



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο  
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών & Φυσικών Επιστημών  
Τομέας Φυσικής  
Εργαστήριο Πειραματικής Φυσικής Υψηλών Ενεργειών

## Μελέτη ανιχνευτή MicroMEGAS

Σταματόπουλος Ν. Αθανάσιος

Οκτώβριος 2012

Μελέτη Ανιχνευτή MicroMEGAS

Αθανάσιος Ν. Σταματόπουλος





Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο  
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών & Φυσικών Επιστημών  
Τομέας Φυσικής  
Εργαστήριο Πειραματικής Φυσικής Υψηλών Ενεργειών

---

## **Μελέτη Ανιχνευτή MicroMEGAS**

---

Σταματόπουλος Ν. Αθανάσιος

επίβλεψη υπό

Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.  
Τσιπολίτης Γεώργιος

Οκτώβριος 2012





Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο  
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών & Φυσικών Επιστημών  
Τομέας Φυσικής  
Εργαστήριο Πειραματικής Φυσικής Υψηλών Ενεργειών

---

## Μελέτη Ανιχνευτή MicroMEGAS

---

Σταματόπουλος Ν. Αθανάσιος

**Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή**

Καθηγητής ΕΜΠ  
Αλεξόπουλος Θεόδωρος

Καθηγητής ΕΜΠ  
Γαζής Ευάγγελος

Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ  
Τσιπολίτης Γεώργιος

.....

.....

.....





.....

Σταματόπουλος Ν. Αθανάσιος  
Διπλωματούχος Φυσικός Εφαρμογών

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα. Δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου.



Αυτή η εργασία χορηγείται με άδεια Creative Commons  
Αναφορά Δημιουργού-Μη Εμπορική Χρήση-Όχι Παράγωγα Έργα 3.0 Ελλάδα<sup>1</sup>

---

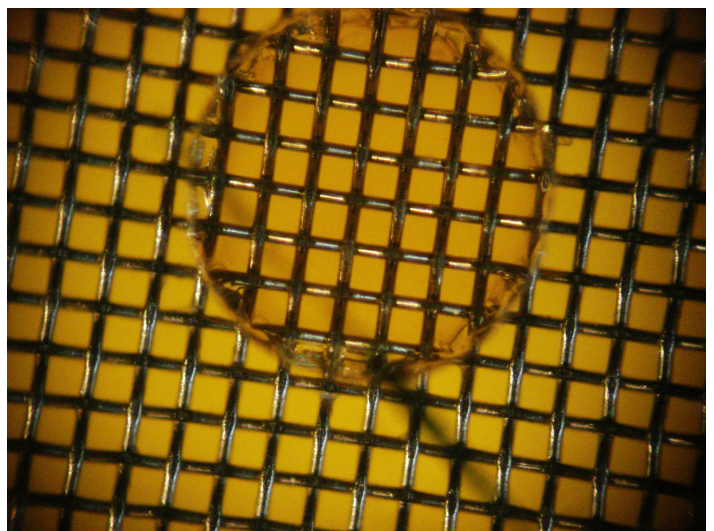
<sup>1</sup><http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/gr/>



*"The scientist is not a person who gives the right answers,  
he is one who asks the right questions."*

Claude Levi-Strauss





Το μικροπλέγμα (mesh) ενός ανιχνευτή MicroMEGAS τεχνολογίας bulk. Κάθε τετράγωνο έχει πλευρά  $50\mu m$  (pitch). Διακρίνεται επίσης το στήριγμα του μικροπλέγματος (pillar), οποίο είναι κατασκευασμένο από Vacrel<sup>®</sup>. Η λήψη της εικόνας πραγματοποιήθηκε από οπτικό μικροσκόπιο με την χρήση μιας συμβατικής ψηφιακής φωτογραφικής μηχανής.



<b>Περιεχόμενα</b>	<b>i</b>
<b>Περίληψη</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>viii</b>
<b>Ευχαριστίες</b>	<b>ix</b>
<b>Aknowledgements</b>	<b>xiv</b>
<b>Κατάλογος Σχημάτων</b>	<b>xv</b>
<b>Κατάλογος Πινάκων</b>	<b>xxiii</b>
<b>1 Εισαγωγή</b>	<b>1</b>
1.1 Καθιερωμένο Πρότυπο . . . . .	2
1.2 Φυσική Υψηλών Ενεργειών . . . . .	3
1.3 Οι ανιχνευτές στις υψηλές ενέργειες . . . . .	6
<b>2 Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας και ύλης</b>	<b>9</b>
2.1 Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων-ύλης . . . . .	9
2.2 Αλληλεπίδραση φωτονίων-ύλης . . . . .	13
2.2.1 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο . . . . .	14
2.2.2 Σκέδαση Compton . . . . .	15
2.2.3 Δίδυμη Γένεση . . . . .	17
<b>3 Κίνηση φορτίων σε αέριο μέσο</b>	<b>19</b>
3.1 Ανιχνευτές Αερίου . . . . .	19
3.2 Μηχανισμοί Ιονισμού . . . . .	20
3.3 Δημιουργία ζεύγους ιόντων-ηλεκτρονίων . . . . .	21
3.4 Κίνηση ιόντων-ηλεκτρονίων σε αέρια . . . . .	22
3.4.1 Επανασύνδεση . . . . .	22
3.4.2 Προσκόλληση ηλεκτρονίων . . . . .	23
3.4.3 Διάχυση . . . . .	23
3.4.4 Ολίσθηση . . . . .	24



3.5	Πολλαπλασιασμός Ηλεκτρονίων . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Βασικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή MicroMEGAS</b>	<b>29</b>
4.1	Ανιχνευτής MicroMEGAS . . . . .	29
4.1.1	Βασική δομή του ανιχνευτή MicroMEGAS . . . . .	29
4.1.2	Κατασκευή ανιχνευτή MicroMEGAS . . . . .	31
4.2	Υπολογισμός ενίσχυσης του αερίου (Gas Gain) . . . . .	31
4.3	Κορυφή διαφυγής αερίου . . . . .	34
<b>5</b>	<b>Μελέτη ανιχνευτή MicroMEGAS με διάφορες πηγές</b>	<b>35</b>
5.1	Ο ανιχνευτής NTUASmm1 . . . . .	35
5.1.1	Electron Transparency . . . . .	38
5.1.2	Υπολογισμός καμπύλων ενίσχυσης . . . . .	41
5.1.3	High Voltage Scan . . . . .	43
5.2	Ο ανιχνευτής NTUASmm3 . . . . .	44
5.2.1	Κατασκευή του θαλάμου . . . . .	45
5.2.2	Μετρήσεις με τον ανιχνευτή <i>NTUASmm3</i> . . . . .	47
5.3	Ο ανιχνευτής NTUARmm2 . . . . .	63
5.4	Ο ανιχνευτής NTUASmm2 . . . . .	69
<b>6</b>	<b>Μελέτη ανιχνευτή MicroMEGAS με δέσμη <math>\pi^-</math></b>	<b>73</b>
6.1	Ευρωπαϊκό Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών . . . . .	73
6.2	RD51 collaboration . . . . .	74
6.3	Εργαστηριακή προετοιμασία για το test beam . . . . .	77
6.3.1	Επιλογή της βέλτιστης γείωσης του μικροπλέγματος . . . . .	78
6.3.2	Επιλογή του βέλτιστου χαμηλοπερατού φίλτρου . . . . .	79
6.4	Test Beam Ιουλίου 2012 . . . . .	82
6.4.1	Συνδεσμολογία που χρησιμοποιήθηκε κατά την διάρκεια του test beam . . . . .	82
6.4.2	Στοιχεία για την τοποθεσία και την παροχή δέσμης . . . . .	85
6.4.3	Λογισμικό που χρησιμοποιήθηκε κατά την διάρκεια του test beam . . . . .	89
6.5	Ανάλυση των δεδομένων . . . . .	94
6.5.1	Ο ανιχνευτής <i>RD51Tmm2</i> . . . . .	94
6.5.2	Ο ανιχνευτής <i>RD51Tmm3</i> . . . . .	105
6.5.3	Ο ανιχνευτής <i>RD51Tmm4</i> . . . . .	112
6.5.4	Ο ανιχνευτής <i>RD51Tmm6</i> . . . . .	119
6.5.5	Ο ανιχνευτής <i>RD51Tmm7</i> . . . . .	125
6.5.6	Μελέτη επίδρασης της θέσης της δέσμης ως προς την υψηλή τάση . . . . .	132
6.6	Υπολογισμός της time resolution . . . . .	134
<b>7</b>	<b>Προσομοίωση ανιχνευτή MicroMEGAS</b>	<b>137</b>
7.1	Προσομοίωση με το Maxwell της Ansoft . . . . .	138
7.2	Προσομοίωση με το Multiphysics της Comsol . . . . .	141
<b>A'</b>	<b>Μακροεντολές root</b>	<b>151</b>

A'.1	Κατασκευή γραφικών παραστάσεων με σφάλματα . . . . .	151
A'.2	Fitting, κείμενο και βέλη . . . . .	154
A'.3	Ανακατασκευή των φασμάτων του Amptek MCA 8000A . . . . .	157
A'.4	Ιστόγραμμα μεταβλητής δέντρου . . . . .	159
A'.5	Ιστογράμματα από διαφορετικά root files . . . . .	162
A'.6	Απεικόνιση δύο φασμάτων σε έναν καρβά . . . . .	166
A'.6.1	Μετατροπή των .mcaαρχείων σε .rootαρχεία . . . . .	166
A'.6.2	Απεικόνιση των δύο φασμάτων σε ένα καρβά . . . . .	170
<b>B'</b>	<b>Κλασικός υπολογισμός του Bohr</b>	<b>173</b>
	<b>Βιβλιογραφία</b>	<b>177</b>



Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στο πλαίσιο της ολοκλήρωσης των προπτυχιακών σπουδών της σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Πραγματεύεται την *ανάλυση δεδομένων, την κατασκευή, την προσομοίωση και την μελέτη του ανιχνευτή MicroMEGAS(Micro MESH Gaseous Structure) με πηγή ακτίνων  $x$ , σωματιδίων  $\alpha$  και δέσμη αρνητικών πιονίων.*

Ο ανιχνευτής MicroMEGAS είναι από τους πλέον διάσημους ανιχνευτές τόσο σε ερευνητικό επίπεδο όσο και σε εφαρμογές. Χαρακτηριστικό παράδειγμα εφαρμογής αποτελεί η προσπάθεια χρησιμοποίησης του εν λόγω ανιχνευτή σε ραδιογραφίες, βελτιώνοντας την διακριτική ικανότητα των σημερινών διατάξεων. Σε ερευνητικό επίπεδο ο ανιχνευτής MicroMEGAS έχει ήδη γίνει αποδεκτός για την αναβάθμιση του ανιχνευτή ATLAS το 2015 και χρησιμοποιείται στο φασματόμετρο του πειράματος COMPASS.

Η εργασία αυτή, εκπονήθηκε σε δύο στάδια: Το πρώτο έλαβε χώρα στο εργαστήριο πειραματικής φυσικής υψηλών ενεργειών, του τομέα Φυσικής στο Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο. Εκεί μελετήθηκαν 3 ανιχνευτές standard MicroMEGAS με πηγή ακτίνων  $x$  και  $\alpha$  καθώς ένας resistive ο οποίος ήταν εφοδιασμένος με μια επίστρωση γραφίτη η οποία αντικαθιστούσε τα "standard" resistive strips. Υλοποιήθηκε η κατασκευή ενός θαλάμου ο οποίος σχεδιάστηκε έτσι ώστε να δύναται να φιλοξενήσει 3 από τους ανιχνευτές του εργαστηρίου. Έγιναν επίσης κάποιες πρωταρχικές μελέτες που αφορούν στην επίδραση της θερμοκρασίας στις επιδόσεις του ανιχνευτή. Τέλος, πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις που αφορούν στην επίδραση ενός βραχυκυκλωμένου strip με το μικροπλέγμα του ανιχνευτή. Αυτές υλοποιήθηκαν με την μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων κάνοντας χρήση των πακέτων Ansoft Maxwell, Comsol MultiPhysics και Ansys WorkBench.

Το δεύτερο στάδιο έλαβε χώρα στο Ευρωπαϊκό Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών(CERN), στην RD51 Collaboration όπου μελετήθηκε το τελευταίο τηλεσκόπιο της διεθνούς αυτής συνεργασίας. Εκεί έγιναν μελέτες που αφορούν στην σωστή προετοιμασία των ανιχνευτών για την βέλτιστη δυνατή ανάγνωση του σήματος καθώς και η επίδραση της θέσης που παράγεται το σήμα ως προς την τροφοδοσία υψηλής τάσης.Ενδιαφέρον παρουσίασε η δοκιμή και η σύγκριση μεταξύ δύο διαφορετικών αντιστάσεων των resistive strips( $1M\Omega/\square$  και  $100k\Omega/\square$ )<sup>2</sup>. Οι μελέτες αυ-

<sup>2</sup>Η επεξήγηση της περιέργης αυτής μονάδας φαίνεται στην εικ. 5.35

τές πραγματοποιήθηκαν στον επιταχυντή SPS του CERN χρησιμοποιώντας δέσμη αρνητικών πιονίων( $\pi^-$ ) ενέργειας  $450\text{GeV}$ . Τέλος δοκιμάστηκε η λειτουργικότητα του τηλεσκοπίου ως προς τα λογισμικά που το συνοδεύουν και πραγματεύονται την ανάγνωση, την λήψη και την ανάλυση των δεδομένων που καταμετρώνται από το ανιχνευτικό σύστημα. Τα αποτελέσματα αυτών των δοκιμών έχουν ανακοινωθεί στο 10<sup>ο</sup> Collaboration Meeting του RD51 στο Stony Brook University στην Νέα Υόρκη των Ηνωμένων Πολιτειών της Αμερικής.

Αθήνα, Οκτώβριος 2012  
Αθανάσιος Ν. Σταματοπούλος

This very own diploma thesis was part of the mandatory undergraduate studies in the School of Applied Mathematics and Physical Sciences at the National Technical University of Athens. This effort is dealing with *the analysis, development, simulation and study of standard and resistive MicroMEGAS detector(Micro MESH GAseous Structure) when is exposed to x-rays,  $\alpha$  particles and negative pion beam.*

This particular detector is already part of modern experiments such as COMPASS and has already been approved as a part of ATLAS' upgrade as well. A great amount of effort has already been made in various applications, *x-ray radiography* being one of the most famous fields of implementation due to the fact that such a detector can offer great resolution. The upcoming thesis is actually divided in two parts: The first being, the experiments completed at the Laboratory of Experimental High Energy Physics housed in Physics Department of the National Technical University of Athens. Those include the study of 3 standard MicroMEGAS' using *x ray* source and  $\alpha$  particles as well as a novel technology of resistive MicroMEGAS which uses a graphite resistive layer instead of the usual resistive strips. It has also been designed and developed a functional chamber where 3 laboratory's detectors can be housed. There has also been a preliminary study of temperature's influence in detector's response. Last but not least, a simulation of a damaged strip being shorted with the mesh, using the finite elements method has been performed making use of three relevant packages: Ansys WorkBench 12.0, Ansoft Maxwell 14.0 and Comsol MultiPhysics 4.2a.

The second part of the experiments took place at the European Center for Nuclear Research(CERN). There, on behalf of the RD51 Collaboration, tests were performed regarding the optimization of the read-out procedure, the impact on the detector's performance in case the signal gets created near the High Voltage Supply as well as resistive's strips resistivity influence on the signal read-out. Those tests were completed during RD51 July's test beam in SPS' north area facilities at CERN using a  $450\text{GeV}$  energy, negative pion beam. The last part was to test telescope's functionality in terms of sufficient and proper communication with the supplemented software concerning read-out, data acquisition and preliminary data visualisation. The results that came up during those tests were announced at the 10<sup>th</sup> RD51 Collaboration Meeting at Stony Brook University in United States' New York City.

October 2012, Athens  
Stamatopoulos N. Athanasios



Με την ολοκλήρωση της παρούσας διπλωματικής εργασίας αισθάνομαι την ανάγκη να εκφράσω τις ευχαριστίες μου σε πρόσωπα που με βοήθησαν, που εκτιμώ, που πίστεψαν σε εμένα... Είθισται η σειρά εμφάνισης της ευχαριστίας να δηλώνει το μέγεθος αυτής. Στην εδώ περίπτωση δεν ισχύει, αφού ο καθένας συνέβαλλε με τον δικό του μοναδικό τρόπο στην ολοκλήρωση των προπτυχιακών μου σπουδών.

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω τους «συναδέλφους» μου στο εργαστήριο πειραματικής φυσικής υψηλών ενεργειών υποψήφιους διδάκτορες πλέον, Μαρία Καστριώτου και Στέργιο Τσιγαρίδα για την χαρά που επέδειξαν όταν έγινα μέλος της ομάδας. Ιδιαίτερα ευχαριστώ την Μαρία για τις εποικοδομητικές συζητήσεις που έλαβαν χώρα κατά την διάρκεια της διπλωματικής εργασίας. Ευχαριστώ τον Στέργιο για την «ξενάγηση» που μου προσέφερε στο εργαστήριο και στον εργαστηριακό εξοπλισμό.

Ευχαριστώ πολύ τα ξενιτεμένα μέλη του εργαστηρίου υποψήφιους διδάκτορες Μάνο Ικάριο και Κώστα Καρακώστα για την φιλόξενη ατμόσφαιρα που δημιούργησαν κατά την διαμονή μου στο CERN. Ευχαριστώ ιδιαίτερα τον Κώστα για την βοήθεια που μου προσέφερε σχετικά με το *recomm*. Ευχαριστώ ένα επίσης ξενιτεμένο μέλος της ομάδας, τον υποψήφιο διδάκτορα Κώστα Ντέκα για την πολύτιμη βοήθειά του σε θέματα ανάλυσης δεδομένων καθώς και για την υπομονή που επέδειξε στον καταιγισμό ερωτήσεων και αποριών, αντιμετωπίζοντας με πάντα με ευγένεια και χαμόγελο.

Μέσα από την καρδιά μου ευχαριστώ θερμά τον υποψήφιο διδάκτορα Νίκο Καραστάθη για την ζεστή του φιλοξενία, για τις νυχτερινές κουβέντες μετά από εξαντλητικές και πολύωρες ημέρες εργασίας στο CERN, για τον χρόνο που αφιέρωσε σε θέματα προγραμματισμού, για τις πολύτιμες και εγκάρδιες συμβουλές του, για την πίστη που έδειξε σε μένα και στις δυνατότητές μου, για τα καλά του σχόλια που αφορούν την ερευνητική μου περιέργεια καθώς και για τον κόπο και χρόνο που αφιέρωσε σε διαδικαστικά θέματα.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τον προσεχώς διπλωματούχο φυσικό του Ε.Μ.Π. Μάγγο Δημήτρη γιατί με ενέπνευσε με τον τρόπο του να συνεχίσω την προσπάθεια για κατάκτηση της γνώσης και για τις πολύωρες συζητήσεις σε θέματα φυσικής και όχι μόνο...



Ένα ακόμη ευχαριστώ χρωστάω στον επίσης προσεχώς διπλωματούχο εφαρμοσμένο φυσικό Ε.Μ.Π. Κύρτσο Αλέξανδρο, γιατί μαζί ανακαλύψαμε τον όμορφο κόσμο της πειραματικής φυσικής τόσο στο εργαστήριο κατά την διάρκεια εκπόνησης των διπλωματικών μας εργασιών, όσο και στα εκπαιδευτικά εργαστήρια της σχολής. Μου πέρασε έναν τρόπο εφαρμοσμένης και πρακτικής σκέψης κατά την διάρκεια δουλειάς ατελείωτων ωρών(νυχτερινών και μη), Σαβατοκύριακων, αργιών και περιόδων διακοπών. Τον ευχαριστώ επίσης για την πολύτιμη βοήθεια του στην πρώτη μου επαφή με το  $\text{\LaTeX}$ .

Ευχαριστώ επίσης την διπλωματούχο φυσικό και προσεχώς υποψήφια διδάκτορα Παππά Φιλοθέη για τις πολύωρες και ουσιώδεις συζητήσεις μας, για τις κατά καιρούς συμβουλές και παρατηρήσεις της, για τις αμέτρητες εποικοδομητικές μας διαφωνίες και για την στήριξη και πίστη της προς τις δυνατότητές μου.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ οφείλω στον μηχανουργό του τομέα φυσικής, Κωστή Χορμόθα ο οποίος υλοποίησε με υπομονή και μεράκι τις τρελές ιδέες μου, που αφορούσαν την κατασκευή του θαλάμου του ανιχνευτή.

Τεράστια ευγνωμοσύνη οφείλω στους καθηγητές και δασκάλους μου Καθ. Ζάνη-Βλαστού Ρόζα και Επ. Καθ. Κόκκορη Μιχάλη για την υπομονή που επέδειξαν ως προς την αναποφασιστικότητά μου στην επιλογή διπλωματικής εργασίας. Ιδιαίτερα ευχαριστώ την κ. Βλαστού γιατί μου συμπεριφέρθηκε σαν να ήμουν δικό της παιδί και με συμβούλεψε μέσα από την καρδιά της να μην έχω αυτοκαταστροφικές τάσεις. Επίσης ευχαριστώ τον κ. Κόκκορη για τις πολύωρες συζητήσεις μας σε θέματα φυσικής(και όχι μόνο), για την πίστη που έδειξε και συνεχίζει να δείχνει στην προσωπική μου ερευνητική επιτυχία και για την υποδειγματική διδασκαλία του.

Ευχαριστώ επίσης τον επικεφαλής της ομάδας τηλεπισκόπισης με Laser,καθηγητή και διδάσκαλό μου, Αν. Καθ. Παπαγιάννη Αλέξανδρο, για την πίστη του στις δυνατότητές μου, για την μεθοδικότητα που μου δίδαξε καθώς και για τους νέους ορίζοντες που μου αποκάλυψε.

Θερμές ευχαριστίες στον καθηγητή και δάσκαλό μου Καθ. Αλεξόπουλο Θεόδωρο, για την εξαιρετική και υψηλού επιπέδου διδασκαλία του, για την υπομονή και ευγένειά του στο άκουσμα ορισμένων μάλλον άτοπων ιδεών μου και για το ερέθισμα που μου έδωσε για το  $\text{\LaTeX}$ .

Έλικρινείς ευχαριστίες στον Καθ. Πίσση Πολύκαρπο για τον χρόνο που ξόδεψε να μου εξηγήσει τις τεχνικές του πεδίου της επιστήμης υλικών που χρησιμοποιήθηκαν για την κατασκευή των ανιχνευτών καθώς και για την πολύτιμη βοήθειά του σε θέματα ορολογίας.

Θα ήθελα επίσης να εκφράσω τις ευχαριστίες μου προς τον spokesman του RD51 Collaboration, Leszek Ropelewski γιατί με δέχτηκε στην ομάδα του. Θερμές ευχαριστίες και βαθειά ευγνωμοσύνη οφείλω και στον ερευνητή Δρ. Eraldo Oliveri, έναν χαρισματικό και πρώτης κλάσεως πειραματικό φυσικό ο οποίος με μύησε σε ένα καθαρά πειραματικό τρόπο σκέψης, με βοήθησε απέραντα στα πρώτα μου βήματα κατά την ερευνητική μου θητεία στο CERN, απαντούσε με χαμόγελο και ηρεμία σε κάθε είδους απορία που προέκυπτε και μου έδωσε συμβουλές οι οποίες θα με ακολουθούν σε ολόκληρη την ζωή μου. Τον ευχαριστώ θερμά για τις ατελείωτες ώρες δουλειάς και εμπειριών που μου χάρισε τόσο στο εργαστήριο όσο και στον επιταχυντή SPS κατά την διάρκεια των νυχτερινών και όχι μόνο δοκιμών.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ χρωστάω στον ελληνικό λαό, που με τις θυσίες του και τα χρήματα που στερήθηκε, με σκοπό την δωρεάν παιδεία και την χρηματική συνδρομή στο CERN η οποία έχει δώσει ευκαιρίες έρευνας σε πολλούς νέους επιστήμονες, μου έδωσε την ευκαιρία να σπουδάσω, να εκπονήσω μια πειραματική διπλωματική εργασία και να συμμετάσχω ερευνητικά

σε ένα test beam στον επιταχυντή SPS στο CERN.

Ειδικές ευχαριστίες οφείλω στον κ. Jacek M. Holeczek για την αμέριστη βοήθειά του στο root, για την ώθηση που μου έδωσε να βελτιστοποιήσω τις μακροεντολές που χρησιμοποιήθηκαν για την ανάλυση, για τον τρόπο με τον οποίο με «ανάγκασε» να εντρυφήσω στο root και για την υπομονή του στις απορίες και ερωτήσεις ενός αρχάριου.

Ένα τεράστιο ευχαριστώ στον καθηγητή, δάσκαλο και επιβλέποντα μου, Αν. Καθ. Τσιπολίτη Γιώργο, αρχικά για την εξαιρετική του διδασκαλία στα μαθήματα της σχολής, εν συνεχεία γιατί με δέχτηκε στην ομάδα του, μου έδωσε μεγάλη ελευθερία κινήσεων μέσα στο εργαστήριο δίνοντας μου την δυνατότητα να ασχοληθώ με πολλά πράγματα κατά την διάρκεια της διπλωματικής. Τον ευχαριστώ τόσο για τις εύστοχες και εγκάρδιες συμβουλές και παρατηρήσεις του οι οποίες θα με βοηθήσουν να γίνω καλύτερος άνθρωπος και επιστήμονας όσο επίσης για την ευκαιρία που μου έδωσε να δουλέψω στο CERN, σε θέματα σύγχρονης βασικής και εφαρμοσμένης έρευνας, εμπειρία που θα μείνει χαραγμένη στην μνήμη μου για πολλά χρόνια.

Τέλος, δεν θα μπορούσα να παραλείψω την σύντροφό μου, προσεχώς διπλωματούχο Μαθηματικό Ε.Μ.Π. Μπίνου Γεωργία για την υπομονή της στις ατελείωτες ώρες δουλειάς κατά τις οποίες ήμουν αναγκασμένος να την παραμελώ, για την στήριξη και συμπαράστασή της σε κάποιες από τις δυσκολότερες στιγμές της ζωής μου, για την πίστη της στις δυνατότητές μου και για την ανεμελιά που μου προσφέρει όταν βρίσκομαι μαζί της.



## AKNOWLEDGEMENTS

While this thesis is coming to an end, I most certainly feel like expressing my gratitude upon people who trusted and believed in me. Usually the order of appearance indicates gratitude's magnitude. In the upcoming lines, this is not the case, due to the fact that each and every one contributed in his own notable manner.

Firstly I would like to thank my co-workers in the laboratory of experimental high energy physics Ph.D. students Mrs. Kastriotou Maria and Mr. Tsigaridas Stergios for their warm welcome. In particular I'd like to thank Maria for our essential discussions and Stergios for the tour he gave me on the laboratory equipment.

A great thanks goes to our laboratory emigrants Ph.D. students Mr. Kostas Karakostas and Mr. Manos Ikarios for the hospital atmosphere during my staying at CERN. I would also like to thank another Ph.D. student, Mr. Ntekas Kostas, for his invaluable help on data analysis as well as for his gentle behaviour towards my innumerable questions.

I would also like to express my sincere gratitude towards Ph.D. student Mr. Karastathis Nikos, for his warm hospitality, for our night chats after many-hour service at CERN, for his valuable time he sacrificed for programming issues and administrative procedures as well, for his invaluable advice, for believing in me and encouraging my research curiosity.

Many thanks go to the theorist Mr. Magos Dimitris (soon D.Sc., D.Eng.) for he inspired me to continue pursuing knowledge and for our many discussions concerning physics and more...

I couldn't forget to thank Mr. Kyrtos Alexandros (soon D.Sc., D.Eng.) for being my partner in school's labs more often than not. Together we discovered the charming world of experimental physics. I adopted a unique way of treating matters using an applied and practical matter while we were working together for endless hours during day, night, weekends, holidays... I also owe him for helping me over my first experience with L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X.

I would also like to thank Mrs. Pappas Filothei (D.Sc., D.Eng.) and soon Ph.D. student, for the hours we spent together talking over, for her advice and comments, for our many essential disagreements let alone her support and faith in my potentials.

Many thanks go to Mr. Harmovas Kostas, Physics Department machinist who gave life to my designs concerning the chamber's construction, in a patient and yet efficient manner.

I would like to express my humble gratitude upon my teachers Prof. Zanni-Vlastou Roza and Assoc. Prof. Kokkoris Michael for their patience concerning my indecisive personality. In particular I'd like to thank Prof. Vlastou for treating me as being her own child as well as for her advice on stop being selfdestructive. I would also like to help Assos. Prof. Kokkoris for our discussions in physics(and more...), for beleiving in my scientific pottentials and for his exemplary teaching.

I would also like to thank the head of the Laser Remote Sensing Unit, As. Prof. Papayannis Alexandros for beleiving in my skills, for passing me a methodical way of treating things let alone broadening my horizons.

Many and warm thanks go to my teacher and Prof. Alexopoulos Theodoros for his amazing teching skills, for his patience in hearing some crazy and rather inachievable ideas coming from me as well as for suggesting me L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X.

Many thanks to my teacher Prof. Pissis Polycarpos for the time he spent for explaining the matterial sciences' techiques used in fabricating such detectors let alone his suggestions as far as terminology is concerned.

I would really like to thank RD51 Collaboration's spokesman Dr. Leszek Ropelewski for accepting me in the collaboration. Many thanks and even more and graditude, to Dr. Eraldo Oliveri, a gifted and first class researcher, by whom I adapted a pure experimental way of thinking and treating, for helping me in an inspeakable way in my first steps at CERN, for answering probably silly questions and deticating his invaluable time in me and for giving me great advice that I will carry for the rest of my life. I trully and honestly thank him for the many working hours he allowed me to participate in and many experience he helped me gain not only in the lab but at the SPS facilities as well.

Special thanks go to Mr. Jacek M. Holeczek, who provided invaluable help as far as root is concerned. Hadn't been his contribution I could have never written such root macros. He somehow "forced" me, in an educational way to go deeper in root, process which helped improve my computing skills. I would also like to thank him for showing patience when answering in a novice's questions.

I also owe many thanks to Greek people;hadn't been their sacrifice, I would have never been able to study without fees. If it wasn't their contribution I could have never been at CERN. Hadn't been their taxes I could have never imagined of studing and elaborating on such an experimental thesis.

A sincere and a deep overgratefulness towards my teacher and supervisor As. Prof. Tsipolitis Yorgos for his magnificent teaching over a number of courses, for accepting me in his group, for providing me with a rather creative freedom over lab equipment and for giving me the chance to work with a great range within the MicroMEGAS detector as well. I would also like to express my graditude for giving me the chance to work at the biggest research center for high energy physis, CERN that is, in a field of great basic and applied research interest making this experience one of the least forgetable ones in my life.

Last but certainly not least I would like to thank my girlfriend Mrs. Binou Georgia(soon D.Sc., D.Eng.) for her encouragement and support over some really tough times. I must not forget her understanding during many hours of working, when I wasn't able to pay the reasonable attention to her.

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

1.1	Οι 4 θεμελιώδεις δυνάμεις της φύσης . . . . .	1
1.2	Κατηγοριοποίηση των στοιχειωδών σωματιδίων . . . . .	2
1.3	Τα στοιχειώδη σωματίδια του καθιερωμένου προτύπου . . . . .	3
1.4	Οι πρώτες ανακαλύψεις στοιχειωδών σωματιδίων . . . . .	4
1.5	Οι μετέπειτα ανακαλύψεις στοιχειωδών σωματιδίων . . . . .	5
1.6	Υπεραγώγιμο καλώδιο κράματος Νιοβίου-Τιτανίου . . . . .	6
1.7	Ο Μεγάλος Ευρωπαϊκός Θάλαμος Φυσαλίδων . . . . .	6
1.8	Τα σημαντικότερα επιτεύγματα στον χώρο των ανιχνευτών σωματιδίων . . . . .	7
2.1	Απώλεια ενέργειας για σωματίδια- $\alpha$ και πόνια σε Αργό . . . . .	12
2.2	Κατανομές Landau . . . . .	12
2.3	Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο . . . . .	14
2.4	Διάγραμμα Feynmanγια το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο . . . . .	15
2.5	Φαινόμενο Compton . . . . .	15
2.6	Γωνιακή Κατανομή Ενεργής Διατομής για το φαινόμενο Compton . . . . .	16
2.7	Διάγραμμα Feynmanγια την σκέδαση Compton . . . . .	16
2.8	Ενεργός διατομή φωτοηλεκτρικού φαινομένου και σκέδασης Compton . . . . .	17
2.9	Δίδυμη Γένεση . . . . .	17
2.10	Διάγραμμα Feynmanγια την Δίδυμη Γένεση . . . . .	18
3.1	Βασική δομή ανιχνευτή αερίου . . . . .	19
3.2	Αριθμός ιόντων συναρτήσει εφαρμοζόμενης τάσης [23, σελ. 176] . . . . .	20
3.3	Διαμήκης και Εγκάρσια Διάχυση . . . . .	23
3.4	Ταχύτητες ολίσθησης για μείγματα αργού υπολογισμένες από το Magboltz . . . . .	25
3.5	Πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας . . . . .	26
3.6	Συντελεστής Townsendυπολογισμένος από το Magboltz . . . . .	27
4.1	Βασική δομή του ανιχνευτή MicroMEGAS . . . . .	30

4.2 Ηλεκτρικό πεδίο και πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας υπολογισμένα από το Gar-field . . . . .	30
4.3 Τεχνική bulkγια την κατασκευή MicroMEGAS . . . . .	31
4.4 Ενδεικτικό διάγραμμα λήψης δεδομένων . . . . .	32
5.1 Πειραματική διάταξη των μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν στην Αθήνα . . . . .	36
5.2 Τεχνικές Μείωσης του Θορύβου . . . . .	37
5.3 Electron Transparencyγια τον ανιχνευτή NTUASmm1για $V_{mesh} = 565 V$ . . . . .	39
5.4 Καμπύλες transparencyγια τον ανιχνευτή NTUASmm1 . . . . .	40
5.5 Τυπικό φάσμα πηγής $^{55}Fe$ με χρήση του ADMCAτης Amptek . . . . .	41
5.6 Καμπύλες ενίσχυσης του NTUASmm1 για αέριο $Ar - CO_2 \rightarrow 93\% - 7\%$ . . . . .	42
5.7 Πρώτος συντελεστής Townsendγια αέριο $Ar - CO_2 \rightarrow 93\% - 7\%$ . . . . .	42
5.8 High Voltage Scanγια τον ανιχνευτή NTUASmm1 . . . . .	44
5.9 Ο ανιχνευτής NTUASmm3 στον οποίο έχουν τοποθετηθεί οι μαύροι connectorsγια την ανάγνωση του σήματος . . . . .	44
5.10 Κατασκευή του πλαισίου αλουμινίου για τον ανιχνευτή NTUASmm3 . . . . .	45
5.11 Πλαίσιο αλουμινίου και τοποθέτηση καθόδου σε αυτό . . . . .	46
5.12 Προετοιμασία του ανιχνευτή NTUASmm3 για ανάγνωση σήματος . . . . .	46
5.13 Ο ανιχνευτής NTUASmm3 . . . . .	47
5.14 Χαμηλοπερατό Φίλτρο . . . . .	47
5.15 Συνδεσμολογία για τον NTUASmm3 . . . . .	48
5.16 Η καμπύλη ενίσχυσης για τον NTUASmm3 . . . . .	49
5.17 Καμπύλη της electron transparencyγια τον NTUASmm3 . . . . .	50
5.18 Κανονικοποιημένη καμπύλη της electron transparencyγια τον NTUASmm3 . . . . .	51
5.19 Καμπύλες ενίσχυσης για το αέριο $Ar - CO_2 \rightarrow 70\% - 30\%$ από τον ανιχνευτή NTUASmm3 . . . . .	53
5.20 High voltage scanμε πηγή $^{55}Fe$ . . . . .	55
5.21 High voltage scanμε πηγή $^{55}Fe$ . . . . .	55
5.22 High voltage scanμε πηγή $^{210}Po$ . . . . .	56
5.23 High voltage scanμε πηγή $^{210}Po$ . . . . .	56
5.24 Τυπικά φάσματα για τις δύο πηγές . . . . .	60
5.25 Σχετική ενεργειακή διακριτική ικανότητα . . . . .	61
5.26 Καμπύλες ενίσχυσης για δύο διαφορετικές θερμοκρασίες . . . . .	62
5.27 Λόγος των ενισχύσεων για τις δύο θερμοκρασίες . . . . .	63
5.28 Δομή ανιχνευτή NTUARmm2 . . . . .	63
5.29 Προετοιμασία του ανιχνευτή NTUARmm2 . . . . .	64
5.30 Συνδεσμολογία για τον NTUARmm2 . . . . .	64
5.31 Πρώτη δοκιμή του ανιχνευτή NTUARmm2 με και χωρίς πηγή σιδήρου . . . . .	65

5.32 Δοκιμή του ανιχνευτή <i>NTUARMm2</i> με πηγές $^{241}\text{Am}$ και $^{127}\text{Cs}$ . . . . .	65
5.33 Οπτική μικροσκοπία για την μελέτη των επιμέρους τμημάτων του ανιχνευτή . . . . .	66
5.34 Θωράκιση για την μείωση θορύβου . . . . .	67
5.35 Επεξήγηση της μονάδας μέτρησης $\Omega/\square$ . . . . .	68
5.36 Συνδεσμολογίες για τον <i>NTUARMm2</i> . . . . .	68
5.37 Θωράκιση για την μείωση θορύβου . . . . .	69
5.38 Κατασκευή ειδικού connectorγια ανάγνωση σήματος από την άνοδο . . . . .	70
5.39 Ο ανιχνευτής <i>NTUASmm2</i> . . . . .	70
5.40 Σήμα από την άνοδο με χρήση του ειδικού connector . . . . .	71
6.1 Το CERNκαι τα πειράματα του LHC[16, εικ. 3.1] . . . . .	74
6.2 Οι επιταχυντές στο CERN . . . . .	74
6.3 Η διάρθρωση της RD51 collaboration . . . . .	75
6.4 Εμπλεκόμενα στην RD51 collaborationκράτη . . . . .	75
6.5 Τελευταίες τεχνολογικές εξελίξεις που έχει επιτύχει RD51 collaboration . . . . .	76
6.6 Ο ανιχνευτής RD51Tmm3 . . . . .	77
6.7 Το τηλεσκόπιο MicroMEGAS . . . . .	77
6.8 Η συνδεσμολογία για τις δοκιμές του λόγου σήματος/θόρυβο . . . . .	78
6.9 Σύγκριση φασμάτων για την βέλτιστη και χειρίστη γείωση . . . . .	78
6.10 Διπλό φάσμα σιδήρου . . . . .	80
6.11 Χαμηλοπερατό φίλτρο για την μείωση του υψίσυχνου θορύβου . . . . .	80
6.12 Χαμηλοπερατό φίλτρο για την μείωση του υψίσυχνου θορύβου στον χώρο των συχνοτήτων . . . . .	81
6.13 Προτάσεις για το βέλτιστο χαμηλοπερατό φίλτρο για την μείωση του υψίσυχνου θορύβου . . . . .	81
6.14 Σχετική θέση και συνδεσμολογία των ανιχνευτών του τηλεσκοπίου . . . . .	82
6.15 Επίβλεψη και έλεγχος της δέσμης . . . . .	83
6.16 Blockδιάγραμμα των ηλεκτρονικών συσκευών που χρησιμοποιήθηκαν κατά την διάρκεια του test beam . . . . .	83
6.17 Το σχηματικό του APV25 . . . . .	84
6.18 Το front end chip APV25 hybrid . . . . .	85
6.19 Σχεδιάγραμμα του διαμοιράσματος της δέσμης στις περιοχές <i>T2, T4</i> . . . . .	86
6.20 Η δομή της βόρειας πλευράς του SPS . . . . .	86
6.21 Τα οπτικά στοιχεία για την επεξεργασία της δέσμης . . . . .	87
6.22 Χαρακτηριστικά γνωρίσματα της περιοχής <i>H4 – 134</i> . . . . .	87
6.23 Το σχεδιάγραμμα της περιοχής <i>H4 – 134</i> . . . . .	88
6.24 Η αίθουσα ελέγχου των αερίων . . . . .	89
6.25 Το σύστημα ανάγνωσης και καθοδήγησης του σήματος . . . . .	90



6.26 Το γραφικό περιβάλλον του SRS . . . . .	90
6.27 Το γραφικό περιβάλλον του mmDaqγια την απεικόνιση του σήματος . . . . .	91
6.28 Το γραφικό περιβάλλον του mmDaqγια την απεικόνιση χρήσιμων μεταβλητών . . . . .	91
6.29 Εξέλιξη του συλλεγόμενου φορτίου στον χρόνο, για ένα strip . . . . .	92
6.30 Ιστογράμματα των stripsπου έχουν δώσει σήμα(αριστερά) και διάγραμμα του stripπου έχει δώσει σήμα σε συνάρτηση με τον χρόνο που χρειάστηκε μέχρι να συλλεχθεί το μέγιστο φορτίο(δεξιά). . . . .	92
6.31 Ιστογράμματα χρήσιμων μεταβλητών . . . . .	93
6.32 Τρισδιάστατο ιστογράμματα της χρονικής εξέλιξης φορτίου και του stripτο οποίο έχει δώσει σήμα . . . . .	93
6.33 Συνδεσμολογία για τους ανιχνευτές $RD51Tmm2$ , $RD51Tmm3$ , $RD51Tmm4$ . . . . .	94
6.34 Σχετική θέση των ανιχνευτών ως προς την δέσμη . . . . .	94
6.35 Προφίλ της δέσμης όπως καταγράφηκε από τα $x - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	95
6.36 Προφίλ της δέσμης όπως καταγράφηκε από τα $y - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	95
6.37 Το μέγεθος των clustersόπως καταγράφηκε από τα $x - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	96
6.38 Το μέγεθος των clustersόπως καταγράφηκε από τα $Y - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	96
6.39 Η κίνηση φορτίου στα resistive stripsσε σχέση με την αντίστοιχη στα y-strips . . . . .	97
6.40 Φάσματα που προέκυψαν από τα $X - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	97
6.41 Φάσματα που προέκυψαν από τα $Y - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	98
6.42 Καμπύλες transparencyγια τους ανιχνευτές του τηλεσκοπίου, όπου φαίνεται πως η βέλτιστη τάση για την κάθοδο είναι τα 300V . . . . .	98
6.43 Φάσματα που προέκυψαν από τα $X - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης . . . . .	99
6.44 Φάσματα που προέκυψαν από τα $Y - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης . . . . .	99
6.45 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα για τα $x$ και $y$ stripτου $RD51Tmm2$ . . . . .	100
6.46 Αριθμός clustersγια τα $X - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης . . . . .	100
6.47 Αριθμός clustersγια τα $Y - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης . . . . .	101
6.48 Χρόνος(σε time-slots» στον οποίο αρχίζει να σχηματίζεται το σήμα για τα $X - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης. Οι αρνητικοί χρόνοι ερμηνεύονται ως θόρυβος. . . . .	101

6.49 Χρόνος(σε time-slots» στον οποίο αρχίζει να σχηματίζεται το σήμα για τα $Y - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης. Οι αρνητικοί χρόνοι ερμηνεύονται ως θόρυβος. . . . .	102
6.50 Παραγόμενα σήματα και η επίδραση της ολοκλήρωσης από τον APV . . . . .	103
6.51 Χρόνος(σε time-slots» ο οποίος απαιτείται για να σχηματιστεί η μέγιστη κορυφή του παλμού για τα $X - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης	104
6.52 Χρόνος(σε time-slots» ο οποίος απαιτείται για να σχηματιστεί η μέγιστη κορυφή του παλμού για τα $Y - strips$ του $RD51Tmm2$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης	104
6.53 Συνδεσμολογία για τους ανιχνευτές $RD51Tmm2$ , $RD51Tmm3$ , $RD51Tmm4$ .	105
6.54 Σχετική θέση των ανιχνευτών ως προς την δέσμη . . . . .	105
6.55 Προφίλ της δέσμης όπως καταγράφηκε από τα $x - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	106
6.56 Προφίλ της δέσμης όπως καταγράφηκε από τα $y - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	106
6.57 Το μέγεθος των clustersόπως καταγράφηκε από τα $x - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	107
6.58 Το μέγεθος των clustersόπως καταγράφηκε από τα $Y - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	107
6.59 Φάσματα που προέκυψαν από τα $X - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	108
6.60 Φάσματα που προέκυψαν από τα $Y - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	108
6.61 Αριθμός clustersγια τα $X - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης . . . . .	109
6.62 Αριθμός clustersγια τα $Y - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης . . . . .	109
6.63 Χρόνος(σε time-slots» στον οποίο αρχίζει να σχηματίζεται το σήμα για τα $X - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης. Οι αρνητικοί χρόνοι ερμηνεύονται ως θόρυβος. . . . .	110
6.64 Χρόνος(σε time-slots» στον οποίο αρχίζει να σχηματίζεται το σήμα για τα $Y - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης. Οι αρνητικοί χρόνοι ερμηνεύονται ως θόρυβος. . . . .	110
6.65 Χρόνος(σε time-slots» ο οποίος απαιτείται για να σχηματιστεί η μέγιστη κορυφή του παλμού για τα $X - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης	111
6.66 Χρόνος(σε time-slots» ο οποίος απαιτείται για να σχηματιστεί η μέγιστη κορυφή του παλμού για τα $Y - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης	111
6.67 Συνδεσμολογία για τους ανιχνευτές $RD51Tmm2$ , $RD51Tmm3$ , $RD51Tmm4$ .	112
6.68 Σχετική θέση των ανιχνευτών ως προς την δέσμη . . . . .	112
6.69 Προφίλ της δέσμης όπως καταγράφηκε από τα $x - strips$ του $RD51Tmm4$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	113

6.70 Προφίλ της δέσμης όπως καταγράφηκε από τα $y - strips$ του $RD51Tmm4$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	113
6.71 Το μέγεθος των clustersόπως καταγράφηκε από τα $x - strips$ του $RD51Tmm4$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	114
6.72 Το μέγεθος των clustersόπως καταγράφηκε από τα $Y - strips$ του $RD51Tmm4$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	114
6.73 Φάσματα που προέκυψαν από τα $X - strips$ του $RD51Tmm3$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	115
6.74 Φάσματα που προέκυψαν από τα $Y - strips$ του $RD51Tmm4$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	115
6.75 Αριθμός clustersγια τα $X - strips$ του $RD51Tmm4$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης . . . . .	116
6.76 Αριθμός clustersγια τα $Y - strips$ του $RD51Tmm4$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης . . . . .	116
6.77 Χρόνος(σε time-slots» στον οποίο αρχίζει να σχηματίζεται το σήμα για τα $X - strips$ του $RD51Tmm4$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης. Οι αρνητικοί χρόνοι ερμηνεύονται ως θόρυβος. . . . .	117
6.78 Χρόνος(σε time-slots» στον οποίο αρχίζει να σχηματίζεται το σήμα για τα $Y - strips$ του $RD51Tmm4$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης. Οι αρνητικοί χρόνοι ερμηνεύονται ως θόρυβος. . . . .	117
6.79 Χρόνος(σε time-slots» ο οποίος απαιτείται για να σχηματιστεί η μέγιστη κορυφή του παλμού για τα $X - strips$ του $RD51Tmm4$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης	118
6.80 Χρόνος(σε time-slots» ο οποίος απαιτείται για να σχηματιστεί η μέγιστη κορυφή του παλμού για τα $Y - strips$ του $RD51Tmm4$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης	118
6.81 Συνδεσμολογία για τον ανιχνευτή $RD51Tmm6$ . . . . .	119
6.82 Σχετική θέση των ανιχνευτών ως προς την δέσμη . . . . .	119
6.83 Προφίλ της δέσμης όπως καταγράφηκε από τα $x - strips$ του $RD51Tmm6$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	120
6.84 Προφίλ της δέσμης όπως καταγράφηκε από τα $y - strips$ του $RD51Tmm6$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	120
6.85 Το μέγεθος των clustersόπως καταγράφηκε από τα $x - strips$ του $RD51Tmm6$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	121
6.86 Το μέγεθος των clustersόπως καταγράφηκε από τα $Y - strips$ του $RD51Tmm6$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	121
6.87 Αριθμός clustersγια τα $X - strips$ του $RD51Tmm6$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης . . . . .	122
6.88 Αριθμός clustersγια τα $Y - strips$ του $RD51Tmm6$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης . . . . .	122
6.89 Χρόνος(σε time-slots» στον οποίο αρχίζει να σχηματίζεται το σήμα για τα $X - strips$ του $RD51Tmm6$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης. Οι αρνητικοί χρόνοι ερμηνεύονται ως θόρυβος. . . . .	123

6.90 Χρόνος(σε time-slots» στον οποίο αρχίζει να σχηματίζεται το σήμα για τα $Y - strips$ του $RD51Tmm6$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης. Οι αρνητικοί χρόνοι ερμηνεύονται ως θόρυβος. . . . .	123
6.91 Χρόνος(σε time-slots» ο οποίος απαιτείται για να σχηματιστεί η μέγιστη κορυφή του παλμού για τα $X - strips$ του $RD51Tmm6$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης	124
6.92 Χρόνος(σε time-slots» ο οποίος απαιτείται για να σχηματιστεί η μέγιστη κορυφή του παλμού για τα $Y - strips$ του $RD51Tmm6$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης	124
6.93 Συνδεσμολογία για τον ανιχνευτή $RD51Tmm7$ . . . . .	125
6.94 Σχετική θέση των ανιχνευτών ως προς την δέσμη . . . . .	125
6.95 Προφίλ της δέσμης όπως καταγράφηκε από τα $x - strips$ του $RD51Tmm7$ για διαφορετικά πεδία πολλαπλασιασμού . . . . .	126
6.96 Προφίλ της δέσμης όπως καταγράφηκε από τα $y - strips$ του $RD51Tmm6$ για διαφορετικά πεδία ολίσθησης . . . . .	126
6.97 Το μέγεθος των clustersόπως καταγράφηκε από τα $x - strips$ του $RD51Tmm7$ για διαφορετικά πεδία πολλαπλασιασμού . . . . .	127
6.98 Το μέγεθος των clustersόπως καταγράφηκε από τα $Y - strips$ του $RD51Tmm7$ για διαφορετικά πεδία πολλαπλασιασμού . . . . .	127
6.99 Φάσματα που προέκυψαν από τα $X - strips$ του $RD51Tmm7$ για διαφορετικά πεδία πολλαπλασιασμού . . . . .	128
6.100 Φάσματα που προέκυψαν από τα $Y - strips$ του $RD51Tmm7$ για διαφορετικά πεδία πολλαπλασιασμού . . . . .	128
6.101 Αριθμός clustersγια τα $X - strips$ του $RD51Tmm7$ για διαφορετικά πεδία πολλαπλασιασμού . . . . .	129
6.102 Αριθμός clustersγια τα $Y - strips$ του $RD51Tmm7$ για διαφορετικά πεδία πολλαπλασιασμού . . . . .	129
6.103 Χρόνος(σε time-slots» στον οποίο αρχίζει να σχηματίζεται το σήμα για τα $X - strips$ του $RD51Tmm7$ για διαφορετικά πεδία πολλαπλασιασμού. Οι αρνητικοί χρόνοι ερμηνεύονται ως θόρυβος. . . . .	130
6.104 Χρόνος(σε time-slots» στον οποίο αρχίζει να σχηματίζεται το σήμα για τα $Y - strips$ του $RD51Tmm7$ για διαφορετικά πεδία πολλαπλασιασμού. Οι αρνητικοί χρόνοι ερμηνεύονται ως θόρυβος. . . . .	130
6.105 Χρόνος(σε time-slots» ο οποίος απαιτείται για να σχηματιστεί η μέγιστη κορυφή του παλμού για τα $X - strips$ του $RD51Tmm7$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης	131
6.106 Χρόνος(σε time-slots» ο οποίος απαιτείται για να σχηματιστεί η μέγιστη κορυφή του παλμού για τα $Y - strips$ του $RD51Tmm7$ για διαφορετικά πεδία ενίσχυσης	131
6.107 Θέση της δέσμης ως προς την υψηλή τάση . . . . .	132
6.108 Υπολογισμός της time resoltion . . . . .	134
7.1 Ένα τυπικό πλέγμα για μια ανάλυση με πεπερασμένα στοιχεία . . . . .	137
7.2 Τρισδιάστατο μοντέλο MicroMEGASοχεδιασμένο στο Maxwell . . . . .	138
7.3 Η σχεδίαση του μικροπλέγματος στο Maxwell . . . . .	138

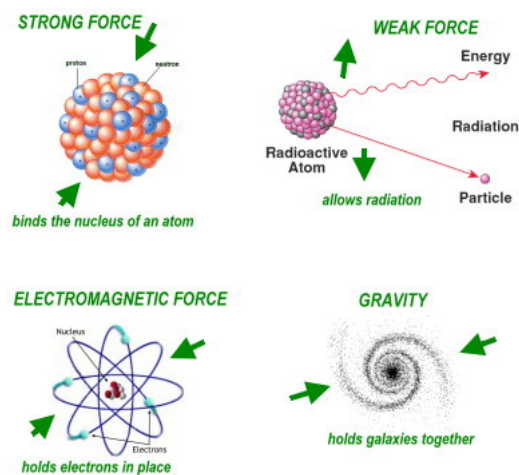
7.4	Η δισδιάστατη γεωμετρία του MicroMEGAS στο Maxwell . . . . .	139
7.5	Το πλέγμα των πεπερασμένων στοιχείων στην δισδιάστατη γεωμετρία . . . . .	140
7.6	Το πλέγμα των πεπερασμένων στοιχείων στην περιοχή των strips και του μικρο-πλέγματος . . . . .	140
7.7	Το πλέγμα των πεπερασμένων στοιχείων στην περιοχή του μικροπλέγματος . . . . .	141
7.8	Η αριθμητική λύση του πεδίου γύρω από το τραυματισμένο strip . . . . .	141
7.9	Δισδιάστατο μοντέλο του MicroMEGAS σχεδιασμένο στο Multiphysics . . . . .	142
7.10	Ηλεκτρικό δυναμικό στην περιοχή ενδιαφέροντος . . . . .	142
7.11	Ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ενδιαφέροντος . . . . .	143
7.12	Το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε για την επίλυση του προβλήματος . . . . .	143
7.13	Το πλέγμα στην περιοχή ενδιαφέροντος . . . . .	144
7.14	Ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή πολλαπλασιασμού στην περίπτωση ενός floating strip . . . . .	144
7.15	Η κατασκευή του πλήρους τρισδιάστατου μοντέλου . . . . .	145
7.16	Περιορισμός της υπολογιστικής δύναμης για την επίλυση του πλήρους μοντέλου . . . . .	145
7.17	Το συρρικνωμένο μοντέλο με το πλέγμα . . . . .	145
7.18	Επίλυση ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ενδιαφέροντος . . . . .	146
7.19	Δυναμικές γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ενδιαφέροντος . . . . .	147
7.20	Κατανομή των γεγονότων στην περιοχή ενδιαφέροντος . . . . .	147
7.21	Κατανομή των γεγονότων σε ολόκληρο τον ανιχνευτή . . . . .	148
7.22	Χάρτης Poincare στο κάθετο επίπεδο ως προς την κίνηση των ηλεκτρονίων . . . . .	148
7.23	Χάρτης Poincare στο επίπεδο της ανόδου . . . . .	149
B'.1	Διέλευση φορτισμένου σωματιδίου φορτίου $-ze$ μέσα από την ύλη . . . . .	173
B'.2	Διέλευση φορτισμένου σωματιδίου σε στοιχειώδη όγκο $dV$ . . . . .	174
B'.3	Απώλεια ενέργειας φορτισμένου σωματιδίου σύμφωνα με τον Bohr . . . . .	176

3.1	Μέση ενέργεια παραγωγής ζεύγους για διάφορα αέρια . . . . .	21
3.2	Παράγοντας <i>Fano</i> . . . . .	22
3.3	Ευκινησία ιόντων για διάφορα αέρια . . . . .	25
5.1	Τα ηλεκτρονικά των μετρήσεων με τον <i>NTUASmm1</i> . . . . .	37
5.2	Αποτελέσματα μετρήσεων για την <i>electron transparency</i> . . . . .	38
5.3	Αποτελέσματα μετρήσεων για τον προσδιορισμό των καμπύλων ενίσχυσης . . . . .	41
5.4	Αποτελέσματα μετρήσεων για τον προσδιορισμό των καμπύλων ενίσχυσης . . . . .	43
5.5	Τα ηλεκτρονικά των μετρήσεων με τον <i>NTUASmm3</i> . . . . .	48
5.6	Αποτελέσματα μετρήσεων για τον προσδιορισμό των καμπύλων ενίσχυσης . . . . .	49
5.7	Αποτελέσματα μετρήσεων για τον προσδιορισμό της <i>electron transparency</i> . . . . .	50
5.8	Αποτελέσματα μετρήσεων για τον προσδιορισμό των καμπύλων ενίσχυσης . . . . .	53
5.9	High Voltage Scan με την πηγή $^{210}\text{Po}$ . . . . .	58
5.10	High Voltage Scan με την πηγή $^{55}\text{Fe}$ . . . . .	59
5.11	Αποτελέσματα μετρήσεων για τον προσδιορισμό των καμπύλων ενίσχυσης . . . . .	62
6.1	Τα ηλεκτρονικά των μετρήσεων με τον <i>NTUASmm1</i> . . . . .	84
7.1	Χρήσιμα στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν κατά την διαδικασία της προσομοίωσης με το <i>Maxwell14.0</i> . . . . .	139
7.2	Χρήσιμα στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν κατά την διαδικασία της προσομοίωσης με το <i>Multiphysics4.2a</i> . . . . .	146



Ο κόσμος στον οποίο ζούμε είναι αποτέλεσμα βίαιων διεργασιών που έλαβαν χώρα πριν από περίπου 14 δισεκατομύρια χρόνια<sup>[12]</sup>. Τότε<sup>1</sup> το σύμπαν είχε «ακτίνα»  $10^{-35}m^2$ <sup>[14, σελ. 102]</sup> η οποία είναι  $10^{20}$  φορές μικρότερη από την ακτίνα του πυρήνα ( $10^{-15}m$ )! Σε αυτόν το μικρό χώρο που καταλάμβανε το σύμπαν υπήρχαν ενοποιημένες, οι 4 θεμελιώδεις δυνάμεις που διέπουν τον φυσικό κόσμο όπως τον ξέρουμε σήμερα :

1. Βαρυτική
2. Ηλεκτρομαγνητική
3. Ασθενής Πυρηνική
4. Ισχυρή Πυρηνική



Σχήμα 1.1: Οι 4 θεμελιώδεις δυνάμεις της φύσης

<sup>1</sup>Planck Era

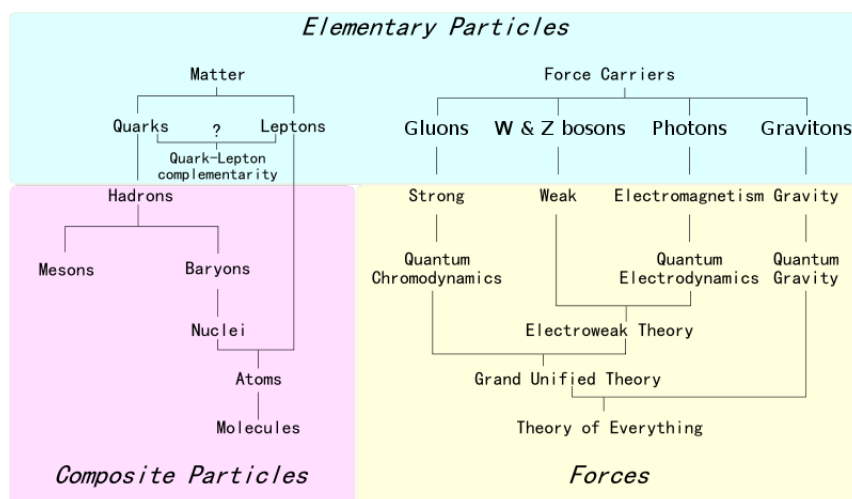
<sup>2</sup>Schwarzschild radius  $\approx$  Planck length



## 1.1 Καθιερωμένο Πρότυπο

Σύμφωνα με το *Καθιερωμένο Πρότυπο* ή *Standard Model*, μόνο οι τρεις δυνάμεις επικρατούν στον κόσμο των στοιχειωδών σωματιδίων: η ηλεκτρομαγνητική, η ασθενής και η ισχυρή πυρηνική. Η δράση αυτών των δυνάμεων στηρίζεται στις ανταλλαγές συγκεκριμένων σωματιδίων, τα οποία ονομάζονται σωματίδια φορείς ή μποζόνια. Για κάθε θεμελιώδη δύναμη υπάρχει το αντίστοιχο μποζόνιο ή μποζόνια. Φορέας της ηλεκτρομαγνητικής είναι το φωτόνιο ( $\gamma$ ), της ισχυρής πυρηνικής το γλουόνιο ( $g$ ) και της ασθενούς τα μποζόνια  $W^+$ ,  $W^-$  και  $Z^0$ . Πρόσφατα<sup>3</sup>, κατά την διάρκεια εκπόνησης της παρούσης διπλωματικής εργασίας, ανακοινώθηκε η ανακάλυψη του μποζονίου Higgs, το οποίο είναι υπεύθυνο για την παρουσία μάζας στα στοιχειώδη σωματίδια[8, 9].

Το μοντέλο αυτό, εκτός από τις θεμελιώδεις δυνάμεις περιγράφει τα στοιχειώδη σωματίδια, τα οποία υπακούν σε αυτές. Ο χαρακτηρισμός στοιχειώδη, προκύπτει από το γεγονός ότι τα εν λόγω σωματίδια δεν παρουσιάζουν εσωτερική δομή. Τα στοιχειώδη σωματίδια χωρίζονται σε δύο κύριες κατηγορίες: στα σωματίδια-φορείς των θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων και στους βασικούς δομικούς λίθους της ύλης όπως χαρακτηριστικά φαίνεται στην εικόνα που ακολουθεί.



Σχήμα 1.2: Κατηγοριοποίηση των στοιχειωδών σωματιδίων

Η ύλη αποτελείται από λεπτόνια και quarks. Στην φύση έχουν παρατηρηθεί 3 λεπτόνια: το ηλεκτρόνιο  $e^-$ , το μόνιο  $\mu^-$  και το ταυ  $\tau^-$  με τα αντίστοιχα λεπτονικά νεutrino ( $\nu_{e^-}$ ,  $\nu_{\mu^-}$ ,  $\nu_{\tau^-}$ ). Τα quarks χωρίζονται με την σειρά τους σε 3 οικογένειες: [up quark( $u^+$ )-down quark( $d^-$ )], [charm quark( $c^+$ )-strange quark( $s^-$ )], [top quark( $t^+$ )-bottom quark( $b^-$ )]. Στην εικόνα που ακολουθεί, φαίνονται οι παραπάνω οικογένειες-γεύσεις, τα μποζόνια του καθιερωμένου προτύπου καθώς και οι φυσικές ιδιότητες των στοιχειωδών σωματιδίων(μάζα, φορτίο, spin).

<sup>3</sup>4 Ιουλίου 2012, Ευρωπαϊκός Οργανισμός Πυρηνικών Ερευνών(CERN)

mass →	2.4 MeV/c <sup>2</sup>	1.27 GeV/c <sup>2</sup>	171.2 GeV/c <sup>2</sup>	0
charge →	2/3	2/3	2/3	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1
name →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> photon
	4.8 MeV/c <sup>2</sup>	104 MeV/c <sup>2</sup>	4.2 GeV/c <sup>2</sup>	0
	-1/3	-1/3	-1/3	0
	1/2	1/2	1/2	1
Quarks	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> gluon
	<2.2 eV/c <sup>2</sup>	<0.17 MeV/c <sup>2</sup>	<15.5 MeV/c <sup>2</sup>	91.2 GeV/c <sup>2</sup>
	0	0	0	0
	1/2	1/2	1/2	1
	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>Z<sup>0</sup></b> Z boson
	0.511 MeV/c <sup>2</sup>	105.7 MeV/c <sup>2</sup>	1.777 GeV/c <sup>2</sup>	80.4 GeV/c <sup>2</sup>
	-1	-1	-1	-1
	1/2	1/2	1/2	1
Leptons	<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>W<sup>±</sup></b> W boson
				125 GeV/c <sup>2</sup>
				0
				1
				<b>H<sup>0</sup></b> H boson

Σχήμα 1.3: Τα στοιχειώδη σωματίδια του καθιερωμένου προτύπου

## 1.2 Φυσική Υψηλών Ενέργειών

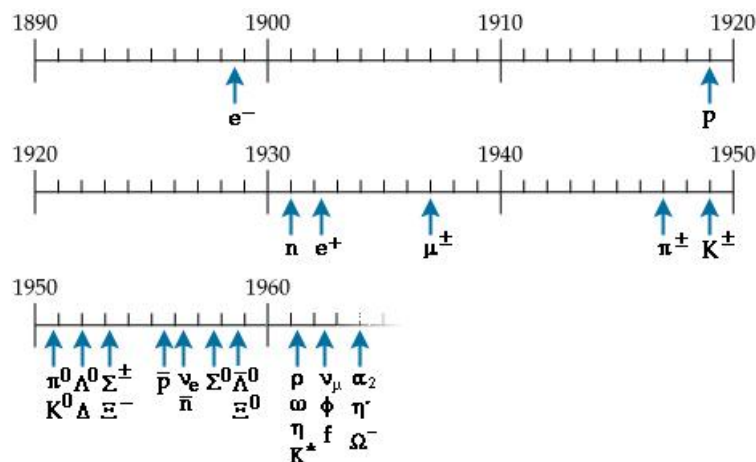
Η Φυσική Υψηλών Ενέργειών (High Energy Physics) ή Φυσική Στοιχειωδών Σωματιδίων, έχει σαν πεδίο έρευνας και μελέτης τα παραπάνω σωματίδια. Οι αρχαίοι Έλληνες ήδη από τον 6<sup>ο</sup> π.Χ. αιώνα, προσπαθούσαν να αντιληφθούν την δομή, την σύσταση και τα βασικά χαρακτηριστικά της ύλης. Ο Αναξαγόρας (500 – 428 π.Χ.) πρώτος διατύπωσε την αρχή διατήρησης της μάζας. Ο Εμπεδοκλής (484 – 424 π.Χ.) προχώρησε σε μια πρώτη ταξινόμηση των δομικών λίθων της ύλης, προτείνοντας πως ο ορατός κόσμος αποτελείται από 4 στοιχεία: Γη, Νερό, Φωτιά, Αέρας. Ο Δημόκριτος στην συνέχεια (460 – 379 π.Χ.) ανέπτυξε την θεωρία της επ’απειρον άτμητης ύλης, παρουσιάζοντας πως η ύλη αποτελείται από μικρά και άτμητα σωματίδια, τα οποία ονόμασε άτομα.

Σε μια αρκετά μεταγενέστερη εποχή (1873), ο James Clerk Maxwell ανέπτυξε την ηλεκτρομαγνητική θεωρία. Το 1874 ο George Stoney αναπτύσσει μια θεωρία για το ηλεκτρόνιο και προχωράει σε μια πρώτη εκτίμηση της μάζας του. Στην συνέχεια (1895) ο Wilhelm Röntgen ανακαλύπτει τις ακτίνες X. Μετά από 3 χρόνια, οι Marie και Pierre Curie παραχώρησαν σημαντικό έργο που αφορούσε στην ραδιενέργεια ενώ ο Joseph J. Thompson ανακάλυπτε το ηλεκτρόνιο.

Στις αρχές του 19ου αιώνα, η τότε επιστημονική κοινότητα πίστευε πως είχαν πλήρως κατανοηθεί οι θεμελιώδεις φυσικές αρχές. Τα άτομα ήταν οι βασικοί θεμέλιοι λίθοι του υλικού κόσμου, η Νευτώνεια Μηχανική ήταν παραπάνω από αρκετή για τους περισσότερους και στην πλειοψηφία τους τα φυσικά προβλήματα είχαν λυθεί. Ή τουλάχιστον έτσι νόμιζαν... Το 1900 ο Max Planck προτείνει πως το φως αποτελείται από διακριτά κομμάτια, τα οποία ονόμασε κβάντα. Αυτή η πρόταση αποτελεί την απαρχή της κβαντικής μηχανικής. Ο Albert Einstein το 1905, εξήγησε το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Το 1909, οι Hans Geiger και Ernest Marsden υπό την επίβλεψη του Ernest Rutherford, με το διάσημο πείραμα της σκέδασης σωματιών

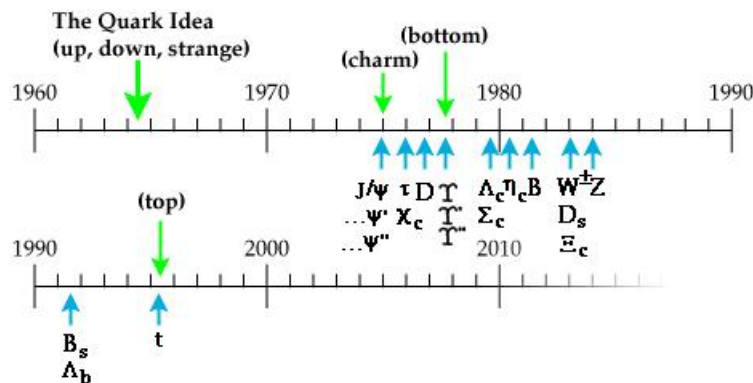
α από φύλλα χρυσού, κατέληξαν στο συμπέρασμα πως τα άτομα αποτελούνται από έναν μικρό, μεγάλης πυκνότητας και θετικού φορτίου πυρήνα. Ο ίδιος ο Ernest Rutherford μερικά χρόνια αργότερα(1919) βρίσκει μια πρώτη απόδειξη της ύπαρξης του πρωτονίου. Δύο χρόνια αργότερα(1921) οι James Chadwick και E.S. Bieler καταλήγουν πως κάποια ισχυρή δύναμη συγκρατεί τον πυρήνα. Το 1927 ο Werner Heisenberg διατυπώνει την περίφημη αρχή της αβεβαιότητας ενώ ένα χρόνο αργότερα ο Paul M. Dirac συνδυάζει πολύ όμορφα την κβαντική και σχετικιστική μηχανική για να περιγράψει το ηλεκτρόνιο. Σε χρονικό διάστημα δυο ετών, τα δύο αυτά μοντέλα έχουν καταφέρει να πείσουν την επιστημονική κοινότητα και πλέον έχουν καθιερωθεί. Χαρακτηριστική είναι η φράση του Max Born μόλις αντίκρισε την εξίσωση Dirac: «Η φυσική όπως την ξέρουμε θα ξεπεραστεί σε έξι μήνες»!

Την ίδια χρονιά(1930) ο Wolfgang Pauli προτείνει την ύπαρξη του νετρίνο, για να εξηγήσει το συνεχές φάσμα των ηλεκτρονίων στην  $\beta$ -διάσπαση. Τον επόμενο χρόνο(1931), ο Paul M. Dirac συνειδητοποιεί πως τα θετικού φορτίου σωματίδια που προβλέπει η ομώνυμη εξίσωση, είναι στην πραγματικότητα καινούρια σωματίδια, όμοια με τα ηλεκτρόνια αν εξαιρέσει κανείς το αντίθετο φορτίο, τα οποία ονομάζει ποζιτρόνια. Αυτό είναι το πρώτο παράδειγμα αντιύλης. Κατά το ίδιο έτος ο James Chadwick ανακαλύπτει το νετρόνιο ενώ δύο χρόνια αργότερα, ο Enrico Fermi, αναπτύσσει την θεωρία της  $\beta$ -διάσπασης που διέπεται από την ασθενή πυρηνική δύναμη παράλληλα με τον Hideki Yukawa ο οποίος συνδυάζει σχετικότητα και κβαντομηχανική για να περιγράψει πυρηνικές αλληλεπιδράσεις μέσω της ανταλλαγής του πιονίου, ενός νέου σωματιδίου. Χρησιμοποιώντας το μέγεθος του πυρήνα, κατέληξε ότι το σωματίδιο αυτό είναι περίπου 200 φορές βαρύτερο από το ηλεκτρόνιο. Το 1937, ανακαλύφθηκε ένα κοσμικό σωματίδιο, 200 φορές βαρύτερο από το ηλεκτρόνιο. Αρχικά θεωρήθηκε πως είναι το πόνιο του Hideki Yukawa, στην συνέχεια όμως αποκαλύφθηκε πως είναι το μόνιο. Δέκα χρόνια αργότερα(1947), βρέθηκε ένα νέο κοσμικό σωματίδιο το οποίο δεν αλληλεπιδρά ισχυρά: το πόνιο. Την ίδια χρονιά, εισάγονται τα διαγράμματα Feynman. Στα 3 επόμενα χρόνια έρχεται η πρώτη παραγωγή τεχνητών πιονίων από το συγχρο-κύκλοτρο του Berkeley(1948) καθώς και η ανακάλυψη δύο νέων σωματιδίων: του Καονίου( $K^+$ , 1949) και του ουδέτερου πιονίου( $\pi^0$ , 1950).



Σχήμα 1.4: Οι πρώτες ανακαλύψεις στοιχειωδών σωματιδίων

Τα επόμενα 10 χρόνια θα είναι επαναστατικά για την σωματιδιακή φυσική, καθώς θα ανακαλυφθούν αρκετά νέα σωματίδια, όπως φαίνεται στην εικόνα 1.4. Το 1951, ανακαλύπτονται δύο νέα κοσμικά σωματίδια: το  $\Lambda^0$  και το ουδέτερο Καόνιο ( $K^0$ ). Το 1952 ανακαλύπτονται τα σωματίδια Δέλτα ( $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$ ). Την ίδια χρονιά ο Donald Glaser εφευρίσκει τον *θάλαμο φουσασαλίδων* (bubble chamber) ενώ τίθεται σε λειτουργία ο επιταχυντής *Cosmotron* ( $1.3 \text{ GeV}$ ) του Brookhaven National Laboratory. Κατά την τετραετία 1953 – 57, σε πειράματα σκεδάσεων ηλεκτρονίων από πυρήνες, αποκαλύπτεται μια κατανομή φορτίου στο εσωτερικό των νουκλεονίων, γεγονός που οδηγεί στο συμπέρασμα εσωτερικής δομής πρωτονίων-νετρονίων. Το 1954, αναπτύσσονται οι πρώτες *θεωρίες βαθμίδας* από τους C.N. Yang και Robert Mills. Το 1957, ο Julian Schwinger, προτείνει την *ενοποίηση της ασθενούς και ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης* ενώ παράλληλα ο ίδιος και οι Sidney Bludman και Sheldon Glashow, σε ξεχωριστές εργασίες, προτείνουν σαν φορέα της ασθενούς αλληλεπίδρασης ένα φορτισμένο και βαρύ μποζόνιο, το οποίο αργότερα θα ονομαστεί  $W$ . Στις αρχές της 10-ετίας του '60, αποδεικνύεται η ύπαρξη δύο τύπων νετρίνο: το ηλεκτρονικό και το μιονικό.

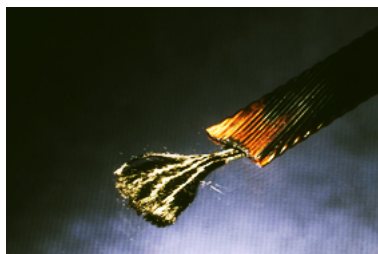


Σχήμα 1.5: Οι μετέπειτα ανακαλύψεις στοιχειωδών σωματιδίων

Το 1964 οι Murray Gell-Mann και George Zweig προτείνουν την ιδέα των *quarks*. Το επόμενο έτος οι O.W. Greenberg, M.Y. Han και Yoichiro Nambu εισάγουν την κβαντική ιδιότητα του *χρώματος*. Τρία χρόνια αργότερα (1967), οι Steven Weinberg και Abdus Salam προτείνουν μια θεωρία ενοποίησης της ασθενούς και της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης, γνωστή σαν *ηλεκτρασθενής αλληλεπίδραση*, η οποία χρειάζεται την ύπαρξη ενός ουδέτερου φορέα ( $Z^0$ ), το οποίο θα ανακαλυφθεί τυχαία μερικά χρόνια αργότερα (1973), από τον Donald Perkins, ο οποίος ανέλυε εκ νέου κάποια παλιά δεδομένα στο CERN. Το 1974, ο Ιωάννης Ηλιόπουλος παρουσιάζει το *Καθιερωμένο Πρότυπο της Σωματιδιακής Φυσικής*. Ύστερα από δύο χρόνια, ο Martin Perl και η ομάδα του ανακαλύπτουν το λεπτόνιο  $\tau$ , στον γραμμικό επιταχυντή του Stanford. Την αμέσως επόμενη χρονιά, ο Leon Lederman εισάγει την ιδέα του *top quark* στο Fermilab. Το 1979 για πρώτη φορά στον επιταχυντή PETRA, στο DESY, υπάρχουν σαφείς ενδείξεις για την ύπαρξη του γκλουονίου, φορέα της ισχυρής αλληλεπίδρασης. Μερικά χρόνια αργότερα (1983), ανακαλύπτονται στο CERN τα σωματίδια  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ , μέσα από συγκρούσεις πρωτονίων-αντιπρωτονίων. Οι πειραματικές τεχνικές για την επίτευξη των παραπάνω συγκρούσεων αποδίδονται στους Carlo Rubbia και Simon Van der Meer. Το 1995 μετράται η μάζα του top quark. Η τιμή της ανέρχεται στα  $175 \text{ GeV}$ . Τέλος το 2012 ανακαλύπτεται το άπιαστο σωματίδιο Higgs, στο CERN.

### 1.3 Οι ανιχνευτές στις υψηλές ενέργειες

Όλες οι παραπάνω ανακαλύψεις, δεν θα μπορούσαν να γίνουν χωρίς την τεχνολογική ανάπτυξη του πειραματικού εξοπλισμού. Κρουγενικοί μηχανισμοί, επιταχυντές υψηλών ενεργειών, υπεραγωγία υλικά(Εικόνα 1.6) και ανιχνευτικές διατάξεις, είναι ένα δείγμα της τεχνολογικής επανάστασης που ήταν αναγκαία για να απαντηθούν θεμελιώδη ερωτήματα της φυσικής.



Σχήμα 1.6: Υπεραγωγίμο καλώδιο κράματος Νιοβίου-Τιτανίου

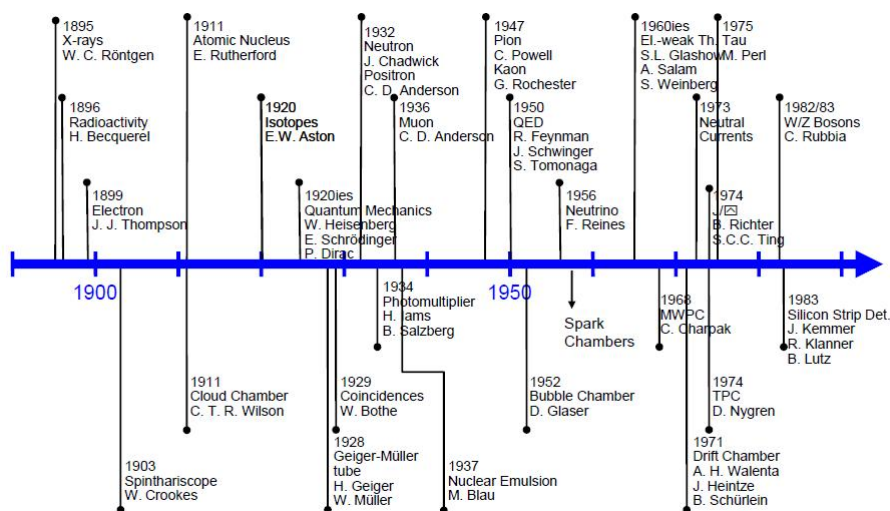
Οι ανιχνευτές ιδιαίτερα,κατέχουν ένα μεγάλο και σημαντικό ρόλο, καθώς αποτελούν το μέσο με το οποίο μπορούμε να αντιληφθούμε δομές, γεγονός που θα ήταν αδύνατο να πραγματοποιηθεί με γυμνό μάτι. Η «ανιχνευτική πρόοδος» είναι αποτέλεσμα σκληρής δουλειάς και λαμπρών ιδεών των τελευταίων 124 ετών. Η πρώτη σύγχρονη αναφορά σε ανιχνευτή, χρονολογείται πίσω στο 1888, με τον *Dust Chamber* του John Aitken. Από αυτόν τον ανιχνευτή εμπνεύστηκε ο Charles T.R. Wilson το 1895 για να κατασκευάσει τον περίφημο *Cloud Chamber*, τον πρώτο ουσιαστικά σωματιδιακό ανιχνευτή. Μερικά χρόνια αργότερα(1923) η Marietta Blau εισάγει την ιδέα του φωτογραφικού γαλακτώματος (nuclear emulsion). Το 1928 οι Hans Geiger και Walther Müller εφήυραν τον *Geiger-Müller Tube*. Το 1934 πραγματοποιείται μια μεγάλη εφεύρεση: εκείνη του *σπινθηριστή* από τους Harley Iams και Bernard Salzberg. Έπειτα από αρκετά χρόνια(1952) κάνει την εμφάνισή του στο προσκήνιο ο *ανιχνευτής φυσαλίδων(bubble chamber)* του Donald Glaser. Κατά το διάστημα 1973–1984 ο Big European Bubble Chamber-BEBC(Εικόνα 1.7) στο CERN, παράγαγε περισσότερο από 3000 *km* φωτογραφικού φιλμ!



Σχήμα 1.7: Ο Μεγάλος Ευρωπαϊκός Θάλαμος Φυσαλίδων

Το 1968 ξεκινάει μια νέα εποχή ανιχνευτών, η εποχή των ανιχνευτών αερίου με τον *Multi Wire Proportional Chamber(MWPC)* του Georges Charpak να αποτελεί τον πρώτο ανιχνευτή της «νέας» αυτής γενιάς. Το 1971 οι A. H. Walenta, J. Heintze, B. Schörlein, κατασκευάζουν τον *Drift Chamber* σαν μια βελτίωση, του MWPC. Τέλος το 1974, κλείνει ο πρώτος κύκλος των ανιχνευτών αερίου με την κατασκευή, στο Berkeley του *Time Projection Chamber(TPC)* από τον David Nygren.

Το 1983 ξεκινάει ένα μεγάλο κεφάλαιο στην ιστορία των ανιχνευτών. Εκείνη την χρονιά, χρησιμοποιήθηκε ο πρώτος *Silicon Strip ανιχνευτής* στο πείραμα NA11 στο CERN. Τον ανιχνευτή αυτόν, επιμελήθηκε η ομάδα των J. Kemmer, R. Klanner, B. Lutz. Μια πενταετία αργότερα(1988) ξεκινάει η εποχή των *Micro-Pattern Gaseous Detectors* με τον *Micro-Strip Gas Chamber* του A. Oed. Το 1996, οι Ιωάννης Γιοματάρης και Georges Charpak[15] κατασκευάζουν τον ανιχνευτή *MicroMEGAs(Micro MESH Gaseous Structure)*, αντικείμενο μελέτης της παρούσης διπλωματικής εργασίας. Ένα χρόνο αργότερα(1997) ο Fabio Sauli κατασκευάζει τον *Gas Electron Multiplier-GEM[27]*. Στο σχεδιάγραμμα που ακολουθεί φαίνονται οι εξελίξεις στον χώρο των στοιχειωδών σωματιδίων και των ανιχνευτών τους, από τα τέλη του 19ου αιώνα μέχρι σήμερα<sup>4</sup>.



Σχήμα 1.8: Τα σημαντικότερα επιτεύγματα στον χώρο των ανιχνευτών σωματιδίων

<sup>4</sup>Το σχεδιάγραμμα είναι ευγενική παραχώρηση του David Nygren





Η παρούσα διπλωματική εργασία μελετά την συμπεριφορά του ανιχνευτή MicroMEGAS. Για να μπορέσει κανείς να αξιοποιήσει τις οποιοσδήποτε μετρήσεις και να προτείνει τρόπους ανάπτυξης της εν λόγω διάταξης, είναι απαραίτητο να γνωρίζει τι συμβαίνει στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Το παρόν κεφάλαιο μελετάει την αλληλεπίδραση φωτονίων και φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη. Δεν θα μελετηθούν άλλες πηγές ακτινοβολίας(π.χ. νετρόνια, σωματίδια  $\beta$ ), διότι δεν χρησιμοποιήθηκαν κατά την διάρκεια των πειραματικών διαδικασιών. Ο τυχόν αναγνώστης που ενδιαφέρεται για τέτοιες διαδικασίες, παραπέμπεται να μελετήσει τα [22, Κεφ. 2],[19, Κεφ. 2].

## 2.1 Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων-ύλης

Κατά την διέλευση μιας δέσμης φορτισμένων σωματιδίων μέσα στην ύλη, δύο βασικοί τρόποι είναι υπεύθυνοι για την απώλεια ενέργειάς της:

- Απώλεια ενέργειας του σωματιδίου
- Απομάκρυνση του σωματιδίου από την αρχική του διεύθυνση

Τα παραπάνω είναι αποτέλεσμα των εξής βασικών φυσικών μηχανισμών:

1. Ανελαστικές σκεδάσεις από ατομικά ηλεκτρόνια
2. Ελαστικές σκεδάσεις από τους πυρήνες
3. Εκπομπή ακτινοβολίας *Čerenkov*
4. Πυρηνικές Αντιδράσεις
5. Ακτινοβολία πέδησης(brehmstrahlung)
6. Ακτινοβολία synchrotron



Από όλες αυτές τις διαδικασίες η περισσότερο πιθανή, είναι η ανελαστική σκέδαση με τα ατομικά ηλεκτρόνια ( $\sigma = 10^{-17} - 10^{-16} \text{ cm}^2$ ) [22, σελ. 21], η οποία μελετήθηκε πρώτα από τον Niels Bohr[4], ο οποίος χρησιμοποίησε την κλασική θεωρία για να εξάγει τον μαθηματικό τύπο(σχ. 2.1) που περιγράφει την απώλεια ενέργειας φορτισμένων σωματιδίων(βλ. Παραρτ. Β'). Ο τύπος αυτός είναι γνωστός σαν τύπος του Bohr

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{\gamma^2 m v^3}{z e^2 \bar{\nu}} \quad (2.1)$$

όπου

- ο  $z$ : το φορτίο του εισερχόμενου σωματιδίου σε μονάδες φορτίου του ηλεκτρονίου
- ο  $e$ : το φορτίο του ηλεκτρονίου
- ο  $m_e$ : η μάζα του ηλεκτρονίου
- ο  $v$ : η ταχύτητα του εισερχόμενου σωματιδίου
- ο  $N_e$ : η πυκνότητα ηλεκτρονίων του υλικού απορροφητή
- ο  $\gamma$ : ο παράγοντας  $\gamma$  της σχετικιστικής μηχανικής
- ο  $m$ : η μάζα του εισερχόμενου σωματιδίου
- ο  $\bar{\nu}$ : η συχνότητα περιστροφής των ηλεκτρονίων του στόχου

Η πλήρης και κβαντομηχανικά ορθότερη εκδοχή του υπολογισμού του Bohr πραγματοποιήθηκε αρχικά από τους Hans Bethe και Julius Ashkin[3] και εν συνεχεία διορθώθηκε από τον Felix Bloch. Η σχετικιστική εξίσωση *Bethe* μαζί με τις κατά καιρούς διορθώσεις φαίνεται παρακάτω:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \underbrace{\delta(I, \eta)}_{\text{density correction}} - 2 \frac{\overbrace{C(I, \eta)}^{\text{Shell correction}}}{Z} \right] \quad (2.2)$$

όπου

- ο  $2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{gr}$
- ο  $r_e$ : η «ακτίνα» του ηλεκτρονίου =  $2.817 \times 10^{-13} \text{ cm}$
- ο  $m_e$ : η μάζα του ηλεκτρονίου
- ο  $N_A$ : ο αριθμός Avogadro =  $6.023 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
- ο  $c$ : η ταχύτητα του φωτός στο κενό =  $3 \times 10^8 \text{ m/s}$
- ο  $\rho$ : η πυκνότητα του απορροφητή
- ο  $z$ : το φορτίο του εισερχόμενου σωματιδίου σε μονάδες φορτίου του ηλεκτρονίου
- ο  $A$ : ο μαζικός αριθμός του απορροφητή
- ο  $Z$ : ο ατομικός αριθμός του απορροφητή
- ο  $\beta$ : η ταχύτητα  $v/c$  του εισερχόμενου σωματιδίου
- ο  $\gamma$ : ο παράγοντας  $\gamma$  της σχετικιστικής μηχανικής =  $1/\sqrt{1-\beta^2}$
- ο  $W_{max}$ : η μέγιστη μεταφορά ενέργειας σε μια σύγκρουση
- ο  $I$ : το μέσο δυναμικό ιονισμού
- ο  $N_e$ : η πυκνότητα ηλεκτρονίων του υλικού απορροφητή
- ο  $\delta$ : ο παράγοντας διόρθωσης πυκνότητας
- ο  $C$ : ο παράγοντας διόρθωσης φλοιών

Η μέγιστη ενέργεια που μεταφέρεται σε μια μετωπική κρούση ηλεκτρονίου και σωματιδίου μάζας  $M$  δίνεται από την σχέση

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \quad (2.3)$$

όπου  $s = m_e/M$  και  $\eta = \beta\gamma$ .

Το μέσο δυναμικό ιονισμού, είναι χαρακτηριστικό του υλικού απορροφητή και ισούται με

$$\begin{aligned} \frac{I}{Z} &= 12 + \frac{7}{Z} [eV], & Z < 13 \\ \frac{I}{Z} &= 9.76 + 58.8Z^{-1.19} [eV], & Z \geq 13 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Η παράμετρος  $\delta$  μπορεί να υπολογιστεί από τον τύπο των Sternheimer, Berger, Seltzer [28]

$$\delta = \begin{cases} 0 & , X < X_0 \\ 4.6052 X + C_0 + \alpha(X_1 - X)^m & , X_0 < X < X_1 \\ 4.6052 X + C_0 & , X > X_1 \end{cases} \quad (2.5)$$

όπου  $X = \log_{10}(\beta\gamma)$  Οι παράμετροι,  $X_0, X_1, C_0, \alpha, m$  εξαρτώνται από το υλικό απορροφητή. Υπολογισμοί για διάφορα υλικά έχουν πραγματοποιηθεί από τους Sternheimer, Berger, Seltzer [28]. Η παράμετρος  $C_0$  μπορεί να υπολογιστεί από τον τύπο

$$C_0 = - \left( 2 \ln \frac{I}{h\nu_p} + 1 \right) \quad (2.6)$$

όπου  $\nu_p$  η συχνότητα πλάσματος του υλικού η οποία υπολογίζεται από

$$\nu_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\pi m_e}} = \sqrt{80.617 \times 10^6 \text{ cm}^3 N_e \text{ Hz}} \quad (2.7)$$

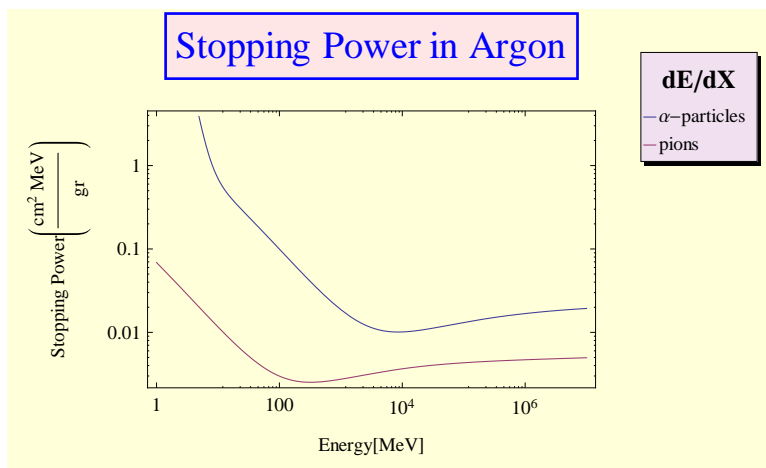
όπου  $N_e =$  πυκνότητα ηλεκτρονίων  $= N_A \rho Z/A$ .

Τέλος, η διόρθωση των φλοιών  $C$ , αίρει την κακή ακρίβεια της 2.2 για ταχύτητες συγκρίσιμες με την ταχύτητα περιστροφής των ηλεκτρονίων του απορροφητή. Η διόρθωση αυτή μπορεί να υπολογιστεί από τον τύπο:

$$\begin{aligned} C(I, \eta) &= (0.422377\eta^{-2} + 0.0304043\eta^{-4} - 0.00038106\eta^{-6}) \times 10^{-6} I^2 \\ &+ (3.850190\eta^{-2} - 0.1667989\eta^{-4} + 0.00157955\eta^{-6}) \times 10^{-9} I^3 \end{aligned} \quad (2.8)$$

όπου  $\eta = \beta\gamma$  και  $I =$  το δυναμικό ιονισμού του υλικού.

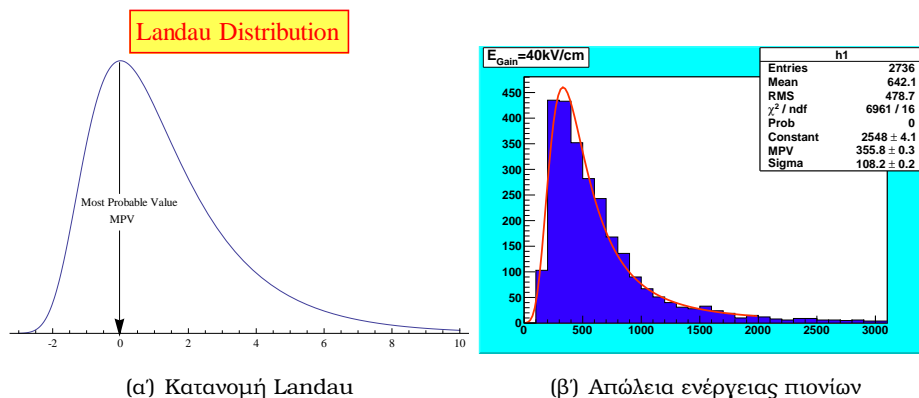
Κατά την διάρκεια των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκαν πηγές φορτισμένων σωματιδίων: Πηγή  $\alpha$   $^{210}\text{Po}$  η οποία εκπέμπει σωματίδια  $\alpha$  ενέργειας  $5.5\text{MeV}$  και δέσμη αρνητικών πιονίων με ενέργεια  $450\text{GeV}$ . Στο διάγραμμα που ακολουθεί φαίνεται η απώλεια ενέργειας των εν λόγω σωματιδίων στο Αργό. Οι τιμές των παραμέτρων  $X_0, X_1, C_0, \alpha, m$  για το Αργό, μπορούν να βρεθούν από [28, σελ. 269].



Σχήμα 2.1: Απώλεια ενέργειας για σωματίδια- $\alpha$  και πιόνια σε Αργό

Σε αυτό το σημείο πρέπει να παρατηρηθεί πως η εξίσωση Bethe δίνει την μέση απώλεια ενέργειας κατά την διέλευση ενός φορτισμένου σωματιδίου στην ύλη. Αυτό σημαίνει πως, όπως συμβαίνει σε οποιαδήποτε φυσική διεργασία, η απώλεια ενέργειας έχει στατιστικό χαρακτήρα και κατ' επέκταση ακολουθεί μια στατιστική κατανομή. Συγκεκριμένα, ακολουθεί την κατανομή Landau [21]:

$$\Omega(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda+e^{-\lambda})} \quad (2.9)$$



(α) Κατανομή Landau

(β) Απώλεια ενέργειας πιονίων

Σχήμα 2.2: Κατανομές Landau

## 2.2 Αλληλεπίδραση φωτονίων-ύλης

Η αλληλεπίδραση φωτονίων<sup>1</sup> διαφέρει σημαντικά σε σχέση με την αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων-ύλης. Τα φωτόνια, λόγω έλλειψης ηλεκτρικού φορτίου, δεν αλληλεπιδρούν ανελαστικά με τα ατομικά ηλεκτρόνια του μέσου στο οποίο ταξιδεύουν, διαδικασία η οποία είναι χαρακτηριστική για τα φορτισμένα σωματίδια. Οι κύριες διαδικασίες αλληλεπίδρασης, για τα φωτόνια είναι:

1. Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο
2. Φαινόμενο Compton
3. Δίδυμη γέννεση

Τα δύο βασικά χαρακτηριστικά των ακτίνων  $x$  και  $\gamma$ , που τις διαφοροποιούν σημαντικά από τα φορτισμένα σωματίδια είναι:

1. Μεγάλη διεισδυτικότητα
2. Εξασθένιση έντασης και όχι ενέργειας

Η μεγάλη διεισδυτικότητα οφείλεται στην μικρή ενεργό διατομή των τριών παραπάνω φυσικών φαινομένων, συγκριτικά με την ανελαστική σκέδαση των φορτισμένων σωματιδίων με τα ατομικά ηλεκτρόνια. Το δεύτερο χαρακτηριστικό μπορεί να δικαιολογηθεί, αν σκεφτεί κανείς πως οι 3 παραπάνω διαδικασίες απομακρύνουν το φωτόνιο από την δέσμη, είτε με απορρόφηση(φωτοηλεκτρικό φαινόμενο) ή με σκέδαση(φαινόμενο Compton). Συνεπώς τα φωτόνια μιας δέσμης, είτε θα «επιζήσουν» διατηρώντας ολόκληρη την αρχική τους ενέργεια ενώ παράλληλα δεν έχουν αλληλεπιδράσει καθόλου, είτε θα «πεθάνουν», μεταβιβάζοντάς την. Η εξασθένιση<sup>2</sup> των φωτονίων, κατά την διέλευσή τους σε ένα μέσο ακολουθεί τον εκθετικό νόμο των Beer-Lambert

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (2.10)$$

όπου

- $I_0$ : η αρχική ένταση<sup>3</sup> της δέσμης
- $x$ : το πάχος του απορροφητή<sup>4</sup>
- $\mu$ : ο συντελεστής εξασθένισης του υλικού [ $m^2/gr$ ]
- $I(x)$ : η ένταση της δέσμης μετά την διέλευσή της από πάχος μάζας  $x$

<sup>1</sup> ακτίνες  $\gamma$  και ακτίνες  $x$

<sup>2</sup> σκέδαση + απορρόφηση

<sup>3</sup> ο αριθμός φωτονίων ανά επιφάνεια [ $m^{-2}$ ]

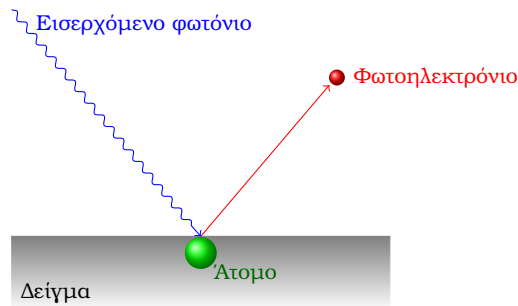
<sup>4</sup> πολλές φορές εκφρασμένο σε μονάδες επιφανειακής πυκνότητας [ $gr/m^2$ ]

### 2.2.1 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, το εισερχόμενο φωτόνιο απορροφάται από ένα ατομικό ηλεκτρόνιο, το οποίο στη συνέχεια αποχωρίζεται από το άτομο. Η ενέργειά του θα είναι

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (2.11)$$

όπου  $\nu$  η συχνότητα του εισερχόμενου φωτονίου και  $E_b$  η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου με τον πυρήνα. Σε αυτό το σημείο είναι εμφανής η εξάρτηση της πιθανότητας να συμβεί το φαινόμενο με τα εκάστοτε κβαντικά ενεργειακά ατομικά επίπεδα. Η πιθανότητα αυτή εκφράζεται, καταχρηστικά, με την ενεργό διατομή, η οποία μετράται σε *barns*<sup>5</sup>.



Σχήμα 2.3: Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

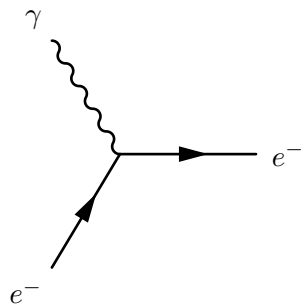
Για τον υπολογισμό της ενεργούς διατομής, είναι αναγκαία η θεώρηση πως για ενέργειες φωτονίων μεγαλύτερες από την ενέργεια του  $K$  φλοιού, τα ηλεκτρόνια που θα αλληλεπιδράσουν είναι αυτά της  $K$  στοιβάδας. Αν επίσης θεωρηθούν μη σχετικιστικές ενέργειες<sup>6</sup>, η ενεργός διατομή του φωτοηλεκτρικού φαινομένου μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας την πρώτη προσέγγιση Born [22, σχ. 2.105]

$$\Phi_{photo}(E) = \frac{6.3 \times 10^{-18}}{Z^2} \cdot \left( \frac{(Z - 0.03)^2 m_e c^2 \alpha^2}{2E} \right)^{8/3} \quad [cm] \quad (2.12)$$

όπου  $Z$  ο ατομικός αριθμός του απορροφητή,  $\alpha = \frac{1}{137}$  η σταθερά λεπτής υφής,  $E$  η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου. Αντίστοιχες, πολυπλοκότερες εκφράσεις δίνουν τις ενεργές διατομές για τους φλοιούς L και M [10]. Τέλος αξίζει να σημειωθεί η εξάρτηση της ενεργούς διατομής με τον ατομικό αριθμό  $Z$ , ιδιότητα που είναι χρήσιμη στην επιλογή ενός ανιχνευτή στην φασματοσκοπία  $\gamma$ .

<sup>5</sup>1 barn =  $10^{-24} cm^2$

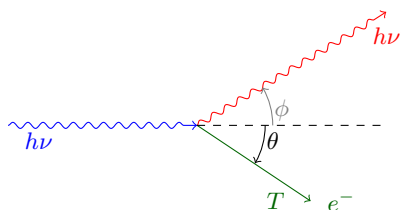
<sup>6</sup> $h\nu \ll m_e c^2$



Σχήμα 2.4: Διάγραμμα Feynman για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

### 2.2.2 Σκέδαση Compton

Στην σκέδαση Compton, το εισερχόμενο φωτόνιο ενέργειας  $h\nu$  αλληλεπιδρά με ένα «ελεύθερο» ηλεκτρόνιο του απορροφητή. Σε υψηλές ενέργειες φωτονίων μπορεί να θεωρηθεί πως η ενέργεια σύνδεσης των ηλεκτρονίων των εξωτερικών στοιβάδων με τον πυρήνα είναι αμελητέα, γεγονός που δικαιολογεί τον όρο *ελεύθερο*. Σαν αποτέλεσμα της παραπάνω αλληλεπίδρασης, το φωτόνιο, ενέργειας πλέον  $h\nu'$  σκεδάζεται και απομακρύνεται από την δέσμη, ενώ το ηλεκτρόνιο διαφεύγει από το άτομο με κινητική ενέργεια  $T$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 2.5.



Σχήμα 2.5: Φαινόμενο Compton

Χρησιμοποιώντας τις θεμελιώδεις αρχές της διατήρησης ενέργειας και ορμής[22, σχ. 2.106] προκύπτει ότι:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad (2.13\alpha)$$

$$T = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad (2.13\beta)$$

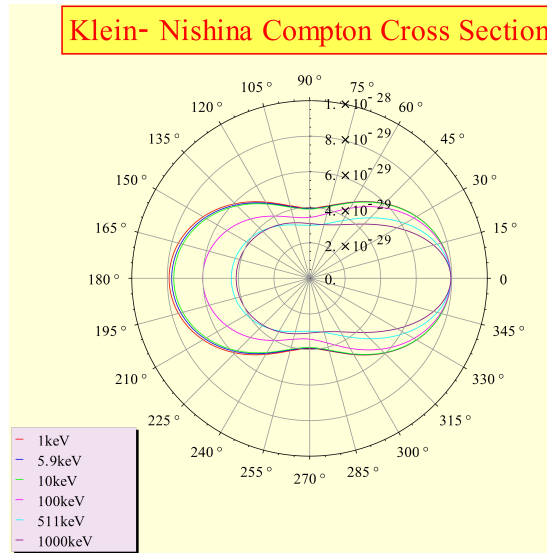
$$\cos \theta = 1 - \frac{2}{(1 + \gamma)^2 \tan^2 \phi + 1} \quad (2.13\gamma)$$

$$\cot \phi = (1 + \gamma) \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.13\delta)$$

Η διαφορική ενεργός διατομή της σκέδασης Compton δίνεται από την σχέση *Klein-Nishina* [19, σχ. 2.18] (σχέση 2.14). Στο σχήμα 2.6 φαίνεται η σχέση μεταξύ ενεργής διατομής και γωνίας σκέδασης, για μερικές ενέργειες.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_e^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos^2\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (2.14)$$

όπου  $\alpha = E/m_e c^2$ .

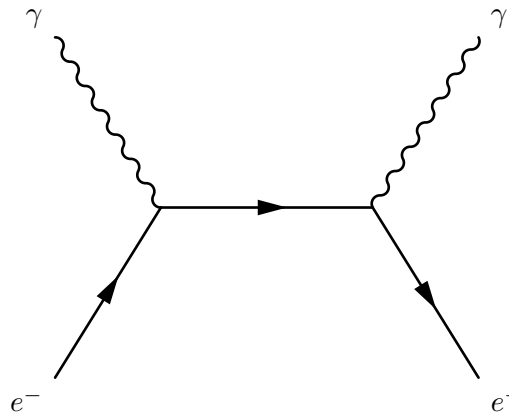


Σχήμα 2.6: Γωνιακή Κατανομή Ενεργής Διατομής για το φαινόμενο Compton

Αν ολοκληρώσει κανείς την σχέση 2.14 ως προς τις γωνίες, θα προκύψει η ολική ενεργός διατομή της σκέδασης Compton [22, σχ. 2.108].

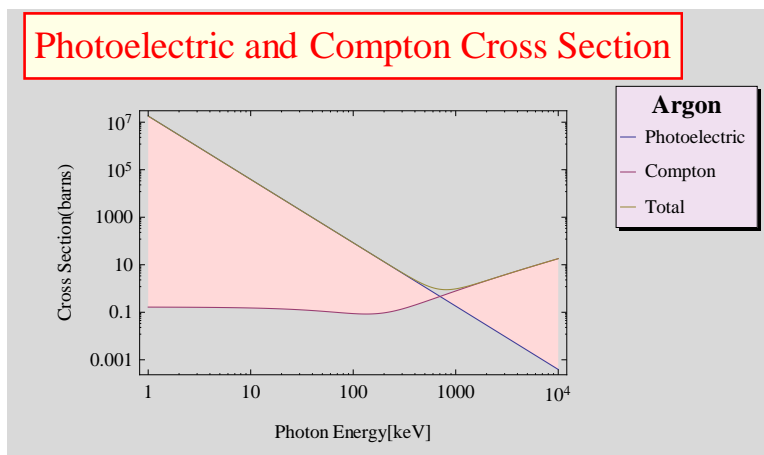
$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\} \quad (2.15)$$

Μια σημαντική παρατήρηση που αφορά στην σκέδαση Compton είναι πως η ενεργός διατομή (και κατ' επέκταση η πιθανότητα να πραγματοποιηθεί) είναι ανεξάρτητη του ατομικού αριθμού  $Z$ .



Σχήμα 2.7: Διάγραμμα Feynman για την σκέδαση Compton

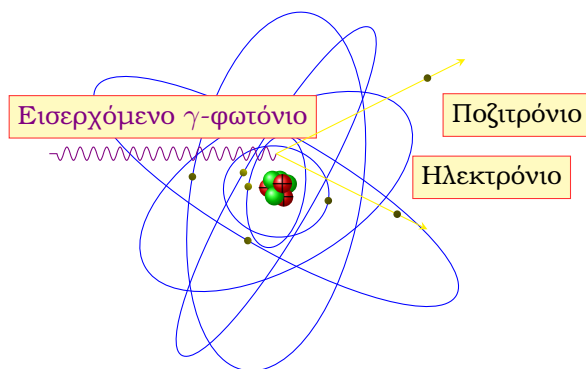
Στο διάγραμμα που ακολουθεί φαίνονται οι ενεργές διατομές για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο (σχ. 2.12), την σκέδαση Compton (σχ. 2.15) καθώς και το άθροισμα των δύο. Σημαντική παρατήρηση αποτελεί το γεγονός ότι κατά την διάρκεια των πειραμάτων η πηγή ακτίνων  $x$  που χρησιμοποιήθηκε είχε ενέργεια  $5.9\text{keV}$ , γεγονός που σημαίνει ότι ο κύριος μηχανισμός αλληλεπίδρασης στην εν λόγω περίπτωση είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο.



Σχήμα 2.8: Ενεργός διατομή φωτοηλεκτρικού φαινομένου και σκέδασης Compton

### 2.2.3 Δίδυμη Γένεση

Στην δίδυμη γένεση παρατηρείται το φαινόμενο της δημιουργίας ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου ( $e^- - e^+$ ) στο πεδίο ενός ατόμου, όπως φαίνεται στην εικόνα 2.9. Το ενεργειακό κατώφλι παρατήρησης της εν λόγω αντίδρασης είναι  $2 \times m_e = 1022\text{keV}$ . Στα πειράματα που έλαβαν χώρα στο Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο με ακτίνες  $x$ , η ενέργεια της πηγής ( $5.9\text{keV}$ ) καθιστά αδύνατη την παραγωγή ζεύγους.



Σχήμα 2.9: Δίδυμη Γένεση

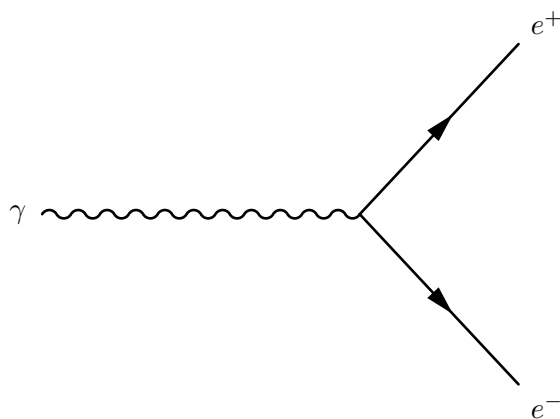
Η ενεργός διατομή της δίδυμης γένεσης δίνεται από τον τύπο

$$\tau_{pair} = 4Z^2\alpha r_e^2 \left\{ \frac{7}{9} \left( \ln 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2} - f(Z) \right) - \frac{109}{54} \right\} \quad (2.16)$$



όπου

- $Z$ : ο ατομικός αριθμός του απορροφητή
- $r_e$ : η «ακτίνα» του ηλεκτρονίου =  $2.817 \times 10^{-13} \text{ cm}$
- $m_e$ : η μάζα του ηλεκτρονίου
- $\alpha$ : η σταθερά λεπτής υφής ( $\frac{1}{137}$ )
- $E$ : η ενέργεια του εισερχόμενου φωτονίου
- $f(Z) = \alpha_Z^2 [(1 + \alpha_Z^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369\alpha_Z^2 + 0.0083\alpha_Z^4 - 0.002\alpha_Z^6]$
- $\alpha_Z = Z/137$

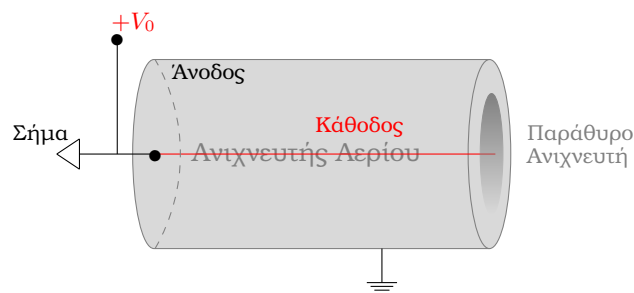


Σχήμα 2.10: Διάγραμμα Feynman για την Δίδυμη Γένεση

Ο ανιχνευτής MicroMeGAS είναι ένας ανιχνευτής ιονισμού που χρησιμοποιεί διάφορα μείγματα αερίων ως ιονιστικά μέσα. Η γνώση των διεργασιών που λαμβάνουν χώρα στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή, για ένα αέριο μέσο, είναι σημαντική για την περαιτέρω μελέτη της εν λόγω ανιχνευτικής διάταξης. Στις ενότητες που ακολουθούν δεν θα αναλυθούν σε βάθος τα φαινόμενα που σχετίζονται με την διέλευση σωματιδίων σε έναν αέριο όγκο, αλλά θα αναφερθούν οι βασικοί μηχανισμοί που λαμβάνουν χώρα σε έναν ανιχνευτή αερίου.

### 3.1 Ανιχνευτές Αερίου

Οι ανιχνευτές αερίου χρησιμοποιούνται ευρέως στην πειραματική φυσική γιατί είναι φθηνοί στην κατασκευή, εύκολοι στην συντήρηση και ιδιαίτερα χρήσιμοι στην συλλογή φορτίων, εξαιτίας της μεγάλης κινητικότητας ηλεκτρονίων και ιόντων σε αέρια μείγματα. Αποτελούνται από δύο ηλεκτρόδια ή ομάδες ηλεκτροδίων, την άνοδο και την κάθοδο, τα οποία περικλείονται από το αέριο μείγμα, όπως φαίνεται χαρακτηριστικά στο σχήμα 3.1.



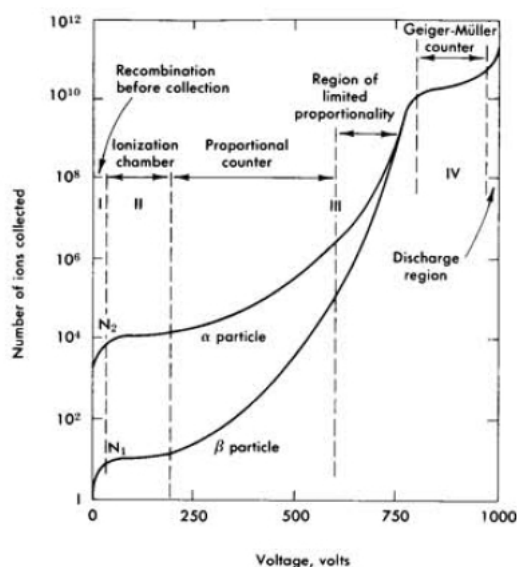
Σχήμα 3.1: Βασική δομή ανιχνευτή αερίου

Η άνοδος βρίσκεται σε θετικότερο δυναμικό από την κάθοδο, για να «προσελκύσει» τα ηλεκτρόνια που θα δημιουργηθούν από τον ιονισμό. Το πεδίο μεταξύ ανόδου και καθόδου θα δίνεται από τον τύπο

$$E = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln b/\alpha} \quad (3.1)$$

όπου  $r$  η απόσταση από τον άξονα του κυλίνδρου,  $b$  η ακτίνα του κυλίνδρου και  $\alpha$  η ακτίνα του σύρματος της ανόδου.

Στο κεφάλαιο 2 παρουσιάστηκαν οι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης με την ύλη για φωτόνια και φορτισμένα σωματίδια. Το κοινό χαρακτηριστικό της αλληλεπίδρασης είναι πως οποιαδήποτε ακτινοβολία διαπεράσει το, λεπτό εν γένει, παράθυρο του ανιχνευτή θα προκύψουν ηλεκτρόνια και ιόντα. Στην περίπτωση ενός ανιχνευτή αερίου, λόγω του ηλεκτρικού πεδίου, τα μεν ηλεκτρόνια θα κατευθυνθούν προς την άνοδο, τα δε ιόντα προς την κάθοδο: θα παρατηρηθεί δηλαδή μια κίνηση φορτίων, δηλαδή ένα ηλεκτρικό ρεύμα, η τιμή του οποίου εξαρτάται από την ένταση του πεδίου.



Σχήμα 3.2: Αριθμός ιόντων συναρτήσει εφαρμοζόμενης τάσης [23, σελ. 176]

### 3.2 Μηχανισμοί Ιονισμού

Ο όρος ιονισμός αναφέρεται στην απομάκρυνση ενός ή περισσότερων ηλεκτρονίων από ένα αρχικά ουδέτερο άτομο  $X$ .



Για να συμβεί ο ιονισμός, το εισερχόμενο σωματίδιο  $p$  πρέπει να έχει την κατάλληλη ενέργεια. Συγκεκριμένα η κινητική του ενέργεια, πρέπει να είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού του ατόμου  $X$ . Η ενεργός διατομή για τον ιονισμό είναι  $\sigma \cong 10^{-16} \text{cm}^2$  [25]. Τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που δημιουργούνται απ' ευθείας από το εισερχόμενο σωματίδιο είναι γνωστά ως . Σε κάποιους από αυτούς τους ιονισμούς, η εισερχόμενη ακτινοβολία μεταφέρει μεγάλο μέρος της ενέργειάς της στα ηλεκτρόνια, με αποτέλεσμα αυτά να μπορούν να ιονίσουν περαιτέρω το αέριο μείγμα. Τα ηλεκτρόνια αυτά ονομάζονται ακτίνες  $\delta$  ( $\delta$  - rays).

Ένας δεύτερος μηχανισμός ιονισμού, είναι το λεγόμενο *Φαινόμενο Penning* κατά το οποίο το άτομο διεγείρεται σε υψηλές μετασταθείς στάθμες, από τις οποίες είναι δύσκολο να αποδιεγερθεί με εκπομπή φωτονίου, λόγω διαφοράς μεταξύ spin-parity του μετασταθούς και του βασικού ενεργειακού επιπέδου. Σε τέτοιες περιπτώσεις, η αποδιέγερση επιτυγχάνεται κατά την κρούση με ένα άλλο ουδέτερο άτομο, το οποίο εν συνεχεία, ιονίζεται.



Ο τρίτος βασικός μηχανισμός ιονισμού, είναι η δημιουργία μοριακών ιόντων, όπου ένα ιονισμένο άτομο του αερίου αλληλεπιδρά με ένα ουδέτερο άτομο, για να σχηματίσουν εν τέλει ένα ιονισμένο μόριο.



### 3.3 Δημιουργία ζεύγους ιόντων-ηλεκτρονίων

Η απώλεια ενέργειας ενός σωματιδίου<sup>1</sup> είναι στατιστικής φύσεως, γεγονός που δηλώνει πως δύο πανομοιότυπα σωματίδια δεν θα δημιουργήσουν τον ίδιο αριθμό ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων. Μια ενδιαφέρουσα πληροφορία θα ήταν ο μέσος αριθμός των ζευγών που παράγονται για μια δεδομένη απώλεια ενέργειας, ο οποίος δεν είναι ίσος με την απώλεια ενέργειας δια το δυναμικό ιονισμού, επειδή μέρος της ενέργειας που εναποτίθεται καταλήγει σε ατομική διέγερση του αερίου. Για τα αέρια ο μέσος αυτός αριθμός είναι 1 ζεύγος για κάθε  $30eV$  που εναποτίθενται[22, σελ. 131]. Αξίζει να σημειωθεί πως αυτός ο αριθμός δεν εξαρτάται σημαντικά από το είδος του εισερχόμενου σωματιδίου και από το αέριο μείγμα. Στον πίνακα 3.1 φαίνεται ο μέσος αριθμός ζευγών για μερικά αέρια που χρησιμοποιούνται σε ανιχνευτές.

Αέριο	Ενέργεια Διέγερσης [eV]	Ενέργεια Ιονισμού [eV]	Μέση Ενέργεια Παραγωγής Ζεύγους [eV]
<i>Ar</i>	11.6	15.8	26
<i>CO<sub>2</sub></i>	10.0	13.7	33
<i>CH<sub>4</sub></i>	12.6	14.5	28
<i>Kr</i>	10.0	14.0	24
<i>Xe</i>	8.4	12.1	22

Πίνακας 3.1: Μέση ενέργεια παραγωγής ζεύγους για διάφορα αέρια

Η μέση ενέργεια παραγωγής ζεύγους( $w$ ) είναι ένα σημαντικό φυσικό χαρακτηριστικό, γιατί καθορίζει την διακριτική ικανότητα του ιονιστικού μέσου. Συγκεκριμένα η σχέση εξάρτησης φαίνεται παρακάτω.

<sup>1</sup>Και κατέπεκταση η μεταφορά ενέργειας στα άτομα/μόρια του αερίου

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{Fw}{E}} \quad (3.5)$$

όπου  $F$  ο παράγοντας  $Fano$  και  $E$  η ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου. Ο παράγοντας  $Fano$  αποτελεί ιδιότητα του αερίου και επίσης  $F < 1$ . Ο υπολογισμός του  $F$  δεν είναι μια εύκολη εν γένει διαδικασία. Μερικές τιμές του, φαίνονται στο πίνακα 3.2.

Αέριο	$F$	Πηγή
$Ar$ 100%	0.2	[17]
$Xe$ 100%	< 0.15	[24]
$Kr$ 100%	< 0.19	[11]

Πίνακας 3.2: Παράγοντας  $Fano$

### 3.4 Κίνηση ιόντων-ηλεκτρονίων σε αέρια

Η δημιουργία ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων δεν συνεπάγεται την συλλογή τους από την άνοδο του ανιχνευτή. Σε αυτήν την ενότητα, εξετάζονται τα βασικά είδη μεταφοράς ζευγών σε αέρια μείγματα. Αυτά είναι

- Επανασύνδεση (Recombination)
- Προσκόλληση Ηλεκτρονίου (Electron Attachment)
- Διάχυση (Diffusion)
- Ολίσθηση (Drift)

#### 3.4.1 Επανασύνδεση

Απουσία ηλεκτρικού πεδίου, το ζεύγος ιόντος-ηλεκτρονίου επανασυνδέονται λόγω ελκτικών ηλεκτρικών δυνάμεων Coulomb. Η διαδικασία αυτή οδηγεί σε εκπομπή φωτονίου.



Ο ρυθμός με τον οποίο επανασυνδέονται ιόντα και ηλεκτρόνια εξαρτάται τόσο από την συγκέντρωση φορτίων όσο από το είδος του αερίου. Η μαθηματική σχέση που περιγράφει αυτόν τον ρυθμό είναι

$$dn = bn^-n^+ dt \quad (3.7)$$

όπου  $n^-, n^+$  οι συγκεντρώσεις ηλεκτρονίων, ιόντων αντίστοιχα και  $b$  ένας παράγοντας που εξαρτάται από το αέριο. Συνήθως η δημιουργία ζευγών είναι μια «συμμετρική» διαδικασία τέτοια ώστε  $n^- = n^+ = n$ , οπότε η ολοκλήρωση της 4.8 δίνει

$$n = \frac{n_0}{1 + bn_0t} \quad (3.8)$$

όπου  $n_0$  η συγκέντρωση φορτίων για  $t = 0$ .

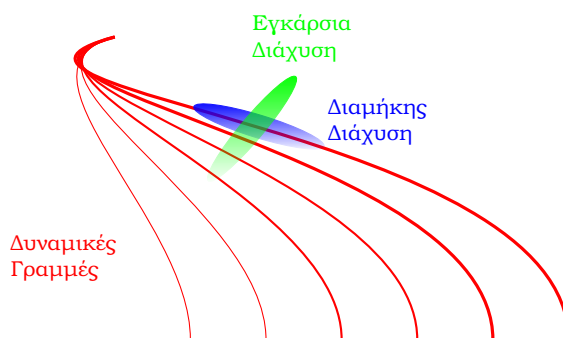
### 3.4.2 Προσκόλληση ηλεκτρονίων

Κατά την προσκόλληση ηλεκτρονίου, ένα ηλεκτραρνητικό άτομο υφαρπάζει ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο, δημιουργώντας ένα αρνητικό ιόν, εκέμποντας παράλληλα ένα φωτόνιο.



### 3.4.3 Διάχυση

Ιδανικά, θα περίμενε κανείς ένα φορτισμένο σωματίδιο να ακολουθεί τις δυναμικές γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου. Στην πράξη όμως παρατηρούνται αποκλίσεις από τις αναμενόμενες τροχιές, λόγω του φαινομένου της διάχυσης. Ένα φορτισμένο σωματίδιο που κινείται σε αέριο μέσο, συγκρούεται με τα μόρια του αερίου. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την δημιουργία ενός «νέφους» γύρω και κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του πεδίου, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3.



Σχήμα 3.3: Διαμήκης και Εγκάρσια Διάχυση

Τα ιόντα διαχέονται λιγότερο σε σχέση με τα ηλεκτρόνια λόγω της μεγαλύτερης μάζας τους. Η ταχύτητα διάχυσης δίνεται από τον τύπο

$$v_d = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (3.10)$$

όπου  $k$  ο παράγοντας *Boltzmann*,  $T$  η θερμοκρασία του αερίου και  $m$  η μάζα του σωματιδίου. Κάποιες ενδεικτικές τιμές για την εν λόγω ταχύτητα είναι  $10^6$   $cm/s$  για τα ηλεκτρόνια και  $10^4$   $cm/s$  για τα ιόντα, σε θερμοκρασία δωματίου.

Αν υποθέσουμε ότι το κέντρο του νέφους βρίσκεται στο σημείο  $(0, 0, v_d t)$  η κατανομή των φορτίων θα είναι μια κανονική κατανομή [7, σχ. 2.19]

$$n_d(r) = \left( \frac{1}{4\pi D_c t} \right)^{3/2} e^{-\frac{r^2}{4D_c t}} \quad (3.11)$$

με  $\sigma = \sqrt{2D_c t}$  σε δύο διαστάσεις και  $\sigma(r) = \sqrt{6D_c t}$  σε τρεις. Η  $\sigma(r)$  δείχνει την εξάπλωση του νέφους της διάχυσης στον χώρο. Για παράδειγμα το «άπλωμα» του νέφους των ιόντων στον αέρα σε θερμοκρασία δωματίων είναι της τάξης  $1mm$ ,  $1s$  μετά τον ιονισμό [26].

Ο συντελεστής διάχυσης  $D_c$  ισούται με

$$D_c = \frac{1}{3} v_d \lambda \quad (3.12)$$

όπου  $\lambda$  η μέση ελευθέρα διαδρομή, δηλαδή το μέσο μήκος μεταξύ δύο κρούσεων. Η μέση ελευθέρα διαδρομή εξαρτάται από την πίεση  $p$  και την θερμοκρασία  $T$

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma_0 p} \quad (3.13)$$

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις 3.10, 3.13 στην 3.12 προκύπτει ότι

$$D_c = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}} \quad (3.14)$$

#### 3.4.4 Ολίσθηση

Παρά το φαινόμενο της διάχυσης, το μεγαλύτερο ποσοστό ιόντων και ηλεκτρονίων θα κινηθεί κατά μήκος των δυναμικών γραμμών, ανάλογα με το φορτίο τους. Οι συγκρούσεις με τα άτομα του αερίου επηρεάζουν την ταχύτητα ολίσθησης των ιόντων η οποία εξαρτάται από το ηλεκτρικό πεδίο  $E$  και την πίεση  $p$  μέσα στον ανιχνευτή [18, σχ. 1.51]:

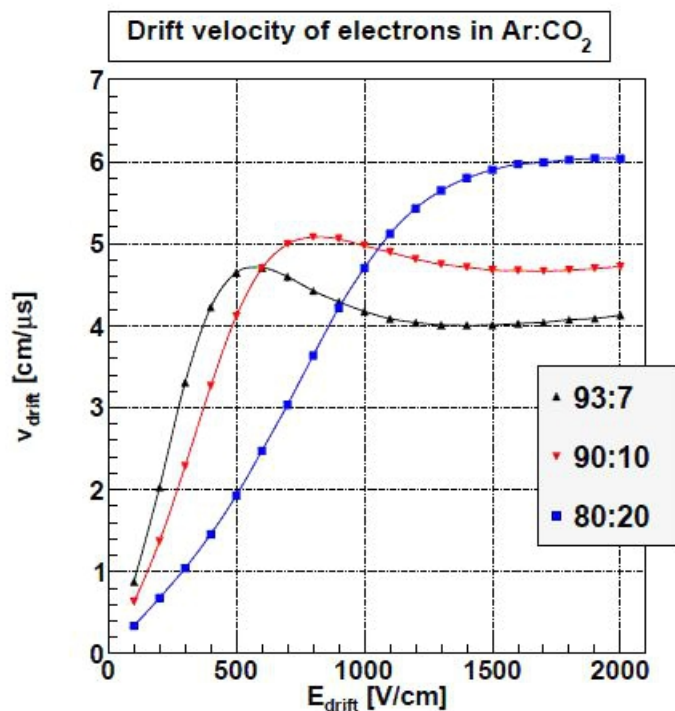
$$v = \mu^+ E \frac{p_0}{p} \quad (3.15)$$

όπου  $p_0 = 1013mbar$  και  $\mu^+$  η ευκινησία του ιόντος. Στον πίνακα 3.3 δίνονται οι τιμές της ευκινησίας για διάφορα μείγματα αερίων [13, πιν. 28.6].

Αέριο	Ιόν	$\mu^+$ [cm <sup>2</sup> /Vs]
Ar	Ar <sup>+</sup>	1.54
Ar/CH <sub>4</sub>	CH <sub>4</sub> <sup>+</sup>	1.87
Ar/CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1.72
CH <sub>4</sub>	CH <sub>4</sub> <sup>+</sup>	2.26
CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1.09

Πίνακας 3.3: Ευκινησία ιόντων για διάφορα αέρια

Η ολίσθηση των ηλεκτρονίων είναι μια περισσότερο πολύπλοκη διαδικασία. Τα ηλεκτρόνια αποκτούν μεγαλύτερες ταχύτητες από τις αντίστοιχες των ιόντων λόγω της μικρής τους μάζας. Επίσης το μήκος κύματος de Broglie είναι συγκρίσιμο με τις ατομικές διαστάσεις οπότε παρατηρούνται κβαντικά φαινόμενα (Ramsauer effect). Τέλος στον ανιχνευτή MicroMeGaS χρησιμοποιούνται μείγματα αερίων με βάση το Ar και ογκώδη μόρια-απορροφητές (π.χ.: CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>) τα οποία αρχικά «πνίγουν» τον ιονισμό και εν συνεχεία δύναται μέσω συγκρούσεων με ηλεκτρόνια να τα αποκρίπτουν από την αρχική τους διεύθυνση. Στο διάγραμμα που ακολουθεί φαίνονται οι ταχύτητες ολίσθησης για 3 αέρια μείγματα [5, εικ. 2.6].

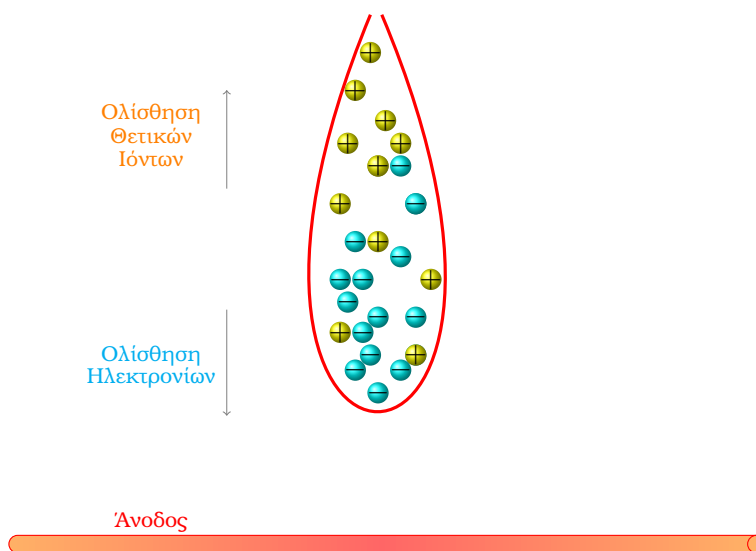


Σχήμα 3.4: Ταχύτητες ολίσθησης για μείγματα αργού υπολογισμένες από το Magboltz



### 3.5 Πολλαπλασιασμός Ηλεκτρονίων

Στην μέχρι τώρα περιγραφή, έχει αποσαφηνιστεί ο τρόπος με τον οποίο δημιουργούνται τα ηλεκτρόνια και έχει κατανοηθεί η κίνησή τους προς την άνοδο, μέσα σε έναν αέριο όγκο υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου. Θα μπορούσε κανείς να πει ότι πλέον στην άνοδο υπάρχει ένα χρήσιμο και προς επεξεργασία σήμα. Στην πραγματικότητα όμως, το σήμα αυτό είναι πολύ ασθενές και συνεπώς χρειάζεται μια ενίσχυση ή πολλαπλασιασμό. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί σχετικά εύκολα, με την εφαρμογή ενός μεγάλου ηλεκτρικού πεδίου, το οποίο επιταχύνει τα ηλεκτρόνια, τα οποία με την σειρά τους αποκτούν επαρκή κινητική ενέργεια για να ιονίσουν περαιτέρω το αέριο. Η παραπάνω διαδικασία είναι γνωστή σαν *πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας*. Εξαιτίας της μεγαλύτερης ευκινησίας των ηλεκτρονίων, η μορφή της χιονοστιβάδας θυμίζει σταγόνα (σχήμα 3.5) με τα γρήγορα ηλεκτρόνια να βρίσκονται στην κεφαλή και τα αργά ιόντα, στην ουρά.



Σχήμα 3.5: Πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας

Αν  $\lambda$  είναι η μέση ελεύθερα διαδρομή για το ηλεκτρόνιο, τότε  $1/\alpha$  είναι η «πιθανότητα» να παρατηρηθεί ιονισμός ανά μονάδα μήκους. Ο συντελεστής  $\alpha$  είναι γνωστός σαν *συντελεστής Townsend*. Αν θεωρήσουμε ένα ομογενές ηλεκτρικό πεδίο, ο αριθμός  $dn$  των δευτερογενών ηλεκτρονίων που θα δημιουργηθούν στην χιονοστιβάδα είναι ανάλογος με το μήκος διαδρομής  $dx$  που θα διανύσουν  $n$  πρωτογενή ηλεκτρόνια.

$$dn = \alpha n dx \quad (3.16)$$

Αν ολοκληρωθεί η παραπάνω σχέση και θεωρηθεί ότι για  $x = 0 \Rightarrow n(0) = n_0$  τότε:

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x} \quad (3.17)$$

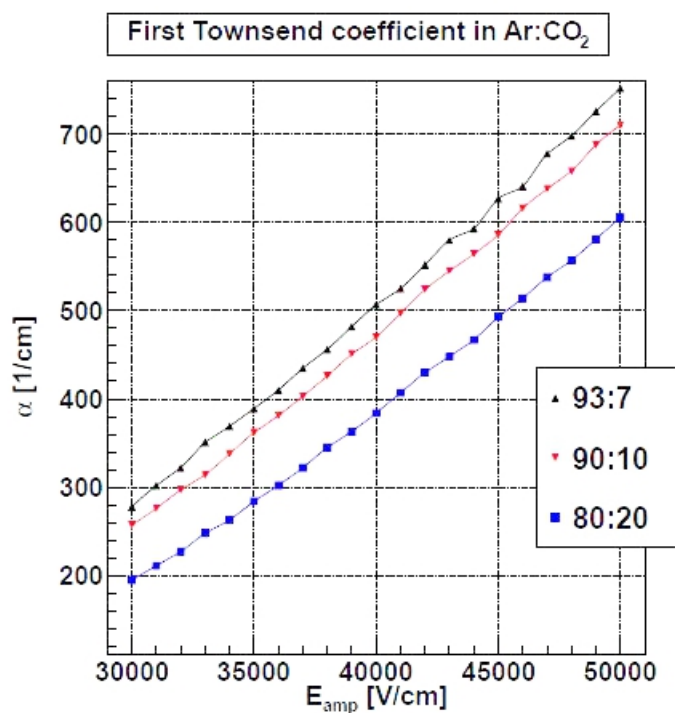
Η ενίσχυση του αερίου θα δίνεται από

$$G = \frac{n(x)}{n_0} = e^{\alpha x}. \quad (3.18)$$

Στην εικόνα 3.6 [5, εικ. 2.7] φαίνεται η εξάρτηση του συντελεστή Townsend από το ηλεκτρικό πεδίο. Σε αυτό το σημείο πρέπει να γίνει μια σημαντική παρατήρηση. Από την εξίσωση 3.18, φαίνεται ότι η ενίσχυση του αερίου μπορεί να πάρει οποιοσδήποτε τιμές. Στην πραγματικότητα όμως, η ενίσχυση  $G$  μπορεί να πάρει τιμές

$$G < 10^8 \quad (3.19)$$

Αυτό το όριο μπορεί να μεταφραστεί σε  $\alpha x < 20$  το οποίο είναι γνωστό ως *όριο Raether (Raether Limit)*.



Σχήμα 3.6: Συντελεστής Townsend υπολογισμένος από το Magboltz



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

### ΒΑΣΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ MICROME GAS

Στο κεφάλαιο αυτό, θα παρουσιαστούν τα βασικά επιμέρους τμήματα ενός ανιχνευτή MicroMEGAS, θα γίνει μια σύντομη αναφορά στον τρόπο κατασκευής του, χρησιμοποιώντας την τεχνική bulk και θα αναλυθεί ο τρόπος υπολογισμού της ενίσχυσης του ιονιστικού μέσου που χρησιμοποιεί ο ανιχνευτής.

#### 4.1 Ανιχνευτής MicroMEGAS

Ο ανιχνευτής MicroMEGAS (Micro MESH Gaseous Structure) κατασκευάστηκε για πρώτη από τους *Ιωάννη Γιοματάρη* και *Georges Charpak* το 1996[15]. Ανήκει στην κατηγορία των ανιχνευτών αερίου και συγκεκριμένα στους MPGDs (Micro Pattern Gaseous Detectors). Αποτελείται από δύο κύριες περιοχές: την περιοχή ολίσθησης (Drift Region) και την περιοχή πολλαπλασιασμού (Amplification Gap, όπως φαίνεται στην εικόνα 4.1. Στην περιοχή ολίσθησης λαμβάνει χώρα η τεχνητή μετακίνηση των ηλεκτρονίων, που έχουν προκύψει από ιονισμό, στην περιοχή πολλαπλασιασμού μέσω της εφαρμογής ηλεκτρικού πεδίου, όπως παρουσιάστηκε στην υποενότητα 3.4.4. Στην περιοχή πολλαπλασιασμού πραγματοποιείται η χιονοστιβάδα (εικόνα 3.5) η οποία είναι ζωτικής σημασίας για τον σχηματισμό μετρήσιμου και επεξεργάσιμου σήματος από τον ανιχνευτή.

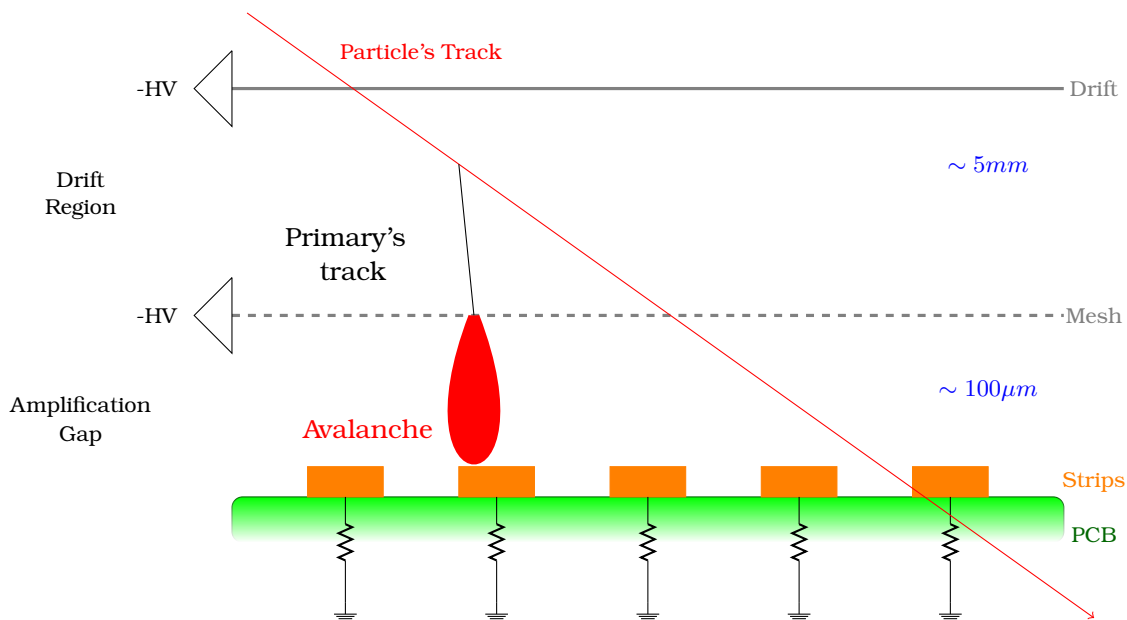
##### 4.1.1 Βασική δομή του ανιχνευτή MicroMEGAS

Τα επιμέρους βασικά τμήματα του ανιχνευτή MicroMEGAS περιλαμβάνουν:

1. Την κάθοδο (Drift plane)
2. Το μικροπλέγμα (Micro-mesh)
3. Την άνοδο (Read-out Strips)
4. Τα resistive strips (στην περίπτωση ενός resistive MicroMEGAS)

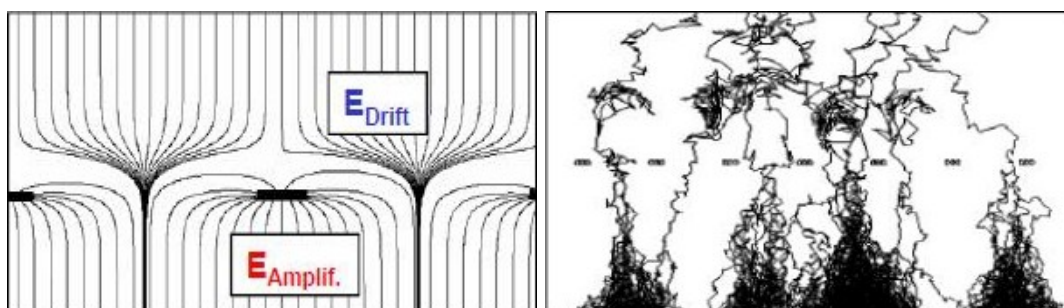
Στην μεταλλική άνοδο εφαρμόζεται υψηλή αρνητική τάση, ώστε να απωθήσει τα ηλεκτρόνια και να τα οδηγήσει προς το θετικότερο (ως προς το δυναμικό) μικροπλέγμα. Στην συνέχεια,

όπως περιγράφηκε στην ενότητα 3.5, λόγω του μεγάλου ηλεκτρικού πεδίου που εφαρμόζεται μεταξύ μικροπλέγματος και άνοδου, τα δευτερογενή ηλεκτρόνια συλλέγονται από την άνοδο με αποτέλεσμα την δημιουργία σήματος στον ανιχνευτή. Η εισαγωγή των resistive strips επιτυγχάνει την προστασία του ανιχνευτή από ηλεκτρικές εκκενώσεις(sparks) στην περιοχή του πολλαπλασιασμού.



Σχήμα 4.1: Βασική δομή του ανιχνευτή MicroMEAS

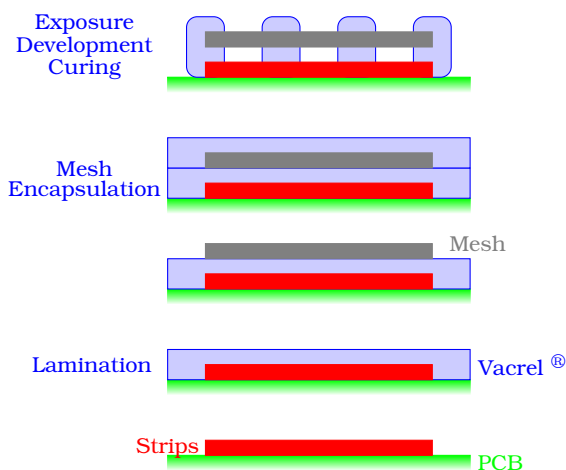
Οι δυναμικές γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή του μικροπλέγματος φαίνονται στην εικόνα 4.2(α). Στην εικόνα 4.2(β) φαίνεται ο πολλαπλασιασμός της χιονοστιβάδας στην περιοχή ενίσχυσης.



(α) Δυναμικές Γραμμές

(β) Πολλαπλασιασμός Χιονοστιβάδας

Σχήμα 4.2: Ηλεκτρικό πεδίο και πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας υπολογισμένα από το Garfield



Σχήμα 4.3: Τεχνική bulk για την κατασκευή MicroMEGAS

### 4.1.2 Κατασκευή ανιχνευτή MicroMEGAS

Οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν στα εκάστοτε πειράματα έχουν κατασκευαστεί από τον Rui de Oliveira<sup>1</sup> με την τεχνική bulk. Η τεχνική αυτή επιτρέπει την κατασκευή του ανιχνευτή σε στρώματα σχετικά εύκολα αλλά είναι δύσκολη η βελτίωσή της καθώς και δυνατότητα επισκευής του ανιχνευτή. Στην εικόνα 4.3 φαίνονται τα στάδια κατασκευής της εν λόγω τεχνικής.

Η βασική ιδέα πίσω από αυτήν την τεχνική, έγκειται στον εγκλεισμό του μικροπλέγματος ανάμεσα από ένα φωτοπολυμερές, με εξαιρετικές ιδιότητες (μηχανική αντοχή, ηλεκτρική αντοχή, αντοχή στην χημική διάβρωση) με την εμπορική ονομασία Vacrel<sup>®</sup> το οποίο παράγεται από την DuPont<sup>™</sup>. Ο εγκλεισμός αυτός επιτυγχάνεται με μια διαδικασία που είναι γνωστή στην βιβλιογραφία ως *στρωματοποίηση* (lamination) κατά την οποία η κατασκευή του πολυμερικού υλικού πραγματοποιείται σε στρώματα. Αυτή η τεχνική, παράγει υλικά τα οποία έχουν αυξημένη μηχανική αντοχή και σταθερότητα. Στην συνέχεια, τοποθετείται το μικροπλέγμα, πάνω από το οποίο χιτίζεται μία ακόμα επίστρωση του φωτοπολυμερικού υλικού. Η τεχνική αυτή ονομάζεται *ευθυλιάκωση* (encapsulation). Στην τελική φάση της κατασκευής του ανιχνευτή, το φωτοπολυμερές εκτίθεται σε ακτινοβολία (exposure) με σκοπό τον σχηματισμό (development) των στύλων (pillars) τα οποία στηρίζουν το μικροπλέγμα. Η παραπάνω διαδικασία ολοκληρώνεται με την σκλήρυνση και τον πολυμερισμό (curing) των στρωμάτων του Vacrel<sup>®</sup>, η οποία λαμβάνει χώρα σε θερμοκρασία δωματίου και επιτυγχάνει την αύξηση της μηχανικής αντοχής του πολυμερικού υλικού, μέσω δημιουργίας σταυροδεσμών μεταξύ των πολυμερικών αλυσίδων.

## 4.2 Υπολογισμός ενίσχυσης του αερίου (Gas Gain)

Η ενίσχυση του αερίου ( $G$ ) ορίζεται ως το πηλίκο των ηλεκτρονίων που συλλέγονται από την άνοδο ( $n$ ) προς τον αριθμό των πρωτογενών ηλεκτρονίων που δημιουργούνται από την πηγή ( $n_0$ ), δηλαδή

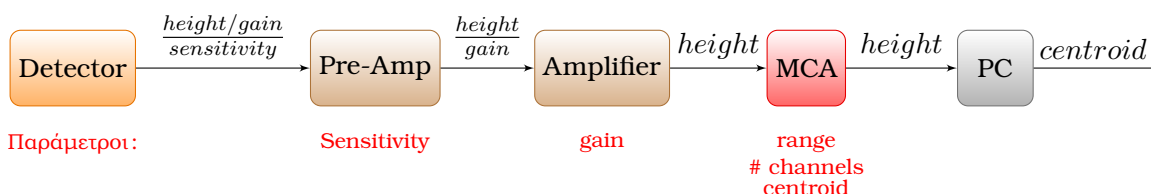
<sup>1</sup>Rui.de.Oliveira@cern.ch

$$G = \frac{n}{n_0} \quad (4.1)$$

Ο υπολογισμός των πρωτογενών ηλεκτρονίων είναι σχετικά απλός, αν είναι γνωστό το μέσο δυναμικό δημιουργίας ζεύγους ιόντος-ηλεκτρονίου. Σε αυτήν την περίπτωση

$$n_0 = \frac{E_{particle}}{W_{pair}} \quad (4.2)$$

Ο υπολογισμός του αριθμού των ηλεκτρονίων που συλλέγονται από την άνοδο είναι περισσότερο πολύπλοκος, αφού πρέπει να συνεκτιμηθούν όλες οι παράμετροι που εισάγουν τα ηλεκτρονικά ανάγνωσης και λήψης του σήματος. Μία τυπική διάταξη λήψης δεδομένων δίνεται στο διάγραμμα 4.4.



Σχήμα 4.4: Ενδεικτικό διάγραμμα λήψης δεδομένων

Για να υπολογιστεί ο αριθμός των ηλεκτρονίων που συλλέγονται από την άνοδο, πρέπει να κινηθούμε από την τελική ανάγνωση του σήματος(PC) στην δημιουργία του(ανιχνευτής). Στην οθόνη του υπολογιστή εμφανίζεται ένα φάσμα, στο οποίο φαίνονται οι ενεργειακές κορυφές της εκάστοτε πηγής. Η κάθε ενεργειακή κορυφή, θα ήταν ιδανικά μια συνάρτηση Dirac, στην πραγματικότητα όμως «απλώνεται» γύρω από ένα σημείο, την μέση τιμή της κατανομής(centroid). Επιπλέον ο πολυκαναλικός αναλυτής (MCA) είναι μια συσκευή «ταξινόμησης» παλμών. Έχει μια συγκεκριμένη εμβέλεια εισόδου παλμών(range)<sup>2</sup> και ανάλογα με τις ρυθμίσεις του χρήση την χωρίζει σε κανάλια(channels). Αν για παράδειγμα η εμβέλεια ενός MCA είναι 10V και είναι χωρισμένη σε 1000 κανάλια τότε ένας παλμός με ύψος(height) 2V θα τοποθετηθεί στο κανάλι 200. Επομένως το ύψος του παλμού πριν από τον MCA είναι

$$height = centroid \frac{range}{\#channels} \quad (4.3)$$

Ο ενισχυτής σαν συσκευή, αποκόπει τον θόρυβο που εισάγει το ηλεκτρικό δίκτυο και ενισχύει το σήμα. Η ενίσχυσή του(gain<sup>3</sup>) επιλέγεται από τον χρήστη και μεταβάλλει το ύψος του σήματος. Αν δηλαδή ένας παλμός ύψους 100mV οδηγηθεί σε έναν ενισχυτή με  $gain = 10$  τότε στην έξοδο του ενισχυτή το σήμα θα έχει ύψος 1V. Στους περισσότερους ενισχυτές, η ενίσχυση είναι

<sup>2</sup>π.χ. μπορεί να δέχεται από 0V – 10V

<sup>3</sup>Παρατηρήστε την διαφορά μεταξύ ενίσχυσης αερίου(Gain) και ενίσχυσης σήματος(gain)

το γινόμενο δύο επιμέρους ενισχύσεων: της αδρής (coarse gain) και της ενίσχυσης ακριβούς ρύθμισης (fine gain), δηλαδή

$$gain = (fine\ gain) \times (coarse\ gain) \quad (4.4)$$

Το σήμα λοιπόν, πριν από τον ενισχυτή θα έχει ύψος

$$height' = \frac{height}{gain} \quad (4.5)$$

Ο προενισχυτής<sup>4</sup> από την άλλη μεριά, είναι μια συσκευή η οποία έχει σαν αποστολή να ολοκληρώσει τους παλμούς που παράγει ο ανιχνευτής και να δώσει πληροφορία για το συνολικό φορτίο-και κατέπεκταση για την ενέργεια- που συλλέχθηκε από την άνοδο του ανιχνευτή. Μία σημαντική παράμετρος που πρέπει να γνωρίζει ένας χρήστης, είναι η ευαισθησία του προενισχυτή. Η ευαισθησία ορίζεται σαν το ύψος του εξερχόμενου παλμού από τον προενισχυτή για κάθε  $MeV$  που ελευθερώνεται στον ανιχνευτή για ένα συγκεκριμένο ημιαγωγό ( $Si$  ή  $Ge$ ), συνεπώς θα δίνεται ως  $XmV/MeV\ Si$  ή  $XmV/MeV\ Ge$ . Στο  $Si$  για παράδειγμα η ενέργεια ( $E_{cg}$ ) που απαιτείται για την παραγωγή ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-οπής είναι  $3.62eV$  ( $T = 300K$ ). Συνεπώς αν η ενέργεια που ελευθερώνεται στον ανιχνευτή είναι  $1MeV = 10^6\ eV$  θα παραχθούν

$$\frac{10^6}{3.62} \cong 275000$$

ζεύγη. Η ευαισθησία λοιπόν μπορεί να γραφεί σαν

$$sensitivity = \frac{X}{\frac{10^6}{E_{cg}}} = \frac{X\ E_{cg}}{10^6} \left[ \frac{mV}{eV} \right] \quad (4.6)$$

Άρα το ύψος του παλμού πριν τον προενισχυτή θα είναι

$$height'' = \frac{height'}{sensitivity} = \frac{height/gain}{sensitivity} \quad (4.7)$$

Αν παρατηρήσει κανείς την παραπάνω σχέση διαστατικά, θα διαπιστώσει πως αναφέρεται στο πλήθος των ζευγών ηλεκτρονίων-οπών που έχουν παραχθεί, δηλαδή

$$n = \frac{height/gain}{sensitivity} \quad (4.8)$$

Αν συνδυαστούν οι 4.1, 4.2, 4.3, 4.4, 4.5, 4.8 προκύπτει ότι

<sup>4</sup>Λόγος γίνεται για τον charge sensitive preamplifier



$$G = \text{centroid} \cdot \frac{\text{range}[V]}{\# \text{ channels}} \cdot \frac{W_{\text{pair}}[eV]}{E_{\text{particle}}[keV]} \cdot \frac{1}{(\text{coarse gain}) \cdot (\text{fine gain})} \cdot \frac{10^6}{X[mV] \cdot E_{cg}[eV]} \quad (4.9)$$

### 4.3 Κορυφή διαφυγής αερίου

Σε ένα τυπικό φάσμα  $^{55}\text{Fe}$  (εικ. 5.5) εκτός από την κορυφή της πηγής παρατηρείται μια παραπάνω κορυφή που αντιστοιχεί σε ενέργεια  $2.94 \text{ keV}$ . Αυτή είναι γνωστή στην βιβλιογραφία σαν *κορυφή διαφυγής του αερίου* (*gas escape peak*). Αν η ενέργεια του εισερχόμενου φωτονίου είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια των  $K$  φλοιών τότε υπάρχει πιθανότητα το φωτόνιο να διεγείρει τους εν λόγω ενεργειακούς σταθμούς ( $K_\alpha$  ή με μικρότερη πιθανότητα  $K_\beta$ ). Αν λοιπόν συμβεί κάτι τέτοιο θα εκπεμφθεί χαρακτηριστική ακτίνα  $x$  από το άτομο του αερίου. Αν δεν απορροφηθεί από το ίδιο το άτομο τότε η χαρακτηριστική αυτή ακτίνα, θα αφήσει στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή ενέργεια ίση με την ενεργειακή διαφορά της ενέργειας του σταθμού από την ενέργεια του αρχικού φωτονίου. Στην περίπτωση του σιδήρου ( $E_x = 5.899 \text{ keV}$  [2]) σε αργό  $E_\alpha = 3.203 \text{ keV}$  [30, σελ. 5-15] η κορυφή διαφυγής θα δίνεται

$$E_x - E_\alpha = 5.899 - 3.203 = 2.696 \text{ keV} \quad (4.10)$$