to be synchronised with the data coming from the Micromegas DAQ system.

Moreover we confirm the ability of Micromegas detector to function as Time Projection Chamber being able to reconstruct inclined tracks with a resolution in the order of 3 degrees. We used the Hough transform technique to determine the track through pattern recognition and the developed algorithm illustrates promising performance and results. In order to use the timing information provided by the chamber an algorithm to describe the ADC charge of each readout channel has been developed overcoming the 25 ns uncertainty of the APV chip data.

The several software tools developed during this study have been implemented in the MAMMA group offline analysis software and are already used for the analysis of the group's test beam data

In conclusion, the excellent resolution characteristics of our chambers along with smooth operation at different beam situations are confirmed. As a future part of the New Small Wheel of the ATLAS experiment these results support its selection.

***I should like to suggest to you that the cause of all the economic troubles is that we have an economic system which tries to maintain an equality of value between two things, which it would be better to recognise from the beginning as of unequal value...***

Paul Dirac



# Περιεχόμενα

<b>1</b>	<b>Αλληλεπιδράσεις Ακτινοβολιών</b>	<b>13</b>
1.1	Εισαγωγή	13
1.2	<b>Αλληλεπίδραση Βαρέων Φορτισμένων Σωματιδίων</b>	14
1.2.1	Φύση της αλληλεπίδρασης	14
1.2.2	Ανασχετική Ισχύς	16
1.2.3	Χαρακτηριστικά της απώλειας ενέργειας	18
1.2.4	Εμβέλεια Σωματιδίου	19
1.2.5	Χρόνος Ακίνητοποίησης	20
1.2.6	Απώλεια Ενέργειας σε Λεπτούς Απορροφητές	20
1.3	<b>Αλληλεπίδραση Ταχέων Ηλεκτρονίων</b>	21
1.3.1	Ειδική Απώλεια Ενέργειας	21
1.3.2	Εμβέλεια Ηλεκτρονίων	22
1.4	<b>Αλληλεπίδραση Φωτονίων</b>	23
1.4.1	Μηχανισμοί Αλληλεπίδρασης	23
<b>2</b>	<b>Ανιχνευτές Αερίου &amp; Ανιχνευτής Micromegas</b>	<b>29</b>
2.1	<b>Θάλαμοι Ιονισμού</b>	30
2.1.1	Κατανομή των ενεργειακών απωλειών	30
2.1.2	Διέγερση και ιονισμός σε αέρια	31
2.1.3	Διάδοση των παραγόμενων ιόντων και ηλεκτρονίων στο αέριο	32
2.1.4	Κίνηση και συλλογή του φορτίου ιονισμού	35
2.1.5	Περιοχές Λειτουργίας Ανιχνευτών	37
2.2	<b>Αναλογικοί Απαριθμητές</b>	38
2.2.1	Ενδογενής Ενίσχυση	38
2.3	<b>MultiWire Proportional Chambers</b>	44
2.3.1	Βασικές Αρχές Λειτουργίας	44
2.3.2	Δημιουργία παλμών από τα κινούμενα ιόντα	45
2.3.3	Περιορισμοί	46
2.4	<b>MicroStrip Gas Chambers</b>	46
2.4.1	Βασικές αρχές λειτουργίας	46
2.4.2	Περιορισμοί	47
2.5	<b>Τεχνολογία Ανιχνευτή MicroMeGAS</b>	47
2.5.1	Γεωμετρία και Αρχή Λειτουργίας Διάταξης	48
2.5.2	Εγγενείς Ιδιότητες	50

2.5.3	Bulk Micromegas . . . . .	51
2.5.4	Περιορισμοί . . . . .	52
2.6	<b>Resistive Micromegas</b> . . . . .	53
2.6.1	Σχεδιασμός . . . . .	53
2.6.2	Ισοδύναμο Ηλεκτρικό Κύκλωμα . . . . .	54
2.6.3	Απόδοση . . . . .	55
2.6.4	Προσομοιώσεις Micromegas . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Επιταχυντής LHC &amp; Πείραμα ATLAS</b>	<b>61</b>
3.1	<b>Large Hadron Collider - LHC</b> . . . . .	61
3.2	<b>Πείραμα ATLAS</b> . . . . .	63
3.2.1	Εσωτερικός Ανιχνευτής - Inner detector . . . . .	64
3.2.2	Θερμιδόμετρα - Calorimeters . . . . .	66
3.2.3	Φασματόμετρο Μιονίων - Muon spectrometer . . . . .	66
3.2.4	Σύστημα Μαγνητών - Magnet system . . . . .	67
3.2.5	Forward detectors . . . . .	68
3.3	<b>sLHC - ATLAS Upgrade - MAMMA</b> . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Ανάλυση Δεδομένων δοκιμαστικής δέσμης 2011</b>	<b>73</b>
4.1	<b>Περιγραφή περιβάλλοντος Δοκιμαστικής Δέσμης</b> . . . . .	73
4.1.1	Δοκιμαστική Δέσμη Ιουλίου 2011 . . . . .	74
4.1.2	Δοκιμαστική Δέσμη Οκτωβρίου 2011 . . . . .	75
4.2	<b>Συσκευή Αναφοράς - BAT Τηλεσκόπιο</b> . . . . .	78
4.2.1	Ανιχνευτές Πυριτίου . . . . .	78
4.3	<b>Λογισμικό και Δεδομένα</b> . . . . .	80
4.3.1	Δεδομένα Micromegas . . . . .	80
4.3.2	Δεδομένα BAT . . . . .	93
4.3.3	Συγχρονισμός των δεδομένων . . . . .	97
4.4	<b>Προσδιορισμός Διακριτικής Ικανότητας του Ανιχνευτή</b> . . . . .	102
4.4.1	Κάθετες Τροχιές . . . . .	103
4.4.2	Τροχιές υπό γωνία . . . . .	116
<b>5</b>	<b>Συμπεράσματα</b>	<b>121</b>
<b>A</b>	<b>Αλγόριθμος συγχρονισμού δεδομένων</b>	<b>123</b>
<b>B</b>	<b>Αλγόριθμος περιγραφής της κατανομής του φορτίου ανά κανάλι</b>	<b>127</b>
<b>Γ</b>	<b>Αλγόριθμος μετασχηματισμού Hough για την εύρεση τροχιών</b>	<b>135</b>
	<b>Βιβλιογραφία</b>	<b>137</b>
	<b>Κατάλογος Σχημάτων</b>	<b>138</b>

# Κεφάλαιο 1

## Αλληλεπιδράσεις Ακτινοβολιών

### 1.1 Εισαγωγή

Η λειτουργία κάθε ανιχνευτή ακτινοβολιών βασίζεται στον τρόπο με τον οποίο η προς ανίχνευση ακτινοβολία αλληλεπιδρά με το υλικό το ανιχνευτή. Κατά συνέπεια είναι απαραίτητο να κατανοήσουμε τους μηχανισμούς μέσω των οποίων η ακτινοβολία αλληλεπιδρά και χάνει την ενέργεια της στην ύλη.

Οι ακτινοβολίες χωρίζονται σε τέσσερις μεγάλες κατηγορίες:

Φορτισμένα Σωματίδια	Αφόρτιστα Σωματίδια
Βαριά φορτισμένα σωματίδια	Νετρόνια
Ταχεία Ηλεκτρόνια	Ακτίνες X και Ακτίνες Γάμμα

**Πίνακας 1.1:** Τύποι Ακτινοβολιών.

Τα στοιχεία της αριστερής στήλης αντιπροσωπεύουν την ακτινοβολία φορτισμένων σωματιδίων που αλληλεπιδρά συνεχώς με τα ηλεκτρόνια του μέσου στο οποίο διαδίδεται μέσω της δύναμης Coulomb. Αντίθετα τα στοιχεία της δεύτερης στήλης δεν υπόκεινται στην αλληλεπίδραση Coulomb αφού είναι αφόρτιστα και είναι αναγκασμένα να υποστούν μία καταστροφική αλληλεπίδραση (πολλές φορές ακόμα και με τους πυρήνες των ατόμων του μέσου) που αλλάζει δραματικά τις ιδιότητες τους σε κάθε συμβάν. Σε κάθε περίπτωση, η αλληλεπίδραση οδηγεί στην μεταφορά μέρους ή και ολόκληρης της ενέργειας είτε στα ηλεκτρόνια είτε στον πυρήνα των ατόμων του υλικού.

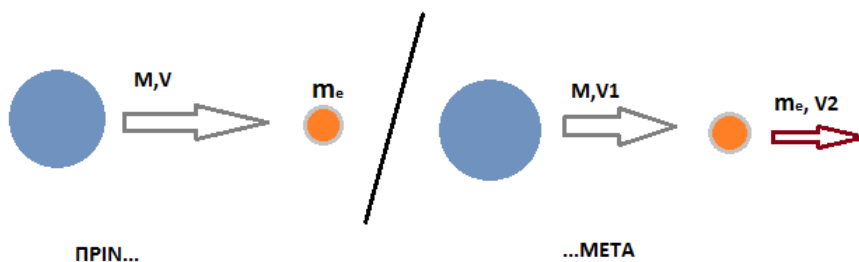
## 1.2 Αλληλεπίδραση Βαρέων Φορτισμένων Σωματιδίων

### 1.2.1 Φύση της αλληλεπίδρασης

Τα βαριά φορτισμένα σωματίδια αλληλεπιδρούν με το υλικό το οποίο διασχίζουν κυρίως μέσω ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων μεταξύ του φορτίου τους και του αρνητικού φορτίου των τροχιακών ηλεκτρονίων των ατόμων του απορροφητή. Αν και αλληλεπιδράσεις του εισερχόμενου σωματιδίου με τους πυρήνες των ατόμων του απορροφητή είναι πιθανές, τέτοιες "απροσδόκητες συναντήσεις" έχουν συνήθως αμελητέα συνεισφορά στο παραγόμενο σήμα των ανιχνευτών που μελετάμε. Κατά συνέπεια οι ανιχνευτές φορτισμένων σωματιδίων στηρίζονται στις αλληλεπιδράσεις του προσπίπτοντος σωματιδίου με τα ατομικά ηλεκτρόνια του μέσου για την παραγωγή χρήσιμου σήματος.

Κατά την είσοδο του φορτισμένου σωματιδίου στην περιοχή του απορροφητή αλληλεπιδρά ταυτόχρονα με πολλά ηλεκτρόνια. Σε κάθε τέτοια "συναλλαγή" το ατομικό ηλεκτρόνιο αισθάνεται μία ώθηση, αποτέλεσμα της δύναμης Coulomb λόγω του σωματιδίου, καθώς αυτό εισέρχεται στη γειτονία του. Ανάλογα με την απόσταση των ατόμων από την τροχιά του σωματιδίου, αυτή η ώθηση είναι ικανή είτε να διεγείρει το άτομο, στέλνοντας ένα ηλεκτρόνιο σε μία ανώτερη ενεργειακά στάθμη (**διέγερση**), είτε να αποδεσμεύσει το ηλεκτρόνιο από το άτομο (**ιονισμός**). Η ενέργεια που μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο είναι κλάσμα της κινητικής ενέργειας του εισερχόμενου σωματιδίου και κατά συνέπεια η ταχύτητα του μειώνεται εξαιτίας της αλληλεπίδρασης.

Η μέγιστη ενέργεια που μπορεί να μεταφερθεί από ένα σωματίδιο μάζας  $M$  με ταχύτητα  $U$  σε ένα ακίνητο ηλεκτρόνιο μάζας  $m_e$  σε μία σύγκρουση μπορεί να υπολογιστεί ως εξής:



**Εικόνα 1.1:** Κρούση φορτισμένου σωματιδίου με ηλεκτρόνιο.

Από διατήρηση της κινητικής ενέργειας και ορμής του συστήματος έχουμε

$$\frac{1}{2}MV^2 = \frac{1}{2}MV_1^2 + \frac{1}{2}m_eV_2^2 \quad (1.1)$$

$$MV = MV_1 + m_eV_2 \quad (1.2)$$



Από την (1.2), λύνουμε ως προς  $V_2$  και αντικαθιστούμε στην (1.1) βρίσκουμε την  $V_1$  συναρτήσει της  $V_0$

$$V_2 = \frac{MV - MV_1}{m_e} \quad (1.3)$$

$$V_1 = \frac{(M - m_e)V_0}{M + m_e} \quad (1.4)$$

Αντικαθιστώντας τώρα στη σχέση που μας δίνει τη μέγιστη μεταφερόμενη ενέργεια έχω

$$Q_{max} = \frac{1}{2}MV^2 - \frac{1}{2}MV_1^2$$

$$Q_{max} = \frac{4m_eME}{M + m_e^2}$$

για  $\gg m_e$

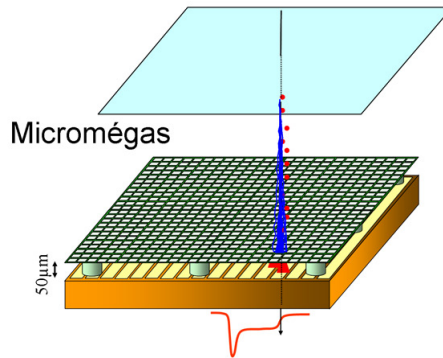
$$Q_{max} \simeq \frac{4Em_e}{M} \quad (1.5)$$

Αν π.χ. το προσπίπτον σωματίδιο είναι μόνιο ( $= 207m_e$ ), τότε η μέγιστη μεταφερόμενη ενέργεια ανά αλληλεπίδραση με κάθε ηλεκτρόνιο είναι

$$Q_{max} = 4E \frac{207m_e}{208m_e^2} = 0,192E$$

Επειδή λοιπόν η max ενέργεια που χάνει το σωματίδιο σε κάθε αλληλεπίδραση είναι πολύ μικρό μέρος της κινητικής του ενέργειας, χρειάζεται πολλές αλληλεπιδράσεις προκειμένου να σταματήσει. Μπορούμε λοιπόν να υποθέσουμε ότι η απώλεια ενέργειας του φορτισμένου σωματιδίου γίνεται κατά τρόπο **συνεχή** αφού κάθε στιγμή αλληλεπιδρά ταυτόχρονα με πολλά ηλεκτρόνια και η ταχύτητά του μειώνεται συνεχώς μέχρι που σταματάει. Η τροχιά του σωματιδίου, με εξαίρεση το τέλος της, είναι σχεδόν ευθεία. Αυτό συμβαίνει διότι μία αλληλεπίδραση χωριστά δεν μπορεί να προκαλέσει μεγάλη απόκλιση από την τροχιά του, ενώ αν εξετάσουμε το σύνολο των αλληλεπιδράσεων που συμβαίνουν ταυτόχρονα, αυτές ωθούν το σωματίδιο προς διαφορετικές κατευθύνσεις, και κατά συνέπεια λόγω συμμετρίας η τροχιά του μένει ανεπηρέαστη. Τα φορτισμένα σωματίδια έχουν λοιπόν μία συγκεκριμένη **εμβέλεια** σε κάθε υλικό!

Τα προϊόντα των αλληλεπιδράσεων αυτών είναι λοιπόν είτε διεγερμένα άτομα είτε ζεύγη ιόντων. Κάθε ζεύγος ιόντων αποτελείται από ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο και το αντίστοιχο θετικό



**Εικόνα 1.2:** Ιονισμός από εισερχόμενο σωματίδιο σε ανιχνευτή MicroMeGas.

ίον του ατόμου του απορροφητή από το οποίο αυτό αποσπάστηκε. Τα ζεύγη ιόντων έχουν την τάση να επανασυνδέονται σε ουδέτερα άτομα αλλά σε κάποιους ανιχνευτές αυτή τους η τάση καταστέλλεται με την εφαρμογή μιας διαφοράς δυναμικού, προκειμένου τα ζεύγη να αποτελέσουν την βασική πηγή του σήματος του ανιχνευτή.

Σε άτομα που βρίσκονται πολύ κοντά στην τροχιά του σωματιδίου, είναι πιθανό το εκπεμπόμενο ηλεκτρόνιο να έχει αρκετή ενέργεια, ώστε αφού αποσπαστεί από το άτομο να είναι ικανό να προκαλέσει και περαιτέρω ιονισμούς. Αυτά τα ενεργητικά ηλεκτρόνια, συχνά ονομάζονται ακτίνες-δ, αντιπροσωπεύουν ένα έμμεσο τρόπο μετάδοσης της κινητικής ενέργειας του σωματιδίου στα ατομικά ηλεκτρόνια. Η εμβέλεια των ακτίνων-δ είναι πάντα μικρή σε σχέση με αυτή του εισερχόμενου σωματιδίου και έτσι οι δευτερογενείς ιονισμοί συμβαίνουν πολύ κοντά στην τροχιά του υπό ανίχνευση σωματιδίου. Σε μικροσκοπική κλίμακα, τα ζεύγη ιόντων έχουν την τάση να σχηματίζουν σμήνη ("clusters") γύρω από την τροχιά του σωματιδίου.

### 1.2.2 Ανασχετική Ισχύς

Η γραμμική ανασχετική ισχύς για φορτισμένα σωματίδια σε έναν απορροφητή ορίζεται ως η απειροστή απώλεια ενέργειας του σωματιδίου προς το απειροστό διάστημα που διανύει μέσα στο υλικό

$$S = -\frac{dE}{dx}$$

Η κλασική έκφραση για την ανασχετική ισχύ δίνεται από την εξίσωση Bethe-Bloch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{nz^2}{\beta^2} \frac{e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (1.6)$$

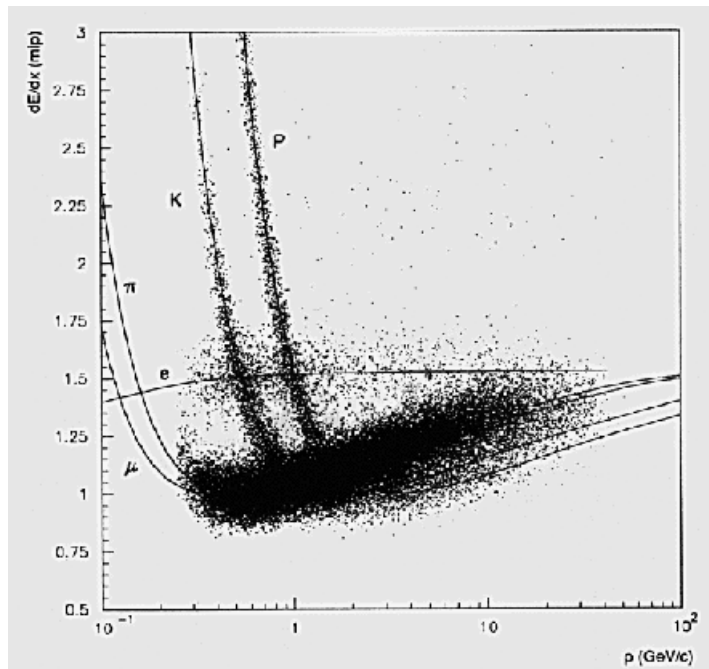
όπου οι μεταβλητές που παρουσιάζονται στην εξίσωση είναι οι εξής:

- $\beta = \frac{v}{c}$  : Όπου  $v$  είναι η ταχύτητα του σωματιδίου
- $ze$  : Είναι το φορτίο του σωματιδίου
- $n$  : Είναι ο αριθμός των ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου στο υλικό
- $m_e$  : Η ηλεκτρονιακή μάζα
- $e$  : Το φορτίο του ηλεκτρονίου
- $I$  : Το μέσο δυναμικό διέγερσης των ατόμων του απορροφητή

Για μη σχετικιστικά σωματίδια ίδιου φορτίου που κινούνται στο ίδιο υλικό ( $v \gg c$ ), η ανασχετική ισχύς μεταβάλλεται ανάλογα με το  $\frac{1}{v^2}$ , η αλλιώς αντιστρόφως ανάλογα με την ενέργεια του σωματιδίου. Αυτά η εξάρτηση μπορεί να εξηγηθεί αν σκεφτούμε ότι το σωματίδιο παραμένει περισσότερη ώρα στην εμβέλεια ενός ηλεκτρονίου αν έχει μικρή ταχύτητα και κατά συνέπεια η μεταφορά ενέργειας στο ηλεκτρόνιο είναι σημαντική.

Όταν μελετάμε διαφορετικά φορτισμένα σωματίδια που κινούνται με την ίδια ταχύτητα στο ίδιο υλικό, τότε ο παράγοντας  $z^2$  είναι αυτός που καθορίζει την απώλεια ενέργειας του φορτισμένου σωματιδίου. Από την αναλογία αυτή προκύπτει ότι τα σωματίδια με το μεγαλύτερο φορτίο θα έχουν μεγαλύτερο  $S$ .

Όταν συγκρίνουμε διαφορετικά υλικά απορρόφησης, η πυκνότητα ηλεκτρονίων  $n$  γίνεται σημαντική. Υλικά με μεγάλη ατομική πυκνότητα θα χαρακτηρίζονται από αυξημένη ανα-σχετική ισχύ.



**Εικόνα 1.3:** Ανασχετική ισχύς σε διαφορετικών σωματιδίων συναρτήσει της ενέργειας τους.

Το Σχήμα 1.3 μας δείχνει ότι η τιμή του  $\frac{dE}{dx}$  για διαφορετικούς τύπους φορτισμένων

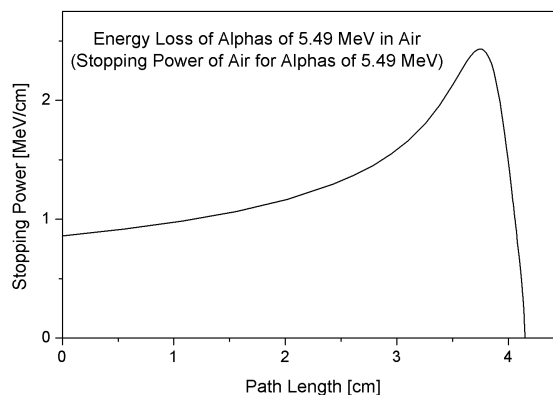
σωματιδίων τείνει σε μία σχεδόν σταθερή ελάχιστη τιμή, για  $E \gg 10^2 \text{ MeV}$ , όπου η ταχύτητα των σωματιδίων πλησιάζει την ταχύτητα του φωτός. Εξαιτίας αυτής της συμπεριφοράς τους, τα σωματίδια αυτά σε σχετικιστικές ταχύτητες αναφέρονται μερικές φορές σαν "minimum ionizing particles". Τα ταχέα ηλεκτρόνια εμπίπτουν επίσης στη συγκεκριμένη κατηγορία, ακόμα και σε ενέργειες της τάξης του  $1 \text{ MeV}$ , καθώς η πολύ μικρή τους μάζα τα οδηγεί σε σχετικιστικές ταχύτητες ακόμα και σε αυτές τις χαμηλές ενέργειες.

Η εξίσωση *Bethe–Bloch* αρχίζει να αποκλίνει για χαμηλές ενέργειες φορτισμένων σωματιδίων όπου η διαδικασία ανταλλαγής φορτίου ανάμεσα στο σωματίδιο και τον απορροφητή γίνεται σημαντική. Τα θετικά φορτισμένα σωματίδια θα αρχίσουν να προσλαμβάνουν ηλεκτρόνια από τον απορροφητή, ελαττώνοντας έτσι το φορτίο και κατά συνέπεια την ανασχετική ισχύ. Στο τέλος της πορείας του, το σωματίδιο έχοντας "οικειοποιηθεί"  $\approx$  ηλεκτρόνια, γίνεται ουδέτερο.

### 1.2.3 Χαρακτηριστικά της απώλειας ενέργειας

Το γράφημα της απώλειας ενέργειας συναρτήσει της απόστασης που διανύει ένα φορτισμένο σωματίδιο μέσα σε ένα υλικό είναι γνωστό ως καμπύλη Bragg. Η συγκεκριμένη καμπύλη παρουσιάζει στο μεγαλύτερο μέρος της μία αύξουσα συμπεριφορά καθώς η ταχύτητα του σωματιδίου ελαττώνεται, όπως προβλέπεται και από τον τύπο 1.6. Σε αυτές τις ενέργειες όμως το φαινόμενο ανταλλαγής φορτίου μεταξύ του του σωματιδίου και του απορροφητή γίνεται κυρίαρχο και το φορτίο του σωματιδίου ελαχιστοποιείται με αποτέλεσμα η καμπύλη να αρχίσει να φθίνει.

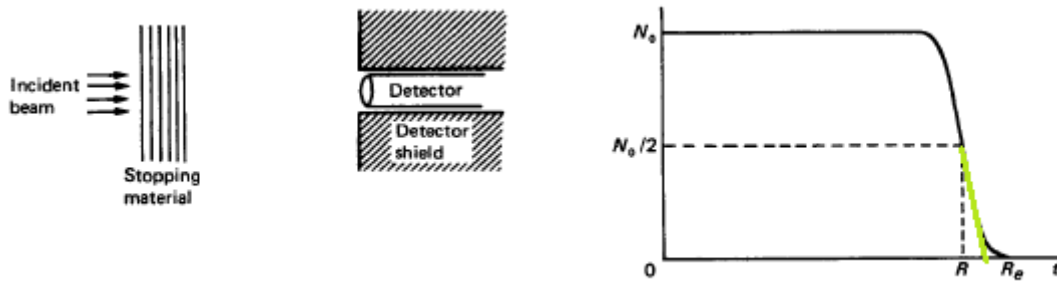
Η απώλεια ενέργειας φορτισμένου σωματιδίου σε ένα υλικό είναι ένα στατιστικό φαινόμενο. Έτσι, εμφανίζεται μία διασπορά στις ενέργειες των σωματιδίων μιας αρχικά μονοενεργειακής δέσμης μόλις αυτή διαπεράσει υλικό οποιουδήποτε πάχους. Το εύρος της ενεργειακής κατανομής είναι ένα μέτρο της ενεργειακής διασποράς (*Energy Straggling*) που ποικίλλει με την απόσταση που διανύει το σωματίδιο μέσα σε ένα υλικό.



**Εικόνα 1.4:** Κατανομή της απώλειας Ενέργειας κατά μήκος της τροχιάς ενός σωματιδίου Άλφα [10].

### 1.2.4 Εμβέλεια Σωματιδίου

Ας φανταστούμε μία παράλληλη μονοενεργειακή δέσμη βαρέων φορτισμένων σωματιδίων που διαπερνά ένα υλικό, το πάχος του οποίου μπορεί να αλλάξει κατά βούληση, και έναν ανιχνευτή στην άλλη πλευρά του τελικού να καταγράφει τα σωματίδια που εξέρχονται από το υλικό. Παραδεχόμαστε επίσης ότι η τροχιά των σωματιδίων της δέσμης παραμένει σταθερή και ότι το σύνολο των σωματιδίων, ανεξάρτητα από την ενέργεια του καθενός, καταγράφονται από τη διάταξη μας. Τότε ο αριθμός των σωματιδίων ( $t$ ) που διαπερνούν το υλικό πάχους  $t$  μεταβάλλεται όπως στο παρακάτω γράφημα.



**Εικόνα 1.5:** Ο αριθμός των βαρέων φορτισμένων σωματιδίων που διαδίδονται μέσα από ένα υλικό πάχους  $t$ .

Για μικρές τιμές πάχους απορρόφησης, τα σωματίδια διαπερνούν το υλικό χάνοντας απλώς μέρος της ενέργειάς τους. Επειδή οι τροχιές παραμένουν παράλληλες ο αριθμός των σωματιδίων που φτάνουν στον ανιχνευτή παραμένει σταθερός για μικρό  $t$ . Καμία μείωση στον αριθμό των ανιχνευόμενων σωματιδίων δεν παρατηρείται μέχρι η τιμή του  $t$  να γίνει ίση με το μήκος της μικρότερης τροχιάς στον απορροφητή. Η αύξηση του πάχους πέρα από τη συγκεκριμένη τιμή συνεπάγεται δραματική μείωση του αριθμού των ανιχνευόμενων σωματιδίων που πέφτει απότομα στο μηδέν. Το πάχος για το οποίο ο αριθμός των σωματιδίων που ανιχνεύονται είναι ίσος με το μισό των εκπεμπόμενων ονομάζεται **Μέση Εμβέλεια**  $R$ . Η τιμή του πάχους για την οποία δεν ανιχνεύονται καθόλου σωματίδια ονομάζεται **Προβλεπόμενη Εμβέλεια**  $R_e$ . Η διαφορά μεταξύ  $R$  και  $R_e$  είναι περίπου 5%. Καταλαβαίνουμε λοιπόν ότι η εμβέλεια φορτισμένων σωματιδίων συγκεκριμένης ενέργειας έχει μία αυστηρά καθορισμένη τιμή για κάθε υλικό. Αν η τιμή  $R$  είναι γνωστή για κάποιο υλικό, τότε μπορεί να υπολογιστεί για οποιοδήποτε άλλο υλικό μέσω του κανόνα Bragg-Kleeman:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{A_1}{A_2}} \quad (1.7)$$

όπου  $\rho$  και  $A$  είναι η πυκνότητα και το ατομικό βάρος αντίστοιχα του κάθε υλικού. Οι ίδιοι στοχαστικοί παράγοντες που προκαλούν τη διασπορά στην τιμή της ενέργειας για μονοενεργειακή δέσμη φορτισμένων σωματιδίων είναι υπεύθυνοι και για τη διασπορά που παρατηρείται στις τιμές της μέσης εμβέλειας για όμοια σωματίδια ίδιας αρχικής ενέργειας (Range Straggling).

### 1.2.5 Χρόνος Ακινητοποίησης

Ο χρόνος που απαιτείται προκειμένου να αδρανοποιηθεί ένα φορτισμένο σωματίδιο σε ένα υλικό μπορεί να εξαχθεί από τις τιμές της εμβέλειας και της μέσης ταχύτητάς του. Για μη σχετικιστικά σωματίδια μάζας  $m$  και κινητικής ενέργειας  $E$ , η ταχύτητα ορίζεται ως εξής

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}} = c\sqrt{2Emc^2}$$

Η μέση ταχύτητα του σωματιδίου, καθώς αυτό επιβραδύνεται σε ένα υλικό, είναι

$$\langle v \rangle = Kv$$

όπου  $v$  είναι η αρχική ταχύτητα του σωματιδίου. Τότε ο χρόνος ακινητοποίησης  $T$  μπορεί να υπολογισθεί μέσω της εμβέλειας  $R$  ως εξής

$$T = \frac{R}{\langle v \rangle} = \frac{R}{Kc} \sqrt{mc^2 2E}$$

Αν η επιβράδυνση του σωματιδίου ήταν ομοιόμορφη, τότε η τιμή της μέσης ταχύτητας  $\langle v \rangle$  θα ήταν  $v/2$  και ο παράγοντας  $K$  θα ήταν ίσος με 0.5. Τα φορτισμένα σωματίδια όμως χάνουν ενέργεια με μεγαλύτερο ρυθμό κοντά στο τέλος της της εμβέλειάς τους και κατά συνέπεια το  $K$  θα πρέπει να είναι ελαφρώς μεγαλύτερο. Θεωρώντας  $K = 0.60$  ο χρόνος που απαιτείται για να σταματήσει ένα σωματίδιο εκτιμάται περίπου

$$T \cong 1.2 \times 10^{-7} R \sqrt{\frac{m_A}{E}} \quad (1.8)$$

όπου  $T(\text{sec})$ ,  $R(\text{m})$ ,  $m_A(\text{amu})$  και  $E(\text{MeV})$ . Αυτή η προσέγγιση είναι αρκετά ακριβής για μη σχετικιστικά φορτισμένα σωματίδια (πρωτόνια, άλφα κλπ) αλλά δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για ταχέα ηλεκτρόνια.

### 1.2.6 Απώλεια Ενέργειας σε Λεπτούς Απορροφητές

Για απορροφητικά υλικά μικρού πάχους, η ενέργεια που εναποθέτει ένα φορτισμένο σωματίδιο καθώς διέρχεται από αυτά μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση

$$\Delta E = -(dE/dx)_{avg} t \quad (1.9)$$

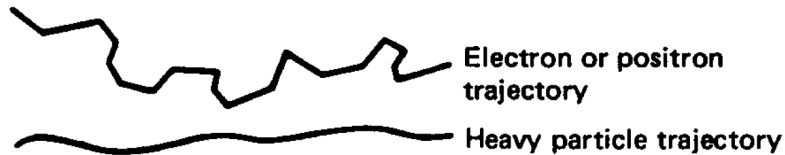
όπου  $t$  είναι το πάχος του απορροφητή και  $(-dE/dx)_{avg}$  είναι ο μέσος όρος της γραμμικής ανασχετικής ισχύος στην ενέργεια του σωματιδίου μέσα στον υλικό του απορροφητή. Για μικρές απώλειες ενέργειας η ανασχετική ισχύς δεν μεταβάλλεται σημαντικά και μπορεί να υπολογισθεί από την αρχική ενέργεια του σωματιδίου.

Για υλικά μεγαλύτερου πάχους όμως, στα οποία οι απώλειες ενέργειας είναι μεγαλύτερες, δεν είναι απλό να υπολογιστεί η μέση τιμή της ανασχετικής ισχύος. Σε τέτοιες περιπτώσεις υπολογίζεται η ενέργεια του σωματιδίου με τη χρήση της εμβέλειας του. Συγκεκριμένα

$$\Delta E = E_0 - E_t$$

με  $E_0$  να είναι η αρχική ενέργεια του σωματιδίου και  $E_t$  να αντιπροσωπεύει την ενέργεια του σε απόσταση  $R_2 = R_1 - t$ .  $R_1$  είναι το μήκος της συνολικής τροχιάς του σωματιδίου και  $t$  το πάχος του απορροφητή.

### 1.3 Αλληλεπίδραση Ταχέων Ηλεκτρονίων



**Εικόνα 1.6:** Τροχιά ταχέων ηλεκτρονίων [19].

Σε σύγκριση με τα βαριά σωματίδια, που αναλύσαμε παραπάνω, τα ταχέα ηλεκτρόνια χάνουν την ενέργειά τους με μικρότερο ρυθμό και ακολουθούν μία τυχαία μη γραμμική τροχιά διερχόμενα μέσα από απορροφητικά υλικά. Μεγάλες αποκλίσεις από την τροχιά του σωματιδίου είναι πιθανές καθώς η μάζα του προσπίπτοντος σωματιδίου είναι ίση με αυτή των τροχιακών ηλεκτρονίων με τα οποία αλληλεπιδρά. Είναι ακόμη πιθανό το ηλεκτρόνιο να αλληλεπιδράσει με τους πυρήνες των ατόμων του υλικού που διασχίζει.

#### 1.3.1 Ειδική Απώλεια Ενέργειας

Μία έκφραση, όμοια με αυτή για τα βαρέα σωματίδια, έχει εξαχθεί επίσης από τον Bethe για να περιγράψει την ειδική απώλεια ενέργειας εξαιτίας φαινομένων ιονισμού και διέγερσης για ταχέα ηλεκτρόνια

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_0 v^2} \left( \ln \frac{m_0 v^2 E}{2 I^2 (1 - \beta^2)} \right) - (\ln 2) \left( 2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1 - \beta^2) + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1 - \beta^2} \right)^2 \quad (1.10)$$

όπου  $\beta \equiv \frac{v}{c}$

Τα ηλεκτρόνια, σε αντίθεση με τα βαριά σωματίδια, παρουσιάζουν και απώλειες ενέργειας μέσω ακτινοβολητικών διαδικασιών. Αυτές οι απώλειες παίρνουν τη μορφή ακτινοβολίας πέδησης (Bremsstrahlung Radiation) ή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, που μπορούν να συμβούν σε οποιοδήποτε σημείο της τροχιάς του σωματιδίου. Η εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από κινούμενο φορτίο προβλέπεται κλασικά κατά την επιτάχυνση του σωματιδίου. Οποιαδήποτε αλληλεπίδρασή του με τον απορροφητή συνεπάγεται προφανώς μεταβολή στην ταχύτητα του σωματιδίου με αποτέλεσμα την εκπομπή ακτινοβολίας. Η γραμμική απώλεια ενέργειας μέσω αυτών των ακτινοβολητικών διαδικασιών δίνεται από τη σχέση

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} \left(4\ln\frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3}\right) \quad (1.11)$$

Για μεγάλες μάζες (βαριά σωματίδια) η απώλεια αυτές είναι αμελητέες, ενώ παρατηρούμε επίσης ότι στη σχέση εμπεριέχονται και οι παράγοντες  $k$  και  $z$ . Συμπεραίνουμε λοιπόν ότι οι απώλειες ενέργειας λόγω ακτινοβολίας είναι ιδιαίτερα σημαντικές για πολύ ενεργητικά ηλεκτρόνια και απορροφητικά υλικά μεγάλων ατομικών αριθμών. Για τυπικές ενέργειες ηλεκτρονίων, το φωτόνιο πέδησης είναι αρκετά ασθενές και φυσιολογικά επαναπορροφάται σε μικρή απόσταση από το σημείο δημιουργίας του.

Αν προσθέσουμε τις δύο αυτές συνεισφορές λαμβάνουμε τη συνολικά απώλεια ενέργειας για τα ηλεκτρόνια

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_c + \left(\frac{dE}{dx}\right)_r \quad (1.12)$$

Ο λόγος των δύο συνεισφορών υπολογίζεται περίπου

$$\frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \simeq \frac{EZ}{700} \quad (1.13)$$

με το  $E$  να είναι σε μονάδες MeV. Για τα ηλεκτρόνια που εμφανίζονται στους ανιχνευτές που μελετάμε, οι τυπικές ενέργειες είναι μικρότερες από μερικά MeV. Έτσι, οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας είναι μόνο ένα μικρό ποσοστό των συνολικών απωλειών που παρατηρούνται κατά τη διέγερση ή τον ιονισμό και είναι σημαντικές μόνο για υλικά μεγάλου ατομικού αριθμού.

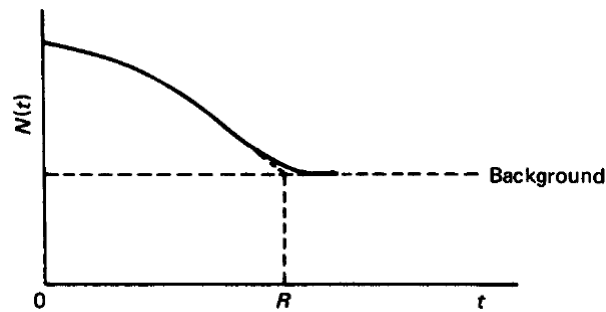
### 1.3.2 Εμβέλεια Ηλεκτρονίων

Αν στο πείραμα με τον απορροφητή που συζητήσαμε νωρίτερα χρησιμοποιήσουμε μία δέσμη μονοενεργειακών ταχέων ηλεκτρονίων θα παρατηρήσουμε ότι ακόμα και για μικρές τιμές του πάχους του απορροφητή ένας αριθμός ηλεκτρονίων δεν φτάνει στον ανιχνευτή εξαιτίας των σκεδάσεων με τα ηλεκτρόνια του απορροφητή. Έτσι το διάγραμμα που μας δίνει την εμβέλεια των ηλεκτρονίων είναι όπως φαίνεται παρακάτω

Τα ηλεκτρόνια που εμφανίζουν τη μεγαλύτερη εμβέλεια είναι εκείνα των οποίων η αρχική κατεύθυνση υπέστη τις λιγότερες αλλαγές εξαιτίας των σκεδάσεων. Η προβλεπόμενη εμβέλεια που παρουσιάζεται στο σχήμα είναι προφανώς το πάχος που πρέπει να έχει ο απορροφητής προκειμένου να αποσβέσει όλα τα ηλεκτρόνια που φτάνουν σε αυτόν.

Το γεγονός ότι τα ηλεκτρόνια υφίστανται συχνά σκεδάσεις μεγάλης γωνίας κατά μήκος της τροχιάς τους οδηγεί στο φαινόμενο της οπισθοσκέδασης. Υπάρχει πιθανότητα, ένα ηλεκτρόνιο που διαπερνά τη επιφάνεια του απορροφητή να υποστεί τέτοια αλλαγή στην τροχιά του ώστε να εξέλθει από αυτόν μέσω της επιφάνειας από την οποία εισήλθε. Τα ηλεκτρόνια αυτά δεν εναποθέτουν όλη την ενέργειά τους στον απορροφητή και κατά συνέπεια





**Εικόνα 1.7:** Εμβέλεια ηλεκτρονίων. Καθώς διέρχονται από τον απορροφητή ο αριθμός των ανιχνευόμενων ηλεκτρονίων αρχίζει να φθίνει άμεσα φθάνοντας γρήγορα στον αριθμό των ηλεκτρονίων του υποβάθρου.

μπορούν να επηρεάσουν την απόδοση ανιχνευτών που επικεντρώνονται σε εξωτερικά ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια μπορούν να οπισθοσκεδαστούν ακόμα και στο παράθυρο του ανιχνευτή ή στη "νεκρή περιοχή" του με αποτέλεσμα να διαφεύγουν εντελώς της ανίχνευσης.

## 1.4 Αλληλεπίδραση Φωτονίων

Υπάρχουν αρκετοί τρόποι μέσω των οποίων η ακτινοβολία  $\gamma$  αλληλεπιδρά με την ύλη, αλλά μόνο τρεις διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο στη διαδικασία ανίχνευσης ακτινοβολιών: **Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο**, **Σκέδαση Compton** και **Δίδυμη Γέννηση**. Όλες αυτές οι διαδικασίες οδηγούν σε μερική ή ολική μεταφορά της ενέργειας των φωτονίων στα ατομικά ηλεκτρόνια του μέσου στα οποία εμφανίζεται σαν κινητική ενέργεια. Συμπεραίνουμε λοιπόν ότι η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας- $\gamma$  με την ύλη μπορεί να οδηγήσει είτε σε εξαφάνιση του φωτονίου είτε σε σκέδασή του σε σημαντική γωνία.

### 1.4.1 Μηχανισμοί Αλληλεπίδρασης

#### Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

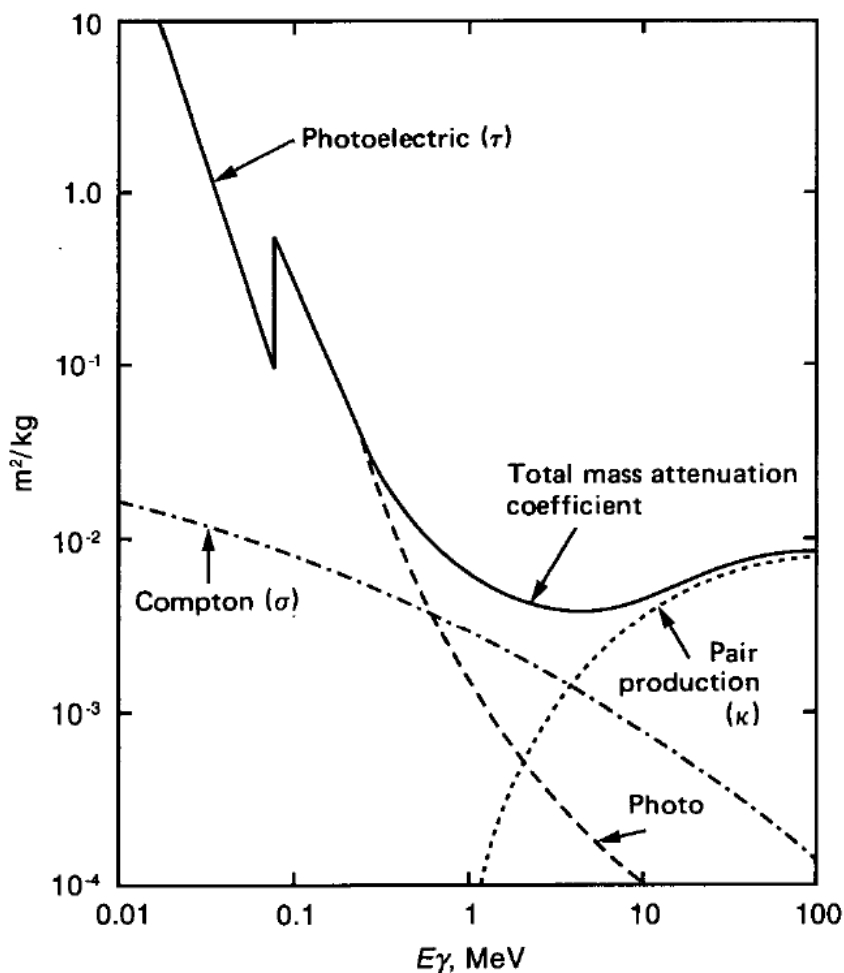
Στο συγκεκριμένο φαινόμενο ένα φωτόνιο αλληλεπιδρώντας με ένα άτομο του απορροφητή εξαφανίζεται. Ανταυτού ένα ενεργητικό φώτο-ηλεκτρόνιο εξάγεται από την εξωτερική στιβάδα του ατόμου με κινητική ενέργεια

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (1.14)$$

όπου  $E_b$  αντιπροσωπεύει την ενέργεια σύνδεσης του φώτο-ηλεκτρονίου στον αρχικό του φλοιό.

Σε συνδυασμό με το φώτο-ηλεκτρόνιο, η αλληλεπίδραση δημιουργεί επίσης ένα ιονισμένο άτομο στον απορροφητή με μία κενή θέση στις στιβάδες του φλοιού του. Αυτή η έλλειψη αναπληρώνεται άμεσα μέσω της σύλληψης ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου από το υλικό ή με αναδιάταξη των ηλεκτρονιακών στιβάδων του ατόμου. Σαν αποτέλεσμα μία ή περισσότερες χαρακτηριστικές ακτίνες-X μπορούν να δημιουργηθούν, οι οποίες στις περισσότερες περιπτώσεις απορροφώνται πολύ κοντά στην αρχική τους θέση μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου με λιγότερο δέσμιες στιβάδες. Σε κάποιες περιπτώσεις, ένα ηλεκτρόνιο Auger μπορεί να εκπεμφθεί από το άτομο, στη θέση της χαρακτηριστικής ακτίνας-X, μεταφέροντας την ενέργεια διέγερσης του ατόμου.

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι η κυρίαρχη μορφή αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας-γ για χαμηλές τιμές της ενέργειας. Η συγκεκριμένη διαδικασία ενισχύεται ακόμη περισσότερο για απορροφητικά υλικά μεγάλου ατομικού αριθμού.



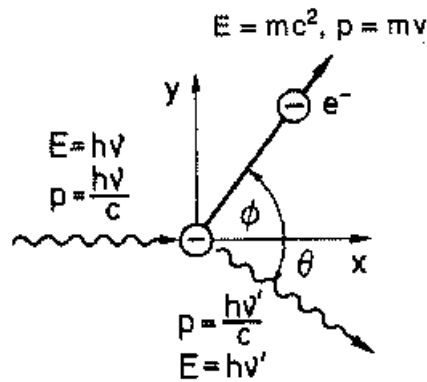
**Εικόνα 1.8:** Η ενεργός διατομή των διαφόρων φαινομένων αλληλεπίδρασης φωτονίων με την ύλη [15].

Στο παραπάνω σχήμα παρουσιάζεται η γραφική παράσταση της ενεργού διατομής των διαφορετικών φαινομένων αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας-γ με την ύλη. Παρατηρούμε την

κυριαρχία των φωτοηλεκτρικών διαδικασιών σε ενέργειες μικρότερες του ενός MeV. Η κορυφή που παρατηρείται στο 0.1 MeV οφείλεται στην σύμπτωση με την ενέργεια σύνδεσης της K-στιβάδας ηλεκτρονίων. Για ενέργειες ελαφρώς μικρότερες της κορυφής, η φωτοηλεκτρική διαδικασία είναι ενεργειακά ανέφικτη και κατά συνέπεια η πιθανότητά της πέφτει κατακόρυφα.

### Σκέδαση Compton

Για ενέργειες 1-10 MeV η αλληλεπίδραση των φωτονίων με την ύλη μέσω σκέδασης Compton είναι η πιο πιθανή διαδικασία. Σε αυτή την περίπτωση το εισερχόμενο φωτόνιο, αλληλεπιδρώντας με ένα ηλεκτρόνιο του υλικού, σκεδάζεται κατά μία γωνία  $\theta$  σε σχέση με την αρχική του τροχιά. Μέρος της ενέργειας του φωτονίου μεταβιβάζεται στο αλληλεπιδρόν ηλεκτρόνιο. Επειδή οποιαδήποτε τιμή της γωνίας σκέδασης είναι εφικτή, η ενέργεια του σκεδαζόμενου ηλεκτρονίου παρουσιάζει ιδιαίτερα ευρύ φάσμα τιμών.



**Εικόνα 1.9:** Γραφική αναπαράσταση του φαινομένου Compton.

Η έκφραση που συνδέει την μεταφερόμενη ενέργεια με τη γωνία σκέδασης για κάθε αλληλεπίδραση Compton μπορεί να υπολογιστεί από τους νόμους διατήρησης ορμής και ενέργειας και έχει την παρακάτω μορφή

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1.15)$$

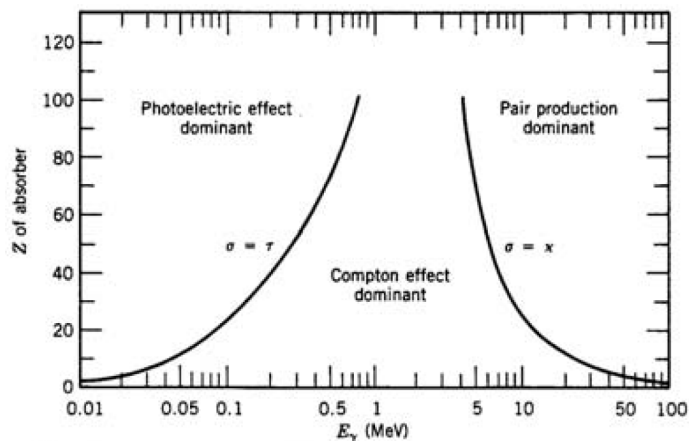
όπου  $m_0c^2$  είναι η ενέργεια ηρεμίας του ηλεκτρονίου (0.511 MeV). Προφανώς για μικρές γωνίες σκέδασης, μικρό μόνο τμήμα της ενέργειας του φωτονίου μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο.

### Δίδυμη Γέννηση

Εφόσον η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου είναι μεγαλύτερη του διπλασίου της μάζας ηρεμίας του ηλεκτρονίου (1.02 MeV), η διαδικασία της δίδυμης γέννησης είναι

ενεργειακά εφικτή. Όπως παρατηρούμε και στο σχήμα 1.8 η πιθανότητα της συγκεκριμένης αλληλεπίδρασης είναι πολύ χαμηλή με το φαινόμενο όμως να κυριαρχεί σε ενέργειες της τάξεως των μερικών MeV.

Στην αλληλεπίδραση αυτή το φωτόνιο εξαφανίζεται και αντικαθίσταται από ένα ζευγάρι ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Όλη η εναπομένουσα ενέργεια ( $>1.02$  MeV) μοιράζεται σαν κινητική ενέργεια των δύο παραγόμενων σωματιδίων. Το ποζιτρόνιο εξαϋλώνεται με κάποιο ηλεκτρόνιο του υλικού, αφού πρώτα επιβραδύνεται στο υλικό, παράγοντας δύο φωτόνια εξαϋλωσης που συχνά επηρεάζουν την απόκριση των ανιχνευτών φωτονίων.



**Εικόνα 1.10:** Η σχετική ενεργός διατομή των τριών φαινομένων αλλ/σης φωτονίων και ύλης. Οι γραμμές παριστάνουν τις τιμές  $Z$  και  $h\nu$  για τις οποίες τα δύο γειτονικά φαινόμενα είναι ισοπίθανα.

Και στο τελευταίο σχήμα, όπου παρουσιάζεται η σχετική σημασία του καθενός φαινομένου, παρατηρούμε ότι δημιουργούνται τρεις περιοχές καθεμία από τις οποίες αποτελεί την κυρίαρχη περιοχή για καθένα από τα τρία φαινόμενα.

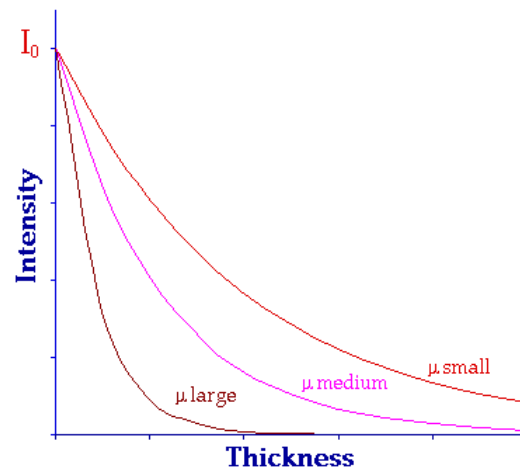
### Συντελεστής Εξασθένησης

Αν σκεφτούμε και πάλι το πείραμα με την μονοενεργειακή δέσμη να διαπερνά ένα υλικό μεταβλητού πάχους το αποτέλεσμα θα είναι μία εκθετική εξασθένηση της δέσμης φωτονίων

Καθεμία από τις τρεις διαδικασίες που περιγράψαμε αποσπά φωτόνια από τη δέσμη και επομένως αντιπροσωπεύεται από ένα συντελεστή πιθανότητας ανά μονάδα μήκους. Το άθροισμα των τριών αυτών πιθανοτήτων είναι η συνολική πιθανότητα ανά μονάδα μήκους να αποσπαστεί ένα φωτόνιο από τη δέσμη

$$\mu = \tau(\text{Photo}) + \sigma(\text{Compton}) + \kappa(\text{Pair}) \quad (1.16)$$

και ονομάζεται γραμμικός συντελεστής εξασθένησης.



**Εικόνα 1.11:** Εξασθένηση της έντασης της δέσμης συναρτήσει του πάχους του υλικού.

Ο συντελεστής  $\mu$  εξαρτάται και από την πυκνότητα του υλικού του απορροφητή και γι αυτό ορίζουμε τον συντελεστή εξασθένησης μάζας  $\frac{\mu}{\rho}$ . Η μέση ελεύθερη διαδρομή των φωτονίων  $\lambda$  είναι ίση με

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \quad (1.17)$$

Ο νόμος εξασθένησης λοιπόν λαμβάνει την παρακάτω μορφή

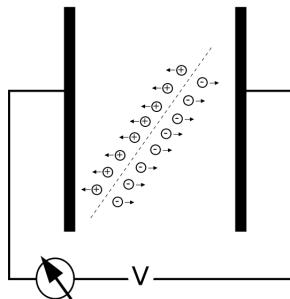
$$\frac{I}{I_0} = e^{-(\mu/\rho)\rho t} \quad (1.18)$$



## Κεφάλαιο 2

# Ανιχνευτές Αερίου & Ανιχνευτής MicroMeGas

Η χρήση ανιχνευτών αερίου για την ανίχνευση φορτισμένων σωματιδίων είναι ευρέως διαδεδομένη στη φυσική υψηλών ενεργειών και βασίζεται στα φαινόμενα που δημιουργούνται όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίζει μία περιοχή αερίου. Η αλληλεπίδραση μεταξύ του σωματιδίου και των ατόμων του αερίου μεταφράζεται σε δύο φαινόμενα, τη **διέγερση** και τον **ιονισμό**.



**Εικόνα 2.1:** Απλουστευμένη διάταξη ανιχνευτή ιονισμού αερίου.

Για σχετικά μικρές τιμές εφαρμοζόμενης διαφοράς τάσης το παραγόμενο σήμα βασίζεται στα προϊόντα του πρωτογενούς ιονισμού (Ionization Chambers). Αν το ηλεκτρικό πεδίο αυξηθεί περαιτέρω, τα ηλεκτρόνια του ιονισμού έχουν αρκετή ενέργεια να προκαλέσουν με τη σειρά τους δευτερογενείς ιονισμούς στο αέριο πετυχαίνοντας μία ενδογενή ενίσχυση του φαινομένου για παραγωγή χρήσιμου σήματος (Proportional Counter, MWPC, MSGC, MicroMeGas). Στο κεφάλαιο αυτό θα ξεκινήσουμε από τους ανιχνευτές ιονισμού που αποτελούν και την βάση όλων των ανιχνευτών αερίου και ακολουθώντας την εξέλιξη των ανιχνευτικών διατάξεων αερίου θα καταλήξουμε στον ανιχνευτή MicroMeGas που είναι και το βασικό αντικείμενο μελέτης της εργασίας.

Το βασικό πλεονέκτημα των συγκεκριμένων ανιχνευτών είναι η σχετικά εύκολη επίτευξη μεγάλων απολαβών (Gain) ενώ μπορούν να κατασκευαστούν και στις

διαστάσεις που είναι επιθυμητές για κάθε πείραμα. Τα χαρακτηριστικά τα ανιχνευτών αερίου, που διαφέρουν σε κάθε τύπο ανιχνευτή, είναι ιδιαίτερος ικανοποιητικά συνδυάζοντας και εξαιρετική ανθεκτικότητα σε σύγκριση με άλλα είδη ανιχνευτικών διατάξεων.

## 2.1 Θάλαμοι Ιονισμού

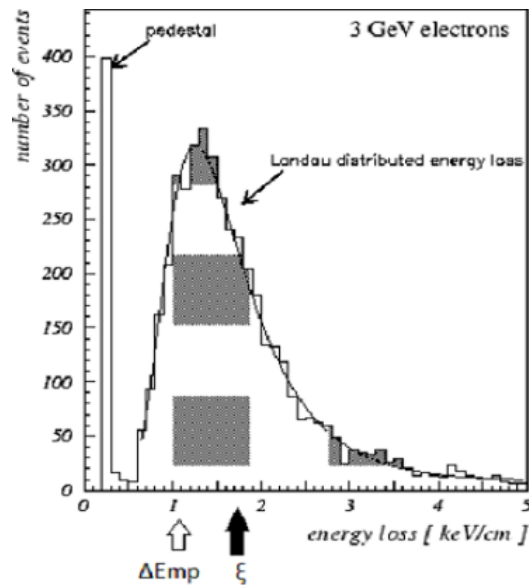
Οι **Θάλαμοι Ιονισμού** (Ionization Chambers) είναι οι πιο απλοί ανιχνευτές αερίου και βασίζουν την λειτουργία τους στη συλλογή των φορτίων που δημιουργούνται από τον πρωτογενή ιονισμό του αερίου που προκαλεί ένα εισερχόμενο σωματίδιο μέσω της εφαρμογής ενός ηλεκτρικού πεδίου. Οι υπόλοιποι ανιχνευτές αερίου αποτελούν εξέλιξη αυτών των ανιχνευτών με στόχο την βελτίωση της ποιότητας του παραγόμενου σήματος.

### 2.1.1 Κατανομή των ενεργειακών απωλειών

Όπως αναφέραμε και στο κεφάλαιο 1 η εξίσωση Bethe-Bloch (1.6) μας δίνει την απώλεια ενέργειας φορτισμένου σωματιδίου που διασχίζει ένα υλικό. Στην πραγματικότητα όμως η διαδικασία επιβράδυνσης ενός φορτισμένου σωματιδίου είναι ένα στατιστικό φαινόμενο:

*Οι αλληλεπιδράσεις που είναι υπεύθυνες για τις ενεργειακές απώλειες του σωματιδίου είναι μία σειρά ανεξάρτητων επιτυχημένων γεγονότων!*

Κάθε αλληλεπίδραση του εισερχόμενου σωματιδίου με τα ατομικά ηλεκτρόνια μπορεί να μεταδώσει διαφορετικό κλάσμα της κινητικής του ενέργειας. Η εξίσωση 1.6 μας επιτρέπει να υπολογίσουμε τη μέση τιμή της απώλειας ενέργειας, αλλά αυτή η τιμή υπόκειται σε στατιστικές διακυμάνσεις. Έτσι, η ενέργεια που χάνεται από ένα φορτισμένο σωματίδιο σε πάχος  $x$ , θα χαρακτηρίζεται από μία συνάρτηση κατανομής των ενεργειακών απωλειών. Το σχήμα δείχνει μία τυπική κατανομή *Landau* για την απώλεια ενέργειας φορτισμένου σωματιδίου σε υλικό μικρού πάχους με εξίσωση



**Εικόνα 2.2:** Κατανομή Landau.

$$f() = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{(-\frac{1}{2}\lambda + e^{-\lambda})} \quad (2.1)$$

όπου  $\lambda$  είναι η κανονικοποιημένη απόκλιση από την πιο πιθανή ενεργειακή απώλεια  $(\Delta)_{mp}$  όταν  $\Delta E$  είναι η πραγματικά απώλεια και  $\xi$  η μέση τιμή της:

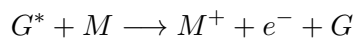


$$\lambda = \frac{\Delta - (\Delta)_{mp}}{\xi}$$

Η κορυφή στο σχήμα αντιπροσωπεύει την πιο πιθανή τιμή της ενεργειακής απώλειας. Η κατανομή παρουσιάζει μία "ουρά" στην περιοχή των υψηλών απωλειών που οφείλεται στα παραγόμενα με μικρή σχετικά πιθανότητα δ - ηλεκτρόνια. Αυτή η ουρά μετατοπίζει την μέση τιμή της κατανομής προς τα δεξιά, ξ!

### 2.1.2 Διέγερση και ιονισμός σε αέρια

Η ενεργειακή απώλεια του υπό ανίχνευση σωματιδίου μεταφέρεται στα ατομικά ηλεκτρόνια του απορροφητή μέσω δυο μηχανισμών, τη **διέγερση** και τον **ιονισμό**. Η διέγερση Στην περίπτωση του ιονισμού, ένα ατομικό ηλεκτρόνιο προσλαμβάνει ενέργεια που οδηγεί το άτομο σε μία ανώτερη ενεργειακά στάθμη (διεγερμένη), διαδικασία κατά την οποία δεν δημιουργούνται χρήσιμα ζεύγη ιόντων. Το άτομο στη συνέχεια επιστρέφει στη σταθερή του κατάσταση, συνήθως μέσω της εκπομπής ενός φωτονίου. Είναι όμως δυνατό η διέγερση να οδηγήσει σε ιονισμό σε ένα αέριο μείγμα που αποτελείται από ένα ευγενές αέριο και ένα αέριο "αποσβέσης" με ενέργεια ιονισμού μικρότερη από την ενέργεια της πρώτης διεγερμένης στάθμης του ευγενούς αερίου (συνήθως υδρογονάνθρακες). Τα διεγερμένα άτομα ή μόρια του ευγενούς αερίου μπορούν να ιονίσουν τα άτομα του αποσβέστη μέσω κρούσεων (φαινόμενο Penning). Ένα παράδειγμα τέτοιου ιονισμού είναι το παρακάτω όπου  $G$  είναι το ευγενές αέριο και  $M$  ο αποσβέστης.



### Ιονισμός

Σε αντίθεση με τη διαδικασία της διέγερσης, ένας ιονισμός συμβαίνει όταν δημιουργείται ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ιόντος. Για να συμβεί αυτό η ενέργεια του σωματιδίου που διασχίζει το αέριο πρέπει να υπερβαίνει την ενέργεια ιονισμού των ατόμων του απορροφητή. Στα περισσότερα αέρια που χρησιμοποιούνται στις ανιχνευτικές διατάξεις, η ενέργεια ιονισμού για τα ελάχιστα δέσμια ηλεκτρόνια είναι μεταξύ 10-25 eV. Ο ιονισμός του μέσου μπορεί να είναι είτε πρωτογενής είτε δευτερογενής (δ-ηλεκτρόνια) όπως εξηγήσαμε σε προηγούμενο κεφάλαιο.

### Αριθμός παραγόμενων ζευγών ιόντων

Η μέση απώλεια ενέργειας του εισερχόμενου σωματιδίου ανά ζεύγος ιόντων που δημιουργείται συμβολίζεται με  $W_i$  και είναι σαφώς μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού των ατόμων του απορροφητή κυρίως λόγω της ενέργειας του σωματιδίου που διοχετεύεται σε διαδικασίες διέγερσης. Παρόλο που η τιμή του  $W_i$ , εξαρτάται από το είδος του αερίου, τον τύπο του υπό ανίχνευση σωματιδίου και την ενέργεια του, παρατηρήθηκε εμπειρικά ότι έχει μια σχετικά σταθερή τιμή για μεγάλο αριθμό σωματιδίων και αερίων, 25-35 eV/ζεύγος ιόντων.

Μπορούμε επομένως να υπολογίσουμε κατά προσέγγιση των αριθμών των παραγόμενων ζευγών γνωρίζοντας την συνολική απώλεια ενέργειας του σωματιδίου  $\Delta E$  σύμφωνα με τον τύπο

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i}$$

Το πλήθος των ζευγών που θα υπολογίσουμε δεν είναι παρά η μέση τιμή της μεταβλητής  $n_T$ , καθώς αυτή θα ακολουθεί μία κατανομή Poisson. Οι στατιστικές διακυμάνσεις της μεταβλητής θέτουν ένα ελάχιστο όριο στην ενεργειακή διακριτική ικανότητα που μπορεί να επιτύχει ένας ανιχνευτής, το σήμα του οποίου βασίζεται στη συλλογή των ζευγών. Αν λοιπόν η πιθανότητα να δημιουργηθούν  $k$  πρωτογενή ζεύγη ιόντων από ένα σωματίδιο είναι

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n}$$

τότε η διασπορά της κατανομής είναι ίση με τον μέσο αριθμό γεγονότων πρωτογενούς ιονισμού,  $n$ . Η πειραματικά παρατηρούμενη τιμή της διασποράς εξαρτάται και από την ανιχνευτική διάταξη (παράγοντας Fano) και για ανιχνευτές αερίου τύπου Micromegas παρουσιάζει βέλτιστη τιμή περίπου στο 30%.

### 2.1.3 Διάδοση των παραγόμενων ιόντων και ηλεκτρονίων στο αέριο

Ο αριθμός των ζευγών που δημιουργούνται δεν είναι απαραίτητα ίδιος με τον αριθμό των ζευγών που θα ανιχνευτούν. Η βασική αρχή για την παραγωγή σήματος είναι η εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή του αερίου που θα κάνει τα ηλεκτρόνια ιονισμού να κινηθούν προς την περιοχή συλλογής τους (άνοδο). Αν δεν εφαρμόζεται ισχυρό εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο, τα ζεύγη ιόντων-ηλεκτρονίων μπορούν να επανασυνδεθούν, να συμμετέχουν σε συγκρούσεις μεταφοράς φορτίου ή να απωλέσουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς τους μέσω του φαινομένου της διάχυσης.

#### Διάχυση

Υπό την απουσία ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα, που παράγονται κατά τον ιονισμό του αερίου, χάνουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς τους σχετικά γρήγορα, λόγω των πολλαπλών συγκρούσεων με τα άτομα του αερίου τα οποία βρίσκονται σε διαρκή θερμική κίνηση με μέση ελεύθερη διαδρομή για τυπικά αέρια σε κανονικές συνθήκες περίπου  $10^{-6} - 10^{-8}m$ . Τα ζεύγη ιόντων ακολουθούν και αυτά με τη σειρά τους την τυχαία αυτή θερμική κίνηση και έχουν την τάση να διαχέονται από τις πυκνότερες προς τις αραιότερες περιοχές. Η διάχυση αυτή των ζευγών θα σταματήσει όταν φτάσουν τη μέση θερμική ενέργεια

$$\epsilon_\tau = \frac{3}{2}kT \quad (2.2)$$

και ταχύτητα

$$u_T = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (2.3)$$

όπου  $k$  είναι η σταθερά του Boltzmann και  $T$  η θερμοκρασία. Μετά από χρόνο  $t$  ο "ρυθμός μεταβολής" του αριθμού των φορτίων γύρω από την θέση που δημιουργήθηκαν ακολουθεί μία χωρική Γκαουσιανή κατανομή

$$\frac{dN}{dX} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{\chi^2}{4Dt}}$$

όπου  $N_0$  είναι ο συνολικός αριθμός των φορτίων,  $\chi$  η απόσταση από το σημείο ιονισμού και  $D$  ο συντελεστής διάχυσης. Παρατηρούμε ότι το πλάτος της κατανομής αυξάνεται με τον χρόνο. Η τυπική απόκλιση σε ένα ορθογώνιο σύστημα αξόνων δίνεται συναρτήσει του συντελεστή διάχυσης  $D$  από τη σχέση

$$\sigma = \sqrt{2Dt}$$

Η τιμή του συντελεστή μπορεί να εκτιμηθεί σε απλοϊκή περίπτωση από την κινητική θεωρία των αερίων και υποθέτοντας κλασικό ιδανικό αέριο μπορούμε να βρούμε ότι

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{P\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}}$$

όπου φαίνεται η εξάρτηση του  $D$  από τα χαρακτηριστικά του αερίου ( $P$  :πίεση,  $T$  :θερμοκρασία), ενώ  $\sigma_0$  είναι η ολική ενεργός διατομή για μία σύγκρουση με ένα άτομο του αερίου.

### Μεταφορά φορτίου

Οι συγκρούσεις που έχουν σαν αποτέλεσμα τη μεταφορά φορτίου συμβαίνουν όταν ένα θετικό ιόν συναντά ένα ουδέτερο άτομο του αερίου. Σε μία τέτοια αλληλεπίδραση ένα ηλεκτρόνιο μεταφέρεται από το ουδέτερο άτομο στο ιόν αντιστρέφοντας τους ρόλους των συμμετεχόντων. Αυτό το φαινόμενο είναι ιδιαίτερος σημαντικό σε μείγματα αερίων στα οποία ευνοείται ενεργειακά η μετάδοση του συνολικού θετικού φορτίου στα άτομα του αερίου με τη χαμηλότερη ενέργεια ιονισμού καθώς ο ιονισμός του ατόμου γίνεται μέσω κρούσεων με τα ιόντα.

### Σύνδεση ηλεκτρονίου

Το ελεύθερο ηλεκτρόνιο του αρχικού ζεύγους επίσης υπόκειται σε πολλαπλές συγκρούσεις κατά τη διάχυση του. Υπό την παρουσία ηλεκτραρνητικών αερίων (π.χ. Ο) τα παραγόμενα ηλεκτρόνια μπορούν να συνδεθούν σε ουδέτερα άτομα του αερίου σχηματίζοντας αρνητικά ιόντα. Το νεοσύστατο ιόν μοιάζει αρκετά με το πρωτογενές ιόν με τη διαφορά ότι έχει αντίθετο φορτίο. Αντίθετα σε αέρια όπως N, H, υδρογονάνθρακες και ευγενή αέρια, η πιθανότητα μιας τέτοιας διαδικασίας ελαχιστοποιείται και το ηλεκτρόνιο διαδίδεται σαν ελεύθερο σε κανονικές συνθήκες.

### Επανασύνδεση

Συγκρούσεις μεταξύ των θετικών ιόντων και ελεύθερων ηλεκτρονίων μπορεί να οδηγήσουν σε επανασύνδεση κατά την οποία το ηλεκτρόνιο συλλαμβάνεται από το θετικό ιόν και επιστρέφει

σε ουδέτερη κατάσταση. Εναλλακτικά, το θετικό ιόν μπορεί κατά τη σύγκρουση του με το αρνητικό ιόν να προσλάβει το επιπλέον ηλεκτρόνιο οδηγώντας και τα δύο ιόντα σε ουδέτερη κατάσταση. Γεγονός είναι ότι και στις δύο περιπτώσεις το φορτίο που προερχόταν από το αρχικό ζεύγος χάνεται και δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί από τη διάταξη για την παραγωγή χρήσιμου σήματος.

Επειδή η συχνότητα συγκρούσεων είναι ανάλογη του γινομένου των συγκεντρώσεων των δύο ειδών που συμμετέχουν στη διαδικασία της επανασύνδεσης (ηλεκτρόνια, θετικά/αρνητικά ιόντα), ο ρυθμός επανασύνδεσης μπορεί να γραφτεί

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\alpha n^+ n^- \quad (2.4)$$

όπου

$n^+$  : Είναι η συγκέντρωση των θετικών ειδών

$n^-$  : Είναι η συγκέντρωση των αρνητικών ειδών

$\alpha$  : Είναι η σταθερά επανασύνδεσης

Η σταθερά επανασύνδεσης είναι συνήθως τάξης μεγέθους μεγαλύτερη ανάμεσα σε ιόντα από ότι ανάμεσα σε ηλεκτρονίου και ιόντος. Σε ηλεκτραρνητικά αέρια που σχηματίζουν αρνητικά ιόντα μέσω σύνδεσης ηλεκτρονίου σχεδόν όλα τα φαινόμενα επανασύνδεσης συμβαίνουν μεταξύ θετικών και αρνητικών ιόντων. Υπάρχουν δύο τύποι απωλειών επανασύνδεσης[7]: η Columnar επανασύνδεση και η Volume επανασύνδεση:

### **Volume**

Αυτή η επανασύνδεση, που λέγεται και "αρχική επανασύνδεση", συμβαίνει όταν ένα ηλεκτρόνιο που παράγεται από τον ιονισμό του αερίου επανασυνδέεται με το μητρικό του ιόν. Η συγκεκριμένη διαδικασία είναι εφικτή εφόσον το εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο που εφαρμόζεται στον ανιχνευτή δεν είναι ισχυρότερο από το πεδίο Coulomb που συγκρατεί το ηλεκτρόνιο στην γειτονιά του ιόντος του.

Ο λόγος του φορτίου που συλλέγεται μετά την αρχική επανασύνδεση,  $Q_{rec}$ , προς το αρχικό φορτίο λόγο ιονισμού,  $Q_0$ , υπολογίστηκε από τον Onsager (1938):

$$\frac{Q_{rec}}{Q_0} = e^{-\frac{r_0 k T}{r_0}} \left[ 1 + E \left( \frac{e^3}{2\epsilon k^2 T^2} \right) \right] \quad (2.5)$$

Παρατηρούμε ότι ο λόγος είναι γραμμική συνάρτηση της έντασης του εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου!

### **Columnar**

Τα ηλεκτρόνια που διαφεύγουν της αρχικής επανασύνδεσης είναι ελεύθερα να κινηθούν υπό την επίδραση του εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Κατά τον ιονισμό, ιδίως από βαριά σωματίδια, το ιόντα δημιουργούνται "εντός μίας ακτίνας (Column)" κατά μήκος της τροχιάς του ιονίζοντος σωματιδίου. Η πυκνότητα των ιόντων είναι μεγάλη γύρω από την τροχιά του σωματιδίου. Είναι πιθανό σε αυτή την περιοχή μεγάλης πυκνότητας τα ηλεκτρόνια που έχουν διαφύγει της αρχικής επανασύνδεσης να επανασυνδεθούν με τα ιόντα της

περιοχής. Αυτός ο μηχανισμός εξαρτάται κυρίως από στη γωνία που σχηματίζει η τροχιά του σωματιδίου με τη διεύθυνση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου και όχι από τον ρυθμό δημιουργίας των τροχιών. Το φαινόμενο είναι πιο έντονο κατά τη χρήση βαρέων σωματίδια ως μέσων ιονισμού καθώς αυτά εναποθέτουν μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας τους σε σχετικά μικρό μήκος τροχιάς σε σχέση με ελαφρύτερα σωματίδια όπως τα ηλεκτρόνια.

Ο λόγος του φορτίου που συλλέγεται μετά την πρωτογενή αυτή επανασύνδεση,  $Q_{rec,c}$ , προς το αρχικό φορτίο που είναι αποτέλεσμα του ιονισμού,  $Q_0$ , υπολογίστηκε από τον Kramers (1952) υποθέτοντας ότι η επανασύνδεση είναι κυρίαρχο φαινόμενο υπό την επίδραση ενός εξωτερικού ηλεκτρικού φορτίου  $E$ :

$$\frac{Q_{rec,c}}{Q_0} = \frac{2f}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \frac{\sqrt{\zeta}}{fe^\zeta + 1} d\zeta \quad (2.6)$$

όπου

$$f = \frac{Eb \sin \phi}{4\sqrt{\pi}Q_0}$$

και

$$\zeta = \frac{y^2}{b^2}$$

Ο υπολογισμός του βασίστηκε και στον ισχυρισμό ότι ο ιονισμός κατανέμεται ομοιόμορφα γύρω από την τροχιά του σωματιδίου ( $z$  κατεύθυνση) και ότι η πυκνότητα των ιόντων ακολουθεί μια κατανομή Gauss σε μία κυλινδρική περιοχή ακτίνας  $b$  με άξονα την τροχιά του σωματιδίου. Όπως και στην αρχική επανασύνδεση και αυτός ο λόγος εξαρτάται γραμμικά από την ένταση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου και κατά συνέπεια προκειμένου να μεγιστοποιήσουμε το ανιχνευόμενο φορτίο επιδιώκουμε ισχυρό πεδίο.

#### 2.1.4 Κίνηση και συλλογή του φορτίου ιονισμού

##### Κινητικότητα φορτίου

Η εφαρμογή ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή του αερίου που συνυπάρχουν ιόντα και ηλεκτρόνια, σταματάει την τυχαία θερμική κίνηση των προϊόντων του ιονισμού και τείνει να μετακινήσει τα φορτία μακριά από το αρχικά τους σημεία. Η συνισταμένη κίνηση για τον πληθυσμό των διαφορετικών φορτίων θα καθορίζεται από την υπέρθεση της τυχαίας θερμικής ταχύτητας (ταχύτητα που έχουν τα φορτία όταν έχουν φτάσει στη θερμική ενέργεια [σχέση 2.2]) και της συνισταμένης **ταχύτητας ολίσθησης** (drift velocity) προς μία κατεύθυνση. Η ταχύτητα ολίσθησης για τα θετικά φορτία θα έχει την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου, ενώ των αρνητικών θα έχει αντίθετη κατεύθυνση.

Η ταχύτητα ολίσθησης  $v$  για φορτισμένα σωματίδια (ιόντα, ηλεκτρόνια) σε ένα αέριο μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση

$$v = \frac{\mu E}{P} \quad (2.7)$$

όπου

$E$  : εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο

$P$  : πίεση του αερίου

$\mu$  : κινητικότητα του ιόντος/ηλεκτρονίου

Στην περίπτωση των **ιόντων** η κινητικότητα  $\mu$  παραμένει σταθερή για αρκετά ευρύ φάσμα τιμών έντασης ηλεκτρικού πεδίου και πίεσης αερίου και δεν διαφέρει ιδιαίτερα για θετικά και αρνητικά ιόντα στο ίδιο αέριο. Τυπικές τιμές για την κινητικότητα των ιόντων είναι μεταξύ  $1 - 1.5 \times 10^{-4} m^2 \cdot atm/V \cdot s$  για αέρια μεσαίων ατομικών αριθμών.

Έτσι, για πίεση  $1 atm$  και για ένα εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο έντασης  $10^4 V/m$ , η ταχύτητα ολίσθησης είναι της τάξης του  $1 m/s$ . Αν θεωρήσουμε την τυπική διάσταση ενός τέτοιου ανιχνευτή περίπου στο  $1 cm$ , ο χρόνος που χρειάζεται ένα ιόν(θετικό ή αρνητικό) από τη στιγμή της δημιουργίας του για να φτάσει στο ηλεκτρόδιο είναι της τάξης των  $10 ms$ . Η τάξη μεγέθους αυτού του χρόνου μετάβασης για τα ιόντα είναι ιδιαίτερα μεγάλη για τα πειράματα μας.

Αέριο	Ιόντα	$\mu$ ( $cm^2/[V sec]$ )
Ar	$iC_4H_{10}^+$	1.56
Ar	$CH_4^+$	1.87
Ar	$CO_2^+$	1.72
$iC_4H_{10}$	$iC_4H_{10}^+$	0.61
$CH_4$	$CH_4^+$	2.26
$CO_2$	$CO_2^+$	1.09

**Εικόνα 2.3:** Τιμές της κινητικότητας ιόντων σε διάφορα αέρια.

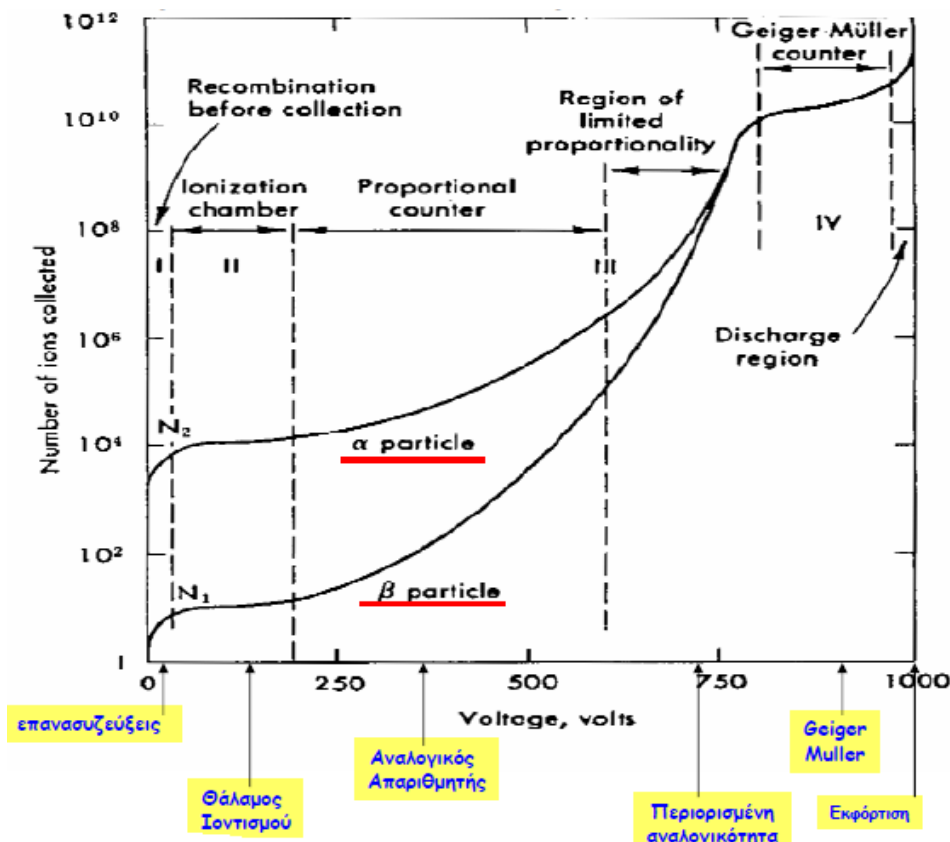
Τα **ηλεκτρόνια** από τη μεριά τους εμφανίζουν μία διαφορετική συμπεριφορά κυρίως λόγω της πολύ μικρής μάζας τους. Το μέγεθος της μάζας τους επιτρέπει στα ηλεκτρόνια να αναπτύξουν μεγαλύτερη επιτάχυνση μεταξύ των διαδοχικών συγκρούσεων και η τιμή της κινητικότητας τους είναι συνήθως 1000 φορές μεγαλύτερη από αυτή των ιόντων. Είναι λοιπόν προφανές ότι και ο χρόνος μετάβασης τους είναι πολύ μικρότερος από αυτό των ιόντων ( $\mu s$ ) γεγονός που μας υποδεικνύει ότι θα πρέπει να αποτελέσουν την βάση του παραγόμενου σήματος.

Σε μερικά αέρια, όπως για παράδειγμα υδρογονάνθρακες και μείγματα υδρογονανθράκων-αργού, η ταχύτητα ολίσθησης παρουσιάζει ένα φαινόμενο κορεσμού. Πιο συγκεκριμένα η τιμή της φτάνει σε ένα μέγιστο για αρκετά υψηλές τιμές εφαρμοζόμενης τάσης και μπορεί ακόμα και να αρχίζει να φθίνει με περαιτέρω αύξηση της τάσης. σε τιμές μεγαλύτερες της  $V_{sat}$  ενώ άλλα αέρια δεν εμφανίζουν αυτό το φαινόμενο κορεσμού και η ταχύτητα ολίσθησης συνεχίζει να αυξάνει με την αύξηση της τάσης.

2.1.5 Περιοχές Λειτουργίας Ανιχνευτών

Στο σχήμα 2.4 παρουσιάζονται οι διαφορετικές περιοχές τάσης στις οποίες λειτουργούν τα είδη των ανιχνευτών αερίου. Σε πολύ χαμηλές τιμές της τάσης το πεδίο δεν είναι ικανό να αποτρέψει φαινόμενα επανασύνδεσης και το φορτίο που τελικά συλλέγεται είναι πολύ μικρότερο από το φορτίο του πρωτογενούς ιονισμού.

Η πιθανότητα για ένα ηλεκτρόνιο να διαφύγει των φαινομένων επανασύνδεσης και σύλληψης αυξάνεται με την τάση που εφαρμόζεται στον ανιχνευτή. Έτσι ο αριθμός των ηλεκτρονίων που συλλέγονται τελικά από την άνοδο μεγαλώνει με την αύξηση της τάσης μέχρι μία οριακή τιμή που επιτυγχάνεται για τάση ίση με την **τάση κορεσμού**,  $V_{sat}$  για κάποια αέρια. Στη συγκεκριμένη τάση το φορτίο που δημιουργείται από τον ιονισμό του αερίου συλλέγεται σχεδόν εξ'ολοκλήρου στην άνοδο. Περαιτέρω αύξηση της τάσης, πάνω από την  $V_{sat}$  παρατηρείται ότι δεν συνοδεύεται από αύξηση του συλλεγόμενου φορτίου. Αυτή η περιοχή τιμών της τάσης στην οποία το φορτίο που συλλέγεται παραμένει πρακτικά σταθερό ονομάζεται **περιοχή ιονισμού** και σε αυτή ανήκουν οι τιμές της τάσης στις οποίες λειτουργούν οι θάλαμοι ιονισμού. Αν αυξήσουμε την τάση πέρα της περιοχής ιονισμού



Εικόνα 2.4: Περιοχές λειτουργίας Ανιχνευτών Αερίου.

θα βρεθούμε στην **περιοχή πολλαπλασιασμού** του αερίου, όπου το συλλεγόμενο φορτίο αυξάνεται με την τάση. Στην περιοχή όπου η εξάρτηση του πλάτους του παλμού εξαρτάται

γραμμικά από την τάση λειτουργούν οι αναλογικοί απαριθμητές. Περαιτέρω αύξηση της τάσης οδηγεί σε άρση της γραμμικότητας της εξάρτησης αυτής λόγω της συγκέντρωσης των δυσκίνητων ιόντων. Αν η συγκέντρωση τους είναι μεγάλη, δημιουργούν μία χωρική κατανομή φορτίου που μπορεί επηρεάσει το εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο. Τα ηλεκτρόνια δεν έχουν την ίδια δράση καθώς συλλέγονται σχεδόν αμέσως ( $ns$ ).

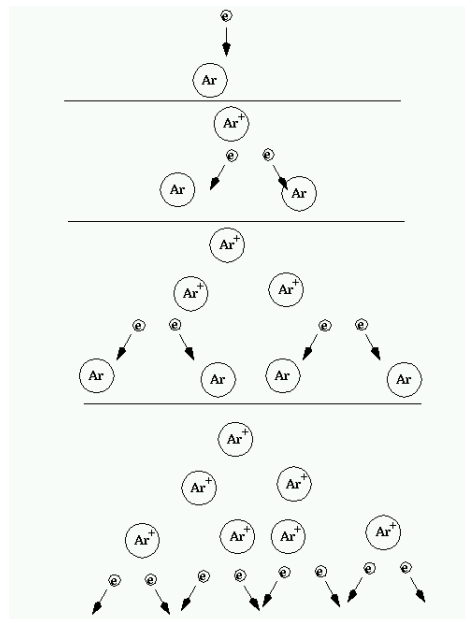
Σε πολύ υψηλές τιμές της τάσης η κατανομή φορτίου των ιόντων γίνεται κυρίαρχη και η διαδικασία πολλαπλασιασμού θα συνεχίζεται μέχρι η συγκέντρωση να προκαλεί πεδίο που σε συνδυασμό με την εφαρμοζόμενη τάση να μην επιτρέπει δευτερεύοντες ιονισμούς. Η διαδικασία λοιπόν σε αυτή την περιοχή θα τερματίζεται μετά τη δημιουργία συγκεκριμένου αριθμού ιόντων (περιοχή λειτουργίας ανιχνευτών Geiger-Mueller).

## 2.2 Αναλογικοί Απαριθμητές

Ο Αναλογικός Απαριθμητής είναι ένα είδος ανιχνευτή αερίου που δημιουργήθηκε στα τέλη της δεκαετίας του 1940 και βασίζεται στους προγενέστερους θαλάμους ιονισμού. Βρίσκεται πάντα σε παλμική λειτουργία και από το παρατηρούμενο πλάτος των παλμών μπορούμε να υπολογίσουμε τον αριθμό των ζευγών ιόντων - ηλεκτρονίων που δημιουργήθηκαν στον ανιχνευτή. Η βασική του καινοτομία είναι ότι εκμεταλλεύεται το φαινόμενο του **πολλαπλού ιονισμού** του αερίου ενισχύοντας το παραγόμενο σήμα. Είναι λοιπόν ιδιαίτερα χρήσιμος για την ανίχνευση σωματιδίων των οποίων η ιονίζουσα δράση δεν δημιουργεί ικανοποιητικό αριθμό ζευγών ιόντων για παραγωγή χρήσιμου σήματος.

### 2.2.1 Ενδογενής Ενίσχυση

Η αύξηση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου σε υψηλές τιμές έχει σαν συνέπεια την εμφάνιση φαινομένων δευτερογενών, τριτογενών κ.ο.κ. ιονισμών. Για χαμηλές τιμές τάσης, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που δημιουργούνται από τον πρωτογενή ιονισμό, ολισθαίνουν απλά στις ανόδους για την συλλογή τους. Κατά την πορεία τους αυτή όμως συγκρούονται πολλαπλά με τα ουδέτερα άτομα του αερίου. Ενώ τα ιόντα, εξαιτίας της χαμηλής κινητικότητας τους  $\mu$ , φτάνουν σε μικρές τιμές κινητικής ενέργειας στα διαστήματα μεταξύ των συγκρούσεων, τα ηλεκτρόνια, που είναι ιδιαίτερα κινητικά, επιταχυνόμενα από το ηλεκτρικό πεδίο είναι πιθανό να έχουν αρκετή ενέργεια κατά τη σύγκρουση τους με τα άτομα του αερίου. Αν η ενέργεια αυτή ξεπερνά το ενεργειακό κατώφλι ιονισμού του αερίου



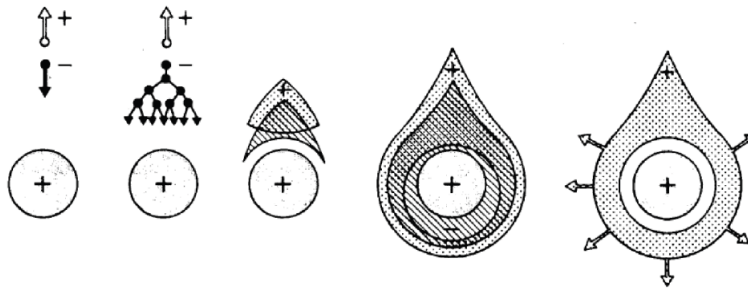
**Εικόνα 2.5:** Φαινόμενο χιονοστιβάδας.



είναι πιθανό να δημιουργηθεί ένα δευτερογενές ζεύγος ιόντος ηλεκτρονίου κατά την αλληλεπίδραση.

### Φαινόμενο Χιονοστιβάδας

Επειδή η μέση ενέργεια του ηλεκτρονίου ανάμεσα στις συγκρούσεις αυξάνεται με την αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου υπάρχει ένα κατώφλι για την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου, πάνω από το οποίο συμβαίνουν φαινόμενα δευτερογενούς ιονισμού. Για τυπικά αέρια σε ατμοσφαιρική πίεση η τιμή του κατωφλίου είναι της τάξης του  $10^6 V/m$ .



**Εικόνα 2.6:** Δημιουργία και εξέλιξη της χιονοστιβάδας.

Το ηλεκτρόνιο, προϊόν του δευτερεύοντος ιονισμού, μαζί με το αρχικό ηλεκτρόνιο επιταχυνόμενα από το ηλεκτρικό πεδίο θα συγκρουστούν με τη σειρά τους με τα ουδέτερα άτομα του αερίου προκαλώντας τριτογενή ιονισμό με το φαινόμενο να συνεχίζεται ανάλογα με την τάση που εφαρμόζεται στον ανιχνευτή. Ο πολλαπλός ιονισμός του αερίου παίρνει λοιπόν την μορφή καταιγισμού γνωστού ως, **χιονοστιβάδα Townsend**. Κατά τη διάρκεια αυτού του φαινομένου κάθε ελεύθερο ηλεκτρόνιο, προϊόν ιονισμού, μπορεί να δημιουργήσει περισσότερα ελεύθερα ηλεκτρόνια μέσω της ίδιας διαδικασίας.

Αν  $n_-$  είναι ο αριθμός σε μία συγκεκριμένη θέση, τότε σε απόσταση  $dx$  ο αριθμός τους θα έχει αυξηθεί κατά

$$dn_- = n_- \alpha dx \quad (2.8)$$

Εδώ το  $\alpha$  είναι η πρώτη σταθερά του Townsend για το αέριο. Η τιμή της είναι μηδέν για ηλεκτρικό πεδίο μικρότερης έντασης από την τιμή του κατωφλίου και αυξάνει γενικά με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου για τιμές μεγαλύτερες του κατωφλίου δευτερογενούς ιονισμού. Για χωρικά σταθερό πεδίο, όπως συμβαίνει σε διάταξη παράλληλων πλακών (Σχήμα 2.1), η  $\alpha$  λαμβάνει σταθερή τιμή στην παραπάνω εξίσωση.

Αν τώρα  $n_- = n_0$  στο  $x = 0$ , η λύση της διαφορικής εξίσωσης 3.6 είναι:

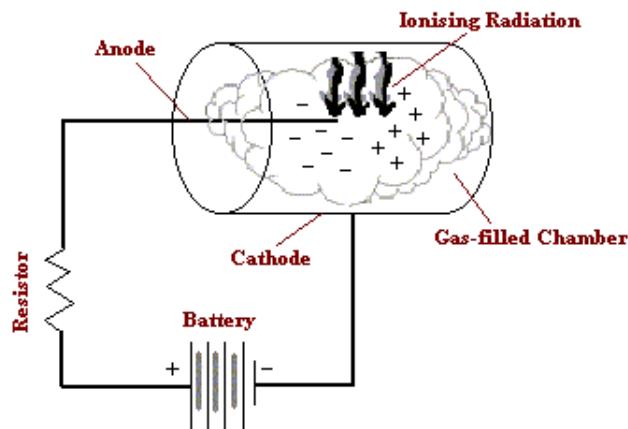
$$n_- = n_0 e^{-\alpha x} \quad (2.9)$$

Λόγω του μηχανισμού γέννησης της, η χιονοστιβάδα έχει ένα σχήμα σταγόνας (Σχήμα 3.8). Η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγαλύτερη σε σύγκριση με αυτή των ιόντων. Έτσι, τα ηλεκτρόνια αποτελούν το μπροστινό τμήμα της σταγόνας ενώ τα ιόντα μένουν πίσω στην ουρά, σε συνεχώς μειούμενο αριθμό και ακτινική διάχυση γύρω από τον άξονα της

σταγόνες. Επειδή κατά μέσο όρο έχουν δημιουργηθεί στο τελευταίο τμήμα της διαδρομής της χιονοστιβάδας, τα μισά ιόντα βρίσκονται στο μπροστινό τμήμα της σταγόνας ακριβώς πίσω από τα ηλεκτρόνια.

Στους αναλογικούς απαριθμητές, το φαινόμενο της χιονοστιβάδας τερματίζεται όταν όλα τα ελεύθερα ηλεκτρόνια έχουν συλλεχθεί από την άνοδο. Κάτω από κατάλληλες συνθήκες ο αριθμός των γεγονότων δευτερεύοντος ιονισμού παραμένει ανάλογος των ζευγών ιόντων ηλεκτρονίων που δημιουργήθηκαν κατά τον πρωτογενή ιονισμό. Ο συνολικός αριθμός όμως των ιόντων που δημιουργούνται μπορεί να πολλαπλασιαστεί επί ένα παράγοντα  $10^3 - 10^5$ . Αυτή η ενδογενής ενίσχυση του φορτίου μέσα στον ανιχνευτή μειώνει την ανάγκη για χρήση εξωτερικών ενισχυτών βελτιώνοντας έτσι τον λόγο **σήμα/θόρυβο**.

### Γεωμετρία Διάταξης



**Εικόνα 2.7:** Τυπική διάταξη αναλογικού απαριθμητή.

Η πιο συνηθισμένη διάταξη που χρησιμοποιείται για αναλογικούς απαριθμητές έχει την κυλινδρική γεωμετρία του παραπάνω σχήματος: Ένα κεντρικό καλώδιο ακτίνας  $r_a$ , περικυκλωμένο από το τοίχωμα ενός κυλινδρικού θαλάμου αερίου ακτίνας  $r_b$ . Η πολικότητα της εφαρμοζόμενης τάσης είναι τέτοια ώστε το κεντρικό καλώδιο να είναι η άνοδος και το τοίχωμα του θαλάμου η κάθοδος.

Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου σε απόσταση  $r$  από το κέντρο του θαλάμου είναι:

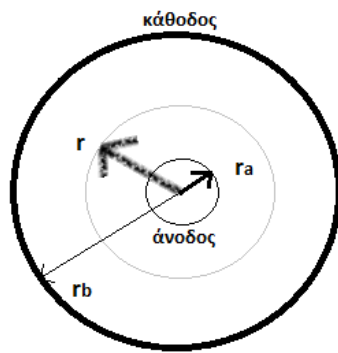
$$E(r) = \frac{CV_b}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \quad (2.10)$$

και η τάση

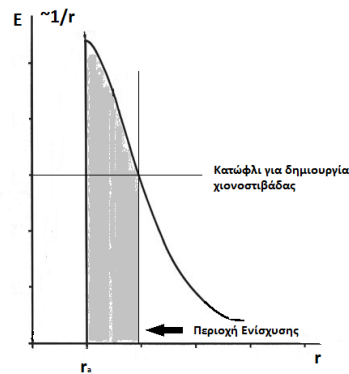
$$V(r) = -\frac{CV_b}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{r_a} \quad (2.11)$$

όπου  $C$  είναι η χωρητικότητα ανά μονάδες μήκους:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \quad (2.12)$$



(α) Διατομή Ενεργειακού απαριθμητή



(β) Το ηλεκτρικό πεδίο συναρτίζεται της απόστασης από το κέντρο του σωλήνα.

**Εικόνα 2.8:** Χαρακτηριστικά Αναλογικού Απαριθμητή.

Εδώ  $V_b = V(r = r_b)$  είναι η διαφορά δυναμικού μεταξύ καθόδου και ανόδου. Η άνοδος είναι συνήθως γειωμένη ( $V(r = r_a) = 0$ ) ενώ  $\epsilon_0$  είναι η διηλεκτρική σταθερά του αερίου ( $\delta - 9pF/m$ ).

Υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται από τον πρωτογενή ιονισμό ολισθαίνουν προς την άνοδο ενώ τα θετικά ιόντα ακολουθούν την αντίθετη πορεία προς την κάθοδο. Για την συγκεκριμένη γεωμετρική διάταξη του ανιχνευτή, η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων μπορεί να εκφραστεί ως εξής:

$$u_d(e) = \frac{\mu_e}{p} E = \frac{\mu_e}{p} \frac{V}{r \ln(\frac{r_b}{r_a})} \tag{2.13}$$

Κοντά στην άνοδο, το ηλεκτρικό πεδίο θα είναι ιδιαίτερα ισχυρό (Εξίσωση 2.10), και έτσι μπορεί να ξεκινήσει το φαινόμενο του πολλαπλού ιονισμού. Θα δημιουργηθεί λοιπόν μία χιονοστιβάδα με σχήμα σταγόνας όπου τα ηλεκτρόνια είναι μπροστά και τα ιόντα ακολουθούν. Η διάχυση των τελευταίων, σε συνδυασμό με την μικρή ακτίνα  $r_a$  επιτρέπουν στη σταγόνα να περικυκλώσει το καλώδιο της ανόδου (Σχήμα 2.6). Τα ηλεκτρόνια συλλέγονται αμέσως (τυπικός χρόνος  $1ns$ ) και το νέφος των ιόντων αφήνεται ελεύθερο να ολισθήσει προς την κάθοδο. Σαν συνέπεια, το σήμα που δημιουργείται από τα ηλεκτρόδια είναι **ανάλογο της κίνησης των θετικών ιόντων**, σε αντίθεση με τους θαλάμους ιονισμού όπου το σήμα προερχόταν από τα ηλεκτρόνια!

Για να πετύχουμε ομοιόμορφο πολλαπλασιασμό όλων των αρχικών ζευγών ιόντων - ηλεκτρονίων, η περιοχή που λαμβάνει χώρα η ενδογενής ενίσχυση πρέπει να περιοριστεί σε ένα πολύ μικρό όγκο σε σύγκριση με τον όγκο του αερίου γύρω από την άνοδο. Κάτω από αυτές τις συνθήκες όλα σχεδόν τα πρωτογενή ζεύγη δημιουργούνται εκτός της περιοχής ενίσχυσης και το αρχικό ηλεκτρόνιο ολισθαίνει σε αυτή την περιοχή όπου ενισχύεται. Έτσι ο παράγοντας πολλαπλασιασμού είναι ίδιος για όλα τα αρχικά ζεύγη.

Αποδεικνύεται ότι για  $r_a = 0,008cm$  και  $r_b = 1,0cm$  και για ένα κατώφλι χιονοστιβάδας  $th =$

$10^6 V/m$ , ο όγκος της περιοχής ενδογενούς ενίσχυσης είναι περίπου 0.17% **του συνολικού όγκου**.

### Παράγοντας πολλαπλασιασμού αερίου

Αν είναι γνωστό το συνολικό φορτίο που δημιουργείται μέσω του φαινομένου χιονοστιβάδας που ξεκινάει από ένα μόνο ηλεκτρόνιο, οι ιδιότητες του πλάτους των παλμών που παράγονται από έναν αριθμό αρχικών ζευγών μπορούν να μελετηθούν. Θεωρώντας κάθε χιονοστιβάδα που δημιουργείται από ένα αρχικό ηλεκτρόνιο ανεξάρτητη από την άλλη το συνολικό φορτίο που δημιουργείται από  $n_0$  αρχικά ζεύγη είναι

$$Q = n_0 e M$$

όπου  $M$  είναι ο παράγοντας πολλαπλασιασμού που χαρακτηρίζει την διαδικασία απαρίθμησης. Το  $M$  ορίζεται με τη βοήθεια της σχέσης 2.9, γνωρίζοντας ότι το πεδίο δεν είναι ομοιόμορφο αφού μεγιστοποιείται κοντά στην άνοδο, ως εξής:

$$M = e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx} \quad (2.14)$$

Αν ξαναγράψουμε την εξίσωση 3.14 ως συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου τότε παίρνουμε:

$$\ln M = \int_{E(r_c)}^{E(r_a)} \alpha(E) \frac{\partial r}{\partial E} dE \quad (2.15)$$

Συνδυάζοντας τώρα τις εξισώσεις 3.10, 3.12, και 3.15 καταλήγουμε στην:

$$\ln M = \frac{V_b}{\ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \int_{E(r_c)}^{E(r_a)} \frac{\alpha(E) dE}{E} \quad (2.16)$$

Αν το  $\alpha(E)$  εξαρτάται γραμμικά από το  $E$ , όπως έδειξε ο Diethorn το 1956, μπορεί να εξαχθεί η παρακάτω έκφραση για το

$$\ln M = \frac{V_b}{\ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \frac{\ln 2}{\Delta V} \ln \left[ \frac{V_b}{p r_a} \ln \left( \frac{r_b}{r_a} \right) \right] - \ln K_d \quad (2.17)$$

όπου

$M$  : παράγοντας πολλαπλασιασμού

$V$  : εφαρμοζόμενη τάση

$r_a$  : ακτίνα του καλωδίου ανόδου

$r_b$  : ακτίνα της καθόδου

$p$  : πίεση του αερίου

$\Delta V$  : διαφορά δυναμικού που κινεί το ηλεκτρόνιο ανάμεσα σε δύο γεγονότα ιονισμού

: η ελάχιστη τιμή του  $E/P$  προκειμένου να είναι εφικτός ο ιονισμός

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού δεν μπορεί να αυξάνεται συνεχώς διότι πέρα από κάποια οριακή τιμή του ηλεκτρικού πεδίου, δευτερεύοντα φαινόμενα όπως εκπομπή φωτονίων προκαλούν με τη σειρά τους πολλαπλούς ιονισμούς οδηγώντας σε τερματισμό της διαδικασίας. Η συνθήκη του Raether μας δίνει το όριο του πολλαπλασιασμού πριν τον τερματισμό:

$$ax \approx 20$$

Για ομογενές πεδίο(σχέση 2.14)

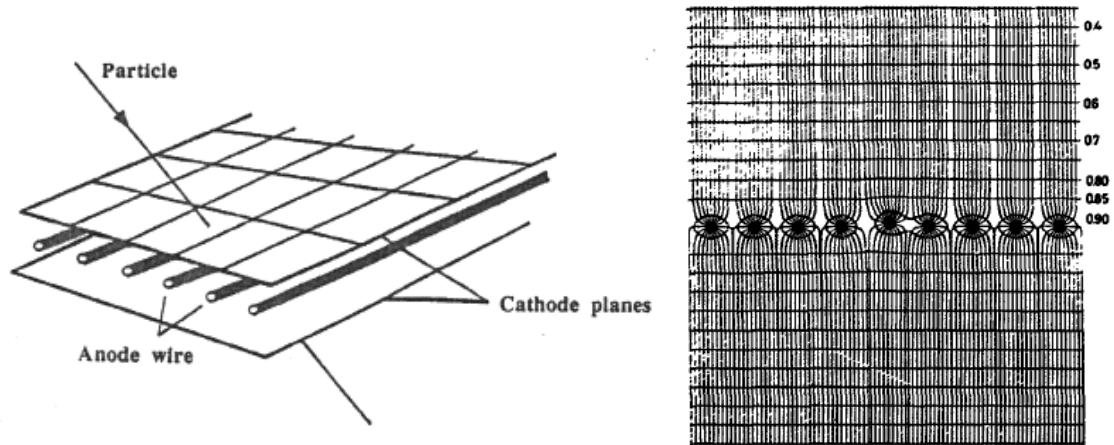
$$M_{max} \leq e^{ax} = 10^8$$

### Αέριο Ανιχνευτή

Επειδή η ενδογενής ενίσχυση του αερίου βασίζεται περισσότερο στην κίνηση των ελεύθερων ηλεκτρονίων παρά στα αργοκίνητα ιόντα, το αέριο πρέπει να επιλέγεται έτσι ώστε να μην παρουσιάζει σημαντική σταθερά σύνδεσης ηλεκτρονίου. Επειδή ο αέρας δεν είναι ένα τέτοιο αέριο, οι ενεργειακοί απαριθμητές πρέπει να σχεδιάζονται με τη μέριμνα να μπορούν να διατηρούν την αγνότητα του αερίου. Το αέριο μπορεί είτε να σφραγισθεί μόνιμα μέσα στον ανιχνευτή είτε να ακολουθεί μία κυκλική πορεία μέσα στον θάλαμο κινούμενο αργά σε διάταξη τύπου συνεχούς ροής. Οι σφραγισμένοι ανιχνευτές είναι πιο εύκολοι στη χρήση αλλά ο χρόνος ζωής τους περιορίζεται συχνά εξαιτίας μικροσκοπικών διαρροών που οδηγούν σε σταδιακή "μόλυνση" του αερίου. Οι απαριθμητές συνεχούς ροής προϋποθέτουν την ύπαρξη συστήματος παροχής αερίου, που μπορεί να είναι δύσκολο στην κατασκευή αλλά προσπερνάει πολλά υποθετικά προβλήματα που σχετίζονται με την αγνότητα του αερίου. Επιτρέπουν επίσης την εναλλαγή διαφορετικών αερίων ανάλογα με το πείραμα.

Η ενίσχυση του αερίου στους ενεργειακούς απαριθμητές βασίζεται στο φαινόμενο του δευτερογενούς ιονισμού που δημιουργείται από συγκρούσεις μεταξύ ηλεκτρονίων και ουδέτερων ατόμων του αερίου. Εκτός από τον ιονισμό αυτές οι κρούσεις μπορούν να οδηγήσουν σε διεγερση των ατόμων του αερίου χωρίς να έχουμε εκπομπή ηλεκτρονίου δευτερεύοντος ιονισμού. Τα διεγερμένα άτομα δεν συμμετέχουν άμεσα στη δημιουργία της χιονοστιβάδας αλλά αποδιεγείρονται στην βασική τους κατάσταση μέσω της εκπομπής φωτονίου. Κάτω από κατάλληλες συνθήκες, αυτά τα φωτόνια μπορούν να προκαλέσουν πρόσθετους ιονισμούς μέσω φωτοηλεκτρικών αλληλεπιδράσεων με λιγότερο δέσμια ηλεκτρόνια ή να προκαλέσουν εκπομπή ηλεκτρονίων μέσω αλληλεπιδράσεων με το τοίχωμα του ανιχνευτή. Τέτοια γεγονότα είναι γενικώς ανεπιθύμητα γιατί μπορούν να οδηγήσουν στην απώλεια της αναλογικότητας του ανιχνευτή. Προκαλούν επίσης μία διεύρυνση των χιονοστιβάδων κατά μήκος του καλωδίου της ανόδου με αποτέλεσμα να μειώνεται η χωρική διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών.

Έχει βρεθεί ότι η προσθήκη ενός μικρού ποσοστού πολυατομικού αερίου, όπως το μεθάνιο, σε πολλά από τα αέρια που χρησιμοποιούνται σε τέτοιους ανιχνευτές μπορεί να ελαχιστοποιήσει την εμφάνιση τέτοιων φαινομένων απορροφώντας τα φωτόνια μέσω μίας διαδικασίας που δεν οδηγεί σε περαιτέρω ιονισμό. Τα περισσότερα μονοατομικά αέρια που χρησιμοποιούνται στους ενεργειακούς απαριθμητές σε υψηλές τιμές πολλαπλασιασμού απαιτούν την προσθήκη τέτοιων σταθεροποιητικών αερίων που ονομάζονται στην διεθνή βιβλιογραφία Quench Gasses. Λόγω κόστους, το αργό είναι το πιο ευρέως χρησιμοποιούμενο



(α ) Τομή όπου διακρίνονται τα διάφορα επίπεδα του MWPC.

(β ) Οι δυναμικές γραμμές και του ηλεκτρικού πεδίου στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή.

**Εικόνα 2.9:** Χαρακτηριστικά MWPC.

αέριο. Για υψηλές τιμές πολλαπλασιασμού προστίθεται και ένα αέριο απόσβεσης προκειμένου να ελαχιστοποιηθούν οι απώλειες διακριτικής ικανότητας λόγω εκπομπής φωτονίων. Ένα μείγμα 90% αργού και 10% μεθανίου είναι το πιο σύνηθες για απαριθμητές γενικής χρήσης.

## 2.3 MultiWire Proportional Chambers

Η ιδέα του G.Charpak για την κατασκευή ενός αναλογικού απαριθμητή με περισσότερα του ενός καλώδια ανόδου, οδήγησε στην κατασκευή του MultiWire Proportional Counter [1968]. Με τη χρήση της συγκεκριμένης διάταξης ανιχνευτές με μεγάλη επιφάνεια κατασκευάζονται με πολύ μικρότερο κόστος με απλή τοποθέτηση μίας σειράς ισαπέχοντων ανοδικών καλωδίων μεταξύ δύο μεγάλων παράλληλων πλακών που λειτουργούν σαν κάθοδοι (Σχήμα 2.9).

### 2.3.1 Βασικές Αρχές Λειτουργίας

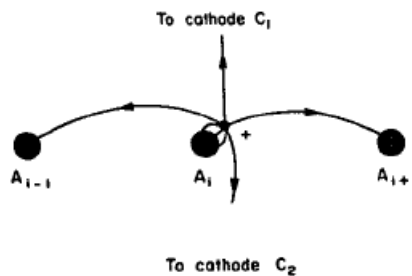
Οι ισοδυναμικές γραμμές της κατασκευής ενός τέτοιου ανιχνευτή παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.10 και σε αυτές μπορούμε να διακρίνουμε τρεις περιοχές.

Στο μεγαλύτερο τμήμα του όγκου του αερίου το πεδίο είναι ομοιογενές. Κοντά στις ανόδους το πεδίο ενισχύεται και μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα με την απόσταση  $r$  από το κέντρο της κάθε ανόδου. Παρατηρούμε ακόμη μία περιοχή ανάμεσα στις ανόδους πολύ ασθενούς πεδίου.

Τα ηλεκτρόνια ιονισμού που δημιουργούνται στην περιοχή του αερίου ολισθαίνουν προς την περιοχή των ανόδων, υπό την επίδραση ενός αρχικά ομογενούς πεδίου. Καθώς πλησιάζουν επιταχύνονται προς την πλησιέστερη άνοδο, εξαιτίας του τοπικά ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου στην γειτονιά της ανόδου, προκαλώντας πολλαπλά φαινόμενα χιονοστιβάδων κατά τρόπο όμοιο με αυτό των αναλογικών απαρτιθμητών. Ένας αρνητικός παλμός δημιουργείται στο ανοδικό καλώδιο που συλλέγεται η κάθε χιονοστιβάδα, ενώ οι γειτονικές άνοδοι παράγουν στις εξόδους τους μικρότερου πλάτους θετικούς παλμούς. Τα σήματα από τους ενισχυτές που είναι συνδεδεμένοι στις ανόδους μπορούν στη συνέχεια να χρησιμοποιηθούν για να εντοπισθεί το γεγονός.

Όμοια λοιπόν με τους ενεργειακούς απαρτιθμητές και στον πολυσυρματικό ανιχνευτή αερίου, η κίνηση των ιόντων που δημιουργούνται στις χιονοστιβάδες είναι αυτή που ελέγχει όλη την απαραίτητη πληροφορία που μπορεί να εξαχθεί από τη διάταξη.

### 2.3.2 Δημιουργία παλμών από τα κινούμενα ιόντα



**Εικόνα 2.10:** Δημιουργία παλμών στα σύρματα του MWPC.

Ας θεωρήσουμε ένα θετικό φορτίο (ιόν) που απελευθερώνεται λόγω ιονισμού στο αέριο, σχετικά κοντά στις ανόδους όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.11. Δυναμικές γραμμές ενώνουν το φορτίο με τα διάφορα ηλεκτρόδια της διάταξης εξαιτίας του διαφοράς τάσης που εφαρμόζεται σε άνοδο και κάθοδο του ανιχνευτή με αποτέλεσμα τη δημιουργία επαγόμενων φορτίων στα ηλεκτρόδια του ανιχνευτή.

Αρχικά το καλώδιο  $i$  κοντά στο οποίο δημιουργήθηκε το ιόν, εμφανίζει τη μεγαλύτερη συγκέντρωση δυναμικών γραμμών που προέρχονται από το ιόν. Όταν όμως αυτό, υπό την επίδραση του πεδίου, αρχίζει να απομακρύνεται από την αρχική του θέση ο αριθμός των γραμμών που καταλήγουν στις γειτονικές ανόδους αυξάνεται δημιουργώντας στις εξόδους τους παλμούς ίδιου προσήμου ανεξάρτητα από την κατεύθυνση της κίνησης του φορτίου. Το πρόσημό τους είναι θετικό αφού προκαλείται από αύξηση της συγκέντρωσης των δυναμικών γραμμών.

Αντίθετα, η  $i$  συνδέεται πλέον μέσω λιγότερων γραμμών με το φορτίο και σαν αποτέλεσμα παράγεται ένας αρνητικός παλμός στην έξοδό της. Αυτή είναι μία πολύ σημαντική ιδιότητα των MWPC καθώς μας επιτρέπει να εντοπίσουμε την αρχική θέση του ιόντος!

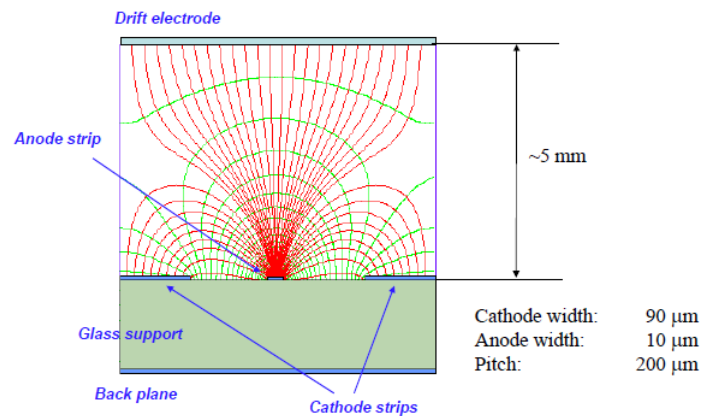
### 2.3.3 Περιορισμοί

Παρά το γεγονός ότι οι MWPC χαρακτηρίζονται από εξαιρετική ενεργειακή διακριτική και ικανοποιητικό ρυθμό απαρίθμησης η χωρική τους διακριτική ικανότητα αν και καλή ( $\sim 100\mu M$ ) δεν μπορούσε να βελτιωθεί πέρα από κάποιο όριο.

Συγκεκριμένα αν προσπαθούσαμε να μειώσουμε την απόσταση μεταξύ των καλωδίων της ανόδου, θα μειωνόταν η ένταση του πεδίου στο καλώδιο. Προκειμένου να επιστρέψουμε στην αρχική ένταση θα έπρεπε να αυξήσουμε την διαφορά τάσης μεταξύ ανόδου-καθόδου. Όμως, για απόσταση καλωδίων μικρότερη του  $1mm$  οι τάσεις είναι ήδη τόσο υψηλές που η λειτουργία της διάταξης γίνεται ιδιαίτερα δύσκολη.

## 2.4 MicroStrip Gas Chambers

Για να ξεπεραστούν οι περιορισμοί στην αποδοτικότητα του MWPC ο Oed πρότεινε το 1988 την αντικατάσταση των ανοδικών καλωδίων από αγωγίμες μεταλλικές λωρίδες πολύ μικρού πλάτους (Strips) δημιουργώντας τον MSGC.



**Εικόνα 2.11:** Τομή του MSGC, με αναπαράσταση των δυναμικών γραμμών του πεδίου που εφαρμόζεται στην ενεργή περιοχή του θαλάμου.

### 2.4.1 Βασικές αρχές λειτουργίας

Οι άνοδοι τοποθετούνται ανάμεσα σε καθοδικές λωρίδες μεγαλύτερου πλάτους όπως φαίνεται στο σχήμα 2.12

Η αντικατάσταση των καλωδίων με strips έχει μερικά προφανή αποτελέσματα:

- Μέσω της φωτολιθογραφικής διαδικασίας τα strips μπορούν να κατασκευαστούν με πολύ μικρό πλάτος, μικρότερο ακόμα και από τη διάμετρο των καλωδίων στον MWPC,



και με ακρίβεια  $\pm 0.2\mu m$  γεγονός που βελτιώνει τη χωρική διακριτική ικανότητα σε σχέση με τον MWPC.

- Ακόμη, το πεδίο που είναι απαραίτητο για να επιτευχθεί ενδογενής ενίσχυση του αερίου δημιουργείται μεταξύ γειτονικών strips και όχι από την διαφορά δυναμικού μεταξύ ανόδου-καθόδου του ανιχνευτή που απέχουν πολύ μεγαλύτερη απόσταση. Έτσι η χωρική κατανομή φορτίου ιόντων που δημιουργείται από τον πολλαπλό ιονισμό του αερίου συλλέγεται από τις καθόδους ταχύτερα, επιτρέποντας τη λειτουργία του ανιχνευτή με υψηλότερο ρυθμό απαρίθμησης σε σχέση με τον MWPC. Συγκεκριμένα ο ρυθμός απαρίθμησης σε αυτούς τους ανιχνευτές φτάνει τα  $10^6 \frac{\text{counts}}{\text{mm}^2 \text{s}}$ , που είναι περίπου 100 φορές μεγαλύτερος από των πολυσυρματικών απαριθμητών.

### 2.4.2 Περιορισμοί

Η κατασκευή μίας τέτοιας διάταξης όμως, με ένα μεγάλο αριθμό από strips κατά μήκος μίας επιφάνειας με το δυναμικό να εναλλάσσεται από strip σε strip (άνοδος  $\leftrightarrow$  κάθοδος), είναι εφικτή μόνο αν τα strips είναι τοποθετημένα σε ένα υπόστρωμα μονωτή (glass support). Αυτό το τμήμα της διάταξης προσδίδει έναν ενδογενή περιορισμό τον πολλαπλασιασμό του αερίου που δεν ξεπερνάει το  $10^4$ ! Συγκεκριμένα μέρος των θετικών ιόντων που δημιουργούνται κατά τη διαδικασία της χιονοστιβάδας θα καταλήξουν στην επιφάνεια του μονωτή. Επειδή όμως η κινητικότητα των ιόντων στον μονωτή είναι σχεδόν μηδενική δημιουργείται στην επιφάνεια του ανιχνευτή μία επιφανειακή συγκέντρωση φορτίου που προκαλεί αστάθειες τάσης και παραμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου.

Είναι ακόμη πιθανό, εξαιτίας της πολύ μικρής απόστασης μεταξύ ανόδου και καθόδου, να δημιουργηθεί ηλεκτρικός σπινθήρας. Αν είναι αρκετά σημαντικές, αυτές οι εκκενώσεις φορτίου μπορούν να προκαλέσουν ζημιά στην δομή των ηλεκτροδίων της διάταξης αλλά και μόνιμη βλάβη στον ανιχνευτή. Τα καλώδια του MWPC σε αντίθεση με τα strips, είναι ιδιαίτερα ανθεκτικά σε τέτοιους σπινθήρες.

## 2.5 Τεχνολογία Ανιχνευτή *MicroMeGaS*

Το 1996 προτάθηκε από τους I. Γιωματάρη & G. Charpak [6] μία νέα διάταξη ανιχνευτή αερίου, ο οποίος ονομάστηκε *Micromegas* από τα χαρακτηριστικά της διάταξης:

- **MICRO**
- **ME**sh
- **GA**seous
- **Structure**

Πρόκειται για έναν ανιχνευτή αερίου παράλληλων πλακών ο ενεργός χώρος του οποίου χωρίζεται σε δύο τμήματα, *i*) **περιοχή μετατροπής** και *ii*) **περιοχή ενίσχυσης**, από ένα μεταλλικό πλέγμα ιδιαίτερα μικρών οπών (**micromesh**).

### 2.5.1 Γεωμετρία και Αρχή Λειτουργίας Διάταξης

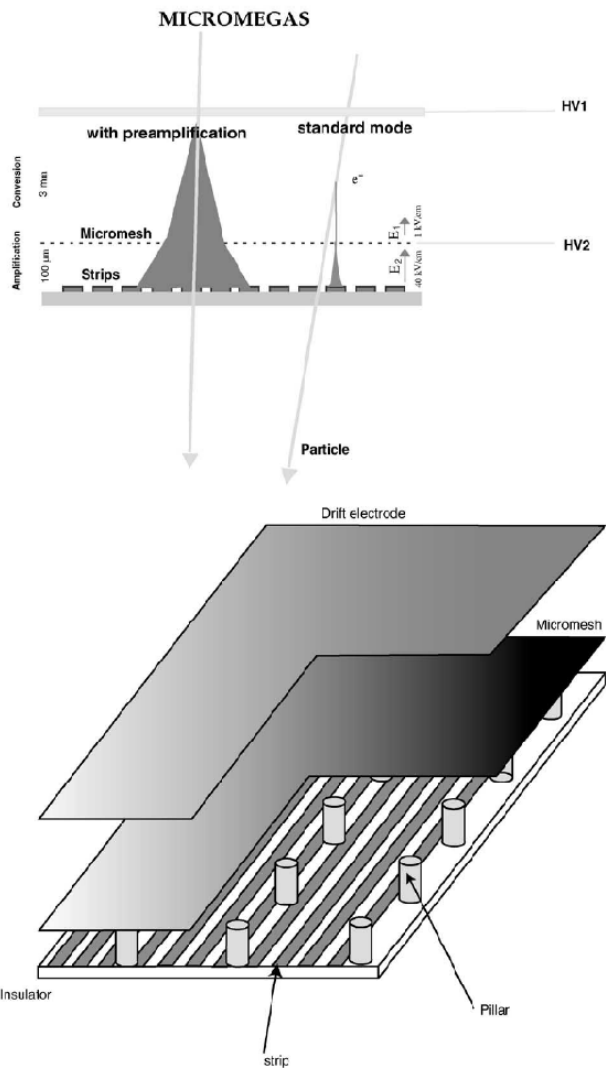
Το βασικό χαρακτηριστικό του ανιχνευτή είναι η σημαντική ασυμμετρία που χαρακτηρίζει τις δύο ενεργές περιοχές του. Συγκεκριμένα ένα πλέγμα διαχωρίζει την περιοχή μετατροπής, πλάτους  $5\text{mm}$ , από την πολύ μικρότερη περιοχή ενίσχυσης, με πλάτος περίπου  $100\mu\text{m}$ . Ο συγκεκριμένος σχεδιασμός, όπως θα δούμε στη συνέχεια, μας επιτρέπει, εφαρμόζοντας λογικές τιμές τάσης στα ηλεκτρόδια της διάταξης, να λαμβάνουμε υψηλές τιμές για το ηλεκτρικό πεδίο στη περιοχή ενίσχυσης ( $\approx 100\text{kV/cm}$ ) και σχετικά ασθενές πεδίο στην περιοχή ολίσθησης. Επιτυγχάνουμε έτσι ιδιαίτερα υψηλό λόγο ανάμεσα στο ηλεκτρικό πεδίο της περιοχής ενίσχυσης και σε αυτό της περιοχής μετατροπής, κάτι που είναι απαραίτητο για την ιδανική λειτουργία της συσκευής. Το σχέδιο μίας εγκάρσιας τομής του ανιχνευτή παρουσιάζεται στο σχήμα 2.13 και στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε τα κύρια "συστατικά" της αρχικής διάταξης.

#### Ηλεκτρόδιο Ανόδου

Ανοδικά χάλκινα strips με μία επίστρωση χρυσού, πλάτους  $200\mu\text{m}$ , εφαρμόζονται σε υπόστρωμα  $1\text{mm}$ . Το πάχος κάθε strip είναι  $5\mu\text{m}$ . Τα ιδιαίτερα λεπτά strips κατασκευάζονται εύκολα μέσω διαδικασίας εναπόθεσης κενού, κατά την οποία κάθε άτομο/μόριο του υλικού εναποτίθεται πάνω σε κάποιο υπόστρωμα χωριστά. Πτυχαίνουμε έτσι σημαντική μείωση στο μέγεθος των διάκενων μεταξύ των διαδοχικών strips. Οι άνοδοι βρίσκονται διαρκώς γειωμένες μέσω χαμηλού θορύβου ενισχυτών υψηλής απολαβής σε ένα μονωτικό στρώμα (συνήθως Kapton).

#### Micromesh

Αρχικά το πλέγμα ήταν φτιαγμένο από νικέλιο (πάχους  $3\mu\text{m}$ ) με ανοίγματα διαμέτρου  $17\mu\text{m}$  ανά  $25\mu\text{m}$  μέσω μίας διαδικασίας που είναι γνωστή ως electrofirming technique. Η ακρίβεια που επιτυγχάνεται στη κατασκευή είναι καλύτερη του  $1\mu\text{m}$  ενώ η διαπερατότητά του πλέγματος μετρήθηκε στο 45%. Στην πορεία εξέλιξης του Micromegas χρησιμοποιήθηκαν και άλλα υλικά που βοηθούσαν την καλύτερη λειτουργία του ανιχνευτή όπως χαλκός και ατσάλι ενώ και το μέγεθος και απόσταση μεταξύ των οπών διαφέρει ανάλογα με το πείραμα.



**Εικόνα 2.12:** Διάταξη Ανιχνευτή Micromegas [13],[2].

## Spacers

Για τη δημιουργία της περιοχής ενίσχυσης, κατασκευάστηκαν κυλινδρικά spacers που διαχωρίζουν το micromesh από την άνοδο και τα διατηρούν παράλληλα μεταξύ τους. Οι ίνες αυτές τοποθετήθηκαν αρχικά με τον άξονα τους παράλληλο στο επίπεδο που βρίσκονται τα ανοδικά strips. Η διάμετρος τους είναι 100  $\mu m$  και απέχουν μεταξύ τους 2 mm απόσταση. Κατασκευάζονται από μονωτικό υλικό και αρχικά χρησιμοποιήθηκαν ίνες από Si:O<sub>2</sub>. Σήμερα στις περισσότερες περιπτώσεις χρησιμοποιούνται pillars από karton ή kevlar που τοποθετούνται ανάμεσα σε άνοδο και πλέγμα με τέτοιο τρόπο ώστε το ύψος τους να καθορίζει το πλάτος της περιοχής ενίσχυσης.

## Ηλεκτρόδιο Καθόδου

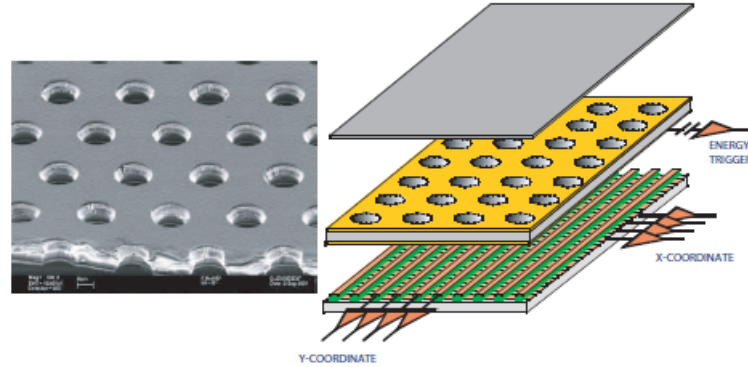
Το πρώτο ηλεκτρόδιο που συναντά το εισερχόμενο στον ανιχνευτή σωματίδιο έχει και αυτό τη μορφή πλέγματος για να επιτρέψει τη διέλευση του σωματιδίου. Η διαπερατότητα του φτάνει το 80% και αποτελεί την αρχή της περιοχής μετατροπής του ανιχνευτή. Για την κατασκευή του χρησιμοποιείται συνήθως αλουμίνιο και στην αρχική διάταξη το πάχος του ήταν 100  $\mu m$ . Το ηλεκτρικό πεδίο της πρώτης περιοχής δημιουργείται εφαρμόζοντας αρνητική τάση ( $HV_2$ ) στο micromesh και μία ελαφρώς μεγαλύτερη τάση ( $HV_1$ ) στο καθοδικό ηλεκτρόδιο που τοποθετείται σε απόσταση μερικών mm από το micromesh (συνήθως 5 mm). Στα νεότερα πρωτότυπα του ανιχνευτή το mesh κατασκευάζεται γειωμένο με την τάση να εφαρμόζεται στα strips γεγονός που διευκολύνει και απλουστεύει τη διαδικασία κατασκευής του ανιχνευτή.

## Αέριο ανιχνευτή

Τα διάφορα στοιχεία του ανιχνευτή τοποθετούνται σε ένα μικρό ατσάλινο δοχείο το οποίο γεμίζει με αέριο. Το αέριο που χρησιμοποιήθηκε στην αρχική διάταξη ήταν ένα αέριο μείγμα Ar : CH<sub>4</sub> – 90 : 10 σε ατμοσφαιρική πίεση αλλά στην πορεία των ετών και ανάλογα με την χρήση του ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκαν και άλλα μείγματα όπως Ar : CO<sub>2</sub> σε αναλογία 85:15 ή 93:7 που χαρακτηρίζονται επίσης από πολύ ομαλή λειτουργία και εξαιρετική απόδοση.

## Αρχή Λειτουργίας

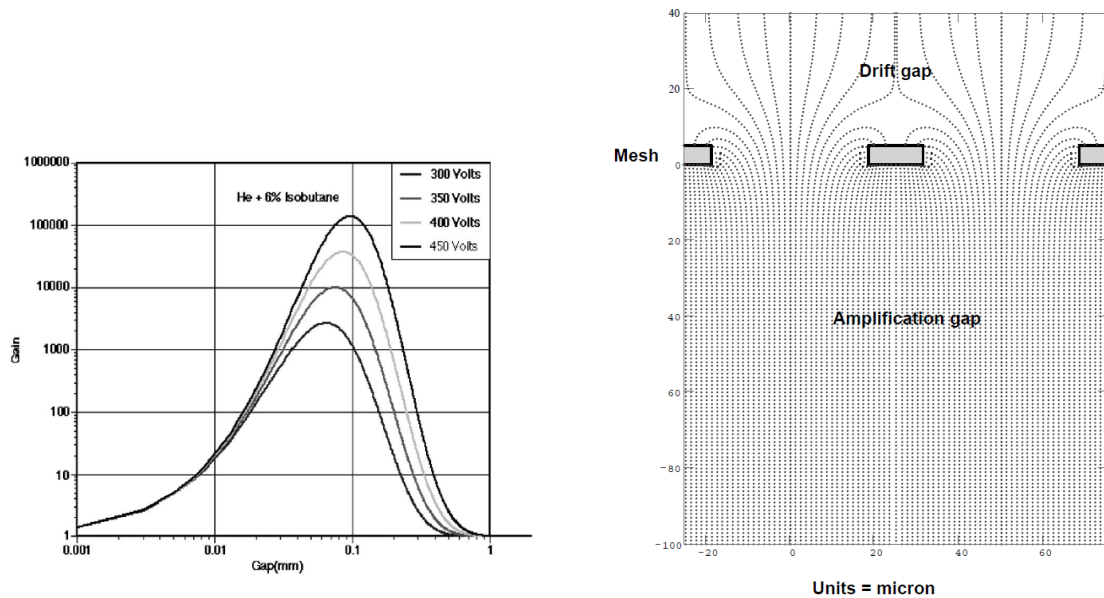
Το προς ανίχνευση σωματίδιο αφού περάσει το ηλεκτρόδιο καθόδου βρίσκεται στην περιοχή μετατροπής που εκτείνεται μερικά mm πάνω από το micromesh. Εκεί αλληλεπιδρώντας με το αέριο εναποθέτει την ενέργεια του στα άτομα του μέσω των γνωστών φαινομένων (ιονισμός/διέγερση). Ο ιονισμός του αερίου έχει σαν συνέπεια τη δημιουργία ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων στην περιοχή μετατροπής του ανιχνευτή. Τα ηλεκτρόνια υπό την επίδραση ασθενούς ηλεκτρικού πεδίου ολισθαίνουν προς το micromesh ενώ τα ιόντα ακολουθούν την αντίθετη κατεύθυνση προς το ηλεκτρόδιο καθόδου. Μέσω του πλέγματος τα ηλεκτρόνια οδηγούνται στην περιοχή ενίσχυσης όπου λόγω του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου που επικρατεί στην περιοχή προκαλούν δευτερεύοντες ιονισμούς. Η μεγάλη διαφορά στην στις τιμές του πεδίου για τις δύο περιοχές εξασφαλίζει ότι το μεγαλύτερο ποσοστό των ηλεκτρονίων διαπερνά το πλέγμα και φτάνει στην περιοχή ενίσχυσης ισχυρού πεδίου. Σαν αποτέλεσμα δημιουργείται μία χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων που συλλέγεται από τα ανοδικά strips ενώ τα δευτερεύοντα ιόντα ολισθαίνουν προς το πλέγμα όπου συλλέγονται.



**Εικόνα 2.13:** Άποψη του Micromesh.

### 2.5.2 Εγγενείς Ιδιότητες

Ένα πολύ σημαντικό γνώρισμα αυτού του μικρών διαστάσεων ανιχνευτή είναι η επιλογή της απόστασης μεταξύ πλέγματος και ανόδου. Όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα η ενίσχυση που επιτυγχάνεται με τη συγκεκριμένη διάταξη εμφανίζει τη μέγιστη τιμή της για πλάτη της περιοχής ενίσχυσης 50-100  $\mu m$ . Ο ανιχνευτής Micromegas που λειτουργεί με αυτά τα χαρακτηριστικά εμφανίζει σταθερά υψηλή τιμή ενίσχυσης και επηρεάζεται ελάχιστα από μικρές τεχνικές ατέλειες της διάταξης.



**(α)** Η ενίσχυση συναρτίζεται του πάχους της περιοχής ενίσχυσης.

**(β)** Αναπαράσταση των δυναμικών γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου στον Micromegas [12].

**Εικόνα 2.14:** Χαρακτηριστικά λειτουργίας του ανιχνευτή Micromegas.

Η ομοιομορφία του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης εγγυάται ικανοποιητική σταθερότητα στη δημιουργία και εξέλιξη της χιονοστιβάδας ιονισμού. Το σχήμα του ηλεκτρικού πεδίου, όμως, στρεβλώνεται κοντά στις οπές που παρουσιάζει το micromesh (Σχήμα 2.15). Η κατανόηση του εν λόγω φαινομένου είναι ιδιαίτερα σημαντική για την λειτουργία του ανιχνευτή, ειδικά για την ομαλή ροή των ηλεκτρονίων μέσω των οπών, αλλά και για την ταχεία απομάκρυνση των θετικών ιόντων. Εξαιτίας της κατανομής φορτίου στην εξωτερική επιφάνεια του mesh παρατηρείται αυτή η καμπυλότητα των δυναμικών γραμμών του πεδίου στην περιοχή των οπών. Χρησιμοποιώντας ένα micromesh μικρού πάχους, υπό την προϋπόθεση ότι ο λόγος του ηλεκτρικού πεδίου στις δύο περιοχές του ανιχνευτή είναι μεγαλύτερος του δέκα, καμία από τις δυναμικές γραμμές που ξεκινούν από την πάνω επιφάνεια του πλέγματος δεν έχει το πέρασ της στην κάτω επιφάνεια του. Σαν συνέπεια το μεγαλύτερο ποσοστό των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται στην περιοχή μετατροπής διέρχονται μέσω των οπών στην περιοχή ενίσχυσης προκαλώντας δευτερεύοντες ιονισμούς πριν καταλήξουν στα ανοδικά strip. Η συγκεκριμένη μορφή των δυναμικών γραμμών είναι υπεύθυνη και για την ταχύτατη "απορρόφηση" των θετικών ιόντων, ώστε να αποφευχθούν φαινόμενα συγκέντρωσης φορτίου.

Το σήμα στα ανοδικά strips και στην κάθοδο (mesh) δημιουργείται εξ απαγωγής από τα κινούμενα ηλεκτρόνια και θετικά ιόντα αντίστοιχα. Το σήμα του φορτίου οφείλεται κυρίως στα θετικά ιόντα που ολισθαίνουν προς την κάθοδο για χρόνους της τάξεως των 100 ns ενώ το σήμα του ρεύματος δημιουργείται κατά κύριο λόγο από τα ηλεκτρόνια εξαιτίας της μεγάλης κινητικότητάς τους (περίπου 100 φορές μεγαλύτερη από των ιόντων).

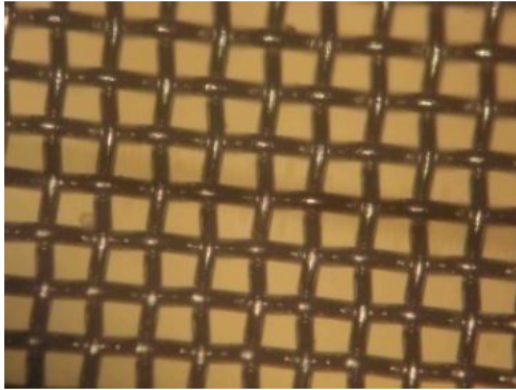
Εξαιτίας της μικρής απόστασης μεταξύ των οπών του πλέγματος, η διασπορά του χρόνου κατά την τροχιά του ηλεκτρονίου είναι σχετικά μικρή. Κατά συνέπεια, ο ανιχνευτής χαρακτηρίζεται από εξαιρετική χρονική διακριτική ικανότητα [5]. Η εγκάρσια διατομή του επαγόμενου σήματος περιορίζεται σε μικρή περιοχή του ανοδικού στρώματος, γεγονός που συνεπάγεται εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή.

### 2.5.3 Bulk Micromegas

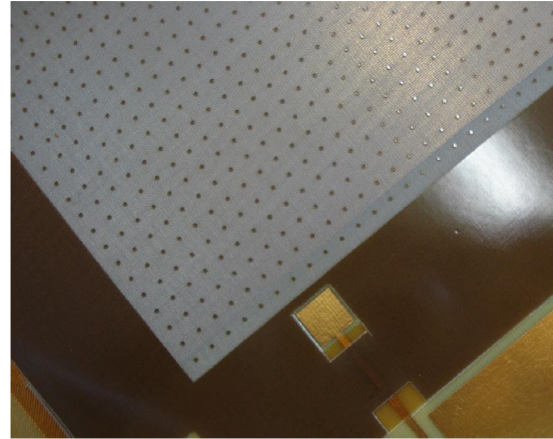
Οι μελέτες εξέλιξης και βελτίωσης της απόδοσης του ανιχνευτή Micromegas καθώς και η ανάγκη κατασκευής ανιχνευτών μεγάλης επιφάνειας οδήγησε στην βελτίωση και απλούστευση της διαδικασίας κατασκευής βιομηχανοποιώντας ουσιαστικά την παραγωγή του [11]. Πρόκειται για μία απλή διαδικασία στην οποία η κατασκευή ολόκληρου του ανιχνευτή βασίζεται στην τεχνολογία PCB (Printed Circuit Board). Το μεγάλο πλεονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι ότι μπορεί πολύ εύκολα να επεκταθεί και στην κατασκευή ανιχνευτών μεγάλου μεγέθους.

Η μεγαλύτερη καινοτομία έγκειται στη χρήση ινώδους mesh σε αντίθεση με το κλασικό electroformed πλέγματος. Η συγκεκριμένη εξέλιξη μειώνει σημαντικά το κόστος κατασκευής ενός ανιχνευτή καθώς το συγκεκριμένο κομμάτι μπορεί να κατασκευαστεί από μία ποικιλία μετάλλων σε αρκετές βιομηχανίες παγκόσμια. Είναι ακόμη πολύ πιο εύχρηστο και ανθεκτικό διευκολύνοντας τη διαδικασία ενσωμάτωσης του στο σώμα του ανιχνευτή.

Στην ουσία το ανοδικό στρώμα που φέρει τα χάλκινα strips, ένα ανθεκτικό στην ακτινοβολία



(α ) Φωτογραφία του mesh για τον Bulk Micromegas.



(β ) Φωτογραφία των pillars του Bulk Micromegas.

**Εικόνα 2.15:** Φωτογραφίες μερών του ανιχνευτή Micromegas.

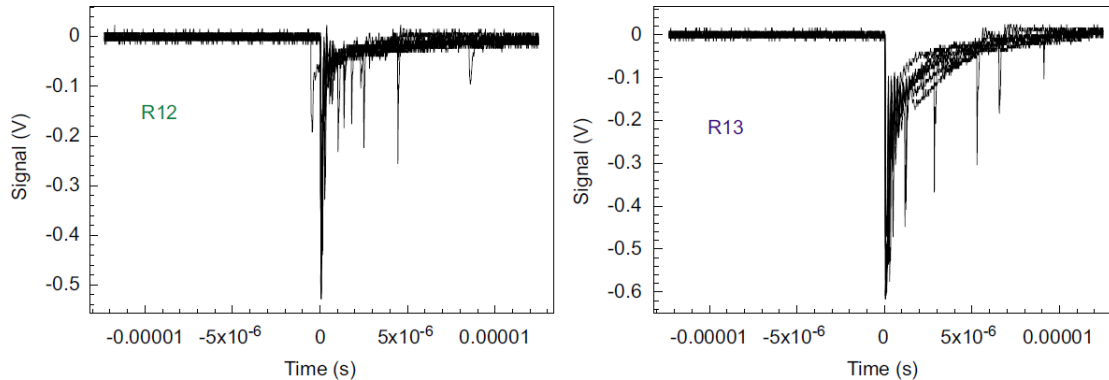
φιλμ συγκεκριμένου πάχους και το πλεκτό mesh σχηματίζουν ένα συσσωμάτωμα εκτιθέμενα σε πολύ υψηλή θερμοκρασία. Μέσω φωτολιθογραφικής διαδικασίας στη συνέχεια το φωτό-ανθεκτικό στρώμα σμιλεύεται δημιουργώντας τα pillars. Η συγκεκριμένη διαδικασία είναι πλέον η βασική επιλογή για την κατασκευή των ανιχνευτών Micromegas και οι παραγόμενοι ανιχνευτές χαρακτηρίζονται και αυτοί από ομαλή λειτουργία επιβεβαιώνοντας και όλα τα εξαιρετικά χαρακτηριστικά της συγκεκριμένης τεχνολογίας ανιχνευτών.

#### 2.5.4 Περιορισμοί

Στον ανιχνευτή Micromegas η ταχύτατη συλλογή των ιόντων αντιμετωπίζει το φαινόμενο του χωρικού φορτίου που περιορίζει την τιμή της ενίσχυσης για τους κοινούς ανιχνευτές αερίου σε περιβάλλον ισχυρής δέσμης. Έχουν επιτευχθεί υψηλές τιμές ενίσχυσης χωρίς φαινόμενα κορεσμού για ροές σωματιδίων της τάξης των  $10^9 \text{mm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Παρατηρείται όμως μία σταδιακή πτώση της μέγιστης τιμής της ενίσχυσης, που επιτυγχάνεται πριν τον κορεσμό, για αυξανόμενη ροή σωματιδίων [3], [8]. Το μέγεθος και συχνότητα εμφάνισης τέτοιων μεταβολών εξαρτάται από το χρησιμοποιούμενο αέριο καθώς και από την φύση των υπό ανίχνευση σωματιδίων.

Το φαινόμενο των αποφορτίσεων παρουσιάζεται όταν η τοπική συγκέντρωση των ηλεκτρονίων ξεπεράσει τα  $10^7$  σωματίδια. Σε αυτή την περίπτωση ο ανιχνευτής, λόγω της αύξησης του επαγόμενου φορτίου, οδηγεί σε ολική αποφόρτιση του mesh. Ο ρυθμός των αποφορτίσεων (sparks), σε κάθε περίπτωση είναι ανάλογος με τον ρυθμό των εισερχόμενων σωματιδίων. Το φαινόμενο αυτό δεν είναι καταστροφικό για χαμηλές ροές σωματιδίων, αλλά σε περιβάλλον δέσμης υψηλής ροής βαρέων σωματιδίων επηρεάζει σημαντικά τη λειτουργία του ανιχνευτή καθώς αυξάνει σημαντικά τον νεκρό χρόνο, ενώ συμβάλλει και στην φθορά των ηλεκτρονικών της διάταξης. Συνήθως, ένα spark διαρκεί μερικά  $\mu\text{s}$ , υπολογίζοντας χωρητικότητα του ανιχνευτή της τάξης του  $1 \text{nF}$ . Ο ελάχιστος χρόνος που απαιτείται λοιπόν προκειμένου ο

ανιχνευτής να μπορεί να διακρίνει δύο διαδοχικά γεγονότα (νεκρός χρόνος), αυξάνεται κατά τη διάρκεια των εκφορτίσεων περίπου στο  $1ms$ , και οφείλεται στην επάνοδο του mesh στην τάση λειτουργίας του.



**Εικόνα 2.16:** Τυπικά σήματα sparks σε resistive ανιχνευτές όπως αυτά μετρώνται από τα δεδομένα του ρεύματος και της τάσης του mesh. Οι διαφορές που παρατηρούνται στην απόκριση των δύο θαλάμων οφείλεται στις διαφορετικές τιμές αντίστασης του resistive υλικού που χρησιμοποιείται στους δύο ανιχνευτές (50 / 20 MOhm/cm)

Η αντιμετώπιση του φαινομένου των sparks μπορεί να γίνει με δύο τρόπους[9]:

- Αυξάνοντας ελαφρώς την τάση στην περιοχή μετατροπής του ανιχνευτή μετατρέποντας τη σε μία περιοχή προενίσχυσης με συνέπεια τη μεγαλύτερη διασπορά των ηλεκτρονικών φορτίων στην περιοχή ενίσχυσης.
- Τροποποιώντας τον ανιχνευτή έτσι ώστε να μειώσουμε την ευαισθησία του στο συγκεκριμένο φαινόμενο

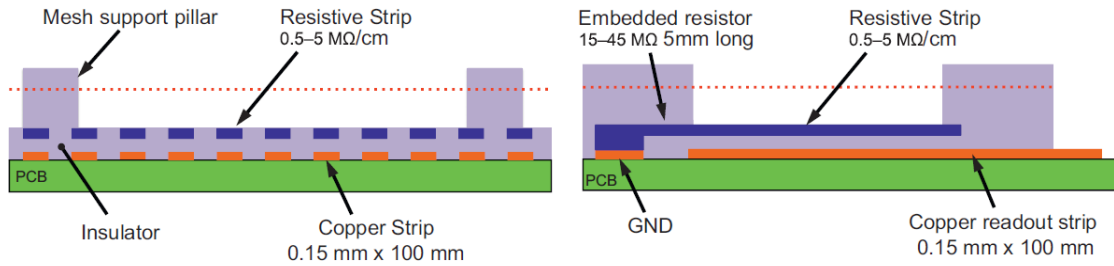
Προτιμήθηκε η δεύτερη μέθοδος και δημιουργήθηκε έτσι ένας νέος τύπος resistive ανιχνευτή Micromegas, ανθεκτικός στο φαινόμενο των εκφορτίσεων.

## 2.6 Resistive Micromegas

### 2.6.1 Σχεδιασμός

Η αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή είναι εμφανής στην εικόνα (2.17) όπου απεικονίζονται δύο πλάγιες τομές του ανιχνευτή [1]. Έχει τη γνωστή δομή του bulk-Micromegas τοποθετημένη επάνω σε μία PCB με χάλκινα readout strips πάχους 18 mm "καλυμμένα" από ένα resistive προστατευτικό στρώμα. Το στρώμα αυτό αποτελείται από λεπτό στρώμα μονωτικού υλικού στο επάνω μέρος του οποίου τοποθετούνται strips resistive υλικού. Τα resistive strips είναι γεωμετρικά όμοια με τα readout strips, ενώ είναι γειωμένα στο ένα τους άκρο μέσω ενός συνδέσμου μεγάλης αντίστασης (ισοδύναμο με έναν αντιστάτη 15-50 MOhm)

Η χρήση ενός στρώματος resistive υλικού ασφαλώς είχε χρησιμοποιηθεί με επιτυχία και σε ανιχνευτές του παρελθόντος. Η διαφοροποίηση στην περίπτωση του ανιχνευτή Micromegas



**Εικόνα 2.17:** Γραφική αναπαράσταση της τομής ενός ανιχνευτή Micromegas resistive τύπου.

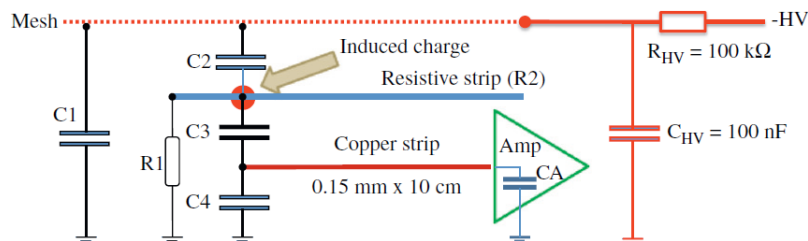
έγκειται στη χρήση διαδοχικών resistive strips αντί ενός ενιαίου resistive στρώματος προκειμένου να αποφευχθεί η διάχυση του φορτίου σε μεγάλο πλήθος readout strips και να περιοριστεί το μέγεθος της περιοχής που επηρεάζεται από τις εκφορτίσεις στο ελάχιστο δυνατό. Αξίζει να σημειωθεί ότι η πιθανότητα εκφόρτισης είναι η ίδια ανάμεσα σε έναν resistive και έναν standard ανιχνευτή Micromegas. Ο σκοπός του resistive στρώματος είναι να μειώσει την ένταση του ρεύματος εκφόρτισης, στην περίπτωση εμφάνισης spark, σε ένα επίπεδο που η προκαλούμενη πτώση τάσης που παρατηρείται στο mesh να είναι αμελητέα.

Η βασική δομή του Micromegas τοποθετείται πάνω στα resistive strips. Περιλαμβάνει ένα "πλεκτό" ατσάλινο mesh με πυκνότητα 400 lines/in και πάχος ινών της τάξης των 18  $\mu\text{m}$ .

### 2.6.2 Ισοδύναμο Ηλεκτρικό Κύκλωμα

Το ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα του ανιχνευτή παρουσιάζεται στην εικόνα (2.18):

- $C_1$  : Χωρητικότητα μεταξύ των resistive strips και της γείωσης του ανιχνευτή (4 nF)
- $C_2$  : Χωρητικότητα μεταξύ των resistive strips και του mesh
- $C_3$  : Χωρητικότητα μεταξύ των resistive strips και των readout strips
- $C_4$  : Χωρητικότητα μεταξύ των readout strips και της γείωσης του ανιχνευτή (1.5 pF).
- $C_A$  : Χωρητικότητα εισόδου του προενισχυτή



**Εικόνα 2.18:** Ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα ενός ανιχνευτή Micromegas resistive τύπου.

Οι τιμές των χωρητικοτήτων  $C_2$ ,  $C_3$  εξαρτώνται άμεσα από την διάχυση του φορτίου στα resistive strips, τις σχετικές αποστάσεις των resistive strips από mesh και readout strips αντίστοιχα

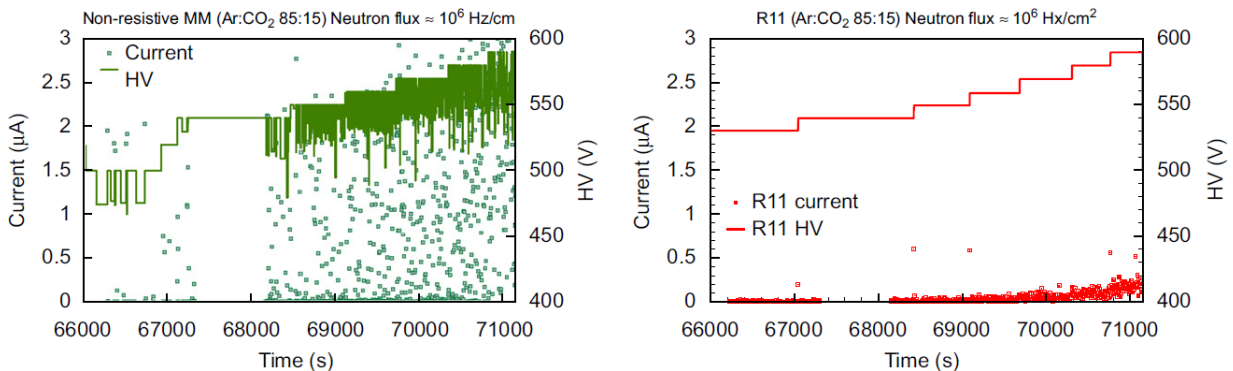


καθώς και από την τιμή της διηλεκτρικής σταθεράς του μονωτικού υλικού μεταξύ των δύο στρωμάτων strips. Μεγαλύτερη resistivity μεταφράζεται σε μικρότερη διάχυση του φορτίου και κατά συνέπεια μικρότερες τιμές για τις χωρητικότητες  $C_2$  και  $C_3$ . Ο λόγος τους πάραυτα παραμένει σταθερός με την τιμή του για τη συγκεκριμένη διάταξη να είναι περίπου 1:8.

Απουσία του resistive στρώματος η κίνηση της χιονοστιβάδας ηλεκτρονίων επάγει σήμα απευθείας στα readout strips Στην περίπτωση που χρησιμοποιείται ένα ενιαίο resistive στρώμα μεταξύ του κενού με το αέριο και των readout strips, η κίνηση των φορτίων οδηγεί σε μία RC τύπου διαμόρφωση του σήματος. Προκαλεί επίσης μία διάχυση του σήματος στα γειτονικά strips. Με την τεχνική του χωρισμού του resistive στρώματος σε strips η διάχυση του σήματος στα γειτονικά strips αποφεύγεται και μόνο το φορτίο που επάγεται σε κάθε readout strip γίνεται "ορατό" από τον προενισχυτή. Το φορτίο στα resistive strips καταλήγει στη γείωση μέσω της αντίστασης  $R_1$

### 2.6.3 Απόδοση

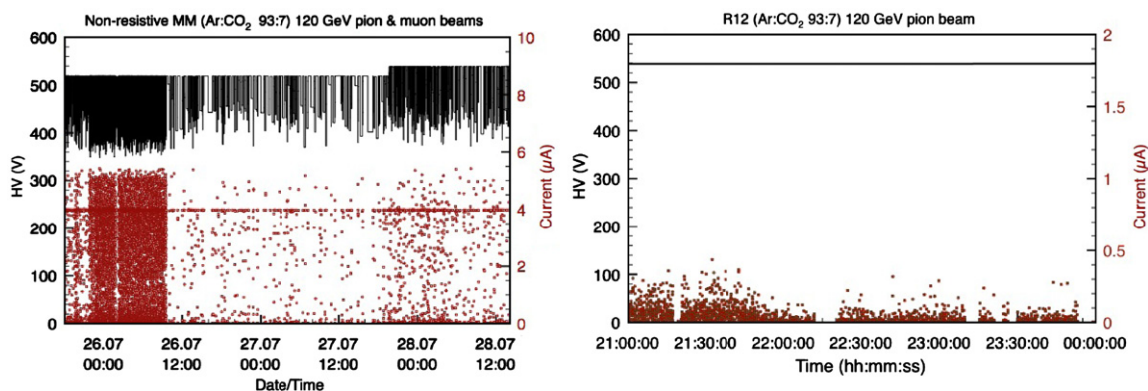
Οι νέου τύπου ανιχνευτές Micromegas έχουν μελετηθεί ενδελεχώς σε διαφορετικές συνθήκες και με χρήση διαφορετικών αερίων. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η σύγκριση της απόδοσης των νέων ανιχνευτών με τους non-resistive ανιχνευτές και πιο συγκεκριμένα της συμπεριφοράς του mesh των ανιχνευτών ως προς το φαινόμενο των εκφορτίσεων.



**Εικόνα 2.19:** Η συμπεριφορά της τάσης και του ρεύματος για έναν resistive και έναν standard ανιχνευτή Micromegas σε περιβάλλον δέσμης νετρονίων ροής  $1.5 \times 10^6$  n/cm<sup>2</sup>/s [14]

Στην εικόνα (2.19) παρουσιάζεται η συμπεριφορά της τάσης και του ρεύματος συναρτήσει του χρόνου για δύο διαφορετικούς ανιχνευτές σε περιβάλλον ακτινοβολίας νετρονίων (δεδομένα 2010). Και οι δύο ανιχνευτές λειτουργούσαν με τα ίδια ηλεκτρονικά και το ίδιο αέριο με το σύστημα ελέγχου της τάσης των ανιχνευτών να καταγράφει κάθε μεταβολή στις τιμές της τάσης και του ρεύματος με την πάροδο του χρόνου. Όπως παρατηρούμε ο resistive ανιχνευτής λειτουργεί απροβλημάτιστα σε συνθήκες υψηλής ροής νετρονίων ακόμα και για υψηλές τιμές ενίσχυσης του αερίου σε αντίθεση με τον standard ανιχνευτή που εμφανίζει sparks από πολύ χαμηλές τιμές ενίσχυσης, ενώ για ισχυρά ηλεκτρικά πεδία στην περιοχή ενίσχυσης το φαινόμενο των εκφορτίσεων γίνεται απαγορευτικά έντονο. Χαρακτηριστικό είναι ότι στον non-resistive ανιχνευτή παρατηρείται πτώση της υψηλής τάσης του mesh με την έναρξη της δέσμης. Τα ρεύματα που απαιτούνται για την επαναφόρτιση του mesh

ξεπερνούν το όριο στην τιμή του ρεύματος που έχει ρυθμιστεί στο τροφοδοτικό για λόγους ασφαλείας στα 4  $\mu\text{A}$ . Ο resistive ανιχνευτής από την άλλη μεριά δεν παρουσιάζει πτώση τάσης ενώ και το παρατηρούμενο ρεύμα δεν ξεπερνάει τα 200 nA για υψηλές τιμές ενίσχυσης αερίου ( $12 \times 10^4$ ).



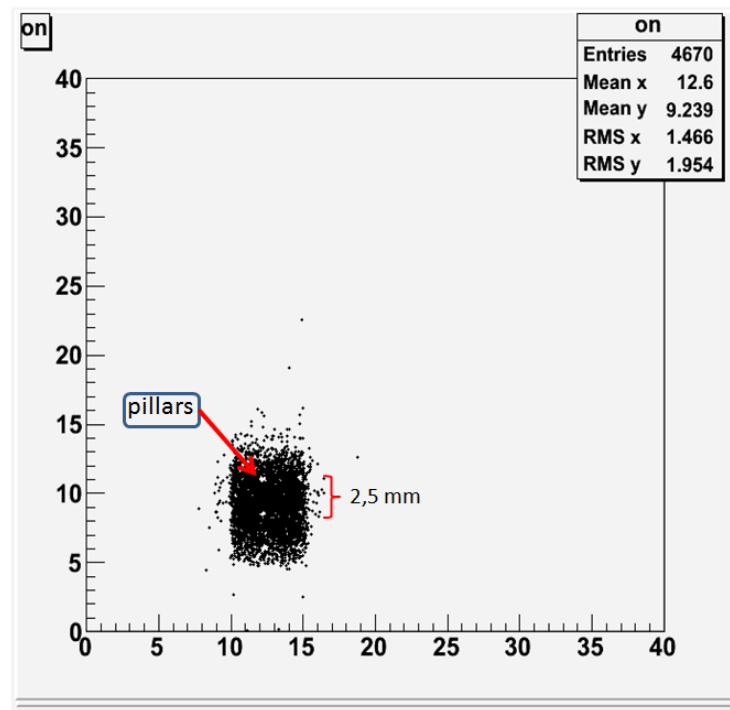
**Εικόνα 2.20:** Ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα ενός ανιχνευτή Micromegas resistive τύπου.

Η άριστη συμπεριφορά των resistive ανιχνευτών Micromegas επιβεβαιώνεται και από τη δοκιμή των ανιχνευτών σε περιβάλλον δέσμης πιονίων από το SPS στο CERN (δεδομένα 2010). Στην εικόνα (2.20) παρουσιάζονται τα γραφήματα των δεδομένων τάσης και ρεύματος για δύο ανιχνευτές, έναν standard και έναν resistive, για την ίδια χρονική περίοδο και με τις ίδες συνθήκες λειτουργίας ( $Ar : CO_2$  93:7). Η χρονική περίοδος που απεικονίζεται μπορεί να χωριστεί σε τρεις περιόδους με διαφορετικές συνθήκες δέσμης:

- ...-26/07 10:00 : 120 GeV/c δέσμη πιονίων
- 26/07 10:00 - 27/07 18:00 : Χωρίς δέσμη
- 27/07 18:00 - ... : Δέσμη μονίων

Για τον standard ανιχνευτή, στο διάστημα της χρήσης δέσμης πιονίων (5 kHz) παρατηρούνται κατά μέσο όρο 3-4 εκφορτίσεις ανά spill διάρκειας 9.6 sec περίπου. Για τις υπόλοιπες δύο περιόδους ο ρυθμός εμφάνισης spark είναι σαφώς μικρότερος αλλά σε κάθε περίπτωση το ρεύμα κάθε εκφόρτισης είναι σημαντικό ξεπερνώντας το όριο του τροφοδοτικού συστήματος που χρησιμοποιείται με την τάση του mesh να παρουσιάζει βίαιες διακυμάνσεις καθόλη τη διάρκεια της ακτινοβολήσης. Ο resistive ανιχνευτής από την άλλη, παρά το γεγονός ότι παρουσιάζει την ίδια περίπου συχνότητα εμφάνισης εκφορτίσεων κάτω από τις ίδιες συνθήκες λειτουργίας με τον standard ανιχνευτή χαρακτηρίζεται από sparks μικρότερης έντασης, περίπου 100 φορές χαμηλότερο ρεύμα, ενώ και η υψηλή τάση του mesh παραμένει ανεπηρέαστη από το φαινόμενο αυτό.

Οι resistive ανιχνευτές συνεχίζουν να διατηρούν τα εξαιρετικά χαρακτηριστικά απόδοσης των ανιχνευτών Micromegas επιδεικνύοντας χωρική διακριτική ικανότητα της τάξεως των 50-60  $\mu\text{m}$  ενώ και efficiency τους κυμαίνεται σε πολύ υψηλά επίπεδα αγγίζοντας το απόλυτο (99%) με το ελάχιστο "νεκρό" ποσοστό να οφείλεται στα pillars που χρησιμοποιούνται για να διατηρήσουν τη γεωμετρία του ανιχνευτή σταθερή.



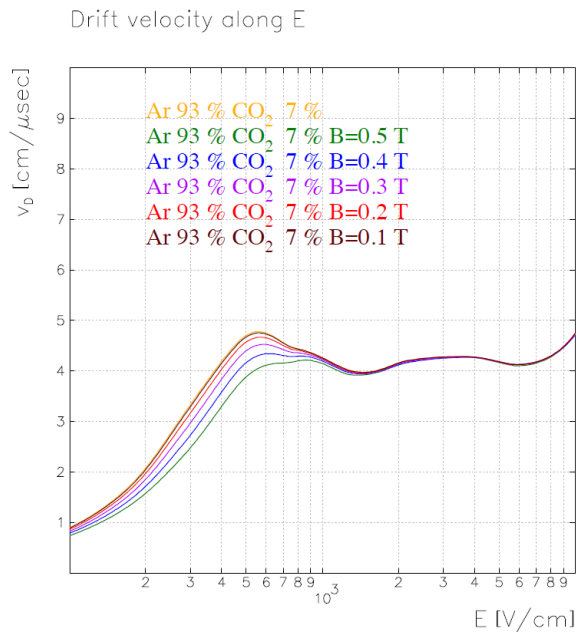
**Εικόνα 2.21:** "X-Ray" εικόνα των pillars ενός ανιχνευτή Micromegas, ανακατασκευάζοντας offline τις τροχιές σωματιδίων δέσμης στο επίπεδο του ανιχνευτή και αποκλείοντας τα inefficient γεγονότα.

#### 2.6.4 Προσομοιώσεις Micromegas

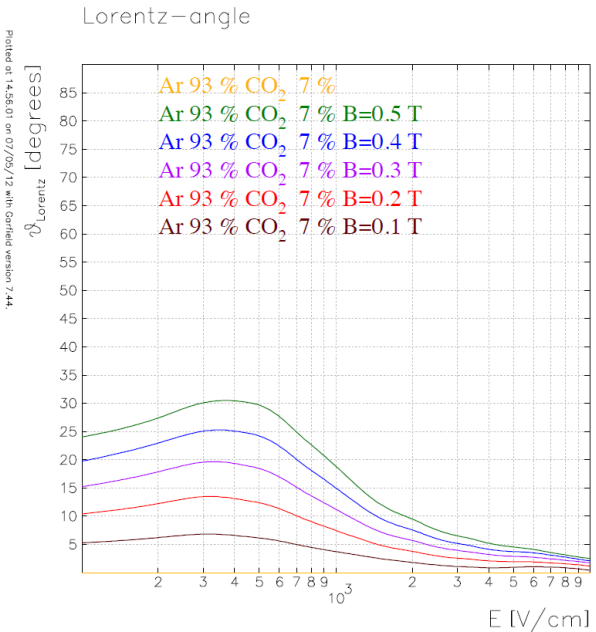
Η κατανόηση των αρχών λειτουργίας αλλά και της απόδοσης ενός ανιχνευτή είναι ιδιαίτερα κρίσιμο ζήτημα στην μελέτη και εξέλιξη του. Σημαντική προσπάθεια έχει καταβληθεί κατά συνέπεια τα τελευταία χρόνια και στον τομέα της προσομοίωσης της συμπεριφοράς και της λειτουργίας του ανιχνευτή Micromegas. Η σωστή και λεπτομερής προσομοίωση της συμπεριφοράς του αερίου που βρίσκεται στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή είναι υψίστης σημασίας στην μελέτη ανιχνευτών αερίου. Επίσης οι διάφορες μελέτες θα πρέπει να διεξάγονται για κάθε πιθανό περιβάλλον στο οποίο μπορεί να βρεθεί ο ανιχνευτής μας συμπεριλαμβανομένου όπως θα αναλύσουμε στη συνέχεια, και του ιδιαίτερα πολύπλοκου περιβάλλοντος του ανιχνευτή ATLAS στο πείραμα του LHC στο CERN.

Χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα Garfield έχει γίνει μελέτη διαφόρων αερίων καθώς και η επίδραση του μαγνητικού πεδίου στην εγγενή χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή.

Στο πρώτο γράφημα της εικόνας (2.22) παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που λαμβάνουμε από το Garfield για αέριο μείγμα  $Ar : CO_2$  σε αναλογία 93:7 και περιγράφουν την εξέλιξη των τιμών την ταχύτητας ολίσθησης των ηλεκτρονίων ιονισμού συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου στο οποίο βρίσκεται ο ανιχνευτής μας. Στο έτερο γράφημα απεικονίζεται η γωνία Lorentz συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου για διαφορετικές τιμές του μαγνητικού πεδίου.



(α) Η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου που εφαρμόζεται στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή.



(β) Η γωνία Lorentz συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου.

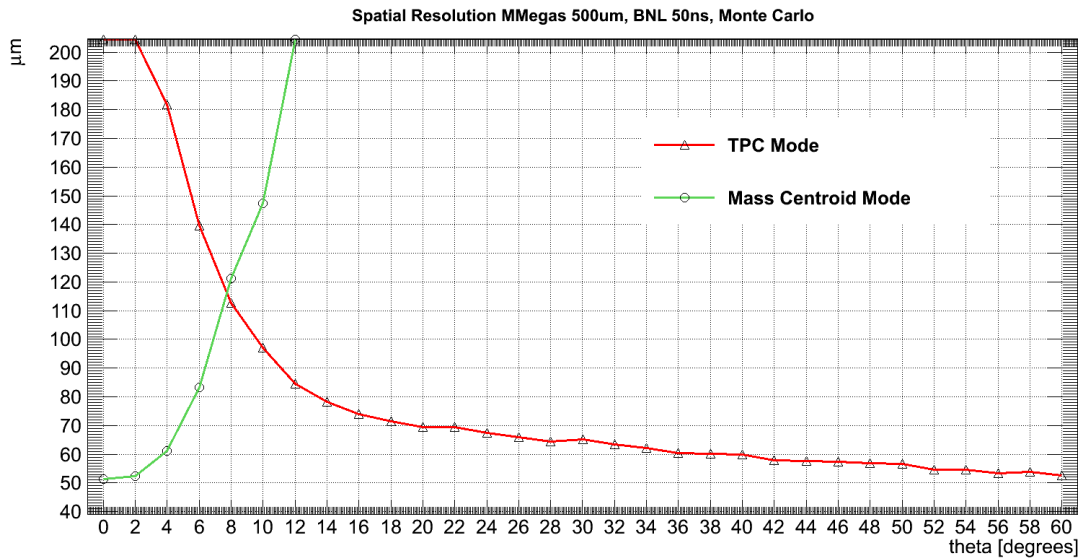
**Εικόνα 2.22:** Μελέτη των παραμέτρων του αερίου χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα προσομοίωσης Garfield.

Οι τιμές των παραμέτρων που υπολογίζει το Garfield χρησιμοποιούνται σαν είσοδο σε ένα ανεξάρτητο λογισμικό προσομοίωσης, δομημένο σε C++ προκειμένου, σε συνδυασμό με την παραμετροποίηση της γεωμετρίας και των readout ηλεκτρονικών του ανιχνευτή, προκειμένου να ακολουθήσει λεπτομερής μελέτη και αναπαράσταση της απόδοσης και λειτουργίας του ανιχνευτή Micromegas παράγοντας προσομοιωμένα γεγονότα στον ενεργό όγκο του θαλάμου.

Οι τροχιές σωματιδίων που προσομοιώνονται μας επιτρέπουν να προχωρήσουμε σε λεπτομερή ανάλυση των Monte Carlo δεδομένων μελετώντας για παράδειγμα την χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή μας χρησιμοποιώντας σαν τροχιά αναφοράς την τροχιά που δημιουργεί το πρόγραμμα αρχικά και συγκρίνοντας τη με την ανακατασκευασμένη τροχιά, αποτέλεσμα της ανάλυσης των MC δεδομένων που λαμβάνουμε τελικά.

Στην εικόνα (2.23) παρουσιάζεται η χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή μας σαν συνάρτηση της γωνίας με την οποία η τροχιά εισέρχεται στον ανιχνευτή. Όπως θα αναλύσουμε και στην συνέχεια υπάρχουν δύο τεχνικές που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό του αποτυπώματος κάθε σωματιδίου στον ανιχνευτή:

- Ομαδοποιώντας τα strip με σήμα σε cluster γεγονότων και εκτιμώντας την ακριβή θέση του σωματιδίου με τον υπολογισμό του σταθμικού μέσου χρησιμοποιώντας το φορτίο κάθε strip σαν βάρος (κυρίως για κάθετες τροχιές).
- Χρησιμοποιώντας την χρονική πληροφορία του ανιχνευτή μας ανακατασκευάζουμε την



**Εικόνα 2.23:** Η χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή Micromegas σαν συνάρτηση της γωνίας με την οποία δέσμη σωματιδίων προσπίπτει στο επίπεδο του για δύο μεθόδους εκτίμησης του σημείου παρεμβολής της τροχιάς (Monte Carlo) .

τροχιά του σωματιδίου εντός του ανιχνευτή (μTPC mode)

Η σύγκριση με την τροχιά αναφοράς μας δίνει μία εκτίμηση της χωρικής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή και μας δίνει τη δυνατότητα να συγκρίνουμε επίσης τις δύο τεχνικές μεταξύ τους για τροχίες διαφορετικών γωνιών. Όπως θα δούμε και στη συνέχεια τα αποτελέσματα του προγράμματος προσομοίωσης επιβεβαιώνονται και από την επεξεργασία των δεδομένων της δοκιμαστικής δέσμης.



## Κεφάλαιο 3

# Επιταχυντής LHC & Πείραμα ATLAS

### 3.1 Large Hadron Collider - LHC

Ο LHC είναι ο μεγαλύτερος και ισχυρότερος επιταχυντής σωματιδίων παγκοσμίως. Ο επιταχυντής βρίσκεται σε μία κυκλική σήραγγα, με περίμετρο 27 χιλιόμετρα με το βάθος της να κυμαίνεται από 50 εω και 175 μέτρα. Η διαμέτρου 3.8 μέτρων τσιμεντένια σήραγγα κατασκευάστηκε μεταξύ 1983-1984 και χρησιμοποιήθηκε αρχικά από τον μεγάλο επιταχυντή ηλεκτρονίων ποζιτρονίων (L.E.P.). Διασχίζει τα γαλλό-ελβετικά σύνορα σε τέσσερα σημεία, με τα περισσότερα από αυτά να βρίσκονται στη Γαλλία. Τα κτίρια της επιφάνειας φιλοξενούν του βοηθητικούς μηχανικούς, ηλεκτρονικούς και ψυκτικούς εξοπλισμούς.



**Εικόνα 3.1:** Αναπράσταση της σήραγγας του επιταχυντή LHC.

Η σήραγγα του επιταχυντή περιέχει δύο διαδοχικούς παράλληλους σωλήνες δέσμης που διασταυρώνονται σε τέσσερα σημεία, σε καθέναν από τους οποίους διέρχεται δέσμη πρωτονίων με τις δύο δέσμες να κινούνται σε αντίθετες κατευθύνσεις γύρω από τον δακτύλιο. Περίπου 1200 διπολικοί μαγνήτες συγκρατούν τις δέσμες σε κυκλική τροχιά ενώ 392 τετραπολικοί μαγνήτες εξασφαλίζουν ότι οι δέσμες είναι συγκεντρωμένες αυξάνοντας τις πιθανότητες αλληλεπίδρασης σωματιδίων των δύο δεσμών στα σημεία διασταύρωσης. 96 τόνοι περίπου

απαιτούνται προκειμένου να διατηρούνται οι μαγνήτες στην θερμοκρασία λειτουργίας τους , 1.9 K, μετατρέποντας τον LHC στο πιο μεγάλο κρυογενικό σύστημα στον κόσμο.

Όταν ο επιταχυντής θα φτάσει την μέγιστη ενέργεια σχεδιασμού του , 7 TeV ανά δέσμη, μία ή δύο φορές την ημέρα τα πρωτόνια επιταχύνονται από τα 450 GeV στα 7 TeV με το πεδίο των υπεραγωγίων μαγνητών να αυξάνεται από τα 0.54 στα 8.3 Tesla. Τα πρωτόνια θα χαρακτηρίζονται από ενέργεια 7 TeV το καθένα μεταφράζονται σε συνολική ενέργεια σύγκρουσης της τάξης των 14 TeV. Σε αυτή την ενέργεια τα πρωτόνια θα κινούνται με ταχύτητα 0.9999999 c με συνέπεια ένα πρωτόνιο να χρειάζεται 90 μs για να διατρέξει την πλήρη περίμετρο του επιταχυντή. Οι δέσμες δεν θα είναι συνεχείς αλλά θα κινούνται σε πακέτα ούτως ώστε οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των δύο δεσμών να συμβαίνουν σε διακριτά χρονικά διαστήματα με διαφορά χρόνου μεγαλύτερη των 25 ns. Η φωτεινότητα (Luminosity) σχεδιασμού του LHC είναι  $10^{34} \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$  παράγοντας ρυθμό σύγκρουσης των πακέτων δέσμης της τάξης των 40 MHz.



**Εικόνα 3.2:** Φωτογραφία από της σήραγγα του επιταχυντή LHC.

Τα σωματίδια της δέσμης, προτού εισαχθούν στον δακτύλιο του LHC, προετοιμάζονται σε μία σειρά συστημάτων που αυξάνουν σταδιακά την ενέργεια τους. Το πρώτο σύστημα είναι ένας γραμμικός επιταχυντής, LINAC 2, που εξάγει πρωτόνια ενέργειας 50 MeV τα οποία στην συνέχεια στον PSB (Proton Synchrotron Booster). Εκεί τα πρωτόνια επιταχύνονται στα 1.4 GeV και εισάγονται στο σύγχροτρο πρωτονίων (PS), όπου αποκτούν ενέργεια 26 GeV. Τέλος περνώντας από το SPS (Super Proton Synchrotron) τα πρωτόνια αυξάνουν την ενέργεια τους στα 450 GeV μέχρι να εισαχθούν στον δακτύλιο του μεγάλου επιταχυντή αποκτώντας την μέγιστη ενέργεια τους 7 TeV.



## 3.2 Πείραμα ATLAS

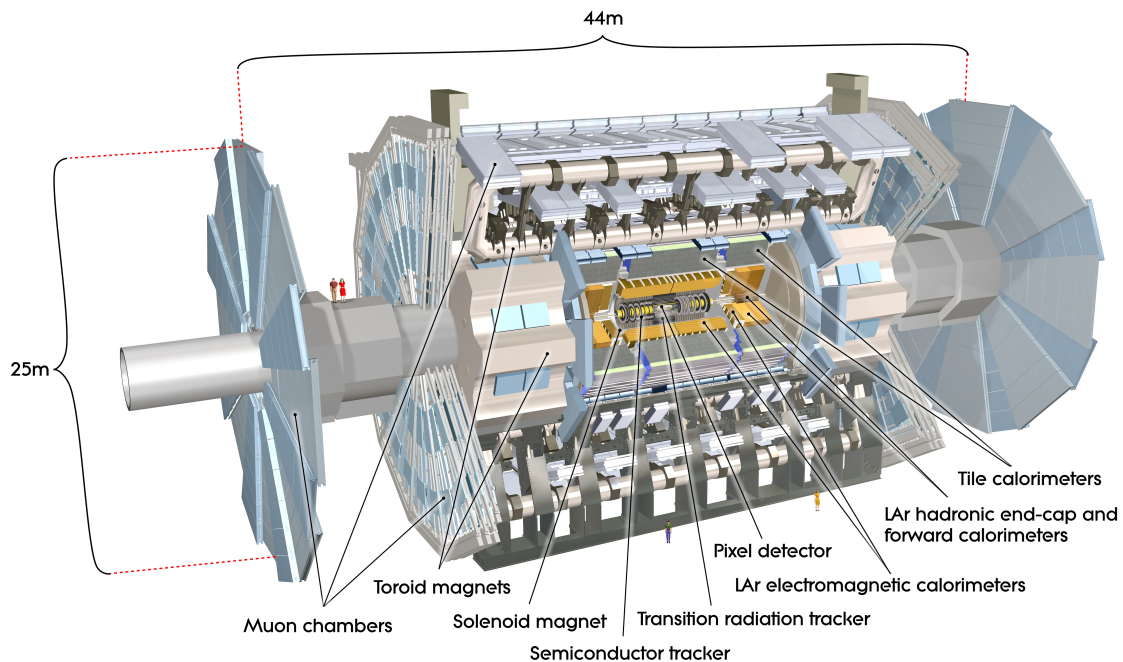
Το πείραμα ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) είναι ένα από τα επτά πειράματα ανίχνευσης στοιχειωδών σωματιδίων (ALICE, ATLAS, CMS, TOTEM, LHCb, LHCf και MoEDAL) που έχουν κατασκευαστεί στον μεγάλο επιταχυντή αδρονίων (LHC) στο Ευρωπαϊκό Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών (CERN) στην Ελβετία. Το πείραμα είναι κυλινδρικού σχήματος και έχει μήκος 44 μέτρα με διάμετρο 25 μέτρα ζυγίζοντας περίπου 7,000 τόνους. Περίπου 2,000 επιστήμονες από 165 ιδρύματα σε 35 συνολικά χώρες εργάζονται στο πείραμα η κατασκευή του οποίου ήταν αρχικά προγραμματισμένη να ολοκληρωθεί τον Ιούνιο του 2007, αλλά κατέγραψε τα πρώτα γεγονότα δέσμης στις 10 Σεπτεμβρίου 2008. Το πείραμα είναι σχεδιασμένο για την παρατήρηση φαινομένων που περιλαμβάνουν σωματίδια μεγάλης μάζας που δεν μπορούσαν να παρατηρηθούν σε προηγούμενα πειράματα χαμηλότερης ενέργειας και θα μπορούσαν να μας διαφωτίσουν σχετικά με νέες θεωρίες φυσικής στοιχειωδών σωματιδίων που ξεπερνούν τα όρια του Καθιερωμένου Προτύπου.

Η σύμπραξη του ATLAS, η ομάδα των φυσικών που θα κατασκεύαζε τον ανιχνευτή, σχηματίστηκε το 1992 οπότε και οι προτεινόμενες EAGLE () και ASCOT () συμπράξεις συγκέντρωσαν τις προσπάθειες τους στην κατασκευή ενός, γενικού σκοπού ανιχνευτή σωματιδίων για τον Μεγάλο Αδρονικό Επιταχυντή. Το σχέδιο ήταν συνδυασμός τόσο των δύο προηγούμενων πρωτοτύπων, όσο και των δραστηριοτήτων έρευνας και εξέλιξης που είχε προηγηθεί για τον Υπέρ-αγώγιμο Υπέρ-επιταχυντή. Το πείραμα ATLAS προτάθηκε στην σημερινή μορφή για πρώτη φορά το 1994, και η επίσημη έγκριση της χρηματοδότησης του από τα κράτη μέλη του CERN ξεκίνησε το 1995. Στα χρόνια που ακολούθησαν περισσότεροι επιστήμονες και ινστιτούτα προστέθηκαν και συνεχίζουν ακόμα και σήμερα να προστίθενται στη σύμπραξη. Η φάση της κατασκευής των διαφόρων μερών του πειράματος ξεκίνησε στα διάφορα ιδρύματα, με τα μέρη του ανιχνευτή να αποστέλλονται τελικά στο CERN όπου ξεκίνησε η συναρμολόγηση του ανιχνευτή το 2003.

Ο ανιχνευτής ATLAS είναι ένα γενικού σκοπού ανιχνευτικό σύστημα. Όταν οι δέσμες πρωτονίων που παράγονται από τον LHC αλληλεπιδρούν στο κέντρο του ανιχνευτή, είναι πιθανό να παραχθούν διαφορετικά σωματίδια σε ένα πολύ ευρύ φάσμα ενεργειών. Το πείραμα ATLAS δεν επικεντρώνεται στην ανίχνευση μίας συγκεκριμένη φυσικής διαδικασίας αλλά είναι σχεδιασμένο έτσι ώστε να μετράει το μεγαλύτερο δυνατό εύρος σημάτων. Ο στόχος του συγκεκριμένου σχεδιασμού είναι να εξασφαλίσει ότι, οποιαδήποτε μορφή και να έχουν νέες φυσικές διαδικασίες ή σωματίδια, το ATLAS θα μπορέσει να τα ανιχνεύσει και να μετρήσει τις ιδιότητες τους. Τα πειράματα σε προγενέστερους επιταχυντές όπως το Tevatron και το LEP είχαν σχεδιαστεί βασισμένα στην ίδια φιλοσοφία. Είναι όμως οι μοναδικές προκλήσεις του LHC, πρωτοφανής ενέργεια και τεράστιος ρυθμός συγκρούσεων, που απαιτούν το πείραμα ATLAS να είναι μεγαλύτερο και πιο πολύπλοκο από κάθε άλλο ανιχνευτή του παρελθόντος.

Ο ανιχνευτής ATLAS αποτελείται από μία σειρά ομόκεντρων κυλίνδρων αυξανόμενης ακτίνας γύρω από το σημείο σύγκρουσης των δεσμών πρωτονίων που επιταχύνονται από τον LHC. Μπορεί να διαιρεθεί αρχικά σε τέσσερα κύρια μέρη:

- Inner Detector



**Εικόνα 3.3:** Το πείραμα ATLAS.

- Calorimeters
- Muon Spectrometer
- Magnet Systems

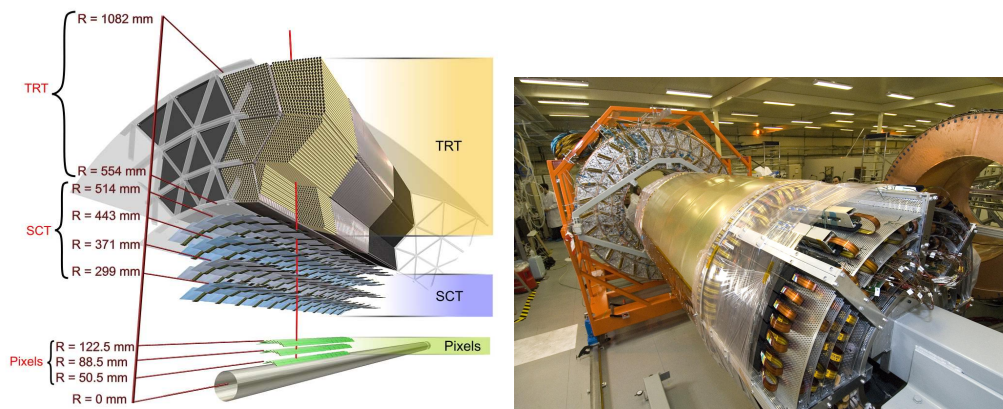
Κάθε μέρος από αυτά αποτελείται με τη σειρά του από πολλαπλά στρώματα. Οι ανιχνευτές του πειράματος είναι συμπληρωματικοί μεταξύ τους: ο Inner Detector ανιχνεύει σωματίδια με μεγάλη ακρίβεια, τα calorίμετρα μετρούν την ενέργεια σωματιδίων που αδρανοποιούνται εύκολα και το σύστημα των μιονίων πραγματοποιεί επιπρόσθετες μετρήσεις πολύ ενεργητικών μιονίων. Τα δύο συστήματα των μαγνητών καμπυλώνουν την τροχιά των φορτισμένων σωματιδίων τόσο εντός του εσωτερικού ανιχνευτή όσο και στο φασματόμετρο μιονίων, επιτρέποντας τη μέτρηση της ταχύτητάς τους.

Εξαιτίας των υψηλών ενεργειών που μπορεί να φτάσει ο LHC και του πολύ αυξημένου ρυθμού συγκρούσεων, η συντήρηση των μηχανικών μερών του ανιχνευτή στις περιοχές περιβάλλοντος υψηλής ακτινοβολίας είναι από μόνη της μία ιδιαίτερη πρόκληση για τους επιστήμονες του πειράματος.

### 3.2.1 Εσωτερικός Ανιχνευτής - Inner detector

Το στρώμα του εσωτερικού ανιχνευτή ξεκινάει μερικά εκατοστά μακριά από τον άξονα της δέσμης, και εκτείνεται ακτινικά μέχρι την απόσταση των 1.2 μέτρων με μήκος 7

μέτρα παράλληλα με τον άξονα της δέσμης. Η βασική του λειτουργία είναι αποτυπώσει το ίχνος των διερχόμενων φορτισμένων σωματιδίων ανιχνεύοντας την αλληλεπίδραση τους με το υλικό σε διακριτά σημεία, αποκαλύπτοντας λεπτομερείς πληροφορίες για το είδος του σωματιδίου και την ορμή του. Το μαγνητικό πεδίο που περικλείει το σύνολο του εσωτερικού ανιχνευτή προκαλεί καμπύλωση της τροχιάς των διερχόμενων σωματιδίων. Ο προσανατολισμός της καμπύλης υποδηλώνει το φορτίο του σωματιδίου με την καμπυλότητα της τροχιάς να αποκαλύπτει την ορμή του. Το σημείο εκκίνησης των τροχιών από την άλλη μας δίνει χρήσιμες πληροφορίες σχετικά με τον προσδιορισμό του είδους των σωματιδίων. Ο εσωτερικός ανιχνευτής αποτελείται από τρία μέρη που αναλύονται παρακάτω.



**Εικόνα 3.4:** Σχηματική αναπαράσταση των μερών του Inner Detector και φωτογραφία κατά την συναρμολόγηση του.

Ο ανιχνευτής Pixel, το πιο κοντινό στον άξονα της δέσμης μέρος του ανιχνευτή, περιέχει τρία στρώματα και τρεις δίσκους σε κάθε end-cap, απαρτίζοντας συνολικά 1744 ανιχνευτές, έκαστος με εμβαδό  $2 \times 6 \text{ cm}^2$ . Το ενεργό υλικό των ανιχνευτών είναι πυρίτιο πάχους  $250 \mu\text{m}$ . Κάθε σταθμός του ανιχνευτή περιλαμβάνει 16 readout chips καθώς και άλλα ηλεκτρονικά στοιχεία. Η μικρότερη μονάδα που μπορεί να διαβαστεί είναι ένα pixel ( $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ ) και κάθε σταθμός αποτελείται από περίπου 47000 pixels έτσι ώστε να είναι εφικτή η αποτύπωση της τροχιάς των διερχόμενων σωματιδίων με πολύ μεγάλη ακρίβεια. Στο σύνολο του ο ανιχνευτής pixel έχει περισσότερα από 80 εκατομμύρια κανάλια αριθμός που αποτελεί από μόνος του μία μηχανική πρόκληση όπως και η ανθεκτικότητα των διαφόρων μερών του ανιχνευτή στην ακτινοβολία καθώς βρίσκεται πολύ κοντά στο σημείο αλληλεπίδρασης.

Ο ανιχνευτή τροχιών ημιαγωγών (SCT) καταλαμβάνει το ενδιάμεσο στρώμα του εσωτερικού ανιχνευτή. Η δομή του και η αρχή λειτουργίας του είναι παρόμοιες με αυτές του ανιχνευτή pixel με τη βασική διαφορά ότι αντί για pixel ο SCT αποτελείται από μακριά strip μικρού πάχους επιτυγχάνοντας πιο εύκολη κάλυψη μεγαλύτερης επιφάνειας. Κάθε strip έχει διαστάσεις  $12.6 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$ . Το συγκεκριμένο στρώμα αποτελεί το πιο κρίσιμο μέρος του εσωτερικού ανιχνευτή για την εύρεση τροχιών στο επίπεδο που είναι κάθετο στη δέσμη καθώς μπορεί να ακολουθεί τα ίχνη των σωματιδίων σε πολύ μεγαλύτερη περιοχή από τον ανιχνευτή pixel. Αποτελείται από 4 διπλά στρώματα με strips πυριτίου και τα δεδομένα του διαβάζονται μέσω 6.2 εκατομμυρίων readout καναλιών σε μία περιοχή συνολικού εμβαδού  $61 \text{ m}^2$ .

Ο ανιχνευτής ακτινοβολίας μετάβασης (TRT), το εξωτερικό τμήμα του εσωτερικού ανιχνευτή, είναι ένας συνδυασμός ενός ανιχνευτή τροχιών και ενός ανιχνευτή ακτινοβολίας μετάβασης. Τα ανιχνευτικά στοιχεία είναι θάλαμοι ολίσθησης, με διάμετρο 4 mm και μήκος που κυμαίνεται μέχρι και 144 εκατοστά. Η αβεβαιότητα στη μέτρηση της θέσης για κάθε τροχιά (χωρική διακριτική ικανότητα) είναι της τάξης των 200 μm, ελαφρώς χειρότερη από τις αντίστοιχες τιμές των δύο άλλων τμημάτων, απαραίτητη όμως θυσία προκειμένου να καλυφθεί μία μεγαλύτερη περιοχή και να είναι επιπλέον διαθέσιμη και η δυνατότητα ανίχνευσης της ακτινοβολίας μετάβασης. Κάθε θάλαμος είναι γεμάτος με αέριο τα μόρια του οποίου ιονίζονται κατά τη διέλευση ενός φορτισμένου σωματιδίου. Τα αρνητικά φορτισμένα προϊόντα του ιονισμού συλλέγονται από το ανοδικό σύρμα που βρίσκεται στον κεντρικό άξονα των θαλάμων, με το σύνολο των συρμάτων που μας δίνουν σήμα σε κάθε γεγονός να αποκαλύπτουν το ίχνος της τροχιάς του σωματιδίου. Μεταξύ των κυλινδρικών θαλάμων παρεμβάλλονται υλικά με διαφορετικούς δείκτες διάθλασης που αναγκάζουν τα υπέρ-σχετικιστικά διερχόμενα σωματίδια να εκπέμπουν ακτινοβολία μετάβασης προκαλώντας πολύ ισχυρά σήματα στα καλώδια των θαλάμων. Ο TRT αποτελείται από περίπου 298000 θαλάμους συνολικά.

### **3.2.2 Θερμιδόμετρα - Calorimeters**

Τα θερμιδόμετρα βρίσκονται εξωτερικά του σωληνοειδούς μαγνήτη που περιβάλλει τον εσωτερικό ανιχνευτή. Σκοπός τους είναι η μέτρηση της ενέργειας των σωματιδίων που φτάνουν σε αυτά απορροφώντας τα. Στο πείραμα υπάρχουν δύο ειδών θερμιδόμετρα: i) το εσωτερικό ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο και το εξωτερικό αδρονικό θερμιδόμετρο.

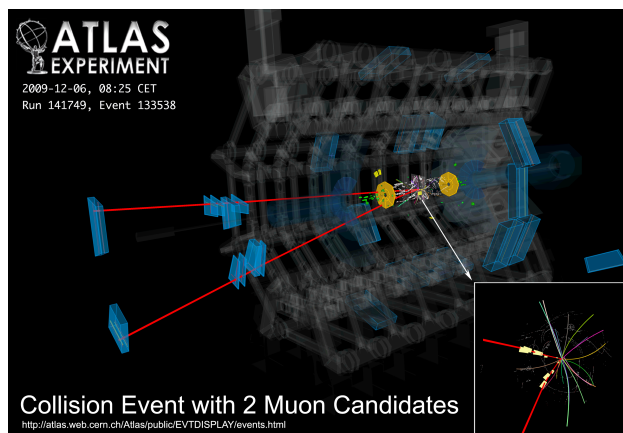
Το Η/Μ θερμιδόμετρο απορροφά ενέργεια από σωματίδια που αλληλεπιδρούν ηλεκτρομαγνητικά με αυτό, δηλαδή φορτισμένα σωματίδια και φωτόνια. Χαρακτηρίζεται από εξαιρετική ακρίβεια μέτρησης της τόσο της συνολικής ενέργειας που εναποτίθεται σε αυτό όσο και της θέσης που συνέβη η συγκεκριμένη απορρόφηση. Η γωνία μεταξύ της τροχιάς του σωματιδίου και του άξονα της δέσμης καθώς και η γωνία του σε σχέση με το κάθετο στη δέσμη επίπεδο μετρώνται κατά μέσο όρο μέχρι τα 0.025 rad.

Το αδρονικό θερμιδόμετρο απορροφά ενέργεια από τα σωματίδια που διέρχονται από το από το Η/Μ θερμιδόμετρο αλλά δεν αλληλεπιδρούν μέσω της ισχυρής δύναμης. Αυτά τα σωματίδια είναι κατά κύριο λόγο αδρόνια. Είναι λιγότερο ακριβές από το Η/Μ τόσο σε μέτρηση ενέργειας όσο και στον εντοπισμό της θέσης του διερχόμενου σωματιδίου. Το υλικό που απορροφά την ενέργεια του σωματιδίου είναι ατσάλι, με πλακίδια σπινθηριστή που δειγματίζουν την εναποτιθέμενη ενέργεια. Πολλά από τα χαρακτηριστικά του αδρονικού καλοριμέτρου επιλέγονται εξαιτίας της πολύ καλής λειτουργίας τους σε συνδυασμό με το χαμηλό κόστος που απαιτείται για την κατασκευή τους.

### **3.2.3 Φασματόμετρο Μιονίων - Muon spectrometer**

Το φασματόμετρο μιονίων είναι μεγάλου μεγέθους σύστημα ανίχνευσης τροχιών, εκτεινόμενο από μία ακτίνα 4.25 m γύρω από τα θερμιδόμετρα μέχρι το εξωτερικό τμήμα της ακτίνας του ανιχνευτή (11 m). Το υπερβολικό μέγεθος του απαιτείται προκειμένου

να μετρηθεί με ακρίβεια η ορμή των μιονίων, που διαπερνούν τα υπόλοιπα τμήματα του ανιχνευτή. Η προσπάθεια αυτή είναι ζωτικής σημασίας καθώς ένα η περισσότερα μίονια είναι σημαντικά στοιχεία πολλών φυσικών διαδικασιών και κατά συνέπεια η συνολική ενέργεια των διερχόμενων σωματιδίων δεν θα μπορούσε να μετρηθεί με ακρίβεια εάν αυτά αγνοούνταν.



**Εικόνα 3.5:** Γεγονός που περιλαμβάνει 2 ανακατασκευασμένα μίονια από το σύστημα μιονίων για συγκρούσεις ενέργειας 900 GeV

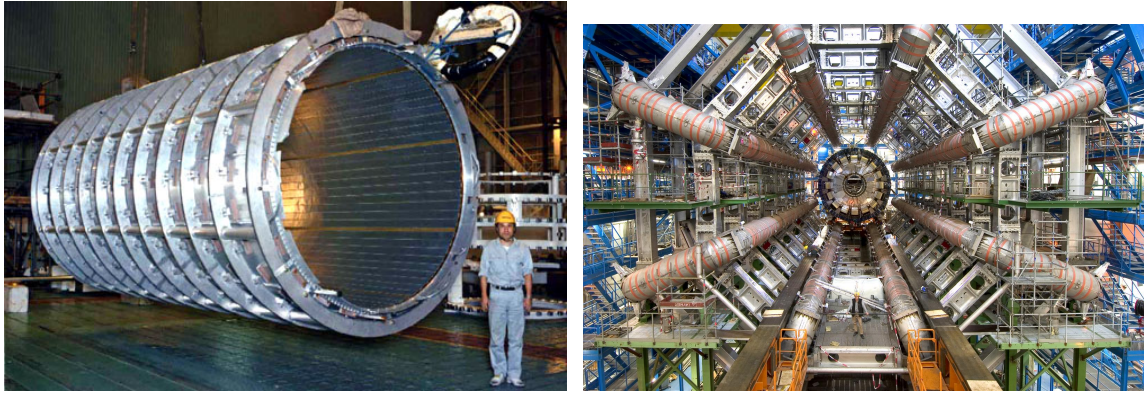
Η λειτουργία του είναι όμοια με αυτή του εσωτερικού ανιχνευτή, με την τροχιά των μιονίων να καμπυλώνεται τεχνητά προκειμένου να μετρηθεί η ορμή τους, με διαφορετική διάταξη του μαγνητικού πεδίου, ελαφρώς μειωμένη ακρίβεια στη μέτρηση της θέσης αλλά και πολύ μεγαλύτερο όγκο κάλυψης. Το γεγονός ότι το φασματόμετρο μπορεί απλά να επιβεβαιώνει τη διέλευση μιονίων είναι ιδιαίτερος χρήσιμο καθώς τα περισσότερα από τα υπόλοιπα σωματίδια σταματούν στα κατώτερα στρώματα του ανιχνευτή. Αποτελείται περίπου από 1000000 κανάλια και τα στρώματα ανιχνευτών που συμπεριλαμβάνει καλύπτουν μία επιφάνεια συνολικού εμβαδού 12000 m<sup>2</sup>

### 3.2.4 Σύστημα Μαγνητών - Magnet system

Ο ανιχνευτής ATLAS χρησιμοποιεί δύο υπεραγωγίμα συστήματα μαγνητών για να καμπυλώσει τις τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων ώστε να μπορεί να μετρηθεί η ορμή τους. Τα σωματίδια με υψηλή ορμή θα καμπυλώνονται λιγότερο από τα λιγότερο ορμητικά σωματίδια με τη μέτρηση της καμπυλότητας να μας επιτρέπει να υπολογίσουμε στη συνέχεια την ορμή των σωματιδίων.

Το εσωτερικό σωληνοειδές παράγει ένα μαγνητικό πεδίο έντασης 2 tesla που περικλείει τον εσωτερικό ανιχνευτή. Το ισχυρό αυτό μαγνητικό πεδίο επιτρέπει την καμπύλωση της τροχιάς ακόμα και τον πολύ ενεργητικών σωματιδίων και η σχεδόν ομοιόμορφη κατεύθυνση του επιτρέπει την διεξαγωγή μετρήσεων μεγάλης ακρίβειας.

Το εξωτερικό τοροειδές μαγνητικό πεδίο παράγεται από 8 πολύ μεγάλους υπεραγωγίμους κυλινδρικούς βρόγχους και δύο δίσκους που βρίσκονται στο σύνολο τους εκτός των

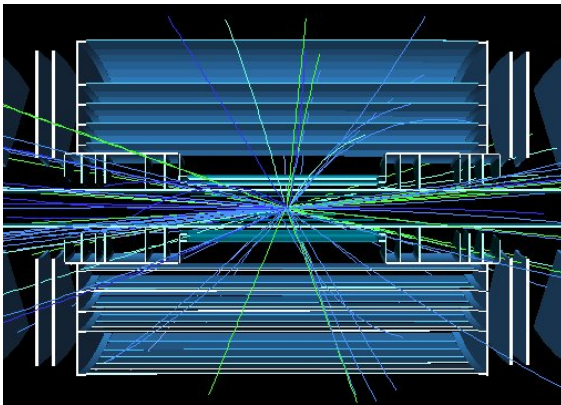


**Εικόνα 3.6:** Φωτογραφίες από τα δύο συστήματα μαγνητών του πειράματος ATLAS

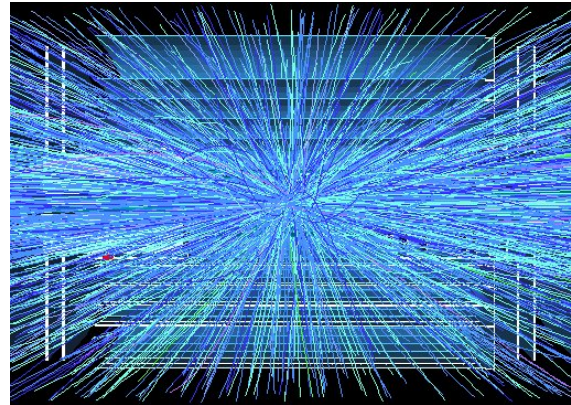
θερμιδομέτρων και εντός του συστήματος μιονίων. Αυτό το μαγνητικό σύστημα έχει μήκος 26 μέτρα με διάμετρο 26 μέτρων και αποθηκεύει περίπου 1,6 GJ ενέργειας. Το μαγνητικό του πεδίο δεν είναι ομοιογενές λόγω τεχνικών περιορισμών αλλά οι μετρήσεις της ορμής των σωματιδίων που λαμβάνουν χώρα στον τεράστιο όγκο του συστήματος μιονίων δεν απαιτείται να είναι φοβερά ακριβείς.

### 3.2.5 Forward detectors

Ο ανιχνευτή ATLAS ολοκληρώνεται από ένα σετ ανιχνευτών στην στη σήραγγα του LHC πολύ μακριά από το σημείο αλληλεπίδρασης. Η βασική ιδέα είναι να μελετηθούν οι ελαστικές σκεδάσεις σε πολύ μικρές γωνίες έτσι ώστε να μπορεί να μετρηθεί η απόλυτη φωτεινότητα στο σημείο αλληλεπίδρασης του ανιχνευτή.



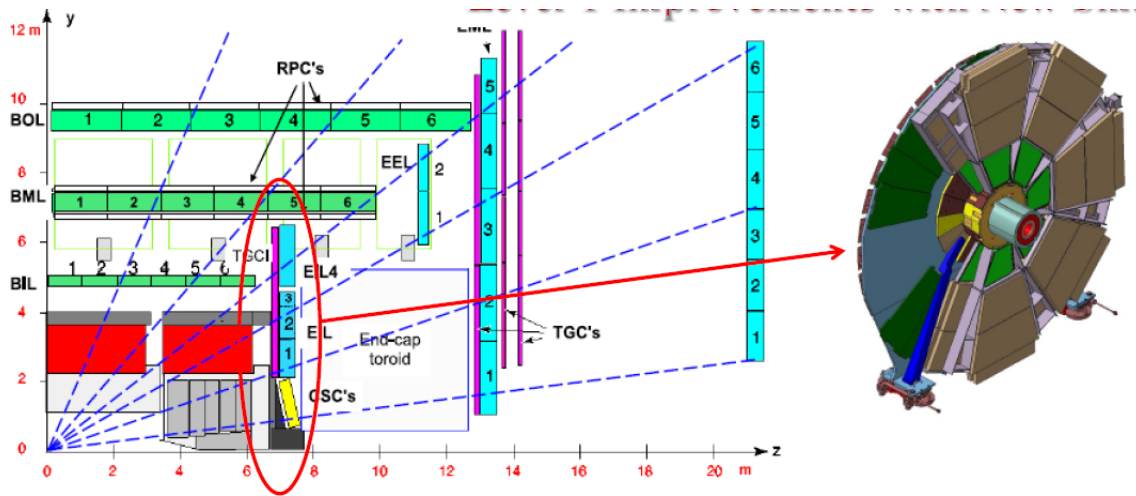
**(α )** Η ενίσχυση συναρτίζει του πάχους της περιοχής ενίσχυσης



**(β )** Αναπαράσταση των δυναμικών γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου στον Micromegas

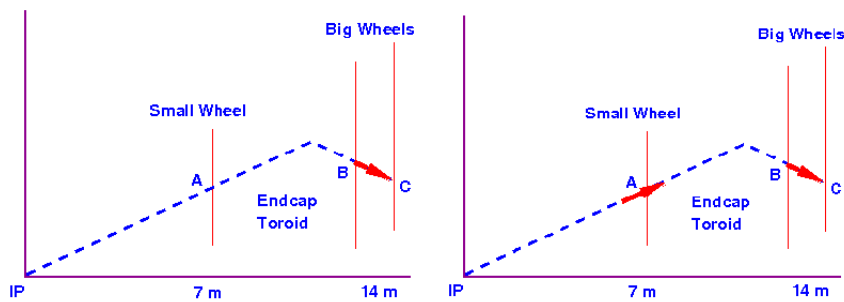
**Εικόνα 3.7:** Προσομοίωση του αριθμού των συγκρούσεων στον LHC και τον sLHC αντίστοιχα

### 3.3 sLHC - ATLAS Upgrade - MAMMA



**Εικόνα 3.8:** Το Small Wheel το φασματομέτρου μιονίων του πειράματος ATLAS

Ο επιταχυντής sLHC είναι μια προτεινόμενη βελτίωση του μεγάλου επιταχυντή αδρονίων (Large Hadron Collider), η οποία βρίσκεται στις ερευνητικές εγκαταστάσεις του CERN στη Γενεύη και σκοπεύεται να λειτουργήσει για 10 περίπου επιχειρησιακά έτη. Η βελτίωση στοχεύει στην αύξηση της φωτεινότητας της μηχανής κατά έναν παράγοντα 10, προσεγγίζοντας, έτσι, την τιμή  $10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , παρέχοντας με τον τρόπο αυτό αύξηση της πιθανότητας ανίχνευσης και μελέτης σπάνιων φυσικών διεργασιών και παράλληλα στατιστική βελτίωση των οριακών μετρήσεων.



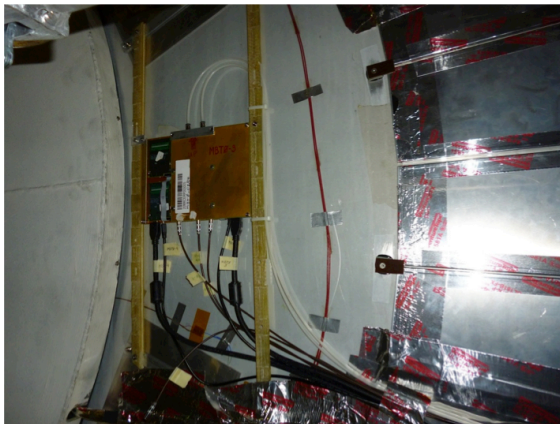
**Εικόνα 3.9:** Το διάγραμμα θέσης που απαιτείται από το νέο Small Wheel για το L1 trigger του πειράματος ATLAS

Προκειμένου να προετοιμαστεί για την προτεινόμενη αναβάθμιση του LHC σε μεγαλύτερη φωτεινότητα για την επόμενη δεκαετία (sLHC), το πείραμα ATLAS ερευνά τις απαραίτητες αλλαγές που πρέπει να γίνουν στα διάφορα υποσυστήματα του ανιχνευτή ώστε να αυτά να είναι ανθεκτικά κατά την έκθεσή τους σε πολύ υψηλότερη στιγμιαία φωτεινότητα από την παρούσα και λειτουργικά πέρα των  $3000 \text{fb}^{-1}$  συνολικών δεδομένων. Ο στόχος είναι να επιτευχθεί η ίδια, ή καλύτερη απόδοση του ανιχνευτή στον sLHC σε σύγκριση με τον

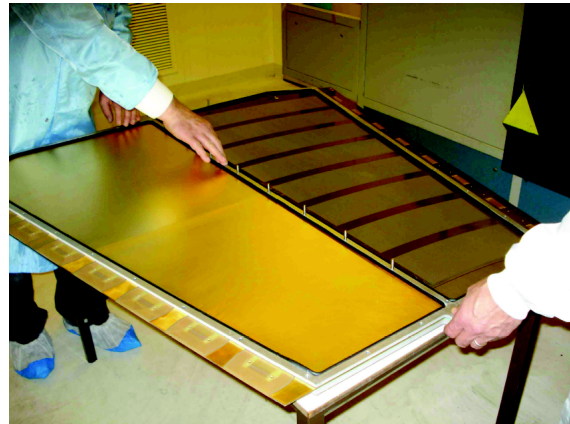
LHC παρά την μεγάλη αύξηση στον ρυθμό καταγραφής γεγονότων και την τελική συνολική δόση.

Η περιοχή του Small Wheel του συστήματος των μιονίων είναι από τα τμήματα του ανιχνευτή που χρήζουν αναβάθμισης προκειμένου να ανταπεξέλθουν στις νέες πιο απαιτητικές συνθήκες. Οι υπάρχοντες ανιχνευτές (CSC & MDT) δεν θα είναι λειτουργικοί στην αναμενόμενη φωτεινότητα ( $5 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) και δεν έχουν τα χαρακτηριστικά που απαιτούνται προκειμένου να συμμετέχουν στο L1 trigger του ATLAS. Ακόμη, εξαιτίας της ανικανότητας των υπαρχόντων ανιχνευτών στην συγκεκριμένη περιοχή να μας εφοδιάσουν με το διάνυσμα της τροχιάς κάθε σωματιδίου που προέρχεται από το σημείο αλληλεπίδρασης (εικ. 3.9) το μεγαλύτερο μέρος των γεγονότων που καταγράφονται από το ανιχνευτή αποτελούν fake γεγονότα υποβάθρου. Προκειμένου αυτά τα ανεπιθύμητα γεγονότα να αποκοπούν για την offline επεξεργασία των δεδομένων εφαρμόζονται ιδιαίτερα σκληρά κριτήρια αποκοπής στην  $p_T$  των σωματιδίων.

Κατά συνέπεια θα αντικατασταθούν κατά την αναβάθμιση του ανιχνευτή από νέας τεχνολογίας ανιχνευτές που θα είναι λειτουργικοί σε υψηλούς ρυθμούς διερχόμενων σωματιδίων και θα μπορούν να ανακατασκευάσουν τροχιές με ακρίβεια μεγαλύτερη του 1 mrad συμμετέχοντας στο L1 trigger του πειράματος μειώνοντας αισθητά το ποσοστό των fake rates αυξάνοντας τη στατιστική των δεδομένων.



(α) Ανιχνευτή Micromegas δοκιμαστικού μεγέθους στο small wheel του πειράματος ATLAS



(β) Η συναρμολόγηση ενός μεγάλου ανιχνευτή Micromegas ( $1.2 \times 0.6 \text{ m}^2$ )

**Εικόνα 3.10:** Η εξέλιξη του μεγέθους των ανιχνευτών Micromegas.

Η ομάδα MAMMA (Muon Atlas Micromegas Activities), που ασχολείται με την έρευνα και την εξέλιξη του ανιχνευτή Micromegas τα τελευταία χρόνια, προτείνει την τεχνολογία του resistive Micromegas για την αντικατάσταση των ανιχνευτών του SW στο πείραμα ATLAS [20]. Τα εξαιρετικά χαρακτηριστικά της συγκεκριμένης τεχνολογίας μπορούν να συνοψιστούν στα εξής:

- Μπορεί να λειτουργήσει τόσο σαν trigger ανιχνευτής όσο και σαν ανιχνευτής τροχιών λόγω της εξαιρετικής χρονικής και χωρικής διακριτικής ικανότητας.



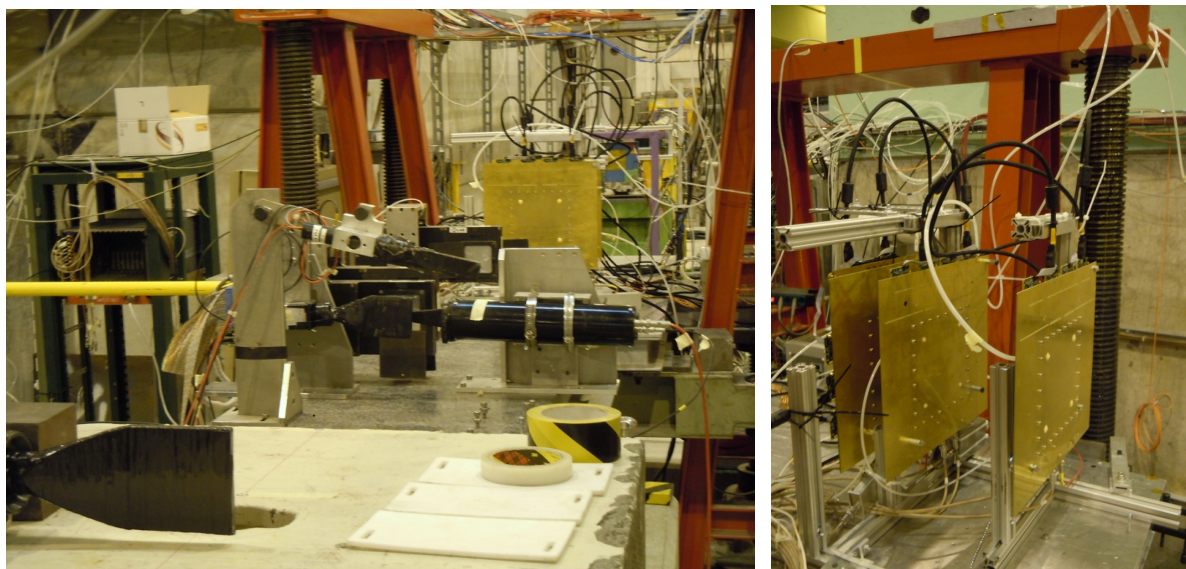
- Χωρική διακριτική ικανότητα καλύτερη των 80  $\mu\text{m}$  ακόμα για τροχιές με γωνία μέχρι και  $45^\circ$ .
- Μπορεί να διακρίνει περισσότερες από μία τροχιές ανά γεγονός (double track).
- Χρονική διακριτική ικανότητα της τάξεως των 5 ns.
- Εξαιρετική Απόδοση ( 99% efficient)
- Ο ανιχνευτής λειτουργεί απροβλημάτιστα ακόμα και για ρυθμό εισερχόμενων σωματιδίων μεγαλύτερο των 5 kHz/cm<sup>2</sup>

Τα συγκεκριμένα χαρακτηριστικά έχουν μελετηθεί και επιβεβαιωθεί κατά το παρελθόν κυρίως σε δέσμες δοκιμής και η εκτενής μελέτη τους είναι το αντικείμενο και της παρούσας εργασίας. Ακόμη πρωτότυποι ανιχνευτές Micromegas μικρού μεγέθους έχουν τοποθετηθεί "παρασιτικά" στην περιοχή του SW του πειράματος ATLAS (εικόνα 3.10α ) και τα πρώτα αποτελέσματα της ανάλυσης των δεδομένων αυτών επιβεβαιώνουν την εξαιρετική λειτουργία και απόδοση των ανιχνευτών. Οι προσπάθειες έρευνας και εξέλιξης επικεντρώνονται πλέον στην κατασκευή ανιχνευτών του συγκεκριμένου τύπου με μεγάλο μέγεθος, που θα μπορούν να καλύψουν επιτυχώς την επιφάνεια του SW διατηρώντας όλες τις εξαιρετικές δυνατότητες του ανιχνευτή Micromegas.



## Κεφάλαιο 4

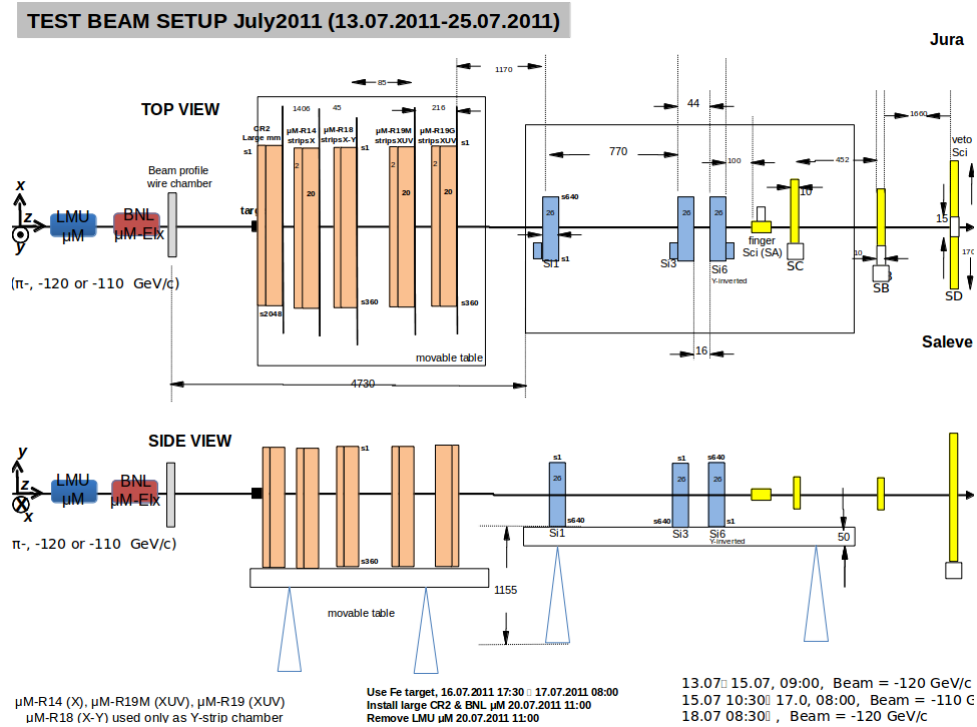
# Ανάλυση Δεδομένων δοκιμαστικής δέσμης 2011



### 4.1 Περιγραφή περιβάλλοντος Δοκιμαστικής Δέσμης

Η ανάλυση των δεδομένων που παρουσιάζεται εδώ έχει σαν στόχο να επιβεβαιώσει τα εξαιρετικά χαρακτηριστικά λειτουργίας του resistive ανιχνευτή Micromegas. Συγκεκριμένα θα αποδειχθεί η ιδανική χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή επιτρέποντας μας να διακρίνουμε κάθετες τροχιές με ακρίβεια μερικών δεκάδων  $\mu\text{m}$ . Ακόμα επιβεβαιώνεται η δυνατότητα του ανιχνευτή να λειτουργεί και σαν  $\mu\text{TPC}$ , διαθέτοντας και εξαιρετική χρονική διακριτική ικανότητα, προσδιορίζοντας και τροχιές υπο γωνία με μεγάλη ακρίβεια.

### 4.1.1 Δοκιμαστική Δέσμη Ιουλίου 2011



**Εικόνα 4.1:** Γραφική αναπαράσταση της πειραματικής μας διάταξης για την περίοδο του Ιουλίου.

Κατά την διάρκεια της δοκιμαστικής δέσμης της περιόδου του Ιουλίου μελετήθηκε η συμπεριφορά των ανιχνευτών R14, R19M, R19G. Αξίζει να σημειωθεί ότι όλοι οι ανιχνευτές Micromegas που μελετώνται είναι πλέον resistive τύπου, ανθεκτικοί στις εκφορτίσεις που δημιουργούνται λόγω υψηλής συγκέντρωσης φορτίου. Στον παρακάτω πίνακα παρατίθενται τα χαρακτηριστικά κατασκευής και λειτουργίας του κάθε ανιχνευτή.

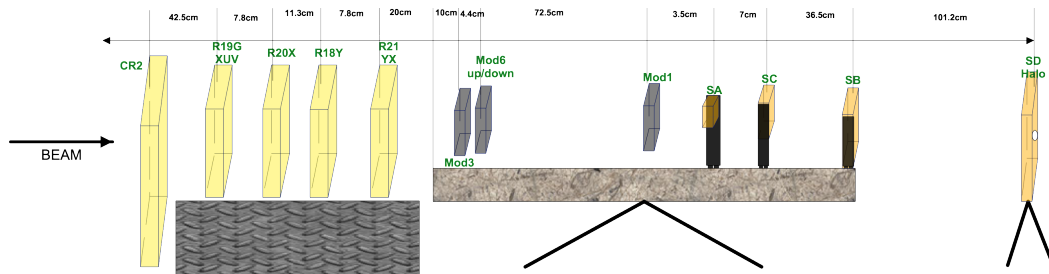
	R14	R19M	R19G
size (mm)	200 x 200	200 x 200	200 x 200
drift gap (mm)	5	5	5
readout	X	XUV	XUV
strip pitch (μm)	250	350,900,900	350,900,900
strip width (μm)	150	300,100,100	300,100,100

**Πίνακας 4.1:** Χαρακτηριστικά Ανιχνευτών υπό μελέτη για την περίοδο του Ιουλίου 2011.

Το πρόγραμμα του πειράματος περιελάμβανε σάρωση της συνολικής ενεργής επιφάνειας των ανιχνευτών, δοκιμές για διαφορετικές τιμές απολαβής (Gain) μεταβάλλοντας την εφαρμοζόμενη διαφορά τάσης σε κάθε ανιχνευτή, δοκιμές για διάφορες γωνίες των ανιχνευτών σε σχέση με τον άξονα της δέσμης καθώς και μελέτη δύο διαφορετικών αερίων μειγμάτων ( $Ar : CO_2$  93:7/85:15). Επίσης έγινε λήψη δεδομένων και με τους ανιχνευτές κεκλιμένους

ως προς τον άξονα της δέσμης για μελέτη της μTPC λειτουργίας των ανιχνευτών.

4.1.2 Δοκιμαστική Δέσμη Οκτωβρίου 2011



MAMMA Test BEAM  
October 2011  
Setup

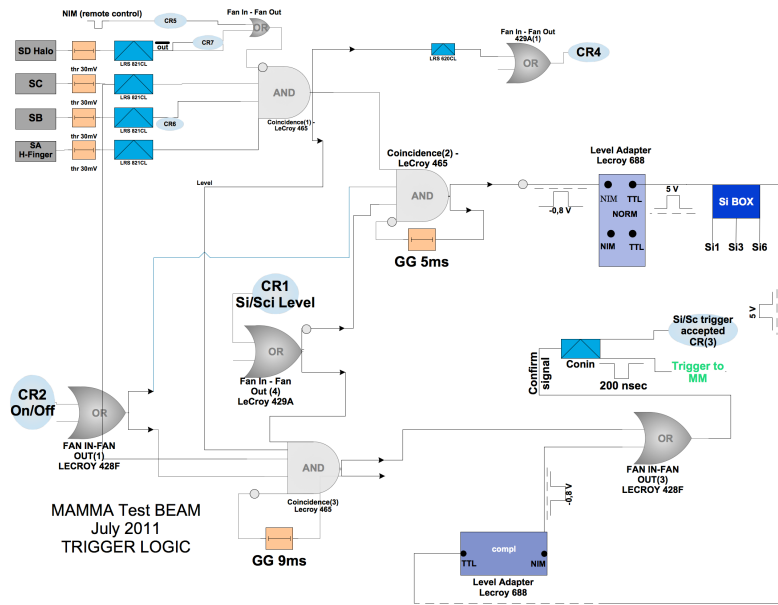
**Εικόνα 4.2:** Γραφική αναπαράσταση της πειραματικής μας διάταξης για την περίοδο του Οκτωβρίου.

Κατά την διάρκεια της δοκιμαστικής δέσμης της περιόδου του Οκτώβρη μελετήθηκαν οι ανιχνευτές R19G, R20, R21. Όπως και για την περίοδο του Ιουλίου, όλοι οι ανιχνευτές είναι resistive τύπου και σκοπός του πειράματος πέρα από την μελέτη της λειτουργίας των ανιχνευτών σε περιβάλλον δέσμης ήταν η εκτίμηση της χωρικής και χρονικής διακριτικής τους ικανότητας. Στον παρακάτω πίνακα παρατίθενται τα χαρακτηριστικά κατασκευής και λειτουργίας του κάθε ανιχνευτή.

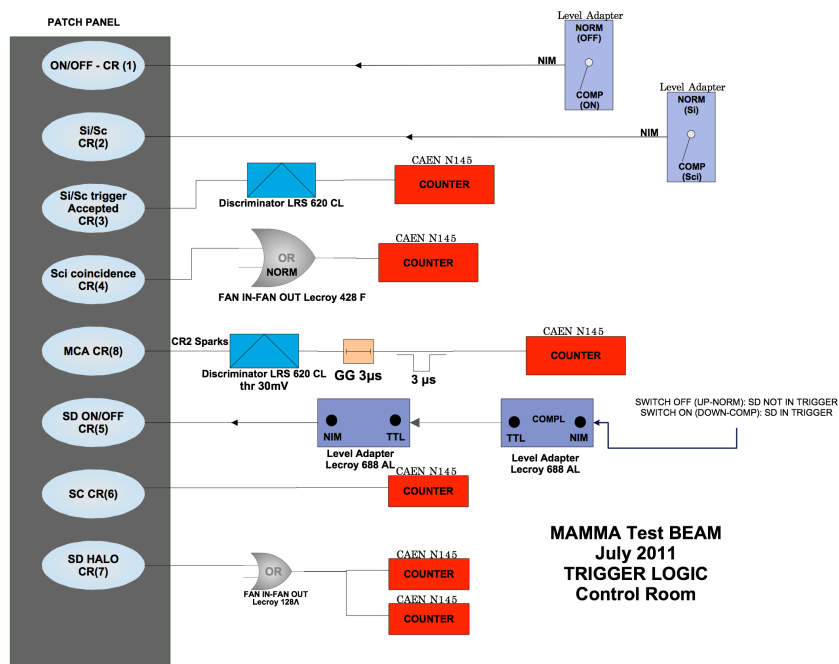
	R19G	R20	R21
size (mm)	200x200	200x200	200x200
drift gap (mm)	5	5	5
readout	XUV	XY	X
strip pitch (μm)	350,900,900	500,1000	250
strip width (μm)	300,100,100	250,900	150

**Πίνακας 4.2:** Χαρακτηριστικά Ανιχνευτών υπό μελέτη για την περίοδο του Οκτωβρίου 2011

Μελετήθηκε και πάλι η ομοιομορφία των ανιχνευτών σαρώνοντας τη συνολική επιφάνεια κάθε ανιχνευτή και εξετάζοντας την κατανομή του φορτίου που λαμβάνουμε για κάθε run. Ένα παράδειγμα της μελέτης αυτής παρουσιάζεται στην εικόνα (4.34) για τον ανιχνευτή R14 ο οποίος χαρακτηρίζεται εκ κατασκευής από περιοχές strip με διαφορετικές τιμές resistivity. Κατόπιν μελετήθηκαν οι ανιχνευτές μας για διαφορετικές τιμές του ηλεκτρικού πεδίου ολίσθησης αλλά και για διαφορετικές γωνίες ως προς τον άξονα της δέσμης.

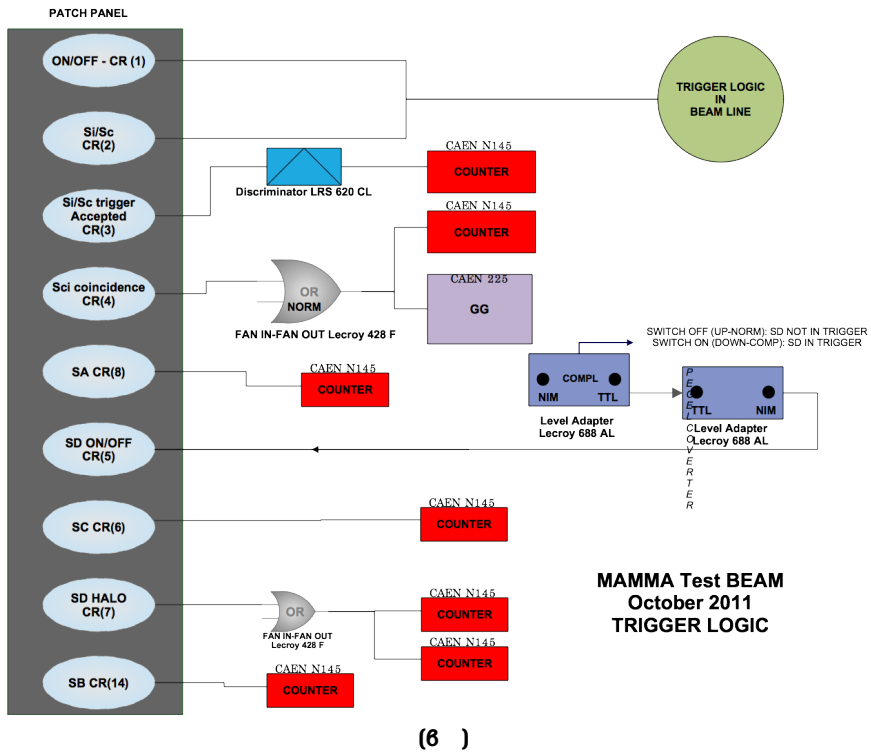
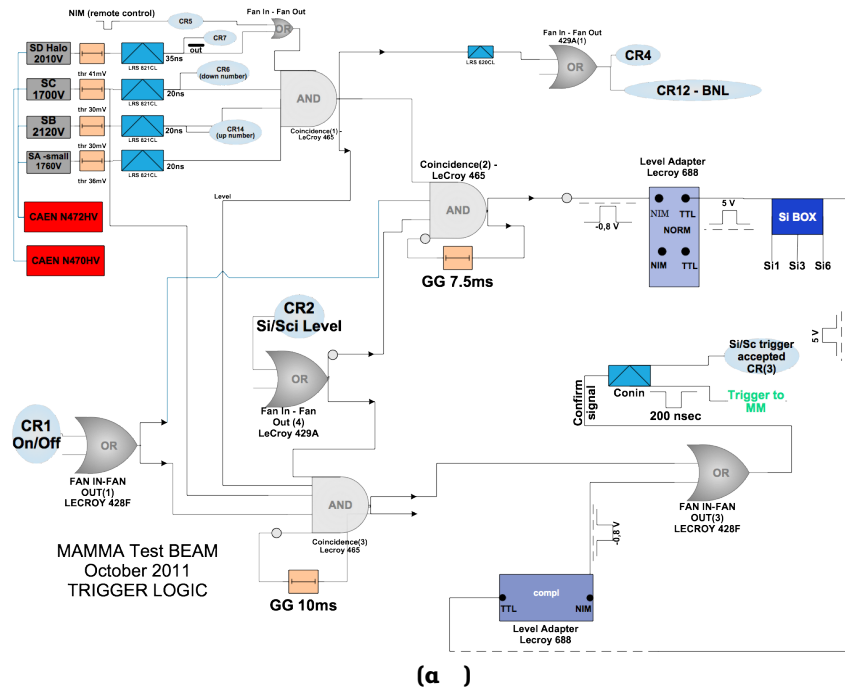


( a )



( b )

Εικόνα 4.3: Η συνδεσμολογία του trigger για την περίοδο του Ιουλίου 2011.



Εικόνα 4.4: Η συνδεομολογία του trigger για την περίοδο του Οκτωβρίου 2011.

Και στις δύο περιόδους κατασκευάστηκε παρόμοια διάταξη trigger, χρησιμοποιώντας τους διαθέσιμους στην περιοχή Η6 σπινθηριστές. Ένα σχήμα της κάθε διάταξης παρουσιάζεται στις εικόνες (4.3) και (4.4) αντίστοιχα.

## **4.2 Συσσκευή Αναφοράς - BAT Τηλεσκόπιο**

Για την ανακατασκευή των τροχιών χρησιμοποιήθηκε παράλληλα το BAT (Bonn ATLAS Telescope [18]) τηλεσκόπιο που είναι διαθέσιμο στην περιοχή δοκιμών Η6 και αποτελείται από 3 ανιχνευτές πυριτίου σε κοινή διάταξη trigger με το τηλεσκόπιο των Micromegas. Η συγκεκριμένη διάταξη ανιχνευτών πυριτίου, λόγω τη εξαιρετικής χωρικής διακριτικής ικανότητας που διαθέτουν οι ανιχνευτές της συγκεκριμένης τεχνολογίας είναι ιδανικοί για την εύρεση τροχιών εξωτερικών ως προς το υπό μελέτη σύστημα που θα χρησιμοποιηθούν ως "τροχιές αναφοράς" προκειμένου να εκτιμήσουμε τη χωρική διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών μας.

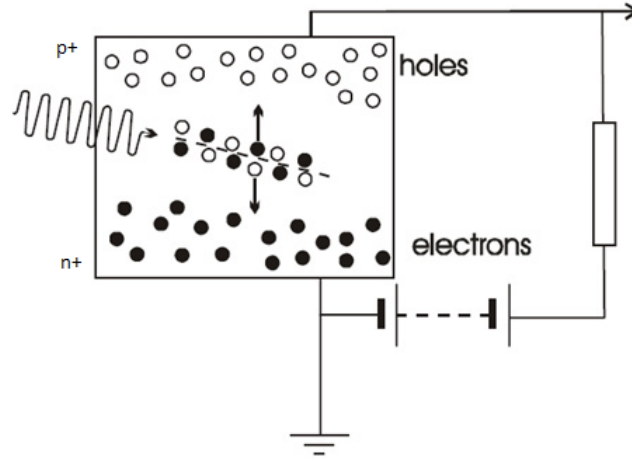
### **4.2.1 Ανιχνευτές Πυριτίου**

Οι ανιχνευτές πυριτίου αποτελούν μία κατηγορία ανιχνευτών ημιαγωγών. Η συγκεκριμένη τεχνολογία ανιχνευτών αναπτύχθηκε κυρίως για την ανίχνευση της κίνησης φορτισμένων σωματιδίων σε πειράματα φυσικής υψηλών ενεργειών. Λόγω της εξαιρετικής ενεργειακής και χωρικής διακριτικής τους ικανότητας αλλά και του σχετικά μικρού ποσού ενέργεια που απαιτείται για να ενεργοποιηθεί κάποια αλληλεπίδραση στην ενεργή περιοχή τους χρησιμοποιούνται ευρέως σε συστήματα ανίχνευσης τροχιών.

Η χωρική διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών πυριτίου εξαρτάται από το σχεδιασμό τους. Υπάρχουν ανιχνευτές με pixels και ανιχνευτές με strips. Γενικότερα, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών στοιχειωδών σωματιδίων εξαρτάται από τον αριθμό των αλληλεπιδράσεων που προκαλεί στο εσωτερικό του ανιχνευτή το διερχόμενο σωματίδιο. Κατά συνέπεια, προκειμένου να βελτιστοποιήσουμε την διακριτική ικανότητα του συστήματος ανίχνευσης μας θα πρέπει να αυξήσουμε του φορείς μεταφοράς πληροφορίας που αποτελούν τα προϊόντα της αλληλεπίδρασης του διερχόμενου από τον ανιχνευτή μας σωματιδίου με το ενεργό υλικό του σταθμού. Και είναι ακριβώς αυτό το σημείο που αποτελεί το μεγάλο πλεονέκτημα της χρήσης των ημιαγωγών καθώς οι ανιχνευτές αυτής της τεχνολογίας χρησιμοποιούν ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών για τη μεταφορά της πληροφορίας σε αντίθεση με άλλα είδη ανιχνευτών που χρησιμοποιούν κατά κύριο λόγο φωτόνια σαν φορείς της πληροφορίας.

Όταν ένα ηλεκτρικό πεδίο εφαρμοστεί σε έναν ημιαγωγό, τα ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών που βρίσκονται κάθε στιγμή στο ενεργό υλικό του ανιχνευτή μετακινούνται ανάλογα με τη φορά του πεδίου. Κατά συνέπεια οι φορείς μας αποκτούν μία ταχύτητα που καλείται ταχύτητα ολίσθησης. Είναι προφανές ότι η ταχύτητα της προσανατολισμένης κίνησης των φορέων εξαρτάται από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο, με τον χρόνο που απαιτείται για την





**Εικόνα 4.5:** Σωματίδιο αλληλεπιδρώντας με το ενεργό υλικό ανιχνευτή πυριτίου.

συλλογή του φορτίου να είναι της τάξης των ns, γεγονός που κατατάσσει του συγκεκριμένους ανιχνευτές ανάμεσα στα στους ανιχνευτές ακτινοβολίας ταχύτατης απόκρισης.

Το μεγάλο πλεονέκτημα των ανιχνευτών ημιαγωγών και κατά συνέπεια των ανιχνευτών πυριτίου είναι η ιδιαίτερα χαμηλή ενέργεια ιονισμού που χαρακτηρίζει την συγκεκριμένη τεχνολογία. Συγκεκριμένα για τους ανιχνευτές πυριτίου απαιτείται ενέργεια 3.6 eV για την δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου οπής, ενώ σε ένα ανιχνευτή αερίου αντίστοιχα χρειάζονται 30 eV για τη δημιουργία ενός ζεύγους ιόντος-ηλεκτρονίου.

Τα βασικά χαρακτηριστικά των ανιχνευτών πυριτίου συνοψίζονται τα εξής:

- Χρόνος που απαιτείται για την συλλογή του φορτίου ενός διερχόμενου σωματιδίου της τάξης των 10 ns
- Χωρική διακριτική ικανότητα της τάξης των 10  $\mu\text{m}$
- Ευελιξία ως προς τον σχεδιασμό τους
- Μικρή ποσότητα ενεργού υλικού
- Γραμμικότητα της αντίδρασης ως προς την εναποτιθέμενη ενέργεια
- Αντοχή σε σχετικά μεγάλες δόσεις ακτινοβολίας

Ένας ανιχνευτής πυριτίου μπορεί να θεωρηθεί σαν μία δίοδος με ένωση p-n. Γύρω από την επαφή αυτή δημιουργείται μία ζώνη απογύμνωσης που περιλαμβάνει ελεύθερους φορείς φορτίου. Υπό την επίδραση κατάλληλου εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου η περιοχή απογύμνωσης διευρύνεται αφήνοντας την περιοχή προετοιμασμένη να ανιχνεύσει ακτινοβολία που θα δημιουργήσει φορτία καθώς διασχίζει το ενεργό υλικό του ανιχνευτή. Το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο οδηγεί το φορτίο στις καθόδους. Αυτές οι κάθοδοι είναι το υλικό  $p^+$  του ανιχνευτή που συλλέγει το φορτίο προκειμένου να το μεταδώσει στη συνέχεια στα ηλεκτρονικά μας. Για τους ανιχνευτές που χρησιμοποιούνται στο τηλεσκόπιο μας οι κάθοδοι αυτές είναι 640 strips που απέχουν μεταξύ τους απόσταση 50  $\mu\text{m}$  επιτρέποντας μας να

μετρήσουμε μία συντεταγμένη των σωματιδίων της δέσμης που διασχίζει την διάταξη μας με αρκετά μεγάλη ακρίβεια. Η ενεργή περιοχή του κάθε ανιχνευτή που καθορίζεται και από τα readout strips, περιορίζεται σε  $3.2 \times 3.2 \text{ cm}^2$ . Οι σταθμοί του BAT τηλεσκοπίου είναι εξοπλισμένοι με δύο στρώματα strips, κάθετα μεταξύ τους, επιτρέποντας την διδιάστατη απεικόνιση κάθε γεγονότος (X-Y).

### 4.3 Λογισμικό και Δεδομένα

Για την παρούσα ανάλυση χρησιμοποιήθηκε το software για offline ανάλυση του MAMMA group που έχει δημιουργηθεί και εξελίσσεται τα τελευταία δύο χρόνια και περιλαμβάνει λεπτομερή επεξεργασία των raw δεδομένων του ανιχνευτή Micromegas αλλά και επεξεργασία και ενσωμάτωση σε αυτά και των δεδομένων του τηλεσκοπίου των ανιχνευτών πυριτίου που χρησιμοποιείται στις περιόδους δοκιμαστικής δέσμης από το group τα τελευταία χρόνια.

Τα περισσότερα από τα εργαλεία που κατασκευάστηκαν για την παρούσα εργασία ενσωματώθηκαν στην συνέχεια στο software ώστε στα μελλοντικά πειράματα να γίνεται η ανάλυση των δεδομένων από τις δοκιμαστικές δέσμες πιο σωστά και πιο γρήγορα χρησιμοποιώντας μία σταθερή βάση με τους αλγόριθμους και τις διάφορες τεχνικές που χρησιμοποιούνται κατά τη διάρκεια αυτής.

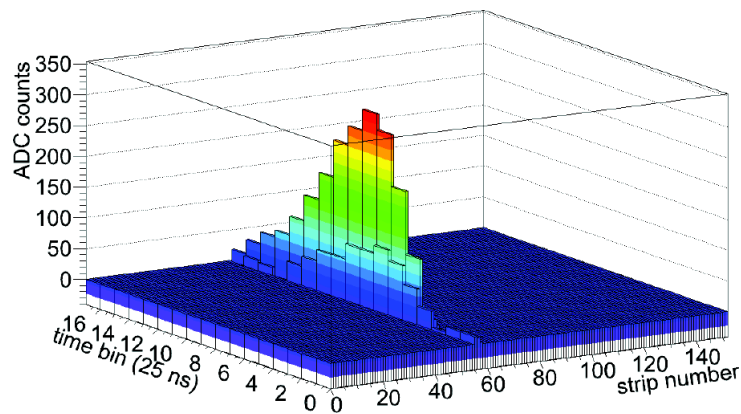
#### 4.3.1 Δεδομένα Micromegas

##### Περιγραφή της κατανομής φορτίου ADC

Στις περιόδους δοκιμαστικής δέσμης με τις οποίες ασχολείται η παρούσα εργασία τα δεδομένα διαβάζονται από τον ανιχνευτή Mmegas χρησιμοποιώντας το SRS σύστημα του RD51 [4]. Οι υβριδικές κάρτες που συνδέονται στο readout του ανιχνευτή φέρουν APV25 chips και μεταδίδουν τα αναλογικά δεδομένα που παράγει ο ανιχνευτής μας μέσω HDMI καλωδίων σε μία FEC όπου το σήμα ψηφιοποιείται και μεταδίδεται μέσω θύρας ethernet σε έναν DAQ υπολογιστή. Ένα τυπικό σήμα, μετά την αποκοπή του pedestal παρουσιάζεται στην εικόνα (4.6).

Για κάθε strip, το APV25 chip καταγράφει, με συχνότητα 40 MHz, την τιμή του ολοκληρωμένου φορτίου. Στο πιο απλό σχέδιο προετοιμασίας δεδομένων ορίζουμε το φορτίο του strip ως τη μέγιστη τιμή των ADC counts που ξεπερνούν το υπόβαθρο του θορύβου και τον χρόνο του σήματος σαν το χρονικό bin (σε μονάδες των 25 ns) στο οποίο το μέγιστο φορτίο έχει επιτευχθεί. Η κβάντωση της χρονικής πληροφορίας σε χρονικά bin περιορίζει σημαντικά την χρονική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή μας εξαιτίας της αβεβαιότητας των 25 ns που εισάγει ο συγκεκριμένος τρόπος λειτουργίας των ηλεκτρονικών.

Η περιγραφή της συγκεκριμένης κατανομής και η δυνατότητα να εκμαιεύσουμε πληροφορίες από αυτή μας προσφέρουν την χρονική παράμετρο κάθε γεγονότος και θα μας επιτρέψουν να χαρακτηρίσουμε την ικανότητα του ανιχνευτή Mmegas να λειτουργήσει σαν



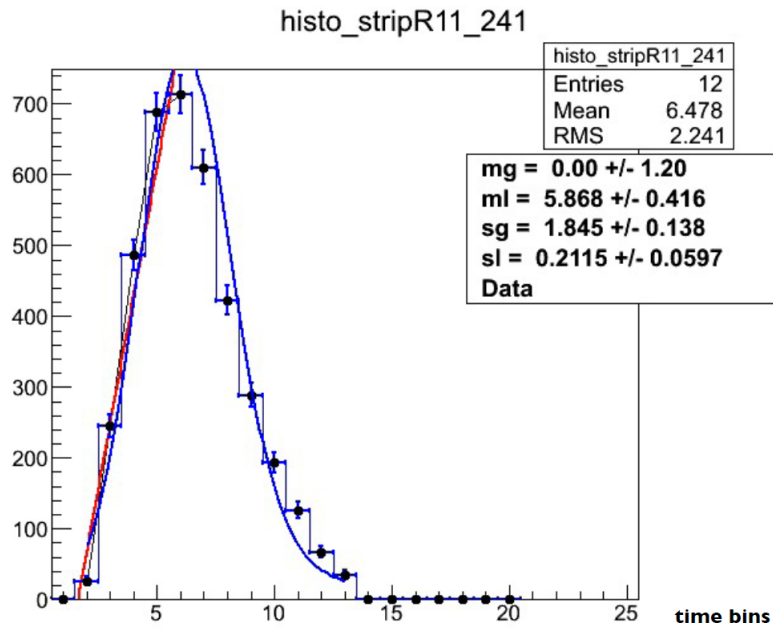
**Εικόνα 4.6:** Ένα τυπικό σήμα του APV25 μετά την αποκοπή του pedestal. Διακρίνονται δύο strips με σήμα.

Time Projection Chamber. Η όλη προσπάθεια επικεντρώθηκε στην επιλογή της κατάλληλης συνάρτησης για την περιγραφή της συγκεκριμένης μορφής που θα μας επιτρέψει να αντλήσουμε όλες τις απαραίτητες πληροφορίες για την ανάλυση μας απαλλαγμένοι από τον περιορισμό της διακριτικής ικανότητας που μας επιβάλλει το χρονικό bin. Τα βασικά χαρακτηριστικά της συνάρτησης αυτής θα πρέπει να είναι:

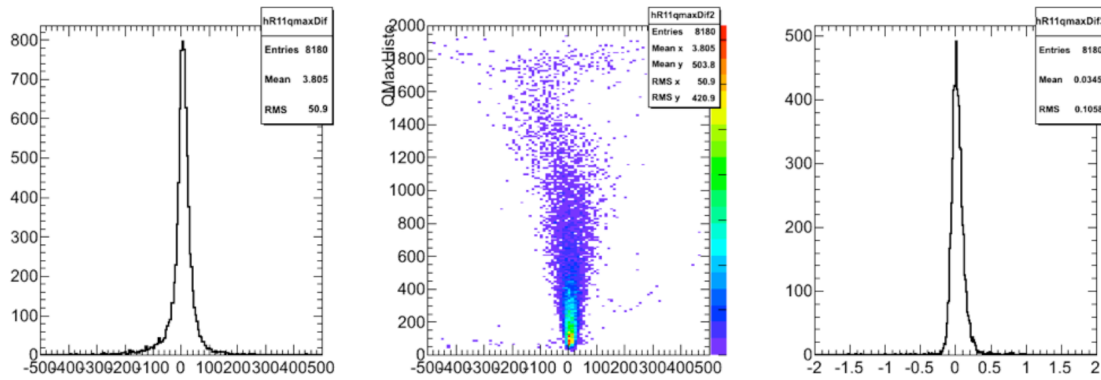
- Δυνατότητα εύρεσης του χρόνου για το πρώτο μη μηδενικό φορτίο
- Δυνατότητα εύρεσης του χρόνου για το μέγιστο φορτίο
- Δυνατότητα εύρεσης του μέγιστου φορτίου
- Περιγραφή και των υψηλών φορτίων που τα ηλεκτρονικά μας αδυνατούν να καταγράψουν λόγω κορεσμού
- Σχετική υπολογιστική ταχύτητα καθώς το πρόγραμμα offline ανάλυσης θα πρέπει να αναλύσει το φορτίο πολλών strips, πολλών ανιχνευτών, για runs των 20000 γεγονότων

Κατά τη διάρκεια της συγκεκριμένης μελέτης μελετήθηκαν διάφορες συναρτήσεις με χαρακτηριστικά που ταιριάζουν στην κατανομή μας. Όπως φαίνεται και στο σχήμα η συνάρτησή μας θα πρέπει να είναι συνδυασμός μίας συνάρτησης Gauss και μίας Landau. Αποδείχτηκε από τη μελέτη μας ότι η ιδανικότερη συνάρτηση είναι η συνέλιξη των δύο αυτών συναρτήσεων. Στην εικόνα (4.7) βλέπουμε πόσο καλά ακολουθεί η συνάρτησή μας την κατανομή.

Οι παράμετροι και η συμπεριφορά της συνάρτησης μελετήθηκαν εκτενώς προκειμένου να βελτιστοποιηθεί ο αλγόριθμος που την κατασκευάζει για κάθε ιστόγραμμα και όπως φαίνεται και στην εικόνα (4.8) τα αποτελέσματα είναι άκρως ικανοποιητικά. Στα τρία γραφήματα παρουσιάζονται οι διαφορές ανάμεσα στη μέγιστη τιμή του ADC ιστογράμματος, η οποία αντιστοιχεί στο μέγιστο φορτίο που φτάνει στο κάθε strip ανά γεγονός, και στην μέγιστη τιμή της συνάρτησής μας. Στα γραφήματα της εικόνας (4.8) δεν είναι εμφανής κάποιος συσχετισμός των δύο ποσοτήτων ενώ και τα μονοδιάστατα γραφήματα παρουσιάζουν ένα σχήμα κατανομής Gauss με σχετικά περιορισμένο  $\sigma$ .



**Εικόνα 4.7:** Το fit της συνάρτησης μας σε ένα τυπικό γεγονός.



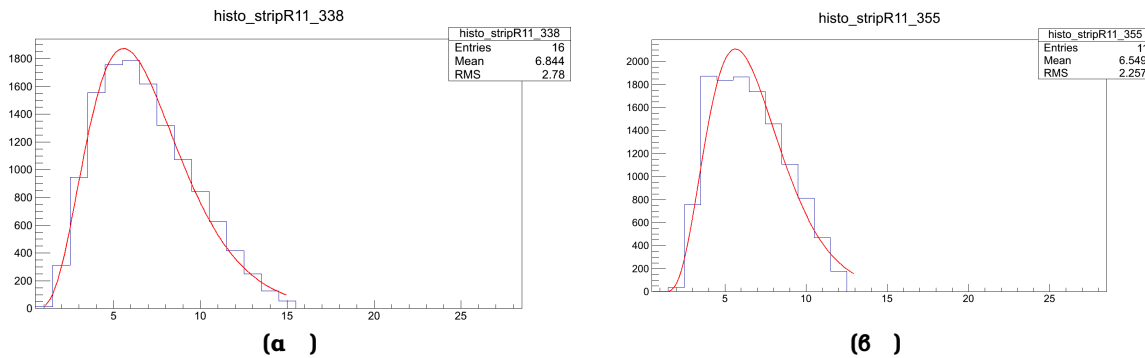
**Εικόνα 4.8:** Ιστογράμματα μελέτης της συμπεριφοράς της συνάρτησης που περιγράφει την κατανομή φορτίου ADC.

Παρά την πολύ καλή συμπεριφορά της συγκεκριμένης συνάρτησης η ταχύτητα του προγράμματος μας περιορίζεται σημαντικά εξαιτίας της αριθμητικής διαδικασίας της συνέλιξης των δύο συναρτήσεων που απαρτίζουν την τελικά μας συνάρτηση. Η επαναληπτική αυτή διαδικασία απαιτεί πλήθος υπολογισμών ανά strip και ανά γεγονός με το πρόγραμμα μας να επιτυγχάνει περίπου 1 γεγονός ανά δευτερόλεπτο, ταχύτητα που ξεφεύγει από τα όρια λειτουργικότητας του προγράμματος μας και κατά συνέπεια αναζητήθηκε μία διαφορετική λύση λιγότερο πολύπλοκη μαθηματικά που θα απαιτεί ένα λογικό χρόνο για την επεξεργασία των δεδομένων ενός ολόκληρου run.

Η επόμενη συνάρτηση που μελετήθηκε ήταν μία ασύμμετρη κατανομή Gauss και είχε την μορφή:

$$f(t) = a \cdot (t - t_0)^d \cdot e\left(-\frac{(t-t_0)}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (4.1)$$

Μερικά τυπικά γεγονότα παρουσιάζονται στην εικόνα (4.9). Παρατηρούμε ότι και η νέα μας συνάρτηση περιγράφει εξαιρετικά την κατανομή του φορτίου ADC. Επιπλέον, προκειμένου να μπορούν να περιγραφούν και οι κατανομές των υψηλών φορτίων, τα bins που παρουσιάζουν μεγάλο φορτίο ( $> 1600$  μονάδες ADC) δεν λαμβάνονται υπόψη στο fit της συνάρτησης καθώς από το όριο αυτό και πάνω επέρχεται κορεσμός των ηλεκτρονικών μας και οι τιμές φορτίου που λαμβάνουμε είναι αρκετά υποτιμημένες. Κατά κάποιον τρόπο λοιπόν ζητάμε από τη συνάρτησή μας να προβλέψει τις τιμές των πολύ υψηλών φορτίων στις κατανομές ADC.



**Εικόνα 4.9:** Τυπικά καλά γεγονότα κατανομής φορτίου ADC για κάθε strip και περιγραφή τους από τη συνάρτησή του fit.

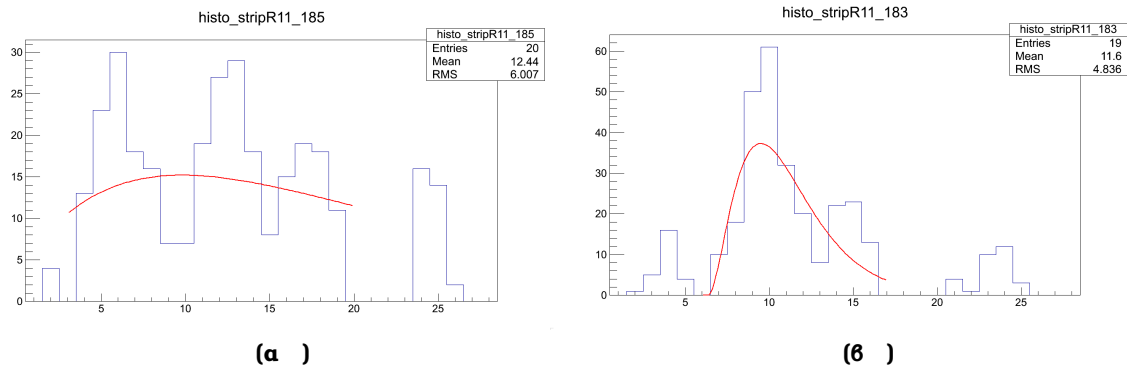
Η συνάρτηση που λαμβάνουμε για κάθε τέτοιο γεγονός μας παρέχει μέσω των παραμέτρων της όλες τις πληροφορίες που θα πρέπει να αντλήσουμε από την συγκεκριμένη κατανομή. Συγκεκριμένα, από την (4.1) λαμβάνουμε:

- $t_0$
- $t_{max} = t_0 + 2 \cdot d \cdot \sigma^2$
- $q_{max} = \max(f)$

Εφόσον λοιπόν η συμπεριφορά της συνάρτησης μοιάζει ικανοποιητική για τους σκοπούς μας προχωρήσαμε σε μία εκτενή μελέτη του συγκεκριμένου fit εξετάζοντας κάθε γεγονός χωριστά και παρατηρώντας τα αποτελέσματα που μας δίνει η συνάρτηση τόσο για το εκάστοτε γεγονός όσο και την πλήρη στατιστική των αποτελεσμάτων για ένα ολόκληρο run.

Η πρώτη παρατήρηση που μπορεί να γίνει είναι ότι δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν όλα τα γεγονότα του run για εξαγωγή χρήσιμης πληροφορίας καθώς υπάρχουν και αρκετά γεγονότα που δεν πρέπει να ληφθούν υπόψη. Στην εικόνα (4.10) παρουσιάζονται δύο τέτοια γεγονότα.

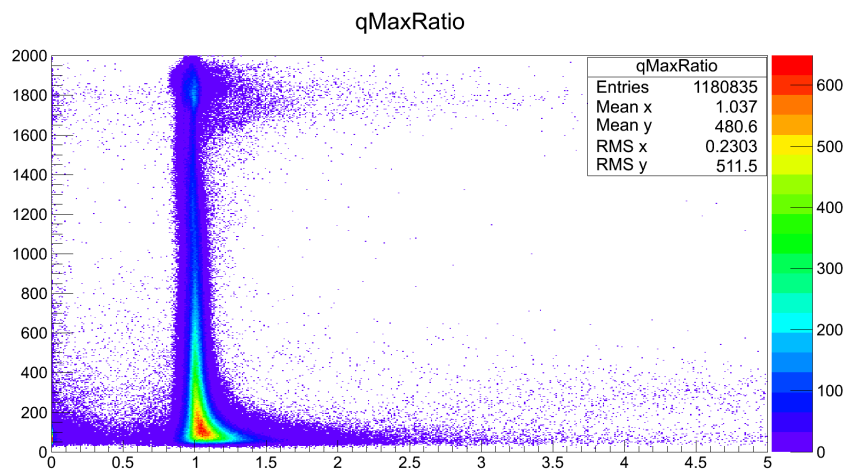
Τα γεγονότα αυτά είναι πιθανότατα γεγονότα θορύβου, καθώς έχουν και πολύ χαμηλό φορτίο, και θα πρέπει να αποκοπούν από την ανάλυση μας. Κατά συνέπεια η ανάλυση που



**Εικόνα 4.10:** Ανεπιθύμητα γεγονότα κατανομής φορτίου ADC για κάθε strip και η αναμενόμενη αποτυχημένη περιγραφή τους από τη συνάρτηση του fit.

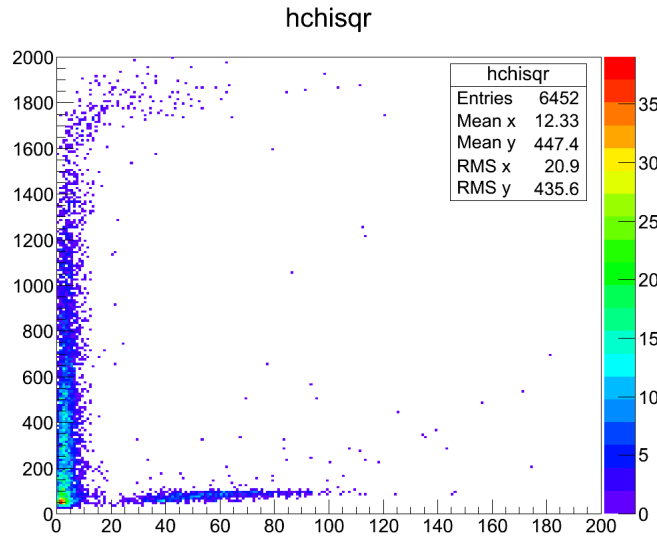
ακολούθησε επικεντρώνεται στα κριτήρια αποκοπής των συγκεκριμένων γεγονότων καθώς και στα αποτελέσματα που λαμβάνουμε εξαιτίας αυτής της επεξεργασίας.

Στη εικόνα (4.11) αποτυπώνεται ο λόγος του μέγιστου φορτίου, μέγιστης τιμής του ιστογράμματος, προς τη μέγιστη τιμή της συνάρτησης μας, συναρτήσει της μέγιστης τιμής φορτίου που λαμβάνουμε από την κατανομή φορτίου ADC. Τα γεγονότα που είναι αρκετά απομακρυσμένα από τη μονάδα αποτελούν ανεπιθύμητα γεγονότα και αποκόπτουμε γι αυτό το λόγο όλα τα γεγονότα με λόγο μεγαλύτερο του 1.5 ή μικρότερο του 0.5, για φορτία μικρότερα των 1600 ADC μονάδων. Ο περιορισμός στην τιμή του φορτίου έγκειται στο γεγονός ότι δεν θέλουμε να ξεφορτωθούμε τα γεγονότα που αντιπροσωπεύουν τον κορεσμό των ηλεκτρονικών και είναι αυτά που αποκλίνουν από τη μονάδα της κατανομής για μεγάλα φορτία. Τα γεγονότα που παρουσιάζονται στην εικόνα (4.10) είναι δύο από αυτά τα γεγονότα δεν ικανοποιούν το κριτήριο του λόγου.



**Εικόνα 4.11:** Ιστόγραμμα δύο διαστάσεων του λόγο των δύο μέγιστων φορτίων που λαμβάνουμε από ιστογράμματα και fit αντίστοιχα συναρτήσει του μέγιστου φορτίου του ιστογράμματος.

Στη συνέχεια παρατηρώντας ότι αρκετά συχνά το fit αποτύγχανε, ακόμα και για καλά γεγονότα, εμπλουτίσαμε τον αλγόριθμο της συνάρτησης μας με τη δυνατότητα δυναμικής αλλαγής των ορίων του fit. Συγκεκριμένα όταν ένα fit αποτυγχάνει (failed status στο ROOT) προσπαθούμε και πάλι να κάνουμε fit στην κατανομή μας μεταβάλλοντας τα όρια της συνάρτησης μας σε ένα πιο περιορισμένο διάστημα γύρω από την κορυφή του ιστογράμματος. Όπως θα δούμε στη συνέχεια η συγκεκριμένη διαδικασία παρακάμπτει την αποκοπή πολλών χρήσιμων γεγονότων καθώς το δεύτερο fit καταφέρνει να περιγράψει πολύ καλά την κατανομή μας.

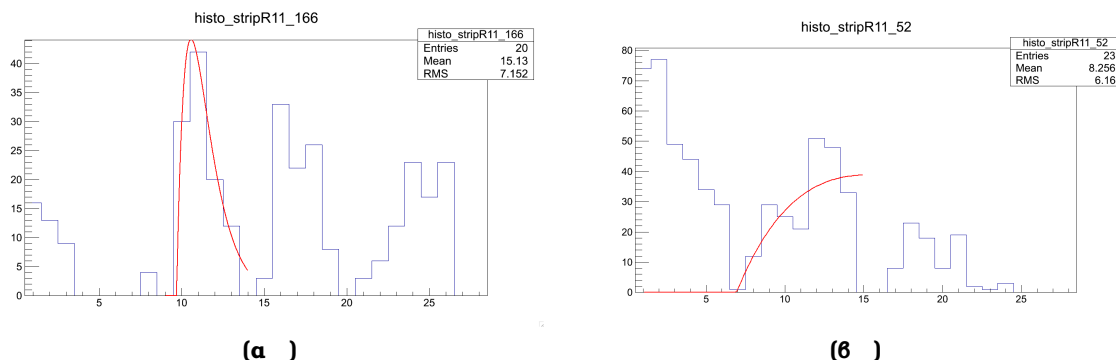


**Εικόνα 4.12:** Ιστόγραμμα που απεικονίζει την εξάρτηση του  $\chi^2$  συναρτήσει του μέγιστου φορτίου κάθε strip ανά γεγονός.

Ένα ακόμη κριτήριο αποκοπής που μπορούμε να εφαρμόσουμε είναι στην τιμή του  $\chi^2$  του fit μας. Αναμένουμε στα γεγονότα θορύβου η τιμή της παραμέτρου ποιότητας του fit να είναι αρκετά μεγάλη. Στην εικόνα (4.12) απεικονίζεται το  $\chi^2$  συναρτήσει του μέγιστου φορτίου που λαμβάνουμε από την κατανομή μας. Διακρίνονται τα γεγονότα με μεγάλη τιμή παραμέτρου ποιότητας του fit στην περιοχή χαμηλού φορτίου τα οποία και αποκόπτονται. Δύο τέτοια γεγονότα, που αποκόπτονται λόγω του κριτηρίου του  $\chi^2$ , παρουσιάζονται στην εικόνα (4.13).

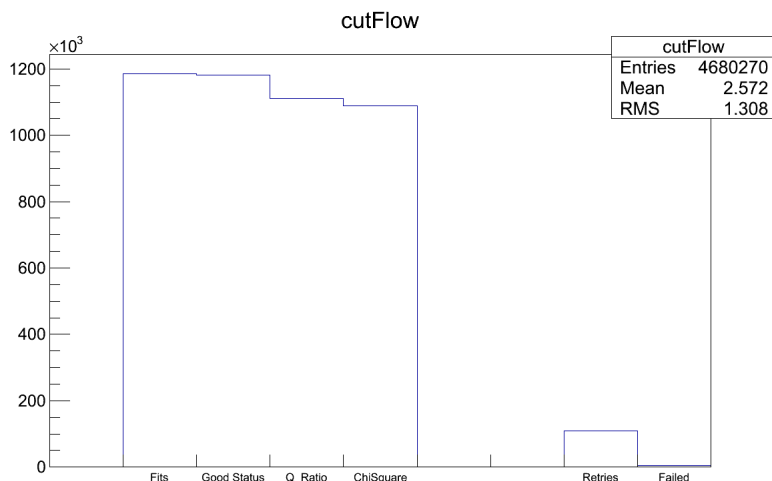
Για να έχουμε μία γενική επισκόπηση των κριτηρίων και της διαδικασίας που ακολουθείται για την επεξεργασία των κατανομών ADC σε ένα ολόκληρο run κατασκευάζουμε και το cut flow διάγραμμα για τα διάφορα κριτήρια που χρησιμοποιούμε στον αλγόριθμο μας εικόνα (4.14):

- Fit status cut : 1%
- Qratio cut : 4.5%
- Chisquare cut : 3.3%
- Total cut : 7.6%



**Εικόνα 4.13:** Γεγονότα που αποκρίπτονται από το κριτήριο του  $\chi^2$ .

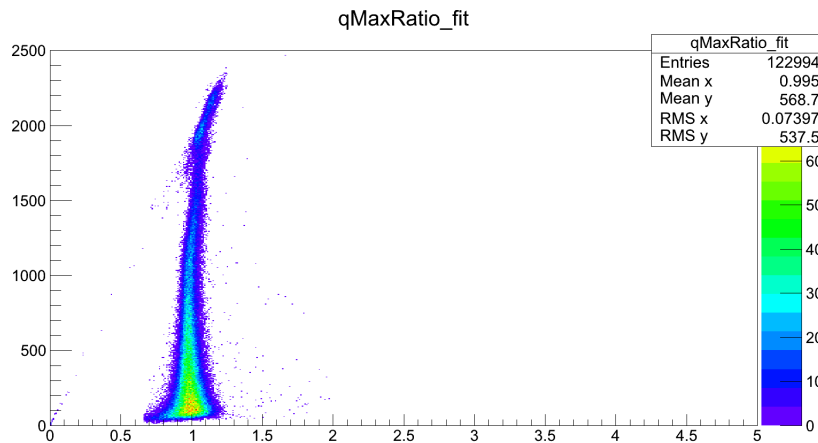
Παρατηρούμε επίσης, πόσο δραστικά μειώνεται ο αριθμός των αποτυχημένων fit μετά την επανάληψη όσων fit αποτυγχάνουν αρχικά σε ένα μικρότερο διάστημα γύρω από την κορυφή της κατανομής περιορίζοντας το ποσοστό αποτυχημένων fit στο 0.35% του συνόλου των γεγονότων.



**Εικόνα 4.14:** Cut Flow διάγραμμα για τα διάφορα κριτήρια αποκοπής που χρησιμοποιούμε στην επεξεργασία μας.

Μετά την λεπτομερή διαδικασία που περιγράφηκε παραπάνω αξίζει τώρα να δούμε το αποτέλεσμα που μας δίνουν όσα γεγονότα επιβιώνουν. Αρχικά βλέπουμε (εικόνα (4.15)) την κατανομή του λόγου των μέγιστων φορτίων συναρτήσε του μέγιστου της συνάρτησης του fit. Παρατηρούμε ότι έχουμε πλέον ξεφορτωθεί τα απομακρυσμένα από τη μονάδα σημεία ενώ άξιο αναφοράς είναι και το γεγονός ότι οι τιμές του φορτίου φτάνουν μέχρι και τις 2400 μονάδες ADC ενώ οι κατανομές μας λόγω περιορισμού των ηλεκτρονικών, δεν μπορούσαν να ξεπεράσουν τις 2000 μονάδες. Αυτό σημαίνει ότι η συνάρτηση μας χειρίζεται εξαιρετικά και τα γεγονότα με υψηλά φορτία και μπορεί να ανακατασκευάσει χρήσιμη πληροφορία ξεπερνώντας του περιορισμούς που μας προτάσσει το hardware.





**Εικόνα 4.15:** Ιστογράμμα δύο διαστάσεων του λόγο των δύο μέγιστων φορτίων που λαμβάνουμε από ιστογράμμα και fit αντίστοιχα συναρτήσει του μέγιστου φορτίου που προβλέπει η συνάρτηση μας για τρία διαφορετικά run ενός ανιχνευτή Micromegas.

Την συγκεκριμένη ιδιότητα της συνάρτησης μας μπορούμε να τη δούμε και από την κατανομή του μέγιστου φορτίου που λαμβάνουμε από τη συνάρτηση του fit και την σύγκριση της με την αντίστοιχη κατανομή του μέγιστου φορτίου του ιστογράμματος. Στην εικόνα (4.16) παρουσιάζονται οι δύο κατανομές για τρία διαφορετικά run και μπορούμε να δούμε πόσο πιο ομαλή δείχνει η κατανομή του fit για τα υψηλά φορτία

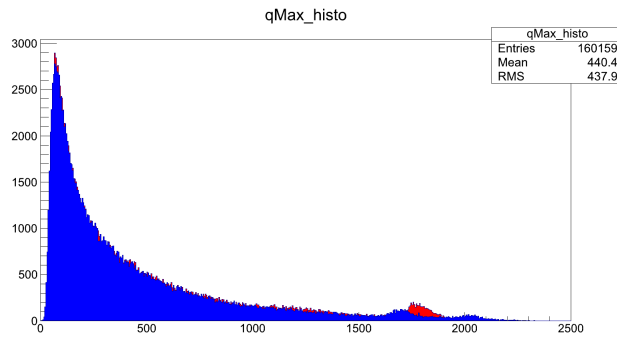
Οι πληροφορίες του χρόνου δείχνουν επίσης αρκετά ικανοποιητικές(εικόνα (4.17)). Η κατανομή του ελάχιστου χρόνου, του χρόνου που έχουμε το πρώτο μη μηδενικό φορτίο,  $t_0$  παρουσιάζει μία αναμενόμενη μορφή Gauss ενώ και το ιστογράμμα δύο διαστάσεων του χρόνου  $t_0$  συναρτήσει του μέγιστου φορτίου που λαμβάνουμε από την συνάρτηση του fit εμφανίζει την αναμενόμενη μορφή.

Αντίστοιχη συμπεριφορά παρατηρούμε και στην κατανομή του χρόνου μέγιστου φορτίου που λαμβάνουμε από τη συνάρτηση,  $t_{max}$ . Τα σχετικά ιστογράμματα παρουσιάζονται στην εικόνα (4.18)

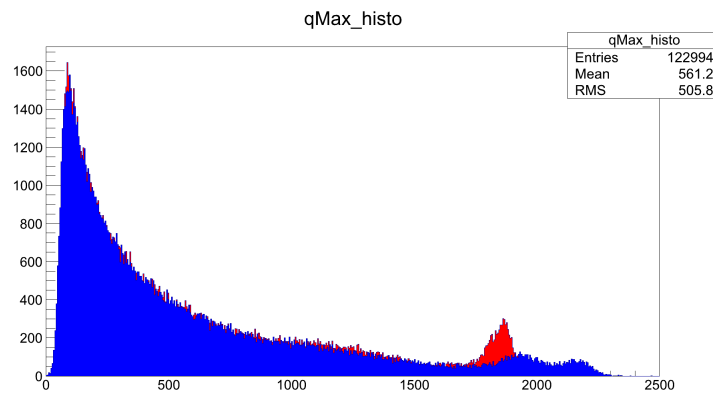
Από την πλευρά των αποτελεσμάτων μπορούμε να πούμε ότι η συνάρτηση μας περιγράφει εξαιρετικά την κατανομή του φορτίου και μας εφοδιάζει με όλες τις χρήσιμες πληροφορίες που μπορεί κανείς να αντλήσει από αυτή. Όλες οι παράμετροι δείχνουν λογικές ενώ χρησιμοποιώντας και κάποια ελαστικά κριτήρια αποκοπής γεγονότων καταφέραμε να απαλλαγούμε από τον ανεπιθύμητο θόρυβο.

Ακόμη η απόδοση του προγράμματος βελτιώθηκε σημαντικά από απόψη ταχύτητας. Συγκρίνοντας την νέα μέθοδο με την τεχνική της συνέλιξης που χρησιμοποιήσαμε αρχικά μπορούμε πλέον να επεξεργαστούμε ένα run σε ένα εύλογο χρονικό διάστημα.

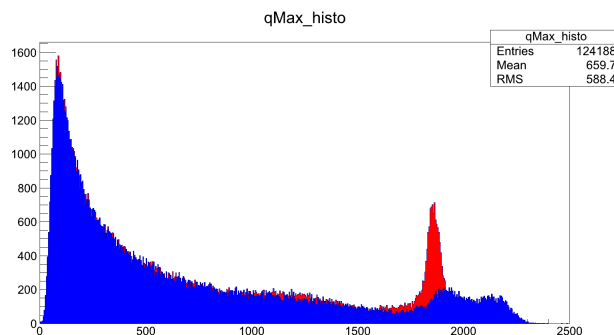
Μία σύντομη μελέτη έγινε για τα run της περιόδου του Ιουλίου. Συνολικά, για την συγκεκριμένη χρονική περίοδο έχουμε δεδομένα από 9 στρώματα strip και κατά συνέπεια, δεδομένου ότι τα run μας είναι της τάξης των 20K γεγονότων, πρέπει να επεξεργαστούμε



(α )



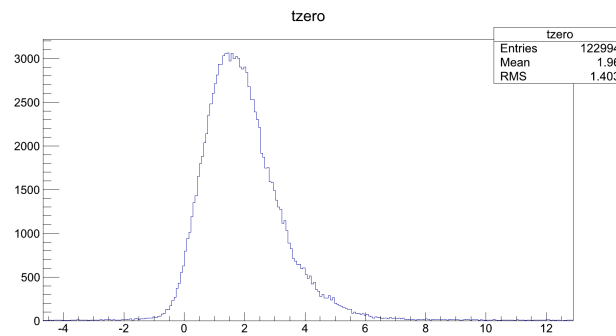
(β )



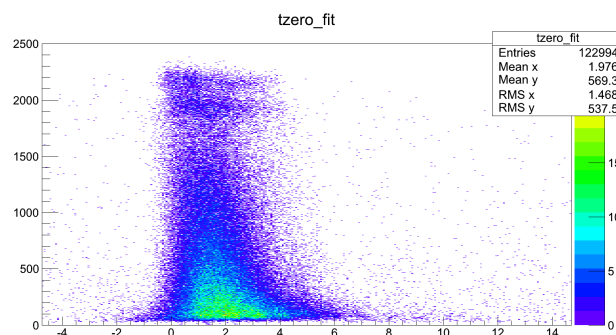
(γ )

**Εικόνα 4.16:** Η κατανομή του φορτίου με και χωρίς το fit. Όπως φαίνεται η συνάρτηση μας μπορεί να εκτιμήσει με αρκετή ακρίβεια την τιμή του κορεσμένου φορτίου.

συνολικά περίπου 1120000 strips. Για την επεξεργασία ενός ολόκληρου run ο χρόνος που απαιτείται είναι της τάξης των 24 λεπτών, γεγονός που μεταφράζεται σε 820 fit ανά δευτερόλεπτο. Κατά μέσο όρο δηλαδή το πρόγραμμα μας χρειάζεται 1.2 msec για κάθε fit



(α )



(β )

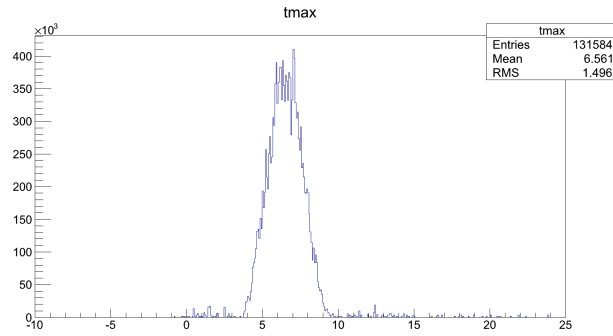
**Εικόνα 4.17:** Κατανομή της μεταβλητής  $t_0$  που λαμβάνουμε από τις παραμέτρους του fit.

αποδεικνύοντας ότι η ταχύτητα του αλγορίθμου μας έχει μεγιστοποιηθεί.

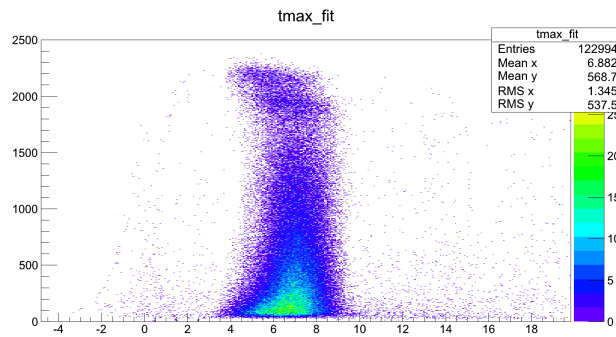
### Ομαδοποίηση raw δεδομένων

Για την επεξεργασία των δεδομένων των ανιχνευτών Micromegas και την ανακατασκευή των τροχιών εντός της διάταξης μας, εφόσον έχουμε να κάνουμε με ανιχνευτές όπου το σήμα αποκτάται μέσω των strips, θα πρέπει διαδοχικά strips κάθε γεγονότος που έχουν σήμα να ομαδοποιηθούν σε clusters. Χρησιμοποιώντας το φορτίο κάθε strip σαν βάρος μπορούμε να εκτιμήσουμε τη θέση του γεγονότος σε κάθε ανιχνευτή υπολογίζοντας το σταθμικό μέσο των strips του κάθε cluster.

Διαδοχικά strip με φορτίο μεγαλύτερο του μηδενός ή μεγαλύτερο ενός κατωφλιού ορίζουν ένα cluster. Για τα δεδομένα των ανιχνευτών Micromegas επιτρέπουμε την συνένωση δύο cluster ενός γεγονότος σε έναν υπό την προϋπόθεση ότι μεταξύ τους παρεμβάλλεται ένας συγκεκριμένος αριθμός strip χωρίς φορτίο. Ο αριθμός αυτός είναι προσωρινά μία εξωτερική μεταβλητή στο πρόγραμμα της επεξεργασίας δεδομένων και εξαρτάται προφανώς από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του κάθε ανιχνευτή καθώς και από την κλίση των τροχιών. Καθώς ο ανιχνευτής Micromegas είναι ικανός να διακρίνει τροχιές διαφορετικών



(α )



(β )

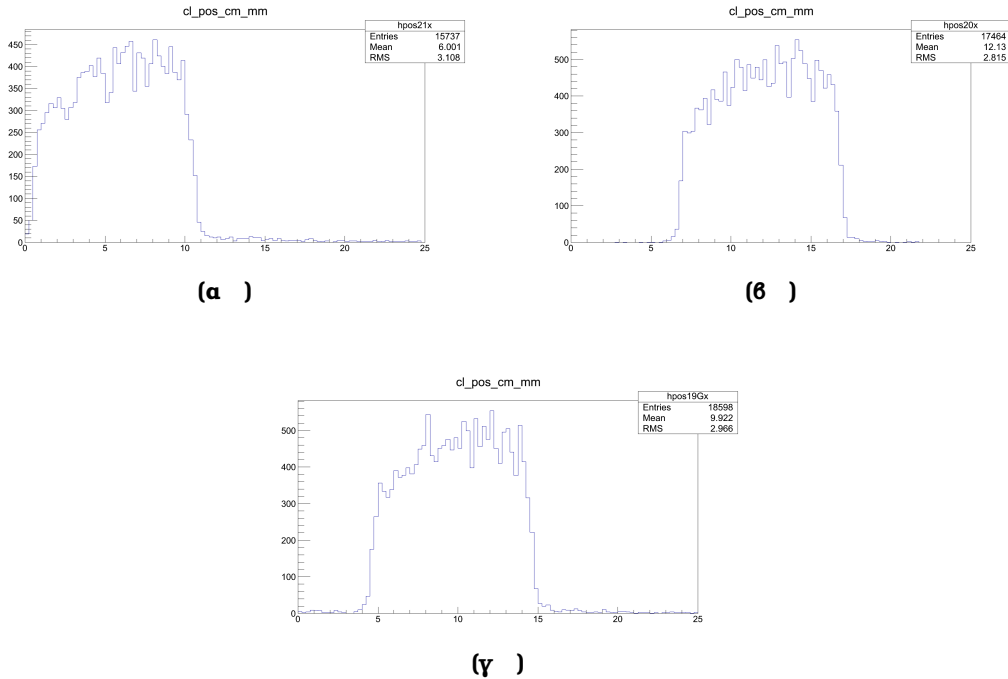
**Εικόνα 4.18:** Κατανομή της μεταβλητής  $t_{max}$  που λαμβάνουμε από τις παραμέτρους του fit.

γωνιών μεταξύ τους, είναι εφικτό η μεταβλητή αυτή να αλλάζει δυναμικά ανάλογα με την ανακατασκευασμένη τροχιά στον κάθε ανιχνευτή.

$$clposition = \frac{\sum x_i \cdot q_i}{\sum q_i} \quad (4.2)$$

Στην εικόνα (4.19) παρουσιάζονται οι κατανομές της θέση του cluster για κάθε ανιχνευτή χωριστά. Πρόκειται αντίστοιχα για του ανιχνευτές R21, R20, R19G αντίστοιχα και συγκεκριμένα για το επίπεδο των x strip. Υπενθυμίζουμε ότι ο R21 χαρακτηρίζεται από strip pitch 500  $\mu\text{m}$ , ο R20 250  $\mu\text{m}$  και τέλος ο R19G 350  $\mu\text{m}$ . Και οι τρεις κατανομές είναι σε mm και βλέπουμε ουσιαστικά το προφίλ της δέσμης κατά τον άξονα x. Το εύρος όπως αναμένουμε είναι κατά προσέγγιση το ίδιο σε όλους τους ανιχνευτές γεγονός που αποτελεί μία πρώτη επιβεβαίωση της ορθής λειτουργίας των ανιχνευτών και του προγράμματος επεξεργασίας των δεδομένων.

Η κατανομή του μεγέθους των cluster σε κάθε ανιχνευτή της διάταξης μας παρουσιάζεται στην εικόνα (4.20). Όπως αναμένουμε, ο αριθμός των strip που ανήκουν στον ίδιο cluster είναι ανάλογος των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του κάθε ανιχνευτή και πιο συγκεκριμένα εξαρτάται από την απόσταση μεταξύ των strip. Κατά συνέπεια, για τις μέσες τιμές των



**Εικόνα 4.19:** Κατανομή της θέσης των cluster στους 3 ανιχνευτές Micromegas για όλα τα γεγονότα σε μονάδες mm.

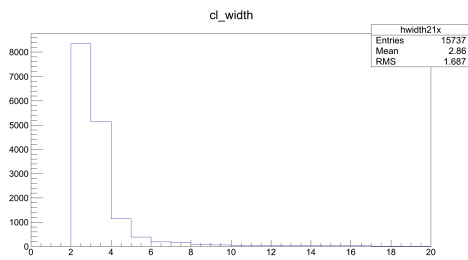
κατανομών αυτών παρατηρούμε όπως αναμέναμε ότι :

$$cluWidth_{R21} < cluWidth_{R19G} < cluWidth_{R20}$$

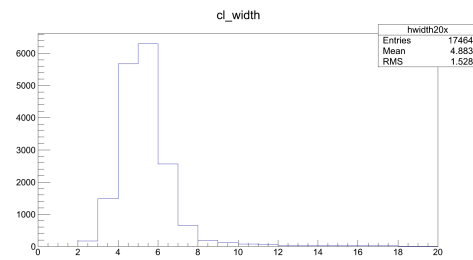
Στην εικόνα (4.21) έχει σχεδιαστεί η κατανομή του αριθμού των cluster ανά γεγονός για καθένα από τους τρεις ανιχνευτές μας. Η αρχική παρατήρηση που μπορεί κάποιος να κάνει είναι ότι στην πλειονότητα των γεγονότων έχουμε ένα μόνο cluster. Αυτό βέβαια είναι κάτι που αναμένουμε καθώς οι τροχιές μας είναι κάθετες στο επίπεδο των ανιχνευτών και κατά συνέπεια η διάχυση του φορτίου συμβαίνει σε πολύ μικρό εύρος της ενεργής περιοχής του ανιχνευτή. Ένα ακόμα γεγονός άξιο παρατήρησης είναι ότι στους ανιχνευτές R21 και R19G εμφανίζονται και γεγονότα με δύο και τρεις cluster σε αντίθεση με τον R20 που παρατηρούνται μόνο γεγονότα με έναν cluster. Πιθανότητα αυτό είναι αποτέλεσμα της διαφοράς του strip pitch μεταξύ των ανιχνευτών σε συνδυασμό με τις παραμέτρους του προγράμματος που πραγματοποιεί την ομαδοποίηση των strip σε clusters. Πάραυτα, κατά την ανακατασκευή των τροχιών θα χρησιμοποιήσουμε ένα cluster ανά ανιχνευτή ανά γεγονός φιλτράροντας ανεπιθύμητα γεγονότα.

Γενικότερα η μέθοδος υπολογισμού της θέσης του cluster εξαρτάται από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του κάθε ανιχνευτή καθώς και από τη συνολική γεωμετρία της διάταξης. Για διάταξη ρυθμισμένη έτσι ώστε η δέση να διέρχεται κάθετα από το επίπεδο των ανιχνευτών η επικρατέστερη μέθοδος είναι αυτή του σταθμικού μέσου που περιγράψαμε νωρίτερα.

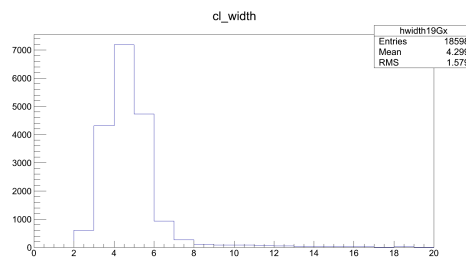
Σε ότι αναφέρθηκε μέχρι τώρα δεν έχει χρησιμοποιηθεί καθόλου η πληροφορία του



(α )



(β )



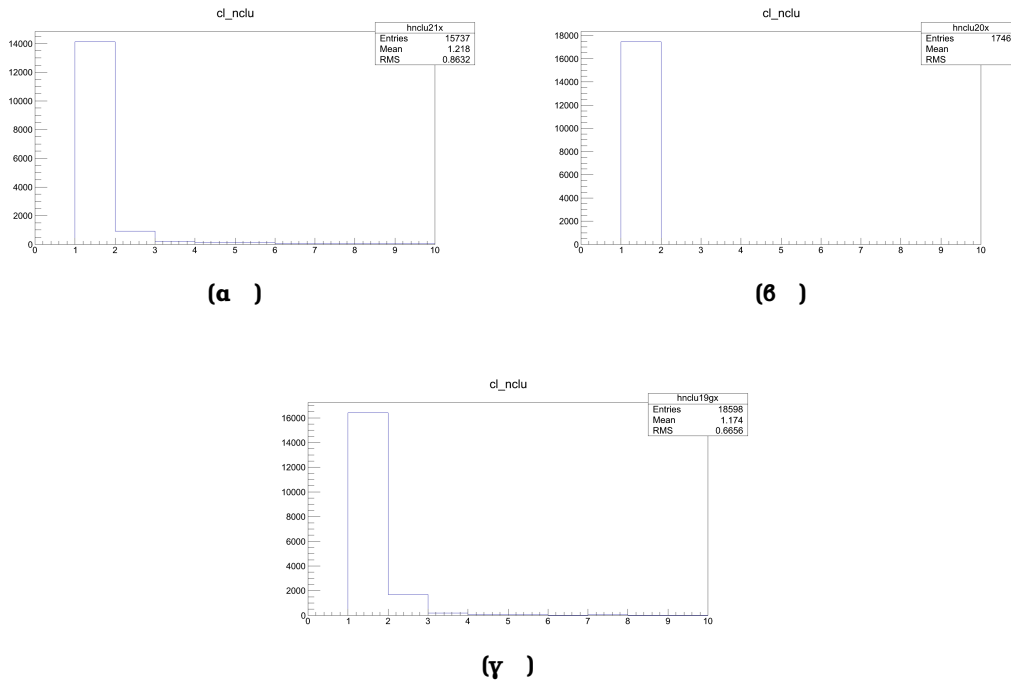
(γ )

**Εικόνα 4.20:** Κατανομή του αριθμού των strip ανά cluster στους 3 ανιχνευτές Micromegas για όλα τα γεγονότα.

χρόνου που μας παρέχει ο ανιχνευτής Micromegas. Η πρόσθετη αυτή πληροφορία είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για μη κάθετες τροχιές όπου η διάχυση του φορτίου μας επιτρέπει να ανακατασκευάσουμε την τροχιά του σωματιδίου εντός του ανιχνευτή. Κάθε ηλεκτρόνιο ιονισμού κατά μήκος της τροχιάς του διερχόμενου σωματιδίου επάγει φορτίο σε ένα strip σε διάρκεια χρόνου. Το APV chip που χρησιμοποιούμε για το readout των strip του ανιχνευτή μας επιτρέπει να μετράμε το φορτίο σε κάθε strip ανά 25 ns με τον χρόνο να ξεκινά για κάθε strip από τη στιγμή που λαμβάνει το πρώτο σήμα ενός γεγονότος. Η στιγμή που λαμβάνουμε το μέγιστο φορτίο μας δίνει ουσιαστικά και τη θέση κάθε φορτίου ιονισμού. Την πληροφορία αυτή αντλούμε όπως είδαμε περιγράφοντας την κατανομή του φορτίου αυτού συναρτήσει του χρόνου με μία συνάρτηση.

Έχοντας λοιπόν τα σημεία της τροχιάς του διερχόμενου σωματιδίου μπορούμε να ανακατασκευάσουμε την πορεία του εντός του ανιχνευτή εκτιμώντας την ευθεία ελαχίστων τετραγώνων που περνάει από αυτά τα σημεία.

Στην εικόνα (4.22) απεικονίζονται οι κατανομές της κλίσης και του σημείου παρεμβολής αντίστοιχα των ευθειών αυτών. Παρόμοιες κατανομές παρατηρούμε και για τους υπόλοιπους ανιχνευτές της διάταξης μας.

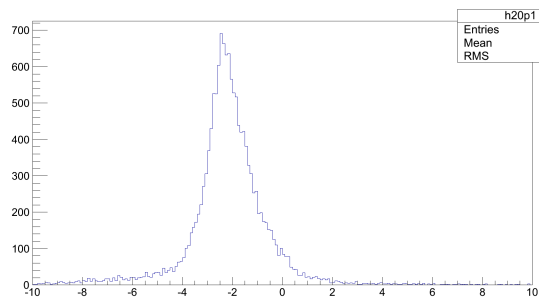


**Εικόνα 4.21:** Κατανομή του αριθμού των cluster ανά γεγονός στους 3 ανιχνευτές Micromegas.

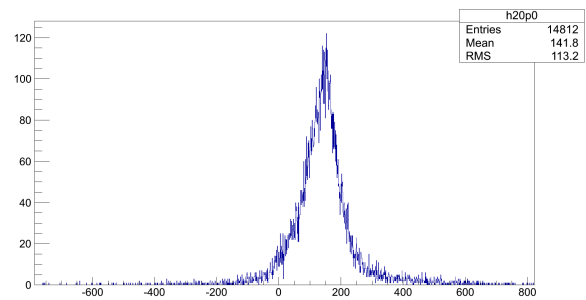
### 4.3.2 Δεδομένα BAT

Η χρήση του τηλεσκοπίου αποσκοπεί στην καταγραφή της πορείας που ακολουθούν τα σωματίδια που διέρχονται από τη διάταξη μας. Τα raw δεδομένα του τηλεσκοπίου BAT περιορίζονται σε πληροφορία αριθμού strip και φορτίου για όλα τα strip που εμφανίζουν σήμα σε κάθε γεγονός. Προφανώς από τα δεδομένα δέσμης αφαιρείται και ο θόρυβος (pedestal subtraction) χρησιμοποιώντας ένα run στο οποίο γίνεται καταγραφή δεδομένων χωρίς δέσμη. Μέχρι όμως τα δεδομένα που μας παρέχει το σύστημα μας να είναι χρήσιμα προς μελέτη απαιτείται αρκετή επεξεργασία.

Το πρώτο βήμα της προετοιμασίας των δεδομένων συνοψίζεται όπως είπαμε στην αποκοπή του θορύβου. Εφόσον τα δεδομένα είναι πια καθαρά πρέπει να προσδιορίσουμε από ποιο σημείο κάθε σταθμού διέρχεται ένα σωματίδιο της δέσμης. Μόνο εφόσον μπορούμε να προσδιορίσουμε τρία σημεία στη διάταξη μας είμαστε πια ικανοί να ανακατασκευάσουμε την πορεία του σωματιδίου. Όταν όμως ένα σωματίδιο διέρχεται από ένα ανιχνευτή πυριτίου με strips σχεδόν πάντα λαμβάνουμε σήμα από περισσότερα του ενός strip, με τα strips βέβαια να είναι διαδοχικά ( 4 κατά μέσο όρο για τροχιά κάθετη στο επίπεδο των ανιχνευτών). Κατά συνέπεια πρέπει με κάποιο τρόπο να ομαδοποιήσουμε τα γειτονικά strips προκειμένου να προσδιορίσουμε το σημείο από το οποίο το σωματίδιο μας διέσχισε τον ανιχνευτή. Την κάθε ομάδα διαδοχικών strip σε κάθε γεγονός την καλούμε cluster και αποτελεί ουσιαστικά το hit σε μία διάσταση του σωματιδίου στον ανιχνευτή μας. Τα χαρακτηριστικά κάθε cluster περιορίζονται στην θέση και το φορτίο του καθώς αυτές είναι και οι πληροφορίες που μπορούν να μας μεταδώσουν οι εγγενείς ιδιότητες της συγκεκριμένης τεχνολογίας

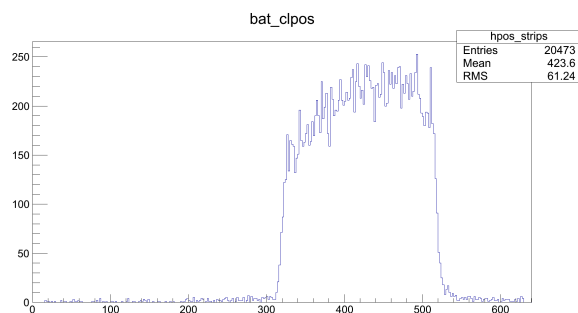


( α )

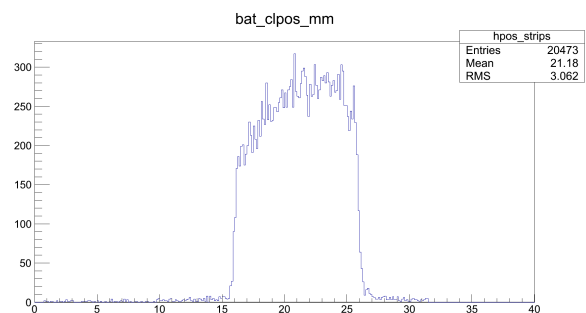


( β )

**Εικόνα 4.22:** Κατανομή της κλίσης και του σημείου παρεμβολής αντίστοιχα των ανακατασκευασμένων τροχιών εντός του ανιχνευτή R20.



( α )



( β )

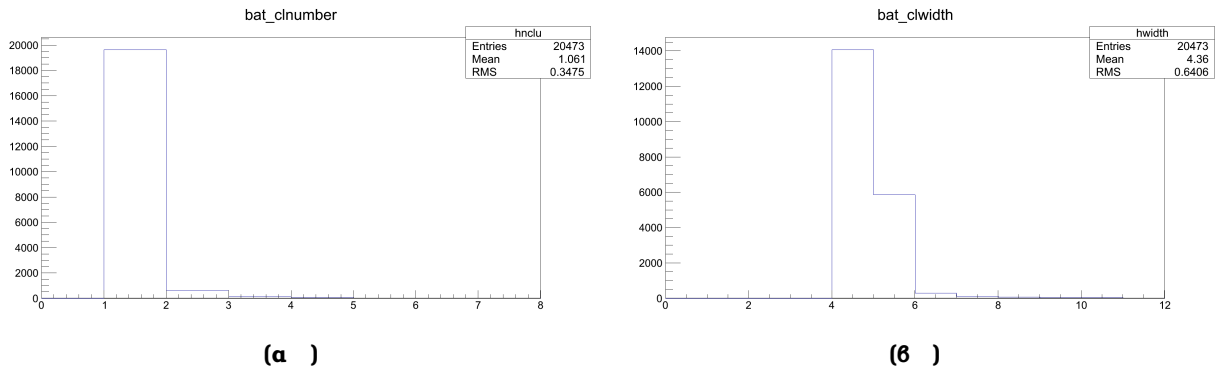
**Εικόνα 4.23:** Κατανομή της θέσης των cluster στα BAT για όλα τα γεγονότα σε μονάδες strip και mm αντίστοιχα.

ανιχνευτών.

Η θέση του cluster υπολογίζεται από τον σταθμικό μέσο όρο των strips που ανήκουν στον cluster αυτό χρησιμοποιώντας σαν βάρος το φορτίο του κάθε strips. Η θέση κάθε cluster θα δίνεται από την σχέση που χρησιμοποιήσαμε για τα δεδομένα του ανιχνευτή Micromegas (4.2) Στην εικόνα (4.24) βλέπουμε την κατανομή της θέσης αυτής για το σταθμό 3 του τηλεσκοπίου τόσο σε μονάδες strip όσο και σε mm. Η συγκεκριμένη κατανομή δεν είναι τίποτα άλλο από το προφίλ της δέσμης και έχει την ίδια μορφή και στους υπόλοιπους πανομοιότυπους σταθμούς του τηλεσκοπίου μας. Η έτερη πληροφορία ενός cluster είναι το φορτίο του που δεν είναι τίποτα περισσότερο από το άθροισμα των φορτίων όλων των strip του cluster.

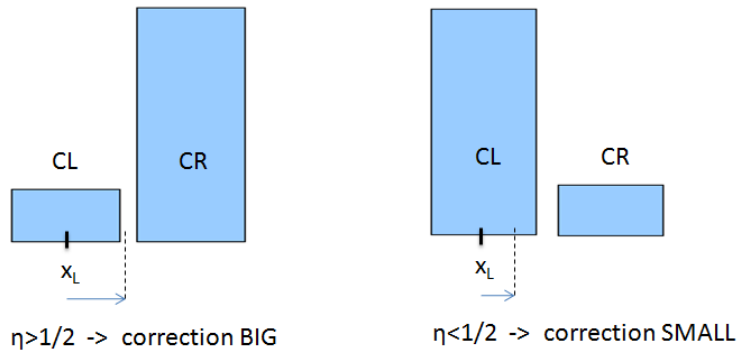
Αξίζει εδώ να σημειώσουμε ότι στην θέση που υπολογίζουμε για τον κάθε cluster από strips προσθέτουμε μία διόρθωση που καλείται διόρθωση η ([17]). Η συγκεκριμένη διόρθωση ανακατανέμει ουσιαστικά το φορτίο στα κεντρικά strips του κάθε cluster προκειμένου να αντιμετωπιστεί ένα φαινόμενο binning που παρατηρείται στους ανιχνευτές πυριτίου με strips. Αν εξετάσουμε τα δεδομένα κάθε cluster με περισσότερη λεπτομέρεια παρατηρούμε





**Εικόνα 4.24:** Κατανομή του αριθμού και του μεγέθους των cluster στα BAT για όλα τα γεγονότα.

ότι το φορτίο του κεντρικού strip κάθε cluster, το strip δηλαδή με το μεγαλύτερο φορτίο, είναι πολλές φορές μεγαλύτερο από το φορτίο που έχουν τα γειτονικά του strip. Αυτό συμβαίνει εξαιτίας της πολύ μικρής διάχυσης που παρατηρείται στα φορτία που απελευθερώνει το διερχόμενο από τον ανιχνευτή μας σωματίδιο με αποτέλεσμα η εύρεση της θέσης του cluster με τον τύπο του σταθμικού μέσου μόνο να μην είναι η ιδανική μέθοδος.



**Εικόνα 4.25:** Η διόρθωση  $\eta$  για τις 2 περιπτώσεις φορτίου των κεντρικών strip.

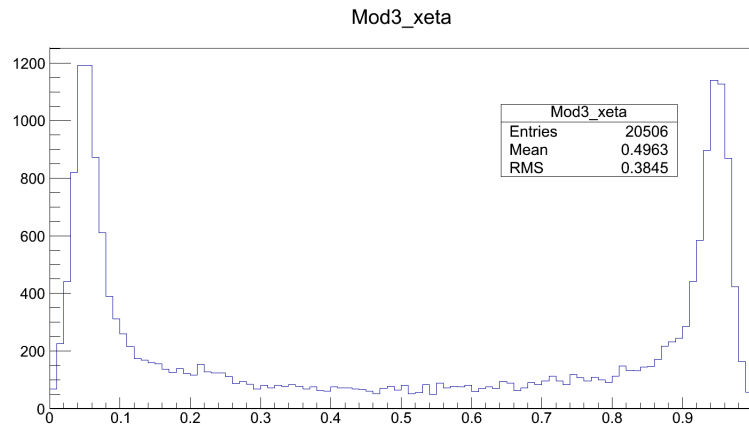
Η παράμετρος  $\eta$  για κάθε cluster δίνεται από τη σχέση (4.3) και εξαρτάται όπως θα περιμέναμε από το φορτίο των 2 κεντρικών strip του cluster. Προφανώς περιμένουμε το πεδίο τιμών της να εκτείνεται στο διάστημα  $[0, 1]$  κάτι που φαίνεται και από την κατανομή της για όλα τα γεγονότα.

$$\eta = \frac{CR}{CR + CL} \tag{4.3}$$

$$cor = \frac{strippitch}{numberofentries} \tag{4.4}$$

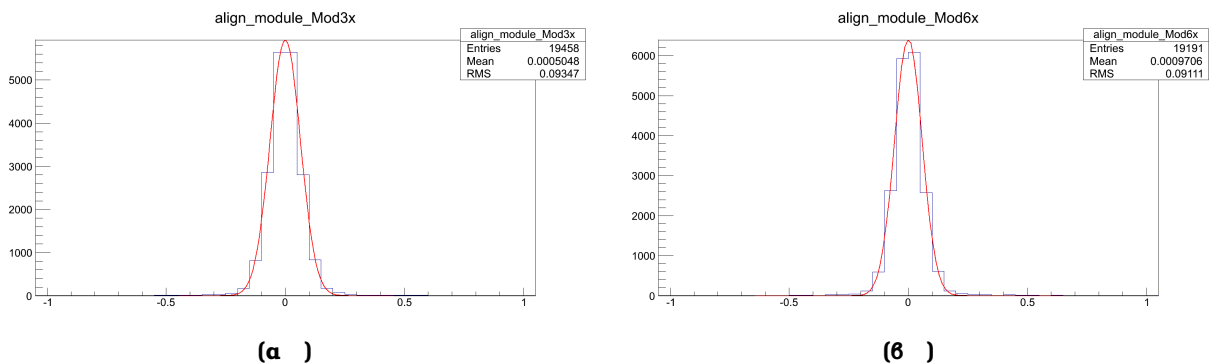
Χρησιμοποιώντας την κατανομή της παραμέτρου  $\eta$  για κάθε cluster υπολογίζουμε την τιμή της διόρθωσης που θα πρέπει να προσθέσουμε στην θέση που έχουμε υπολογίσει για τον

cluster με την μέθοδο του σταθμικού μέσου προκειμένου να καταλήξουμε στην τελική τιμή της θέσης του cluster.



**Εικόνα 4.26:** Κατανομή της παραμέτρου  $\eta$ .

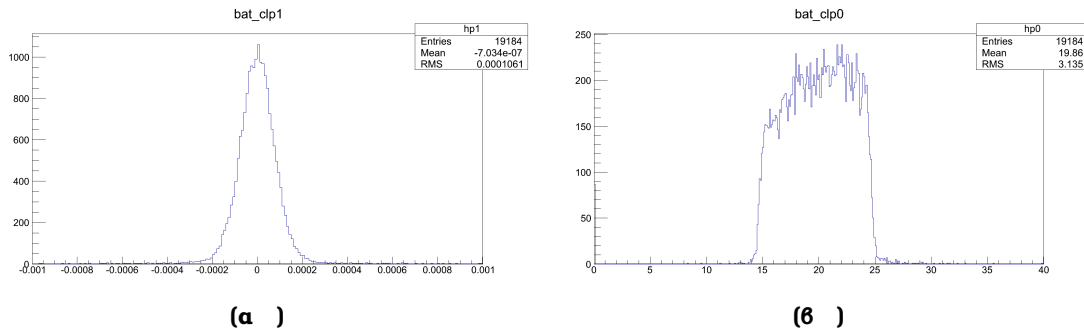
Εφόσον έχουμε τώρα ομαδοποιήσει τα διαδοχικά strip με φορτίο σε clusters για κάθε γεγονός, έχουμε τώρα την πληροφορία που θα μας επιτρέψει να ανακατασκευάσουμε τις τροχιές των σωματιδίων για κάθε γεγονός. Για κάθε γεγονός έχουμε τουλάχιστον ένα σημείο σε κάθε σταθμό του τηλεσκοπίου μας. Επιλέγοντας μόνο τα γεγονότα που έχουν έναν cluster, ένα σημείο, ως "καλά γεγονότα" κατασκευάζουμε την τροχιά του κάθε σωματιδίου εξαγόντας την ευθεία ελαχίστων τετραγώνων από τα 3 σημεία που έχουμε στη διάθεση μας.



**Εικόνα 4.27:** Κατανομή της διαφοράς θέση κάθε γεγονότος του σταθμού 3 και του σταθμού 6 αντίστοιχα με τον σταθμό 1 μετά την ευθυγράμμιση των σταθμών του τηλεσκοπίου.

Προκειμένου βέβαια η ευθεία μας να είναι σωστή, θα πρέπει να σιγουρευτούμε ότι οι ανιχνευτές μας είναι ευθυγραμμισμένοι μεταξύ τους. Εφόσον δεν είναι υπολογίζουμε το αντιστάθμισμα που θα πρέπει να προσθέσουμε σαν διόρθωση στη θέση κάθε γεγονότος στους δύο από τους τρεις σταθμούς προκειμένου να είναι ευθυγραμμισμένοι με τον τρίτο. Για να υπολογίσουμε την τιμή των διορθώσεων αυτών σχεδιάζουμε την κατανομή της διαφοράς θέσεων κάθε γεγονότος για όλα τα δυνατά ζεύγη σταθμών. Οι κατανομές αυτές είναι προφανώς κατανομές Gauss και η μέση τιμή της κάθε κατανομής μας δίνει το αντίστοιχο

αντιστάθμισμα που θα ευθυγραμμίσει τους δύο σταθμούς που εμπλέκονται στην κάθε κατανομή.



**Εικόνα 4.28:** Κατανομή της κλίσης και του σημείου παρεμβολής αντίστοιχα των ανακατασκευασμένων τροχιών στο τηλεσκόπιο BAT.

Όπως φαίνεται στην εικόνα (4.27) μετά τη διαδικασία αυτή οι σταθμοί του τηλεσκοπίου μας είναι πλέον ευθυγραμμισμένοι και η μέθοδος ελαχίστων τετραγώνων μπορεί τώρα να μας εξοπλίσει με τροχιές αναφοράς για να εκτιμήσουμε τη διακριτική ικανότητα των υπό μελέτη ανιχνευτών *Micromegas*. Στην εικόνα (4.28) παρουσιάζονται οι κατανομές τη κλίσης και του σημείου παρεμβολής αντίστοιχα των ανακατασκευασμένων τροχιών. Όπως αναμένουμε η κατανομή της κλίσης των ευθειών έχει μέση τιμή κοντά στο 0, καθώς το επίπεδο των ανιχνευτών πυριτίου είναι κάθετο στη δέσμη, ενώ στην κατανομή του σημείου παρεμβολής των ευθειών βλέπουμε το προφίλ της δέσμης.

### 4.3.3 Συγχρονισμός των δεδομένων

Όπως αναφέραμε στο προηγούμενο κεφάλαιο η διάταξη μας βρίσκεται συνδεδεμένη σε ένα κοινό κύκλωμα trigger. Το σήμα του trigger που υποδεικνύει στους ανιχνευτές μας να ξεκινήσουν την καταγραφή γεγονότων καθορίζεται εξολοκλήρου από τους σπινθηριστές που βρίσκονται στην άκρη της διάταξης μας, κοντά στο beam pipe.

Παρόλαυτα είναι σύνηθες, καθώς έχουμε να κάνουμε με πλήθος σταθμών, κάποιος εκ των ανιχνευτών για οποιοδήποτε λόγο (π.χ. busy κατάσταση) να μην καταγράψει κάποιο γεγονός που θα καταγραφεί από του υπόλοιπους σταθμούς. Σε αυτή την περίπτωση τα γεγονότα είναι από το σημείο αυτό και έπειτα εκτός συγχρονισμού και αυτό μεταφράζεται σε αναντιστοιχία αριθμού γεγονότος, και κατά συνέπεια και όλων των άλλων πληροφοριών, στους διαφορετικούς ανιχνευτές. Οποιαδήποτε ανάλυση που περιλαμβάνει δεδομένα από ανιχνευτές εκτός συγχρονισμού είναι μάταιη γι αυτό το λόγο.

Η μελέτη και η διόρθωση του φαινομένου αυτού δεν είναι εύκολη διαδικασία καθώς πρέπει να προσδιοριστεί ουσιαστικά ο αριθμός του γεγονότος στο οποίο χάνεται ο συγχρονισμός καθώς και ο σταθμός που αδυνατεί να καταγράψει το συγκεκριμένο γεγονός. Για να έχουμε μία αναπαράσταση του φαινομένου αυτού μπορούμε να παραστήσουμε την σχετική διαφορά των θέσεων μεταξύ δύο ανιχνευτών συναρτήσει του αριθμού του γεγονότος για ένα run.

Στην εικόνα (4.29), όπου παρουσιάζεται η σχετική διαφορά θέσης μεταξύ των ανιχνευτών πυριτίου για κάθε ένα από τους σταθμούς του τηλεσκοπίου BAT, είναι προφανές ότι σε κάποιο αριθμό γεγονότος, η διασπορά της μεταβλητής γίνεται τεράστια σε σχέση με την κατανομή μας για τα πρώτα γεγονότα. Παρόμοια συμπεριφορά παρουσιάζουν και οι τρεις κατανομές και με μία προσεκτική παρατήρηση διαπιστώνουμε ότι ο αποσυγχρονισμός συμβαίνει στον ίδιο αριθμό γεγονότος για όλους τους σταθμούς. Η μεταβλητή που αναπαριστάται για κάθε ανιχνευτή του BAT τηλεσκοπίου και την καλούμε residual του ανιχνευτή, είναι η εξής:

$$r_{b_1}(mm) = -\frac{(x_3 + x_6)}{2} + x_1$$

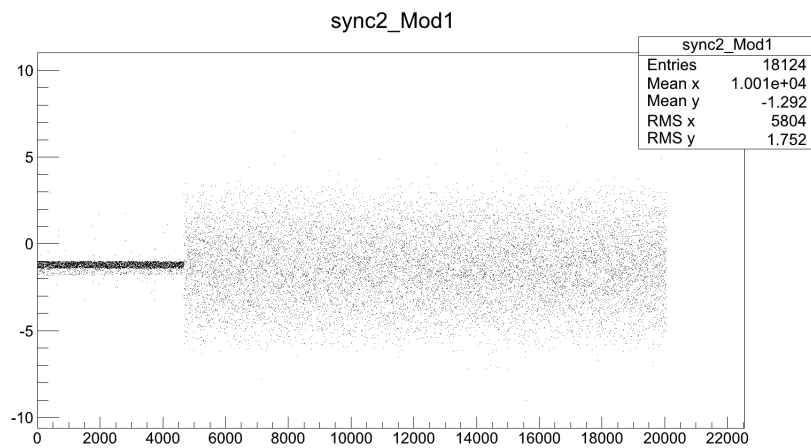
$$r_{b_3}(mm) = -\frac{(x_1 + x_6)}{2} + x_3$$

$$r_{b_6}(mm) = -\frac{(x_1 + x_3)}{2} + x_6$$

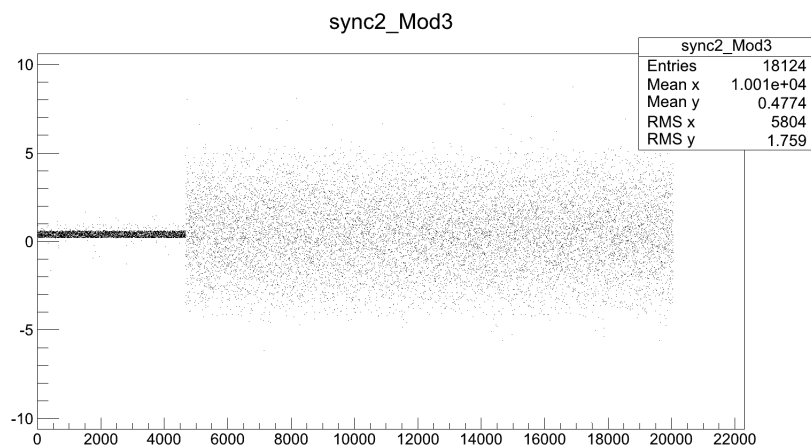
Ενδιαφέρον παρουσιάζει το γεγονός ότι στις παραπάνω μεταβλητές δεν εμπεριέχεται καμία πληροφορία από τους ανιχνευτές Micromegas. Κατά συνέπεια ο αποσυγχρονισμός των δεδομένων δεν συμβαίνει μόνο ανάμεσα στα δύο διαφορετικά συστήματα καταγραφής δεδομένων (BAT - Mmegas) αλλά και μεταξύ των σταθμών του ίδιου συστήματος (Internal Desynchronization).

Το πρώτο βήμα λοιπόν για τον συγχρονισμό των γεγονότων είναι να συγχρονίσουμε τους ανιχνευτές πυριτίου του τηλεσκοπίου BAT μεταξύ τους. Η variance του residual είναι η ιδανική πληροφορία για τον εντοπισμό του σταθμού που βγαίνει εκτός συγχρονισμού και τον αριθμό του γεγονότος στο οποίο συμβαίνει αυτό. Στο παράδειγμα της εικόνας 4.29 φαίνεται καθαρά ότι ο σταθμός που βγαίνει εκτός συγχρονισμού είναι ο 6 (εικόνα (4.29γ)), καθώς η κατανομή του residual παρουσιάζει πολύ μεγαλύτερη διασπορά σε σχέση με τους άλλους σταθμούς, ενώ είναι κάτι περισσότερο από εμφανής η περιοχή του γεγονότος που ευθύνεται για την απώλεια συγχρονισμού.

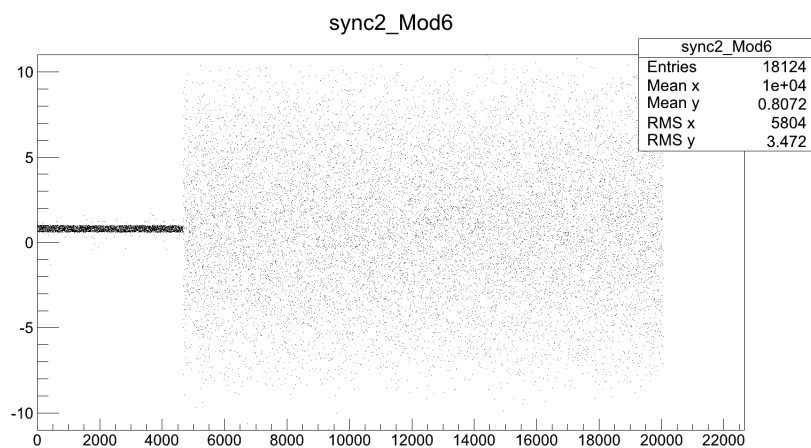
Για το σκοπό αυτό αναπτύχθηκε ένας αλγόριθμος που δημιουργεί ένα "κινούμενο παράθυρο" γεγονότων σταθερού μεγέθους και σαρώνει με αυτό όλα τα γεγονότα του κάθε run υπολογίζοντας την variance στο παράθυρο του κάθε γεγονότος. Στο σημείο που συμβαίνει η απώλεια του συγχρονισμού η variance γίνεται τεράστια. Χρησιμοποιούμε την variance του πρώτου event σαν threshold, καθώς τα αρχικά events είναι πάντα συγχρονισμένα, και συγκρίνουμε την variance όλων των επόμενων παραθύρων με το threshold αυτό υπολογίζοντας τον λόγο τους. Ο αλγόριθμος μας επιστρέφει τελικά το "σημείο εκκίνησης" του αποσυγχρονισμού, αριθμό event, καθώς και το σταθμό που εμφανίζει το μέγιστο λόγο var/thresh για το συγκεκριμένο event και είναι ο σταθμός που έχει απολέσει το γεγονός αυτό.



(α )

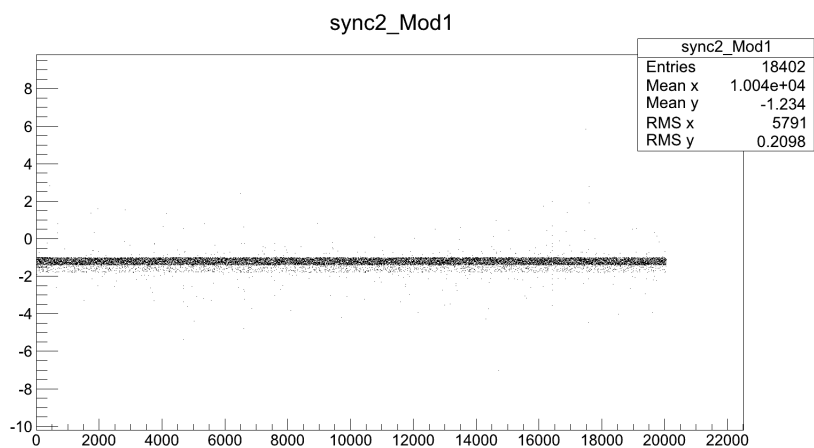


(β )

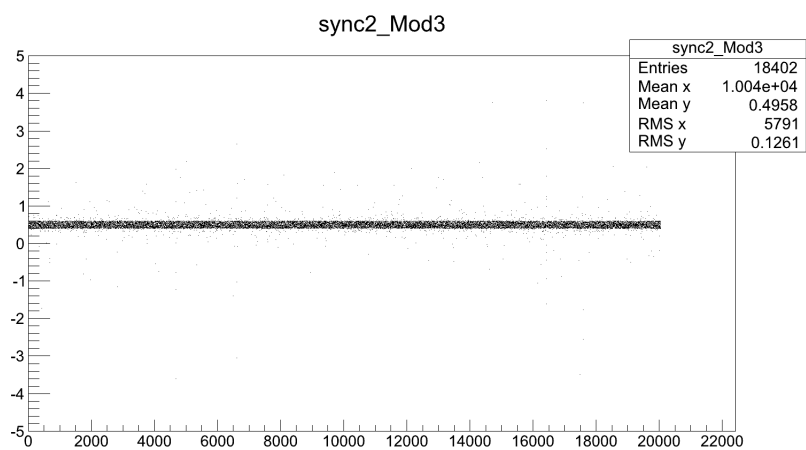


(γ )

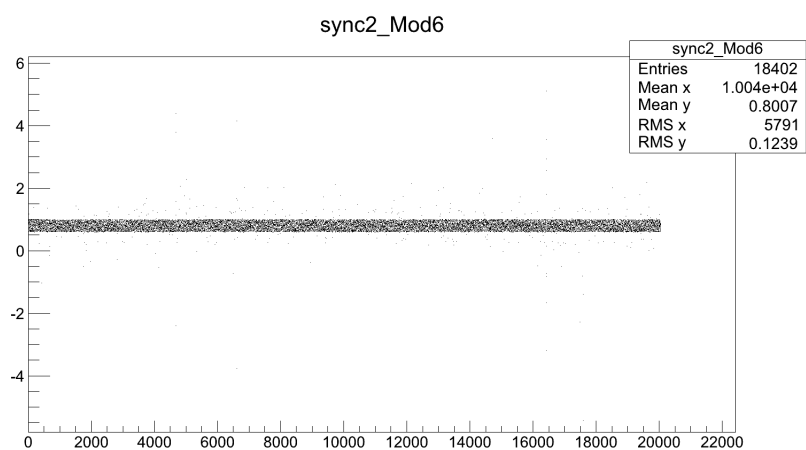
**Εικόνα 4.29:** Σχετική διαφορά της θέσης του γεγονότος σε δύο διαφορετικούς ανιχνευτικούς σταθμούς συναρτήσει του αριθμού του γεγονότος χωρίς τη διόρθωση.



(α )



(β )



(γ )

**Εικόνα 4.30:** Σχετική διαφορά της θέσης του γεγονότος σε δύο διαφορετικούς ανιχνευτικούς σταθμούς συναρτήσει του αριθμού του γεγονότος μετά τη διόρθωση.

Στη συνέχεια προχωράμε στην διόρθωση του φαινομένου αυτού. Έχοντας προσδιορίσει τον σταθμό που βγαίνει εκτός συγχρονισμού καθώς και τον αριθμό του γεγονότος στο οποίο συμβαίνει αυτό διαγράφουμε από τους δύο άλλους σταθμούς το συγκεκριμένο event και υπολογίζουμε ξανά την variance στο νέο παράθυρο. Εφόσον αυτή η νέα variance είναι μικρότερη του threshold που έχουμε ορίσει μπορούμε να ισχυριστούμε ότι η διόρθωση μας ήταν σωστή και να συνεχίσουμε τη σάρωση για τον εντοπισμό επόμενου σημείου αποσυγχρονισμού. Αν και η νέα τιμή της variance είναι μεγαλύτερη από το threshold τότε διαγράφουμε και το επόμενο event από τους δύο σταθμούς και ελέγχουμε και πάλι καθώς μπορεί ο σταθμός που βγαίνει εκτός συγχρονισμού να έχει χάσει περισσότερα του ενός event.

Ένα σημείο που θα πρέπει να προσέξουμε είναι να μην λάβουμε υπόψη μας τα γεγονότα που μας δίνουν πολύ μεγάλη τιμή residual, μεγαλύτερη και της διασποράς των residual που είναι εκτός συγχρονισμού, (outliers) καθώς τα συγκεκριμένα γεγονότα αποτελούν είτε θόρυβο ή είναι αποτέλεσμα κάποιας σκέδασης και αυξάνουν απροσδόκητα την τιμή της variance. Ασφαλώς θα πρέπει ο αλγόριθμος σε μία τέτοια περίπτωση να ρυθμίζει ανάλογα τα όρια του παραθύρου ούτως ώστε το μέγεθος του να είναι πάντα σταθερό και να συγκρίνουμε όμοια πράγματα.

Το αποτέλεσμα μετά τη διόρθωση παρουσιάζεται στην εικόνα (4.30) για όλους τους σταθμούς και επιβεβαιώνει τη σωστή λειτουργία του προγράμματος μας.

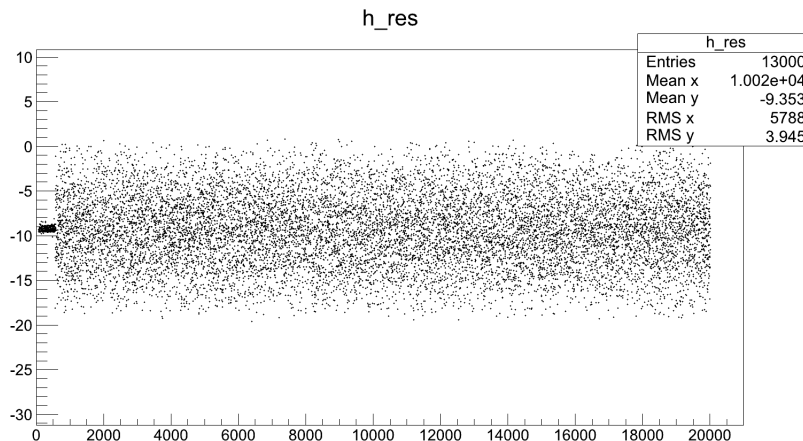
Επομένως μπορούμε πλέον να πούμε ότι τα δεδομένα του BAT τηλεσκοπίου που παράγονται από το Software που χρησιμοποιείται για την επεξεργασία των raw δεδομένων του BAT είναι συγχρονισμένα και μπορούν πλέον να χρησιμοποιηθούν σε συνδυασμό με τα δεδομένα του Mmegas.

Το επόμενο βήμα είναι να δούμε την κατανομή της σχετικής διαφοράς θέσης μεταξύ ενός ανιχνευτή Mmegas και της τροχιάς που προβάλλεται πάνω στο επίπεδο του συναρτήσεως του αριθμού του event. Γι' αυτό το λόγο ορίζουμε τώρα μία καινούργια μεταβλητή που αποτελεί το residual του Mmegas:

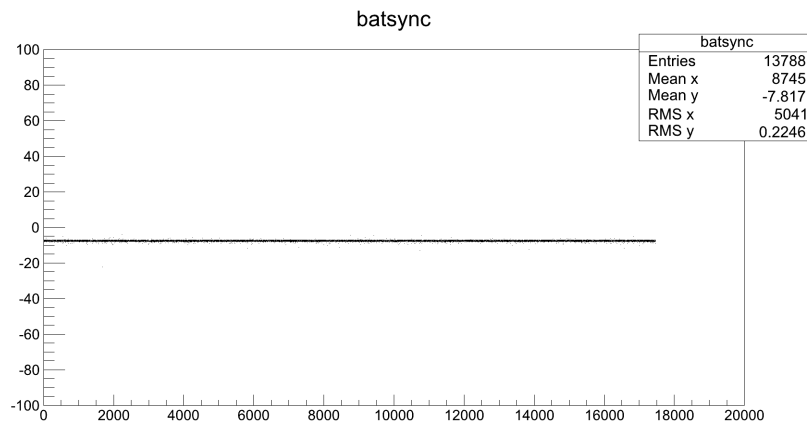
$$r_{Mm}(mm) = (a \cdot z_{Mm} + b) - x_{Mm}$$

Οι ποσότητες  $a$  και  $b$  είναι προφανώς το slope και το intercept αντίστοιχα της ευθείας που προσδιορίζουμε από τα τρία σημεία για κάθε γεγονός στο τηλεσκόπιο χρησιμοποιώντας την μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων. Για τον συγχρονισμό των δεδομένων ακολουθούμε την ίδια μέθοδο που χρησιμοποιήσαμε και για τα δεδομένα του BAT σαρώνοντας όλα τα γεγονότα χρησιμοποιώντας ένα κινούμενο παράθυρο σταθερού μήκους. Όπως παρουσιάζεται και στην εικόνα (4.31) η μέθοδο μας λειτουργεί σωστά και σε αυτή την περίπτωση. Μία μικρή διαφοροποίηση έγκειται στο γεγονός ότι αναγκαζόμαστε τώρα να διαγράφουμε περισσότερα γεγονότα σε σχέση με την περίπτωση του εσωτερικού συγχρονισμού του τηλεσκοπίου αλλά είναι εφικτή η ελαχιστοποίηση του αριθμού αυτών των γεγονότων με μία βελτιστοποίηση του προγράμματος μας.

Κατά τη διάρκεια του συγχρονισμού δημιουργούμε μία λίστα με ζεύγη αριθμών γεγονότων,



(α )



(β )

**Εικόνα 4.31:** Σχετική διαφορά της θέσης του γεγονότος Mmegas-BatTrack, συναρτήσει του αριθμού του γεγονότος πριν και μετά τη διόρθωση.

για τα δεδομένα του BAT και του Micromegas αντίστοιχα, που περιλαμβάνει τα γεγονότα που επιζούν της διαδικασίας του συγχρονισμού με την σωστή αντιστοιχία ανάμεσα στον αριθμό γεγονότος για καθένα από τα δύο συστήματα που επεξεργαζόμαστε. Η λίστα αυτή χρησιμοποιείται στην συνέχεια από το πρόγραμμα για να γίνει η αποθήκευση των νέων συγχρονισμένων πλέον δεδομένων σε ένα τελικό αρχείο root.

#### 4.4 Προσδιορισμός Διακριτικής Ικανότητας του Ανιχνευτή

Όλα τα εργαλεία που αναφέρθηκαν προηγουμένως προσαρμόστηκαν και λειτουργούν στο πρόγραμμα που είναι υπεύθυνο για την προετοιμασία των δεδομένων. Το offline Software



της ομάδας του MAMMA χωρίζεται κατά κύριο λόγο σε δύο πακέτα ανάλυσης, ένα για τα δεδομένα του BAT τηλεσκοπίου και ένα για τα δεδομένα των ανιχνευτών Micromegas.

- batreco
- recomm

Με τη χρήση αυτών των δύο πακέτων τα raw δεδομένα μας υφίστανται μία αρκετά λεπτομερή και χρήσιμη επεξεργασία ούτως ώστε ο κάθε χρήστης να μπορεί στη συνέχεια να έχει στη διάθεση του πληροφορία σε επίπεδο hit (clusters of strips), με συγχρονισμένα δεδομένα, για όλους τους ανιχνευτές της διάταξης μας. Έτσι, μπορεί σχετικά εύκολα να προχωρήσει την ανάλυση του σε εύρεση τροχιών είτε για κάθετες στο επίπεδο των ανιχνευτών είτε για τροχιές υπό γωνία χρησιμοποιώντας και την πληροφορία του χρόνου που ο ανιχνευτής Micromegas μπορεί να παρέχει.

Στη συνέχεια λοιπόν παρουσιάζεται λεπτομερής ανάλυση των δεδομένων αυτών τόσο για κάθετες όσο και τροχιές διαφορετικών γωνιών με στόχο την εκτίμηση της χωρικής διακριτικής ικανότητας των ανιχνευτών μας.

#### 4.4.1 Κάθετες Τροχιές

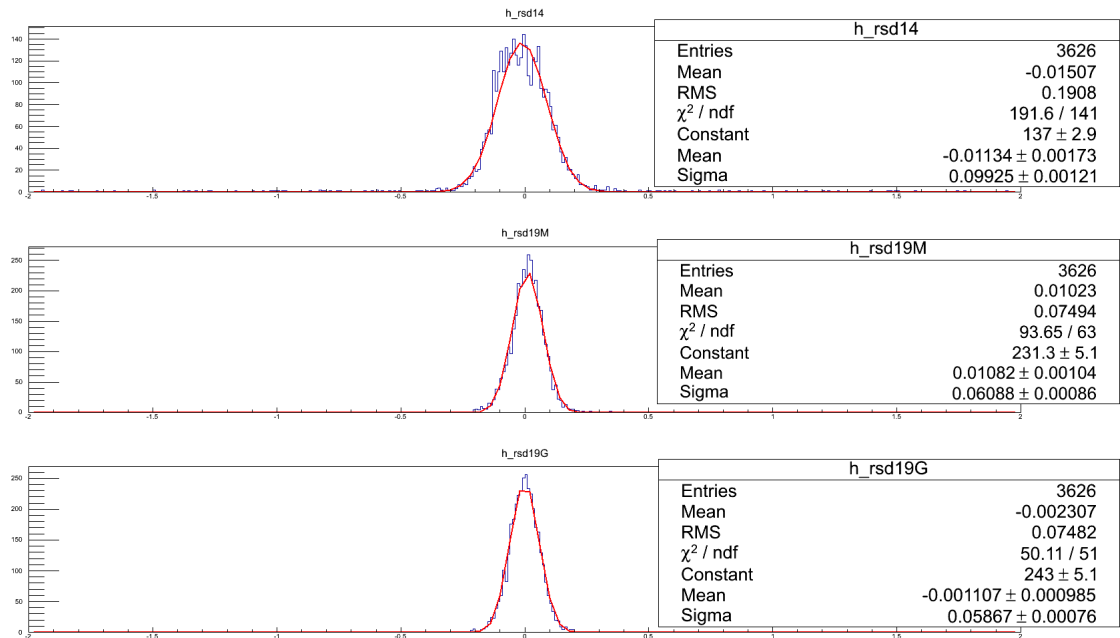
Για την παρούσα εργασία μελετήθηκαν run με κάθετες τροχιές και για τις δύο περιόδους δοκιμαστικής δέσμης. Επίσης η ανακατασκευή των τροχιών έγινε τόσο με χρήση του αναβαθμισμένου software της ομάδας όσο και με ανεξάρτητο πρόγραμμα προκειμένου να υπάρχει και ένα εξωτερικό αποτέλεσμα αναφοράς για σύγκριση και επαλήθευση της ορθής λειτουργίας του πακέτου offline ανάλυσης.

Σε κάθε περίπτωση η μέθοδος εκτίμησης της αβεβαιότητας στην εύρεση θέσης στο επίπεδο του ανιχνευτή micromegas είναι η ίδια. Χρησιμοποιούμε τα δεδομένα από το BAT τηλεσκόπιο και πιο συγκεκριμένα την θέση του cluster κάθε γεγονός σε κάθε σταθμό του τηλεσκοπίου. Αξίζει εδώ να τονίσουμε ότι χρησιμοποιούμε μόνο γεγονότα "καλών" τροχιών που μεταφράζεται σε γεγονότα που περιλαμβάνουν ένα μόνο cluster σε όλους τους σταθμούς. Αυτό που μας ενδιαφέρει να υπολογίσουμε είναι η διαφορά της θέσης του cluster ενός γεγονότος στον ανιχνευτή micromegas με την θέση που προβλέπει η ευθεία ελαχίστων τετραγώνων των σταθμών του τηλεσκοπίου στο επίπεδο του ανιχνευτή. Η κατανομή της πληροφορίας αυτής για όλα τα γεγονότα ενός run και συγκεκριμένα το  $\sigma$  της, καθώς πρόκειται για μία κατανομή Gauss, θα μας αποκαλύψει την χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή μας.

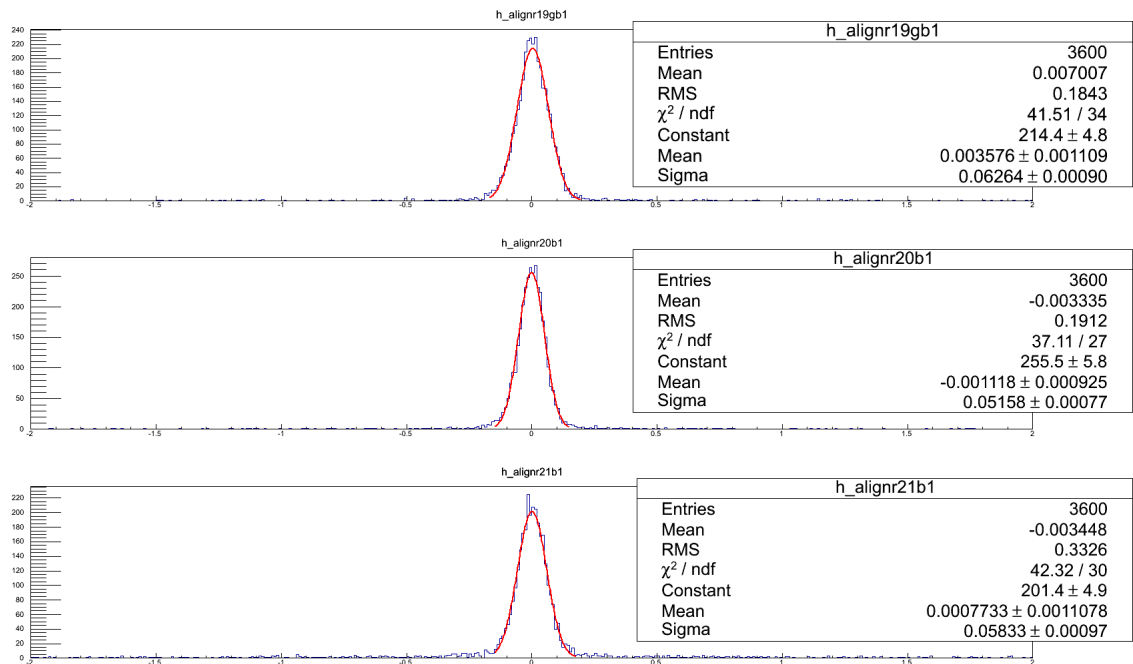
Ασφαλώς η κατανομή που βλέπουμε τελικά δεν μας δίνει την ενδογενή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή μας καθώς διάφορες ανεξάρτητες πηγές συνεισφέρουν στην αύξηση της αβεβαιότητας. Οι κύριες πηγές συνοψίζονται στις εξής:

- Διακριτική Ικανότητα των ανιχνευτών του BAT τηλεσκοπίου
- Φαινόμενα πολλαπλής σκέδασης

Οι συγκεκριμένες συνεισφορές θα υπολογιστούν θεωρητικά επιτρέποντας μας να καταλήξουμε στην εγγενή χωρική διακριτική ικανότητα των υπό μελέτη ανιχνευτών Micromegas.



**Εικόνα 4.32:** Οι κατανομές των residual για τους 3 ανιχνευτές Micromegas με x strip readout για την περίοδο του Ιουλίου (run6678).



**Εικόνα 4.33:** Οι κατανομές των residual για τους 3 ανιχνευτές Micromegas με x strip readout της περιόδου Οκτωβρίου (run7104).

Χρησιμοποιώντας την πληροφορία της ανακατασκευασμένης τροχιάς που μας δίνει το batreco μπορούμε να υπολογίσουμε την προβολή της ευθείας αυτής στο επίπεδο καθενός από τους ανιχνευτές Micromegas της διάταξης μας. Για κάθε γεγονός υπολογίζουμε τη διαφορά στη θέση του σημείου που μας δίνει ο ανιχνευτής Micromegas με την θέση που προβλέπει στο επίπεδο του η ανακατασκευασμένη τροχιά του τηλεσκοπίου.

Στην εικόνα (4.32) παρουσιάζεται η κατανομή της συνολικής αβεβαιότητας στη μέτρηση της θέσης για καθένα από του ανιχνευτές Micromegas που μελετήθηκαν στην δοκιμαστική δέσμη Ιουλίου (R14, R19G, R19M αντίστοιχα). Η μέτρηση της συνολικής αβεβαιότητας για τους ανιχνευτές της περιόδου του Οκτωβρίου (R19G, R20, R21) παρουσιάζεται στην εικόνα (4.33).

μm	R14	R19M	R19G	R20	R21
July	98.64	60.02	57.95	-	-
October	-	-	62.64	51.58	58.33

**Πίνακας 4.3:** Συνολική Διακριτική Ικανότητα των ανιχνευτών Micromegas.

Βέβαια, η κατανομή του ανιχνευτή R14 στην εικόνα (4.32) είναι πολύ πιο ευρεία από ότι θα περιμέναμε και συγκρίνοντας τη και με τις κατανομές των υπόλοιπων ανιχνευτών. Αξίζει εδώ να σημειώσουμε ότι ο ανιχνευτή R14 έχει τέσσερις περιοχές με διαφορετική resistivity στα resistive strips και κατά συνέπεια το αποτέλεσμα που παρατηρούμε εξαρτάται και από την ακτινοβολούμενη περιοχή του ανιχνευτή. Το φορτίο που επάγεται στα strips του ανιχνευτή ανά γεγονός εξαρτάται προφανώς άμεσα από τη resistivity που τον χαρακτηρίζει. Διεξάγουμε λοιπόν μία σύντομη μελέτη εξετάζοντας την κατανομή του φορτίου στον ανιχνευτή R14 για διάφορα run και τοποθετήσαμε τις παρατηρήσεις μας σε έναν πίνακα που φαίνεται στην εικόνα (4.34). Στα "κακά" run κατατάσσουμε εκείνα στα οποία παρατηρούνται πολλά γεγονότα με χαμηλό φορτίο και δηλώνουν ότι ο ανιχνευτής μας δεν λειτουργεί σωστά. Στην κατηγορία αυτή ανήκει και το run στο οποίο πραγματοποιούμε την μελέτη μας και κατά συνέπεια τα αποτελέσματα που λαμβάνουμε για τον ανιχνευτή R14 δεν είναι αντιπροσωπευτικά.

### **Εκτίμηση συνεισφοράς των σταθμών του BAT στην συνολική αβεβαιότητα**

Καταλαβαίνουμε λοιπόν ότι η κατανομή των residual που παρατηρούμε μεταξύ των τροχιών που καταγράφει το BAT τηλεσκόπιο και των hit που καταγράφονται από τον ανιχνευτή Micromegas θα επηρεάζεται από την αβεβαιότητα που προσδίδει η περιορισμένη διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών πυριτίου.

Για να εκτιμήσουμε τη συνεισφορά της αβεβαιότητας των σταθμών του τηλεσκοπίου στην συνολική αβεβαιότητα που εκτιμούμε στον ανιχνευτή Micromegas θα πρέπει αρχικά να υπολογίσουμε την εγγενή διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών πυριτίου της διάταξης μας. Η προβολή της αβεβαιότητας, που υπάρχει στη μέτρηση της θέσης για κάθε σταθμό, στο επίπεδο του ανιχνευτή θα μας δώσει την συνεισφορά του τηλεσκοπίου στην συνολική αβεβαιότητα της διάταξης. Για τον υπολογισμό της εγγενούς διακριτικής ικανότητας σε έναν ανιχνευτή πυριτίου θα κατασκευάσουμε την ευθεία ελαχίστων τετραγώνων χρησιμοποιώντας

την θέση του cluster σε δύο από τους τρεις σταθμούς και προβάλλοντας την στον τρίτο. Η κατανομή των residual του σταθμού αυτού θα μας δώσει μία εκτίμηση της αβεβαιότητας του χωρίς όμως να αποτελεί και την ακριβή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή καθώς όπως γίνεται αντιληπτό η ευθεία ελαχίστων τετραγώνων από δύο σημεία θα εξαρτάται σημαντικά από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της διάταξης του τηλεσκοπίου και συγκεκριμένα από τις αποστάσεις μεταξύ των σταθμών. Εναλλάσσοντας τους ανιχνευτές του τηλεσκοπίου στους ρόλους αναφοράς και υπό μελέτη σταθμών μπορούμε να έχουμε εικόνα των διαφορών στις παρατηρούμενες αβεβαιότητες των ανιχνευτών του τηλεσκοπίου.

Ας ξεκινήσουμε τον υπολογισμό μας θεωρώντας αρχικά ότι οι ανιχνευτές 3 και 6 είναι οι σταθμοί αναφοράς και ο ανιχνευτής 1 ο σταθμός υπό μελέτη. Το διάνυσμα των παραμέτρων  $\mathbf{p}$  της τροχιάς αναφοράς θα υπολογιστεί χρησιμοποιώντας της μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων [16], ελαχιστοποιώντας δηλαδή την ποσότητα:

$$M = (\mathbf{F}(\mathbf{p}) - \mathbf{m})^T W (\mathbf{F}(\mathbf{p}) - \mathbf{m}) \quad (4.5)$$

όπου  $\mathbf{m}$  είναι το διάνυσμα των μετρήσεων και  $\mathbf{F}(\mathbf{p})$  είναι το διάνυσμα των προβαλλόμενων τροχιών στο επίπεδο του υπό μελέτη σταθμού συναρτήσεως των παραμέτρων της τροχιάς. Αν θεωρήσουμε ότι τα φαινόμενα πολλαπλής σκέδασης εντός του τηλεσκοπίου είναι αμελητέα οι παράμετροι αυτές δεν είναι άλλες από τις παραμέτρους που μίας ευθείας τροχιάς:

$$x = \alpha + bz \quad (4.6)$$

Η εξίσωση της ευθείας μπορεί να γραφτεί με χρήση πινάκων στην ισοδύναμη μορφή:

$$\mathbf{F}(\mathbf{p}) = \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} \quad (4.7)$$

,όπου

$$p = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, A = \frac{\partial F(p)}{\partial p} = \begin{pmatrix} 1 & z_3 \\ 1 & z_6 \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Το μοντέλο της τροχιάς θα πρέπει επίσης να συνοδευτεί και από τον κατάλληλο πίνακα βάρους, που δεν είναι άλλος από τον αντίστροφο του συναλλοίωτου πίνακα των μετρήσεων. Αγνοώντας ξανά κάθε φαινόμενο πολλαπλής σκέδασης εντός του τηλεσκοπίου, ο πίνακας βάρους μπορεί να γραφτεί ως εξής:

$$W = \begin{pmatrix} \sigma_3^{-2} & 0 \\ 0 & \sigma_6^{-2} \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Αξίζει εδώ να σημειώσουμε ότι και στην περίπτωση που το μοντέλο που περιγράφει την τροχιά δεν είναι γραμμικό θα ήταν ορθό να προσεγγίσουμε γραμμικά την ανακατασκευασμένη τροχιά στην περιοχή γύρω από τις μετρήσεις. Ο συναλλοίωτος πίνακας των παραμέτρων της εκτιμώμενης τροχιάς θα είναι:



$$C = (A^T W A)^{-1} \quad (4.10)$$

όπου

$$A^T W A = \begin{pmatrix} \sigma_3^{-2} + \sigma_6^{-2} & z_3 \sigma_3^{-2} + z_6 \sigma_6^{-2} \\ z_3 \sigma_3^{-2} + z_6 \sigma_6^{-2} & z_3^2 \sigma_3^{-2} + z_6^2 \sigma_6^{-2} \end{pmatrix}$$

και κατά συνέπεια

$$C = \frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} z_3^2 \sigma_3^{-2} + z_6^2 \sigma_6^{-2} & -(z_3 \sigma_3^{-2} + z_6 \sigma_6^{-2}) \\ z_3 \sigma_3^{-2} + z_6 \sigma_6^{-2} & \sigma_3^{-2} + \sigma_6^{-2} \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

όπου

$$\Delta = (\sigma_3^{-2} + \sigma_6^{-2}) (z_3^2 \sigma_3^{-2} + z_6^2 \sigma_6^{-2}) - (z_3 \sigma_3^{-2} + z_6 \sigma_6^{-2})^2 \quad (4.12)$$

Επειδή οι ανιχνευτές πυριτίου του τηλεσκοπίου BAT είναι πανομοιότυποι μπορούμε να κάνουμε την παραδοχή ότι και οι τρεις σταθμοί έχουν την ίδια εγγενή διακριτική ικανότητα  $\sigma = \sigma_3 = \sigma_6 = \sigma_1$  και αντικαθιστώντας στην (4.12) και την (4.11) καταλήγουμε ότι:

$$C = \frac{\sigma^2}{(z_3 - z_6)^2} \begin{pmatrix} z_3^2 + z_6^2 & -(z_3 + z_6) \\ -(z_3 + z_6) & 2 \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

Η αβεβαιότητα στη θέση της προβολής της ανακατασκευασμένης τροχιάς στο επίπεδο του υπό μελέτη ανιχνευτή μπορεί να υπολογιστεί τώρα από τον τύπο της διάδοσης σφαλμάτων:

$$\sigma_e^2 = \left[ \frac{\partial F(p)}{\partial p} \Big|_{z=z_3} \right]^T C \left[ \frac{\partial F(p)}{\partial p} \Big|_{z=z_3} \right] \quad (4.14)$$

$$= \frac{\sigma^2}{(z_3 - z_6)^2} [z_3^2 + z_6^2 - 2z_1(z_3 + z_6) + 2z_1^2] \quad (4.15)$$

Η παρατηρούμενη αβεβαιότητα θα είναι τελικά το άθροισμα των δύο αβεβαιοτήτων και κατά συνέπεια η εγγενής διακριτική ικανότητα του υπό μελέτη σταθμού θα συνδέεται με την παρατηρούμενη μέσω της σχέσης:

$$R_1^2 = \sigma^2 \left( \frac{z_3^2 + z_6^2 - z_1(z_3 + z_6) + 2z_1^2}{(z_3 - z_6)^2} + 1 \right) \quad (4.16)$$

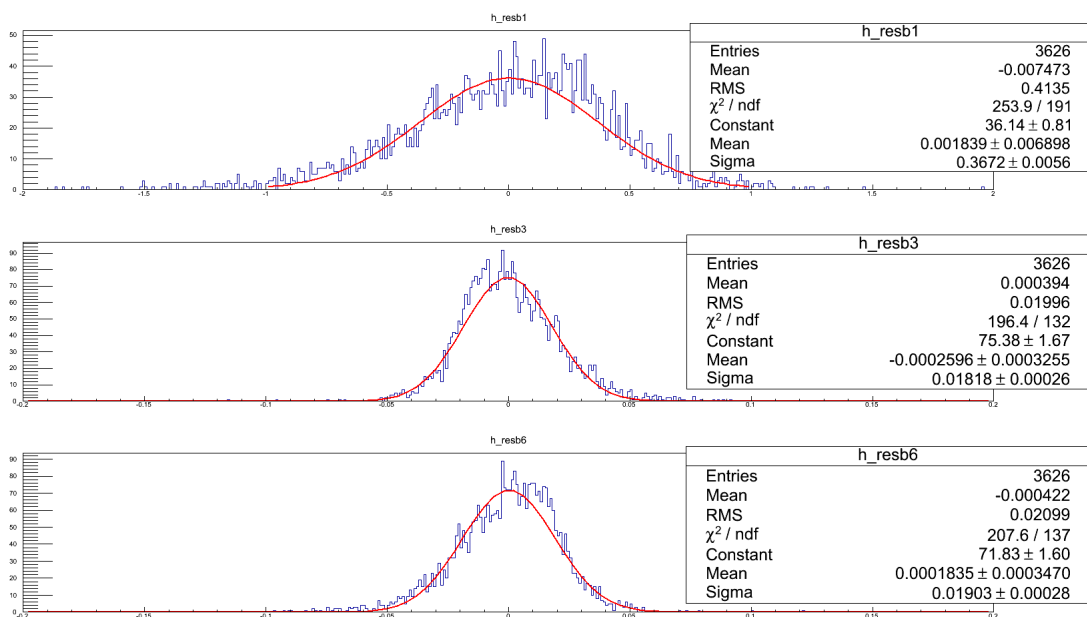
Χρησιμοποιώντας μόνο τα δεδομένα του BAT τηλεσκοπίου θα πρέπει λοιπόν υπολογίσουμε την εγγενή διακριτική ικανότητα ενός εκ των σταθμών και στη συνέχεια την προβολή της στο επίπεδο κάθε ανιχνευτή Micromegas προκειμένου να εξάγουμε την συνεισφορά της

αβεβαιότητας των ανιχνευτών πυριτίου στην παρατηρούμενη αβεβαιότητα στη μέτρηση της θέσης από τους ανιχνευτές Micromegas.

Η πλέον συνηθισμένη και αξιόπιστη τεχνική υπολογισμού της εγγενούς διακριτικής ικανότητας καθενός εκ των σταθμών ενός ανιχνευτικού τηλεσκοπίου είναι η εξής για κάθε σταθμό:

- Ανακατασκευή της τροχιάς μέσω ευθείας ελαχίστων τετραγώνων χρησιμοποιώντας σημεία από όλους τους σταθμούς του τηλεσκοπίου εκτός του υπό μελέτη σταθμού.
- Προβολή της ευθείας στο επίπεδο του υπό μελέτη ανιχνευτή και υπολογισμός της διασποράς της κατανομής των residuals ( $\sigma$ ).
- Ανακατασκευή της τροχιάς μέσω ευθείας ελαχίστων τετραγώνων χρησιμοποιώντας σημεία από όλων των σταθμών του τηλεσκοπίου.
- Προβολή της ευθείας στο επίπεδο του υπό μελέτη ανιχνευτή και υπολογισμός της διασποράς της κατανομής των residuals ( $\sigma_{bias}$ ).
- Η εγγενής διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή θα δίνεται από το γεωμετρικό μέσο των δύο διασπορών:

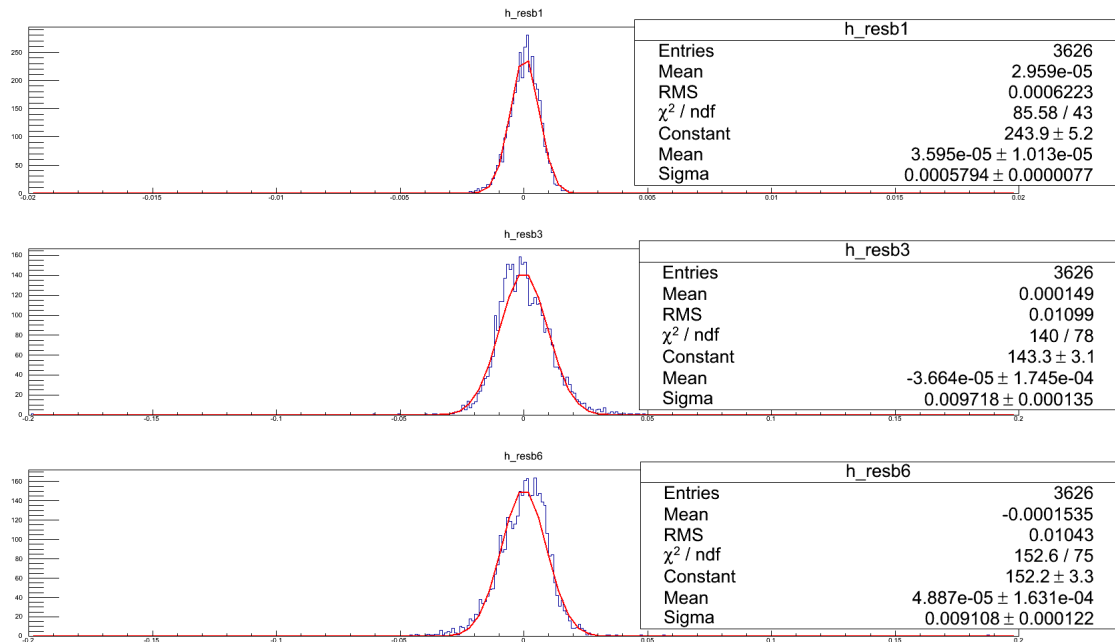
$$\sigma_{bat} = \sqrt{\sigma_{bias} \times \sigma} \quad (4.17)$$



**Εικόνα 4.35:** Οι κατανομές των residual για καθένα από τους τρεις σταθμούς του τηλεσκοπίου χρησιμοποιώντας σε κάθε περίπτωση τους δύο από τους τρεις στο fit ελαχίστων τετραγώνων.

Στην εικόνα (4.35) παρουσιάζονται οι κατανομές των residuals για τους τρεις ανιχνευτές πυριτίου του τηλεσκοπίου. Στην προκειμένη περίπτωση η τροχιά από την οποία υπολογίζουμε το residual κάθε γεγονότος σε κάθε ανιχνευτή υπολογίζεται από τους δύο άλλους ανιχνευτές

μόνο. Οι αβεβαιότητες αυτές περιλαμβάνουν τις συνεισφορές τόσο των εγγενών αβεβαιοτήτων όσο και την αβεβαιότητα που πηγάζει από την ανακατασκευή της τροχιάς.



**Εικόνα 4.36:** Οι κατανομές των residual για καθένα από τους τρεις σταθμούς του τηλεσκοπίου χρησιμοποιώντας σε κάθε περίπτωση και τους τρεις σταθμούς στο fit ελαχίστων τετραγώνων.

Χρησιμοποιώντας την σχέση (4.17) σε συνδυασμό με τις τιμές της αβεβαιότητας που λαμβάνω από τα γραφήματα (4.35), (4.36) καταλήγουμε στην εγγενή αβεβαιότητα που περιέχεται στην μέτρηση θέσης σε κάθε σταθμό του τηλεσκοπίου.

- $\sigma_1 = 14.46 \mu\text{m}$
- $\sigma_3 = 13.22 \mu\text{m}$
- $\sigma_6 = 13.17 \mu\text{m}$

Παρατηρούμε ότι η τιμή που λαμβάνουμε για τον πρώτο σταθμό είναι αρκετά διαφορετική σε σχέση με τις με τους σταθμούς 3 και 6. Αυτό οφείλεται στα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της διάταξης καθώς οι σταθμοί 3 και 6 είναι πολύ κοντά μεταξύ τους σε σχέση με την απόσταση που έχει ο σταθμός 1 από αυτούς.

Αν χρησιμοποιήσουμε τα δεδομένα του Οκτωβρίου πραγματοποιώντας την ίδια ανάλυση καταλήγουμε σε παρόμοιες κατανομές για τα residual των σταθμών του τηλεσκοπίου. Και σε αυτή τη διάταξη, όπως και στου Ιουλίου, ο πρώτος σταθμός είναι σε αρκετά μεγάλη απόσταση από τους υπόλοιπους δύο με την σειρά όμως μεταξύ του bat 3 και του bat 6 να έχει αντιστραφεί.

Η χρήση της παραπάνω σχέσης σημαίνει ότι εξαρτόμαστε από τις σχετικές αποστάσεις μεταξύ των σταθμών του τηλεσκοπίου. Κατά συνέπεια είναι αναμενόμενο να λαμβάνουμε αρκετά μεγαλύτερη τιμή για την αβεβαιότητα του σταθμού 1 μιας και οι υπόλοιποι δύο



σταθμοί είναι αρκετά κοντά μεταξύ τους και αυξάνεται και το σφάλμα κάθε τροχιάς που ανακατασκευάζουμε με τα δεδομένα των δύο αυτών σταθμών. Αν θελήσουμε επομένως να χρησιμοποιήσουμε κάποια από αυτές τις τιμές σαν την εγγενή διακριτική ικανότητα κάθε σταθμού του τηλεσκοπίου, το ορθότερο θα ήταν να επιλέξουμε την τιμή του  $\sigma$  για τον σταθμό 6 που βρίσκεται ανάμεσα στους άλλους δύο. Έτσι θα συμβολίζουμε πλέον την εγγενή διακριτική ικανότητα κάθε σταθμού του τηλεσκοπίου για την περίοδο του Ιουλίου και του Οκτωβρίου ως εξής:

$$\sigma_{bat} = 13.17\mu\text{m}$$

Για να υπολογίσουμε την αβεβαιότητα που εισάγει η προβολή της εγγενούς αβεβαιότητας των ανιχνευτών πυριτίου στην συνολική αβεβαιότητα που μετράμε στο επίπεδο του ανιχνευτή Micromegas θα πρέπει στην σχέση (4.21) να εισάγουμε τον Micromegas ως σταθμό υπό μελέτη χρησιμοποιώντας και δύο από τους ανιχνευτές πυριτίου ως σταθμούς αναφοράς. Θεωρούμε λοιπόν ότι έχουμε έναν εικονικό σταθμό του τηλεσκοπίου στη θέση που είναι ο υπό μελέτη ανιχνευτής Micromegas με εγγενή διακριτική ικανότητα ισοδύναμη με τους υπόλοιπους πανομοιότυπους σταθμούς. Η τιμή του  $R$  στη θέση του Micromegas χρησιμοποιώντας ως  $\sigma$  το  $\sigma_{bat}$  θα μας δώσει την προβολή της αβεβαιότητας του τηλεσκοπίου στο επίπεδο του ανιχνευτή για κάθε θάλαμο υπό μελέτη.

Για την περίοδο του Ιουλίου 2011 οι ακριβείς θέσεις των σταθμών είναι οι εξής:

- $z_1 = 1542\text{mm}$
- $z_3 = 2360\text{mm}$
- $z_6 = 2312\text{mm}$

Για τη διάταξη της δοκιμαστικής δέσμης του Οκτωβρίου οι θέσεις των σταθμών του τηλεσκοπίου είναι αρκετά διαφορετικές:

- $z_1 = 1763\text{mm}$
- $z_3 = 994\text{mm}$
- $z_6 = 1038\text{mm}$

Καθώς έχουμε στη διάθεση δεδομένα και από τις δύο περιόδους δοκιμαστικής δέσμης του 2011 θα πρέπει να υπολογίσουμε την προβαλλόμενη αβεβαιότητα στο επίπεδο κάθε ανιχνευτή. Για την περίοδο του Ιουλίου, χρησιμοποιώντας τη σχέση (4.21) θα έχω για καθέναν από τους τρεις ανιχνευτές:

$$R_{14}^b = 2.43 \cdot \sigma_{bat} = 32.01\mu\text{m}$$

$$R_{19G}^b = 2.01 \cdot \sigma_{bat} = 26.47\mu\text{m}$$

$$R_{19M}^b = 2.25 \cdot \sigma_{bat} = 29.63\mu\text{m}$$

Ομοίως, χρησιμοποιώντας την ίδια σχέση και για τους ανιχνευτές της διάταξης του Οκτωβρίου υπολογίζουμε τη συνεισφορά του τηλεσκοπίου στη συνολικά αβεβαιότητα για κάθε ανιχνευτή ίση με:

$$R_{19G}^b = 2.56 \cdot \sigma_{bat} = 33.72\mu\text{m}$$

$$R_{20}^b = 2.53 \cdot \sigma_{bat} = 33.32\mu\text{m}$$

$$R_{21}^b = 2.25 \cdot \sigma_{bat} = 29.63\mu\text{m}$$

$\mu\text{m}$	R14	R19M	R19G	R20	R21
July	32.01	29.63	26.47	-	-
October	-	-	33.72	33.32	29.63

**Πίνακας 4.4:** Προβαλλόμενη αβεβαιότητα των ανιχνευτών πυριτίου στο επίπεδο των ανιχνευτών Micromegas.

### Εκτίμηση συνεισφοράς φαινομένων πολλαπλής σκέδασης

Ένα φορτισμένο σωματίδιο υφίσταται πολλαπλές μικρές σκεδάσεις καθώς διέρχεται από ένα υλικό. Το μεγαλύτερο ποσοστό της απόκλισης αυτής οφείλεται σε αλληλεπιδράσεις Coulomb από τους πυρήνες των μορίων του μέσου. Η κατανομή της σκέδασης Coulomb περιγράφεται με αρκετή ακρίβεια από τη θεωρία του Moliere και έχει τη μορφή κατανομής Gauss για μικρές τιμές της γωνίας σκέδασης. Το εύρος της προβολής της κατανομής των γωνιών σκέδασης μπορεί να υπολογιστεί με αρκετή ακρίβεια χρησιμοποιώντας τη σχέση:

$$\theta_0 = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (4.18)$$

όπου  $p$ ,  $\beta c$  και  $z$  είναι η ορμή, η ταχύτητα και ο ατομικός αριθμός του διερχόμενου σωματιδίου και  $x/X_0$  είναι το πάχος του υλικού σκεδαστή σε μονάδες μηκών ακτινοβολίας. Η κατανομή της χωρικής απόκλισης των σωματιδίων θα έχει εύρος που συνδέεται με την τιμή της (4.18) μέσω της σχέσης:

$$y_{plane}^{rms} = \frac{1}{\sqrt{3}} x \theta_0 \quad (4.19)$$

Για τη δέση πιονίων που χρησιμοποιήσαμε κατά τη διάρκεια των περιόδων Ιουλίου Οκτωβρίου οι τιμές που αντικαθιστούμε στη σχέση (4.18) είναι με αρκετή ακρίβεια ίσες με:

- $\beta c p = 120 \cdot 10^3 \text{MeV}$
- $z = 1$

Στην περιοχή μεταξύ της διάταξης των ανιχνευτών Micromegas και του BAT τηλεσκοπίου δεν παρεμβάλλεται κάποιο "βαρύ" υλικό που θα συμβάλει σημαντικά στην παραμόρφωση της τροχιάς των διερχόμενων σωματιδίων. Οι δύο συνεισφορές φαινομένων πολλαπλής σκέδασης που μπορούμε να θεωρήσουμε ότι συμβάλλουν στη συνολική αβεβαιότητα που μετράμε στο επίπεδο του ανιχνευτή Micromegas είναι οι εξής:

- Σκεδάσεις από το υλικό των σταθμών του τηλεσκοπίου.
- Πολλαπλές σκεδάσεις από τα μόρια του αέρα που παρεμβάλλονται μεταξύ του τελευταίου σταθμού του τηλεσκοπίου και ανιχνευτή Micromegas που μελετάμε.

### BAT multiscattering

Ξεκινώντας από την πρώτη πηγή σφάλματος θα υπολογίσουμε την προβολή της αβεβαιότητας λόγω σκεδάσεων στον τελευταίο σταθμό του τηλεσκοπίου. Δεν είναι απαραίτητο να υπολογίσουμε την συνεισφορά του φαινομένου και από τους δύο άλλους σταθμούς καθώς το σφάλμα λόγω σκέδασης εντός της διάταξης του BAT εμπεριέχεται στην αβεβαιότητα που υπολογίσαμε για την ανακατασκευή της τροχιάς. Οι σταθμοί του τηλεσκοπίου έχουν πάχος 300  $\mu\text{m}$  με το μήκος ακτινοβολίας για το πυρίτιο, που αποτελεί το ενεργό υλικό των σταθμών, να είναι ίσο με  $X_0 = 9.36 \text{ cm}$ . Αντικαθιστώντας τα παραπάνω στη σχέση (4.18) λαμβάνω για την προβολή της κατανομής των γωνιών σκέδασης την τιμή:

$$\theta_{Si} = 6.28 \mu\text{rad} \Rightarrow \sigma_{Si} = 6.28 \cdot \frac{L}{\sqrt{3}} \mu\text{m} \quad (4.20)$$

όπου στο δεύτερο βήμα της παραπάνω σχέσης χρησιμοποιούμε την συνηθισμένη προσέγγιση για μικρές τιμές της γωνίας  $\tan\theta \simeq \theta$ .

Αντικαθιστώντας την τιμή αυτή και την απόσταση κάθε ανιχνευτή Micromegas από τον τελευταίο σταθμό του τηλεσκοπίου στη σχέση (4.20) υπολογίζω την συνεισφορά των φαινομένων πολλαπλής σκέδασης από τους σταθμούς του τηλεσκοπίου στη συνολική αβεβαιότητα που περιλαμβάνει η μέτρηση της θέσης στον ανιχνευτή Micromegas.

$\mu\text{m}$	R14	R19M	R19G	R20	R21
July	9.54	8.73	7.34	-	-
October	-	-	3.58	2.75	1.89

**Πίνακας 4.5:** Συνεισφορά του φαινομένου πολλαπλής σκέδασης στο τηλεσκόπιο BAT για κάθε ανιχνευτή Micromegas για τις δύο περιόδους δοκιμαστικής δέσμης.

### AIR multiscattering

Χρησιμοποιώντας και πάλι την ίδια σχέση, (4.18), με το κατάλληλο μήκος ακτινοβολίας για τον ατμοσφαιρικό αέρα,  $X_0 = 30.51 \text{ cm}$ , υπολογίζουμε το εύρος της κατανομής των γωνιών σκέδασης των πιονίων της δέσμης από τα μόρια του ατμοσφαιρικού αέρα που παρεμβάλλονται μεταξύ του BAT τηλεσκοπίου και των ανιχνευτών Micromegas. Αντικαθιστώντας στην συνέχεια στη σχέση (4.19) καταλήγουμε στην προβολή της κατανομής των γωνιών σκέδασης στο επίπεδο κάθε ανιχνευτή μετρώντας τη συνεισφορά του φαινομένου

στη συνολική αβεβαιότητα που παρατηρούμε στη μέτρηση της θέσης από τον ανιχνευτή Micromegas.

μm	R14	R19M	R19G	R20	R21
July	5.61	4.86	3.74	-	-
October	-	-	1.22	0.82	0.45

**Πίνακας 4.6:** Συνεισφορά του φαινομένου πολλαπλής σκέδασης στον αέρα για κάθε ανιχνευτή Micromegas για τις δύο περιόδους δοκιμαστικής δέσμης.

### Εκτίμηση εγγενούς διακριτικής ικανότητας των ανιχνευτών Micromegas

Έχοντας υπολογίσει τις διάφορες συνεισφορές αβεβαιότητας που εμπεριέχονται στην συνολική αβεβαιότητα που λαμβάνουμε στη μέτρηση της θέσης σε κάθε ανιχνευτή μπορούμε να εκτιμήσουμε την εγγενή διακριτική ικανότητα κάθε ανιχνευτή Micromegas που βρισκόταν υπό μελέτη στις δύο περιόδους δοκιμαστικής δέσμης.

μm	R14	R19M	R19G	R20	R21
July	92.64	51.23	50.88	-	-
October	-	-	52.63	39.27	50.21

**Πίνακας 4.7:** Εγγενής διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών Micromegas που μελετήθηκαν.

Εκτός από την ιδιαίτερη περίπτωση του ανιχνευτή R14, πού όπως αναφέραμε παρουσιάζει inefficient περιοχές, οι τιμές της εγγενούς χωρικής διακριτικής ικανότητας που υπολογίζουμε για τους υπόλοιπους ανιχνευτές είναι εξαιρετικά ικανοποιητικές.

Την μικρότερη αβεβαιότητα στον υπολογισμό της θέσης παρουσιάζει όπως αναμέναμε ο ανιχνευτής R20 που έχει και το μικρότερο strip pitch σε σχέση με τους υπόλοιπους, 250 μm, και δεν ξεπερνάει τα 40 μm. Ακόμα και για την γεωμετρία του ανιχνευτή που έχει προταθεί για το πείραμα ATLAS με γεωμετρία 250 μm pitch η αβεβαιότητα είναι της τάξεως των 50 μm επιβεβαιώνοντας την εξαιρετική απόδοση του ανιχνευτή.

### Ανακατασκευή Τροχιών με χρήση τηλεσκοπίου Micromegas

Αναπτύξαμε παραπάνω ολόκληρη τη διαδικασία αναφέροντας λεπτομερώς κάθε βήμα που απαιτείται προκειμένου να εκτιμήσουμε την εγγενή αβεβαιότητα των ανιχνευτών Micromegas εκμεταλλευόμενοι τις ανακατασκευασμένες τροχιές από το τηλεσκόπιο ανιχνευτών πυριτίου που χρησιμοποιήσαμε κατά τη διάρκεια της δοκιμαστικής δέσμης σαν σύστημα αναφοράς. Η χρήση εξωτερικών, ανεξάρτητων ως προς το υπό μελέτη σύστημα, τροχιών για την εκτίμηση της χωρικής διακριτικής ικανότητας των ανιχνευτών υπό μελέτη είναι η τεχνική που ενδείκνυται για τέτοιου είδους μελέτες. Η ανεξαρτησία των δύο συστημάτων μας εξασφαλίζει σχετική αμεροληψία των αποτελεσμάτων, ενώ η εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα του εξωτερικού συστήματος μας εξασφαλίζει μία ασφαλή εκτίμηση της αβεβαιότητας του ανιχνευτή Micromegas.

Έχοντας λοιπόν εκτιμήσει τις τιμές για την αβεβαιότητα των ανιχνευτών που εκτέθηκαν στη δέση πιονίων των δύο περιόδων δοκιμαστικής δέσης μπορούμε τώρα να επιχειρήσουμε να εκτιμήσουμε το ίδιο χαρακτηριστικό των ανιχνευτών χρησιμοποιώντας μόνο τα δεδομένα από τους ανιχνευτές Micromegas. Η τεχνική που θα ακολουθήσουμε είναι ίδια με αυτή που εφαρμόσαμε για την εκτίμηση της αβεβαιότητας των ανιχνευτών πυριτίου καθώς και στην περίπτωση των Micromegas μελετήσαμε τρεις ανιχνευτές ανά περίοδο:

- Ανακατασκευή της τροχιάς μέσω ευθείας ελαχίστων τετραγώνων χρησιμοποιώντας σημεία από όλους τους σταθμούς του τηλεσκοπίου εκτός του υπό μελέτη σταθμού.
- Προβολή της ευθείας στο επίπεδο του υπό μελέτη ανιχνευτή και υπολογισμός της διασποράς της κατανομής των residuals ( $\sigma$ ).
- Ανακατασκευή της τροχιάς μέσω ευθείας ελαχίστων τετραγώνων χρησιμοποιώντας σημεία από όλων των σταθμών του τηλεσκοπίου.
- Προβολή της ευθείας στο επίπεδο του υπό μελέτη ανιχνευτή και υπολογισμός της διασποράς της κατανομής των residuals ( $\sigma_{bias}$ ).
- Η εγγενής διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή θα δίνεται από το γεωμετρικό μέσο των δύο διασπορών:

$$\sigma_{bat} = \sqrt{\sigma_{bias} \times \sigma} \quad (4.21)$$

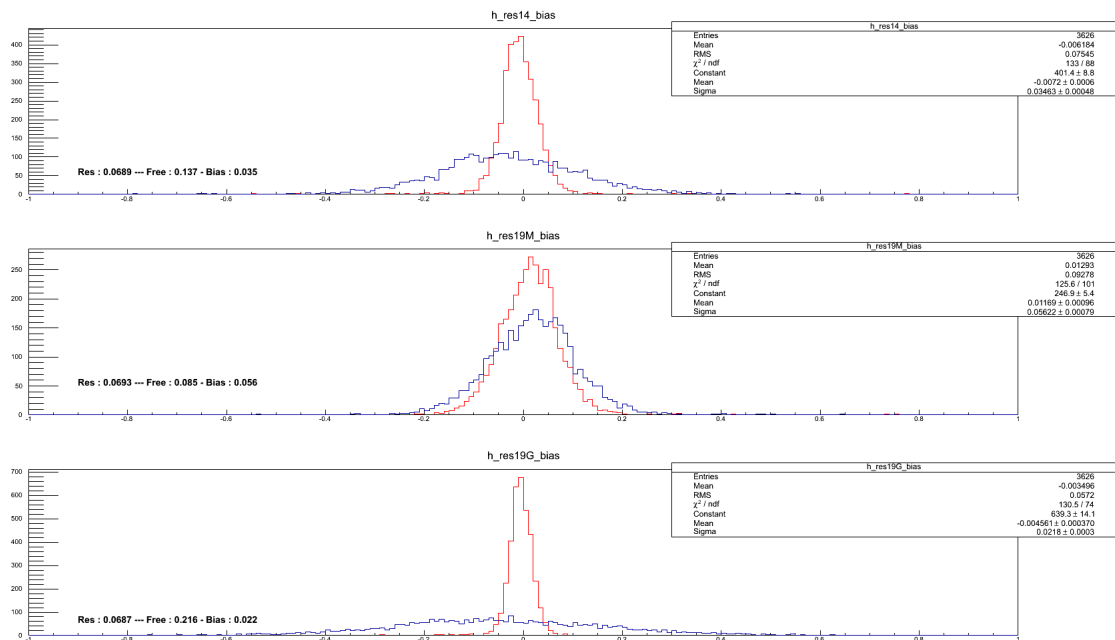
Προφανώς όπως και προηγουμένων, αφού μελετάμε κάθετες τροχιές, θα κρατήσουμε για τη μελέτη μας μόνο καλά γεγονότα με ένα cluster.

Στις εικόνες (4.37),(4.38) παρουσιάζονται οι κατανομές των residuals κάθε ανιχνευτή Micromegas για fit δύο και τριών σημείων. Όπως αναμένουμε, η διασπορά της κατανομής των τριών σημείων είναι σαφώς μικρότερη σε σχέση με τα δύο σημεία, ενώ η εκτιμώμενη αβεβαιότητα θα υπολογιστεί όπως αναφέραμε και νωρίτερα από τον γεωμετρικό μέσο των δύο διασπορών. Τα αποτελέσματα για όλες τις κατανομές αναγράφονται στα ιστογράμματα, ενώ οι τελικές εκτιμώμενες τιμές των αβεβαιοτήτων συνοψίζονται στον πίνακα (??).

$\mu\text{m}$	R14	R19M	R19G	R20	R21
July	68.90	69.30	68.70	-	-
October	-	-	59.60	59.60	58.70

**Πίνακας 4.8:** Εγγενής διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών Micromegas που μελετήθηκαν χρησιμοποιώντας μόνο τα δεδομένα του τηλεσκοπίου Micromegas.

Παρατηρούμε ότι η εκτιμήσεις μας είναι αρκετά κοντά στις τιμές που υπολογίσαμε για τις αβεβαιότητες χρησιμοποιώντας τις τροχιές του BAT τηλεσκοπίου γεγονός που υποδεικνύει ότι και η συγκεκριμένη μέθοδος λειτουργεί. Η διαφοροποίηση των τιμών που υπολογίζουν οι δύο μέθοδοι έγκειται πρωτίτως στο γεγονός ότι οι ανιχνευτές Micromegas έχουν σαφώς χειρότερη διακριτική ικανότητα από τους ανιχνευτές πυριτίου. Κατά συνέπεια η αβεβαιότητα στην ανακατασκευή των τροχιών είναι μεγαλύτερη στη χρήση των δεδομένων του Micromegas τηλεσκοπίου και συνεισφέρει στην εγγενή αβεβαιότητα που υπολογίζουμε για κάθε ανιχνευτή.



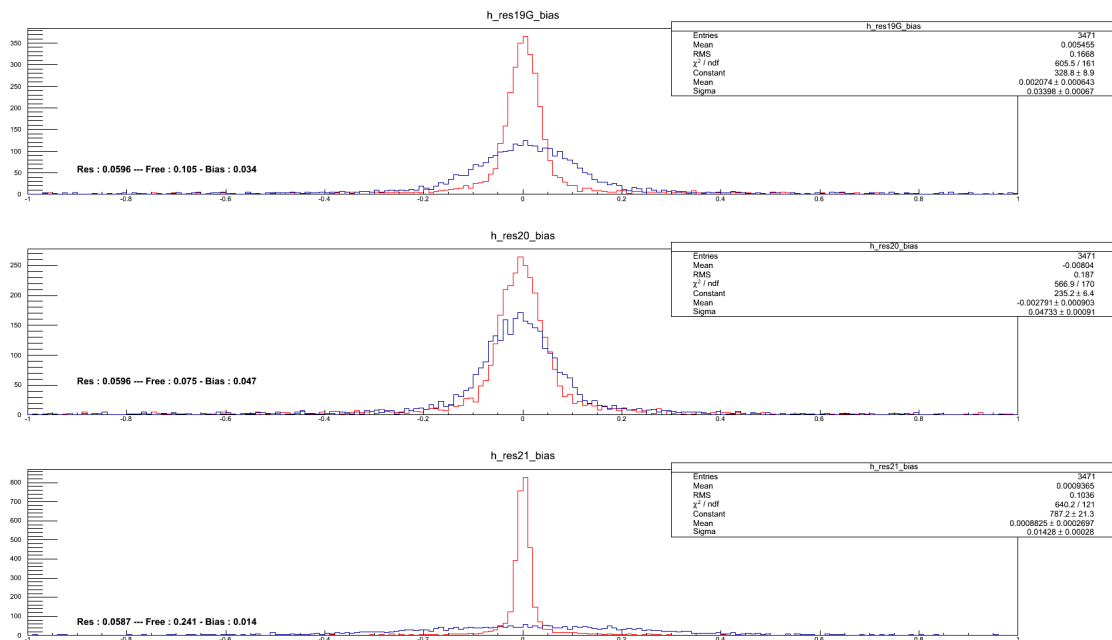
**Εικόνα 4.37:** Οι κατανομές των residual από τροχιές του Micromegas τηλεσκοπίου για τους 3 ανιχνευτές Micromegas με x strip readout για την περίοδο του Ιουλίου (run6678). Διακρίνονται τόσο οι κατανομές με 2/3 σημεία στην ευθεία ελαχίστων τετραγώνων όσο και οι κατανομές που προέρχονται από τροχιές με 3/3 σημεία.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει και η διαφορά μεταξύ των τιμών που υπολογίζουμε για τις αβεβαιότητες των ανιχνευτών του Οκτωβρίου σε σχέση με τα αποτελέσματα για την περίοδο του Ιουλίου (10  $\mu\text{m}$ ). Αυτό οφείλεται στον inefficient ανιχνευτή R14 που παρασύρει και τις τιμές της αβεβαιότητας των υπολοίπων ανιχνευτών καθώς χρησιμοποιείται στην ανακατασκευή των τροχιών.

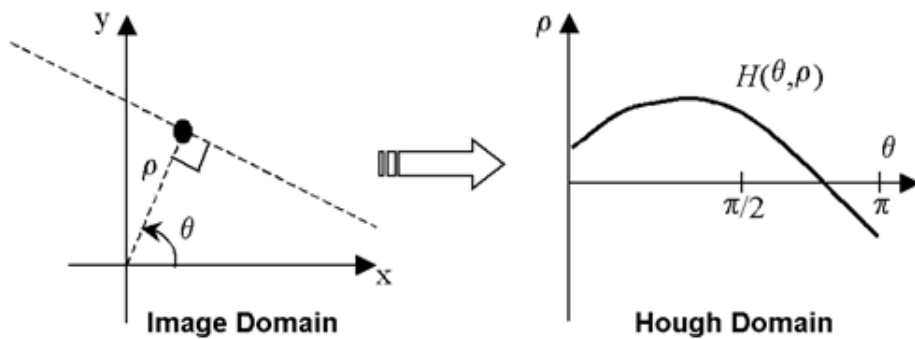
Σίγουρα από τη συγκεκριμένη μέθοδο χρειάζεται αρκετή ανάλυση προκειμένου να εξάγουμε λεπτομερή αποτελέσματα για τη διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών δεδομένου και του γεγονότος ότι οι τρεις ανιχνευτές που χρησιμοποιούνται στην ανακατασκευή των τροχιών δεν είναι όμοιοι τόσο ως προς τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά τους όσο και ως προς την λειτουργία τους. Μπορούμε όμως να ισχυριστούμε ότι ένα τηλεσκόπιο Micromegas μπορεί να εύκολα να χρησιμοποιηθεί σαν ανιχνευτής τροχιών εξασφαλίζοντας μας ακριβή αποτελέσματα.

#### 4.4.2 Τροχιές υπό γωνία

Η ποιότητα της πληροφορίας του χρόνου που λαμβάνουμε από τον ανιχνευτή Mmegas θα καταδειχθεί εάν μπορεί η συγκεκριμένη τεχνολογία ανιχνευτικών συστημάτων να λειτουργήσει σαν Time Projection Chamber επιτρέποντας μας να ανακατασκευάσουμε και τροχιές σωματιδίων που φτάνουν υπό γωνία στο επίπεδο του ανιχνευτή μας.



**Εικόνα 4.38:** Οι κατανομές των residual για τους 3 ανιχνευτές Micromegas με x strip readout για την περίοδο του Οκτωβρίου (run7104).

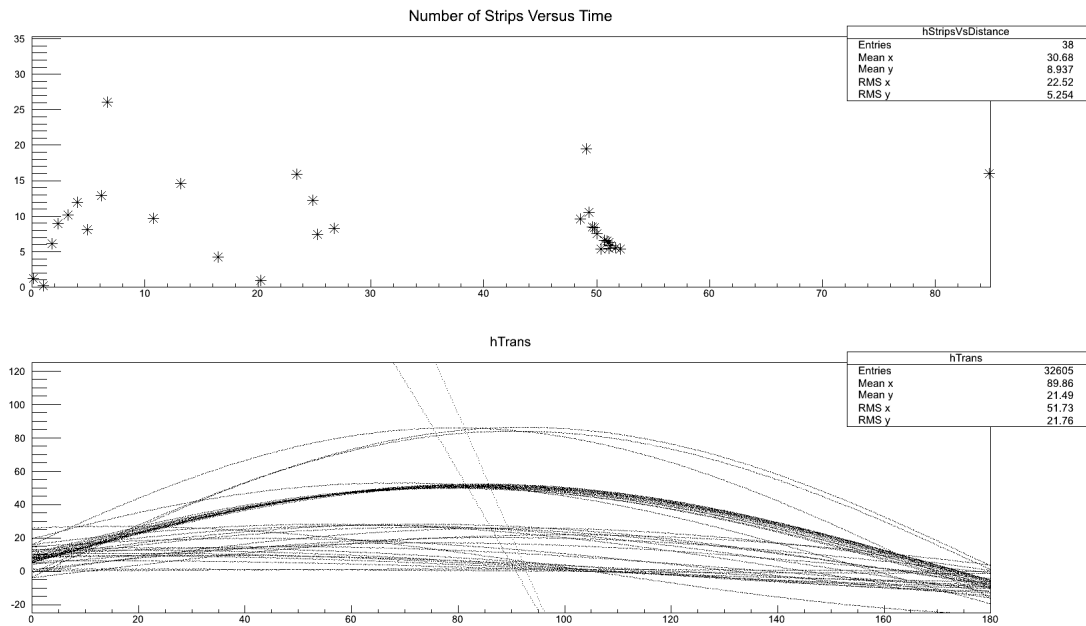


**Εικόνα 4.39:** Γραφική αναπαράσταση του μετασχηματισμού Hough .

Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων που έχουν γίνει για τον ανιχνευτή Micromegas, γνωρίζουμε την ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων για τις διάφορες τιμές του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης. Εκμεταλλευόμενοι και την πληροφορία του χρόνου σε συνδυασμό με την ταχύτητα μπορούμε να έχουμε ένα σημείο στον καρτεσιανό χώρο για καθένα από τα strip του εκάστοτε γεγονότος. Παρόλαυτά, δεν είναι εφικτό να εντοπίσουμε την τροχιά ενός γεγονότος εφαρμόζοντας απευθείας τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων στο σημεία του χώρου x-y καθώς υπάρχουν και αρκετά σημεία θορύβου που θα επηρεάσουν την ευθεία μας. Ένα τυπικό γεγονός παρουσιάζεται στο πρώτο γράφημα της

εικόνας (4.40).

Απαιτείται λοιπόν ένα αρχικό φιλτράρισμα των σημείων αυτών ούτως ώστε να μας απομείνουν μόνο τα σημεία της πραγματικής τροχιάς και να μπορέσουμε μέσω αυτών να προσδιορίσουμε την ευθεία που περιγράφει καλύτερα την τροχιά του γεγονότος. Για το συγκεκριμένο σκοπό χρησιμοποιούμε την τεχνική του μετασχηματισμού Hough, που είναι μία ευρέως διαδεδομένη τεχνική της αναγνώρισης προτύπων.



**Εικόνα 4.40:** Τυπικό γεγονός με τον ανιχνευτή στραμμένο ως προς τον άξονα της δέσμης κατά  $30^\circ$  στον καρτεσιανό χώρο και τον χώρο Hough.

Η τεχνική αυτή μετασχηματίζει κάθε σημείο του καρτεσιανού χώρου συντεταγμένων σε μία ευθεία στον χώρο Hough. Αν χρησιμοποιηθεί και ο μετασχηματισμός Hough σε πολικές συντεταγμένες το κάθε σημείο του x-y χώρου απεικονίζεται σαν μία τριγωνομετρική καμπύλη στον χώρο Hough. Η σχέση μετασχηματισμού είναι η εξής:

$$y = a \cdot x + b \Rightarrow r = x \cdot \cos\theta + y \cdot \sin\theta \quad (4.22)$$

Η διακριτική ικανότητα του αλγορίθμου και ακρίβεια του μπορούν να καθοριστούν από τον χρήστη με το κόστος βέβαια της υπολογιστικής ισχύος και της χρονικής διάρκειας της επεξεργασίας ενός ολόκληρου run. Ο αλγόριθμος που υλοποιεί τη συγκεκριμένη τεχνική παρατίθεται στον παράρτημα Γ.

Το σημείο που τέμνονται οι περισσότερες καμπύλες στον χώρο Hough μας δίνει και τις παραμέτρους  $r$  και  $\theta$  της ευθείας του γεγονότος. Αυτές οι παράμετροι δεν είναι τίποτα περισσότερο από τις παραμέτρους της τροχιάς που θέλουμε να ανακατασκευάσουμε στον καρτεσιανό χώρο σε πολικές συντεταγμένες. Με έναν απλό μετασχηματισμό μπορούμε

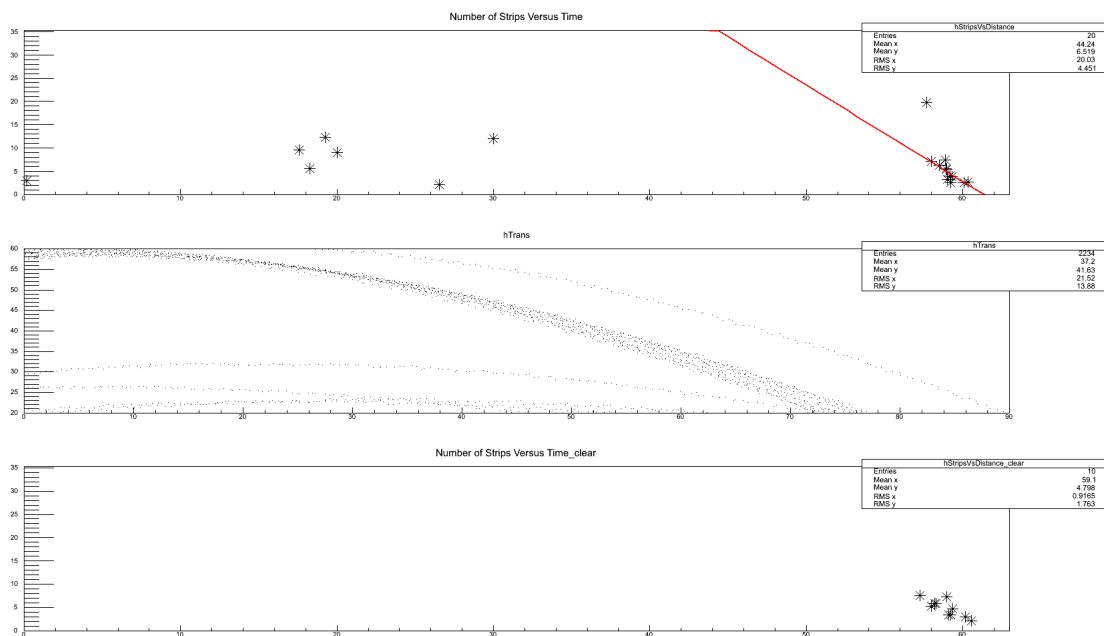


να καταλήξουμε στην τροχιά που ανακατασκευάζει ο μετασχηματισμός Hough για κάθε γεγονός.

$$slope = \tan((90 + \theta) \cdot (\frac{\pi}{180}))$$

$$intercept = r / \cos((90 - \theta) \cdot (\frac{\pi}{180}))$$

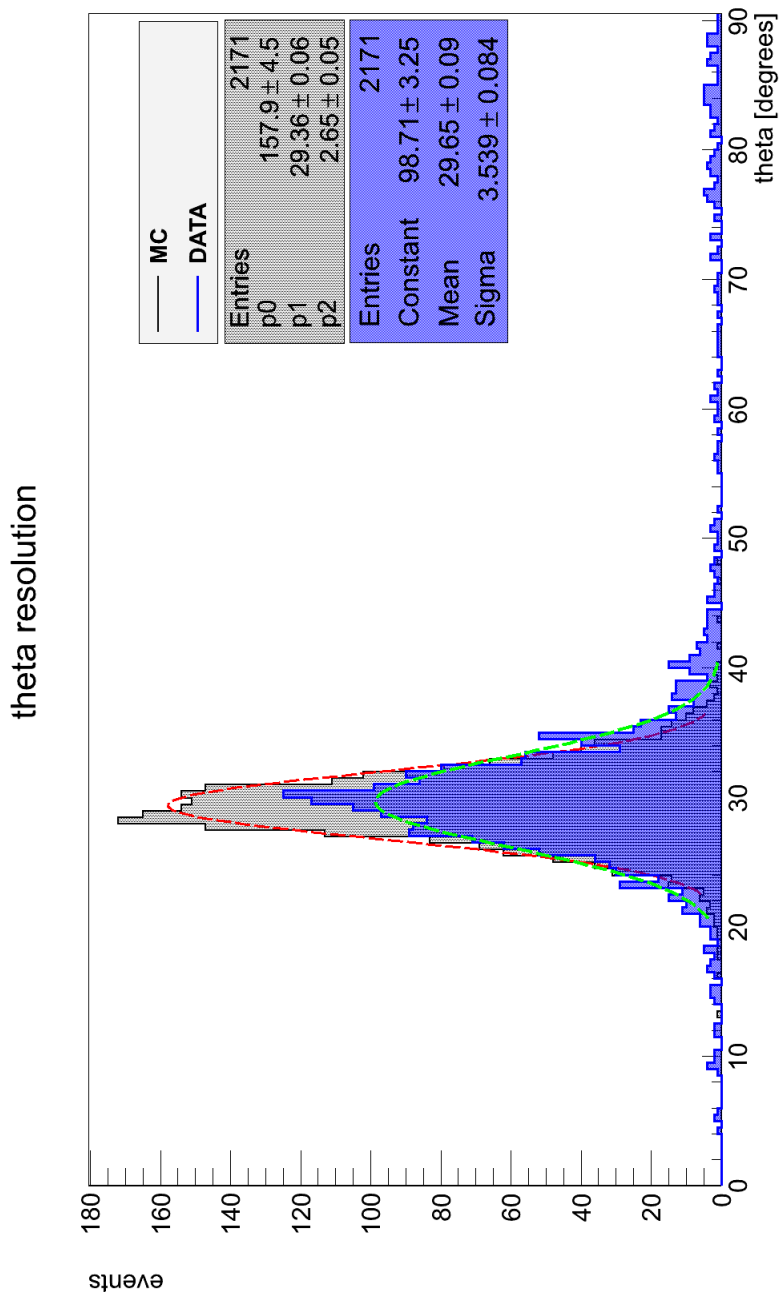
Κατά συνέπεια, έχοντας τώρα την τροχιά του σωματιδίου, μπορούμε με ένα ελαστικό κριτήριο αποκοπής να απαλλαγούμε από όλα τα σημεία που βρίσκονται αρκετά μακριά από την ευθεία μας. Η παράμετροι του κριτηρίου αυτού μπορούν επίσης να καθοριστούν από τον χρήστη του προγράμματος προσαρμόζοντας το πρόγραμμα στις συνθήκες των υπό επεξεργασία δεδομένων. Καθαρίζοντας το χώρο μπορούμε τώρα να προσδιορίσουμε την βέλτιστη ευθεία που περνάει από τα εναπομείναντα σημεία, χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων. Στην εικόνα (4.41) παρουσιάζεται ένα τυπικό γεγονός σε καρτεσιανό και σε Hough χώρο αλλά και η ευθεία που προβλέπει ο αλγόριθμος. Στο τρίτο γράφημα απεικονίζονται μόνο τα σημεία που ξεπερνούν τους περιορισμούς του κριτηρίου αποκοπής και τα οποία μας δίνουν την τελική τροχιά μέσω της ευθείας ελαχίστων τετραγώνων που τα περιγράφει.



**Εικόνα 4.41:** Εκτίμηση τροχιάς με χρήση του μετασχηματισμού Hough για ένα τυπικό γεγονός με τον ανιχνευτή στραμμένο ως προς τον άξονα της δέσμης κατά 30°.

Η ίδια τεχνική εφαρμόζεται τόσο στα δεδομένα της δοκιμαστικής δέσμης όσο και στα δεδομένα που προέρχονται από το πρόγραμμα προσομοίωσης της ομάδας και αποδεικνύεται ότι προσδιορίζει την γωνία της τροχιάς σωστά και με ικανοποιητική ακρίβεια. Στην εικόνα (4.42) παρουσιάζεται το αποτέλεσμα της τεχνικής που περιγράψαμε παραπάνω για ένα run

της δοκιμαστικής δέσμης Οκτωβρίου όπου ο ανιχνευτής μας (R20, 250  $\mu\text{m}$  pitch) ήταν στραμμένος ως προς τον άξονα της δέσμης κατά  $30^\circ$ .



**Εικόνα 4.42:** Εύρεση γωνίας της τροχιάς χρησιμοποιώντας τον μετασχηματισμό Hough για τα δεδομένα της δοκιμαστικής δέσμης και τα δεδομένα προσομοίωσης .

## Κεφάλαιο 5

# Συμπεράσματα

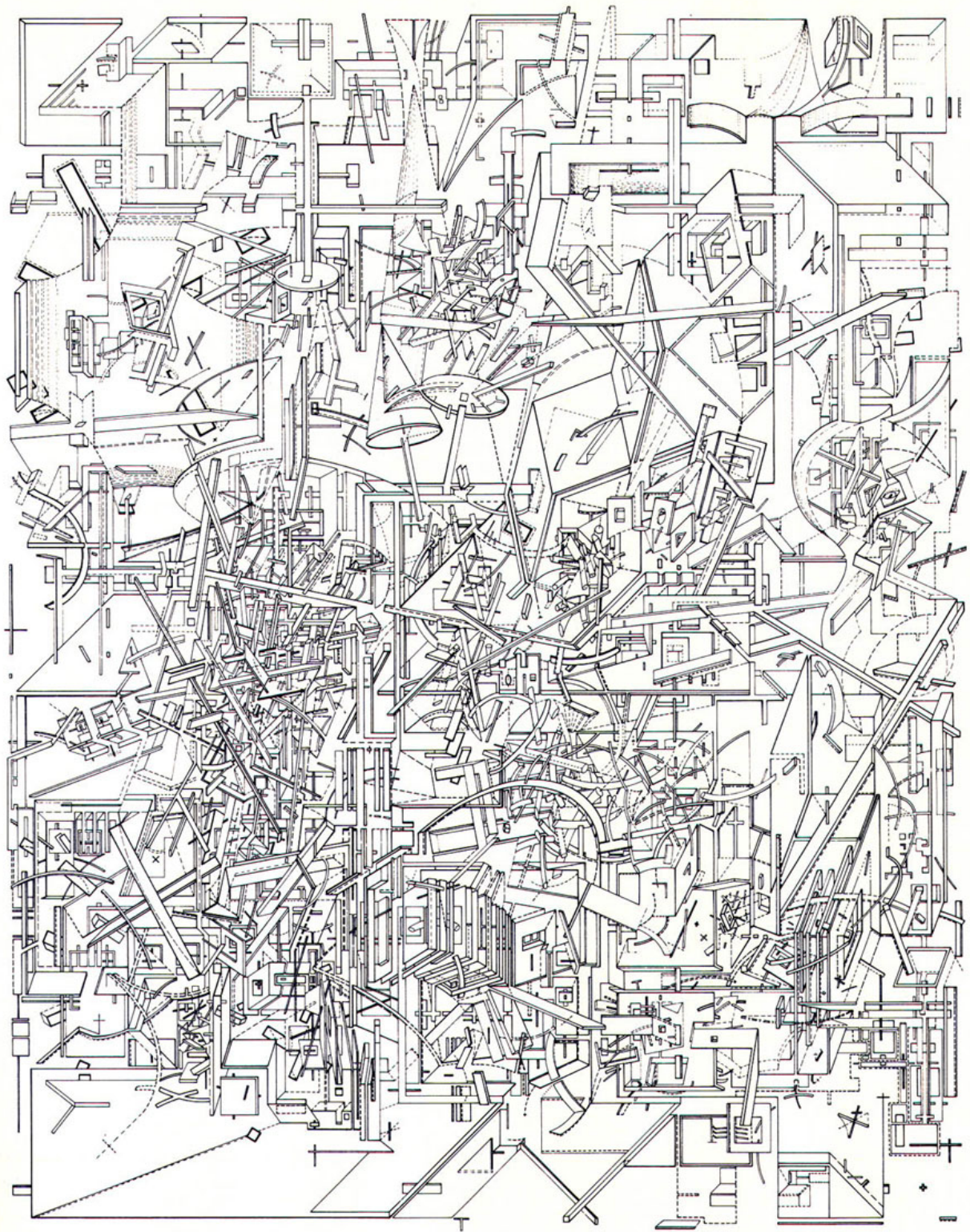
Επιβεβαιώνεται από τη μελέτη δεδομένων που παρουσιάστηκε στην παρούσα εργασία η εξαιρετική απόδοση του ανιχνευτή Micromegas σε περιβάλλον δέσμης πιονίων. Πέρα από την ιδιαίτερα ομαλή λειτουργία που παρουσιάζουν οι resistive ανιχνευτές χαρακτηρίζονται από ικανότητα ανακατασκευής τροχιών των διερχόμενων μεγάλης ακρίβειας τόσο για κάθετες όσο και για υπό γωνία τροχιές.

Οι ανιχνευτές μας επιδεικνύουν εγγενή χωρική διακριτική ικανότητα καλύτερη των 40  $\mu\text{m}$ , για strip pitch 250  $\mu\text{m}$ , ενώ και για τους ανιχνευτές με pitch 500  $\mu\text{m}$ , τη γεωμετρία δηλαδή που προτείνεται για την αναβάθμιση του Small Wheel στο πείραμα ATLAS, η αβεβαιότητα στη μέτρηση της θέσης δεν ξεπερνάει τα 50  $\mu\text{m}$ .

Η εκτίμηση αυτή έγινε χρησιμοποιώντας το τηλεσκόπιο ανιχνευτών πυριτίου για την ανακατασκευή των τροχιών αναφοράς εκμεταλλευόμενοι την μεγάλη ακρίβεια που παρουσιάζει η συγκεκριμένη τεχνολογία ανιχνευτών στη μέτρηση της θέσης των διερχόμενων σωματιδίων. Για να καταστεί δυνατή η σύγκριση των δεδομένων του τηλεσκοπίου με τα δεδομένα της διάταξης των Micromegas ήταν απαραίτητος ο συγχρονισμός των δεδομένων των δύο ανεξάρτητων συστημάτων DAQ. Ο αλγόριθμος συγχρονισμού των δεδομένων ενσωματώθηκε στο software offline ανάλυσης του MAMMA group και μπορεί να χρησιμοποιηθεί στα μελλοντικά test beams όσο και στα δεδομένα των δοκιμαστικών δεσμών του παρελθόντος.

Η εξέλιξη και η υλοποίηση της συνάρτησης που περιγράφει την κατανομή του φορτίου σε κάθε strip ανά γεγονός μας επιτρέπει να ξεπεράσουμε κατά ένα ποσοστό την αβεβαιότητα των 25 ns που μας επιβάλλει το APV chip βελτιώνοντας δραματικά την χρονική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή. Επιπλέον με τη χρήση των παραμέτρων του fit μπορούμε να ανακατασκευάσουμε επιτυχώς τις τροχιές υπο γωνία σε κάθε θάλαμο επιβεβαιώνοντας τη δυνατότητα των Micromegas να λειτουργούν σαν σύστημα ανίχνευσης τροχιών.

Τέλος με τη χρήση του μετασχηματισμού Hough, καταφέραμε να αναπτύξουμε ένα εργαλείο ανακατασκευής τροχιών υπό γωνία εντός του ανιχνευτή με τεχνικές αναγνώρισης προτύπων που αποδεικνύουν ότι ο ανιχνευτή Micromegas μπορεί να διακρίνει τις τροχιές διαφορετικών γωνιών με ακρίβεια καλύτερη των 3 μοιρών.



**Εικόνα 5.1:** D. Libeskind, Micromegas, 1981. Ένα από τα καλύτερα γραμμικά αρχιτεκτονικά σχέδια

## Παράρτημα Α

# Αλγόριθμος συγχρονισμού δεδομένων

```
1 bool CBatTelescope::synchronise ()
2 {
3     size_t evt_count = get_event_count ();
4     if (evt_count < m_sync_window_width + 1) {
5         return false;
6     }
7
8
9     size_t shift_counter = 0;
10    size_t num_events = (*m_modules.begin ())->get_events (). size ();
11    std::cout << " — CBatTelescope::synchronise () start —" << std::endl;
12
13    std::for_each (m_modules.begin (), m_modules.end (),
14                  boost::bind (&CBatModule::calc_sync_var_threshold, _1,
15                               m_sync_window_width, m_modules, 0.0));
16
17    //loop events
18
19    for (size_t evt = m_sync_window_width; evt < evt_count; ++evt) {
20        /* if (!check_event_single_clusters (evt)) {
21            continue;
22        }*/
23
24        std::for_each (m_modules.begin (), m_modules.end (),
25                      boost::bind (&CBatModule::calc_sync_variance, _1, evt -
26                                   m_sync_window_width, evt, m_modules, 0.0)); //first, last
27                      including
28
29        BatModulePtrCont::iterator max_diff_module =
30            std::max_element (m_modules.begin (), m_modules.end (), CBatModule::
31                              CompareSyncVar ());
32
33        std::cout << "i=" << evt << " evt=" << (*max_diff_module)->get_events () [evt]->
34                get_event_number () << " max var/thres in module " << (*max_diff_module)->
35                get_name () << " = " << (*max_diff_module)->get_sync_difference (
```

```

        m_sync_threshold_factor) << std::endl;
30
31     if ((*max_diff_module)->get_sync_difference(m_sync_threshold_factor) > 1.0) {
32 //         print_sync_info(evt-5, evt);
33
34 //         double prev_max_diff = (*max_diff_module)->get_sync_difference(
m_sync_threshold_factor);
35         BatModulePtrCont::iterator mdm = max_diff_module;
36         bool do_synch = true;
37         while(do_synch) {
38             shift_events(evt, mdm);
39             size_t wnd_left = evt;
40             size_t wnd_right = wnd_left + m_sync_window_width;
41             std::for_each(m_modules.begin(), m_modules.end(),
42                             boost::bind(&CBatModule::
                                     calc_sync_variance, _1,
                                     wnd_left, wnd_right, m_modules,
                                     0.0));
43
44             mdm = std::max_element(m_modules.begin(), m_modules.end(), CBatModule::
CompareSyncVar() );
45             double maxdiff = (*mdm)->get_sync_difference(m_sync_threshold_factor);
46             do_synch = (maxdiff > 1.0);
47             std::cout << " . i = " << evt << " synch window=" << wnd_left << "-" <<
wnd_left + m_sync_window_width
48             << " mdm=" << (*mdm)->get_name() << " maxdiff=" << maxdiff << std::endl;
49             ///
50 //             std::cout << " . i=" << wnd_left << " evt=" << (*mdm)->get_events
() [evt]->get_event_number() << " max var/thres in module " << (*mdm)->get_name() <<
" = " << maxdiff << std::endl;
51             progress.print(evt);
52         }
53
54         evt+= m_sync_window_width;
55         if(evt < m_sync_window_width) evt = m_sync_window_width;
56         ++shift_counter;
57     }
58
59 //     if (shift_counter > 100) {
60 //         num_events = get_event_count();
61 //
62 //         std::for_each(m_modules.begin(), m_modules.end(),
63 //                         boost::bind(&CBatModule::trim_events, _1, num_events));
64 //         return false;
65 //     }
66     progress.print(evt);
67 }
68
69
70 num_events = get_event_count();
71 std::for_each(m_modules.begin(), m_modules.end(),
72               boost::bind(&CBatModule::trim_events, _1, num_events));
73 return true;
74
75 }
76

```

```

77
78
79 void CBatTelescope::shift_events(size_t ievent, BatModulePtrCont::iterator
    max_diff_module)
80 {
81     for (BatModulePtrCont::iterator jmod = m_modules.begin(); jmod != m_modules.end();
        ++jmod) {
82         if (max_diff_module != jmod) {
83             std::cout << "shift_events() erase at i=" << ievent << " in module "
84                 << (*jmod)->get_name() << " size of mevents " << (*jmod)->get_events().size()
                    <<std::endl;
85             (*jmod)->erase_event(ievent);
86         }
87     }
88
89
90     //TODO: case if 2 bats miss a trigger (remove A , check, remove B, check, remove AB
and return)
91 }
92
93
94
95 void CBatTelescope::print_sync_info(size_t ievt, size_t jevt) const
96 {
97
98     for (size_t last = ievt; last < jevt ; ++last) {
99         for (BatModulePtrCont::const_iterator jmod = m_modules.begin(); jmod !=
            m_modules.end(); ++jmod) {
100
101             std::cout << "." << last << " " << (*jmod)->sync_variance(last, last-
                m_sync_window_width, m_modules, 0.0)
102                 / (m_sync_threshold_factor * (*jmod)->get_sync_threshold()) << " ";
103         }
104         std::cout << std::endl;
105     }
106
107 }
108
109
110 void CBatTelescope::check_synchronisation ()
111 {
112     std::cout << " — CBatTelescope::check_synchronisation() start —" << std::endl;
113     std::for_each(m_modules.begin(), m_modules.end(),
114         std::bind2nd(std::mem_fun(&CBatModule::check_synchronisation),
            m_modules));
115 }

```





## Παράρτημα Β

# Αλγόριθμος περιγραφής της κατανομής του φορτίου ανά κανάλι

```
1 CApVChargeFitter::CApVChargeFitter()
2
3 :m_hist_q_vs_time(0), m_time(0.0), m_charge(0.0), m_fail_flag(false)
4 // :m_time(0.0), m_charge(0.0), Maxbin(0.0), startBin(0.0), endBin(0.0), QMaxHisto(0.0)
5 // , RightBinOne(0.0),
6 // RightBinTwo(0.0), RightBinThree(0.0), RightBinFour(0.0), LeftBinOne(0.0),
7 // LeftBinTwo(0.0), LeftBinThree(0.0), LeftBinFour(0.0)
8
9 {
10     tzero2d = new TH2F("tzero2d", "tzero2d", 500, -10, 25, 1000, 0, 2500);
11     tzero = new TH1F("tzero", "tzero", 500, -10, 25);
12     tmax2d = new TH2F("tmax2d", "tmax2d", 500, -10, 25, 1000, 0, 2500);
13     tmax = new TH1F("tmax", "tmax", 500, -10, 25);
14     hR11qmaxDif2 = new TH2F("hR11qmaxDif2", "hR11qmaxDif2_fit", 100, -500, 500, 200,
15     0, 2500 );
16     tdif2d = new TH2F("tdif2d", "tdif2d", 500, -10, 25, 1000, 0, 2500);
17     tdif = new TH1F("tdif", "tdif", 500, -10, 25);
18     nOfFits = new TH1F("nofits", "nofits", 3, 0, 2);
19     cutFlow = new TH1F("cutFlow", "cutFlow", 9, 0, 9);
20     qMaxRatio = new TH2F("qMaxRatio", "qMaxRatio", 500, 0, 5, 500, 0, 2500);
21     qMax = new TH1F("qMax", "qMax", 500, 0, 2500);
22
23     tmax_histo = new TH1F("tmax_histo", "tmax_histo", 35, -10, 25);
24     tmax_histo_2d = new TH2F("tmax_histo_2d", "tmax_histo_2d", 35, -10, 25, 500, 0, 2500);
25     qMax_histo = new TH1F("qMax_histo", "qMax_histo", 500, 0, 2500);
26
27     tzero_fit = new TH2F("tzero_fit", "tzero_fit", 500, -10, 25, 1000, 0, 2500);
28     tmax_fit = new TH2F("tmax_fit", "tmax_fit", 500, -10, 25, 1000, 0, 2500);
29     tdif_fit = new TH2F("tdif_fit", "tdif_fit", 500, -10, 25, 1000, 0, 2500);
30     qMaxRatio_fit = new TH2F("qMaxRatio_fit", "qMaxRatio_fit", 500, 0, 5, 500, 0, 2500);
```

```

30     hR11qmaxDif2_fit = new TH2F("hR11qmaxDif2_fit", "hR11qmaxDif2_fit",100, -500, 500
31         ,200, 0,2500);
32 }
33 CApVChargeFitter::~CApVChargeFitter ()
34 {
35     delete m_hist_q_vs_time;
36 }
37
38 void CApVChargeFitter::calculate(const std::vector<short> &qdata)
39 {
40     init(qdata.size());
41
42     // TH1F *m_hist_q_vs_time = new TH1F("chargefit","chargefit", qdata.size(), 0, qdata.
43         size());
44     size_t qsize=qdata.size();
45     for(size_t itb=0; itb<qsize; ++itb) {
46         m_hist_q_vs_time->Fill(itb, qdata.at(itb));
47     }
48
49     // int failedfitswithroot = 0;
50     double to,toSq;
51     // float qMaxFit=0.0;
52     // float WidthLandau=0.0;
53     // float SigmaGauss=0.0;
54     double max = 0.0;
55     // , integralOfHisto=0.0;
56     // bool goodHistogram = true;
57
58     // check for plato in beggining
59     /*Maxbin = m_hist_q_vs_time->GetMaximumBin();
60     Minbin = m_hist_q_vs_time->GetMinimumBin();
61     startBin = (m_hist_q_vs_time->GetMaximumBin())-5;
62     for(int l=startBin; l<=Maxbin-3; ++l) {
63         if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(l+1)-m_hist_q_vs_time->GetBinContent(l)<2)
64             goodHistogram = false;
65     } // end of check
66 */
67     max=0;
68     to=0;
69     toSq=0;
70     if (m_hist_q_vs_time->GetEntries()>0) { //problematic wires
71         cutFlow->Fill(1);
72         // if(goodHistogram==true) {
73             Maxbin = m_hist_q_vs_time->GetMaximumBin();
74             QMaxHisto = m_hist_q_vs_time->GetMaximum();
75             /*for (int s=Maxbin; s>1; --s) {
76                 if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(s)!=0 && m_hist_q_vs_time->GetBinContent
77                     (s)>m_hist_q_vs_time->GetBinContent(s-1))
78                     startBin = m_hist_q_vs_time->GetBinCenter(s)-1;
79                 if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(s)==0)
80                     break;
81             }
82             for (int s=Maxbin; s<qdata.size(); ++s) {
83                 if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(s)!=0)

```

```

83         endBin = m_hist_q_vs_time->GetBinCenter(s)+1;
84     else
85         break;
86     }*/
87
88     startBin=Maxbin-5;
89     endBin=Maxbin+10;
90
91     //if (Maxbin<25) { //original value was 25
92
93     Double_t range[2] = {startBin,endBin};
94     size_t arsz = 5; //TODO: ERROR check sizes, sizes were 4, assignment out
95     Double_t startvalues[arsz], parlimitslo[arsz], parlimitshi[arsz], fitparams[
96     arsz], fiterrors[arsz];
97     range[0]=startBin; range[1]=endBin;
98
99     Double_t QMaxFitBR = 0.0;
100     TF1 *fitsnr2;
101
102     if (QMaxHisto>=1600){
103         parlimitslo[0]=10; /*.5*/parlimitslo[1]=-10; parlitslo[2]=0.0;
104         parlitslo[3]=1.0; parlitslo[4]=0.1;
105         parlitslo[0]=10000; /*2.*/parlimitshi[1]=20.0; parlitslo[
106         2]=20.0; parlitslo[3]=15.0; parlitslo[4]=3.0; //5.
107         ERROR this parlitslo[4] is never read, was out of bounds !
108         startvalues[0]=QMaxHisto/12; startvalues[1]=0.0; startvalues
109         [2]=2.0; startvalues[3]=5.0; startvalues[4]=.5; //3.
110
111         fitsnr2 = ntuafit(m_hist_q_vs_time,range,startvalues,parlimitslo,
112         parlitslo,fitparams,fiterrors);
113         QMaxFitBR = fitsnr2->GetMaximum(0,30);
114     }
115
116     parlitslo[0]=0; /*.5*/parlimitslo[1]=-5.0; parlitslo[2]=0.0; parlitslo
117     [3]=1.0; //0.4
118     parlitslo[0]=1000; /*2.*/parlimitshi[1]=30.0; parlitslo[2]=10.0;
119     parlitslo[3]=5.0; //5.
120     startvalues[0]=QMaxHisto/12; startvalues[1]=0.0; startvalues[2]=5.0;
121     startvalues[3]=2.0; //3.
122
123     //
124     //
125     double chisqr;
126     Int_t ndf;
127     double BinContentLimit = 1600;
128     if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(Maxbin+1)>BinContentLimit)
129         RightBinOne = Maxbin+1;
130     if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(Maxbin+2)>BinContentLimit)
131         RightBinTwo = Maxbin+2;
132     if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(Maxbin+3)>BinContentLimit)
133         RightBinThree = Maxbin+3;
134     if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(Maxbin+4)>BinContentLimit)
135         RightBinFour = Maxbin+4;
136     if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(Maxbin-1)>BinContentLimit)
137         LeftBinOne = Maxbin-1;
138     if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(Maxbin-2)>BinContentLimit)
139         LeftBinTwo = Maxbin-2;

```

```

130     if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(Maxbin-3)>BinContentLimit)
131         LeftBinThree = Maxbin-3;
132     if (m_hist_q_vs_time->GetBinContent(Maxbin-4)>BinContentLimit)
133         LeftBinFour = Maxbin-4;
134
135     TF1 *fitsnr = ntuafit(m_hist_q_vs_time, range, startvalues, parlimitslo,
136         parlimitshi, fitparams, fiterrors);
137
138     if (((gMinuit->fCstatu)!="CONVERGED ") && ((gMinuit->fCstatu)!="SUCCESSFUL")
139         && ((gMinuit->fCstatu)!="OK ") && ((gMinuit->fCstatu)!="CALL LIMIT"
140         )) {
141         // if (((gMinuit->fCstatu)=="FAILED ") || ((gMinuit->fCstatu)=="FAILED")) {
142         // if (QMaxHisto>100) {
143             //std::cout<<"FAILED"<<std::endl;
144             cutFlow->Fill(7);
145             range[0] = startBin+3; range[1] = endBin-1;
146             fitsnr = ntuafit(m_hist_q_vs_time, range, startvalues, parlimitslo,
147                 parlimitshi, fitparams, fiterrors);
148             //}
149         }
150     if (((gMinuit->fCstatu)=="FAILED ") /* || ((gMinuit->fCstatu)=="FAILED") */)
151     {
152         //std::cout<<"FAILED"<<std::endl;
153         cutFlow->Fill(8);
154     }
155
156     double a,g,s,d;
157     a=fitsnr->GetParameter(0);
158     g=fitsnr->GetParameter(1); //tzero information
159     s=fitsnr->GetParameter(2);
160     d=fitsnr->GetParameter(3);
161     //k=fitsnr->GetParameter(4);
162     //std::cout<<"a : "<<a<<" g : "<<g<<" s : "<<s<<" d : "<<d<<std::endl;
163
164     m_time = g+2*d*TMath::Power(s,2); //tmax without power k
165     //m_time = g+TMath::Power(2*d/k*TMath::Power(s,2),1/k);
166     m_charge = fitsnr->GetMaximum(0,qdata.size()); //mqmax from getmax
167     //m_charge = a*TMath::Power((2/ TMath::E()),d)*TMath::Power((d*TMath::Power(s
168         ,2)),d); //qmax
169     //
170     //std::cout << "max_charge_func = " << m_charge <<"max_charge_num"<<
171         max_charge_fit<<" max_charge : "<<QMaxHisto<<std::endl;
172     //std::cout << "max_time_fit = " << m_time <<" tmax : "<<Maxbin<<std::endl;
173     // if (gMinuit->fCstatu!="UNDEFINED")
174         //std::cout <<"Minuit : "<<gMinuit->fCstatu<<std::endl;
175     // if (m_time>1 || m_charge>10 /*&& (fitsnr->GetChisquare())>.1 && fitsnr->
176         GetChisquare()<10) || gMinuit->fCstatu!="FAILED" */) {
177         //cutFlow->Fill(2);
178         // if (((gMinuit->fCstatu)!="CONVERGED ") && ((gMinuit->fCstatu)!="SUCCESSFUL"
179             ") && ((gMinuit->fCstatu)!="OK ") && ((gMinuit->fCstatu)!="CALL LIMIT"))
180             //std::cout<<gMinuit->fCstatu<<"fjdhsjkjf"<<std::endl;
181
182     if (((gMinuit->fCstatu)=="CONVERGED ") || ((gMinuit->fCstatu)=="SUCCESSFUL")
183         || ((gMinuit->fCstatu)=="OK ") || ((gMinuit->fCstatu)=="CALL LIMIT")) {
184         cutFlow->Fill(2);

```

```

177 //qMaxRatio->Fill(QMaxHisto/m_charge, QMaxHisto);
178 if (QMaxHisto<1600) {
179 //cutFlow->Fill(3);
180 if ((QMaxHisto/m_charge>0.5) && (QMaxHisto/m_charge<1.5)) {
181 cutFlow->Fill(3);
182 if (fitsnr->GetChisquare()/(fitsnr->GetNDF())<30) {
183 if (fitsnr->GetChisquare()/(fitsnr->GetNDF())>0.05 && m_charge>2) {
184 qMaxRatio->Fill(m_charge/QMaxHisto, QMaxHisto);
185 qMaxRatio_fit->Fill(m_charge/QMaxHisto, m_charge);
186 cutFlow->Fill(4);
187 tzero2d->Fill(g, QMaxHisto);
188 tzero->Fill(g);
189 tzero_fit->Fill(g, m_charge);
190 tmax2d->Fill(m_time, QMaxHisto);
191 tmax->Fill(m_time);
192 tmax_fit->Fill(m_time, m_charge);
193 hR11qmaxDif2->Fill(m_charge-QMaxHisto, QMaxHisto);
194 hR11qmaxDif2_fit->Fill(m_charge-QMaxHisto, m_charge);
195 tdif2d->Fill(m_time-g, QMaxHisto);
196 tdif->Fill(m_time-g);
197 tdif_fit->Fill(m_time-g, m_charge);
198 nOfFits->Fill(1);
199 qMax->Fill(m_charge);
200 qMax_histo->Fill(QMaxHisto);
201 tmax_histo->Fill(Maxbin);
202 tmax_histo_2d->Fill(Maxbin, QMaxHisto);
203 } //chisquare low
204 } //chisquare high
205 } //QMaxHisto<500
206 }
207 else {
208 m_charge=QMaxFitBR;
209 if (QMaxHisto/m_charge>0.5 && m_charge>2) {
210 qMaxRatio->Fill(m_charge/QMaxHisto, QMaxHisto);
211 qMaxRatio_fit->Fill(m_charge/QMaxHisto, m_charge);
212 cutFlow->Fill(3);
213 tzero2d->Fill(g, QMaxHisto);
214 tzero->Fill(g);
215 tzero_fit->Fill(g, m_charge);
216 tmax2d->Fill(m_time, QMaxHisto);
217 tmax->Fill(m_time);
218 tmax_fit->Fill(m_time, m_charge);
219 hR11qmaxDif2->Fill(m_charge-QMaxHisto, QMaxHisto);
220 hR11qmaxDif2_fit->Fill(m_charge-QMaxHisto, m_charge);
221 tdif2d->Fill(m_time-g, QMaxHisto);
222 tdif->Fill(m_time-g);
223 tdif_fit->Fill(m_time-g, m_charge);
224 nOfFits->Fill(1);
225 qMax->Fill(m_charge);
226 qMax_histo->Fill(QMaxHisto);
227 tmax_histo->Fill(Maxbin);
228 tmax_histo_2d->Fill(Maxbin, QMaxHisto);
229 } //QMaxHisto>500
230 }
231 } //gminuit is not failed
232 else {

```

```

233         m_charge=-1000;
234         m_time=-1000;
235             m_fail_flag = true;
236     }
237
238
239     delete fitsnr;
240     fitsnr=0;
241     RightBinOne=0;
242     RightBinTwo=0;
243     RightBinThree=0;
244     RightBinFour=0;
245     LeftBinOne=0;
246     LeftBinTwo=0;
247     LeftBinThree=0;
248     LeftBinFour=0;
249
250
251     //          }//maxbin<25
252     //          }//is goodhisto
253     }//histo has entries
254     cutFlow->GetXaxis()->SetBinLabel(2, "Fits");
255     cutFlow->GetXaxis()->SetBinLabel(3, "Good Status");
256     cutFlow->GetXaxis()->SetBinLabel(4, "Q_Ratio");
257     cutFlow->GetXaxis()->SetBinLabel(5, "ChiSquare");
258
259     cutFlow->GetXaxis()->SetBinLabel(8, "Retries");
260     cutFlow->GetXaxis()->SetBinLabel(9, "Failed");
261
262     //delete m_hist_q_vs_time;
263
264 }
265
266 inline double fitFunctionFinal(double *x, double *par)
267 {
268     //double Limit=1;
269     //double UpLimit = CApvChargeFitter::Maxbin+Limit, DownLimit = CApvChargeFitter::
270     Maxbin-Limit;
271     //if (x[0] <= par[1] || (x[0]>DownLimit && x[0]<UpLimit) || (x[0]<CApvChargeFitter::
272     startBin || x[0]>CApvChargeFitter::endBin) || (x[0]==CApvChargeFitter::LeftBinOne
273     ) || (x[0]==CApvChargeFitter::LeftBinTwo) || (x[0]==CApvChargeFitter::
274     LeftBinThree) || (x[0]==CApvChargeFitter::LeftBinFour) ||
275     //(x[0]==CApvChargeFitter::RightBinOne) || (x[0]==CApvChargeFitter::RightBinTwo)/*
276     || (x[0]==CApvChargeFitter::RightBinThree) || (x[0]==CApvChargeFitter::
277     RightBinFour) */) { //rejecting the bins with high charge
278     //if (x[0] <= par[1]) { //for four/second fit function .79, .791
279     if (x[0] <= par[1] || x[0] >= 1600) { //for four/second fit function .79, .791
280         TF1::RejectPoint();
281         return 0;
282     }
283     //par[0]->a, par[1]->g, par[2]->, par[3]->d, par[4]->k
284     return (par[0]*TMath::Power(x[0]-par[1], par[3])*TMath::Exp(-(x[0]-par[1])/(2*par
285         [2]*par[2])));
286     //return (par[0]*TMath::Power(x[0]-par[1], par[3])*TMath::Exp(-TMath::Power((x[0]-par
287     [1]),par[4])/(2*par[2]*par[2])));
288 }

```

```

281
282 TF1 *CApvChargeFitter::ntuafit(TH1F *his, Double_t *fitrange, Double_t *startvalues,
    Double_t *parlimitslo, Double_t *parlimitshi, Double_t *fitparams, Double_t *
    fiterrors){
283     // par[0]=a
284     // par[1]=g
285     // par[2]=s
286     // par[3]=d
287     Int_t i;
288     Char_t FunName[100];
289     //TMinuit *gMinuit = new TMinuit(5);
290
291     sprintf(FunName, "Fitfcn_%s", his->GetName());
292
293     TF1 *ffitold = (TF1*)gROOT->GetListOfFunctions()->FindObject(FunName);
294     if (ffitold) delete ffitold;
295
296     TF1 *ffit = new TF1(FunName, fitFunctionFinal, fitrange[0], fitrange[1], 4);
297     ffit->SetParameters(startvalues);
298     ffit->SetParNames("a", "g", "s", "d");
299
300     for (i=0; i<4; i++) {
301         ffit->SetParLimits(i, parlimitslo[i], parlimitshi[i]);
302     }
303
304     his->Fit(FunName, "QRBO"); // fit within specified range, use ParLimits, do not
        plot
305     // if (gMinuit->fCstatu!="UNDEFINED")
306     // std::cout <<"Minuit : "<<gMinuit->fCstatu<<std::endl;
307
308     return (ffit); // return fit function
309
310 }

```





## Παράρτημα Γ

# Αλγόριθμος μετασχηματισμού Hough για την εύρεση τροχιών

```
1 CFilterHoughOutliers::HoughOutliers::HoughOutliers(const CFilterHoughOutliers* filter ,
2     const CDetConfig* detconfig, const CDetAbstractReadout* readout, const
3     CDetStripPtrCont& source)
4 : m_detconfig(detconfig), m_max_r(0.0), m_max_th(0.0), m_drift_velocity(0.0),
5     m_readout(readout)
6 {
7     double theta1 = filter->get_config()->get_key_value("P1");
8     double theta2 = filter->get_config()->get_key_value("P2");
9     double r1 = filter->get_config()->get_key_value("P3");
10    double r2 = filter->get_config()->get_key_value("P4");
11    m_drift_velocity = m_detconfig->get_drift_velocity(); // filter->get_config()->
12        get_key_value("P5");
13
14    double factorOfResolution = 2;
15    int thetabins=(theta2-theta1)*factorOfResolution;//nominal 60
16    int rbins=(r2-r1)*factorOfResolution;//nominal 50
17
18    double rTransformed=0.0, thetaTransformed=0.0;
19
20    std::map < int, double> lattice;
21
22    std::vector<double> xvec = filter->get_tpc_position(readout, source);
23    std::vector<double> tvec = filter->get_tpc_time(source);
24    std::vector<double> yvec(tvec.size());
25    std::transform(tvec.begin(), tvec.end(), yvec.begin(),
26        std::bind1st(std::multiplies<double>(), m_drift_velocity));
27
28    int online_maxk = 0;
29    double online_maxlat = 0.0;
30
31    size_t vecsize = xvec.size();
32    //Make Hough transform and determine the max theta and max r
```

```

32  for (size_t ist = 0; ist < vecsize; ++ist) {
33      double xi=xvec[ist];
34      double yi=yvec[ist];
35
36      //filling the lattice for each strips...
37      double thetaStep = (theta2-theta1)/double(thetabins);
38      for(double theta=theta1; theta<=theta2; theta+=thetaStep){
39          double middleOfThetaBins=theta+(thetaStep)/2.0; // middle of a bin
40          double angle = (TMath::Pi()/180.0)*middleOfThetaBins;
41          double rFinal = yi*TMath::Cos(angle) + xi*TMath::Sin(angle);
42          if((rFinal>r1 && rFinal<r2) && (middleOfThetaBins>theta1 && middleOfThetaBins
43              <theta2)) {
44              int imap=(int) ((1.0/thetaStep)*(middleOfThetaBins-theta1)+1.0) +(int) (((
45                  double) (rbins)/(r2-r1))*(rFinal-r1))*(double)(thetabins);
46              lattice[imap]+=1;
47              if (online_maxlat <= lattice[imap]) {
48                  online_maxlat = lattice[imap];
49                  online_maxk = imap;
50              }
51          }
52      }
53
54      if(online_maxk%thetabins!=0 ) {
55          rTransformed=((int)online_maxk/thetabins)+1;
56          thetaTransformed=(int)online_maxk%thetabins;
57      } else {
58          rTransformed=((int)online_maxk/thetabins);
59          thetaTransformed=thetabins;
60      }
61      double new_th = thetaTransformed*(theta2-theta1)/thetabins+theta1-(theta2-theta1)/
62          thetabins/2.0;
63      double new_r = rTransformed*(r2-r1)/rbins+r1-(r2-r1)/rbins/2.0;
64      m_max_th = new_th;
65      m_max_r = new_r;
66  }
67  void CFilterHoughOutliers::apply(CDetStripPtrCont& source, CDetStripPtrCont&
68      rejected_strips)
69  {
70      if (!this->m_enabled) {
71          return;
72      }
73      HoughOutliers outliers(this, m_detconfig, m_readout, source);
74
75      //filter out
76      CDetStripPtrCont::iterator first_good = std::partition(source.begin(), source.end()
77          , outliers);
78      rejected_strips.splice(rejected_strips.end(), source, source.begin(), first_good);
79  }

```

# Βιβλιογραφία

- [1] T. Alexopoulos, J. Burnens, R. de Oliveira, G. Glonti, O. Pizzirusso, et al. A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications. *Nucl.Instrum.Meth.*, A640:110--118, 2011.
- [2] G. Barouch, A. Bay, S. Bouchigny, G. Charpak, J. Derr, F. Didierjean, J. C. Faivre, Y. Giomataris, C. Kochowski, F. Kunne, J. M. Le Goff, F. Lehar, Y. Lemoigne, S. Loucatos, J. C. Lugol, A. Magnon, B. Mayer, J. P. Perroud, S. Platchkov, G. Puill, Ph. Rebourgeard, Y. Terrien, D. Thers, and H. Zacccone. Development of a fast gaseous detector: ['micromegas']. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 423(1):32 -- 48, 1999.
- [3] A. Bay, J. P. Perroud, F. Ronga, J. Derr, Y. Giomataris, A. Delbart, and Y. Papadopoulos. Study of sparking in micromegas chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 488(1-2):162 -- 174, 2002.
- [4] M Byszewski and J Wotschack. Resistive-strips micromegas detectors with two-dimensional readout. *Journal of Instrumentation*, 7(02):C02060, 2012.
- [5] G. Charpak, J. Derr, A. Giganon, Y. Giomataris, D. Jourde, C. Kochowski, S. Loucatos, G. Puill, Ph. Rebourgeard, and J. P. Robert. First beam test results with micromegas, a high-rate, high-resolution detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 412(1):47 -- 60, 1998.
- [6] G. Charpak, J. Derr, Y. Giomataris, and Ph. Rebourgeard. Micromegas, a multipurpose gaseous detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 478(1-2):26 -- 36, 2002.
- [7] Pier-Giorgio Rancoita Claude Leroy. *Radiation Interaction in Matter and Detection*. World Scientific, 2009.
- [8] J. Derr, Y. Giomataris, H. Zacccone, A. Bay, J.-P. Perroud, and F. Ronga. Spatial resolution in micromegas detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 459(3):523 -- 531, 2001.

- [9] T Alexopoulos et al. Study of a micromegas chamber in a neutron beam. *Journal of Instrumentation*, 5(02):P02005, 2010.
- [10] Evangelos N. Gazis. *Ionizing Radiation*. Papasotiriou, 2002.
- [11] I. Giomataris, R. De Oliveira, S. Andriamonje, S. Aune, G. Charpak, P. Colas, G. Fanourakis, E. Ferrer, A. Giganon, Ph. Rebourgeard, and P. Salin. Micromegas in a bulk. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 560(2):405 -- 408, 2006.
- [12] Y. Giomataris. Development and prospects of the new gaseous detector micromegas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 419(2-3):239 -- 250, 1998.
- [13] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J. P. Robert, and G. Charpak. Micromegas: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 376(1):29 -- 35, 1996.
- [14] G. Iakovidis. Development and Performance of spark-resistant Micromegas Detectors. In *Proceedings of the XXIst International Europhysics Conference on High Energy Physics (EPS-HEP2011)*. 21-27 July 2011. Grenoble, Rhone-Alpes France. Published online at <http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=134>, id.406, 2011.
- [15] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, Inc., 2000.
- [16] Konstantinos Nikolopoulos, Dimitrios Fassouliotis, Christine Kourkouvelis, and Venetios Polychronakos. *Discovery Potential for the Standard Model Higgs  $\rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$  and Contributions to Muon Detection in ATLAS*. oai:cds.cern.ch:1292296. PhD thesis, Athens U., Athens, 2010. Presented on 23 Mar 2010.
- [17] A. Oed. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 263(2-3):351 -- 359, 1988.
- [18] J. Treis, P. Fischer, H. Krüger, L. Klingbeil, T. Lari, and N. Wermes. A modular pc based silicon microstrip beam telescope with high speed data acquisition. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 490(1-2):112 -- 123, 2002.
- [19] Nicholas Tsoulfanidis. *Measurement and Detection of Radiation*. Taylor and Francis, 1995.
- [20] J Wotschack. Development of micromegas muon chambers for the atlas upgrade. *Journal of Instrumentation*, 7(02):C02021, 2012.

# Κατάλογος σχημάτων

1.1	Κρούση φορτισμένου σωματιδίου με ηλεκτρόνιο. . . . .	14
1.2	Ιονισμός από εισερχόμενο σωματίδιο σε ανιχνευτή MicroMeGas. . . . .	16
1.3	Ανασχετική ισχύς σε διαφορετικών σωματιδίων συναρτήσει της ενέργειας τους.	17
1.4	Κατανομή της απώλειας Ενέργειας κατά μήκος της τροχιάς ενός σωματιδίου Άλφα [10]. . . . .	18
1.5	Ο αριθμός των βαρέων φορτισμένων σωματιδίων που διαδίδονται μέσα από ένα υλικό πάχους $t$ . . . . .	19
1.6	Τροχιά ταχέων ηλεκτρονίων [19]. . . . .	21
1.7	Εμβέλεια ηλεκτρονίων. Καθώς διέρχονται από τον απορροφητή ο αριθμός των ανιχνευόμενων ηλεκτρονίων αρχίζει να φθίνει άμεσα φθάνοντας γρήγορα στον αριθμό των ηλεκτρονίων του υποβάθρου. . . . .	23
1.8	Η ενεργός διατομή των διαφόρων φαινομένων αλληλεπίδρασης φωτονίων με την ύλη [15]. . . . .	24
1.9	Γραφική αναπαράσταση του φαινομένου Compton. . . . .	25
1.10	Η σχετική ενεργός διατομή των τριών φαινομένων αλλ/σης φωτονίων και ύλης. Οι γραμμές παριστάνουν τις τιμές $Z$ και $h\nu$ για τις οποίες τα δύο γειτονικά φαινόμενα είναι ισοπίθανα. . . . .	26
1.11	Εξασθένηση της έντασης της δέσμης συναρτήσει του πάχους του υλικού. . . . .	27
2.1	Απλουστευμένη διάταξη ανιχνευτή ιονισμού αερίου. . . . .	29
2.2	Κατανομή Landau. . . . .	30
2.3	Τιμές της κινητικότητας ιόντων σε διάφορα αέρια. . . . .	36
2.4	Περιοχές λειτουργίας Ανιχνευτών Αερίου. . . . .	37
2.5	Φαινόμενο χιονοστιβάδας. . . . .	38
2.6	Δημιουργία και εξέλιξη της χιονοστιβάδας. . . . .	39
2.7	Τυπική διάταξη αναλογικού απαριθμητή. . . . .	40
2.8	Χαρακτηριστικά Αναλογικού Απαριθμητή. . . . .	41
2.9	Χαρακτηριστικά MWPC. . . . .	44
2.10	Δημιουργία παλμών στα σύρματα του MWPC. . . . .	45
2.11	Τομή του MSGC, με αναπαράσταση των δυναμικών γραμμών του πεδίου που εφαρμόζεται στην ενεργή περιοχή του θαλάμου. . . . .	46
2.12	Διάταξη Ανιχνευτή Micromegas [13],[2]. . . . .	48
2.13	Άποψη του Micromesh. . . . .	50
2.14	Χαρακτηριστικά λειτουργίας του ανιχνευτή Micromegas. . . . .	50

2.15 Φωτογραφίες μερών του ανιχνευτή Micromegas. . . . .	52
2.16 Τυπικά σήματα sparks σε resistive ανιχνευτές όπως αυτά μετρώνται από τα δεδομένα του ρεύματος και της τάσης του mesh. Οι διαφορές που παρατηρούνται στην απόκριση των δύο θαλάμων οφείλεται στις διαφορετικές τιμές αντίστασης του resistive υλικού που χρησιμοποιείται στους δύο ανιχνευτές (50 / 20 MΩ/cm) . . . . .	53
2.17 Γραφική αναπαράσταση της τομής ενός ανιχνευτή Micromegas resistive τύπου. . . . .	54
2.18 Ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα ενός ανιχνευτή Micromegas resistive τύπου. . . . .	54
2.19 Η συμπεριφορά της τάσης και του ρεύματος για έναν resistive και έναν standard ανιχνευτή Micromegas σε περιβάλλον δέσμης νετρονίων ροής $1.5 \times 10^6$ n/cm <sup>2</sup> /s [14] . . . . .	55
2.20 Ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα ενός ανιχνευτή Micromegas resistive τύπου. . . . .	56
2.21 "X-Ray" εικόνα των pillars ενός ανιχνευτή Micromegas, ανακατασκευάζοντας offline τις τροχιές σωματιδίων δέσμης στο επίπεδο του ανιχνευτή και αποκλείοντας τα inefficient γεγονότα. . . . .	57
2.22 Μελέτη των παραμέτρων του αερίου χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα προσομοίωσης Garfield. . . . .	58
2.23 Η χωρική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή Micromegas σαν συνάρτηση της γωνίας με την οποία δέσμη σωματιδίων προσπίπτει στο επίπεδο του για δύο μεθόδους εκτίμησης του σημείου παρεμβολής της τροχιάς (Monte Carlo) . . . . .	59
3.1 Αναπράσταση της σήραγγας του επιταχυντή LHC. . . . .	61
3.2 Φωτογραφία από της σήραγγα του επιταχυντή LHC. . . . .	62
3.3 Το πείραμα ATLAS. . . . .	64
3.4 Σχηματική αναπαράσταση των μερών του Inner Detector και φωτογραφία κατά την συναρμολόγηση του. . . . .	65
3.5 Γεγονός που περιλαμβάνει 2 ανακατασκευασμένα μίονια από το σύστημα μιονίων για συγκρούσεις ενέργειας 900 GeV . . . . .	67
3.6 Φωτογραφίες από τα δύο συστήματα μαγνητών του πειράματος ATLAS . . . . .	68
3.7 Προσομοίωση του αριθμού των συγκρούσεων στον LHC και τον sLHC αντίστοιχα . . . . .	68
3.8 Το Small Wheel το φασματομέτρου μιονίων του πειράματος ATLAS . . . . .	69
3.9 Το διάλυσμα θέσης που απαιτείται από το νέο Small Wheel για το L1 trigger του πειράματος ATLAS . . . . .	69
3.10 Η εξέλιξη του μεγέθους των ανιχνευτών Micromegas. . . . .	70
4.1 Γραφική αναπαράσταση της πειραματικής μας διάταξης για την περίοδο του Ιουλίου. . . . .	74
4.2 Γραφική αναπαράσταση της πειραματικής μας διάταξης για την περίοδο του Οκτωβρίου. . . . .	75
4.3 Η συνδεσμολογία του trigger για την περίοδο του Ιουλίου 2011. . . . .	76
4.4 Η συνδεσμολογία του trigger για την περίοδο του Οκτωβρίου 2011. . . . .	77
4.5 Σωματίδιο αλληλεπιδρώντας με το ενεργό υλικό ανιχνευτή πυριτίου. . . . .	79
4.6 Ένα τυπικό σήμα του APV25 μετά την αποκοπή του pedestal. Διακρίνονται δύο strips με σήμα. . . . .	81
4.7 Το fit της συνάρτησης μας σε ένα τυπικό γεγονός. . . . .	82

4.8	Ιστογράμματα μελέτης της συμπεριφοράς της συνάρτησης που περιγράφει την κατανομή φορτίου ADC. . . . .	82
4.9	Τυπικά καλά γεγονότα κατανομής φορτίου ADC για κάθε strip και περιγραφή τους από τη συναρτηση του fit. . . . .	83
4.10	Ανεπιθύμητα γεγονότα κατανομής φορτίου ADC για κάθε strip και η αναμενόμενα αποτυχημένη περιγραφή τους από τη συνάρτηση του fit. . . . .	84
4.11	Ιστόγραμμα δύο διαστάσεων του λόγο των δύο μέγιστων φορτίων που λαμβάνουμε από ιστόγραμμα και fit αντίστοιχα συναρτήσει του μέγιστου φορτίου του ιστογράμματος. . . . .	84
4.12	Ιστόγραμμα που απεικονίζει την εξάρτηση του $\chi^2$ συναρτήσει του μέγιστου φορτίου κάθε strip ανά γεγονός. . . . .	85
4.13	Γεγονότα που αποκόπτονται από το κριτήριο του $\chi^2$ . . . . .	86
4.14	Cut Flow διάγραμμα για τα διάφορα κριτήρια αποκοπής που χρησιμοποιούμε στην επεξεργασία μας. . . . .	86
4.15	Ιστόγραμμα δύο διαστάσεων του λόγο των δύο μέγιστων φορτίων που λαμβάνουμε από ιστόγραμμα και fit αντίστοιχα συναρτήσει του μέγιστου φορτίου που προβλέπει η συνάρτηση μας για τρία διαφορετικά run ενός ανιχνευτή Micromegas. . . . .	87
4.16	Η κατανομή του φορτίου με και χωρίς το fit. Όπως φαίνεται η συνάρτηση μας μπορεί να εκτιμήσει με αρκετή ακρίβεια την τιμή του κορεσμένου φορτίου. . .	88
4.17	Κατανομή της μεταβλητής $t_0$ που λαμβάνουμε από τις παραμέτρους του fit. . .	89
4.18	Κατανομή της μεταβλητής $t_{max}$ που λαμβάνουμε από τις παραμέτρους του fit.	90
4.19	Κατανομή της θέσης των cluster στους 3 ανιχνευτές Micromegas για όλα τα γεγονότα σε μονάδες mm. . . . .	91
4.20	Κατανομή του αριθμού των strip ανά cluster στους 3 ανιχνευτές Micromegas για όλα τα γεγονότα. . . . .	92
4.21	Κατανομή του αριθμού των cluster ανά γεγονός στους 3 ανιχνευτές Micromegas.	93
4.22	Κατανομή της κλίσης και του σημείου παρεμβολής αντίστοιχα των ανακατασκευασμένων τροχιών εντός του ανιχνευτή R20. . . . .	94
4.23	Κατανομή της θέσης των cluster στα BAT για όλα τα γεγονότα σε μονάδες strip και mm αντίστοιχα. . . . .	94
4.24	Κατανομή του αριθμού και του μεγέθους των cluster στα BAT για όλα τα γεγονότα. . . . .	95
4.25	Η διόρθωση η για τις 2 περιπτώσεις φορτίου των κεντρικών strip. . . . .	95
4.26	Κατανομή της παραμέτρου η. . . . .	96
4.27	Κατανομή της διαφοράς θέση κάθε γεγονότος του σταθμού 3 και του σταθμού 6 αντίστοιχα με τον σταθμό 1 μετά την ευθυγράμμιση των σταθμών του τηλεσκοπίου. . . . .	96
4.28	Κατανομή της κλίσης και του σημείου παρεμβολής αντίστοιχα των ανακατασκευασμένων τροχιών στο τηλεσκόπιο BAT. . . . .	97
4.29	Σχετική διαφορά της θέσης του γεγονότος σε δύο διαφορετικούς ανιχνευτικούς σταθμούς συναρτήσει του αριθμού του γεγονότος χωρίς τη διόρθωση. . . . .	99
4.30	Σχετική διαφορά της θέσης του γεγονότος σε δύο διαφορετικούς ανιχνευτικούς σταθμούς συναρτήσει του αριθμού του γεγονότος μετά τη διόρθωση. . . . .	100

4.31	Σχετική διαφορά της θέσης του γεγονότος Mmegas-BatTrack, συναρτήσει του αριθμού του γεγονότος πριν και μετά τη διόρθωση. . . . .	102
4.32	Οι κατανομές των residual για τους 3 ανιχνευτές Micromegas με x strip readout για την περίοδο του Ιουλίου (run6678). . . . .	104
4.33	Οι κατανομές των residual για τους 3 ανιχνευτές Micromegas με x strip readout της περιόδου Οκτωβρίου (run7104). . . . .	104
4.34	Μελέτη της ομοιομορφίας του ανιχνευτή R14. . . . .	107
4.35	Οι κατανομές των residual για καθένα από τους τρεις σταθμούς του τηλεσκοπίου χρησιμοποιώντας σε κάθε περίπτωση τους δύο από τους τρεις στο fit ελαχίστων τετραγώνων. . . . .	109
4.36	Οι κατανομές των residual για καθένα από τους τρεις σταθμούς του τηλεσκοπίου χρησιμοποιώντας σε κάθε περίπτωση και τους τρεις σταθμούς στο fit ελαχίστων τετραγώνων. . . . .	110
4.37	Οι κατανομές των residual από τροχιές του Micromegas τηλεσκοπίου για τους 3 ανιχνευτές Micromegas με x strip readout για την περίοδο του Ιουλίου (run6678). Διακρίνονται τόσο οι κατανομές με 2/3 σημεία στην ευθεία ελαχίστων τετραγώνων όσο και οι κατανομές που προέρχονται από τροχιές με 3/3 σημεία. . . . .	116
4.38	Οι κατανομές των residual για τους 3 ανιχνευτές Micromegas με x strip readout για την περίοδο του Οκτωβρίου (run7104). . . . .	117
4.39	Γραφική αναπαράσταση του μετασχηματισμού Hough . . . . .	117
4.40	Τυπικό γεγονός με τον ανιχνευτή στραμμένο ως προς τον άξονα της δέσμης κατά 30° στον καρτεσιανό χώρο και τον χώρο Hough. . . . .	118
4.41	Εκτίμηση τροχιάς με χρήση του μετασχηματισμού Hough για ένα τυπικό γεγονός με τον ανιχνευτή στραμμένο ως προς τον άξονα της δέσμης κατά 30°. . . . .	119
4.42	Εύρεση γωνίας της τροχιάς χρησιμοποιώντας τον μετασχηματισμό Hough για τα δεδομένα της δοκιμαστικής δέσμης και τα δεδομένα προσομοίωσης . . . . .	120
5.1	D. Libeskind, Micromegas, 1981. Ένα από τα καλύτερα γραμμικά αρχιτεκτονικά σχέδια . . . . .	122