



ΣΧΟΛΗ  
ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ  
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ &  
ΦΥΣΙΚΩΝ  
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
Τομέας Φυσικής

Ε.Κ.Ε.Φ.Ε.  
ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ  
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ  
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ &  
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ  
ΦΥΣΙΚΗΣ



## Μελέτη ανιχνευτών Micromegas με αντιστατική επικάλυψη

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ  
ΤΟΥ  
ΓΕΩΡΓΙΟΥ ΠΑΠΑΔΟΠΟΥΛΟΥ

**Επιβλέπων:** Γέραλης Θεόδωρος  
Ερευνητής Α', Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ

**Επιβλέπων:** Αλεξόπουλος Θεόδωρος  
Καθηγητής, ΣΕΜΦΕ, ΕΜΠ

Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο  
Αθήνα, Ιούλιος 2017



# Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία αφορά την μελέτη ανιχνευτών MicroMegs με αντιστατική επικάλυψη και συγκεκριμένα ανιχνευτές με resistive strips και resistive pads. Ο ανιχνευτής MicroMegs είναι ανιχνευτής σωματιδίων και ανήκει στην κατηγορία των ανιχνευτών αερίου. Το ενδιαφέρον γύρω από αυτόν τον τύπο ανιχνευτών πηγάζει από τη απόφαση να χρησιμοποιηθεί στην αναβάθμιση του πειράματος ATLAS του επιταχυντή LHC στο CERN, αλλά και στην πληθώρα των εφαρμογών σε άλλους επιστημονικούς τομείς.

Το περιεχόμενο της εργασίας αποτελείται από μια αναφορά στο Καθιερωμένο Πρότυπο και τις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων, μια αναφορά στους ανιχνευτές σωματιδίων με μια πιο λεπτομερή περιγραφή των ανιχνευτών αερίου και στη συνέχεια η μελέτη των δύο ανιχνευτών MicroMegs που διεξήχθη. Τα πειράματα έγιναν στο Εργαστήριο Λήψης, Επεξεργασίας και Ανάλυσης δεδομένων (Ε.Λ.Ε.Α.) στο Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος. Η επεξεργασία των δεδομένων έγινε με το πρόγραμμα ανάλυσης δεδομένων ROOT. Επιπλέον για τις ανάγκες του πειράματος χρησιμοποιήθηκε εκτενώς το πρόγραμμα Garfield++ για προσομοιώσεις αερίων και αλληλεπιδράσεων.



# Abstract

This thesis is a study about Resistive MicroMegas detectors. Two detectors were studied, one with resistive strips and one with resistive pads. MicroMegas is a particle detector and belongs to the group of gaseous detectors. It is planned to be used for the ATLAS update in 2018-19 at CERN, but it can also be used in a variety of applications outside the field of High Energy Physics.

The thesis starts with a reference to the Standard Model and the electromagnetic interactions, to particle detectors and a detailed description of gaseous detectors. Then follows the main part of the work which is the study of the two MicroMegas detectors. The experiments were conducted in ELEA lab in the Institute of Nuclear and Particle Physics of N.C.S.R. Demokritos. The data analysis framework ROOT was used for the processing of the measurements. Lastly, part of the thesis is dedicated to simulations of the detector with the use of different gas mixtures and it was done with the toolkit Garfield++.



# Ευχαριστίες

Αυτή η διπλωματική εργασία σηματοδοτεί την ολοκλήρωση της πενταετούς φοίτησής μου στη Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών. Έπειτα από πολύ δουλειά και αγώνα κατάφερα να αποκομίσω τις απαραίτητες γνώσεις ώστε να αποκαλώ τον εαυτό μου ως Φυσικό Εφαρμογών. Ελπίζω πως στο μέλλον θα μου δωθεί η ευκαιρία να κάνω αυτό που αγαπάω και να προσφέρω στο χώρο των επιστημών με όλες τις δυνατότητές μου.

Στον αγώνα μου αυτό πάνω από όλους με στήριξε η μητέρα μου Ευφροσύνη η οποία στεκόταν πάντα στο πλευρό μου, στήριζε όλες τις επιλογές μου και ήταν εκεί με κάθε δυνατό τρόπο. Επίσης οι θείοι μου, Χαρίκλεια και Κωσταντίνος Σείταρίδη με βοήθησαν και με στήριξαν καθ' όλη τη διάρκεια των σπουδών μου. Ακόμη, στην πορεία όλων αυτών των χρόνων με στήριξε η οικογένεια Λαζαρίδη και ιδιαίτερα η αγαπημένη μου ξαδέρφη Μελίνα η οποία είναι η καλύτερη μεγάλη αδερφή που θα μπορούσα ποτέ να ζητήσω. Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω ένα πρόσωπο που γνώρισα, θαύμασα και αγάπησα που έγινε στα μάτια μου πρότυπο και μου έδωσε κίνητρο να θέλω πάντα να γίνομαι καλύτερος. Η ευγνωμοσύνη μου προς όλους τους δεν μπορεί να περιγραφεί με λόγια και θα προσπαθήσω στη ζωή μου να την δείξω με τις πράξεις μου. Μέρος της όποιας επιτυχίας μου το χρωστάω σε αυτούς τους ανθρώπους...





# Περιεχόμενα

<b>1</b>	<b>Εισαγωγή</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Ηλεκτρομαγνητικές Αλληλεπιδράσεις σωματιδίων</b>	<b>5</b>
2.1	Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard model) . . . . .	5
2.2	Αλληλεπιδράσεις φωτονίων . . . . .	7
2.3	Φορτισμένα σωματίδια . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Ανιχνευτές σωματιδίων</b>	<b>13</b>
3.1	Ανιχνευτές Στερεάς Κατάστασης . . . . .	13
3.2	Ανιχνευτές αερίου . . . . .	14
3.2.1	Το αέριο - Ταχύτητα ολίσθησης . . . . .	14
3.2.2	Ηλεκτρομαγνητικός καταγισμός - συντελεστής Townsend . . .	16
3.3	Ο Ανιχνευτής MicroMegas . . . . .	19
3.3.1	Τεχνική Bulk και Microbulk . . . . .	20
3.3.2	Άνοδος με αντιστατική επικάλυψη . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Μελέτη ανιχνευτή MicroMegas με Resistive strips</b>	<b>23</b>
4.1	Πειραματική διάταξη . . . . .	26
4.2	Ανάλυση δεδομένων . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Μελέτη ανιχνευτή Micromegas με Resistive Pads</b>	<b>35</b>
5.1	Ακτινοβολήση με X-ray gun . . . . .	38
5.2	Λήψη και ανάλυση δεδομένων . . . . .	40
	<b>A' Garfield++</b>	<b>45</b>
	<b>B' Δεδομένα από "The Floating Strip Micromegas Detector"</b>	<b>47</b>
	<b>Βιβλιογραφία</b>	<b>49</b>



# Κεφάλαιο 1

## Εισαγωγή

Η σωματιδιακή φυσική είναι η επιστήμη που μελετά τον κόσμο στην πιο μικρή κλίμακα που είναι δυνατό, αναζητώντας τα δομικά στοιχεία που τον απαρτίζουν καθώς και τους νόμους της φυσικής που τον διέπουν. Σύμφωνα με το καθιερωμένο πρότυπο, το επικρατέστερο ως σήμερα σενάριο, η ύλη αποτελείται από στοιχειώδη σωματίδια τα οποία δεν έχουν εσωτερική δομή. Θα μπορούσε κανείς να πει ότι η σωματιδιακή φυσική, περισσότερο σαν ιδέα και όχι τόσο σαν επιστήμη, συναντάται από τον 5ο αιώνα π.Χ. όπου χωρίς ιδιαίτερες πληροφορίες ο Δημόκριτος θέτει την φιλοσοφική του εκτίμηση πως η ύλη αποτελείται από στοιχεία μη ορατά με το μάτι ονομάζοντάς τα άτομα ( $\alpha$ - και -τέμνω, δηλαδή άτμητο). Ανά τα χρόνια η ερμηνεία του ατόμου έχει αλλάξει πολλές φορές.

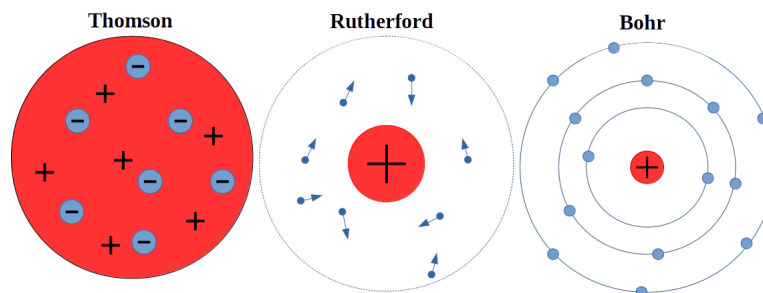
Στα τέλη του 19ου αιώνα ο Ιρλανδός George Johnstone Stoney προκειμένου να εξηγήσει κάποιες χημικές ιδιότητες προτείνει μια διακριτή στοιχειώδη ποσότητα ηλεκτρικού φορτίου που την ονομάζει “electron” (ελληνική μετάφραση “ηλεκτρόνιο”). Θεωρεί το ηλεκτρόνιο ανεξάρτητο από το άτομο στο οποίο βρίσκεται αλλά ταυτόχρονα μη αποσπώμενο, προσκολλημένο σε αυτό. Λίγα χρόνια αργότερα ο J. J. Thomson κάνοντας πειράματα με καθοδικές ακτίνες<sup>1</sup> παρατήρησε πως μπορούν να καμπυλωθούν υπό την παρουσία μαγνητικού πεδίου, πράγμα το οποίο σημαίνει ότι φέρουν ηλεκτρικό φορτίο και μάλιστα λόγω της καμπύλωσης το φορτίο θα έπρεπε να είναι αρνητικό. Στην πραγματικότητα ανακάλυψε πως οι ακτίνες αυτές συμπεριφέρονταν περισσότερο σαν σωματίδια παρά σαν κύματα. Ονόμασε αυτό το σωματίδιο corpuscles και έδωσε την ονομασία ηλεκτρόνιο στο φορτίο του. Αργότερα, ο όρος ηλεκτρόνιο ταυτίστηκε με το σωματίδιο. Μετρώντας τον λόγο του φορτίου προς τη μάζα βρήκε ότι η μάζα του σωματιδίου είναι πολύ μικρότερη από τη μάζα του ελαφρύτερου ατόμου (υδρογόνου). Γνωρίζοντας πως το άτομο είναι ουδέτερα φορτισμένο και το ηλεκτρόνιο είναι δομικό στοιχείο του ατόμου περιγράφει το άτομο ως μια θάλασσα θετικά φορτισμένη μέσα στην οποία βρίσκονται σκορπισμένα τα ηλεκτρόνια.

Στις αρχές του επόμενου αιώνα, οι H. Geiger και E. Marsden υπό την επίβλεψη του Ernest Rutherford παρατηρούν ένα εξαιρετικά περίεργο φαινόμενο. Ακτινοβόλησαν με σωματίδια- $\alpha$ <sup>2</sup> ένα λεπτό φύλλο χρυσού έχοντας τοποθετήσει γύρω από αυτό μια φθωρίζουσα οθόνη, η οποία φθωρίζει όταν προσπίπτει πάνω της ένα σωματίδιο. Τα σωματίδια- $\alpha$  θα έπρεπε να διαπερνούν τα άτομα του χρυσού καθώς, όπως περιγράφηκε από τον Thomson, το ηλεκτρικό φορτίο του ατόμου διαχέεται με τέτοιο τρόπο που δεν θα έπρεπε να επηρεάζει ιδιαίτερα την τροχιά της προσπίπτουσας δέσμης. Στο μεγαλύτερο μέρος τους τα σωματίδια- $\alpha$  όντως διαπερνούσαν το φύλλο χρυσού με πολύ μικρές

<sup>1</sup> Σήμερα γνωρίζουμε πως οι καθοδικές ακτίνες είναι δέσμες ηλεκτρονίων.

<sup>2</sup> Οι γνωστές ακτινοβολίες εκείνη την εποχή είναι οι  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  που αντιπροσωπεύουν θετικά, αρνητικά και ουδέτερα φορτισμένες ακτινοβολίες.

γωνιακές αποκλίσεις. Ωστόσο, παρατηρήθηκαν σήματα ακόμη και σε γωνίες μεγαλύτερες των  $90^\circ$ . Με άλλα λόγια κάποια από τα προσπίπτοντα σωματίδια συγκρούονταν με τα άτομα του χρυσού και σκεδάζονταν προς τα πίσω. Αυτό το πείραμα τους οδήγησε στην υπόθεση ότι το θετικό φορτίο του ατόμου είναι συγκεντρωμένο στο κέντρο του και αποτελεί ένα πολύ μικρό μέρος του όγκου. Τα αρνητικά φορτισμένα ηλεκτρόνια θα βρίσκονται γύρω από τον πυρήνα σε ένα νέφος σωματιδίων. Η ανακάλυψη αυτή πυροδότησε τη γέννηση της Πυρηνικής Φυσικής. Ο Rutherford εισήγαγε επίσης το θετικά φορτισμένο σωματίδιο, το πρωτόνιο, από την ελληνική λέξη “πρώτον” καθώς εμπνεύστηκε και από την λέξη protyle που χρησιμοποιήθηκε από τον William Prout για την περιγραφή της δομικής ύλης από την οποία αποτελούνται όλα τα χημικά στοιχεία. Ταύτισε τον πυρήνα του υδρογόνου (του ελαφρύτερου ατόμου) με το πρωτόνιο. Μέσα σε μερικά χρόνια ο Millikan μέτρησε το φορτίο και τη μάζα του ηλεκτρονίου με μεγάλη επιτυχία. Έπειτα ο Neils Bohr εισήγαγε το ατομικό μοντέλο στο οποίο τα ηλεκτρόνια κινούνται γύρω από τον πυρήνα σε διακριτές καθορισμένες τροχιές. Κβαντίζοντας αυτές τις θέσεις εξήγησε τη σταθερότητα των τροχιών και την εκπομπή και απορρόφηση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Ο Henry Moseley έκανε πειράματα για να επιβεβαιώσει τη θεωρία του Bohr καθώς επίσης εισήγαγε τον ατομικό αριθμό ενός πυρήνα που είναι ίσος με το πλήθος των πρωτονίων που υπάρχουν σε αυτόν. Μετά την περιγραφή του πυρήνα του ατόμου παρατηρήθηκε ότι υπάρχουν περισσότερα από ένα άτομα ενός στοιχείου (υδρογόνο, ήλιο κτλ), τα ισότοπα. Η κατασκευή του φασματομέτρου μάζας (mass spectrometer) συνέβαλε στη μέτρηση της μάζας των ισωτόπων με μεγάλη ακρίβεια και οδήγησε τον James Chadwick στην ανακάλυψη του νετρονίου το 1932. Βρήκε πως το νετρόνιο ( $n$ ) είναι ουδέτερο φορτισμένο, έχει παρόμοια μάζα με το πρωτόνιο και βοηθά στο να διατηρείται σταθερός ένας πυρήνας.

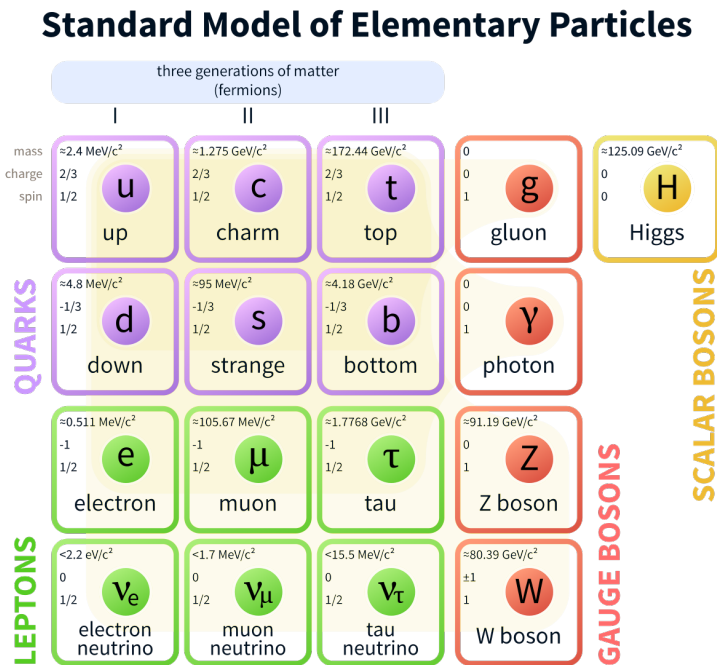


Σχήμα 1.1: Ατομικά πρότυπα: Thomson (αριστερά), Rutherford (μέση), Bohr (δεξιά)

Μετά το 1930 έγιναν πολλές νέες ανακαλύψεις και πολλές θεωρητικές προβλέψεις. Ο P. Dirac με την ομώνυμη εξίσωση προέβλεψε σωματίδια αρνητικής ενέργειας, τα αντισωματίδια. Η ανακάλυψη του ποζιτρονίου ( $e^+$ ) δεν άργησε να γίνει από τον Carl Anderson, το οποίο συμμετέχει στην διάσπαση- $\beta^+$ . Η μελέτη της διάσπασης- $\beta$  ώθησε τον W. Pauli στο να προτείνει ένα σωματίδιο το οποίο δεν ανιχνεύεται αλλά θα πρέπει να συμμετέχει στην αντίδραση ώστε να διατηρούνται μεγέθη όπως η ενέργεια και η ορμή. Ο E. Fermi ονόμασε αυτό το σωματίδιο νεutrino ( $\nu$ ) και ανιχνεύθηκε αρκετά χρόνια αργότερα. Επιπλέον, ο Fermi έκανε λόγο για την αλληλεπίδραση Fermi, μία πρώτη θεωρία της ασθενούς αλληλεπίδρασης με την οποία μπορούσε να περιγράψει την διάσπαση- $\beta$ . Αργότερα μελετώντας κοσμικές ακτινοβολίες παρατηρήθηκε ένα νέο σωματίδιο αρνητικά φορτισμένο το οποίο όμως καμπυλωνόταν λιγότερο από το ηλεκτρόνιο. Πρόκειται για την ανακάλυψη του μιονίου ( $\mu^-$ ). Μετά το 1960 εισήχθη το μοντέλο των κουάρκ ( $q$ : quark) από τους M. Gell-Mann και George Zweig, δηλαδή την ύπαρξη εσωτερικής δομής του πρωτονίου, με την ανακάλυψη των up, down και strange κουάρκ

να επιτυγχάνεται μερικά χρόνια αργότερα στο SLAC, Καλιφόρνια. Ακολούθησε η ανακάλυψη και των υπολοίπων κουάρκ από διάφορα ερευνητικά κέντρα ανά τον κόσμο (Fermilab-CDF, Brookhaven National Laboratory-BNL κ.α.). Το 1983 έγινε στο CERN η ανακάλυψη των σωματιδίων  $W^\pm$  και  $Z^0$ , των διανυσματικών μποζονίων φορέων της ασθενούς αλληλεπίδρασης όπως προέβλεψαν οι Glashow-Weinberg-Salam. Η τελευταία και μια από τις πιο σημαντικές ανακαλύψεις, ήταν η ανακάλυψη του μποζονίου Higgs το 2012 στο CERN. Η ύπαρξη του μποζονίου Higgs προβλέπεται από τον μηχανισμό Brout-Englert-Higgs προκειμένου να αποκαλυφθούν οι μάζες των σωματιδίων  $W^\pm$  και  $Z^0$ .

Άρχισε λοιπόν να δημιουργείται ένας χάρτης με τα σωματίδια να κατηγοριοποιούνται σε οικογένειες και γενιές (1η, 2η, 3η) (βλ. Σχήμα 1.2) και να εξηγούνται οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ τους. Το Καθιερωμένο Πρότυπο (ΚΠ) είναι το πληρέστερο μοντέλο που υπάρχει αυτή τη στιγμή που “συμμαζεύει” όλη αυτή τη γνώση προκειμένου να περιγράψει όλους τους μηχανισμούς που συμβαίνουν σε αυτό το επίπεδο. Σύμφωνα με το spin τους τα σωματίδια ανήκουν στα φερμιόνια, αν έχουν ημιακέραιο spin, ή στα μποζόνια, αν έχουν ακέραιο spin. Τα φερμιόνια διακρίνονται σε κουάρκ και λεπτόνια ενώ τα μποζόνια σε διανυσματικά και βαθμωτά. Για κάθε σωματίδιο που ανήκει στα φερμιόνια υπάρχει επίσης ένα αντισωματίδιο με ίδια μάζα αλλά αντίθετο φορτίο (συμβολισμός:  $q \rightarrow \bar{q}$ ,  $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ ,  $e^-, \mu^-, \tau^- \rightarrow e^+, \mu^+, \tau^+$ ). Τα νετρίνο που δεν φέρουν ηλεκτρικό φορτίο διακρίνονται σε δεξιόστροφα νετρίνο και αριστερόστροφα αντινετρίνο. Το ΚΠ προβλέπει ότι τα νετρίνα είναι άμαζα. Ωστόσο, το 2015 οι Takaaki Kajita και Arthur B. McDonald βραβεύτηκαν με βραβείο Νόμπελ για την ανακάλυψη των ταλαντώσεων των νετρίνων που συνεπάγεται ότι τα νετρίνα θα πρέπει να έχουν μάζα. Συνεπώς, το ΚΠ είναι η καλύτερη θεωρία που έχει κατασκευαστεί έως σήμερα αλλά δεν είναι η απόλυτη θεωρία που περιγράφει την φυσική των στοιχειωδών σωματιδίων. Ακόμη, μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζεται σχετικά με την ενοποίηση όλων των δυνάμεων και την εύρεση ενός μοντέλου που να περιγράφει τη φυσική σε κάθε κλίμακα.



Σχήμα 1.2: Πίνακας σωματιδίων Καθιερωμένου Προτύπου

Από τη στιγμή που άρχισε να ανθίζει αυτός ο κλάδος της φυσικής εκδηλώθηκε ενδιαφέρον τόσο από θεωρητικούς όσο και από πειραματικούς επιστήμονες. Η ανάπτυξη ανιχνευτικών και επιταχυντικών συστημάτων έχει γνωρίσει τα τελευταία χρόνια ιδιαίτερη πρόοδο. Από τους ανιχνευτές φυσαλίδων που η ανάλυση των αποτελεσμάτων γινόταν με το μάτι, τα κορυφαία πειράματα σήμερα μπορούν να συνδυάζουν μεθόδους και τρόπους για την ανίχνευση σωματιδίων και των ιδιοτήτων τους με ιδιαίτερη ακρίβεια.

Οι δύο σημαντικότερες κατηγορίες ανιχνευτών σωματιδίων είναι οι ανιχνευτές αερίου και στερεάς κατάστασης. Μεταξύ αυτών υπάρχουν ανιχνευτές που μπορούν να προσδιορίσουν τη θέση από την οποία πέρασε ένα σωματίδιο (τροχιά), τη χρονική στιγμή που πέρασε από κάπου, την καμπυλότητά του λόγω μαγνητικού πεδίου καθώς και την κινητική του ενέργεια. Οι συνδυασμοί αυτών των ανιχνευτών ποικίλουν προκειμένου να ικανοποιήσουν τις ανάγκες του κάθε πειράματος. Επιπλέον, υπάρχουν τα σύγχρονα ηλεκτρονικά (κάρτες, τσιπάκια, καλώδια κτλ) που υποστηρίζουν και ενισχύουν τις δυνατότητες των ανιχνευτών ως προς την καταγραφή των δεδομένων και κυρίως την επιλογή των πιο σημαντικών εξ αυτών (triggering) ανάλογα με το αντικείμενο της μελέτης. Η επεξεργασία δε των δεδομένων έχει γίνει πλέον μια νέα επιστήμη και ο αριθμός των ανθρώπων που απασχολούνται στο χώρο της Ανάλυσης Δεδομένων συνεχώς αυξάνεται.

Τέλος, οι επιταχυντές σωματιδίων χωρίζονται σε γραμμικούς και κυκλικούς. Η παραγωγή δέσμης συνήθως ξεκινάει από έναν γραμμικό επιταχυντή ακόμη και στην περίπτωση των κυκλικών επιταχυντών. Τα δύο χαρακτηριστικά παραδείγματα είναι ο γραμμικός επιταχυντής του SLAC που εκτείνεται σε 3.2 χιλιόμετρα και ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων (Large Hadron Collider, LHC) του CERN με περίμετρο 27 χιλιόμετρα. Η τεχνολογία των επιταχυντών βρίσκει τα τελευταία χρόνια μεγάλη εφαρμογή και στην ιατρική καθώς γίνεται όλο και μεγαλύτερη έρευνα για την επίδραση ακτινοβολιών στον άνθρωπο με σκοπό την αντιμετώπιση καρκινικών όγκων. Τα κέντρα ερευνών φυσικής συμμετέχουν διαθέτοντας τις παραγόμενες δέσμες ακτινοβολίας σε νοσοκομεία και κέντρα ακτινοβολήσεων.

## Κεφάλαιο 2

# Ηλεκτρομαγνητικές Αλληλεπιδράσεις σωματιδίων

Σε αυτό το κεφάλαιο θα περιγραφεί εκτενέστερα το καθιερωμένο πρότυπο όπως είναι σήμερα. Επιπλέον, θα εξηγηθούν λεπτομερώς οι ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις αφού το πειραματικό μέρος της εργασίας αφορά κατά κύριο λόγο τέτοιου είδους αλληλεπιδράσεις.

### 2.1 Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard model)

Οι θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις που είναι γνωστές μέχρι σήμερα, με τις οποίες αλληλεπιδρούν τα σωματίδια είναι τέσσερις: ισχυρή, ασθενής, ηλεκτρομαγνητική και βαρυτική. Παρόλο που είναι οι πιο αισθητές μακροσκοπικά, οι βαρυτικές αλληλεπιδράσεις είναι αυτές για τις οποίες δεν υπάρχει σχεδόν καθόλου γνώση στην κλίμακα των σωματιδίων. Έτσι, στο Καθιερωμένο Πρότυπο δεν περιλαμβάνεται η βαρυτική αλληλεπίδραση.

Οι ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις από την άλλη είναι οι πιο καλά μελετημένες καθώς έχουν και τη μεγαλύτερη ιστορία. Ο Θαλής ο Μιλήσιος ήταν από τους πρώτους που μελέτησε στατικά ηλεκτρικά φορτία. Από την αρχαιότητα παρατηρήθηκαν μαγνητικές ιδιότητες από φυσικά ορυκτά που έλκυαν μέταλλα. Ως το δεύτερο μισό του 19ου αιώνα οι ηλεκτρικές και μαγνητικές δυνάμεις αποτελούσαν δύο ξεχωριστά πεδία. Ο James Clerk Maxwell ήταν αυτός που έκανε την ενοποίηση και εισήγαγε τις εξισώσεις του, ξεκινώντας έτσι την εποχή του ηλεκτρομαγνητισμού. Τα μετέπειτα χρόνια έγινε μεγάλη πρόοδος με πολλές νέες ανακαλύψεις, επιστημονικές και τεχνολογικές, καθώς ήταν εύκολο να μελετηθούν τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία διότι δρουν σε μεγάλη κλίμακα, παρατηρήσιμα με το μάτι. Αργότερα ανακαλύφθηκαν οι ασθενείς και ισχυρές αλληλεπιδράσεις. Κάθε αλληλεπίδραση έχει τον δικό της φορέα, δηλαδή τα υποατομικά σωματίδια που συμμετέχουν στις αλληλεπιδράσεις και με αυτόν τον τρόπο διακρίνεται το είδος της. Στον Πίνακα 2.1 παρουσιάζονται αναλυτικά οι θεμελιώδεις δυνάμεις με τους φορείς τους, την εμβέλεια στην οποία δρουν και η σχετική τους ισχύς.

Οι ισχυρές αλληλεπιδράσεις γίνονται μέσω των γκλουονίων, τα οποία είναι άμαζα σωματίδια. Το αντίστοιχο του ηλεκτρικού φορτίου της ισχυρής αλληλεπίδρασης που φέρουν τα κουάρκ είναι το “χρώμα” και διακρίνεται σε πράσινο-μπλε-κόκκινο (green-blue-red). Σωματίδια που φέρουν συνδυασμό των τριών χρωμάτων ή συνδυασμό χρώμα-αντιχρώμα θεωρούνται άχρωμα. Οι ανταλλαγές των χρωμάτων γίνονται μέσω των γκλουονίων τα οποία φέρουν διπλό χρώμα και υπάρχουν 8 ανεξάρτητες καταστάσεις που μπορούν να βρεθούν οι οποίες αντιστοιχούν στους πίνακες Gell-Man. Οι διάφορες συνθέσεις των κουάρκ οδηγούν στον σχηματισμό των αδρονίων που χω-

Δύναμη	Σχετική ισχύς	Φορέας	Μάζα (GeV)	Εμβέλεια (m)
Ισχυρή	$a_s=1$	γλουόνιο (g)	0	$\sim 10^{-15}$
Ηλεκτρομαγνητική	$a_e=\frac{1}{137}$	φωτόνιο ( $\gamma$ )	0	$\infty$
Ασθενής	$a_w=10^{-6}$	$W^\pm, Z^0$	80.4, 91.2	$\sim 10^{-18}$
Βαρυτική	$a_g=10^{-38}$	βαρυτόνιο	0	$\infty$

Πίνακας 2.1: Θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις

ρίζονται σε βαρυόνια, αν αποτελούνται από 3 κουάρκς και μεσόνια, αν αποτελούνται από κουάρκ-αντικουάρκ. Το πρωτόνιο είναι ένα βαρυόνιο και η εσωτερική δομή του αποτελείται από μια θάλασσα από κουάρκς των οποίων η μάζα ηρεμίας αποτελεί μόλις το 1% της μάζας του πρωτονίου. Το υπόλοιπο μέρος προέρχεται από την ύπαρξη των γκλουονίων μέσα σε αυτό, δηλαδή τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ των κουάρκς. Ωστόσο, για την περιγραφή των αλληλεπιδράσεων θεωρούμε ότι το πρωτόνιο αποτελείται από 2 up και 1 down κουάρκ που ουσιαστικά είναι αυτά που βρίσκονται σε περίσσια έπειτα από τις αλληλοαναιρέσεις των  $q - \bar{q}$ . Τα κουάρκς είναι τα μόνα σωματίδια που συμμετέχουν στις ισχυρές αλληλεπιδράσεις όμως μπορούν επίσης να αλληλεπιδρούν ασθενώς και ηλεκτρομαγνητικά.

Οι φορείς της ασθενούς αλληλεπίδρασης είναι τα μποζόνια  $W^\pm$  και  $Z^0$ . Ανάλογα με το ποιο σωματίδιο συμμετέχει στην αντίδραση δημιουργούνται φορτισμένα ή αφορτιστα ρεύματα αντίστοιχα. Στα φορτισμένα ρεύματα το σωματίδιο που εκπέμπει ή απορροφά το φορτισμένο μποζόνιο δεν παραμένει το ίδιο. Η αλλαγή αυτή στα λεπτόνια μπορεί να είναι  $e, \mu, \tau \leftrightarrow \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ , με τις κατάλληλες περιπτώσεις σωματιδίων-αντισωματιδίων. Τα λεπτόνια δεν μπορούν να μεταβάλλονται μεταξύ γενεών, δηλαδή ένα  $\mu^-$  εκπέμποντας ένα  $W^-$  θα γίνει  $\nu_\mu$ , αλλά δεν μπορεί να γίνει  $\nu_e$  ή  $\nu_\tau$ . Από την άλλη, στα κουάρκς υπάρχει αυτή την δυνατότητα. Αυτές οι αλλαγές περιγράφονται από τον πίνακα Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) από τον οποίο προκύπτει η πιθανότητα της αντίδρασης των κουάρκ στα φορτισμένα ρεύματα.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

$$CKM = \begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.974 & 0.225 & 0.004 \\ 0.225 & 0.973 & 0.041 \\ 0.009 & 0.040 & 0.999 \end{pmatrix}$$

Για το παραπάνω σύστημα γίνεται η σύμβαση ότι τα  $u, c, t$  δεν μεταβάλλονται, επομένως τα  $d', s', b'$  εκφράζονται μέσω ενός γραμμικού συνδυασμού των  $d, s, b$  που είναι τα πραγματικά σωματίδια. Εύκολα παρατηρείται ότι στο μεγαλύτερο ποσοστό τα σωματίδια δεν αλλάζουν γενιά (τα στοιχεία της διαγωνίου είναι πολύ κοντά στη μονάδα). Ωστόσο τέτοιου είδους μεταβάσεις μπορούν να συμβούν και χάρη σε αυτήν την ιδιότητα οφείλεται η  $\beta$ -διάσπαση. Στα ουδέτερα ρεύματα συμμετέχει το  $Z^0$  μποζόνιο το οποίο μπορεί να παραχθεί είτε από εκπομπή είτε από αντίδραση σωματιδίου-αντισωματιδίου. Προφανώς, η ενέργεια των αντιδρώντων πρέπει να είναι μεγαλύτερη από τη μάζα ηρεμίας του  $Z^0$  προκειμένου να παρατηρηθεί. Οι αλλαγές των σωματιδίων μεταξύ οικογενειών δεν επιτρέπονται στα ουδέτερα ρεύματα, δηλαδή αντιδράσεις τύπου  $u \leftrightarrow c$  ή  $e \leftrightarrow \mu$  δεν συμβαίνουν.



Περισσότερες λεπτομέρειες ως προς το ΚΠ είναι πέρα από το ερευνητικό πλαίσιο αυτής της εργασίας και ως εκ τούτου δεν αναφέρονται. Στη συνέχεια θα γίνει περιγραφή των ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων που αφορούν ιδιαίτερος το πειραματικό μέρος της εργασίας.

## 2.2 Αλληλεπιδράσεις φωτονίων

Από τα μέσα του 17ου αιώνα υπάρχει η ιδέα της κυματικής φύσης του φωτός. Ο Maxwell προέβλεψε ότι το φως είναι ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα το οποίο επαληθεύτηκε από τον Heinrich Hertz. Παράλληλα παρατηρήθηκε ότι η ενέργεια ενός συστήματος που απορροφά ή εκπέμπει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία συχνότητας  $\nu$  μεταβάλλεται κατά ακέραια πολλαπλάσια της ποσότητας  $E = h\nu$ . Ο Albert Einstein ήταν ο πρώτος που έκανε λόγο για την κβάντωση του φωτός, δηλαδή ότι το φως αποτελείται από διακριτά κβάντα, τα φωτόνια. Το 1905, δημοσίευσε μια εργασία με την περιγραφή του Φωτοηλεκτρικού φαινομένου για την οποία βραβεύτηκε με βραβείο Νόμπελ το 1921. Βασιζόμενος στην θεωρία του Max Planck σχετικά με την ακτινοβολία μέλανος σώματος, από όπου πήρε και το όνομά της η σταθερά  $h$  (σταθερά του Planck), κατέληξε στο ότι το φωτόνιο θα πρέπει να έχει και ορμή. Η υπόθεση αυτή προσδίδει στο φωτόνιο μια νέα ιδιότητα, την σωματιδιακή του φύση. Η παρατήρηση και η επιβεβαίωση αυτής της θεωρίας έγινε από τον Arthur Compton. Ο κυματοσωματιδιακός дуΐσμός επεκτάθηκε στη συνέχεια και σε όλα τα φυσικά σωματίδια και ο συσχετισμός της ενέργειας  $E$  και ορμής  $p$  (σωματιδιακά χαρακτηριστικά) με την συχνότητα  $\nu$  και το μήκος κύματος  $\lambda$  γίνεται βάση των εξισώσεων:

$$E = h\nu \quad p = \frac{h}{\lambda}$$

Το φωτόνιο είναι ο φορέας του ηλεκτρομαγνητισμού. Είναι άμαζο και ουδέτερα φορτισμένο. Στη συνέχεια θα περιγραφούν οι τρεις βασικές αντιδράσεις στις οποίες μπορεί να συμμετέχει.

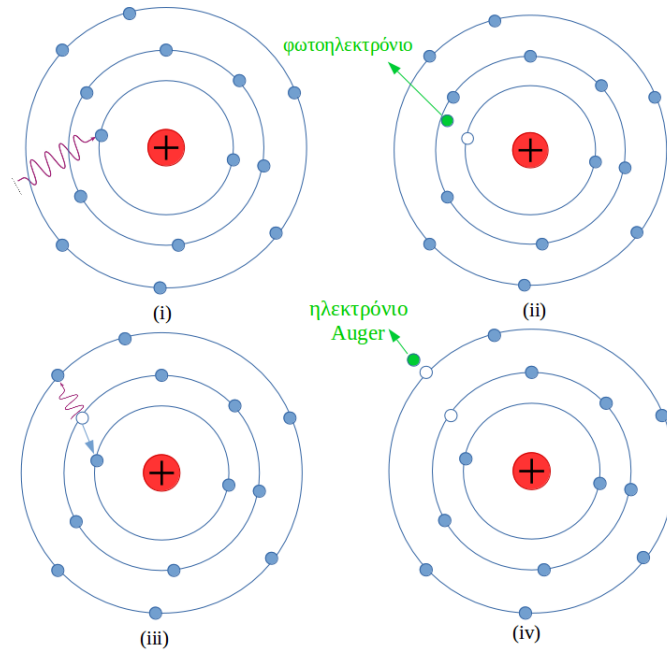
### Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο και Ηλεκτρόνια Auger

Στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο ένα φωτόνιο ενέργειας  $E = h\nu$  απορροφάται από ένα ηλεκτρόνιο προσδίδοντάς του κινητική ενέργεια. Όταν πρόκειται για άτομο τότε το προσπίπτον φωτόνιο αλληλεπιδρά με ηλεκτρόνιο εσωτερικής στοιβάδας. Αυτή η εναπόθεση ενέργειας μπορεί να οδηγήσει το ηλεκτρόνιο να μεταβεί σε μια ανώτερη στοιβάδα, δηλαδή να διεγερθεί. Έπειτα το άτομο τείνει να επανέλθει σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση εκπέμποντας ένα νέο φωτόνιο. Αν η ενέργεια του εισερχόμενου φωτονίου είναι μεγαλύτερη από την ελάχιστη ενέργεια που απαιτείται για να ξεφύγει το ηλεκτρόνιο από το δυναμικό του πυρήνα, τότε το άτομο *ιονίζεται*, εκπέμπεται ένα *φωτοηλεκτρόνιο* και στη θέση του ηλεκτρονίου δημιουργείται μία οπή. Η μέγιστη κινητική ενέργεια του ελεύθερου ηλεκτρονίου θα είναι ίση με τη διαφορά της ενέργειας του φωτονίου με την ενέργεια σύνδεσης  $W$ :

$$K_{max} = h\nu - W$$

Στη συνέχεια, η οπή τείνει να καταληφθεί από ηλεκτρόνιο κάποιας εξωτερικής στοιβάδας. Όσο πιο κοντά στον πυρήνα βρίσκεται τόσο μικρότερη κινητική ενέργεια θα έχει. Για αυτό το λόγο κατά την αποδιέγερση το ηλεκτρόνιο θα εκπέμψει ένα φωτόνιο συγκεκριμένης συχνότητας που ανήκει στο φάσμα των ακτίνων X. Η ακτίνα X έχει

πιθανότητα να φύγει από το άτομο ή να πέσει πάνω σε κάποιο άλλο ηλεκτρόνιο που βρίσκεται σε πιο απομακρυσμένη στοιβάδα από τον πυρήνα. Αν η ενέργεια του φωτονίου είναι αρκετή ώστε να απελευθερώσει και δεύτερο ηλεκτρόνιο τότε αυτό ονομάζεται ηλεκτρόνιο Auger.



Σχήμα 2.1: Εκπομπή φωτοηλεκτρονίου και ηλεκτρονίου Auger

Η ενέργεια του ηλεκτρονίου Auger θα είναι ίση με:

$$E_{Auger} = \Delta E - E_B$$

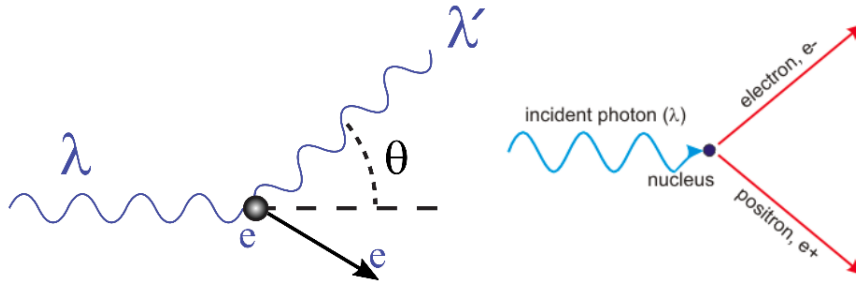
όπου  $\Delta E$ : η ενέργεια που εκπέμπει το ηλεκτρόνιο για να μεταβεί σε κατώτερη στοιβάδα και  $E_B$ : η ενέργεια σύνδεσης ηλεκτρονίου της στοιβάδας από την οποία εκπέμπεται το ηλεκτρόνιο Auger.

### Φαινόμενο Compton

Πρόκειται για την ανελαστική σκέδαση φωτονίου με ένα φορτισμένο σωματίδιο, συνήθως ηλεκτρόνιο. Ο A. Compton εξήγησε, ανεξάρτητα από τον Einstein, την σωματιδιακή φύση του φωτός μελετώντας την αλληλεπίδραση ακτίνων X με ηλεκτρόνια, και βραβεύτηκε με βραβείο Νόμπελ το 1927. Παρατήρησε πως καθώς ένα προσπίπτον φωτόνιο συχνότητας  $\nu$  συγκρούεται με ένα ηλεκτρόνιο σε ηρεμία, εκπέμπεται το ίδιο φωτόνιο με διαφορετική συχνότητα μεταφέροντας μέρος της κινητικής του ενέργειας στο ηλεκτρόνιο. Από την κυματική του φύση το φωτόνιο θα έπρεπε να απορροφάται εξ ολοκλήρου. Εξήγαγε τη μαθηματική σχέση που συνδέει την μετατόπιση του μήκους κύματος  $\lambda - \lambda'$  με την γωνία σκέδασης  $\theta$ :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta)$$

Στην περίπτωση που το φωτόνιο αλληλεπιδρά με ένα ατομικό ηλεκτρόνιο μπορεί επίσης να προκαλέσει διέγερση ή ιονισμό.



Σχήμα 2.2: Φαινόμενο Compton (αριστερά), Δίδυμη γένεση (δεξιά)

### Δίδυμη Γένεση

Η δίδυμη γένεση είναι η διαδικασία παραγωγής ενός ζεύγους σωματιδίου - αντισωματιδίου από ένα φωτόνιο. Συχνά χρησιμοποιείται ο όρος για την δημιουργία ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Απαραίτητη προϋπόθεση για να επιτυγχάνεται αυτή η διαδικασία είναι να έχει το φωτόνιο ενέργεια μεγαλύτερη από τη μάζα ηρεμίας του παραγόμενου ζεύγους. Δηλαδή, για το ηλεκτρόνιο-ποζιτρόνιο η ενέργεια του φωτονίου πρέπει να είναι μεγαλύτερη από 1.022 MeV για να ανοίξει το κανάλι μιονίου-αντιμιονίου πρέπει να υπάρχει διαθέσιμη ενέργεια μεγαλύτερη από 211.32 MeV. Επιπλέον, από απλές πράξεις τετρανοσμών προκύπτει ότι προκειμένου να διατηρείται η ορμή του συστήματος ένα μικρό μέρος της αρχικής ενέργειας του φωτονίου πρέπει να απορροφάται από κάτι άλλο πέραν των ηλεκτρονίων. Με άλλα λόγια η αντίδραση  $\gamma \rightarrow e^-e^+$  δεν μπορεί να συμβεί από μόνη της αλλά απαιτεί την παρουσία ενός ακόμη σώματος, ενός πυρήνα ή ενός ηλεκτρονίου συνηθέστερα. Στην πραγματικότητα η ενέργεια του φωτονίου δεν αρκεί να είναι ίση με το διπλάσιο της μάζας ηρεμίας των παραγόμενων σωματιδίων αλλά θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη. Το παραγόμενο ποζιτρόνιο στη συνέχεια θα αλληλεπιδράσει με ένα ηλεκτρόνιο εκπέμποντας ένα φωτόνιο ενέργειας ίσης με την ολική ενέργεια των αντιδρώντων. Το φαινόμενο αυτό είναι η αντίστροφη διαδικασία της δίδυμης γένεσης και καλείται *εξαύλωση*. Αν η αρχική ολική ενέργεια είναι αρκούντως μεγάλη τότε θα μπορούσε να δημιουργηθεί αντί για φωτόνιο ένα  $Z^0$  μποζόνιο.

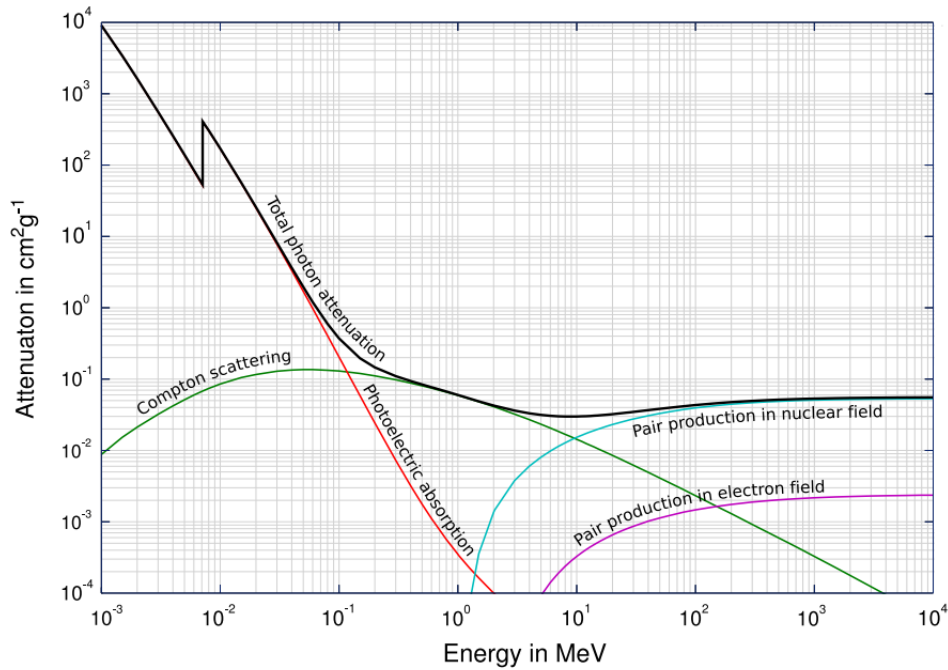
Η πιθανότητα να συμβεί κάποια από τις παραπάνω αντιδράσεις σχετίζεται άμεσα με την ενέργεια του φωτονίου. Η πιθανότητα είναι ανάλογη της ενεργού διατομής και συνδέεται γραμμικά με τον μαζικό συντελεστή εξασθένησης  $\mu$  (mass attenuation coefficient) με τη σχέση:

$$\sigma = \mu \frac{m_\alpha}{N_A}$$

όπου  $m_\alpha$  το ατομικό βάρος του στόχου και  $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  ο αριθμός Avogadro με τυπικές μονάδες μέτρησης  $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . Το σχετικό διάγραμμα του συντελεστή εξασθένησης για τον σίδηρο παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.3.

### 2.3 Φορτισμένα σωματίδια

Οι ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις των φορτισμένων σωματιδίων οφείλονται κυρίως στις δυνάμεις Coulomb που αναπτύσσονται λόγω των πεδίων των σωματιδίων, συχνότερα των ηλεκτρονίων και των πυρήνων. Μερικοί από τους κύριους μηχανισμούς αλληλεπίδρασης είναι η σκέδαση, η διέγερση, ο ιονισμός, η ακτινοβλία πέδησης, η ακτινοβολία Cherenkov.



Σχήμα 2.3: Μαζικός συντελεστής εξασθένησης στον σίδηρο

### Ανελαστική σκέδαση

Κύριο γνώρισμα της ανελαστικής σκέδασης, σε αντίθεση με την ελαστική, είναι πως τα σωματίδια που αλληλεπιδρούν δεν διατηρούν την αρχική κινητική τους ενέργεια λόγω απορρόφησης ή εκπομπής κυρίως φωτονίων. Όταν το εισερχόμενο σωματίδιο αλληλεπιδρά με το δυναμικό ενός πυρήνα, λόγω της μεγαλύτερης μάζας η μεταβολή της κινητικής του ενέργειας του πυρήνα είναι αμελητέα. Ωστόσο λόγω των ηλεκτρομαγνητικών δυνάμεων το ελαφρύτερο σωματίο δέχεται δυνάμεις που τείνουν να το επιταχύνουν (θετικά ή αρνητικά) και προκειμένου να διατηρούνται η ενέργεια και η ορμή εκπέμπεται ακτινοβολία πέδησης ή ακτινοβολία Bremsstrahlung με τη μορφή φωτονίων. Επίσης η τροχιά του σωματιδίου υπόκειται μεγάλη αλλαγή. Πρέπει να τονιστεί ότι το φάσμα της ακτινοβολίας πέδησης είναι συνεχές. Η ανελαστική σκέδαση με ατομικά ηλεκτρόνια είναι ο κύριος μηχανισμός αλληλεπίδρασης φορτισμένων σωματιδίων. Η διαδικασία αυτή περιγράφεται από την φόρμουλα Bethe-Bloch που προσδιορίζει τη μεταβολή της ενέργειας ως προς το βάθος διείσδυσης σε ένα υλικό. Παρατηρούνται τα φαινόμενα της διέγερσης και του ιονισμού, δηλαδή η μετάβαση του αντιδρώντος ηλεκτρονίου σε υψηλότερη ενεργειακή στάθμη ή η απομάκρυνσή του από το άτομο. Μετά τη διέγερση ακολουθεί αυθόρμητη εκπομπή φωτονίου έτσι ώστε να έρθει το άτομο στην πρότερη κατάστασή του. Αν η ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου είναι μεγαλύτερη από την ελάχιστη ενέργεια ιονισμού, υπερσχύει το φαινόμενο του ιονισμού. Τότε τα προϊόντα της αντίδρασης θα είναι ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο και ένα θετικό ιόν. Η μέγιστη κινητική ενέργεια που μπορεί να λάβει ένα ηλεκτρόνιο από ένα σωματίδιο μάζας  $M$  και ορμής  $M\beta\gamma c$  είναι:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$$

όπου  $\beta, \gamma$ : η ταχύτητα  $u/c$  και ο παράγοντας Lorentz του εισερχόμενου σωματιδίου.

## Ελαστική σκέδαση

Ελαστικές σκεδάσεις σωματιδίων παρατηρούνται σε χαμηλότερες ενέργειες από αυτές των ανελαστικών σκεδάσεων. Τα εισερχόμενα σωματίδια δεν έχουν αρκετή ενέργεια ώστε να διεγείρουν ένα ατομικό ηλεκτρόνιο πόσο μάλλον να ιονίσουν ένα άτομο. Παρατηρείται μετααβολή της αρχικής τους τροχιάς, μεγαλύτερη όταν αλληλεπιδρούν με πυρήνα από ότι με ατομικά ηλεκτρόνια αλλά και πάλι δεν παρατηρείται κάποιο φαινόμενο. Η απώλεια ενέργειας των σωματιδίων είναι τόση ώστε να διατηρείται η ορμή του συστήματος.

## Bethe-Bloch

Δημιουργήθηκε λοιπόν η ανάγκη για την κατασκευή ενός μοντέλου που να περιγράφει πλήρως τον τρόπο με τον οποίο χάνουν ενέργεια τα σωματίδια. Η σχετικιστική εξίσωση Bethe-Bloch περιγράφει την μέση απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους συναρτήσει της ορμής (κατ' επέκταση της κινητικής ενέργειας) ενός εισερχόμενου σωματιδίου και δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2 Z}{A\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]$$

όπου:

$$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307075 \text{ MeV mol}^{-1} \text{ cm}^2$$

$r_e, m_e$ : η ακτίνα και η μάζα του ηλεκτρονίου

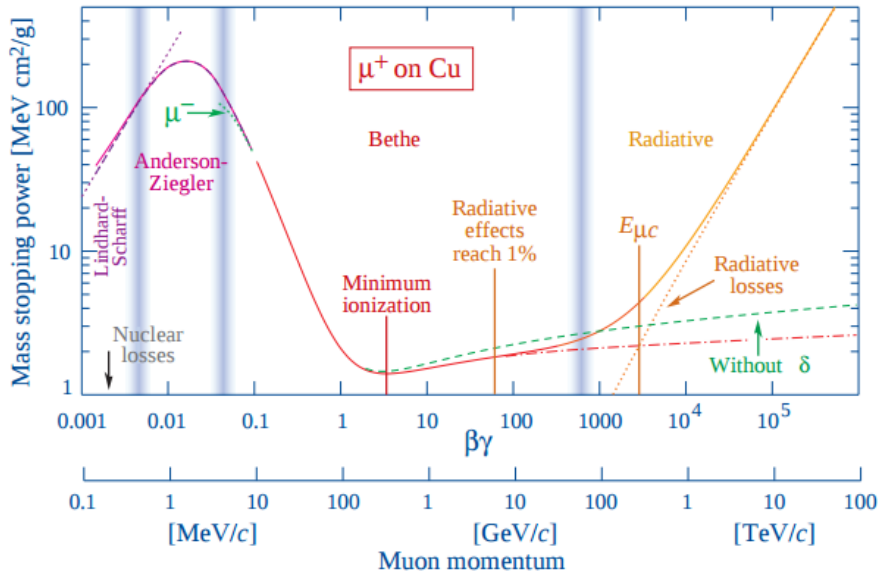
$z$ : το φορτίο του εισερχόμενου σωματιδίου

$Z, A$ : ο ατομικός και μαζικός αριθμός του απορροφητή

$I$ : μέσο δυναμικό ιονισμού

$\delta$ : ο παράγοντας διόρθωσης πυκνότητας

Στο Σχήμα 2.4 παρουσιάζεται ένα τυπικό φάσμα της απώλειας ενέργειας συναρτήσει της ενέργειας  $\beta\gamma$  με εισερχόμενο σωματίδιο το αντιμούνιο ( $\mu^+$ ) και απορροφητή τον χαλκό. Η πράσινη διακεκομμένη γραμμή για ενέργειες μικρότερες από  $0.1\beta\gamma$  διακρίνει την αλληλεπίδραση του μιονίου από το αντιμούνιο σε χαμηλές ενέργειες λόγω του φαινομένου Barkas που οφείλεται στο φορτίο του εισερχόμενου σωματιδίου. Μέχρι την ελάχιστη ενέργεια ιονισμού η ανα μονάδα μήκους απώλεια ενέργειας εξαρτάται κυρίως από τον παράγοντα  $1/\beta^2$  και τα σωματίδια σκεδάζονται από τον στόχο ή προκαλούν διεγέρσεις. Χαρακτηριστική τιμή είναι η ελάχιστη ενέργεια ιονισμού μετά από την οποία συμβάλει αισθητά ο παράγοντας διόρθωσης πυκνότητας. Για ενέργεια μεγαλύτερη από μερικές εκατοντάδες MeV, το ηλεκτρικό δυναμικό των σωματιδίων επεκτείνεται και πολώνει το μέσο μέσα στο οποίο κινείται με αποτέλεσμα να υπάρχουν μικρότερες ενεργειακές απώλειες. Όσο αυξάνεται η κινητική ενέργεια των σωματιδίων αυξάνεται και η απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας Bremsstrahlung και το σημείο στο οποίο εξισώνεται με την απώλεια ενέργειας λόγω διεγέρσεων και ιονισμών είναι η κρίσιμη ενέργεια  $E_{cr}$ , όπου για μίονια συμβολίζουμε  $E_{\mu c}$ .



Σχήμα 2.4: Απώλεια ενέργειας αντιμιονίου στον χαλκό

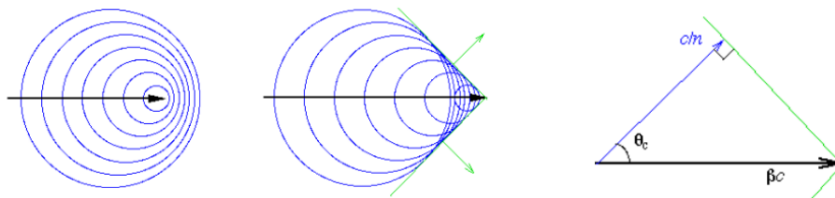
### Ακτινοβολία Cherenkov

Η ακτινοβολία Cherenkov εκπέμπεται όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο κινείται σε ένα διηλεκτρικό μέσο (υλικό του οποίου τα ηλεκτρικά φορτία πολώνονται όταν βρεθεί υπό την παρουσία ηλεκτρικού πεδίου) με ταχύτητα  $u_p$  μεγαλύτερη από την ταχύτητα του φωτός στο μέσο αυτό  $u_{em}$ . Δηλαδή, όταν ισχύει η ανισότητα:

$$u_p > u_{em} = \frac{c}{n}$$

όπου  $n$ : ο δείκτης διάθλασης του μέσου και  $c$  η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Η εκπομπή αυτής της ακτινοβολίας οφείλεται στην πόλωση του μέσου από το φορτισμένο σωματίδιο. Το ηλεκτρικό πεδίο ενός φορτισμένου σωματιδίου που διέρχεται από ένα διηλεκτρικό έχει την ιδιότητα να πολώνει τα στατικά φορτία του μέσου. Όταν η ταχύτητα του σωματιδίου είναι μικρότερη από την  $u_p$  τότε το μέσο επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση στον ίδιο χρόνο που το σωματίδιο κινείται μέσα σε αυτό. Αν η ταχύτητα του σωματιδίου ξεπεράσει αυτό το όριο, τότε το σύστημα θα παραμείνει διαταραγμένο αφού περάσει το σωματίδιο. Το σύστημα ηρεμεί εκπέμποντας ακτινοβολία Cherenkov, δηλαδή φωτόνια με ταχύτητα ίση με  $u_{em}$  υπό γωνία  $\theta$  για την οποία ισχύει:

$$\cos \theta = \frac{u_{em}}{u_p} < 1$$



Σχήμα 2.5: Κώνος φωτός ακτινοβολίας Cherenkov

## Κεφάλαιο 3

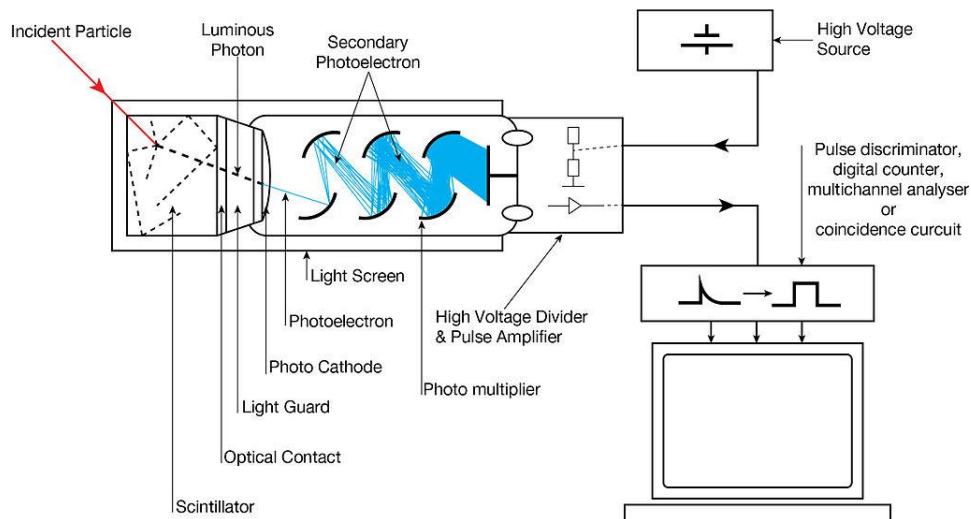
# Ανιχνευτές σωματιδίων

Οι σύγχρονοι ανιχνευτές βασίζονται κυρίως στις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων, ιδιαίτερα στο φαινόμενο του ιονισμού και της διέγερσης. Από τους πρώτους κιόλας ανιχνευτές η παρατήρηση γίνεται με έμμεσο τρόπο καθώς η άμεση επαφή με τα σωματίδια αποτελεί μέχρι και σήμερα δύσκολο έργο. Οι ανιχνευτές σωματιδίων διαχωρίζονται σε κατηγορίες σύμφωνα με τον σκοπό και την κατασκευή τους. Επιπλέον, ο συνδυασμός των ανιχνευτών οδηγεί στην μέγιστη απόδοση μιας ανιχνευτικής διάταξης. Οι βασικές κατηγορίες ανιχνευτών σωματιδίων είναι οι ανιχνευτές στερεάς κατάστασης και οι ανιχνευτές αερίου.

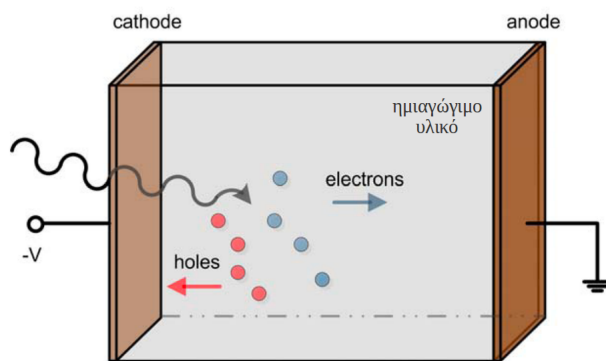
### 3.1 Ανιχνευτές Στερεάς Κατάστασης

Τρία είδη ανιχνευτών στερεάς κατάστασης είναι οι ανιχνευτές Cherenkov, οι σπινθηριστές (Scintillators) και οι ανιχνευτές ημιαγωγού (Semiconductor detectors). Οι δύο πρώτοι λειτουργούν συλλέγοντας φωτόνια τα οποία παράγονται λόγω εκπομπής ακτινοβολίας Cherenkov ή λόγω αλληλεπίδρασης ενός σωματιδίου με έναν σπινθηριστή αντίστοιχα. Σε συνδυασμό με φωτοπολλαπλασιαστές είναι δυνατόν να μετρηθεί η εναπόθεση ενέργειας μέσα στον ανιχνευτή. Οι σπινθηριστές είναι διάφανα υλικά τα οποία έχουν την ιδιότητα να απορροφούν ενέργεια από ένα εισερχόμενο σωματίδιο και εν συνεχεία να την εκπέμπουν υπό τη μορφή φωτονίων. Τα παραγόμενα φωτόνια διέρχονται από μια φωτοκάθοδο και μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου δημιουργείται ένα ηλεκτρόνιο. Ο ρόλος του φωτοπολλαπλασιαστή είναι να ενισχύσει το σήμα των ηλεκτρονίων. Το τελικό ρεύμα συλλέγεται σαν παλμός από κάποιο όργανο όπως παλμογράφος ή πολυκαναλικό αναλυτή.

Οι ανιχνευτές ημιαγωγού ανήκουν στην κατηγορία των ανιχνευτών ιονιζουσών ακτινοβολιών. Συχνότερα χρησιμοποιούνται ημιαγωγοί πυριτίου ή γερμανίου με προσμίξεις. Στα άκρα του ημιαγωγού εφαρμόζεται διαφορά δυναμικού. Καθώς ένα σωματίδιο διέρχεται από τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή προκαλεί ιονισμούς δημιουργώντας ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών. Το πλήθος των ηλεκτρονίων (-οπών) είναι ανάλογο της ενέργειας που εναποτέθηκε στον ανιχνευτή. Τα ηλεκτρόνια και οι οπές κατευθύνονται λόγω του ηλεκτρικού πεδίου προς την άνοδο και κάθοδο αντίστοιχα. Το φορτίο συλλέγεται και στη συνέχεια μεταφράζεται σε σήμα. Για να μετρηθεί όλη η ενέργεια του διερχόμενου σωματιδίου πρέπει να απορροφηθεί εξ ολοκλήρου στο ενεργό υλικό με αποτέλεσμα να σταματάει το σωματίδιο μέσα στον ανιχνευτή.



Σχήμα 3.1: Πειραματική διάταξη σπινθηριστή



Σχήμα 3.2: Βασική λειτουργία ανιχνευτή ημιαγωγού

## 3.2 Ανιχνευτές αερίου

Οι ανιχνευτές αερίου βασίζονται στο φαινόμενο του ιονισμού. Τα δύο κύρια χαρακτηριστικά αυτού του τύπου ανιχνευτών είναι η χρήση αερίου στον ενεργό τους όγκο και η εφαρμογή υψηλής διαφοράς δυναμικού.

### 3.2.1 Το αέριο - Ταχύτητα ολίσθησης

Το αέριο που χρησιμοποιείται πρέπει να πληροί κάποια χαρακτηριστικά. Αρχικά, το μεγαλύτερο μέρος του αποτελείται από κάποιο ευγενές αέριο (Ar, Xe). Τα ευγενή αέρια δεν είναι ηλεκτραρνητικά και συνεπώς δεν συλλαμβάνουν τα ελεύθερα ηλεκτρόνια. Επομένως, κατά τον ιονισμό τα ηλεκτρόνια κατευθύνονται προς την άνοδο χωρίς να απορροφώνται. Επίσης, σημαντική ιδιότητα που θα απασχολήσει και στη συνέχεια είναι η σταθερότητα της ταχύτητας ολίσθησης των ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα κατευθύνονται επιταχυνόμενα προς την άνοδο και κάθοδο αντίστοιχα. Οι συγκρούσεις όμως με τα μόρια του αέρα ανακόπτουν αυτή την επιτάχυνση με αποτέλεσμα τα σωματίδια να κινούνται με μια μέση ταχύτητα την οποία καλούμε *ταχύτητα ολίσθησης (drift velocity)*. Η ταχύτητα ολίσθησης πρέπει να είναι αρκετά **υψηλή** προκειμένου να δίνεται άμεσα το σήμα από ένα γεγονός και παράλληλα **σταθερή** για μικρές διαταραχές



του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου στον ανιχνευτή. Η ταχύτητα ολίσθησης  $u_d$  είναι ανάλογη της έντασης του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου,  $E$  και  $B$  αντίστοιχα, και σχετίζονται μέσω της σχέσης (3.1):

$$u_d = \frac{\mu}{1 + \omega^2 \tau^2} \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B} \omega \tau + \frac{(\mathbf{E}\mathbf{B})\mathbf{B}}{B^2} \omega^2 \tau^2 \right) \quad (3.1)$$

όπου  $\mu$  μια σταθερά που εκφράζει την κινητικότητα των ηλεκτρονίων και έχει μονάδες στο SI  $m^2/Vs$ ,  $\omega = \frac{qB}{m}$  είναι η συχνότητα της ταλάντωσης του σωματιδίου κάθετα στην διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου και  $\tau$  ο μέσος χρόνος μεταξύ δύο συγκρούσεων. Στην περίπτωση που το μαγνητικό πεδίο είναι  $B = 0$  η σχέση απλοποιείται:

$$u_d = \mu E \quad (3.2)$$

Ωστόσο, η χρήση μόνο ευγενούς αερίου παρουσιάζει προβλήματα. Εκπεμπόμενα φωτόνια λόγω αποδιέγερσης του ευγενούς αερίου μπορούν να αλληλεπιδρούν με τις μεταλλικές επιφάνειες του ανιχνευτή μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Όπως εξηγήθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, αν η ενέργεια των φωτονίων είναι μεγαλύτερη από το δυναμικό ιονισμού τότε παράγονται ηλεκτρόνια τα οποία θα δώσουν ένα ψευδές σήμα. Χρειάζεται λοιπόν η πρόσμιξη ενός δεύτερου αερίου ώστε να αποτρέπει τέτοια φαινόμενα (τεχνική quenching). Σε μικρά ποσοστά γίνεται χρήση οργανικών ή πολυατομικών αερίων, όπως  $CO_2$  ή  $CH_4$ . Τα αέρια της πρόσμιξης θα πρέπει να απορροφούν τα φωτόνια λόγω των αποδιεγέρσεων χωρίς να τα επανεκπέμπουν. Τα μίγματα αερίων που χρησιμοποιήθηκαν είναι  $Ar:CO_2$  και  $Ar:CH_4$ .

Με τη βοήθεια του *Garfield++* (βλέπε Παράρτημα 1) εξήχθη το διάγραμμα της ταχύτητας ολίσθησης του ηλεκτρονίου συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου (Σχήμα 3.3). Για την διεξαγωγή των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκε αέριο  $Ar:CO_2$  7% (πράσινη καμπύλη). Όπως φαίνεται από το γράφημα, η ταχύτητα ολίσθησης παρουσιάζει δυο τοπικά ακρότατα. Επικεντρώνουμε την προσοχή στα ακρότατα επειδή σε αυτές τις περιοχές για μικρές μεταβολές του ηλεκτρικού πεδίου η ταχύτητα ολίσθησης δεν μεταβάλλεται ιδιαίτερα. Επιλέγουμε το τοπικό μέγιστο που αντιστοιχεί στην τιμή του ηλεκτρικού πεδίου 600 V/cm επειδή όπως αναφέραμε θέλουμε υψηλή ταχύτητα ολίσθησης. Επομένως, το ηλεκτρικό πεδίο που θα εφαρμοστεί στον ανιχνευτή κατά τη διεξαγωγή του πειράματος θα είναι 600 V/cm.

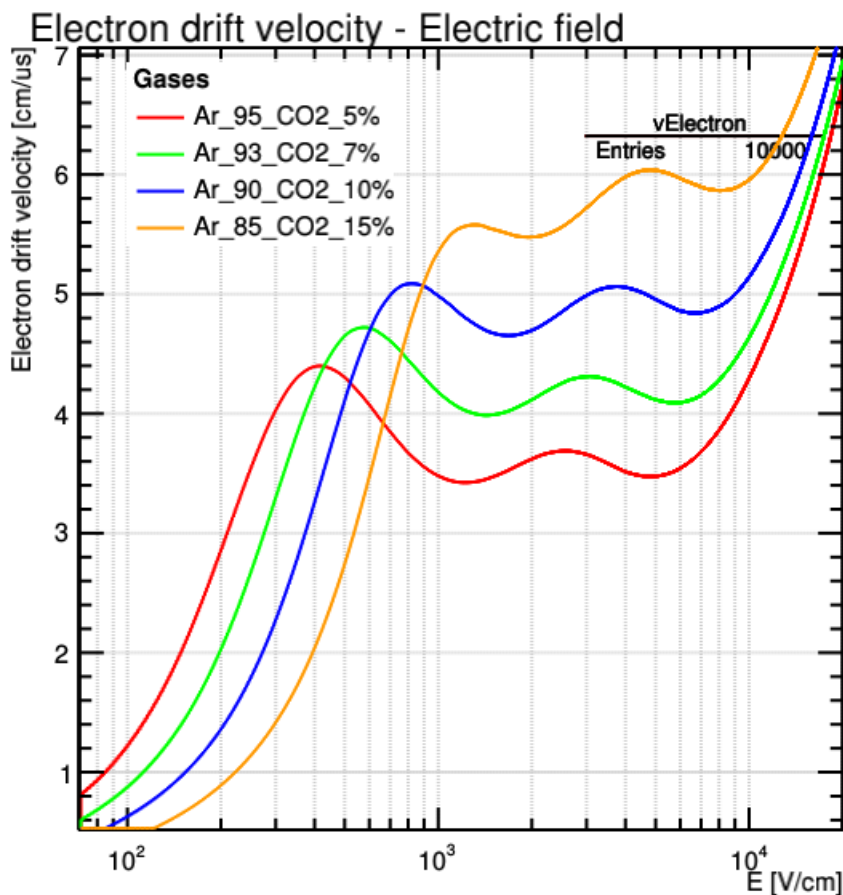
## Διάχυση

Επιπλέον, λόγω των συγκρούσεων και των σχεδιάσεων με τα μόρια του αέρα, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα αποκλίνουν από την αρχική κατεύθυνση που απέκτησαν λόγω των δυναμικών γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται διάχυση (*diffusion*) και μπορεί να αναλυθεί σε δύο συνιστώσες: στην *διαμήκη* και την *εγκάρσια* διάχυση (*Longitudinal & Transverse Diffusion*), κατά μήκος της διεύθυνσης της ολίσθησης και κάθετα σε αυτήν αντίστοιχα. Ο συντελεστής διάχυσης  $D$  συμμετέχει στην εξίσωση διάχυσης του Fick:

$$u_t = Du_{xx} \quad (3.3)$$

Η διάχυση εκφράζεται στο SI σε μονάδες  $m^2s^{-1}$  ή  $\sqrt{m}$ . Η σχέση που συνδέει τις δύο εκφράσεις είναι:

$$\sigma_{diff} = \sqrt{\frac{2D}{u_d}} \quad (3.4)$$



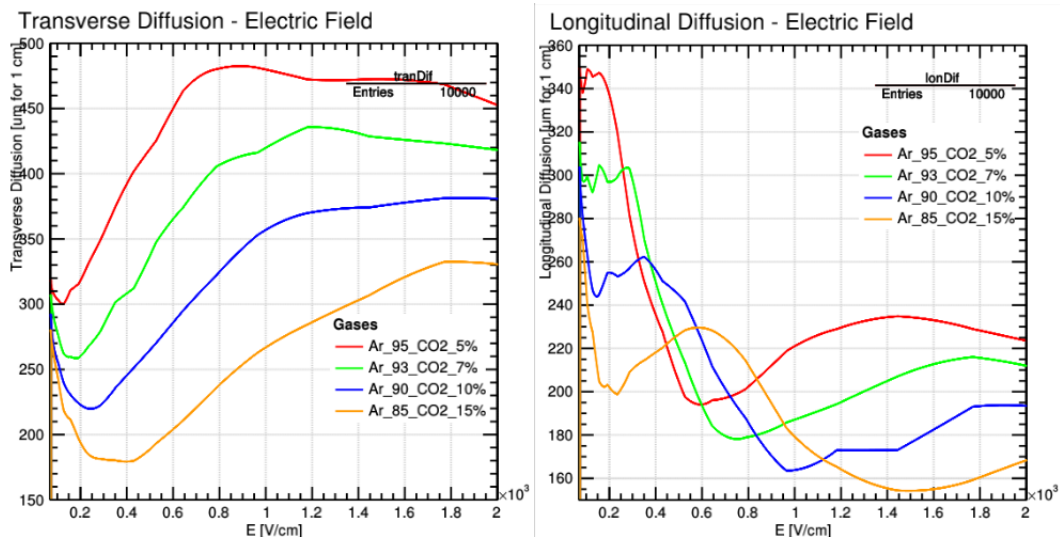
Σχήμα 3.3: Ταχύτητα ολίσθησης ηλεκτρονίου συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου

όπου  $[D] = length^2 time^{-1}$  και  $[\sigma_{diff}] = \sqrt{length}$ . Με τη βοήθεια και πάλι του Garfield++ εξήχθησαν οι καμπύλες της διαμήκους και εγκάρσιας διάχυσης συναρτήσει της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου για τα ίδια αέρια. Οι καμπύλες συγκρίθηκαν με τα δεδομένα του βιβλίου “The Floating Strip Micromegas Detector” [1] (βλ. Παράρτημα Β') και φάνηκαν να συμφωνούν.

### 3.2.2 Ηλεκτρομαγνητικός καταιγισμός - συντελεστής Townsend

Καθώς ένα σωματίδιο διέρχεται από τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή ionίζει τα άτομα του αερίου. Η εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου προκαλεί την κίνηση των ηλεκτρονίων και ιόντων προς την άνοδο και κάθοδο αντίστοιχα. Τα ιόντα θα κινούνται αργά συγκριτικά με τα ηλεκτρόνια λόγω της μεγάλης μάζας και των πολλαπλών σκεδάσεων με τα άτομα. Τα ηλεκτρόνια θα αποκτήσουν ταχύτητα ίση με την ταχύτητα ολίσθησης που αντιστοιχεί στην εφαρμοζόμενη ένταση του ηλεκτρικού πεδίου. Αν το ηλεκτρικό πεδίο είναι αρκετά ισχυρό τότε τα ηλεκτρόνια θα γίνουν αρκετά ενεργητικά ούτως ώστε να μπορούν να προκαλούν εκ νέου ιονισμούς μέσω σκεδάσεων με τα άτομα. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ηλεκτρομαγνητικός καταιγισμός (*Electromagnetic shower*).

Μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων τα ηλεκτρόνια διανύουν μία μέση απόσταση  $\lambda$  που ονομάζουμε μέση ελεύθερα διαδρομή. Το αντίστροφο του  $\lambda$  είναι ο συντελεστής *Townsend* και είναι ανάλογος με την ενεργό διατομή του ιονισμού ανά ηλεκτρόνιο. Μετά



Σχήμα 3.4: Εγκάρσια και διαμήκης διάχυση, *Garfield++*

από μια απόσταση  $dx$  καθένα από τα αρχικά ηλεκτρόνια θα προκαλέσει  $dn_e$  ιονισμούς, δηλαδή θα παράγει τόσα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια:

$$dn_e = n_e \alpha dx \quad (3.5)$$

όπου  $\alpha$  είναι ο πρώτος συντελεστής Townsend (first Townsend coefficient) με μονάδες αντιστρόφου μήκους, συνήθως εκφράζεται σε  $cm^{-1}$ . Αν αρχικά έχουμε  $n_{prim}$  (**primary electrons**) ηλεκτρόνια τότε η διαφορική εξίσωση (3.5) γίνεται:

$$n_e = n_{prim} e^{\alpha x} \quad (3.6)$$

Οι M. Rose και S. Korff μελέτησαν την εξάρτηση του συντελεστή Townsend από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου δίνοντας τον προσεγγιστικό τύπο:

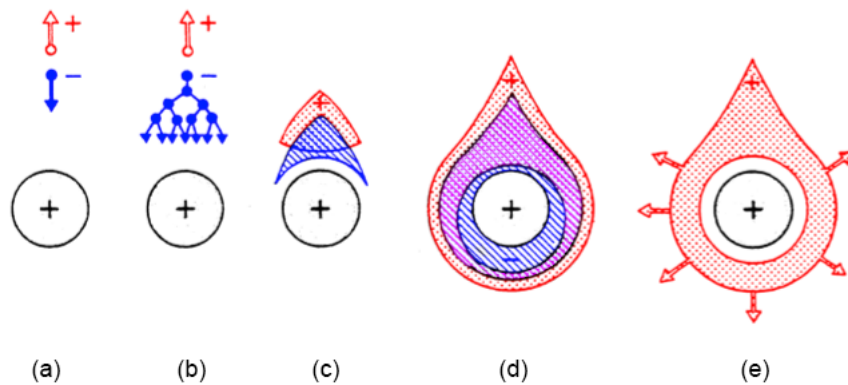
$$\frac{\alpha}{P} = A \exp^{-BP/E} \quad (3.7)$$

όπου  $P$  η πίεση του αερίου και  $A, B$  σταθερές που εξαρτώνται από το αέριο με μονάδες που να ικανοποιούν την εξίσωση.

Τα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια (secondary electrons) δεν είναι συνήθως πολύ ενεργητικά αλλά αυξάνουν την κινητική τους ενέργεια καθώς επιταχύνονται. Τον λόγο του τελικού αριθμού των ηλεκτρονίων προς το  $n_{prim}$  ονομάζουμε απολαβή (*gain*). Η απολαβή είναι ένα από τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά ενός ανιχνευτή αερίου. Το πολύ ασθενές σήμα που παράγεται από τους αρχικούς ιονισμούς ενιχύεται ώστε να είναι πιο ευδιάκριτο από τον παρατηρητή μέσω των οργάνων που συμπληρώνουν την πειραματική διάταξη.

$$G = \frac{n_f}{n_{prim}} \quad (3.8)$$

Το τελικό πλήθος των ηλεκτρονίων είναι δύσκολο να μετρηθεί επειδή κινούνται πολύ γρήγορα. Στην πραγματικότητα προσδιορίζεται μετρώντας το φορτίο των ιόντων που όπως αναφέρθηκε νωρίτερα κινούνται πολύ πιο αργά. Αφού τα ηλεκτρόνια φτάσουν στην άνοδο, απορροφούνται και πίσω αφήνουν τα ιόντα τα οποία κινούμενα προς την κάθοδο



Σχήμα 3.5: Ηλεκτρομαγνητικός καταγισμός γύρω από κυματική άνοδο

επάγουν μια κατανομή φορτίου που είναι δυνατό να μετρηθεί. Προφανώς το πλήθος των ηλεκτρονίων θα είναι ίσο με τα ιόντα.

Όσο πιο ισχυρό γίνεται το ηλεκτρικό πεδίο τόσο περισσότεροι ιονισμοί συμβαίνουν. Το πλήθος των ιονισμών θα εξαρτάται επίσης από το εισερχόμενο σωματίδιο. Ένα γράφημα το οποίο περιγράφει τις περιοχές λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου και τους διαχωρίζει σε τρεις κατηγορίες είναι το διάγραμμα του σχήματος 3.6.

### Περιοχή επανασύνδεσης I

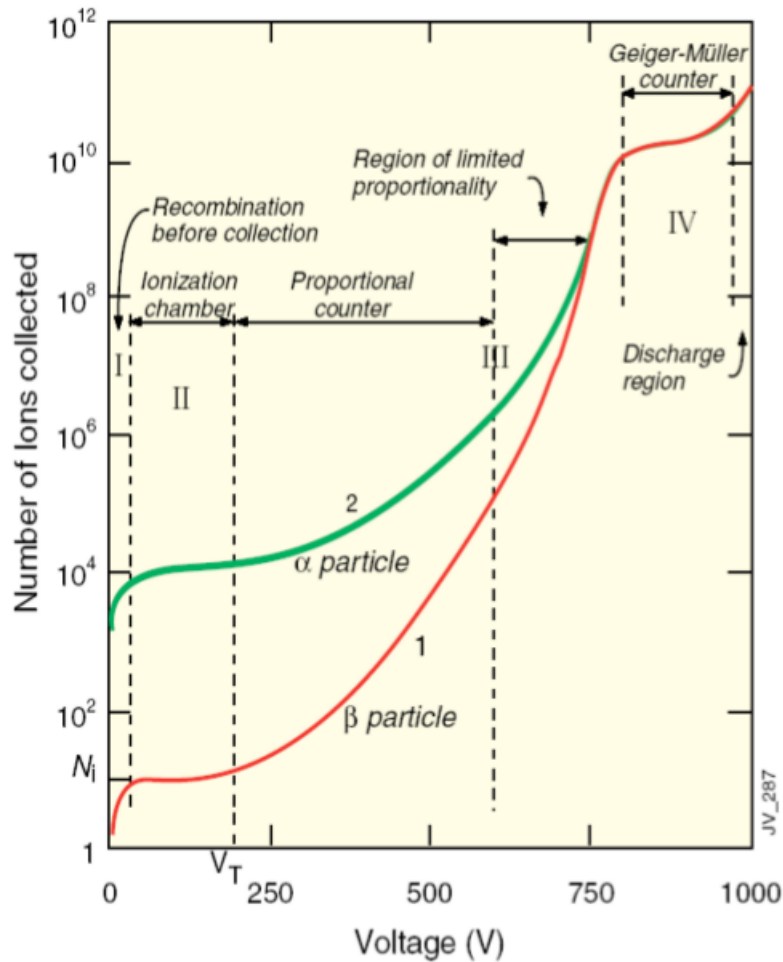
Στην περιοχή αυτή το ηλεκτρικό πεδίο είναι αρκετά ασθενές με αποτέλεσμα τα ιόντα να συλλαμβάνουν ηλεκτρόνια καθώς κινούνται αργά προς την κάθοδο. Έτσι, το σήμα δεν είναι αντιπροσωπευτικό που λαμβάνεται δεν είναι αντιπροσωπευτικό του γεγονότος. Όσο μεγαλώνει η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου αυξάνεται η ταχύτητα των ιόντων και μικραίνει ο διαθέσιμος χρόνος ώστε να συλλάβει κάποιο ηλεκτρόνιο.

### Περιοχή ιονισμού II

Στην περιοχή ιονισμού οι επανασυνδέσεις είναι αμελητέες και το φορτίο συλλέγεται σχεδόν εξ ολοκλήρου. Δεν παρατηρούνται σε αυτήν το φαινόμενο του ηλεκτρομαγνητικού καταγισμού. Οι θάλαμοι ιονισμού είναι οι ανιχνευτές αερίου που λειτουργούν σε χαμηλές ενέργειες.

### Αναλογική περιοχή III

Καθώς αυξάνεται όλο και περισσότερο η κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων προκαλείται ο πολλαπλασιασμός των ιονισμών. Στο αριστερό τμήμα της περιοχής η ενίσχυση του σήματος εξαρτάται σημαντικά από την ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου. Σε αυτό το τμήμα μπορεί να γίνει διαχωρισμός των σωματιδίων σύμφωνα με την ενέργεια που εναπόθεσαν. Για ακόμη μεγαλύτερες τάσεις η αρχική ενέργεια του σωματιδίου αρχίζει να υπερκαλύπτεται από την ενέργεια που αποκτά λόγω της επιτάχυνσης από το ηλεκτρικό πεδίο. Στο τέλος της αναλογικής περιοχής η ταυτοποίηση των σωματιδίων είναι δύσκολη καθώς παύει να εξαρτάται ο καταγισμός ακόμη και από τη μάζα του σωματιδίου. Οι ανιχνευτές που λειτουργούν σε αυτή την περιοχή ονομάζονται αναλογικοί απαριθμητές.



Σχήμα 3.6: Περιοχές λειτουργίας ανιχνευτών αερίων

### Περιοχή Geiger-Müller IV

Στην περιοχή Geiger-Müller το σήμα που λαμβάνεται είναι ίδια για όλα τα σωματίδια ανεξαρτήτου αρχικής ορμής ή μάζας και εξαρτάται αποκλειστικά από τις υψηλές τάσεις που εφαρμόζονται στον ανιχνευτή. Στην περιοχή αυτή ανήκουν οι απαριθμητές Geiger-Müller που δίνουν πληροφορία αν πέρασε ή όχι σωματίδιο από τον ενεργό τους όγκο ή το πλήθος των σωματιδίων που διέρχονται. Με συγκεκριμένη διάταξη πολλών τέτοιων ανιχνευτών είναι δυνατό να προσδιοριστεί η τροχιά των εισερχόμενων σωματιδίων.

### Περιοχή εκφόρτισης

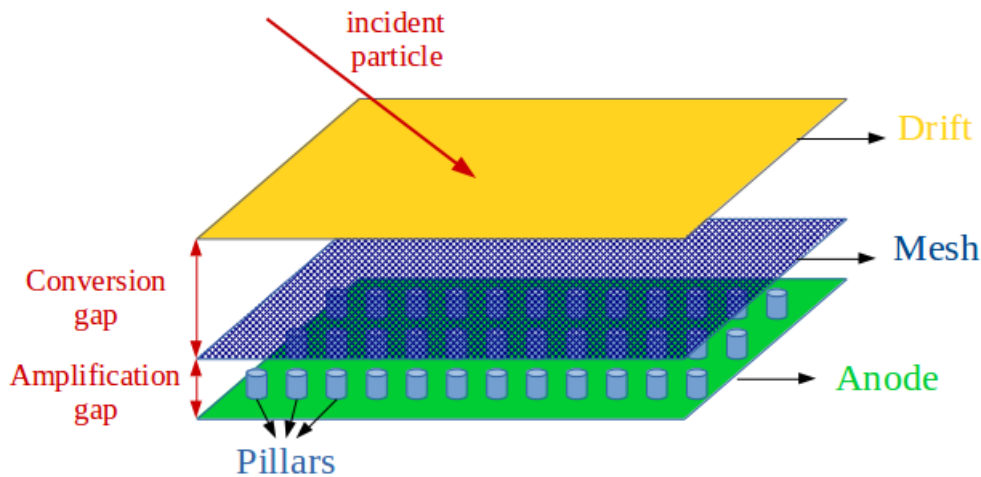
Τέλος, για πολύ υψηλές τάσεις το ηλεκτρικό πεδίο γίνεται τόσο ισχυρό που συμβαίνουν συνεχώς ηλεκτρικές εκκενώσεις οι οποίες σε βάθος χρόνου μπορούν να καταστρέψουν τον ανιχνευτή.

## 3.3 Ο Ανιχνευτής MicroMegas

Οι ανιχνευτές MicroMegas (Micro-MESH-Gaseous-Structure) εφευρέθηκαν από τους Ιωάννη Γιοματάρη και Georges Charpak το 1995. Χρησιμοποιούνται για πειράματα Φυσικής Υψηλών Ενεργειών, Πυρηνικής Φυσικής και Αστροφυσικής για την ανίχνευση

ιοντιζουσών σωματιδίων. Προβλέπεται να χρησιμοποιηθούν στην αναβάθμιση του LHC, CERN, στο πείραμα ATLAS και συγκεκριμένα στο New Small Wheel για την ανίχνευση μιονίων.

Ανήκουν στην κατηγορία των ανιχνευτών αερίου και από πλευράς λειτουργίας στους αναλογικούς απαριθμητές. Η δομή του ανιχνευτή αποτελείται από 3 κύρια επίπεδα (βλ. Σχήμα 3.7): Drift, Mesh, Anode.



Σχήμα 3.7: Σχηματική αναπαράσταση γεωμετρίας ανιχνευτή MicroMegas

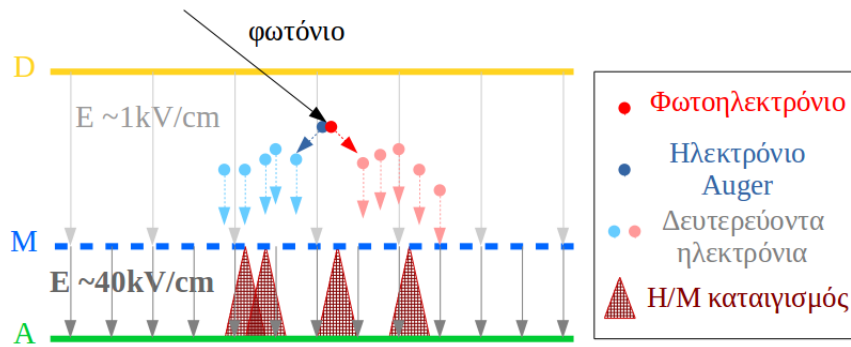
Το *drift* είναι το ανώτερο επίπεδο του ανιχνευτή. Σε απόσταση μερικών χιλιοστών πιο κάτω βρίσκεται το μικροπλέγμα, *mesh*, το οποίο στηρίζεται πάνω σε μικρούς κυλίνδρους, τα *pillars*, μερικές δεκάδες μικρόμετρα πάνω από την άνοδο. Και στα τρία επίπεδα μπορεί να εφαρμοστεί υψηλή τάση αν και συνήθως το επίπεδο του *mesh* ή της ανόδου είναι γειωμένο.

Η μεγάλη περιοχή μεταξύ του *drift* και του *mesh* είναι η περιοχή μετατροπής ή ολίσθησης (*Conversion/Drift gap*) στην οποία συμβαίνουν οι πρώτοι ιονισμοί. Τα ηλεκτρόνια κατευθύνονται προς το *mesh* λόγω του ηλεκτρικού πεδίου. Το ηλεκτρικό πεδίο σε αυτή την περιοχή είναι σχετικά ασθενές και η ταχύτητα που αναπτύσσουν τα ηλεκτρόνια δεν είναι εν γένει αρκετή ώστε να προκληθούν ιονισμοί. Το *mesh* είναι ένα πλέγμα (βλ. Σχήμα 3.8) με οπές που επιτρέπει τη διέλευση των σωματιδίων. Οι δυναμικές γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου υποχρεώνουν τα ηλεκτρόνια ώστε να κινηθούν μέσα από τις οπές. Αφού περάσουν από το *mesh* τα ηλεκτρόνια εισέρχονται στην περιοχή ενίσχυσης (*Amplification gap*). Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου είναι αρκετά μεγάλη με αποτέλεσμα να συμβαίνουν ηλεκτρομαγνητικοί καταιγισμοί. Έπειτα τα ηλεκτρόνια απορροφώνται από την άνοδο και τα ιόντα που δημιουργήθηκαν κατευθύνονται προς το *mesh* όπου θα συλλάβουν ηλεκτρόνια και θα γίνουν ξανά ουδέτερα. Η κατασκευή της ανόδου ποικίλει και μπορεί να έχει διαφορετικές λειτουργίες.

### 3.3.1 Τεχνική Bulk και Microbulk

Η κατασκευή του MicroMegas έχει εξελιχθεί από την πρώτη κυκλοφορία του. Ιδιαίτερα για την κατασκευή του *mesh* η οποία απαιτεί ιδιαίτερη ακρίβεια λόγω των μικρών αποστάσεων έχουν αναπτυχθεί τεχνικές που απλοποιούν την διαδικασία μειώνοντας την εμφάνιση ατελειών. Οι δύο τεχνικές που χρησιμοποιούνται για τους σύγχρονους ανιχνευτές είναι η *bulk* και η *microbulk*.

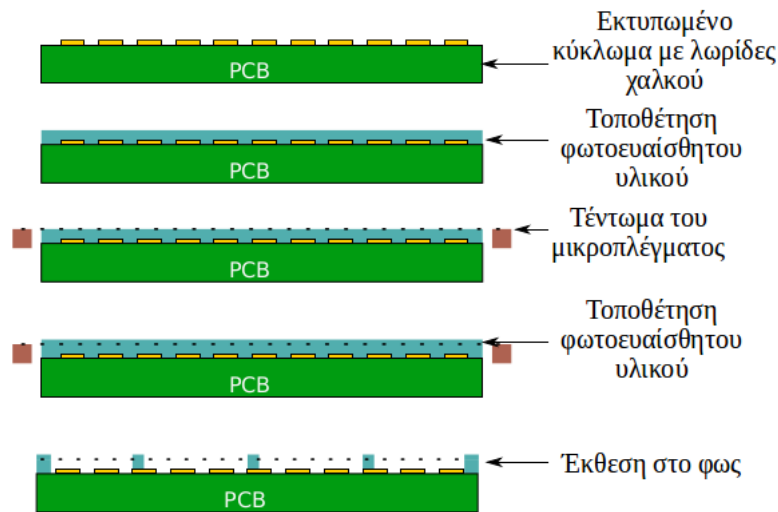
Η τεχνική *bulk* προτάθηκε από τον Ιωάννη Γιοματάρη το 2005. Η διαδικασία ξεκινά



Σχήμα 3.8: Περιοχές αλληλεπίδρασης

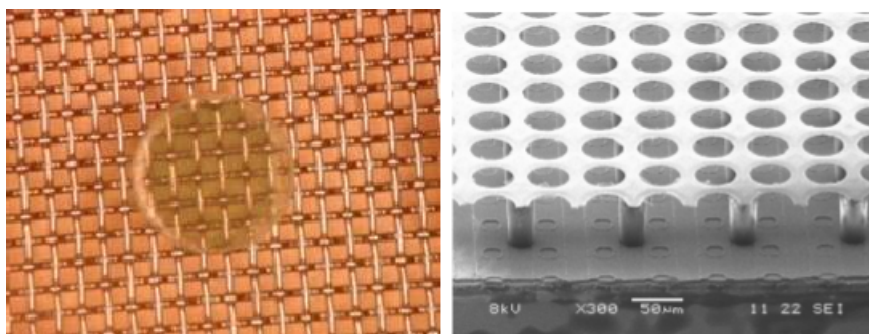
με την άνοδο η οποία είναι μία πλακέτα τυπωμένου κυκλώματος (PCB) πάνω στην οποία βρίσκονται χάλκινες λεπτές λωρίδες (βλ. Σχήμα 3.9). Στη συνέχεια τοποθετείται ένα στρώμα φωτοευαίσθητου υλικού πάνω στο οποίο ακουμπάει το mesh. Αφού τεντωθεί το μικροπλέγμα ώστε να ισαπέχει παντού από την άνοδο, καλύπτεται με ένα ακόμη λεπτό στρώμα φωτοευαίσθητου υλικού ώστε να ακινητοποιηθεί. Τέλος, με τη μέθοδο της λιθογραφίας απομακρύνεται το φωτοευαίσθητο υλικό αφήνοντας κυλίνδρους διαμέτρου μερικών εκατοντάδων  $\mu\text{m}$ , τα pillars, σε καθορισμένες θέσεις.

Οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν για τα πειράματα είναι κατασκευασμένοι με τη μέθοδο bulk.



Σχήμα 3.9: Διαδικασία κατασκευής bulk MicroMegas

Η τεχνική του microbulk είναι επίσης μια σύγχρονη μέθοδος για την κατασκευή του mesh, της ανόδου και των pillars. Η διαδικασία ξεκινά με ένα φύλλο κάπτον πάχους  $50 \mu\text{m}$  το οποίο έχει επικάλυψη χαλκού  $5 \mu\text{m}$  και στις δυο πλευρές του. Μέσω χημικών διεργασιών διαμορφώνονται τα strips ή τα pads στην κάτω πλευρά του δείγματος και στην πάνω οι οπές του mesh. Έπειτα, με λιθογραφία απομένουν τα pillars που στηρίζουν το mesh. Αυτή η μέθοδος έχει ως αποτέλεσμα μία ενιαία κατασκευή (βλ. Σχήμα 3.10, δεξιά εικόνα) με τις καλές ιδιότητες της τεχνικής bulk με πρόσθετα πλεονεκτήματα όπως μεγαλύτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα, χαμηλότερο εσωτερικό θόρυβο και καλύτερη αναγνώριση σωματιδίων.



Σχήμα 3.10: Bulk MicroMegas (αριστερά), Microbulk MicroMegas (δεξιά)

### 3.3.2 Άνοδος με αντιστατική επικάλυψη

Οι ανιχνευτές MicroMegas προβλέπεται να χρησιμοποιηθούν στους ανιχνευτές μιονίων του πειράματος ATLAS. Μετά την απόφαση αυτή κατασκευάστηκαν πολλοί πρωτότυποι ανιχνευτές παρουσιάζοντας εξαιρετικές ιδιότητες. Ωστόσο, εμφάνιζαν ένα κοινό πρόβλημα. Για μεγάλες ροές σωματιδίων ή για πολύ ενεργητικά βαριά σωματίδια όπως σωματίδια- $\alpha$  προκαλούνται σπινθηρισμοί, πτώσεις τάσης, που από τη μία αλλοιώνουν το σήμα και από την άλλη μπορούν να καταστρέψουν τον ανιχνευτή. Η τεχνική που αναπτύχθηκε για να αντιμετωπιστεί αυτό το πρόβλημα βασίζεται στην πρόσθεση μιας αντιστατικής επικάλυψης (resistive layer) πάνω από την άνοδο. Τα ηλεκτρόνια που φτάνουν στην άνοδο μετά τον καταγισμό επιβραδύνονται λόγω της αντίστασης και δεν συναντούν απευθείας τα read-out strips από όπου συλλέγεται το σήμα, ανακόπτοντας έτσι τους σπινθηρισμούς.

Το νέο ζήτημα προς αντιμετώπιση είναι η απόκλιση από τη γραμμικότητα της απολαβής για μεγάλες ροές εισερχόμενων σωματιδίων. Η καθυστέρηση αποβολής των ηλεκτρονίων από τη γείωση έχει ως αποτέλεσμα τη συλλογή μιας σημαντικής κατανομής φορτίων στο resistive layer. Αυτό μπορεί να μεταβάλλει την διαφορά δυναμικού στην περιοχή της ενίσχυσης που μπορεί να έχει σημαντική επίδραση στην ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και κατ' επέκταση στον παράγοντα της ενίσχυσης. Στο 5ο Κεφάλαιο γίνεται εκτενέστερη περιγραφή αυτού του φαινομένου.

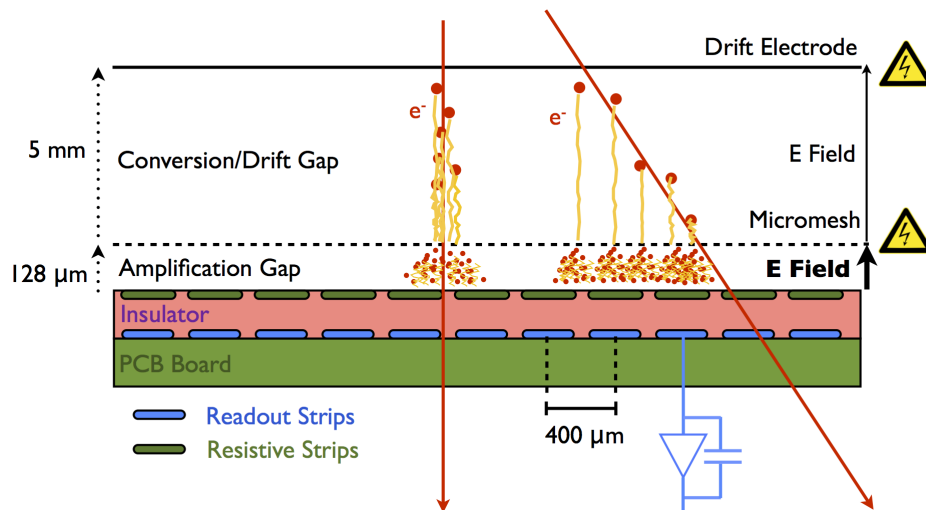
Συνοψίζοντας, ο ανιχνευτής MicroMegas παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον λόγω των ιδιοτήτων του: πολύ γρήγορα σήματα της τάξεως των δεκάδων ns, εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα, εύκολη, ανθεκτική, μικρή και ελαφριά κατασκευή. Πέρα από πειράματα φυσικής υψηλών ενεργειών ή πυρηνικής φυσικής, οι MicroMegas βρίσκουν χρήση και σε άλλους επιστημονικούς κλάδους, όπως σε ιατρικές εφαρμογές ή τοπογραφία ηφαιστίων. Σαν σχετικά νέος ανιχνευτής πρόκειται να εξελιχθεί ακόμη περισσότερο σε συνδυασμό με την ανάπτυξη νέων τεχνικών άλλων τομέων της φυσικής (μικροηλεκτρονική, υλικά κτλ).



## Κεφάλαιο 4

# Μελέτη ανιχνευτή MicroMegas με Resistive strips

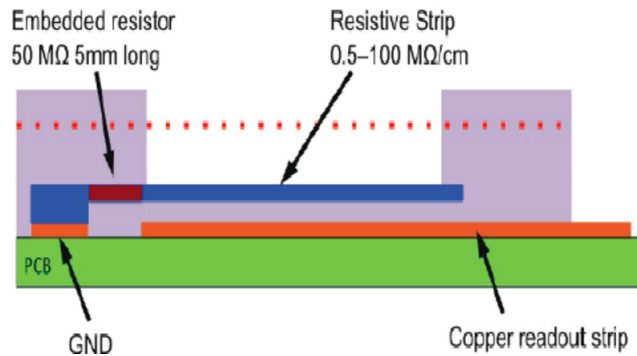
Στο πρώτο πειραματικό μέρος αυτής της εργασίας γίνεται η μελέτη ενός ανιχνευτή MicroMegas με resistive strips. Η γεωμετρία του ανιχνευτή παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.1. Ο ανιχνευτής λειτουργεί με αέριο  $Ar:CO_2$  7%. Οι περιοχές μετατροπής και ενίσχυσης έχουν ύψος 5 mm και 128 μm αντίστοιχα. Η άνοδος είναι γειωμένη ενώ στο επίπεδο drift εφαρμόζουμε τάση 800 V και στο mesh 500 V. Από την καμπύλη του Σχήματος 3.3 που αντιστοιχεί στο αέριο θέλουμε την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ολίσθησης ίση με 600 V/cm. Για απόσταση 5 mm, η διαφορά δυναμικού  $\Delta V = |V_{drift} - V_{mesh}| = 300$  V. Επομένως για τις διάφορες τιμές του  $V_{mesh}$ , το  $V_{drift}$  θα είναι κατά 300 V πιο μεγάλο. Επειδή θέλουμε η κίνηση των ηλεκτρονίων να γίνεται προς το mesh, πρέπει το ηλεκτρικό πεδίο να έχει φορά προς τα πάνω, επομένως οι τάσεις που εφαρμόζουμε είναι αρνητικές.



Σχήμα 4.1: Γεωμετρία MicroMegas με resistive strips

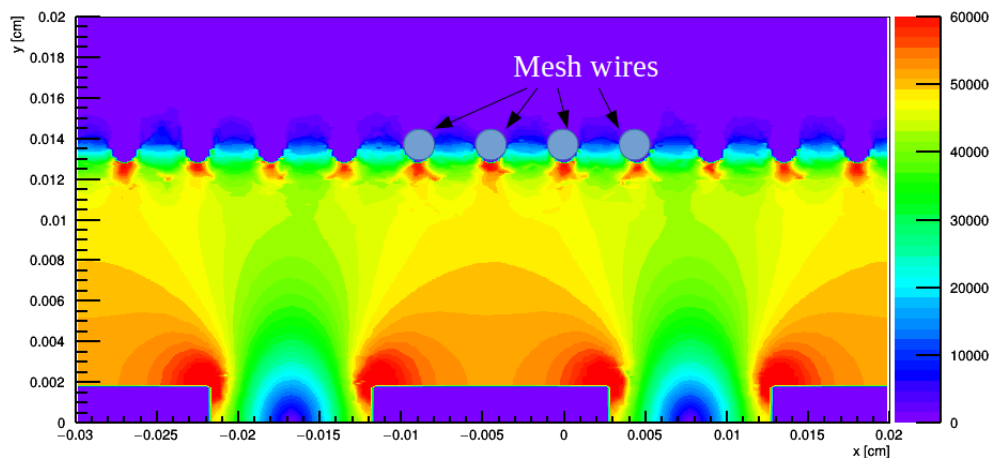
Η άνοδος αποτελείται από τα resistive και τα read-out strips μεταξύ των οποίων υπάρχει μονωτικό υλικό. Τα resistive strips φέρουν μια γραμμική αντίσταση στο εύρος 0.5-100MΩ/cm. Πέρα από την επιφανειακή αντίσταση υπάρχει επιπλέον μία θαμμένη (embedded resistor) μικρού μήκους με αντίσταση περίπου 50MΩ. Μέσω της θαμμένης αντίστασης συνδέονται τα resistive με τα read-out strips. Η γεωμετρία αυτή δημιουργεί

κάτι σαν πυκνωτή στην άνοδο με μια χωρητικότητα που εξαρτάται από την απόσταση και την διαφορά δυναμικού μεταξύ των strips. Όταν δεν υπάρχει ροή σωματιδίων η διαφορά δυναμικού είναι προφανώς μηδέν. Όπως περιγράφηκε όμως στην παράγραφο 3.3.2 δημιουργείται μια κατανομή φορτίου στο resistive layer με αποτέλεσμα  $\Delta V \neq 0$ .



Σχήμα 4.2: Μορφή άνοδου, εικόνα παράλληλη στην διεύθυνση των strips

Με το Garfield++ σε συνδυασμό με τα προγράμματα Elmer και Gmsh έγινε μια οπτικοποίηση του ηλεκτρικού πεδίου μέσα στον ανιχνευτή (Σχήμα 4.3). Σε μία γεωμετρία στην οποία τα strips εξέχουν από την άνοδο παρατηρείται πως το ηλεκτρικό πεδίο δεν είναι πραγματικά ομοιογενές αλλά παρουσιάζει διακυμάνσεις. Στην μεγαλύτερη περιοχή η ένταση είναι μεταξύ 40-50kV/cm αλλά κοντά στα strips και ιδιαίτερα στις γωνίες γίνεται ισχυρότερο. Ωστόσο μακροσκοπικά θεωρούμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι ικανοποιητικά ομοιογενές και ίσο με 40kV/cm.

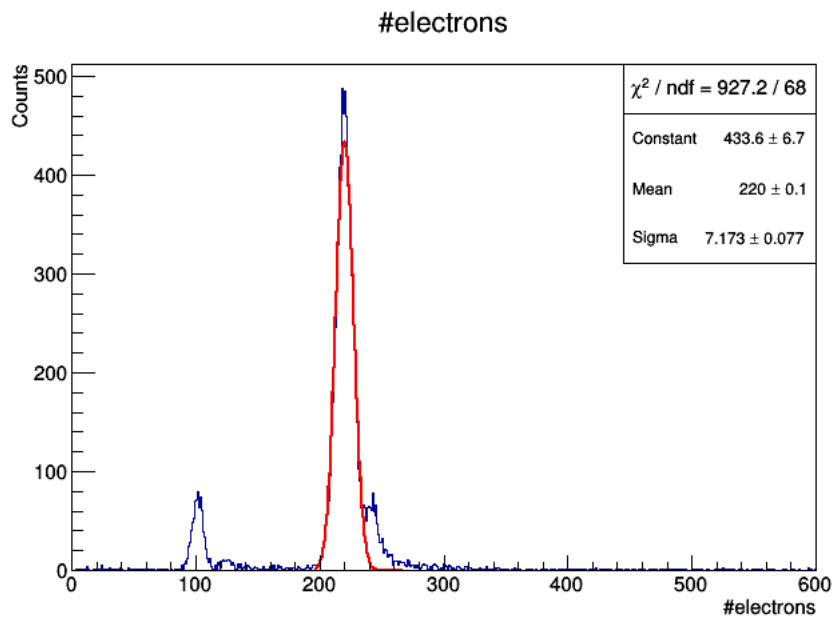


Σχήμα 4.3: Ένταση ηλεκτρικού πεδίου από προσομοίωση, *Garfield++*

## Πηγή $^{55}\text{Fe}$

Για τις πειραματικές μετρήσεις χρησιμοποιήθηκε μία ραδιενεργός πηγή σιδήρου 55 ( $^{55}\text{Fe}$ ). Ο σίδηρος 55 εκπέμπει ακτίνες-X ενέργειας 5.9 keV σε ποσοστό 22% και 6.49 keV σε ποσοστό 2.85%. Μπορούμε να θεωρήσουμε ότι εκπέμπει ακτίνες-X με μία μέση ενέργεια 5.97 keV. Η ενέργεια αυτή είναι χρήσιμη για τον προσδιορισμό του πλήθους των ηλεκτρονίων που παράγονται στην περιοχή μετατροπής μέσω προσομοίωσης με το Garfield++ (βλ. Σχήμα 4.4). Εμφανίζονται δυο χαρακτηριστικές κορυφές

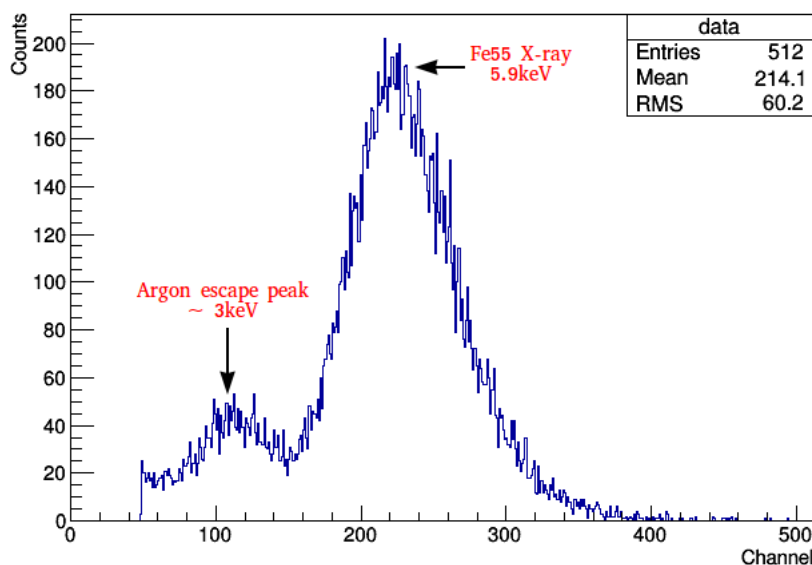
με κέντρα τα 102 και 220. Οι αριθμοί αυτοί περιγράφουν το πλήθος των πρώτων ιονισμών που προκαλούν οι ακτίνες-X. Η προσομοίωση δίνει ορισμένα γεγονότα σε πολύ υψηλές ενέργειες τα οποία δεν θα έπρεπε να υπάρχουν. Ωστόσο, επειδή το φάσμα στην περιοχή που μας ενδιαφέρει συμφωνεί εξαιρετικά με αυτό που παρατηρείται πειραματικά (βλ. Σχήμα 4.5) θα θεωρήσουμε ότι τα γεγονότα που παίρνουμε στις πολύ μεγάλες ενέργειες είναι αποτέλεσμα του κώδικα που κάνει την προσομοίωση και όχι ότι η προσομοίωση δεν είναι σωστή. Η μικρή κορυφή ονομάζεται κορυφή διαφυγής του αργού (Argon escape peak) και το κεντροειδές της βρίσκεται στο μισό του κεντροειδούς της μεγάλης κορυφής.



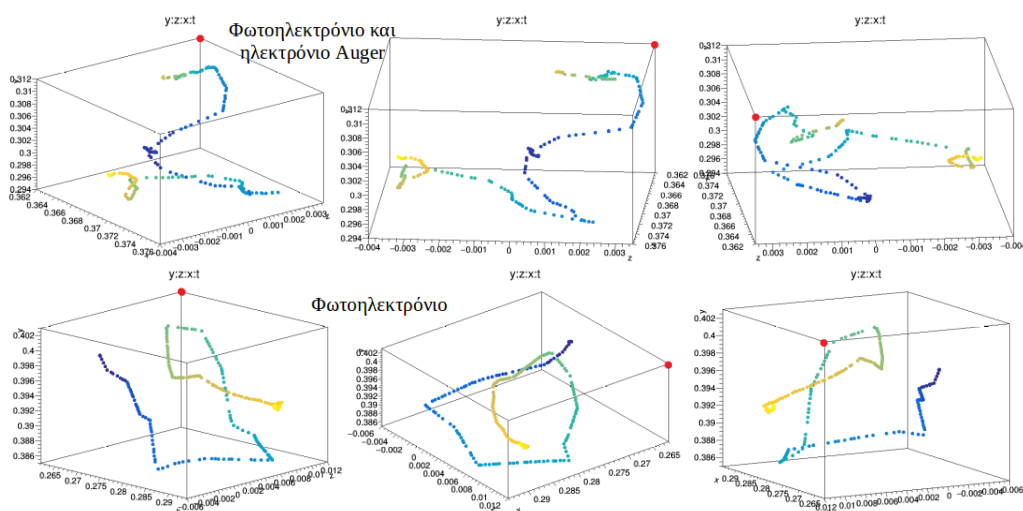
Σχήμα 4.4: Φάσμα παραγόμενων ηλεκτρονίων στην περιοχή μετατροπής

Με χρήση κατάλληλου κώδικα είναι δυνατό να καταγραφούν από τα δεδομένα της προσομοίωσης οι θέσεις και η χρονική στιγμή των ιονισμών για κάθε γεγονός. Κάνοντας επεξεργασία με το πρόγραμμα ROOT, είναι εφικτό να οπτικοποιηθεί η αλληλεπίδραση κάθε ακτίνης-X στην περιοχή μετατροπής (βλ. Σχήμα 4.6). Κάθε σφαιρίδιο εκφράζει τη θέση ενός ιονισμού. Η διάσταση y αντιστοιχεί στο ύψος του ανιχνευτή ενώ το χρώμα αποτελεί τη διάσταση του χρόνου όπου με σκούρο μπλε χρωματίζεται η αρχική χρονική στιγμή και με κίτρινο η τελική. Οι εικόνες είναι περιστραμμένες και το κόκκινο σημείο είναι σταθερό ως προς το σύστημα αξόνων και υπάρχει για την καλύτερη αντίληψη της οπτικής γωνίας. Μια σημαντική παρατήρηση κοιτώντας μία προς μία τις εικόνες των ιονισμών είναι ότι στα γεγονότα που αντιστοιχούν στην μικρή κορυφή υπάρχει **μια** τροχιά σωματιδίων ενώ για τη μεγάλη **δυο** τροχιές. Εύστοχα μπορεί να βγει το συμπέρασμα ότι στα γεγονότα της μεγάλης κορυφής η ακτίνα-X μετατράπηκε σε ένα φωτοηλεκτρόνιο και ένα ηλεκτρόνιο Auger, ενώ σε αυτά της μικρής παράχθηξε φωτοηλεκτρόνιο χωρίς την εκπομπή ηλεκτρονίου Auger.

## Spectrum



Σχήμα 4.5: Φάσμα πηγής  $^{55}\text{Fe}$

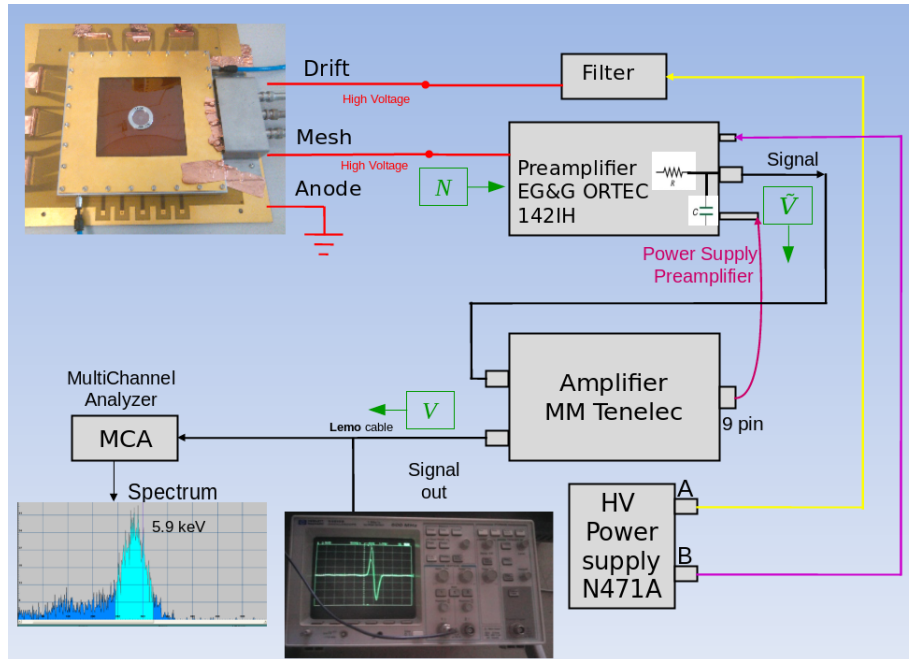


Σχήμα 4.6: Αναπαράσταση ιονισμών στην περιοχή μετατροπής (Πάνω/κάτω: γεγονός που ανήκει στη μεγάλη/μικρή κορυφή)

## 4.1 Πειραματική διάταξη

Τα ηλεκτρόνια στην περιοχή μετατροπής θα κινηθούν προς το mesh λόγω του ηλεκτρικού πεδίου. Έπειτα, θα προκαλέσουν ηλεκτρομαγνητικούς καταιγισμούς στην περιοχή ενίσχυσης. Το σήμα που δημιουργείται είναι και πάλι αρκετά ασθενές για να παρατηρηθεί άμεσα. Το τελικό σήμα προς επεξεργασία περνάει από μια σειρά από ηλεκτρονικά συστήματα καταλήγοντας σε μια μορφή που μπορεί ο χρήστης να τα επεξεργαστεί.

Ολόκληρο το σύστημα τροφοδοτείται από μία γεννήτρια υψηλών τάσεων, την **CAEN N89 NIM-TTL**. Η μονάδα CAEN έχει δυο κανάλια, A και B, μέσω των οποίων εφαρμόζουμε τις τάσεις στο drift και mesh. Το εύρος των τάσεων που μπορεί να παρέχει είναι από  $\pm 50\text{ V}$  έως  $\pm 8\text{ kV}$  επομένως ικανοποιεί τις απαιτήσεις που θέτουμε. Η επιλογή της πολικότητας για θετική ή αρνητική τάση μπορεί να γίνει από τον χρήστη.



Σχήμα 4.7: Πειραματική διάταξη

Το κανάλι A της γεννήτριας συνδέεται με το drift, αφού παρεμβληθεί ένα χαμηλοπερατό φίλτρο το οποίο αποκόπτει τις υψηλές συχνότητες για τη μείωση του ηλεκτρονικού θορύβου.

Το κανάλι B συνδέεται με έναν προενισχυτή. Η μονάδα **EG&G ORTEC 1421H Preamplifier** τροφοδοτεί με σταθερή τάση DC το mesh, η οποία προέρχεται από τη γεννήτρια. Η βασική του λειτουργία είναι να μετατρέπει το φορτίο που λαμβάνει ως σήμα από το mesh σε παλμό τάσης, κάνοντας επίσης μια πρώτη ενίσχυση. Ο παλμός που παράγεται είναι ανάλογος του φορτίου στην έξοδο του ανιχνευτή.

Έπειτα το σήμα περνάει από τον ενισχυτή. Ο προενισχυτής τροφοδοτείται με ρεύμα από τον ενισχυτή. Ο **Tennelec Amplifier TC244** ενισχύει το σήμα που δέχεται κατά έναν παράγοντα gain όπου:

$$gain = (fine\ gain) \times (coarse\ gain)$$

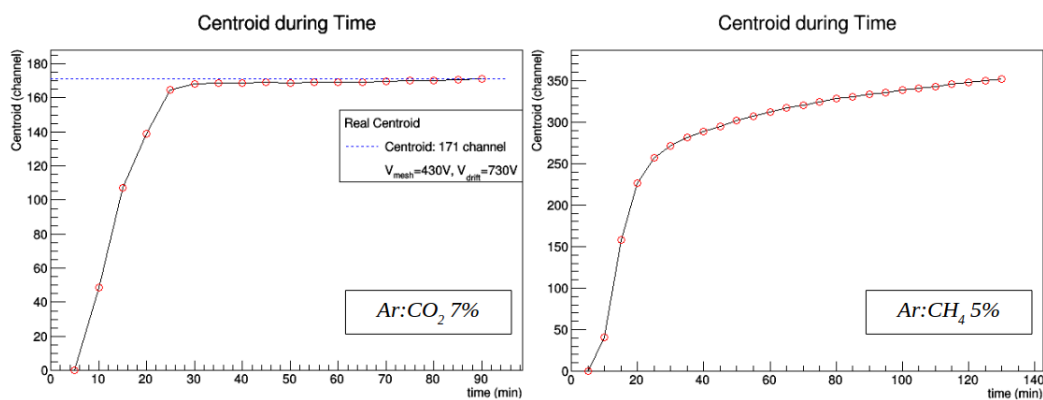
Τα fine και coarse gain ρυθμίζονται από τη μονάδα. Συγκεκριμένα, για όλες τις μετρήσεις είχαν σταθερή τιμή  $fine\ gain=0.5$  και  $coarse\ gain=20$ , επομένως θα είναι  $gain = 10$ .

Τέλος, το σήμα μένει να οπτικοποιηθεί για τον χρήστη. Το σήμα μεταφέρεται σε έναν παλμογράφο και έναν πολυκαναλικό αναλυτή (MultiChannel Analyzer, MCA). Στον παλμογράφο παρατηρείται η μορφή του σήματος εξόδου. Με τη βοήθειά του έγινε προσπάθεια να μειωθεί όσο το δυνατόν περισσότερο ο θόρυβος από τα ηλεκτρονικά, χωρίς προφανώς τη χρήση της πηγής. Ο πολυκαναλικός αναλυτής συνδέεται με έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή και με κατάλληλο πρόγραμμα γίνεται οπτικοποίηση των σημάτων. Ο **MCA8000A** μπορεί να αναλύσει σήματα μέγιστης τάσης 5 V ή 10 V, με επιλογή του χρήστη. Το εύρος 0-5 ή 0-10 V χωρίζεται σε ίσα μέρη, bins, και τα bins είναι τα κανάλια (channels) στα οποία κατανέμονται τα γεγονότα που ανήκουν στο αντίστοιχο εύρος τάσης. Τα bins επιλέγονται επίσης από τον χρήστη και για τα πειράματα επιλέχθηκαν 512 bins. Έτσι, κατασκευάζεται ένα ιστόγραμμα με οριζόντιο άξονα τα channels και κατακόρυφο το πλήθος των γεγονότων (counts). Η αποθήκευση των ι-

στο γραμμάτων έγινε μέσω του προγράμματος σε αρχεία .mca τα οποία αποτέλεσαν τα στοιχεία εισόδου για την ανάλυση των δεδομένων με το πρόγραμμα ROOT.

## 4.2 Ανάλυση δεδομένων

Για τη μελέτη του ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκαν αρχικά δυο αέρια, αργό με πρόσμιξη διοξειδίου του άνθρακα,  $Ar:CO_2$  7% και αργό με πρόσμιξη ισοβουτανίου,  $Ar:CH_4$  5%. Για να λειτουργήσει επιθυμητά ο ανιχνευτής πρέπει να απαλλαχθεί από τον ατμοσφαιρικό αέρα που υπάρχει στο εσωτερικό του. Ο ανιχνευτής διαθέτει δυο υποδοχές μια για εισαγωγή και μια για εξαγωγή αερίου. Αφού τοποθετήθηκε η πηγή  $^{55}Fe$  πάνω στο παράθυρο του ανιχνευτή, ρυθμίσαμε την παροχή του αερίου στα 10 λίτρα ανά ώρα. Για τον προσδιορισμό του ελάχιστου χρόνου αναμονής ώστε να είναι λειτουργικός ο ανιχνευτής έγινε η καταγραφή του κεντροειδούς της κορυφής του σιδήρου ανά 5 λεπτά από τη στιγμή που ξεκίνησε η ροή του αερίου με σταθερές τάσεις στα drift και mesh. Τα γραφήματα που κατασκευάστηκαν παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.8.



Σχήμα 4.8: Κεντροειδές συναρτήσεις του χρόνου

Όπως φαίνεται από τα γραφήματα στην περίπτωση του  $Ar:CO_2$  7% το κεντροειδές σταθεροποιείται μετά από περίπου 30 λεπτά και ο ανιχνευτής είναι έτοιμος για τη διεξαγωγή των μετρήσεων. Όσο για το  $Ar:CH_4$  5%, τα αποτελέσματα έδειξαν ότι δεν αποκαθίσταται ισορροπία και μάλιστα οι μετρήσεις συνεχίστηκαν για περισσότερη ώρα από ότι στην πρώτη περίπτωση (βλ. Σχήμα 4.8, δεξιά). Τα δύο αέρια είχαν διαφορετικό σύστημα τροφοδοσίας επομένως πιθανό αίτιο είναι κάποια διαρροή στο σύστημα του δεύτερου αερίου. Είναι σημαντικό να συμπεριληφθεί και αυτό το γράφημα για την παρουσίαση ενός μη λειτουργικού σεναρίου για πιθανές μελλοντικές παρόμοιες μετρήσεις. Συνεπώς, η πειραματική διαδικασία περιορίστηκε στη χρήση του αερίου  $Ar:CO_2$  7%.

Ο αέρας που υπάρχει στον ανιχνευτή αντικαθίσταται από το επιλεγμένο αέριο. Η ποσότητα του ατμοσφαιρικού αέρα  $Q(t)$  με σταθερή εισροή επιλεγόμενου αερίου  $q$  ακολουθεί την κατανομή:

$$Q(t) = Q(0)e^{-qtV^{-1}} \quad (4.1)$$

όπου  $V$  ο εσωτερικός όγκος του ανιχνευτή. Αν  $V = 0.5l$  και ροή  $q = 10l/h$ , ο ατμοσφαιρικός αέρας στον ανιχνευτή μετά από χρόνο  $t = 30 min$  θα είναι:

$$\frac{Q(t)}{Q(0)} = 0.005 \quad (4.2)$$

Επομένως, με αυτό τον τρόπο επιβεβαιώνεται και θεωρητικά ότι 30 λεπτά είναι ένας ικανοποιητικός χρόνος για τη σωστή λειτουργία του ανιχνευτή. Ωστόσο, για τα πειράματα

ο χρόνος αναμονής ήταν αρκετά μεγαλύτερος (πάνω από 1 h) προκειμένου να έρθει ο ανιχνευτής σε ιδανική κατάσταση.

### Απολαβή (Gain)

Στη συνέχεια, έγινε ο προσδιορισμός της απολαβής του ανιχνευτή για τις διάφορες τιμές της τάσης στο mesh. Όπως αναφέρθηκε και στο προηγούμενο κεφάλαιο η απολαβή του ανιχνευτή ορίζεται ως ο λόγος του τελικού αριθμού των ηλεκτρονίων  $N$  προς το πλήθος των ηλεκτρονίων που δημιουργήθηκαν στην περιοχή μετατροπής  $n_{prim}$ :

$$G = \frac{N}{n_{prim}} \quad (4.3)$$

Από το γράφημα του Σχήματος 4.4 το  $n_{prim}$  θα αντιστοιχεί στο πλήθος των αρχικών ηλεκτρονίων που προέκυψαν από τον ιονισμό των ακτίνων-X ενέργειας 5.97 MeV. Επομένως,  $n_{prim} = 220$ . Εφόσον έχει επιλεγεί στον πολυκαναλικό αναλυτή ο χωρισμός σε 512 bins και μέγιστη τάση  $V_{mca}$  το 1ο κανάλι θα αντιστοιχεί σε τάση 0 V ενώ το τελευταίο σε  $V_{mca}$ . Στην μεγάλη κορυφή των πειραματικών φασμάτων θα αντιστοιχεί το κανάλι του κεντροειδούς, το οποίο ονομάζουμε *centroid*. Η τάση  $V$  στην οποία αντιστοιχεί το centroid θα είναι:

$$V = \frac{centroid}{512} V_{mca} 10^3 \text{ mV} \quad (4.4)$$

Η τάση  $V$  είναι ενισχυμένη από τον ενισχυτή Tenelec κατά έναν παράγοντα  $gain = 10$ . Δηλαδή προτού περάσει από τον ενισχυτή η τάση θα είναι  $\tilde{v}$ :

$$V = 10 \tilde{V} \Rightarrow \tilde{V} = \frac{V}{10} \quad (4.5)$$

Η τάση  $\tilde{V}$  προκύπτει έπειτα από τη μετατροπή του φορτίου  $N$  από τον προενισχυτή. Από το manual του EG&G ORTEC 142 IH Preamplifier βρίσκεται ότι για ενέργεια εισόδου 1 MeV πυριτίου (Si) ο προενισχυτής δίνει σήμα 45 mV. Όμως επίσης αναγράφεται ότι η μέση ενέργεια για τη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-οπής στο πυρίτιο σε θερμοκρασία 300 K είναι 3.62 eV. Δηλαδή, το 1 MeV Si θα αντιστοιχεί σε A ηλεκτρόνια:

$$A = \frac{1 \text{ MeV}}{3.62 \text{ eV}} = \frac{10^6}{3.62} = 276243 \quad (4.6)$$

Συνεπώς, αν τα A ηλεκτρόνια αντιστοιχούν σε σήμα 45 mV, τα  $N$  ηλεκτρόνια θα αντιστοιχούν σε  $\tilde{V}$ .

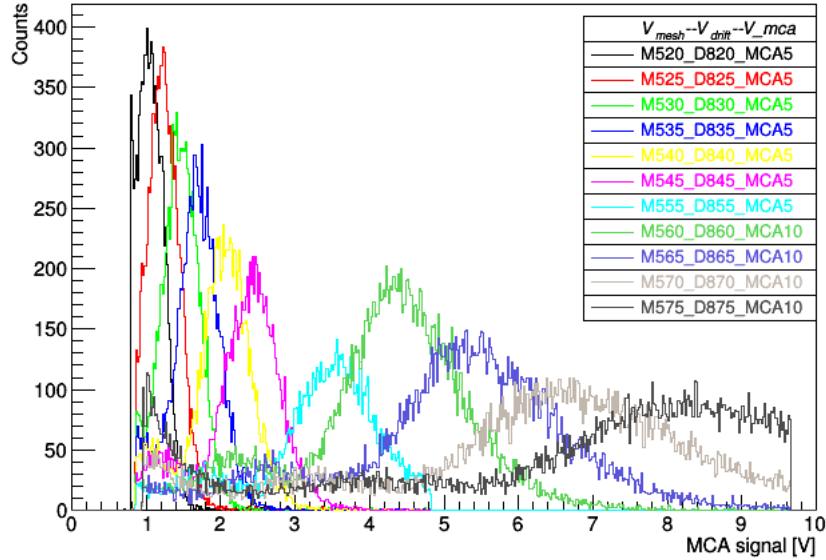
$$\frac{A}{45 \text{ mV}} = \frac{N}{\tilde{V}} \Rightarrow N = \frac{\tilde{V}}{45 \text{ mV}} 276243 \quad (4.7)$$

Άρα από το κεντροειδές της κορυφής του ιστογράμματος και τις εξισώσεις (4.2), (4.3) και (4.5) προσδιορίζεται το τελικό πλήθος των ηλεκτρονίων:

$$N = \frac{V_{mca} 276243}{512 \cdot 45 \cdot 10} 10^3 centroid \quad (4.8)$$

Στο Σχήμα 4.9 παρουσιάζονται τα ιστογράμματα από τα οποία υπολογίστηκε η απολαβή του ανιχνευτή για τάσεις στο mesh από 520 V έως 575 V. Παρατηρείται μια ανωμαλία από την τάση 560 V και έπειτα όπου τα γεγονότα στις κορυφές των φασμάτων γίνονται ξαφνικά μεγαλύτερα από πριν. Αυτό οφείλεται στην αλλαγή που έγινε στον ΜΓΑ από  $V_{mca} = 5$  σε  $V_{mca} = 10$ . Δεν μπορεί να προσδιοριστεί ακριβώς ο παράγοντας

στον οποίο οφείλεται αυτή η ανωμαλία ωστόσο δεν εμποδίζει στην επεξεργασία των μετρήσεων καθώς αυτό που είναι ενδιαφέρον είναι το κανάλι στον οριζόντιο άξονα που αντιστοιχεί στην κορυφή κάθε φάσματος. Τονίζεται ότι η παρουσίαση των γραφημάτων καθώς και η επεξεργασία των δεδομένων σε όλη την εργασία έγιναν με το πρόγραμμα ROOT.



Σχήμα 4.9: Φάσματα για τον υπολογισμό της απολαβής

Ακολουθώντας την διαδικασία που περιγράφηκε παραπάνω υπολογίστηκε η απολαβή συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης. Για να βρεθεί η συναρτησιακή μορφή της απολαβής έγινε fit στα σημεία με εκθετική καμπύλη της μορφής  $Gain = e^{p0+p1E}$ , όπου τα  $p0, p1$  σταθερές που υπολογίζονται από το fit.

### Συντελεστής Townsend

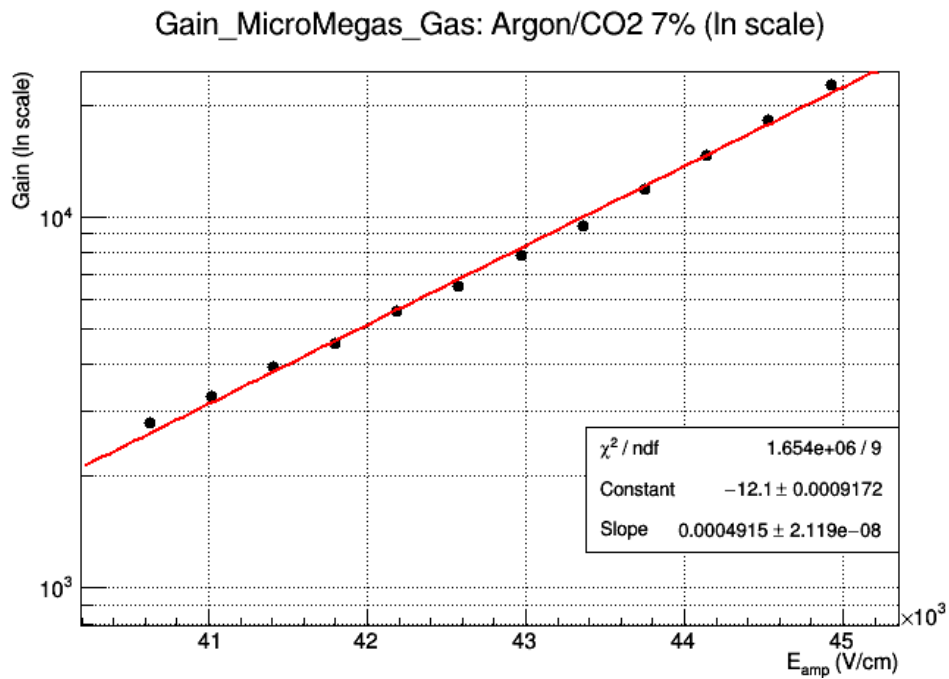
Από την εξίσωση (3.6) ο συντελεστής Townsend θα συνδέεται με την απολαβή μέσω της σχέσης:

$$G = e^{\alpha d} \Rightarrow \alpha = \frac{\ln(G)}{d} [cm^{-1}] \quad (4.9)$$

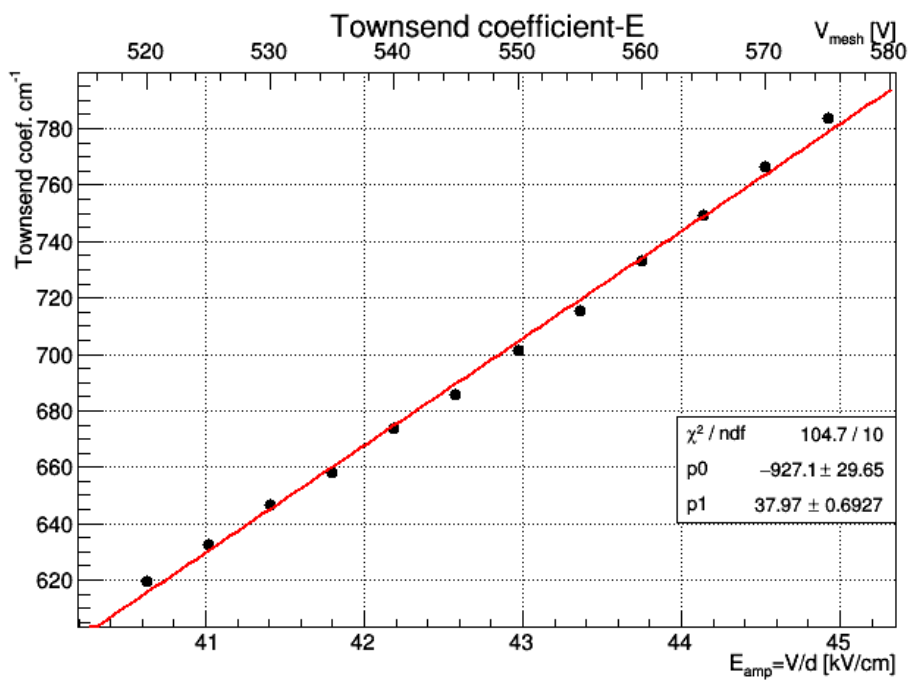
όπου  $d = 0.0128 cm$  η απόσταση του μικροπλέγματος από την άνοδο. Αναμένεται λοιπόν η αναπαράσταση του Townsend να είναι γραμμική ως προς τον φυσικό λογάριθμο της απολαβής. Η κόκκινη γραμμή προκύπτει από το γραμμικό fit που γίνεται πάνω στα πειραματικά σημεία,  $\alpha = p0 + p1 \cdot E = (-927.1 \pm 29.7) + (38.0 \pm 0.7)E$ , με  $E$  σε kV/cm.

Από το βιβλίο "The Floating Strip Micromegas Detector" [1] (βλ. Παράρτημα Β'), ο συντελεστής Townsend από προσομοίωση με το πρόγραμμα MAGBOLTZ (Biagi 1999) για αέριο  $Ar:CO_2$ , με διάφορα ποσοστά προσμίξεων, σε θερμοκρασία  $20^\circ C$  και πίεση  $1 atm$  παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.14. Συγκρίνοντας τις τιμές που βρέθηκαν από το πείραμα στο εύρος 40-45 kV/cm εμφανίζονται σημαντικές διαφορές. Αρχικά, οι πειραματικές τιμές βρίσκονται σε ένα εύρος περίπου  $160 cm^{-1}$  ενώ οι συγκρινόμενες είναι μικρότερες κατά 100-180  $cm^{-1}$  και βρίσκονται σε ένα μικρότερο εύρος. Πιθανός παράγοντας για τις διαφορές αυτές είναι η μεταβολή της πίεσης στον ανιχνευτή λόγω μεγάλης ροής αερίου. Στο πείραμα η ροή του αερίου ήταν 10 λίτρα ανά ώρα. Οι διατομές εισόδου και εξόδου του ανιχνευτή είναι σχετικά μικρές. Ενδεχομένως η ροή να





Σχήμα 4.10: Απολαβή λογαριθμική κλίμακα συναρτήσεως του ηλεκτρικού πεδίου



Σχήμα 4.11: Συντελεστής Townsend συναρτήσεως του ηλεκτρικού πεδίου

ήταν αρκετά μεγάλη ώστε να αυξανόταν η πίεση μέσα στον ανιχνευτή λόγω της μικρής διατομής εξόδου. Προφανώς, η πίεση ήταν σταθερή αλλά ίσως να ήταν μεγαλύτερη από 1 atm.

## Διακριτική ικανότητα (Resolution)

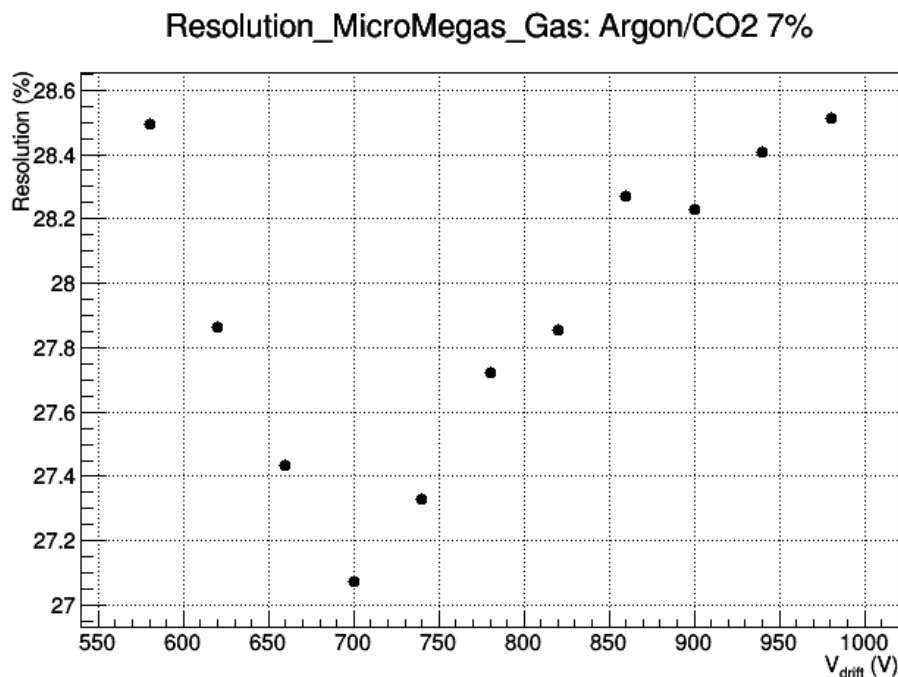
Η διακριτική ικανότητα προσδιορίζει την ακρίβεια με την οποία γίνονται οι μετρήσεις. Για τον υπολογισμό του resolution έγινε νέα σειρά μετρήσεων. Στα φάσματα που εξάγονται από κάθε μέτρηση γίνεται φिट γύρω από την μεγάλη κορυφή με γκαουσιανή συνάρτηση. Οι επιστρεφόμενες τιμές που ενδιαφέρουν τη συγκεκριμένη μελέτη είναι το κεντροειδές (centroid) και η τυπική απόκλιση ( $\sigma$ ) η οποία χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του FWHM (Full Width-Half Maximum):

$$FWHM = (8 \ln 2)^{1/2} \sigma \quad (4.10)$$

Το resolution υπολογίζεται σε ποσοστό % από τη σχέση:

$$resolution = \frac{FWHM}{centroid} 100\% \quad (4.11)$$

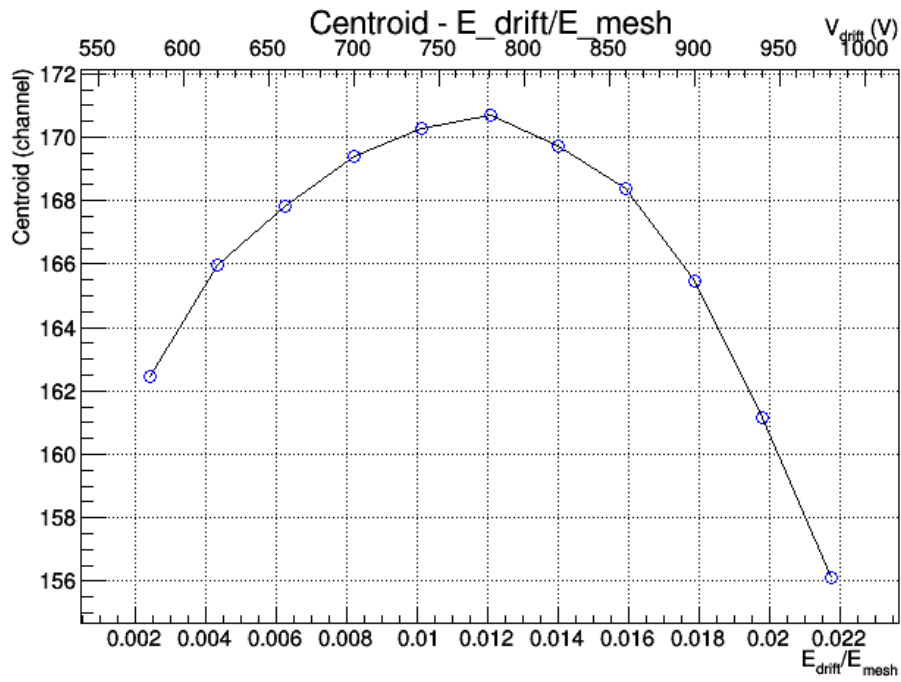
Οι μετρήσεις έγιναν διατηρώντας σταθερή την τάση στο mesh  $V_{mesh} = 530$  και μεταβάλλοντας την  $V_{drift}$  μεταξύ 580-980 V με σταθερό βήμα 40 V.



Σχήμα 4.12: Διακριτική ικανότητα συναρτήσει του  $V_{drift}$

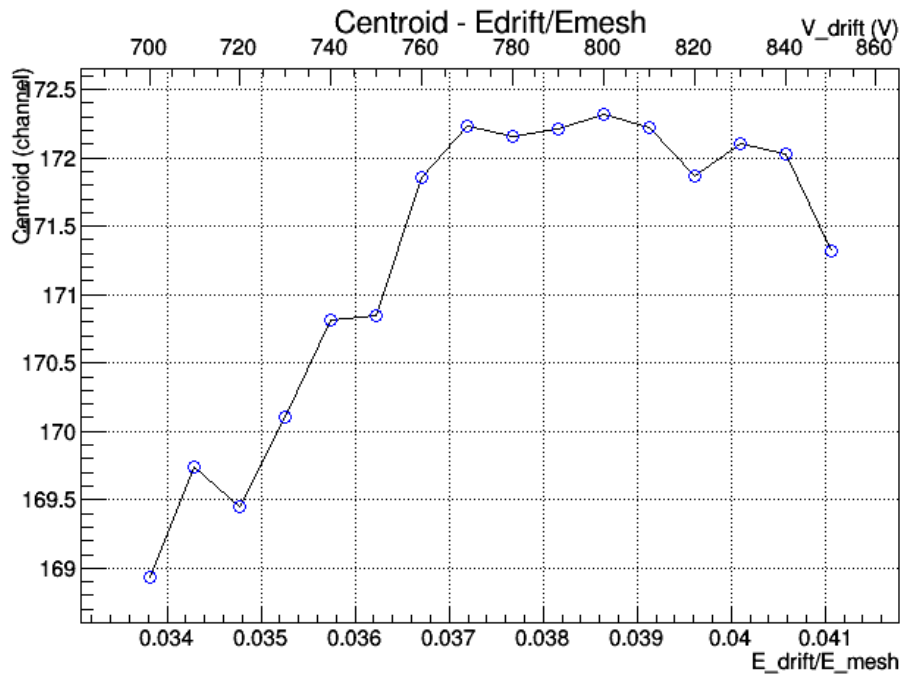
Η κατανομή των σημείων αναμένεται να παρουσιάζει ένα ελάχιστο στο οποίο θα αντιστοιχεί η βέλτιστη διακριτική ικανότητα. Ωστόσο, τα σημεία κυμαίνονται σε ένα μικρό εύρος από 27-29% που είναι αρκετά μικρή κλίμακα και δεν είναι αρκετά αξιόπιστη ώστε να καταλήξουμε σε κάποιο συμπέρασμα. Αυτό οφείλεται στο ότι το  $\sigma$  μεταβάλλεται έντονα για μικρές διακυμάνσεις στα όρια του φिट. Από τον ορισμό του resolution το ελάχιστο που αναζητείται θα είναι για την μέγιστη τιμή του κεντροειδούς. Επομένως, κατασκευάστηκε ένα νέο γράφημα που παρουσιάζει το κεντροειδές των φασμάτων συναρτήσει της  $V_{drift}$  το οποίο είναι πιο αξιόπιστο λόγω του μικρού σφάλματός του. Από το Σχήμα 4.13 παρατηρείται ότι το κεντροειδές γίνεται μέγιστο για  $V_{drift} = 780$  V.

Επειδή και πάλι οι διαφορές από σημείο σε σημείο είναι πολύ μικρές έγινε μια πιο λεπτομερής σειρά μετρήσεων με βήμα 10 V για  $V_{drift}$  από 700 V έως 850 V. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.14. Εμφανίζεται μια μέγιστη τιμή η οποία



Σχήμα 4.13: Κεντροειδές συναρτήσει του  $V_{drift}$

διατηρείται σε ένα εύρος τάσεων από 770 V έως 810 V που περιέχει την προηγούμενη τιμή, δηλαδή τα 780 V. Πλέον θα μπορούσε κανείς να πει ότι για τη βέλτιστη διακριτική ικανότητα η τιμή του  $V_{drift}$  κυμαίνεται σε αυτό το εύρος τάσεων.



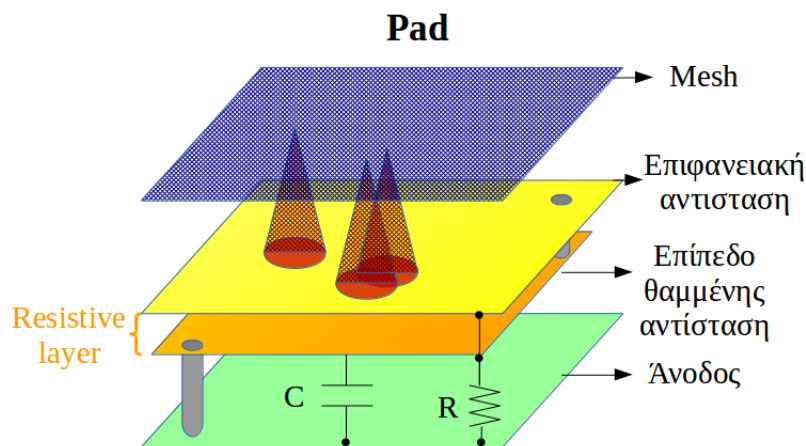
Σχήμα 4.14: Αναλυτικό φάσμα κεντροειδούς συναρτήσει του  $V_{drift}$



## Κεφάλαιο 5

# Μελέτη ανιχνευτή Micromegas με Resistive Pads

Με την εφαρμογή της αντιστατικής επικάλυψης στην άνοδο αντιμετωπίστηκε το πρόβλημα των σπινθηρισμών λόγω μεγάλων ροών σωματιδίων. Ωστόσο, η αντίσταση που επιβραδύνει τα ηλεκτρόνια έχει ως συνέπεια τη συγκέντρωση φορτίου που αλλάζει τις αρχικές συνθήκες του ανιχνευτή. Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου μεταβάλλεται και το τελικό σήμα καταλήγει αλλοιωμένο από το πραγματικό. Με την αλλαγή του ηλεκτρικού πεδίου αλλάζει η απολαβή του ανιχνευτή και δεν είναι πλέον γραμμική ως προς τη ροή των σωματιδίων. Ιδανικά η συνολική αντίσταση θα είναι αρκετά μεγάλη ώστε να ανακόπτει τους σπινθηρισμούς και ταυτόχρονα μικρή ώστε να χαλαρεί η γραμμικότητα της απολαβής σε αποδεκτό βαθμό. Η ιδέα για την αποφυγή αυτού του φαινομένου είναι να διαμεριστεί η άνοδος σε τμήματα, τα *pads*, επιφάνειας περίπου  $1\text{ cm}^2$  και να γειωθούν όλα ξεχωριστά. Έτσι, ένα γεγονός που ανιχνεύεται από μία μικρή περιοχή, ενδεχομένως μερικών *pads*, δεν διαχέεται σε όλη την άνοδο με αποτέλεσμα την καλύτερη λειτουργία του ανιχνευτή.

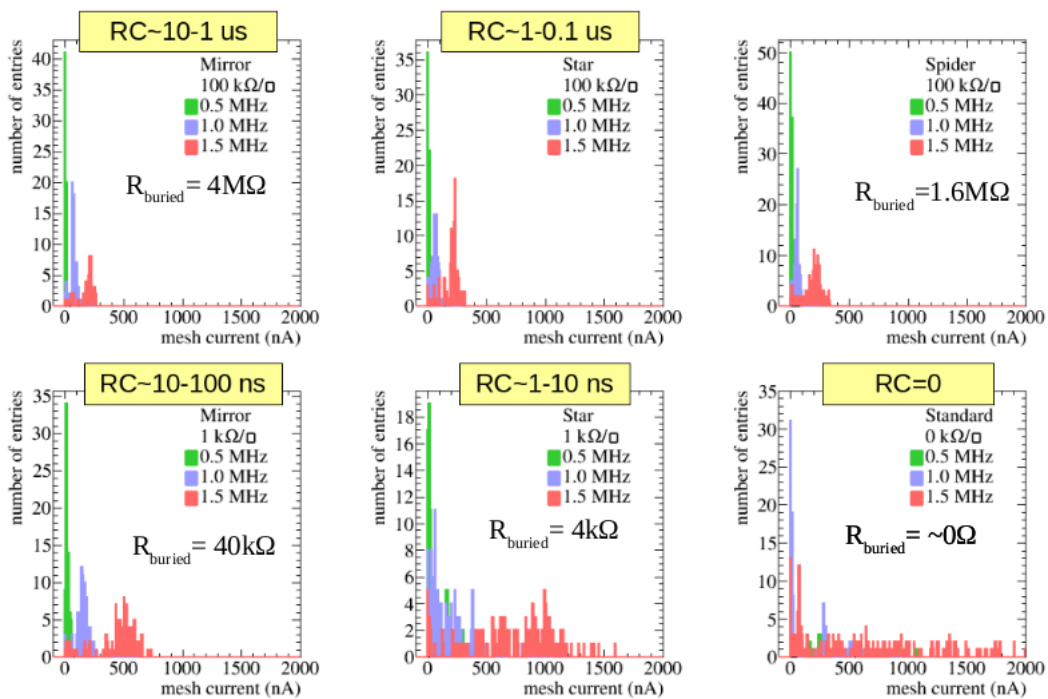


Σχήμα 5.1: Γεωμετρία resistive pad MicroMegas

Ο σχεδιασμός της αντιστατικής επιφάνειας των *pads* ποικίλει ως προς τη γεωμετρία αλλά και ως προς το μέτρο της αντίστασης. Λόγω της μικρής επιφάνειας η τεχνική βασίζεται στη χρήση μιας πάστας η οποία βρίσκεται σε ρευστή μορφή και στερεοποιείται αφού τοποθετηθεί. Η συνολική αντίσταση  $R$  αποτελείται από την επιφανειακή και τη θαμμένη αντίσταση και εξαρτάται από την αντίσταση της πάστας καθώς και από το μήκος

της διαδρομής που θα ακολουθήσουν τα ηλεκτρόνια. Επίσης, μεταξύ των επιπέδων δημιουργείται ένας πυκνωτής σταθερής χωρητικότητας  $C$ . Το γινόμενο  $RC$  προσδιορίζει το χρόνο που χρειάζεται για να απομακρυνθεί το φορτίο. Ο χρόνος  $\tau$  που χρειάζεται για τη δημιουργία του καταιγισμού και την απομάκρυνση του φορτίου είναι της τάξεως των 10 ns. Αν  $RC \simeq \tau$  τότε παρατηρούνται σπινθηρισμοί. Για να αποφευχθούν θα πρέπει  $RC > \tau$ .

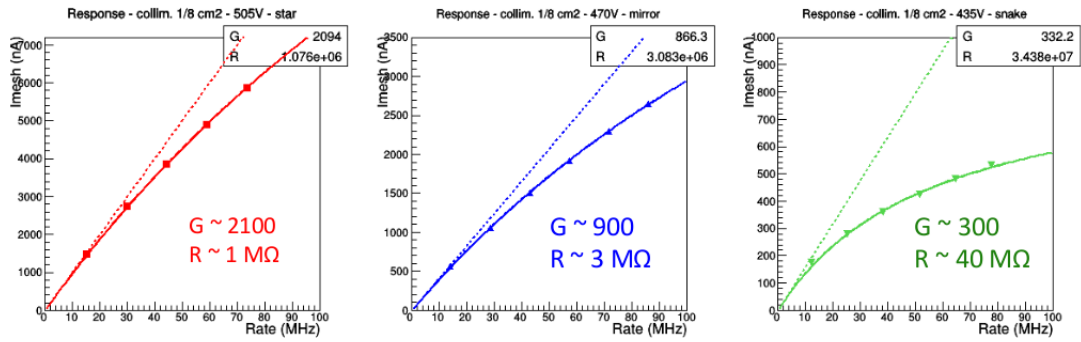
Σε ένα πείραμα testbeam που έγινε στο εργαστήριο RD51 του CERN τον Ιούλιο του 2015, δοκιμάστηκαν ανιχνευτές με διάφορες τιμές  $RC$ . Τα γραφήματα του Σχήματος 5.2 δείχνουν το πλήθος των σπινθηρισμών συναρτήσει του ρεύματος. Ο κάτω δεξιά ανιχνευτής είναι ανιχνευτής χωρίς αντιστατική επικάλυψη. Είναι ορατό ότι συμβαίνουν πολλοί σπινθηρισμοί που μπορούν να καταστρέψουν τον ανιχνευτή. Εφαρμόζοντας την τεχνική με την αντιστατική επιφάνεια στην άνοδο, για θαμμένες αντιστάσεις της τάξεως των 100 k $\Omega$  παύουν να υπάρχουν σπινθηρισμοί μεγάλου ρεύματος ενώ όσο μεγαλύτερη είναι η αντίσταση τόσο καλύτερη συμπεριφορά παρατηρείται.



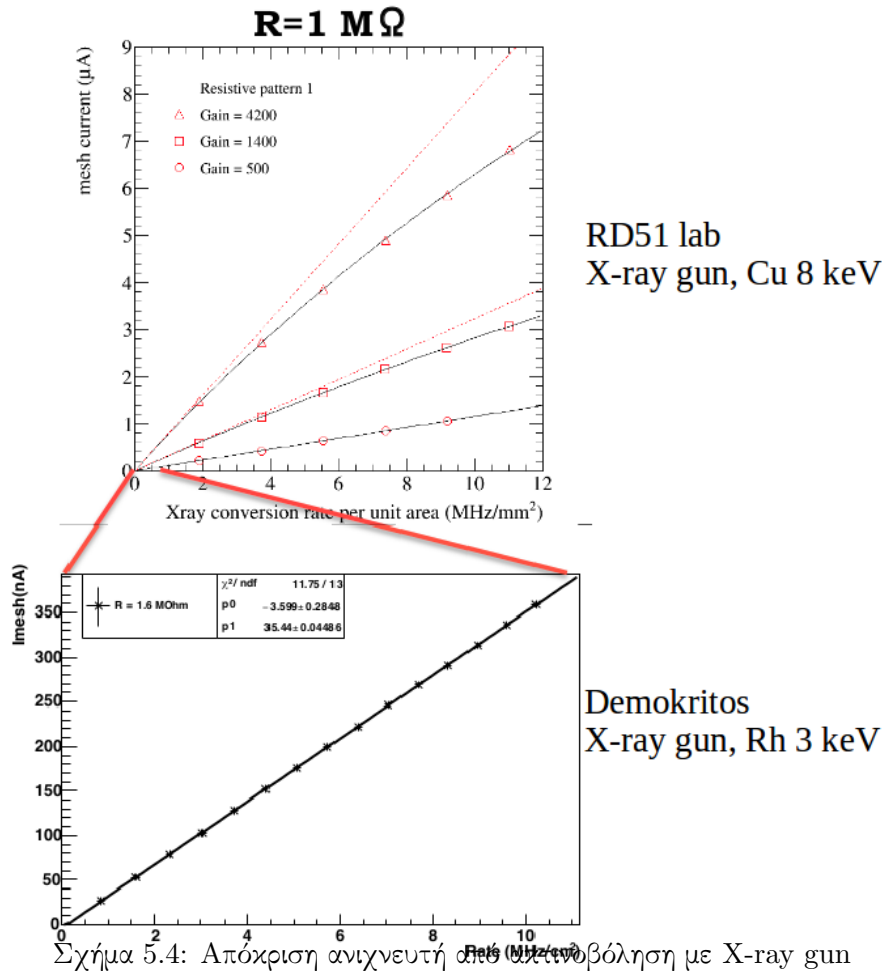
Σχήμα 5.2: Απόκριση ανιχνευτών για διάφορες τιμές  $RC$

Επίσης, σχετικές μελέτες πάνω σε ανιχνευτές MicroMegas με resistive pads δείχνουν την απόκρισή τους σε ένα ευρύ φάσμα εισερχόμενων ροών. Ακτινοβολώντας ανιχνευτές με διαφορετικές τιμές αντίστασης σε πολύ υψηλές ροές με ένα X-ray gun παρατηρήθηκε ότι όσο μεγαλύτερη είναι η συνολική αντίσταση τόσο πιο έντονα χαλαρεί η γραμμικότητα του ανιχνευτή και η γραμμική περιοχή είναι όλο και μικρότερη (βλ. Σχήμα 5.3). Για την συμπεριφορά σε χαμηλές σχετικά ροές με θαμμένη αντίσταση 1.5 M $\Omega$  έγιναν ακτινοβολήσεις με X-ray gun χρησιμοποιώντας ρόδιο (Rh) το οποίο εκπέμπει ακτίνες-X ενέργειας 3 keV. Παρατηρήθηκε εξαιρετική συμπεριφορά του ανιχνευτή σε ροές μέχρι 1 MHz/mm<sup>2</sup> ακόμη και για μεγάλες τιμές απολαβών. Από άλλο παρόμοιο πείραμα χρησιμοποιώντας χαλκό, για ροή 10 MHz/mm<sup>2</sup> η μείωση της απολαβής βρέθηκε 25%.

Για την οικονομικότερη μελέτη αυτής της μεθόδου, κατασκευάστηκαν πρωτότυποι



Σχήμα 5.3: Απόκριση ανιχνευτών με διαφορετικές αντιστάσεις



Σχήμα 5.4: Απόκριση ανιχνευτή από ακτινοβόληση με X-ray gun

ανιχνευτές MicroMegas με pads “μεταβλητής αντίστασης” (Variable Resistivity MicroMegas: VRM). Σε αυτή την εργασία μελετήθηκε ο ανιχνευτής VRM5 για τον οποίο χρησιμοποιήθηκε πάστα με  $10 \text{ k}\Omega/\text{cm}^2$  στην θαμμένη αντίσταση και  $100 \text{ k}\Omega/\text{cm}^2$  στην επιφανειακή. Υπάρχουν 4 κάθετες περιοχές ίδιας θαμμένης αντίστασης και 3 οριζόντιες περιοχές ίδιας επιφανειακής αντίστασης. Ο χάρτης που δείχνει τις τιμές των αντιστάσεων στις επιμέρους περιοχές παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.5. Τα αριθμημένα pads είναι αυτά στα οποία έγιναν μετρήσεις. Με αυτόν τον τρόπο μπορεί να μελετηθεί ένα πλήθος διαφορετικών συνδυασμών αντιστάσεων προκειμένου να εξαχθεί ένα γενικό αποτέλεσμα.

Buried resistivities								MΩ	Surface resistivities
3.3	2.2		1.7		1.0				
								0.9	
4	5					6			
								5.5	
	1	2					3	6.0	

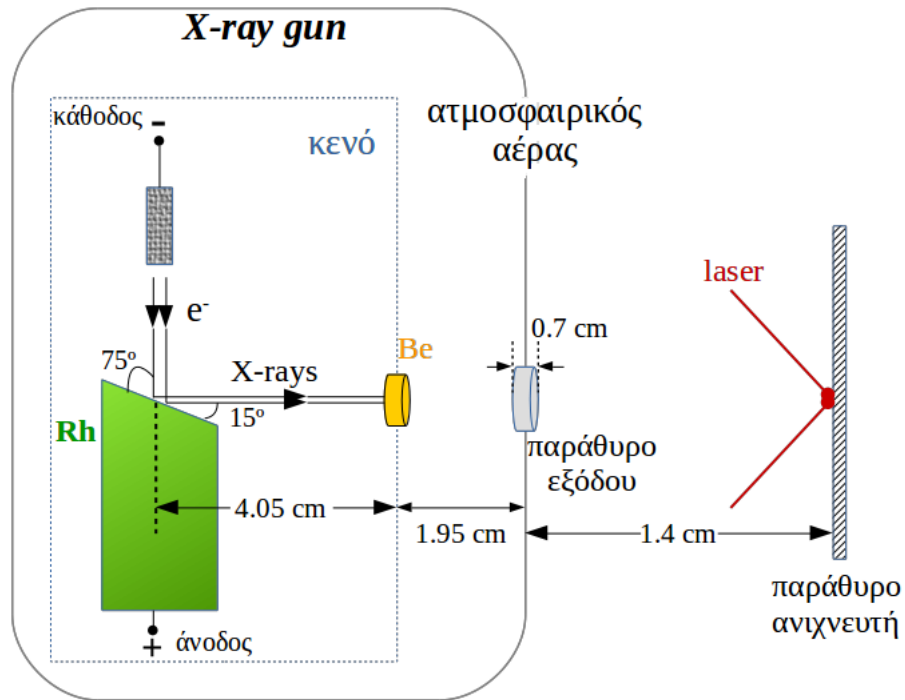
Σχήμα 5.5: Χάρτης αντιστάσεων του VRM5

## 5.1 Ακτινοβολήση με X-ray gun

Η ακτινοβολήση του ανιχνευτή VRM5 έγινε με τη χρήση ενός *X-ray gun*. Η λειτουργία του X-ray gun βασίζεται στην έκθεση ενός υλικού σε καθοδικές ακτίνες, δηλαδή ηλεκτρόνια που προκαλούνται λόγω υψηλής διαφοράς δυναμικού. Για τα πειράματα το υλικό που χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή των ακτίνων-X είναι το ρόδιο (Rh). Στην διάταξη του Σχήματος 5.6, παρουσιάζεται με λεπτομερώς η γεωμετρία του οργάνου. Στον χώρο όπου παράγονται οι ακτίνες υπάρχει κενό και εξέρχονται από ένα παράθυρο βυριλίου (Be) πάχους 75  $\mu\text{m}$ . Επίσης, υπάρχουν 2 λέιζερ και το σημείο στο οποίο συμπέτουν είναι το σημείο όπου καταλήγουν οι ακτίνες-X. Έξω από το παράθυρο βυριλίου υπάρχει ατμοσφαιρικός αέρας. Οι αποστάσεις είναι μετρημένες με ικανοποιητική ακρίβεια ώστε να μην επηρεάζεται το τελικό αποτέλεσμα από το σφάλμα τους.

Το X-ray gun είναι συνδεδεμένο με μία γεννήτρια στην οποία ρυθμίζονται η υψηλή τάση σε kV και το ρεύμα  $I_{gun}$  σε mA. Το φάσμα των ακτίνων-X που παράγονται από το gun προσδιορίστηκε από το πρόγραμμα **XMI-MSIM**. Το πρόγραμμα αυτό έχει διάφορες δυνατότητες ωστόσο η χρήση του περιορήστηκε στην εξαγωγή του φάσματος εκπομπής του ροδίου. Το φάσμα αποτελείται από τις διακριτές XRF κορυφές (X-ray fluorence) και ένα συνεχές φάσμα λόγω ακτινοβολίας Bremsstrahlung. Το πρόγραμμα απαιτεί την εισαγωγή της υψηλής τάσης, του ρεύματος, της γωνίας πρόσπτωσης των ηλεκτρονίων, αλλά και τη γωνία εκπομπής των ακτίνων-X (βλ. Σχήμα 5.6), το υλικό και το πάχος του παραθύρου από όπου εξέρχονται οι ακτίνες και τα ίδια στοιχεία για το φίλτρο κατά την έξοδο από το gun, αν υπάρχει. Στο πείραμα που εκτελέστηκε δεν υπήρχε κάποιο φίλτρο. Για τάση 5 kV, που είναι και η μικρότερη δυνατή που δέχεται το πρόγραμμα, προκύπτει τελικά ένα φάσμα με οριζόντιο άξονα την ενέργεια και κάθετο την ένταση σε φωτόνια ανά δευτερόλεπτο. Για τάσεις μεγαλύτερες από 5 kV το εύρος του συνεχούς φάσματος αυξάνεται επηρεάζοντας σημαντικότερα τη μελέτη, κάτι το οποίο δεν είναι επιθυμητό. Εφόσον εμφανίζονται κάποιες από τις χαρακτηριστικές κορυφές του ροδίου για αυτή την τάση ικανοποιούνται οι ανάγκες του πειράματος. Λόγω της κατά πολύ μεγαλύτερης έντασης των χαρακτηριστικών κορυφών (περίπου 50% της συνολικής έντασης) κάναμε την παραδοχή ότι εκπέμπονται από το gun ακτίνες-X με μια μέση ενέργεια  $\bar{e} = 2.746 \text{ keV}$  έντασης  $I_0$ . Η ένταση  $I_0$  θα ισουται με το ολοκλήρωμα πάνω σε όλες τις ενέργειες. Αντ' αυτού γίνεται επιλογή του μικρότερου binning ως προς την ενέργεια και πρόσθεση των επιμέρους εντάσεων που αντιστοιχούν στις ενέργειες έως 5 keV. Η ένταση μεταβάλεται γραμμικά για τις διάφορες τιμές του  $I_{gun}$ . Η ενέργεια  $\bar{e}$

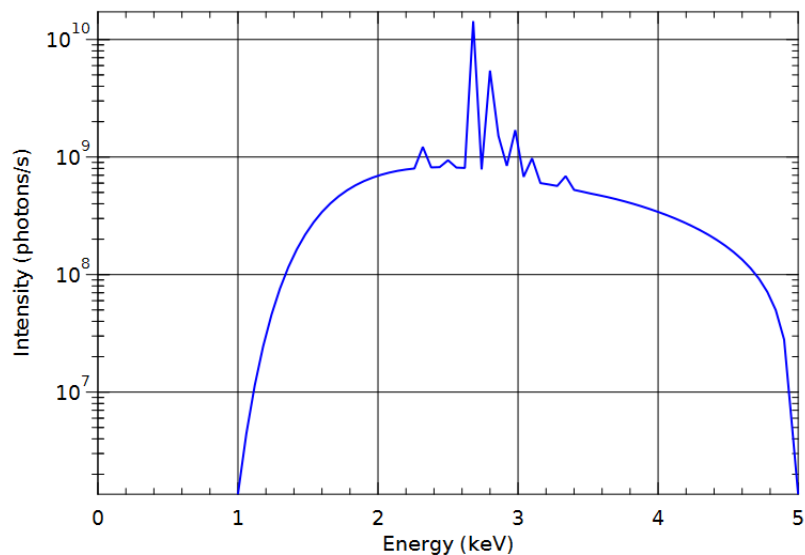




Σχήμα 5.6: Διάταξη X-ray gun και ανιχνευτή

προέκυψε από τις τρεις επιμέρους κορυφές που ξεχωρίζουν από το φάσμα:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{10^7 \cdot 2.69 + 4 \cdot 10^6 \cdot 2.83 + 9 \cdot 10^5 \cdot 3.0}{149 \cdot 10^5} = 2.746 \text{ keV} \quad (5.1)$$



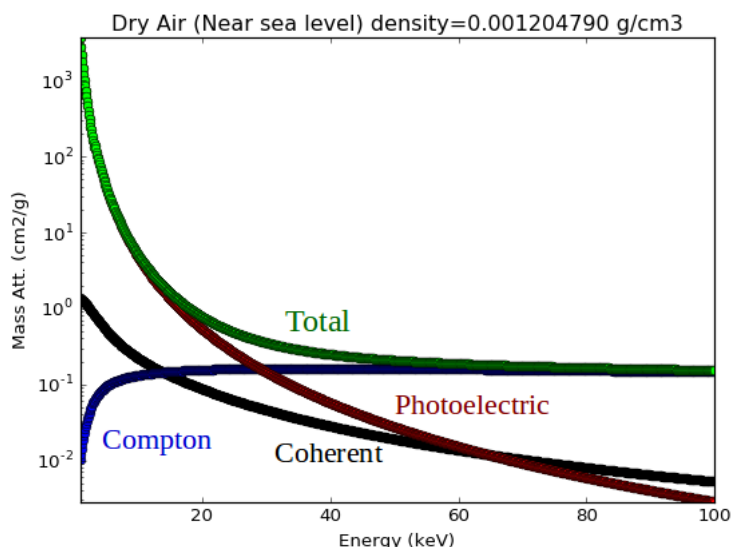
Σχήμα 5.7: Φάσμα εκπομπής ροδίου από το X-ray gun για  $I_{gun} = 0.4 \text{ mA}$

Παρόλα αυτά, οι ακτίνες-X αλληλεπιδρούν με τα μόρια του αέρα μέχρι να φτάσουν

στο παράθυρο του ανιχνευτή. Μετά από απόσταση  $x$  στον αέρα η ένταση θα είναι:

$$I = I_0 e^{-\mu \rho x} \quad (5.2)$$

όπου  $\mu$  είναι ο μαζικός συντελεστής εξασθένισης,  $\rho = 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ kg/cm}^3$  η πυκνότητα του αέρα και  $x$  η συνολική απόσταση που διανύουν οι ακτίνες στον αέρα. Η τελευταία ποσότητα μετράται πειραματικά χωρίς να έχει μεγάλη σημασία η ακρίβεια και το σφάλμα της. Για τον προσδιορισμό του συντελεστή  $\mu$  χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα **PyMca** (βλ. Σχήμα 5.8). Παρατηρείται αναλυτική περιγραφή κάθε αλληλεπίδρασης αν και αυτό που ενδιαφέρει κυρίως είναι η συνολική τιμή του  $\mu$ , όπου για ενέργεια  $2.7 \text{ keV} \rightarrow \mu = 220.1 \text{ cm}^2/\text{g}$ .



Σχήμα 5.8: Μαζικός συντελεστής εξασθένισης για αέρα από PyMca

Αυτό που μας ενδιαφέρει στη μελέτη είναι η **ροή** των ακτίνων-X. Για να μετατρέψουμε την ένταση  $I$  σε ροή πρέπει να την πολλαπλασιάσουμε με την στερεά γωνία  $\Omega$ . Το Σχήμα 5.9 κάνει εύκολα κατανοητό πως υπολογίζεται η στερεά γωνία. Αυτό που έχει σημασία είναι σε τι επιφάνεια πρόσπιπτον οι ακτίνες-X πάνω στον ανιχνευτή. Από ομοιότητα τριγώνων όμως η ενεργός διατομή θα είναι ίδια σε καθένα από τα τρίγωνα. Στην πειραματική διάταξη γνωρίζουμε καλά τη διάμετρο του παραθύρου του ανιχνευτή (κόκκινο χρώμα d,α) επομένως:

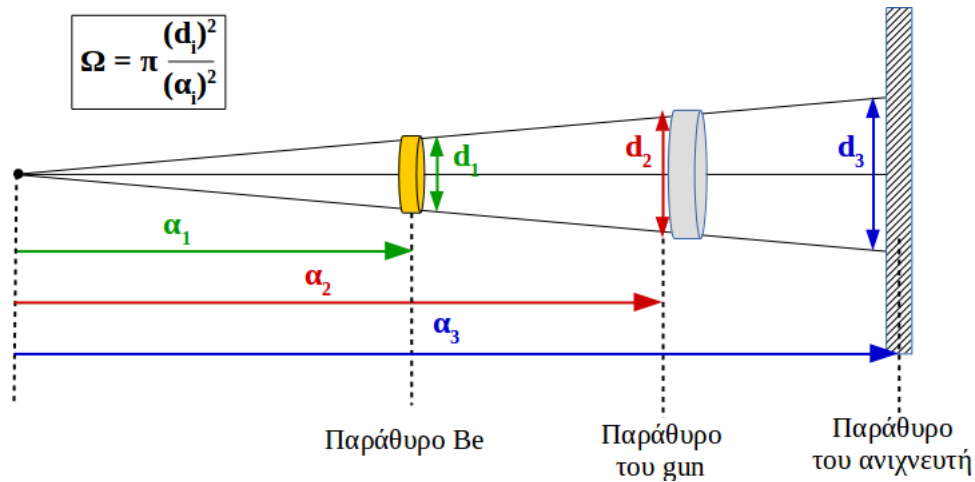
$$\Omega = \pi \frac{d^2}{\alpha^2} = \pi \frac{0.19^2}{6^2} = 0.003318 \quad (5.3)$$

Είμαστε λοιπόν σε θέση να υπολογίσουμε προσεγγιστικά τη ροή των ακτίνων-X σε  $\text{Hz}$  που προσπίπτουν στον ανιχνευτή. Η τελική σχέση θα εξαρτάται από την ένταση  $I_0$  που προκύπτει από το πρόγραμμα XMI-MSIM για τις διάφορες τιμές του ρεύματος που εφαρμόζουμε στο X-ray gun.

$$P = I_0 e^{-\mu \rho x} \Omega \quad (5.4)$$

## 5.2 Λήψη και ανάλυση δεδομένων

Στον ανιχνευτή VRM5 τα ύψη των περιοχών μετατροπής και ενίσχυσης είναι  $1.37 \text{ cm}$  και  $128 \mu\text{m}$  αντίστοιχα. Επομένως, η διαφορά δυναμικού  $|V_{drift} - V_{mesh}| = 820 \text{ V}$ . Η

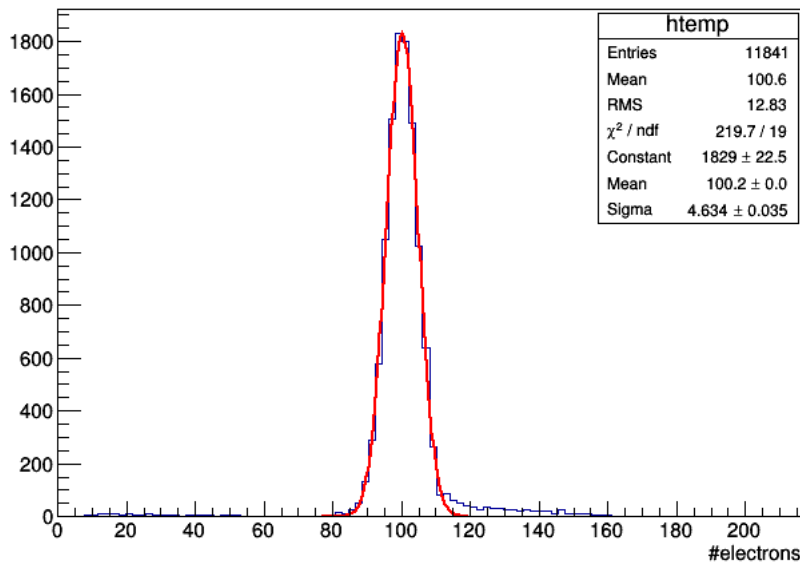


Σχήμα 5.9: Υπολογισμός στερεάς γωνίας

τάση στο mesh ρυθμίστηκε σταθερά στα 530 V, άρα  $V_{drift} = 1350 V$ . Η άνοδος είναι γειωμένη. Και σε αυτόν τον ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκε αέριο  $Ar:CO_2$  7% και η ροή του τέθηκε στο ένα λίτρο την ώρα.

Αφού καταλήξουν οι ακτίνες-X που περιγράψαμε στον ανιχνευτή, θα προκαλέσουν ιονισμούς στην περιοχή μετατροπής και στη συνέχεια ηλεκτρομαγνητικούς καταγισμούς στην περιοχή ενίσχυσης. Η μεγάλη ροή των ακτίνων έχει ως αποτέλεσμα μια μόνιμη ροή ηλεκτρονίων. Από τη μονάδα της γενήτριας που τροφοδοτεί τον ανιχνευτή παρατηρείται η ροή των σωματιδίων σαν ρεύμα που περνά από το mesh. Συνεπώς για τις διάφορες τιμές της ροής των ακτίνων-X καταγράφεται η ένδειξη του ρεύματος στο mesh σε nA.

Κάνοντας προσομοίωση στο Garfield++ την αλληλεπίδραση των ακτίνων-X στην περιοχή μετατροπής προέκυψε το φάσμα του Σχήματος 5.10. Παρατηρείται μοναδική κορυφή με κεντροειδές στα 100.2, δηλαδή θεωρούμε ότι μία ακτίνα-X μετατρέπεται σε 100.2 ηλεκτρόνια. Δεν παρατηρείται δεύτερη κορυφή όπως στην περίπτωση του σιδήρου λόγω της μικρότερης ενέργειας των ακτίνων.

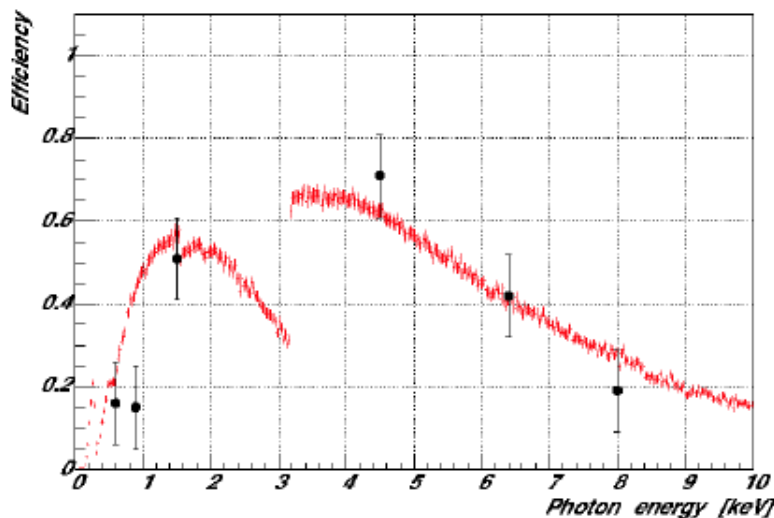


Σχήμα 5.10: Φάσμα ιονισμών ακτίνων-X ενέργειας 2.746 keV

Το ρεύμα στο mesh  $I_{mesh}$  θα είναι ίσο με:

$$I_{mesh} \cdot 6.242 \cdot 10^9 = \varepsilon \cdot P \cdot 100.2 \text{ Gain} \quad (5.5)$$

όπου  $\varepsilon$ : efficiency η απόδοση του ανιχνευτή (για ενέργεια 3 keV  $\rightarrow \varepsilon \simeq 0.4$ , βλ. Σχήμα 5.11), δηλαδή το ποσοστό των εισερχομένων σωματιδίων που ανιχνεύονται,  $P \cdot 100.2$  το πλήθος των πρωτεύοντων ηλεκτρονίων και  $Gain$  η απολαβή του ανιχνευτή που εξαρτάται από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης. Μετρώντας το  $I_{mesh}$  μπορεί να προσδιοριστεί η απολαβή του ανιχνευτή. Το  $I_{mesh}$  έχει μονάδες nA. Προκειμένου να έρθει στις ίδιες μονάδες με το δεύτερο μέλος πρέπει η μονάδα αμπερ να εκφραστεί σε ηλεκτρόνια ανά δευτερόλεπτο (ανά μονάδα χρόνου εν γένει). Αυτό επιτυγχάνεται αν αντικατασταθεί το *coulomb* με  $6.242 \cdot 10^8$  ηλεκτρόνια, όπου εξ ορισμού  $ambere = coulomb/s$ .



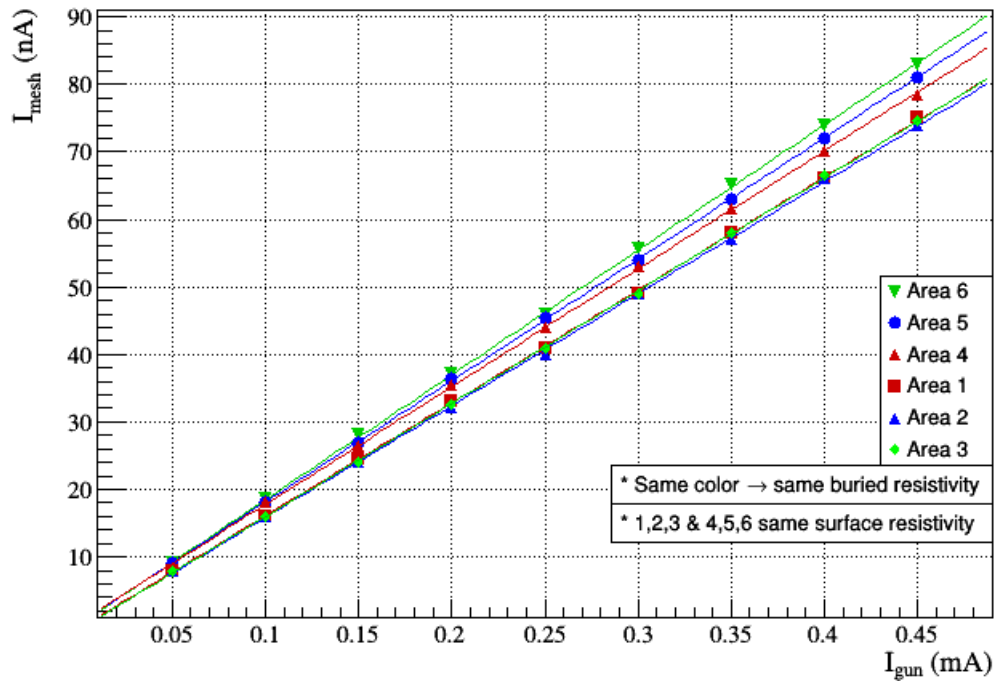
Σχήμα 5.11: Απόδοση MicroMegas συναρτήσει της ενέργειας φωτονίων [12]

Σε αυτό το κεφάλαιο μελετάται η απόκριση του ανιχνευτή για τις ροές που μπορούν να παραχθούν από το X-ray gun. Στο Σχήμα 5.12 παρουσιάζονται οι πειραματικές μετρήσεις έπειτα από επεξεργασία των δεδομένων, όπως περιγράφηκε παραπάνω.

Οι περιοχές με μικρή επιφανειακή αντίσταση (Περιοχές 4,5,6) διαχωρίζονται εμφανώς και όσο μικρότερη είναι η θαμμένη αντίσταση, συνεπώς και η ολική αντίσταση, τόσο μεγαλύτερο ρεύμα περνάει από το mesh, δηλαδή τόσο μεγαλύτερη είναι η απολαβή. Αντίθετα, στις περιοχές 1,2,3 που η επιφανειακή αντίσταση είναι μεγάλη και μάλιστα είναι αρκετά μεγαλύτερη από τις θαμμένες αντιστάσεις, τα πειραματικά δεδομένα συμπίπτουν στα όρια των σφαλμάτων. Η μεγαλύτερη τιμή της ολικής αντίστασης διαχωρίζει τις δύο περιοχές ως προς την επιφανειακή αντίσταση. Παρόλα αυτά επειδή στις περιοχές 1,2,3 είναι αρκετά μεγάλη, η θαμμένη αντίσταση δεν επηρεάζει ιδιαίτερα ώστε να διαχωρίζονται οι επιμέρους περιοχές.

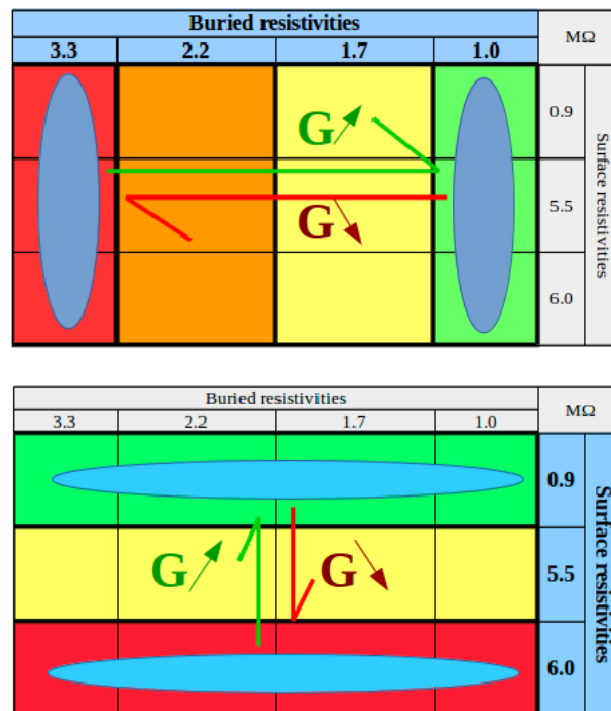
Μπορούν να εξαχθούν ποιοτικά ορισμένα συμπεράσματα:

- Για ροές σωματιδίων που προκύπτουν για ρεύμα στο X-ray gun μέχρι και 4.5 mA η γραμμικότητα του ρεύματος στο mesh φαίνεται να διατηρείται, συνεπώς θα διατηρείται και για την απολαβή.
- Στην αντιστατική επιφάνεια συγκεντρώνεται κάποιο φορτίο με αποτέλεσμα να προκαλεί κάποια ελάττωση σταθερή της απολαβής χωρίς ταυτόχρονα να χαλάει τη γραμμικότητά της. Αυτή η ελάττωση θα εξαρτάται από την τιμή της ολικής αντίστασης.



Σχήμα 5.12: Πειραματικά αποτελέσματα μετρήσεων στον ανιχνευτή VRM5

- Αναμένεται λοιπόν καθώς μεταβαίνουμε σε περιοχή μικρότερης επιφανειακής ή θαμμένης αντίστασης να μεγαλώνει η απολαβή. Αντίστροφα, όσο αυξάνεται η αντίσταση τόσο θα μικραίνει η απολαβή. (βλ. Σχήμα 5.13)



Σχήμα 5.13: Απολαβή σε σχέση με την αντίσταση των περιοχών

- Σε πολύ χαμηλή ροή η απολαβή τείνει να είναι η ίδια σε όλες τις περιπτώσεις που σημαίνει ότι η συλλογή φορτίου στη γραμμική περιοχή της απολαβής θα εξαρτάται και από τη ροή των σωματιδίων, πιθανότατα με γραμμικό τρόπο.

Πιο σημαντικό είναι να εξαχθεί ένα γράφημα που να παρουσιάζει την απολαβή συναρτήσει της ροής των ακτίνων-X. Οι ανιχνευτές πρόκειται να χρησιμοποιηθούν για την ανίχνευση γεγονότων σε μεγάλες ροές και θα πρέπει να είναι καλά καθορισμένες οι ιδιότητες τους. Συνεπώς, τα μεγέθη που ανταποκρίνονται στις ανάγκες του πειράματος είναι η απολαβή και η ροή των σωματιδίων.

Το ρεύμα που μετράται από το mesh προκύπτει από την πραγματική ροή των σωματιδίων, επομένως δεν χάνεται πληροφορία. Αυτό που δεν είναι γνωστό με βεβαιότητα είναι η τιμή της απολαβής. Στη μελέτη αυτή η απολαβή είναι το αποτέλεσμα της ανάλυσης και όχι παράγοντας για τον οποίο γίνεται η παραδοχή ότι είναι σταθερός. Συνεπώς, η μέθοδος αυτή μπορεί να θεωρηθεί αρκετά αξιόπιστη αν γίνει ακριβής προσδιορισμός όλων των υπόλοιπων παραγόντων.

Ωστόσο, η ακριβής τιμή της απολαβής είναι σχετικά δύσκολο να υπολογιστεί. Το φάσμα των εκπεμπόμενων ακτίνων-X από το X-ray gun δεν είναι μονοχρωματικό και εκπέμπονται ακτίνες με διάφορες ενέργειες. Για κάθε ενέργεια αντιστοιχεί διαφορετική απόδοση (efficiency) του ανιχνευτή καθώς και διαφορετικός μαζικός συντελεστής εξασθένισης. Ο προσδιορισμός της εισερχόμενης στον ανιχνευτή ροής είναι περίπλοκος, παρόλα αυτά τα ποιοτικά αποτελέσματα που εξάγονται είναι σωστά.

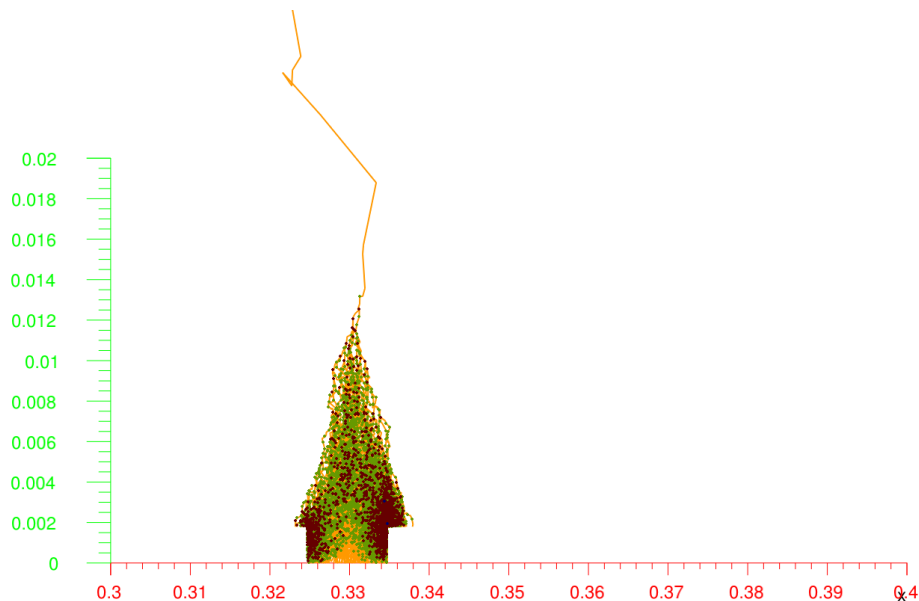
## Παράρτημα Α΄

# Garfield++

Το Garfield++ είναι ένα πακέτο προσομοίωσης αερίων που χρησιμοποιείται κυρίως για ανιχνευτές σωματιδίων με αέριο. Η χρήση του απαιτεί το πρόγραμμα ROOT. Στο Παράρτημα Α΄ γίνεται απλώς μια αναφορά σχετικά με τις δυνατότητες του προγράμματος. Στην εργασία υπάρχουν διάφορα διαγράμματα που προέκυψαν από το Garfield++.

Στο πλαίσιο της συγκεκριμένης εργασίας έγινε ιδιαίτερη δουλειά με αυτό το πρόγραμμα καθώς παρουσιάστηκε η ανάγκη για την προσομοίωση αερίων και διαφόρων ιδιοτήτων τους. Με το Garfield++ υπάρχει η δυνατότητα να δημιουργηθούν τα αέρια με επιλογή πίεσης και θερμοκρασίας. Έπειτα με κατάλληλο κώδικα μπορούν να προκύψουν φάσματα που αφορούν το αέριο αυτό καθ' αυτό ή να χρησιμοποιηθεί σαν ενεργό μέσο σε κάποια γεωμετρία ανιχνευτή. Το Garfield++ υποστηρίζει διάφορους μηχανισμούς της φυσικής σωματιδίων και υπάρχουν βιβλιοθήκες και έτοιμες εντολές για την επιλογή τους.

Σε συνδυασμό με τα προγράμματα Elmer και Comsol κατασκευάστηκε μια πιστή αναπαράσταση της γεωμετρίας ενός ανιχνευτή που χρησιμοποιήθηκε για πειραματικές μετρήσεις. Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται μια εικόνα από τον ηλεκτρομαγνητικό καταγισμό που προκλήθηκε από ηλεκτρόνιο προερχόμενο από ιονισμό ακτίνας-X ενέργειας 5.9 keV. Με πράσινες κουκίδες συμβολίζονται οι ελαστικές σχεδάσεις των ηλεκτρονίων ενώ με καφέ οι ιονισμοί. Είναι εμφανή επίσης τα strips πάνω στα οποία καταλήγουν τα ηλεκτρόνια.



Σχήμα Α΄.1: Ηλεκτρομαγνητικός καταγισμός στην περιοχή ενίσχυσης του ανιχνευτή





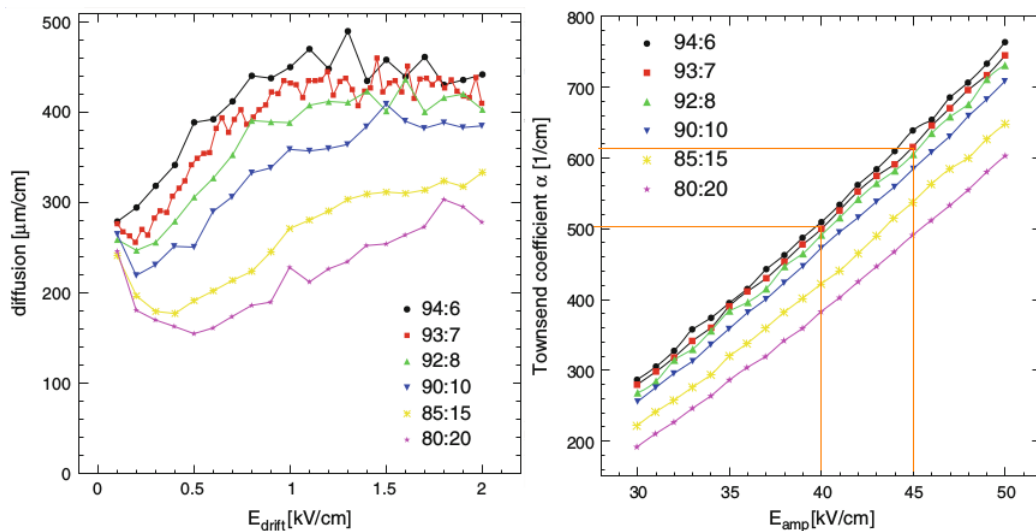
## Παράρτημα Β΄

# Δεδομένα από “The Floating Strip Micromegas Detector”

Σε αυτό το παράρτημα παρουσιάζονται οι εικόνες που χρησιμοποιήθηκαν για τη σύγκριση αποτελεσμάτων και διαγραμμάτων που προέκυψαν από προσομοιώσεις ή πειραματικές μετρήσεις.

**A)** Εγκάρσια διάχυση συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου για την περιοχή ολίσθησης που το πεδίο είναι μικρότερη από 1 kV/cm, για διάφορες μίξεις αερίου  $Ar:CO_2$  σε θερμοκρασία 20°C και πίεση 1013 mbar. Οι τιμές έχουν ακρίβεια της τάξεως του 5%.

**B)** Συντελεστής Townsend συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου που αντιστοιχεί σε εντάσεις που υπάρχουν στην περιοχή ενίσχυσης του ανιχνευτή, για διάφορες μίξεις αερίου  $Ar:CO_2$  σε θερμοκρασία 20°C και πίεση 1013 mbar.



Σχήμα Β΄.1: Αριστερά **A**, δεξιά **B**



# Βιβλιογραφία

- [1] The Floating Strip Micromegas Detector: Versatile Particle Detectors for High-Rate Applications, Jonathan Bortfeldt, Springer Theses, 2015.
- [2] Introduction to Elementary Particles, David Griffiths, Wiley, New Yorkm 2008.
- [3] Garfield++ User Guide, H. Schindler, R. Veenhof, 2015.
- [4] ROOT: Data Analysis Framework User's Guide, Cern, 2014.
- [5] Representing Electrons: A Biographical Approach to Theoretical Entities, Theodore Arabatzis, University of Chicago Press, Chicago, 2006.
- [6] Review of Particle Physics, C. Patrignani et al. (Particle Data Group), 2016
- [7] Μεταπτυχιακή διπλωματική εργασία "Μελέτη της παροχής αερίου στους ανιχνευτές MicroMeGaS", Ευστάθιος Καρέντζος, 2013.
- [8] Research and Development in Micromegas Detector for the ATLAS Upgrade, Georgios A. Iakovidis, 2014.
- [9] Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics, Francis Halzen, Alan D, Martin, Wiley, 1984.
- [10] An Investigation of the Properties of Proportional Counters. I, M. E. Rose and S. A. Korff, Phys. Rev. 59, 850, 1941.
- [11] Presentation: "Optimization of Resistive Micromegas for Sampling Calorimetry at High Rates", T. Geralis, 2016
- [12] The Micromegas detector of the CAST experiment, P Abbon et al., arXiv:physics/0702190v1, 2007

