



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ ΚΑΙ ΣΥΝΑΦΟΥΣ
ΟΡΓΑΝΟΛΟΓΙΑΣ



Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ
ΚΑΙ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ

ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ
"ΦΥΣΙΚΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ"

Η επίδραση των pillars στην απόδοση των ανιχνευτών Micromegas

Διπλωματική Εργασία
Μαρία Περγαντή

Επιβλέπων: Θ. Αλεξόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Φεβρουάριος 2018



NATIONAL TECHNICAL UNIVERSITY OF
ATHENS
SCHOOL OF APPLIED MATHEMATICAL AND
PHYSICAL SCIENCES
DEPARTMENT OF PHYSICS
LABORATORY OF EXPERIMENTAL HIGH
ENERGY PHYSICS AND INSTRUMENTATION
TECHNOLOGY



N.C.S.R. DEMOKRITOS
INSTITUTE FOR NUCLEAR
AND PARTICLE PHYSICS
INSTITUTE OF NANOSCIENCE
AND NANOTECHNOLOGY

INTERDEPARTMENTAL PROGRAMM MASTER
"PHYSICS AND TECHNOLOGY APPLICATIONS"

The effect of pillars on the performance of Micromegas detectors

Master Thesis
Maria Perganti

Advisor: Theodoros Alexopoulos
Professor N.T.U.A.

Athens, February 2018

ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ
"ΦΥΣΙΚΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ"

Η επίδραση των pillars στην απόδοση των ανιχνευτών Micromegas

Διπλωματική Εργασία
Μαρία Περγαντή

Επιβλέπων: Θ. Αλεξόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 26/02/2018.

.....
Θ. Αλεξόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Σ. Ματζέζος
Αν. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ε. Γαζής
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Φεβρουάριος 2018

© (2018) NATIONAL TECHNICAL UNIVERSITY OF ATHENS. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή μέρους αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς την συγγραφέα.

Ευχαριστίες

Για την παρούσα διπλωματική εργασία, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ.Θεόδωρο Αλεξόπουλο για το θέμα που μου ανέθεσε, την καθοδήγηση του αλλά και για την ευκαιρία που μου έδωσε να συμμετέχω στις δραστηριότητες της ομάδας Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του Τομέα Φυσικής του Ε.Μ.Π., διευρύνοντας τις γνώσεις και τις δεξιότητες μου σε αυτό το επιστημονικό πεδίο που με ενδιαφέρει τόσο πολύ.

Επιπρόσθετα, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον αν.καθηγητή κ.Σταύρο Μαλτέζο για τις γνώσεις που προσφέρει πάντα με ιδιαίτερη χαρά σε όλους τους φοιτητές, πάνω στην φυσική και τα απαραίτητα ηλεκτρονικά για τα πειράματα. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τη συμφοιτήτρια μου Χαρά Κιτσάκη για την πολύτιμη βοήθεια που μου παρείχε στο ξεκίνημα αυτής της εργασίας καθώς επίσης και για τις συμβουλές της μέχρι την ολοκλήρωση της και όλους τους συμφοιτητές μου στην ομάδα. Επιπλέον, ευχαριστώ το διδάκτορα Κωνσταντίνο Ντέκα για τη βοήθεια του στην ανάλυση των δεδομένων, που παρατίθενται στο τέταρτο κεφάλαιο. Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω τον μεταπτυχιακό φοιτητή Πολυνείκη Τζανή για τη βοήθεια του όσο αφορά στα τεχνικά ζητήματα της συγγραφή αυτής της εργασίας.

Ιδιαίτερα θέλω να εκφράσω ένα μεγάλο ευχαριστώ στους γονείς μου, τον αδερφό μου καθώς και σε όλη μου την οικογένεια για την στήριξη τους κατά την διάρκεια όλων των φοιτητικών μου χρόνων.

Η επίδραση των pillars στην απόδοση των ανιχνευτών Micromegas

Περίληψη

Το πείραμα ATLAS του Large Hadron Collider (LHC) στο CERN είναι το μεγαλύτερο πείραμα στον κόσμο και ένα από τα σημαντικότερα που συμβάλουν στην ανακάλυψη των θεμελιωδών συστατικών της ύλης, των στοιχειωδών σωματιδίων. Σχεδιάστηκε για τη μελέτη ενός ευρύ φάσματος της φυσικής, επιβεβαιώνοντας τις έως τώρα θεωρίες του Standard Model, φτάνοντας στην ανακάλυψη του σωματιδίου Higgs, μέχρι την ύπαρξη επιπλέον διαστάσεων και σωματιδίων που μπορούν να δημιουργήσουν σκοτεινή ύλη, συνεχίζει για την διερεύνηση άγνωστων ακόμα πτυχών της φυσικής. Ο τρόπος με τον οποίο ανακαλύπτονται καινούργια σωματίδια, επαληθεύονται θεωρίες και δημιουργούνται νέα πεδία αναζήτησης, είναι μέσω τις λεπτομερούς γνώσης των όσων συμβαίνουν μέσα στο πείραμα. Για το σκοπό αυτό απαιτούνται ανιχνευτές και εξοπλισμός με εξαιρετική απόδοση στο τόσο φωτεινό ($\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) περιβάλλον του πειράματος. Η αναβάθμιση του πειράματος ATLAS (LS2-2019) θα ξεκινήσει με την αντικατάσταση του Small Wheel με καινούργιο, όπου ένας από τους δύο ανιχνευτές του θα είναι ο ανιχνευτής αερίου Micromegas, ο οποίος έχει καθιερωθεί ως πολύτιμο εργαλείο για την έρευνα της σωματιδιακής φυσικής λόγω της εξαιρετικής αποδόσης του, της απλότητας και οικονομικής κατασκευής του. Η απόδοση των ανιχνευτών resistive Micromegas, είναι το κύριο ερευνητικό θέμα αυτής της εργασίας, καθώς αποτελεί τον θεμέλιο λίθο του New Small Wheel, που ως σκοπό έχει την ανακατασκευή της τροχιάς των σωματιδίων που τον διαπερνούν, με χωρική ακρίβεια $\leq 100 \mu\text{m}$ ανά επίπεδο ανίχνευσης κατά μήκος του πλήρους εύρους γωνιών της τροχιάς του μιονίου.

Η παρούσα εργασία διερευνά την επίδραση των pillars στην απόδοση ενός ανιχνευτή resistive Micromegas, τύπου Tmm. Ως εργαλείο της αξιολόγησης έχει χρησιμοποιηθεί το πρόγραμμα προσομοίωσης Garfield++, καθώς και η ανάλυση δεδομένων από τα test beam, για κάθετες τροχιές. Με τη βοήθεια της προσομοίωσης παρουσιάζονται μερικά από τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά και θεμελιώδης διεργασίες που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του ανιχνευτή. Η μελέτη ξεκινά, στο τρίτο κεφάλαιο, με την διαμόρφωση του ηλεκτροστατικού πεδίου μέσα στον ανιχνευτή, έπειτα προσομοιώνεται ο καταγισμός (avalanche) που παράγεται μετά το πέρασμα ενός μιονίου και τέλος εκτιμάται το gain και το σήμα, ώστε να πάρουμε μία αριθμητική προσομοίωση της απόδοσης του ανιχνευτή και της επίδρασης των pillars σε αυτό. Η ανάλυση των δεδομένων που παρουσιάζεται στο τέταρτο κεφάλαιο έχει σαν στόχο να εξετάσει την επίδραση των pillars στην ανακατασκευή της τροχιάς των σωματιδίων που διαπερνούν τους

ανιχνευτές και να επιβεβαιώσει τα εξαιρετικά χαρακτηριστικά λειτουργίας των ανιχνευτών resistive Micromegas και τέλος γίνεται σύγκριση με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης.

The effect of pillars on the performance of Micromegas detectors

Abstract

The ATLAS experiment of the Large Hadron Collider (LHC) in CERN is the largest experiment in the world and one of the most important that contributing to the discovery of the fundamental components of matter, elementary particles. It was designed to study a wide range of physics, confirming the theories of Standard Model, reaching the discovery of the particle Higgs, to the presence of extra dimensions and particles that can create dark matter, the exploration of still unknown aspects of physics. The way that new particles are discovered, verified theories and new search fields are created, is through the detailed knowledge of what is happening in the experiment. For this purpose, detectors and equipment with excellent performance are required in such a bright environment ($\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) of the experiment. The upgrading of the ATLAS experiment (LS2-2019) will start with replacing Small Wheel with a new one where one of its two detectors will be the Micromegas gas detector, which has established as a valuable tool for the research of particle physics because of its exceptional efficiency, simplicity, and economic construction. The performance of the resistive Micromegas detectors is the main research theme of this thesis, as it is the foundation blocks of New Small Wheel, whose aim is to reconstruct the trajectory of the particles that penetrate it with spatial resolution $\leq 100 \mu\text{m}$ per detection level along the full range of angles of the muon path.

This thesis explores the effect of pillars on the performance of a resistive Micromegas detector, type Tmm. The simulation program Garfield++, as well as the analysis of data from the test beam, for vertical beam profiles, has been used as the evaluation tool. With simulation, some of the most important features and fundamental processes that take place inside the detector are presented. The study begins, in the third chapter, with the formation of the electrostatic field in the detector, then the avalanche produced after the passing of a muon and finally the gain and the signal, to get a numerical simulation of the performance of the detector and the effect of pillars on it. The analysis of the data presented in the fourth chapter aims at examining the effect of pillars on the reconstruction of the trajectory of the particles that penetrate the chamber and to confirm the excellent operating characteristics of the resistive Micromegas, and the comparison with the results of the simulation.

Περιεχόμενα

Περιεχόμενα	iii
1 Ο επιταχυντής LHC και το πείραμα ATLAS	1
1.1 Εισαγωγή	1
1.1.1 Η φυσική μέσα στους επιταχυντές	2
1.2 Ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων - LHC	8
1.2.1 Οι εγκαταστάσεις και τα πειράματα	9
1.2.2 Με στόχο την υψηλή φωτεινότητα	12
1.3 Πείραμα ATLAS	13
1.3.1 Σύστημα μαγνητών (Magnet System)	15
1.3.2 Εσωτερικός ανιχνευτής (Inner Detector)	16
1.3.3 Θερμιδόμετρα (Calorimeters)	18
1.3.4 Φασματόμετρο μιονίων (Muon Spectrometer)	19
1.4 Η αναβάθμιση του Small Wheel του ATLAS	25
1.4.1 Η διάταξη του New Small Wheel	28
2 Ο ανιχνευτής Micromegas για τον ATLAS New Small Wheel	33
2.1 Αλληλεπίδραση σωματιδίων με τους ανιχνευτές Micropattern	33
2.2 Αλληλεπίδραση φωτονίων με την ύλη	38
2.3 Κίνηση ιόντων και ηλεκτρονίων μέσα στο αέριο	39
2.3.1 Κίνηση ιόντων	39
2.3.2 Κίνηση ηλεκτρονίων	40
2.4 Χιονοστιβάδα Townsend και παραγωγή σήματος	43
2.5 Ανιχνευτές αερίου	46
2.6 Ανιχνευτές Micromegas	49
2.6.1 Λίγη από την ιστορία των ανιχνευτών Micromegas	49
2.6.2 Δομή και αρχή λειτουργίας ενός Micromegas	50
2.6.3 Ο πρώτος Micromegas	51
2.6.4 Bulk Micromegas	52
2.6.5 Resistive Micromegas	53
2.7 Οι ανιχνευτές Micromegas για το NSW Upgrade του ATLAS	55

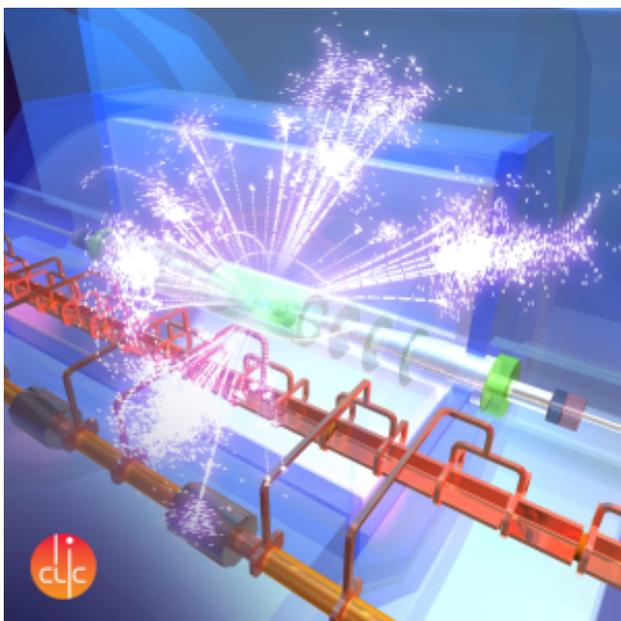
3 Η απόδοση του ανιχνευτή Micromegas με προσομοίωση	59
3.1 Εισαγωγή	59
3.2 Ο Micromegas μέσα σε ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο	60
3.2.1 Η επίδραση των pillars στο ηλεκτρικό πεδίο	63
3.2.2 Η κίνηση των ηλεκτρονίων μέσα στον Micromegas	67
3.3 Η επίδραση των pillars στο avalanche	68
3.4 Η επίδραση των pillars στο σήμα	75
3.5 Εργαλεία προσομοίωσης	78
4 Ανακατασκευή τροχιάς με ανιχνευτές Micromegas	79
4.1 Το setup της δοκιμαστικής δέσμης	79
4.2 Επεξεργασία Δεδομένων	84
4.2.1 Μέθοδοι ανακατασκευής τροχιάς	84
4.2.2 Διόρθωση του cross-talk	89
4.3 Ανάλυση Δεδομένων	89
4.3.1 Κάθετες τροχιές	89
4.3.2 Μελέτη της επίδρασης των pillars στην απόδοση του ανι- χνευτή Micromegas	92
Bibliography	101

Κεφάλαιο 1

Ο επιταχυντής LHC και το πείραμα ATLAS

1.1 Εισαγωγή

Η συνεχής αναζήτηση του ανθρώπου για την πλήρη γνώση και κατανόηση όσων συμβαίνουν γύρω του οδηγεί αιώνα με τον αιώνα, μέρα με τη μέρα σε ανακαλύψεις και εφευρέσεις που κάποτε ήταν αδιανόητες. Μια από τις θεμελιώδεις αυτές ανακαλύψεις είναι τα στοιχειώδη σωματίδια που αποτελούν την ύλη. Από το ηλεκτρόνιο του J.J. Thomson (1897) στο μποζόνιο Higgs (2012) και από κει σε άλλα άγνωστα σωματίδια και θεωρίες που ακόμη δεν έχουν ειπωθεί, η φύση συνεχίζει να μας εκπλήσσει.



Σχήμα 1.1: Χαρακτηριστική εικόνα αναπαράστασης σωματιδίων που παράγονται στο πείραμα ATLAS στο CERN.

σωματιδίων.

Με στόχο να φτάσουμε όσο πιο βαθιά γίνεται μέσα στην ύλη και να μάθουμε

Τα στοιχειώδη σωματίδια είναι οι ακρογωνιαίοι λίθοι της ύλης που περιγράφονται από τη θεωρία του Standard Model (SM) και η ανακάλυψη των περισσότερων ήλθε με την ανάπτυξη μιας εξελιγμένης και ευαίσθητης συσκευής, τον επιταχυντή σωματιδίων. Το παζλ των υποατομικών σωματιδίων συμπληρώνεται τα τελευταία χρόνια, από τον πρώτο ανιχνευτή που κατασκευάστηκε στο Stanford στα τέλη της δεκαετίας του 1950 με συγκρούσεις ηλεκτρονίων-ηλεκτρονίων μέχρι σήμερα με τον Μεγάλο Επιταχυντή Αδρονίων (LHC) με συγκρούσεις πρωτονίων-πρωτονίων. Έκτοτε οι επιταχυντές είναι η βασική συσκευή για την αναζήτηση υποατομικών

όλα τα σωματίδια που την αποτελούν, πρέπει οι σωματιδιακές συγκρούσεις στο εσωτερικό του ανιχνευτή να γίνονται στις υψηλότερες δυνατές τιμές ενέργειας. Για την επίτευξη αυτού του στόχου, είναι απαραίτητη η χρήση ηλεκτρομαγνητικών πεδίων ώστε να επιταχύνει τα φορτισμένα σωματίδια και να τα συγκρατεί ομαδοποιημένα σε δέσμες (beams). Ο πρώτος στην ιστορία synchrotron επιταχυντής που χρησιμοποίησε υπεραγωγίσιμους μαγνήτες ήταν ο Tevatron¹, ο επιταχυντής με την υψηλότερη ενέργεια συγκρούσεων για 25 χρόνια και απέδωσε περισσότερα από 10 fb^{-1} στις συγκρούσεις $p - \bar{p}$. Ο HERA, ο επόμενος μεγάλος επιταχυντής, υπήρξε ο πρώτος lepton - hadron επιταχυντής υψηλών ενεργειών. Οι δέσμες πρωτονίων του HERA είχαν μέγιστη ενέργεια 920 GeV και οι δέσμες λεπτονίων (ποζιτρόνια ή ηλεκτρόνια) 27,5 GeV. Έπειτα ο LEP[1] εγκατεστημένος σε μια σήραγγα περιμέτρου 27 km, είναι ο μεγαλύτερος κυκλικός επιταχυντής που κατασκευάστηκε μέχρι σήμερα (μαζί με τον LHC), όπου γίνονταν συγκρούσεις $e^+ - e^-$ και η ενέργεια δέσμης κυμαίνονταν από 45,6 έως 104,5 GeV. Ο επόμενος αλλά σίγουρα όχι ο τελευταίος στη σύντομη αυτή αναδρομή στην ιστορία των επιταχυντών είναι ο υπεραγωγίσιμος Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων - LHC, ο υψηλότερα ενεργειακά επιταχυντής στον κόσμο. Οι συγκρούσεις $p - p$, τα οποία κινούνται σχεδόν με την ταχύτητα του φωτός, φτάνουν την ενέργεια των 14 TeV στο κέντρο μάζας, διατηρώντας το προβάδισμα στην εποχή της έρευνας με συγκρούσεις με υψηλή φωτεινότητα.

Μέσα στον επιταχυντή οι δέσμες αυτές κινούμενες σε αντίθετες κατευθύνσεις συγκρούονται σε συγκεκριμένες θέσεις που καθορίζονται a priori από τους επισημωμένες, τα σημεία αλληλεπίδρασης (IPs). Το κάθε IP ενθυλακώνεται σε μια ειδική συσκευή, ένα σύνολο ανιχνευτών, το οποίο κατασκευάζεται και συμπληρώνεται με τέτοιο τρόπο ώστε να μπορεί να εντοπίζει τα προϊόντα της σύγκρουσης μέσω γνωστών φαινομένων φυσικής. Κάθε τέτοιο σύστημα ανιχνευτών είναι και ένα διαφορετικό πείραμα κατά μήκος του LHC (στο σύνολο 7) και είναι τα εξής: ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, TOTEM, LHCf, MoEDAL. Για το πείραμα ATLAS θα μιλήσουμε παρακάτω.

Με δεδομένο πλέον ότι όσο μικρότερη είναι η ποσότητα ύλης που θέλουμε να ανιχνευθεί τόσο μεγαλύτερη συσκευή πρέπει να κατασκευαστεί, στο μέλλον πρέπει να περιμένουμε ακόμα μεγαλύτερες εφευρέσεις!

1.1.1 Η φυσική μέσα στους επιταχυντές

Η πλειονότητα των υποατομικών σωματιδίων δεν υπάρχουν ως ελεύθερα στη φύση και έτσι πρέπει να δημιουργηθούν τεχνητά στο εργαστήριο μέσω γνωστών

¹Το Tevatron είναι ένας κυκλικός επιταχυντής σωματιδίων στο Fermilab και είναι ο δεύτερος ισχυρότερος στον κόσμο μετά τον LHC. Με επιτάχυνσεις που έφταναν έως και 1 TeV του έδωσαν το όνομά του. Το κύριο επίτευγμα του ήταν η ανακάλυψη του top κουάρκ το '95-του τελευταίου βασικού φερμιόνιου που προέβλεπε το Standard Model καθώς επίσης και η πρώτη ένδειξη ύπαρξης του μποζονίου Higgs.

φυσικών διεργασιών. Για την δημιουργία αυτών των θεμελιωδών συστατικών της ύλης [2] απαιτούνται εξαιρετικά υψηλές ενέργειες, όπως αναφέραμε προηγουμένως. Η ενέργεια φαίνεται να είναι η πιο σημαντική

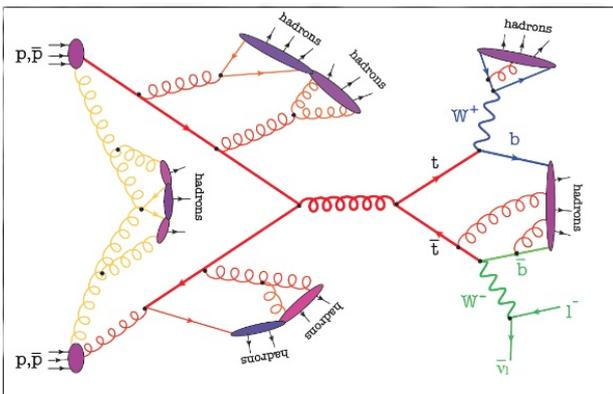
παράμετρος στις αλληλεπιδράσεις σύγκρουσης αν θέλουμε να ξεπεράσουμε το μέχρι τώρα όριο ανακάλυψης, αλλά υπάρχουν και άλλες εξίσου σημαντικές παράμετροι που πρέπει να λαμβάνονται υπόψη κάθε φορά, όπως η ένταση της δέσμης, ο αριθμός των σωματιδίων που επιταχύνεται ανά δευτερόλεπτο, η ενέργεια στο κέντρο μάζας (\sqrt{s}), ο τύπος σωματιδίων που αλληλεπιδρούν, η μορφή του επιταχυντή (γραμμική ή κυκλική), ο χρόνος λειτουργίας και η φωτεινότητα που πρέπει να επιτευχθεί.

	Fermions			Bosons	
Quarks	U Up	C Charm	T Top	γ Photon	Z Z boson
	D Down	S Strange	B Bottom	W W boson	g Gluon
Leptons	e Electron	μ Muon	τ Tau	Force Carriers The Higgs boson	
	ν _e Electron Neutrino	ν _μ Muon Neutrino	ν _τ Tau Neutrino		

Σχήμα 1.2: Τα στοιχειώδη σωματίδια της ύλης και οι κατηγορίες που ανήκουν.

Συγκρούσεις σωματιδίων

Τα κύρια σωματίδια που συγκρούονται στον LHC [3] και στο πείραμα ATLAS είναι τα πρωτόνια. Τα πρωτόνια είναι αδρόνια, δηλαδή αποτελούνται από quarks. Το αδρόνιο (είτε μεσόνιο- $q \bar{q}$ είτε βαρυόνιο- $q q$) είναι ένα συνολικό άχρωμο σύμπλεγμα από quarks, anti-quarks και gluons κάθε ένα από αυτά όμως έχει κάποιο χρώμα.

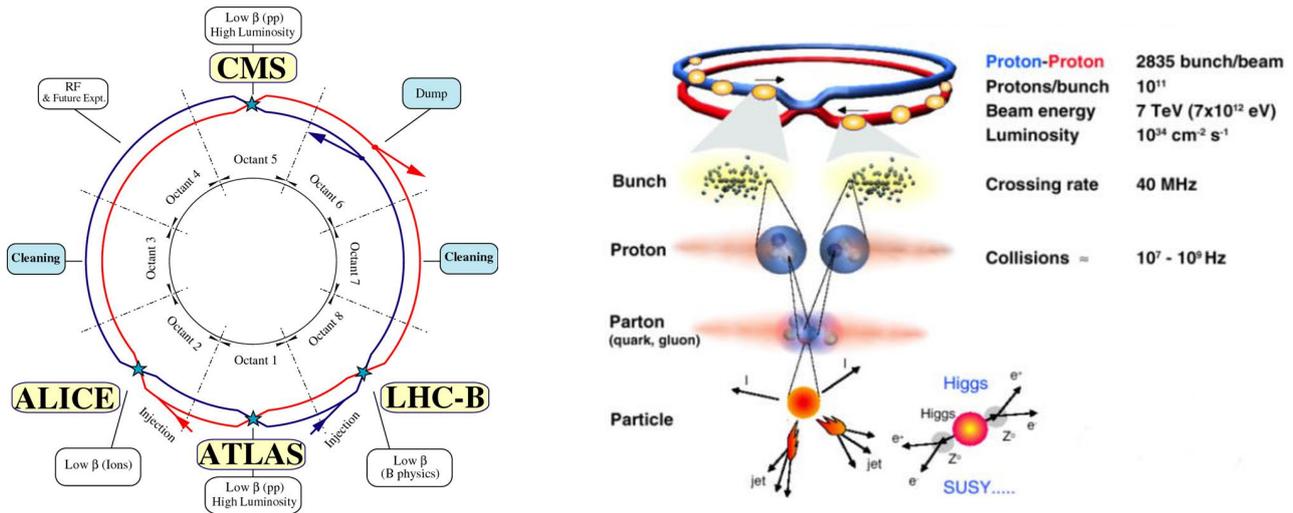


Σχήμα 1.3: Διάγραμμα Feynman για την αλληλεπίδραση $p - p$.

Υποθέτοντας ότι δύο αδρόνια πλησιάζουν, όπως φαίνεται και στο σχήμα δίπλα, η μεταξύ τους ισχυρή δύναμη ανακατανέμει το χρωματικό τους φορτίο. Αυτή η σύγκρουση έχει ως αποτέλεσμα τη διάσπαση των αδρονίων, η οποία μπορεί να χωριστεί σε έναν ελαστικό και έναν ανελαστικό παράγοντα, $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el.}} + \sigma_{\text{inel.}}$.

Σε μια ελαστική σύγκρουση, όλες οι ποσότητες (ορμή, ενέργεια ηρεμίας, κινητική ενέργεια και ολική ενέργεια) θα διατηρηθούν, με αμφότερα τα συγκρουόμενα αδρόνια να διατηρούν την ακεραιότητά τους. Από την άλλη, σε μια ανελαστική σύγκρουση θα συμβεί διάσπαση ενός ή και των δύο συγκρουόμενων αδρονίων, όπου η ορμή και ολική ενέργεια διατηρούνται και σχηματίζουν νέα άχρωμα αδρόνια, τα λεγόμενα, θραύσματα. Ένα θραύσμα φέρει ένα σημαντικό κλάσμα της ορμής του γονικού σωματιδίου και είναι μέρος ενός "πίδακα" (των λεγόμενων jets), τα οποία αποτελούνται από

μερικά υψηλοενεργειακά σωματίδια.



Σχήμα 1.4: Αριστερά: τα σημεία διασταύρωσης των πακέτων των σωματιδίων με τα αντίστοιχα πειράματα στο κάθε ένα. Δεξιά: σχηματική αναπαράσταση των πακέτων πρωτονίων που φθάνουν στο σημείο σύγκρουσης και τα προϊόντα αυτής.

Τα jets είναι ένα μείγμα αδρόνιων, λεπτονίων και φωτονίων και ουσιαστικά αποτελούν το background των γεγονότων μελέτης μας. Καθένα από τα παραγόμενα σωματίδια ταξιδεύει διαφορετική απόσταση μέχρι να αλληλεπιδράσει με το περιβάλλον του. Τα περισσότερα έχουν τόσο σύντομο χρόνο ζωής που ούτε καν φτάνουν στα πρώτα επίπεδα των ανιχνευτών του LHC. Τα τελικά σωματίδια που μπορούμε να καταμετρήσουμε στους ανιχνευτές είναι τα πιο σταθερά, δηλαδή ηλεκτρόνια, φωτόνια, πιόνια, καόνια, μίονια και πρωτόνια. Καθώς η φύση της αλληλεπίδρασης των σωματιδίων με την ύλη διαφέρει από σωματίο σε σωματίο, δεν μπορούμε να τα ανιχνεύσουμε όλα με έναν και μοναδικό ανιχνευτή. Σκοπός μας είναι να ανιχνεύσουμε, άμεσα ή έμμεσα, όλα τα προϊόντα της αρχικής αλληλεπίδρασης. Σχεδόν όλοι οι ανιχνευτές στοιχειωδών σωματιδίων είναι κατασκευασμένοι σύμφωνα με ένα συγκεκριμένο πρότυπο. Το πρώτο επίπεδο είναι ο εσωτερικός ανιχνευτής όπου ανιχνεύονται όλα τα φορτισμένα σωματίδια, όπως τα ηλεκτρόνια, τα μίονια, κτλ. Ακολουθούν τα θερμιδόμετρα, πρώτα το ηλεκτρομαγνητικό και μετά το αδρονικό. Στο πρώτο εναποθέτουν όλη τους την ενέργεια τα ελαφριά και μέρος της ενέργειάς τους τα βαριά σωματίδια που αλληλεπιδρούν ηλεκτρομαγνητικά με την ύλη, ενώ στο δεύτερο απορροφώνται πλήρως τα αδρόνια. Τελευταίο επίπεδο είναι ο ανιχνευτής μιονίων, καθώς τα μίονια - ως Minimum Ionizing Particles (MIP)- αλληλεπιδρούν λιγότερο με την ύλη από ότι τα υπόλοιπα σωματίδια και καταφέρνουν να περάσουν όλα τα προηγούμενα επίπεδα χωρίς να χάσουν σημαντικό μέρος της ενέργειάς τους. Τέλος, η ανίχνευση των νετρίνων γίνεται με έμμεσο τρόπο, αφού η πιθανότητα να αλληλεπιδράσουν με την ύλη είναι σχεδόν μηδενική.

Για να καταλάβουμε εάν όντως νετρίνα παράχθηκαν από τη σύγκρουση, αλλά και να μετρήσουμε την ενέργειά τους, εκμεταλλευόμαστε την Αρχή Διατήρησης την Ενέργειας και την Αρχή Διατήρησης της Ορμής. Γνωρίζουμε ότι στο εγκάρ-

σιο επίπεδο αναμένουμε μηδενική ολική ορμή, οπότε και εκεί εφαρμόζουμε αυτές της αρχές. Πιο συγκεκριμένα, αφού συλλέξουμε όλη την πληροφορία για την ενέργεια και την ορμή όλων των υπόλοιπων σωματιδίων που ήδη ανιχνεύσαμε, μπορούμε να ελέγξουμε εάν οι δύο παραπάνω αρχές επαληθεύονται. Εάν φαίνεται πως κάποιο ποσό ενέργειας λείπει, αυτό - σύμφωνα με το Καθιερωμένο Πρότυπο - αντιστοιχεί στην ύπαρξη τουλάχιστον ενός ουδέτερου σωματιδίου, όπως τα π^0 , K^0 και νετρίνων και από την ελλείπουσα ορμή προσδιορίζουμε διανυσματικά την τροχιά του.

Ένα ακόμα σημαντικό στοιχείο των ανιχνευτών στοιχειωδών σωματιδίων είναι ο μαγνήτης, η θέση του οποίου καθορίζεται από τις απαιτήσεις του εκάστοτε πειράματος. Η χρησιμότητα των μαγνητών έγκειται στην καμπύλωση της τροχιάς των φορτισμένων σωματιδίων όταν βρίσκονται σε μαγνητικό πεδίο. Από την καμπυλότητα της τροχιάς αυτών μπορούμε να μετρήσουμε την ορμή τους, σύμφωνα με τη σχέση [4]:

$$p = qBr, \quad (1.1)$$

όπου q το φορτίο του σωματιδίου, B η ένταση του μαγνητικού πεδίου και r η ακτίνα καμπής της διαδρομής του σωματιδίου λόγω μαγνητικού πεδίου.

Φωτεινότητα (Luminosity)

Η φωτεινότητα [5] μετρά τη ροή των σωματιδίων ικανών να δημιουργήσουν μια αλληλεπίδραση και μπορεί να οριστεί ως η ταχύτητα αλληλεπίδρασης ανά δευτερόλεπτο ανά μονάδα ενεργής διατομής. Για μία επιτυχημένη αλληλεπίδραση σωματιδίων όσον αφορά τα προϊόντα, ο ρυθμός παραγωγής τους είναι η ενδεικτική ποσότητα από την οποία παίρνουμε αυτή την πληροφορία και δίνεται (όπως και για κάθε φυσική διαδικασία) από τον τύπο $\mathcal{R} = dN/dt$. Επομένως η στιγμιαία φωτεινότητα των συγκρούσεων $p - p$, του LHC είναι $\mathcal{L} = \mathcal{R}/\sigma$, όπου σ η ενεργός διατομή της σύγκρουσης. Η απόλυτη φωτεινότητα εξαρτάται μόνο από τις παραμέτρους της δέσμης και μπορεί να γραφεί με τη μορφή εξίσωσης[6]:

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r n_1 n_2}{2\pi \sigma_x \sigma_y}, \quad (1.2)$$

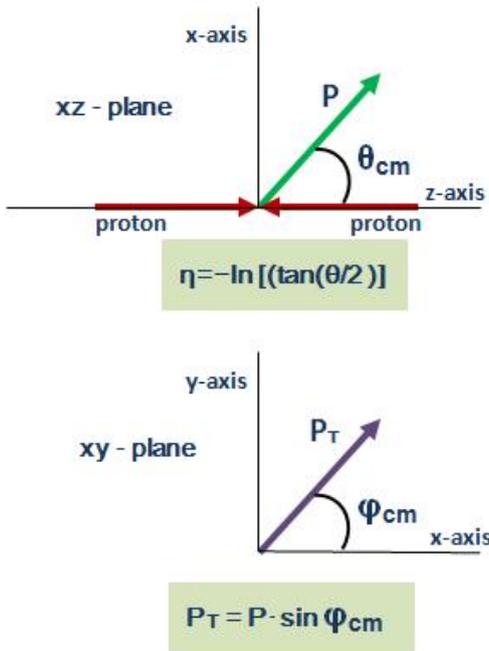
όπου f_r είναι η συχνότητα με την οποία γίνονται οι συγκρούσεις στον LHC, n_b ο αριθμός των "πακέτων" (bunches) που συγκρούονται στο σημείο αλληλεπίδρασης, n_1 και n_2 είναι ο αριθμός των σωματιδίων στα δύο συγκρουόμενα bunches και σ_x, σ_y είναι το οριζόντιο και κάθετο προφίλ της δέσμης αντίστοιχα. Σε αυτή τη μορφή, υποθέτουμε ότι οι δέσμες είναι ταυτόσημες (και τα προφίλ τους είναι Gaussian και ανεξάρτητα από τη θέση κατά μήκος της δέσμης) και οι κατανομές σωματιδίων δεν μεταβάλλονται κατά τη διάρκεια της σύγκρουσης.

Τα τυπικά μεγέθη δέσμης των συγκρουόμενων σωματιδίων είναι 20 - 100 μm και οι τυπικές στιγμιαίες φωτεινότητες είναι της τάξης των $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

Μία ακόμη ποσότητα που προτιμάται είναι η **εγκάρσια ορμή**, p_T και υπολογίζεται από την εγκάρσια ενέργεια, που μεταφέρεται στα θερμιδόμετρα και είναι επίσης Lorentz invariant κάτω από σχετικιστικούς μετασχηματισμούς. Έτσι, στη φυσική των σωματιδίων η ορμή ορίζεται ως:

$$p = (p_T, \eta, \phi), \quad (1.4)$$

όπου $p_x = p_T \cos \phi$, $p_y = p_T \sin \phi$, $p_z = p_T \sinh \eta$ και $|p| = p_T \cosh \eta$. Επομένως η ενέργεια είναι: $E = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ και για head on collision: $\sqrt{s} = 2\sqrt{2E_{\text{beam1}}E_{\text{beam2}}}$, όμως για τον LHC ισχύει: $E_{\text{beam1}} = E_{\text{beam2}} \Rightarrow \sqrt{s} = 2E_{\text{beam}}$, όπου $E_{\text{beam}} = 7 \text{ TeV}$. Δύο σωματίδια μπορούν να περάσουν κοντά το ένα στο άλλο, με μικρή παράμετρο κρούσης, β , όπου το αποτέλεσμα της σύγκρουσής τους είναι ευρείες γωνίες σκέδασης, επομένως μεγάλη p_T .



Σχήμα 1.6: Γεωμετρική σχέση η και p_T με αζιμουθιακές συντεταγμένες.

Το σύστημα συντεταγμένων που χρησιμοποιείται για την περιγραφή του ανιχνευτή και των προϊόντων που προκύπτουν από τις υψηλές ενεργειακές συγκρούσεις $p-p$, έχει ως αρχή αξόνων το IP, με τον z να είναι κατά μήκος του beam pipe με τη θετική φορά προς τη μεριά της Γενεύης, ο x -άξονας κοιτάει κατά μήκος της ακτίνας του LHC, με θετική φορά προς το κέντρο του δακτυλίου, ενώ ο y -άξονας είναι κάθετος στο επίπεδο xz , με θετική φορά προς τα πάνω. Η γωνία αζιμουθίου ϕ , μετράται γύρω από τον άξονα της δέσμης και η πολική γωνία θ είναι η γωνία από τον άξονα της δέσμης που μετράται γύρω από τον άξονα x . Χρησιμοποιώντας το σύστημα συντεταγμένων του ATLAS, η απόσταση ΔR στο χώρο γωνίας ψευδοκλίτητας-αζιμουθίου ορίζεται ως $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$.

1.2 Ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων - LHC

Ο LHC - Large Hadron Collider[10] είναι ο μεγαλύτερος και ισχυρότερος επιταχυντής σωματιδίων στον κόσμο. Πρόκειται για έναν κυκλικό υπεραγωγίμο επιταχυντή αδρονίων που βρίσκεται στον Ευρωπαϊκό Οργανισμό Πυρηνικών Ερευνών (CERN), στα γαλλο-ελβετικά σύνορα κοντά στη Γενεύη της Ελβετίας. Ο LHC είναι εγκατεστημένος σε υπόγεια σήραγγα μήκους 27 km, σε βάθος που κυμαίνεται από 50 έως και 175 m.



Σχήμα 1.7: Αναπαράσταση της σήραγγας του επιταχυντή LHC. Επίσης διακρίνονται οι τοποθεσίες των τεσσάρων μεγαλύτερων πειραμάτων που λαμβάνουν χώρα.

Κατασκευάστηκε μεταξύ 1984 -1989 και χρησιμοποιήθηκε αρχικά από τον μεγάλο επιταχυντή ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων LEP, ο οποίος λειτουργούσε μέχρι το τέλος του 2000. Η πρώτη δέσμη του LHC παράχθηκε τον Σεπτέμβριο του 2008 και η οι πρώτες συγκρούσεις προέκυψαν περίπου ένα χρόνο αργότερα, με την έως τώρα ενέργεια σύγκρουσης πρωτονίων-πρωτονίων να φθάνει τα 14 TeV, στο κέντρο μάζας. Σε αυτή την ενέργεια τρισεκατομμύρια πρωτόνια διασχίζουν τη σήραγγα 11,245 φορές/s.

Ο στόχος των πειραμάτων του LHC είναι να επιβεβαιώσει ή να απορρίψει θεωρίες που έχουν αναπτυχθεί, όπως το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model²), να απαντηθούν ερωτήσεις που σχετίζονται με την προέλευση και την ιεραρχία των μαζών όλων των γνωστών σωματιδίων, τη σκοτεινή ύλη, την Υπερσυμμετρία, τη παραβίαση της συμμετρίας φορτίου-ομοτιμίας (CP violation) και πολλά άλλα. Η ανακάλυψη του σωματιδίου Higgs ανακοινώθηκε από τα πειράματα ATLAS και CMS το καλοκαίρι του 2012, όπου η αναζήτηση του ήταν από τους πρωταρχικούς στόχους για το πρώτο run του LHC.

²Το μοντέλο αυτό περιγράφει μόλις το 4% του γνωστού μας σύμπαντος, με αποτέλεσμα να παραμένουν αναπάντητα ερωτήματα. Συνεπώς, για να ριζούμε εν'φως"σε όλα αυτά τα ερωτήματα, ένα πεδίο της φυσικής είναι ειδικά αφιερωμένο σε αυτά, η Σωματιδιακή Φυσική, η οποία μελετά τα στοιχειώδη δομικά συστατικά της ύλης και τον τρόπο με τον οποίο αλληλεπιδρούν.

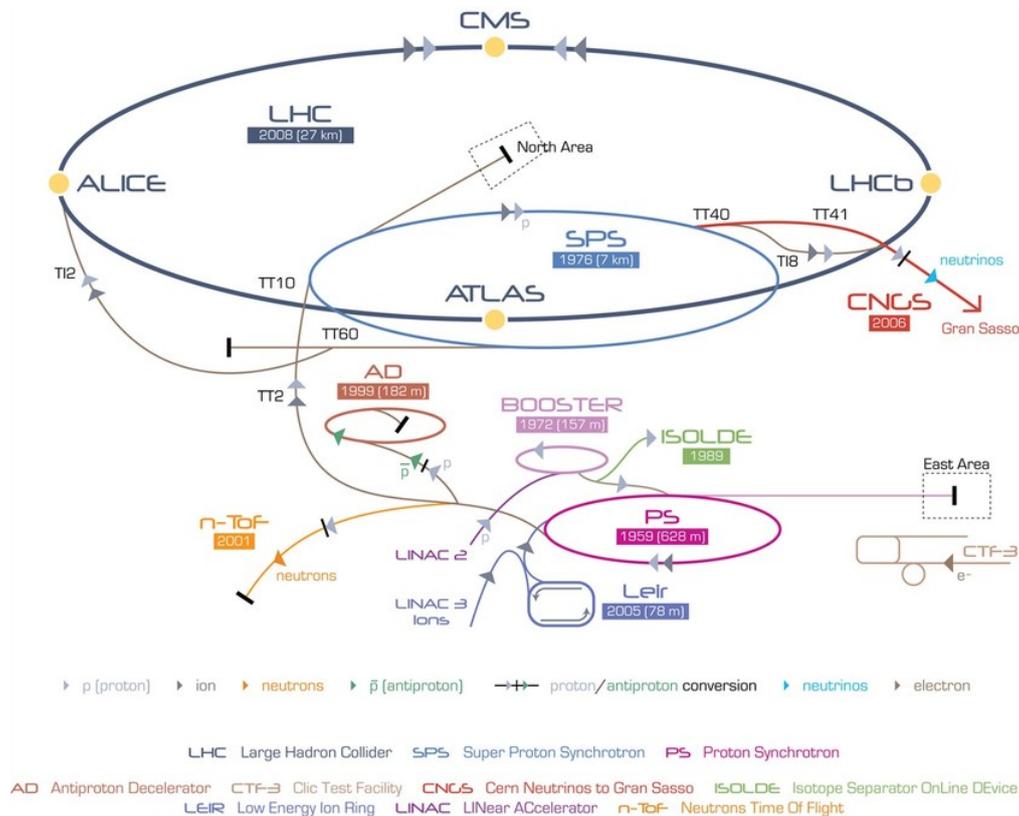
1.2.1 Οι εγκαταστάσεις και τα πειράματα

Ένα σύνολο επιταχυντών τροφοδοτούν τον LHC με τα προ-επιταχυνόμενα πρωτόνια πριν αυτά αποκτήσουν την τελική τους ταχύτητα και συγκρουστούν στα IPs.



Σχήμα 1.8: Η φιάλη τροφοδοσίας του LHC.

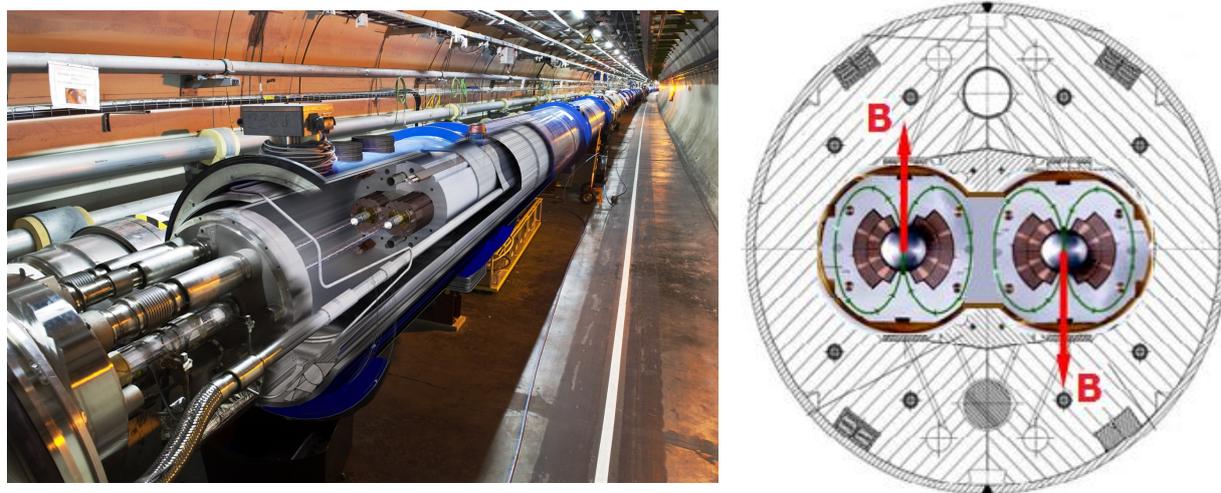
Αρχικά, σε μία απλή φιάλη αερίου υδρογόνου εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο ώστε οι πυρήνες υδρογόνου να απομακρυνθούν από τα ηλεκτρόνια τους και τα πρωτόνια να προχωρήσουν στο πρώτο στάδιο της διαδρομής της επιτάχυνσης τους που είναι γραμμικός επιταχυντής LINAC 2, όπου εκεί επιταχύνονται στην ενέργεια 50 MeV. Στη συνέχεια η δέσμη εισέρχεται στον Proton Synchrotron Booster (PSB), όπου η ενέργεια πρωτονίων αυξάνεται στα 1,4 GeV, προτού να περάσουν στον Proton Synchrotron (PS) φτάνοντας την ενέργεια των 25 GeV. Το τελευταίο στάδιο πριν από τον LHC είναι ο Synchrotron Super Proton (SPS), όπου τα πρωτόνια φτάνουν στην ενέργεια των 450 GeV και τέλος ο LHC τα επιταχύνει στα 7 TeV.



Σχήμα 1.9: Σχέδιο του συμπλέγματος των βοηθητικών επιταχυντών που τροφοδοτούν τον LHC με δέσμες σωματιδίων. Οι δέσμες συγκρούονται στις 4 πειραματικές περιοχές που αντιστοιχούν στις υπόγειες εγκαταστάσεις των πειραμάτων (ATLAS, CMS, ALICE, LHCb).

Οι επιταχυντές αυτοί σχεδιάστηκαν αρχικά για τον LEP. Αργότερα αναβαθμίστηκαν για να καλύψουν τις ανάγκες του LHC, όπου απαιτούνται δέσμες

πρωτονίων υψηλής έντασης με μικρές εγκάρσιες και καλά καθορισμένες διαμήκεις διαδρομές για την επίτευξη υψηλής φωτεινότητας. Ο δακτύλιος αυτός είναι ένα από τα σπουδαιότερα επιτεύγματα της σύγχρονης επιστήμης, καθώς πέρα από το εντυπωσιακό μέγεθός του αποτελείται από περισσότερους από 2000 υπεραγωγίσιμους μαγνήτες. Προκειμένου να συγκρουστούν δύο αντίθετα περιστρεφόμενες δέσμες πρωτονίων/ιόντων, είναι απαραίτητο να εφαρμοστούν αντίθετα μαγνητικά πεδία στους δύο δακτυλίους όπου κινούνται τα σωματίδια. Το μαγνητικό σύστημα του LHC[11] αποτελείται από υπεραγωγίσιμους διπολικούς, τετραπολικούς, εξαπολικούς, οκταπολικούς και δεκαπολικούς μαγνήτες που συγκρατούν τις δέσμες γύρω από την περιφέρεια των 27 km και λειτουργο-



Σχήμα 1.10: Αριστερά: ο LHC εγκατεστημένος στο εσωτερικό της σήραγγας LEP. Δεξιά: Γραφική αναπαράσταση της διατομής του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του σωλήνα διέλευσης των πρωτονίων.

ύν σε θερμοκρασίες κοντά στο απόλυτο μηδέν (-271.3°C), παράγοντας ισχυρά μαγνητικά πεδία έως 8,4 T, 100.000 φορές ισχυρότερα από το μαγνητικό πεδίο της Γης. Οι διπολικοί μαγνήτες, 1232 στο σύνολο τους, είναι ένα από τα πιο σύνθετα μέρη του LHC και χρησιμοποιούνται για να κάμπουν τις διαδρομές των σωματιδίων. Επίσης 392 τετραπολικοί μαγνήτες εστιάζουν την δέσμη και κοιλότητες ραδιοσυχνοτήτων κατά μήκος του LHC επιταχύνουν τα σωματίδια και τα διατηρούν σε ελεγχόμενες δέσμες. Όταν οι δέσμες σωματιδίων εισέρχονται στους ανιχνευτές, τρεις τετραπολικοί μαγνήτες συμπιέζουν τη δέσμη ακόμα περισσότερο πριν τη σύγκρουση, από 0,2 mm έως 16 μm . Μετά τη σύγκρουση, οι δέσμες σωματιδίων διαχωρίζονται και πάλι από διπολικούς μαγνήτες, ενώ κάποιοι άλλοι ελαχιστοποιούν την εξάπλωση των σωματιδίων που προκύπτουν από τις συγκρούσεις.

Η υπεραγωγιμότητα δεν θα μπορούσε να συμβεί χωρίς τη χρήση κρυογονικών συστημάτων για την αποφυγή της υπερθέρμανσης των μαγνητών. Τα σύρματα των πηνίων από Niobium-Titanium (NbTi) πρέπει να διατηρούνται σε χαμηλές θερμοκρασίες για να φτάσουν σε μια υπεραγωγίσιμη κατάσταση. Η ψύξη τους στους 1,9 K γίνεται από ένα κλειστό κύκλωμα με υπερ-ρευστό He. Ο κρυογονι-

κός εξοπλισμός χρησιμοποιεί 100 τόνους υπερ-ρευστού He και είναι πρωτοφανής σε κλίμακα και πολυπλοκότητα σε ολόκληρο τον κόσμο, καθιστώντας τον LHC το μεγαλύτερο κρουγονικό σύστημα στον κόσμο και ένα από τα πιο ψυχρά μέρη στη Γη!

Ο επιταχυντής φθάνει τη μέγιστη ενέργεια σχεδιασμού του τα 7 TeV ανά δέσμη, η οποία μεταφράζεται σε συνολική ενέργεια σύγκρουσης της τάξης των 14 TeV στο κέντρο μάζας. Σε αυτή την ενέργεια τα πρωτόνια κινούνται με ταχύτητα $0.9999999 c$, με συνέπεια ένα πρωτόνιο να χρειάζεται μόλις 90 μs για να διατρέξει την πλήρη περίμετρο του επιταχυντή. Οι δέσμες δεν είναι συνεχείς αλλά κινούνται σε "πακέτα" (2808 bunches/beam) ούτως ώστε οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των δύο δεσμών να συμβαίνουν σε διακριτά χρονικά διαστήματα με διαφορά χρόνου 25 ns, με κάθε δέσμη να περιέχει μέχρι $\sim 1.2 \times 10^{11}$ πρωτόνια. Η φωτεινότητα (Luminosity) σχεδιασμού του LHC είναι της τάξης των $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ παράγοντας σωματίδια με ρυθμό σύγκρουσης των πακέτων δέσμης της τάξης των 40 εκατομμυρίων ανά δευτερόλεπτο, δηλαδή 40 MHz. Έτσι ο αριθμός των συγκρούσεων φθάνει τους $10^9/s$ [12]. Στον LHC είναι δυνατό να δημιουργη-

Beam Parameters	Design	2010	2011	2012	2015
Centre-of-mass energy, \sqrt{s} [TeV]	14	7	7	8	13
Peak luminosity, L [$10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	10	0.21	3.65	7.73	5.02
Integrated luminosity, delivered, \mathcal{L} [fb^{-1}/y]	80-120	0.048	5.46	22.8	4.2
Integrated luminosity, recorded, \mathcal{L} [fb^{-1}/y]	–	0.045	5.08	21.3	3.9
Maximum number of colliding bunches	2880	348	1331 ¹	1380	2232
Maximum number of protons per bunch [10^{11}]	1.15	1.2	1.4	1.6	1.2
Minimum bunch spacing [ns]	25	150	50	50	25
Average pile-up $\langle \mu \rangle$	19.02	< 3	9.1	20.7	13.7

Σχήμα 1.11: Οι προβλεπόμενες τιμές της δέσμης και της φωτεινότητας όσο και οι πραγματικές τιμές κατά την διάρκεια των 4 χρόνων λειτουργίας του LHC [13].

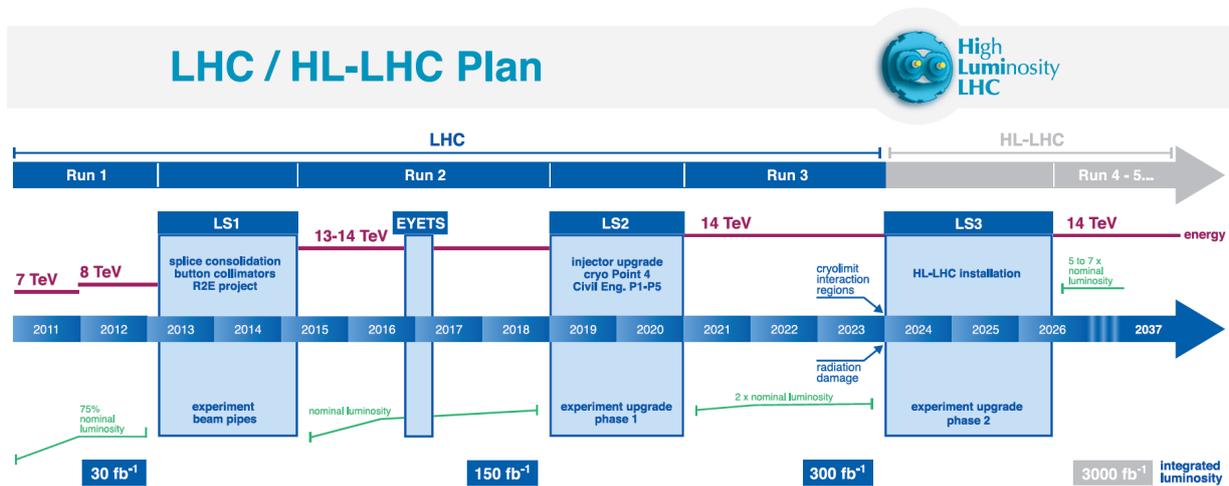
θούν συνθήκες παρόμοιες με εκείνες που υπήρχαν αμέσως μετά το Big-Bang επιτρέποντας μας με αυτόν τον τρόπο να ερευνήσουμε κάθε συστατικό αυτού του Κόσμου!

Το ATLAS και CMS είναι τα δύο πειράματα γενικής φυσικής και υψηλής φωτεινότητας που φιλοξενεί ο LHC. Υπάρχουν επίσης δύο πειράματα που στοχεύουν σε χαμηλότερη φωτεινότητα. Το LHCb όπου ερευνάται η B-physics με φωτεινότητα $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ και το TOTEM για την ανίχνευση πρωτονίων που προέρχονται από ελαστική σκέδαση σε χαμηλές γωνίες με $\mathcal{L} = 2 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Τέλος, το ALICE μελετάει τις συγκρούσεις από δέσμες ιόντων $Pb - Pb$ ή $p - Pb$, με $\mathcal{L} = 2 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

1.2.2 Με στόχο την υψηλή φωτεινότητα

Κατά τη διάρκεια του **Run-1** (2010-2012), ο LHC ήταν σε θέση να παραδώσει συνολικά 28.26 fb^{-1} δεδομένων σύγκρουσης πρωτονίων-πρωτονίων ($p - p$) που οδήγησαν σε σημαντικά συμπεράσματα και αξιολογικά πειραματικά αποτελέσματα. Λειτουργούσε κατά κύριο λόγο με διαίρεση μίας δέσμης σε ~ 1404 bunches, ανά 50 ns. Η επιτυχημένη πρώτη περίοδος έληξε τον Δεκέμβριο του 2012 και ακολούθησε η εποχή του Long Shutdown 1 (LS1). Κατά τη διάρκεια της διετούς περιόδου τερματισμού λειτουργίας, ο επιταχυντής καθώς και τα πειράματα, υποβλήθηκαν σε μια σειρά εργασιών αναβάθμισης και συντήρησης.

Κατά τη διάρκεια του **Run-2** που ξεκίνησε στις αρχές του 2015, ο LHC λειτουργεί με σχεδόν διπλάσια ενέργεια κέντρου μάζας (14 TeV) και μικρότερη χρόνο διέλευση δέσμης (bunch crossing-BC), 25 ns που οδήγησε σε αύξηση της φωτεινότητας σε $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Το τρέχον πρόγραμμα αναβάθμισης



Σχήμα 1.12: Το πρόγραμμα αναβάθμισης του LHC.

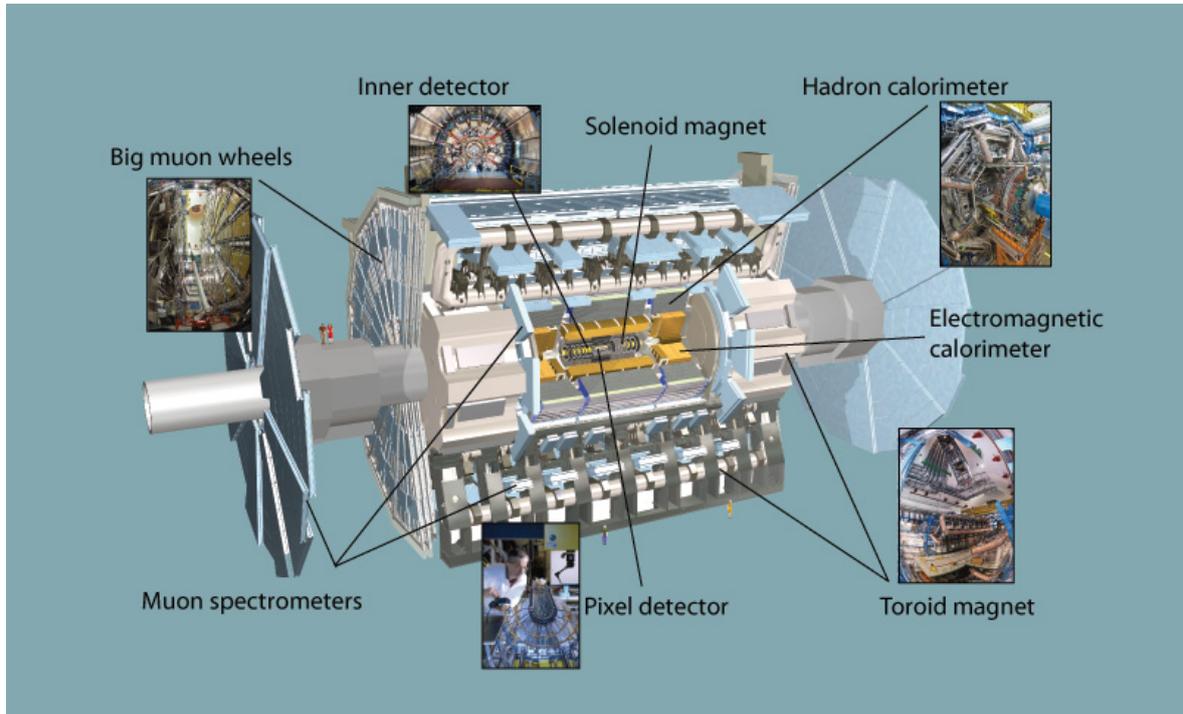
προβλέπει δύο επιπλέον περιόδους τερματισμού λειτουργίας, τις LS2 (2019) και LS3 (2024). Η αναβάθμιση των επιταχυντών μετά το LS2 περιμένουμε να οδηγήσουν σε περαιτέρω αύξηση της φωτεινότητας που θα υπερβεί ελαφρώς την $\mathcal{L} = 2 - 3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ και θα μπορεί να συλλέξει περισσότερα από $150 \text{ fb}^{-1}/\text{year}$. Η μετάβαση του LHC σε υψηλής φωτεινότητας επιταχυντή, High Luminosity (HL) θα λάβει χώρα κατά τη διάρκεια του LS3 (**Run-3**), όπου αναμένεται να καταγραφούν περισσότερα από 3.000 fb^{-1} δεδομένα κατά τη διάρκεια του. Το περιβάλλον HL-LHC θα είναι εξαιρετικά ενδιαφέρον και θα αποτελεί πρόκληση καθώς οι αναμενόμενες μέγιστες φωτεινές κορυφές (βλ. Σχήμα 1.28), για τα πειράματα ATLAS και CMS, θα φθάσουν να έχουν φωτεινότητα $\mathcal{L} = 7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Προκειμένου να αντιμετωπιστούν οι αναμενόμενοι υψηλοί ρυθμοί σωματιδίων, έχει προγραμματιστεί μια σειρά αναβαθμίσεων για τα πειράματα του LHC που θα τους επιτρέψουν να διατηρήσουν την ομαλή και αποτελεσματική λειτουργία τους και κατά τη διάρκεια του HL-LHC.

1.3 Πείραμα ATLAS

Το πείραμα ATLAS - A Toroidal LHC Apparatus [14] σχεδιάστηκε για τη μέλετη ενός ευρύ φάσματος της φυσικής, επιβεβαιώνοντας τις έως τώρα θεωρίες του Standard Model και φτάνοντας στην ανακάλυψη του σωματιδίου Higgs, συνεχίζει για την εξερεύνηση άγνωστων ακόμα πτυχών της φυσικής. Ο ATLAS είναι ο ογκωδέστερος ανιχνευτής σωματιδίων που κατασκευάστηκε ποτέ και περικλείει γύρω από το σημείο σύγκρουσης ένα σύνολο ανιχνευτών και μαγνητών. Η κυλινδρική δομή του έχει μήκους 44 m, διάμετρο 25 m και ακολουθεί τη κλίση του LHC, η οποία είναι κεκλιμένη κατά 1,23% σε σχέση με το απόλυτο οριζόντιο επίπεδο και είναι συμμετρικό σε σχέση με το interaction point - και ζυγίζει συνολικά 7.000 τόνους. Η κατασκευή του άρχισε το 2003 και το 2009 είχαμε την πρώτη σύγκρουση σωματιδίων ($p - p$) στο εσωτερικό του. Μια γραφική αναπαράσταση του πειράματος ATLAS παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.13. Χωρίζεται στην περιοχή του barrel και δύο περιοχές endcaps, όπου οι ανιχνευτές σχηματίζουν δίσκους για την αύξηση της κάλυψης του ανιχνευτή. Τα διαφορετικά υποσυστήματα του ATLAS καταγράφουν την τροχιά, την ορμή και την ενέργεια των παραγόμενων σωματιδίων. Ένας ισχυρός μαγνήτης κάμπει τις τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων επιτρέποντας την μέτρηση της ορμής τους, ενώ τα δεδομένα συλλέγονται από τα ηλεκτρονικά συστήματα του ανιχνευτή. Τα κυριότερα υποσυστήματα του ATLAS είναι τα εξής:

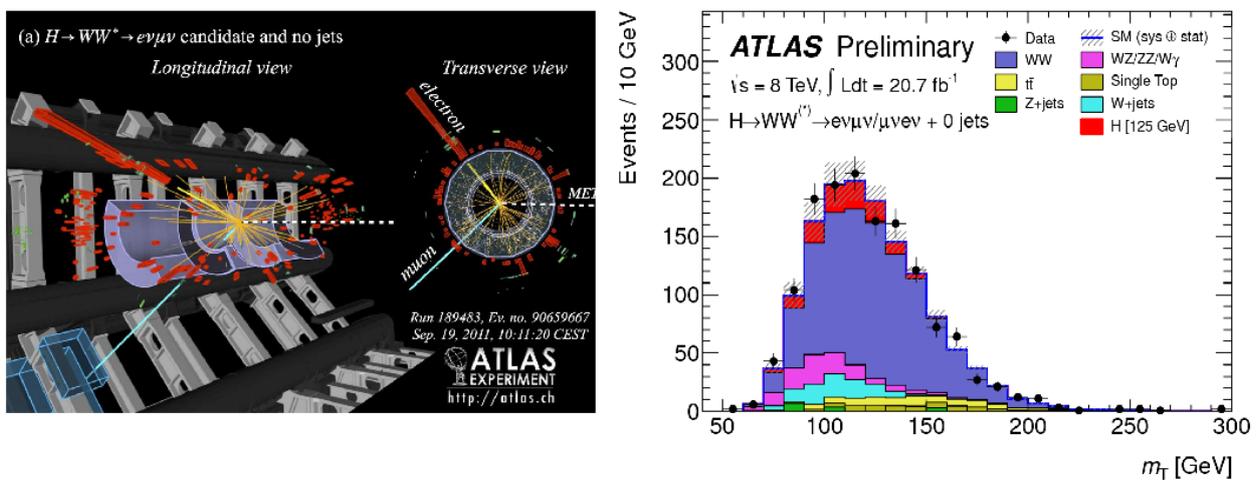
- Το σύστημα μαγνητών (Magnet System)
- Ο εσωτερικός ανιχνευτής τροχιών (Inner Detector)
- Τα καλορίμετρα (Calorimeters)
- Το φασματομέτρο μιονίων (Muon Spectrometer)
- Το σύστημα σκανδαλισμού και συλλογής δεδομένων (TDAQ)

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



Σχήμα 1.13: Γραφική αναπαράσταση του ανιχνευτή ATLAS, όπου φαίνονται τα επιμέρους τμήματα του.

Μέχρι στιγμής, η κορυφαία επιτυχία του ATLAS είναι η ανακάλυψη του μποζονίου Higgs, με μάζα 125 GeV, περίπου 133 φορές τη μάζα του πρωτονίου και μηδενικού σπιν και είναι υπεύθυνο για το σπάσιμο της ηλεκτρασθενούς συμμετρίας. Αυτό το νέο σωματίδιο ανακαλύφθηκε κυρίως από τα προϊόντα των διασπάσεων των W, Z μποζονίων καθώς και από ζεύγη φωτονίων και άλλων σωματιδίων, όπως προβλέπει το SM. Λεπτομερείς μελέτες για τη φύση του νέου μποζονίου αποτελούν σημαντικό θέμα για το επικείμενο πρόγραμμα LHC. Μια από τις διασπάσεις του Higgs καθώς και τα κανάλια ανακάλυψης φαίνονται παρακάτω.



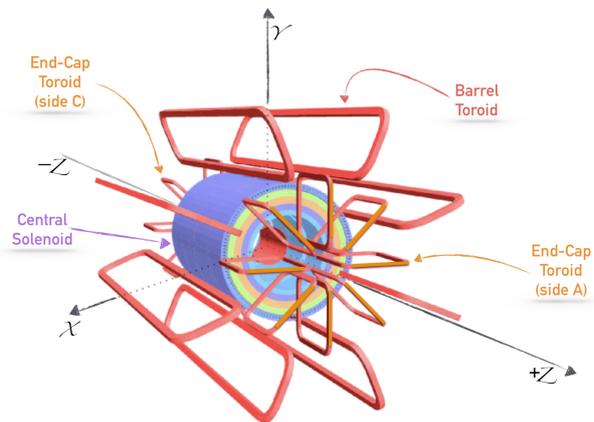
Σχήμα 1.14: Αριστερά: αναπαράσταση της διάσπασης ενός μποζονίου Higgs κατά την διάρκεια του Run – 1 από δεδομένα του πειράματος ATLAS, σε WW^* μποζόνια καθένα από τα οποία διασπάται σε ένα ηλεκτρόνιο (μπλε γραμμή) και ένα μόνιο (κόκκινη γραμμή) και τα αντίστοιχα νετρίνα τους. Δεξιά: το φάσμα της μάζας που συνδυάζει όλες τους τρόπους παραγωγής, όπου η περιοχή "ανακάλυψης" του Higgs είναι η κορυφή στα 125 GeV.

1.3.1 Σύστημα μαγνητών (Magnet System)

Τα προϊόντα μιας σύγκρουσης μπορούν να αλληλεπιδρούν είτε ισχυρά είτε ασθενώς με τον ανιχνευτή. Με βάση τον μηχανισμό αλληλεπίδρασης τα σωματίδια καταθέτουν μια συγκεκριμένη ποσότητα ενέργειας στον όγκο του ανιχνευτή. Προκειμένου να αυξηθεί αυτή η ενέργεια και να αποκτηθούν κρίσιμες πληροφορίες για το συγκεκριμένο σωματίδιο, χρησιμοποιείται ένα σύστημα μαγνητών.

Ο πρωταρχικός ρόλος του συστήματος μαγνητών είναι να βοηθήσει στις μετρήσεις της ορμής των φορτισμένων σωματιδίων, καμπυλώνοντας τις τροχιές τους γύρω από τα διάφορα στρώματα ανίχνευσης. Το σύστημα μαγνητών του ATLAS αποτελείται από υπεραγώγιμους μαγνήτες τοποθετημένους σε κατάλληλες θέσεις γύρω από το IP και μπορούν να χωριστούν σε τρία κύρια μέρη:

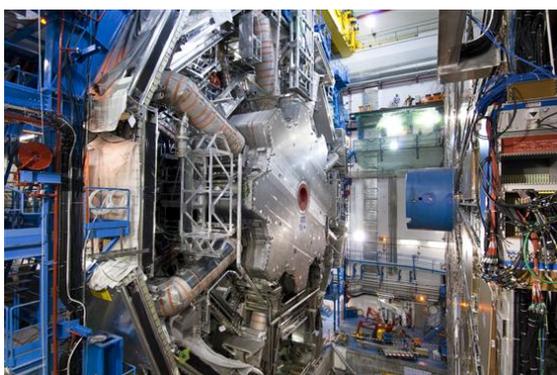
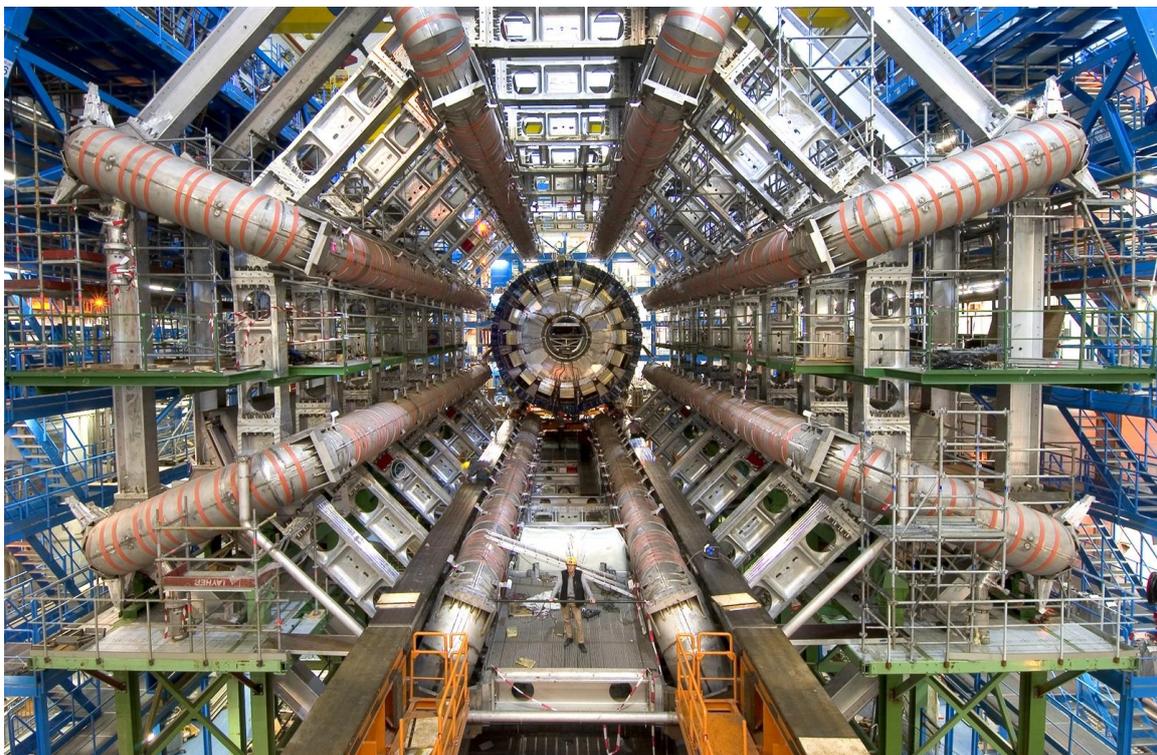
- Το Central Solenoid[15], το οποίο είναι υπεύθυνο για το μαγνητικό πεδίο στον εσωτερικό ανιχνευτή.
- Το air-core Barrel Torroid[16].
- Τα δύο air-cored End-Cap Torroids[17], τα οποία παρέχουν το αναγκαίο τοροειδές πεδίο για το μιονικό φασματόμετρο.



Σχήμα 1.15: Γραφική αναπαράσταση του μαγνητικού συστήματος του ATLAS, όπου φαίνονται τα επιμέρους τμήματά του.

Οι συνολικές διαστάσεις του μαγνητικού συστήματος καθορίζονται από την δομή του Barrel Torroid όπου εκτείνεται σε 26 m μήκος και εξωτερική διάμετρο της τάξεως των 20 m. Το υπεραγώγιμο μαγνητικό σύστημα του ATLAS ψύχεται με υγρό ήλιο σε θερμοκρασία 4.8 K. Με όρους ενέργειας οι τοροειδής μαγνήτες είναι ηλεκτρικά συνδεδεμένοι σε σειρά και λειτουργούν σε ρεύμα της τάξεως των 20 kA ενώ το κεντρικό σωληνοειδές λειτουργεί σε χαμηλότερη ονομαστική λειτουργία της τάξεως των 7.6 kA.

Το κεντρικό υπεραγώγιμο σωληνοειδές, είναι ευθυγραμμισμένο με τον άξονα της δέσμης και είναι σχεδιασμένο ώστε να παρέχει ένταση μαγνητικού πεδίου ~ 2 T κατά μήκος της δέσμης για την μέτρηση της ορμής στον Inner Detector. Η εσωτερική και η εξωτερική διάμετρος είναι 2.46 m και 2.56 m αντίστοιχα και το μήκος του ανέρχεται στα 5.8 m. Είναι τοποθετημένο σε έναν κρυοστάτη που το μοιράζεται με το καλορίμετρο και λειτουργεί στους 4.8 K. Το τοροειδές σύστημα μαγνητών έχει μέση τιμή έντασης περί τα 0.5 T. Το εξωτερικό τοροειδές μαγνητικό πεδίο, κάθετο σε αυτό του σωληνοειδούς, παράγεται από 8 πολύ



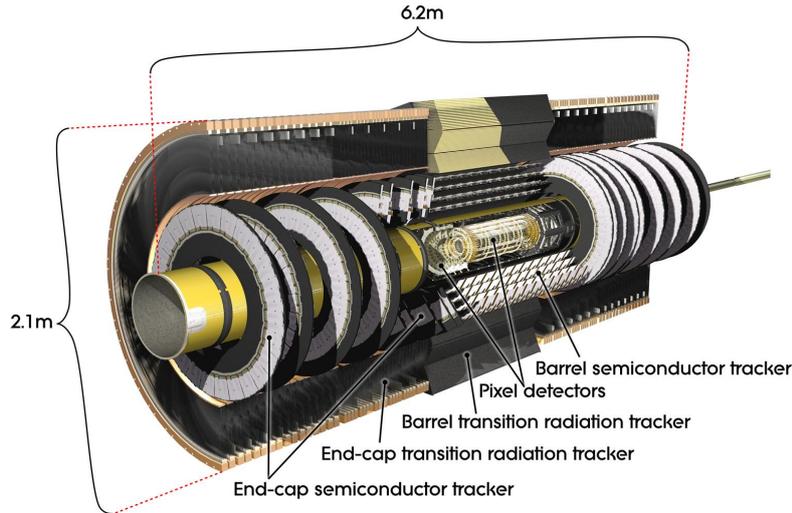
Σχήμα 1.16: Φωτογραφίες των 3 διαφορετικών τμημάτων του μαγνητικού συστήματος του πειράματος ATLAS. την πάνω εικόνα, φαίνονται τα 8 barrel coils του ATLAS. Στην κάτω δεξιά εικόνα, ο κυλινδρικός σωληνοειδής μαγνήτης και αριστερά ένας από τους 2 end-cap τοροειδής μαγνήτες στην τελική τους θέση περιβαλλόμενα από τα barrel toroid coils.

μεγάλους υπεραγωγίσιμους κυλινδρικούς βρόγχους και δύο τοροειδή με 8 πηνία το καθένα, που βρίσκονται στα endcaps, τα οποία στο σύνολο τους είναι εκτός των θερμοδομέτρων και εντός του συστήματος μιονίων. Η ένταση του μαγνητικού πεδίου ποικίλει ανάλογα με την pseudorapidity για την περιοχή του barrel με ανώτατη τιμή τα 3.9 T, ενώ για τα endcaps η μέγιστη τιμή αγγίζει τα 4.1 T.

1.3.2 Εσωτερικός ανιχνευτής (Inner Detector)

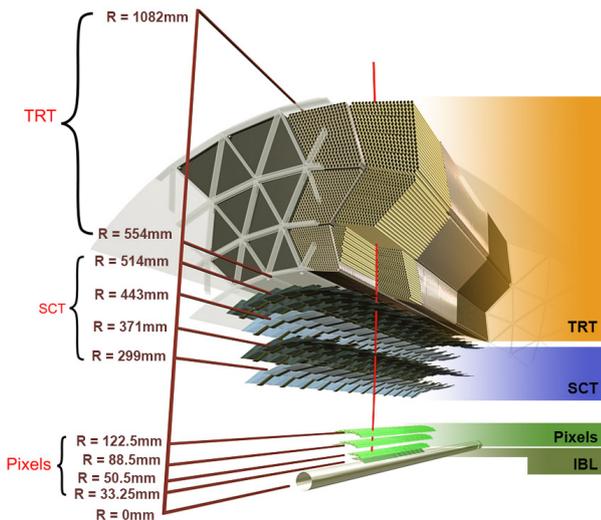
Ο εσωτερικός ανιχνευτής (Inner Detector-ID) [18] αποτελείται από τρεις διαφορετικής τεχνολογίας ανιχνευτές, τους Silicon Pixel Detector, Semi-Conductor Tracker (SCT) και Transition Radiation Tracker (TRT). Η βασική λειτουργία τους είναι να αποτυπώνουν το ίχνος των διερχόμενων φορτισμένων σωματιδίων, αποκαλύπτοντας λεπτομερείς πληροφορίες για το είδος του σωματιδίου και την

ορμή του. Όλοι περικλείονται από τον κεντρικό σωληνοειδή μαγνήτη.



Σχήμα 1.17: Γραφική αναπαράσταση του ανιχνευτή ATLAS ID, όπου φαίνονται τα επιμέρους τμήματα του.

Πρώτο μέρος του ID είναι ο Pixel Detector (PD), όπου τρεις ομοαξονικοί κύλινδροι είναι τοποθετημένοι στο barrel και τρεις δίσκοι σε κάθε άκρο του κυλίνδρου αυτού. Συνολικά αποτελείται από 1.744 μονάδες, με 47.000 pixels και $2 \times 6 \text{ cm}^2$ εμβαδόν η κάθε μονάδα. Οι αισθητήρες του PD είναι κατασκευασμένοι από πυρίτιο, στους οποίους παράγονται ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών κάθε φορά που κάποιο φορτισμένο σωματίδιο τα διαπερνά. Το φορτίο που δημιουργείται κατ' αυτόν τον τρόπο συλλέγεται από τους αισθητήρες και έτσι λαμβάνουμε την πληροφορία για τις τροχιές των σωματιδίων που διαπερνούν αυτό το κομμάτι του ανιχνευτή.



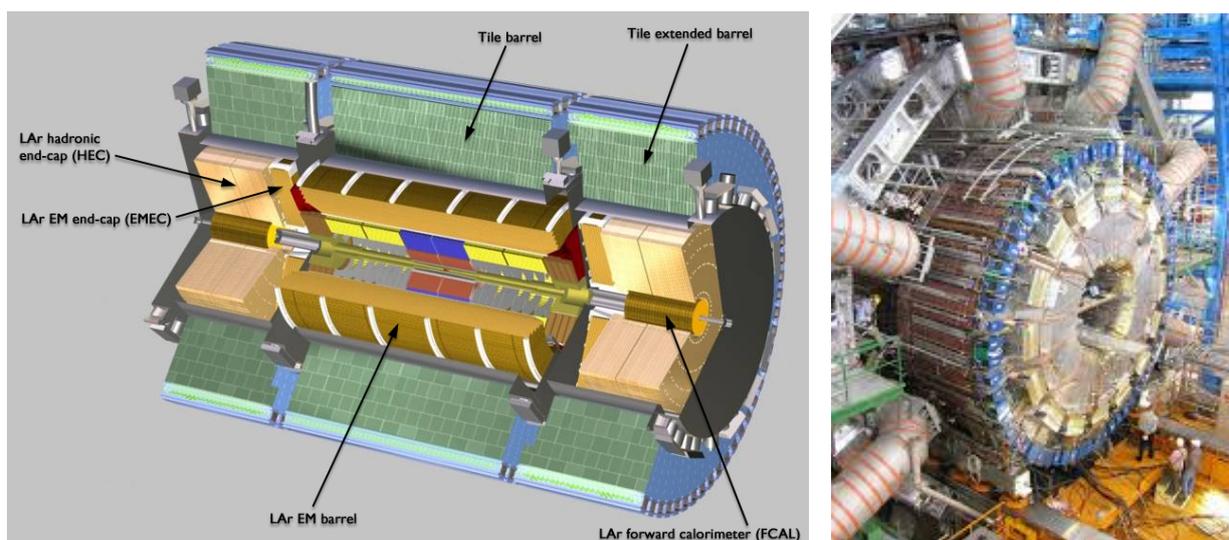
Σχήμα 1.18: Γραφική αναπαράσταση ενός τεταρτημορίου του ATLAS ID, όπου φαίνονται τα επιμέρους τμήματα του και η ακτίνα τους.

Μεγάλη έμφαση έχει δοθεί στην ακρίβεια μέτρησης της θέσης των διερχόμενων σωματιδίων η οποία φτάνει μέχρι και τα $10 \mu\text{m}$ στο επίπεδο $r - \phi$ και τα $115 \mu\text{m}$ στην z -κατεύθυνση. Επόμενο στρώμα του ανιχνευτή ID είναι ο SCT microstrip επίσης πολύ καλής χωρικής διακριτικής ικανότητας και κατασκευασμένος από πυρίτιο. Αποτελείται από 4 διπλά στρώματα από strips πυριτίου εμβαδού $80 \text{ mm} \times 12 \text{ cm}$ το καθένα και 6.3 εκατομμύρια readout κανάλια. Η μέτρηση της θέσης των σωματιδίων φτάνει σε ακρίβεια τα $17 \mu\text{m}$ στο επίπεδο $r - \phi$ και $580 \mu\text{m}$ στην z -κατεύθυνση. Τέλος ο TRT είναι υπεύθυνος για τη μέτρηση της θέσης των σωματιδίων μέσω των σωλήνων ολίσθησης

(drift tubes ή straw), με 4 mm σε διάμετρο και 144 cm σε μήκος, οι οποίοι περιέχουν αέριο. Αυτό ιονίζεται και όταν το διαπερνούν φορτισμένα σωματίδια και το ηλεκτρικό πεδίο τα παρασύρει προς το μεταλλικό σύρμα που βρίσκεται στο κέντρο κάθε straw και συλλέγει το σήμα, αφού αυτό έχει πρώτα ενισχυθεί. Τα straws αριθμούν 300.000, με χωρική διακριτική ικανότητα στα 130 μm .

1.3.3 Θερμιδόμετρα (Calorimeters)

Τα θερμιδόμετρα[19] βρίσκονται εξωτερικά του εσωτερικού ανιχνευτή τροχιών και είναι σχεδιασμένα ώστε να απορροφούν όλη ή μέρος της ενέργειας όλων των σωματιδίων που αλληλεπιδρούν ηλεκτρομαγνητικά, δηλαδή όλα τα φορτισμένα σωματίδια και τα φωτόνια. Τα πιο ελαφριά ή λιγότερο ενεργητικά σωματίδια εναποθέτουν όλη τους την ενέργεια εδώ, ενώ τα πιο βαριά ή ενεργητικά, όπως τα αδρόνια, αφήνουν μόνο μέρος της ενέργειάς τους. Στο πείραμα ATLAS υπάρχουν δύο ειδών θερμιδόμετρα [20]: *i*)το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο (**Electromagnetic Calorimeter**), όπου ανιχνεύονται ηλεκτρόνια, ποζιτρόνια και φωτόνια και *ii*)το αδρονικό θερμιδόμετρο (**Hadron Calorimeter**), όπου ανιχνεύονται μεσόνια ή βαρυόνια. Το ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο χαρακτηρίζεται από εξαιρετική ακρίβεια μέτρησης τόσο της συνολικής ενέργειας που εναποτίθεται σε αυτό όσο και της θέσης/κατεύθυνσης που συνέβη η συγκεκριμένη απορρόφηση, αξιολογώντας επίσης την έλλειψη ορμής p_T κάθε γεγονότος. Επιπλέον, είναι σε θέση να ταυτοποιήσουν σωματίδια και να συμβάλλουν στην ανακατασκευή της τροχιάς των μιονίων. Λόγω της μεγάλης ενέργειας κέντρου μάζας που παρέχεται από το LHC, τα calorίμετρα που χρησιμοποιούνται στα πειράματα καλύπτουν ένα τεράστιο ενεργειακό εύρος που εκτείνεται από μερικά GeV μέχρι και την κλίμακα των TeV.



Σχήμα 1.19: Αριστερά: σχηματική αναπαράσταση της διατομής των calorίμετρων του πειράματος ATLAS. Δεξιά: φωτογραφία του barrel των θερμιδόμετρων που είναι τοποθετημένα στον ATLAS.

Το Electromagnetic Calorimeter χωρίζεται σε τρία τμήματα κατά μήκος της

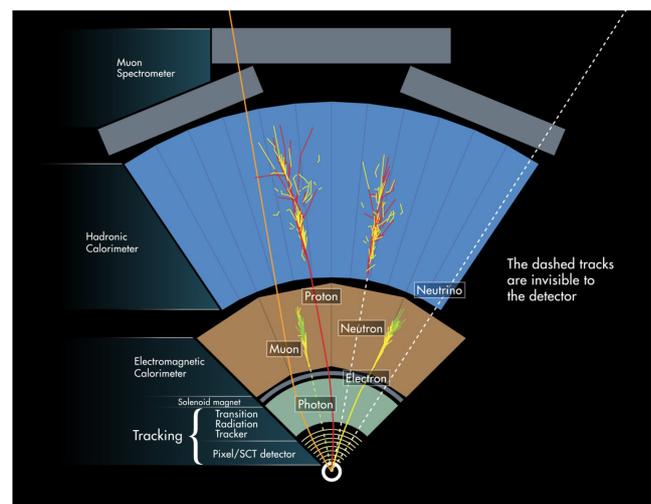
ακτίνας. Το πρώτο μέρος είναι τα strips με πολύ καλό segmentation, όπου διαχωρίζονται οι καταιγισμοί από ηλεκτρόνια ή φωτόνια και από ουδέτερα πιόνια. Το δεύτερο τμήμα μετράει με μεγαλύτερη ακρίβεια την ενέργεια, στην η -διεύθυνση αλλά και στη ϕ -διεύθυνση. Το τελευταίο τμήμα καλύπτει συνολικά ψευδοωκύτητα $|\eta| < 1.7$. Πιο αναλυτικά, το τμήμα που βρίσκεται στο barrel καλύπτει περιοχή $|\eta| < 1.475$, ενώ στο endcap $1.375 < |\eta| < 3.2$. Η διάταξη αποτελείται από ηλεκτρόδια τοποθετημένα σαν ακορντεόν σε υγρό αργό, το οποίο δρα ως sampling υλικό και πλάκες μολύβδου ως το απορροφητικό υλικό. Για τη διατήρηση της θερμοκρασίας στα επιθυμητά επίπεδα χρησιμοποιείται κρουσάτης.

Το Hadron Calorimeter αποτελείται από 3 μέρη, το Scintillating-Tile Calorimeter (STC)[21] στο barrel, το Hadronic Endcap LAr Calorimeter[22] στο Endcap Region και το Forward Calorimeter στο Forward Region. Το STC είναι χωρισμένο σε ένα large barrel ($|\eta| < 1.0$) και δύο μικρότερους κυλίνδρους, έναν σε κάθε μεριά του barrel ($0.8 < |\eta| < 1.7$). Χρησιμοποιεί ατσάλι για απορροφητικό υλικό και σπινθηριστή σαν ενεργό υλικό. Τα endcap και forward τμήματα, όπως και για το Ηλεκτρομαγνητικό Θερμιδόμετρο, χρησιμοποιούν υγρό αργό ως sampling υλικό, ενώ για απορροφητικό υλικό χρησιμοποιούν χαλκό και βολφράμιο.

1.3.4 Φασματόμετρο μιονίων (Muon Spectrometer)

Το φασματόμετρο μιονίων (MS) [23] ανιχνεύει και προσδιορίζει την ορμή των μιονίων που παράγονται στον ανιχνευτή και ορίζει τις συνολικές διαστάσεις του ανιχνευτή ATLAS. Περιβάλλει τα θερμιδόμετρα, καλύπτοντας το διάστημα μεταξύ 4.5-11 m σε ακτίνα και 7-23 m σε μήκος, περιμετρικά του IP. Τα μίονια είναι σωματίδια που συνήθως περνούν από τον εσωτερικό ανιχνευτή και τα θερμιδόμετρα χωρίς να ανιχνευθούν.

Η αρχή της λειτουργίας του βασίζεται στην εκτροπή των τροχιών των μιονίων μέσω του μαγνητικού συστήματος των υπεραγωγικών τοροιδών μαγνητών (§ 1.3), οι οποίοι εξασφαλίζουν υψηλές τιμές ορμής πράγμα που βοηθάει στην ταυτοποίηση και τη μέτρηση της ορμής των μιονίων. Η εκτροπή δημιουργείται από το μεγάλο τορροειδή μαγνήτη στην περιοχή $|\eta| < 1.4$, ενώ οι διαδρομές του μιονίου κάμπτονται από τους δύο μαγνήτες των end-caps σε εύρος $1.6 < |\eta| < 2.7$. Στην περιοχή μετάβασης, $1.4 < |\eta| < 1.6$, η



Σχήμα 1.20: Αλληλεπίδραση των σωματιδίων με τα επιμέρους τμήματα του ανιχνευτικού συστήματος του ATLAS.

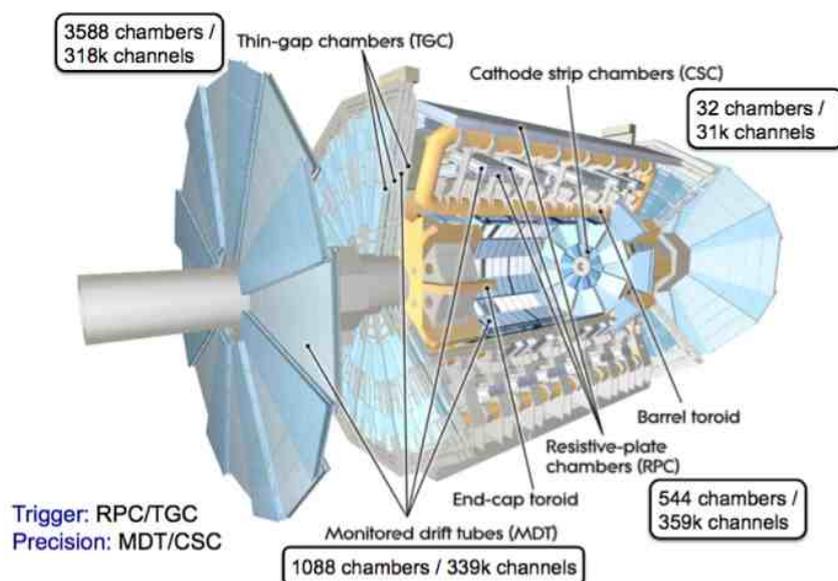
μαγνητική εκτροπή παρέχεται από το συνδυασμό και των δύο πεδίων.

Το υπερβολικό μέγεθος του φασματομέτρου απαιτείται για να μετρηθεί με ακρίβεια η ορμή των μιονίων, που διαπερνούν τα υπόλοιπα τμήματα του ανιχνευτή. Η προσπάθεια αυτή είναι ζωτικής σημασίας καθώς ένα ή περισσότερα μίονια είναι σημαντικά στοιχεία πολλών φυσικών διαδικασιών και κατά συνέπεια η συνολική ενέργεια των διερχόμενων σωματιδίων δεν θα μπορούσε να μετρηθεί με ακρίβεια εάν αυτά αγνοούνταν. Προκυμμένου να γίνει μέτρηση των υψηλών ορμών των μιονίων, εκ' των σημαντικότερων μετρήσεων στο Large Hadron Collider (LHC), ο ανιχνευτής ATLAS Muon Spectrometer είναι εξοπλισμένος με συνολικά 4.000 θάλαμους ανίχνευσης υψηλής ακρίβειας, που διακρίνονται σε δύο υποανιχνευτικά συστήματα, ένα για τον σκανδαλισμό (triggering):

- Cathode Strip Chambers (CSC)
- Monitored Drift Tubes (MDT)

και ένα για την ανακατασκευή των τροχιών (tracking):

- Resistive Plate Chambers (RPC)
- Thin Gap Chambers (TGC)

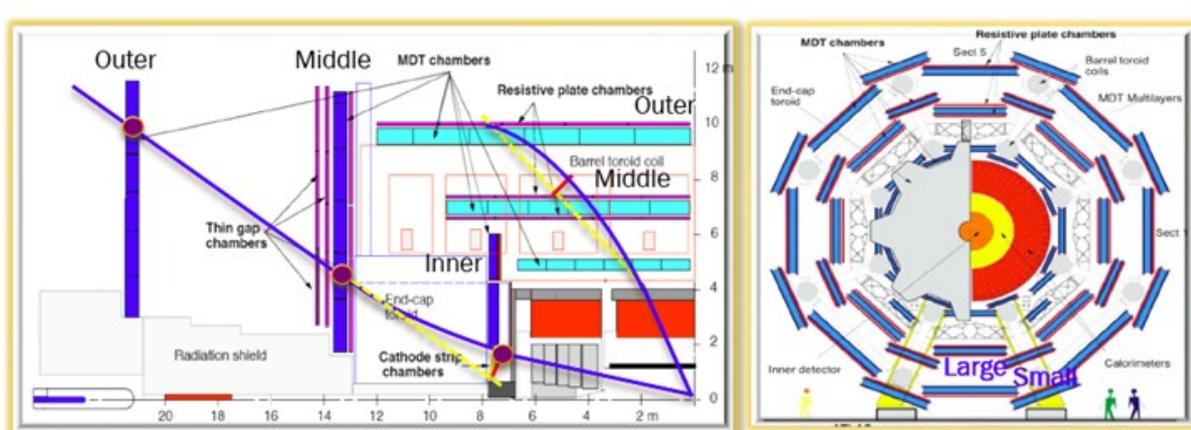


Σχήμα 1.21: Γραφική αναπαράσταση του ανιχνευτή ATLAS, όπου διακρίνονται οι θέσεις των ανιχνευτών μιονίων.

Οι θάλαμοι CSC και MDT είναι υπεύθυνοι για την ακριβή παρακολούθηση των μιονίων και μετρούν τις συντεταγμένες τροχιάς με υψηλή ακρίβεια. Οι MDT αποτελούν το 99,5% της συνολικής περιοχής που καλύπτεται από τους ανιχνευτές ακριβείας και είναι τοποθετημένοι μεταξύ των οκτώ υπεραγωγίμων μαγνητικών σωλήνων αλλά και στα Wheels, ενώ CSC καλύπτουν μια μικρή περιοχή στο εμπρόσθιο μέρος των end-caps των SW, όπου παρατηρούνται οι μέγιστες ροές σωματιδίων.

Η λειτουργία ενεργοποίησης παρέχεται από τους θαλάμους Resistive Plate Chambers που βρίσκονται μόνο ενδιάμεσα και εξωτερικά των τοροιδών μαγνητών, ενώ οι θάλαμοι Thin Gap Chamber (TGC) είναι το εμπρόσθιο τμήμα των μικρών και μεγάλων Wheels, όπως απεικονίζονται στο Σχ.1.21.

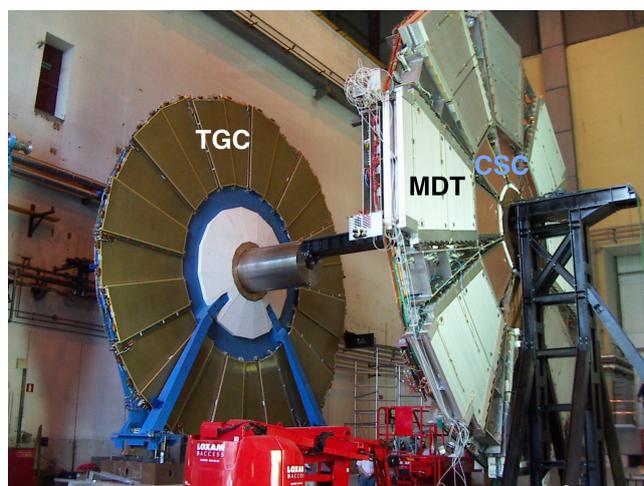
Παρακάτω βλέπουμε τη συμμετρική δομή του συστήματος ανίχνευσης μιονίων, όπου αποτελείται από δύο οκτάδες ανιχνευτών και κάθε οκτάδα έχει δύο τομείς, το μεγάλο και το μικρό. Λόγω της κυλινδρικής διάταξης, οι τομείς αλληλοκαλύπτονται στην κατεύθυνση ϕ .



Σχήμα 1.22: Γραφική αναπαράσταση της δομής του συστήματος ανίχνευσης μιονίων, όπου αποτελείται από δύο οκτάδες ανιχνευτών και κάθε οκτάδα έχει δύο τομείς, το μεγάλο και το μικρό. Λόγω της κυλινδρικής διάταξης, οι τομείς αλληλοκαλύπτονται στην κατεύθυνση ϕ .

Αυτή η επικάλυψη χρησιμοποιείται πρώτα για να ελαχιστοποιηθούν τα κενά ανάμεσα στα layers των δύο οκτάδων και δεύτερον βοηθούν στη σχετική ευθυγράμμιση των γειτονικών τομέων.

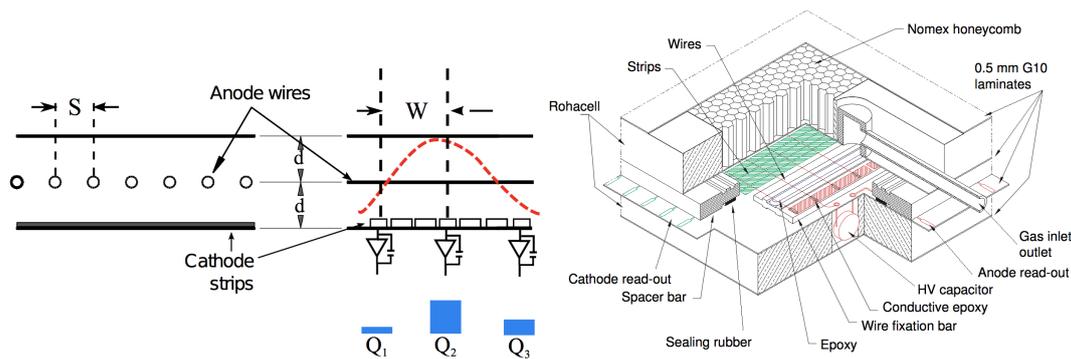
Οι ανιχνευτές είναι διατεταγμένοι σε τρία ομόκεντρα κυλινδρικά στρώματα γύρω από τον άξονα της δέσμης σε ακτίνες 5 m (εσωτερική), 7,5 m (μεσαία) και 10 m (εξωτερική). Στις εμπρόσθιες περιοχές οι θάλαμοι μιονίων σχηματίζουν, κάθετα προς τον άξονα της δέσμης, τροχούς σε αποστάσεις του $|z| = 7.4$ m. (Small Wheel -EI), 14 m (Big Wheel-EM) και 21.5 m (End-Cap -EO) από το IP. Οι φωτογραφίες του τρέχοντος SW κατά τη φάση συναρμολόγησης και εγκατάστασης φαίνονται στο Σχ.1.23 και οι τρεις διαφορετικές τεχνολογίες ανιχνευτών είναι ορατές.



Σχήμα 1.23: Το τρέχον SW κατά τη φάση της συναρμολόγησης. Οι τρεις διαφορετικές τεχνολογίες ανίχνευσης που συνθέτουν το εσωτερικό του μιονικού ανιχνευτή είναι ορατές.

Cathode Strip Chambers (CSC)

Οι Cathode Strip Chambers (CSC) λειτουργούν ως ο πρώτος σταθμός μιονίων στους δύο SW, καλύπτοντας τις εμπρόσθιες περιοχές, $2.0 < |\eta| < 2.7$, αντέχοντας τους υψηλότερους ρυθμούς ροής σωματιδίων (1 kHz/cm^2). Είναι δομημένοι σε τέσσερα στρώματα σε κατάτμηση 16 τομέων ανά τροχό, ενός μεγάλου και ενός μικρότερου (συνολικά 32) και λειτουργούν με αέριο μείγμα $\text{Ar} + 20\% \text{CO}_2$ σε ατμοσφαιρική πίεση. Με βάση την δομή τους ταξινομούνται ως αναλογικοί θάλαμοι, όπου η κάθοδος είναι η λωρίδα ανάγνωσης (strip readout) και ένα συμμετρικό κελί μέσα στο οποίο το κενό μεταξύ ανόδου και καθόδου είναι ίσο με το πάχος του καλωδίου ανόδου (anode pitch), με τάση ίση με 1800-1900 V. Στο Σχ. 1.24 αποτυπώνεται η δομή και λειτουργία του CSC καθώς και η εσωτερική του δομή. Καθώς ένα σωματίδιο περνάει μέσα από το αέριο μέσω του CSC το ιονίζει με αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται να κινηθούν προς τα σύρματα ανόδου.

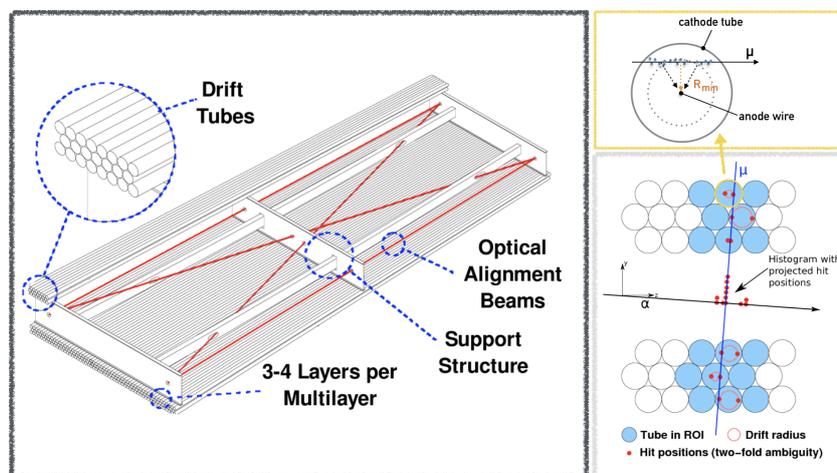


Σχήμα 1.24: Αριστερά: σχηματική αναπαράσταση του τρόπου λειτουργίας ενός CSC ανιχνευτή. Δεξιά: η εσωτερική δομή ενός CSC.

Η ακρίβεια της συντεταγμένης της θέσης γίνεται μετρώντας το φορτίο που επάγεται στις τμηματικές λωρίδες καθόδου από την χιονοστιβάδα των ηλεκτρονίων που σχηματίζεται στα σύρματα ανόδου. Ουσιαστικά καλύπτουν τις περιοχές, όπου η ροή των σωματιδίων είναι υψηλή, αντικαθιστούν τους MDTs και ταυτόχρονα συνδυάζουν υψηλή χωρική και χρονική ακρίβεια σε υψηλό ρυθμό. Η χωρική τους ακρίβεια είναι 60 μm για την συντεταγμένη των strips και 5 mm για αυτήν των καλωδίων. Οι CSCs μετρούν την θέση των γεγονότων χρησιμοποιώντας μία σχεδόν ορθογώνια διάταξη των συρμάτων ανόδου και των καθοδικών strips. Τα strips καθόδου βρίσκονται ακτινικά προς την δέσμη και χρησιμοποιούνται για την μέτρηση της θέσης των γεγονότων ενώ τα σύρματα των ανόδων για την ακτινική θέση. Το σήμα που παράγεται τόσο στις λωρίδες όσο και στα καλώδια μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό του χρόνου ενός γεγονότος.

Monitor Drift Tubes (MDT)

Οι Monitor Drift Tubes (MDT) μπορούν να υπολογίσουν με ακρίβεια την κάμψη των τροχιών των σωματιδίων στο r - z επίπεδο του τοροειδούς μαγνήτη και παρέχουν μετρήσεις της ορμής των σωματιδίων σε όλο το εύρος της ψευδο-ωκότητας $|\eta| < 2$. Το στοιχείο ανίχνευσης του MDT είναι ένας κυλινδρικός αγωγός με διάμετρο 29,97 mm γεμάτος με $\text{Ar} + 7\% \text{CO}_2$ με μικρή ποσότητα υδρατμών σε πίεση 3 bar και ανοδικό σύρμα βολφραμίου-ρηνίου με διάμετρο 50 μm και δυναμικό 3080 V στο κέντρο, όπου συλλέγονται τα ηλεκτρόνια ιονισμού. Η βασική δομή ενός MDT απεικονίζεται στο Σχ. 1.25. Αποτελείται από δύο



Σχήμα 1.25: Αριστερά: Σχηματική αναπαράσταση ενός MDT θαλάμου της περιοχής του barrel αποτελούμενος από δύο πολυεπίπεδα με τρία επίπεδα από σωλήνες το καθένα. Δεξιά: η αρχή λειτουργίας του MDT.

πολυεπίπεδα θαλάμων ολίσθησης χωρισμένα από ένα υποστηρικτικό πλαίσιο.

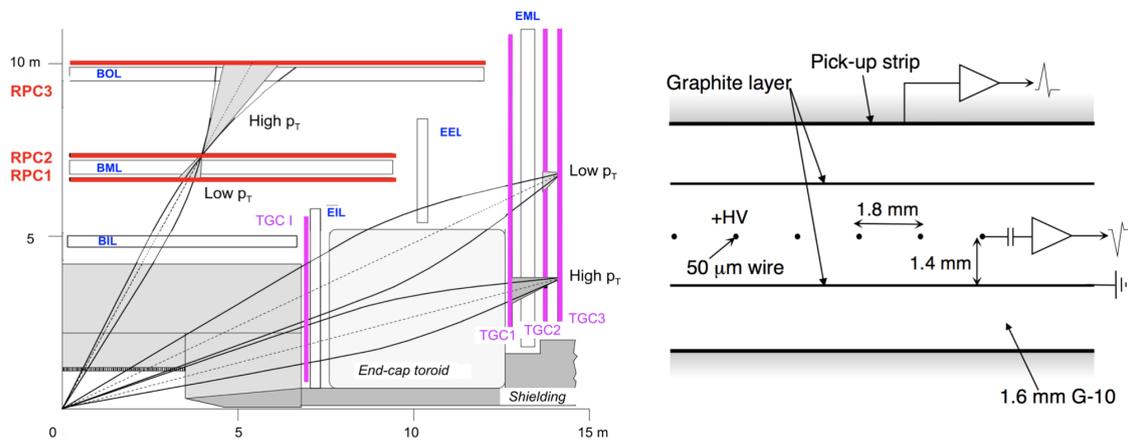


Σχήμα 1.26: Πειραματική διάταξη ανιχνευτών MDT του εργαστηρίου Πειραματικής Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του ΕΜΠ.

Κάθε πολυεπίπεδο αποτελείται από τρία επίπεδα από σωλήνες με εξαίρεση τις εσωτερικές δομές του μιονικού φασματόμετρου, όπου ένα επιπλέον πλαίσιο από σωλήνες χρησιμοποιείται σε κάθε πολυεπίπεδο βελτιώνοντας την αναγνώριση προτύπων σε περιοχές με υψηλό υπόβαθρο. Η χωρική ανάλυση ενός MDT σωλήνα μετά την διαδικασία της βαθμονόμησης και τη διόρθωση για το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο μπορεί να φτάσει τα 80 μm . Συνδυάζοντας τις μετρήσεις των ηλεκτρονίων ιονισμού σε κάθε σωλήνα ολίσθησης ανά επίπεδο, μπορεί να ανακατασκευαστεί ένα τμήμα 6 σημείων βελτιώνοντας την χωρική ανάλυση σε 40 μm .

Thin Gap Chambers (TGC)

Οι πληροφορίες για το trigger στην περιοχή του μιονικού end-cap, $1,05 < |\eta| < 2,4$, παρέχονται από τους Thin Gap Chambers (TGCs). Η μεσαία end-cap περιοχή από MDTs συμπληρώνεται από 7 επίπεδα TGCs, οι οποίοι παρέχουν τόσο μετρήσεις για το triggering και την αζιμουθιακής συντεταγμένης, ενώ τα δύο στρώματα στο εσωτερικό μιονικό end-cap, δηλαδή το Small Wheel μετρούν την αζιμουθιακή συντεταγμένη. Οι TGCs είναι παρόμοιας τεχνολογίας με τους πολυκαναλικούς αναλογικούς θαλάμους με σύρματα ανόδου MWPC που περικλείονται από δύο επίπεδα γραφίτη ως καθόδους και δύο επίπεδα ταινιών ανάγνωσης που εκτείνονται κάθετα στα καλώδια. Για τις μετρήσεις του χρόνου, των ορμών και την αζιμουθιακής συντεταγμένης, λειτουργούν με αέριο υψηλής απόσβεσης $\text{CO}_2 + 45\%n - \text{C}_5\text{H}_{12}$ και υψηλό ηλεκτρικό πεδίο 3200 V. Υπάρχουν τέσσερα στρώματα από τους TGCs σε κάθε end-cap του ανιχνευτή ATLAS τοποθετημένα όπως φαίνονται στο Σχ.1.26. Ο εσωτερικός σταθμός TGC (SW)



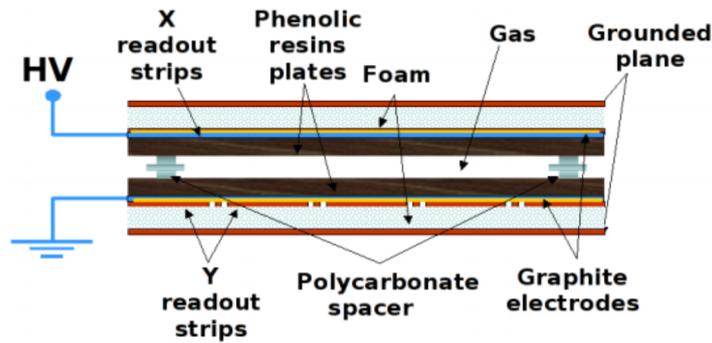
Σχήμα 1.27: Αριστερά: Σχηματική διάταξη ενός τεταρτημορίου του ATLAS, όπου διακρίνονται οι θέσεις των TGC και RPC στην περιοχή του end-cap. Δεξιά: Σχηματική αναπαράσταση της εσωτερικής δομής του TGC.

συμπληρώνεται από δύο στρώματα, μετρά την αζιμουθιακή συντεταγμένη, ενώ ο μεσαίος σταθμός MDT (EM-wheel) έχει επτά στρώματα, παρέχοντας μετρήσεις του trigger και της αζιμουθιακής συντεταγμένης. Ο εξωτερικός τροχός MDT (EO) παρέχει την αζιμουθιακή συντεταγμένη και συντονίζεται με την παρέκκλιση της τροχιάς από το μεσαίο στρώμα, η οποία μπορεί να γίνει με ακρίβεια λόγω της έλλειψης μαγνητικού πεδίου μεταξύ EM και EO. Η αρχή της προέκτασης απεικονίζεται στο Σχ.1.26 (αριστερά). Ο σκοπός των θαλάμων tracking, όπως αναφέρθηκε ήδη είναι να ληφθεί η συντεταγμένη της τροχιάς κάτι που γίνεται μέσω της ταύτισης των σημείων trigger.

Resistive Plate Chamber (RPC)

Το σύστημα σημάτων σκανδαλισμού trigger signals συμπληρώνεται από τους ανιχνευτές Resistive Plate Chamber (RPC) που βρίσκονται στην περιοχή του

barrel του ATLAS. Οι σταθμοί RPC υπάρχουν σε τρία στρώματα σε κάθε end-cap του ανιχνευτή και καλύπτουν pseudorapidity εύρους $|\eta| < 1.05$. Οι RPCs

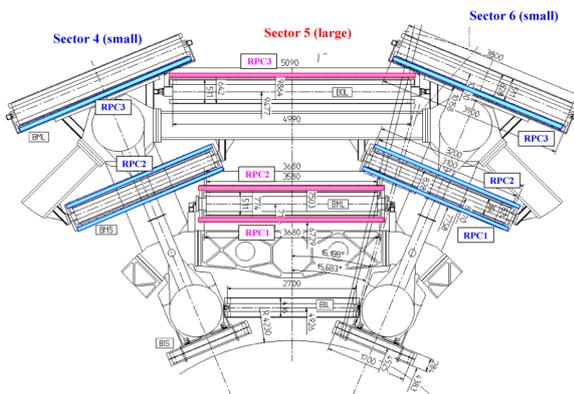


Σχήμα 1.28: Γραφική αναπαράσταση του ανιχνευτή RPC, όπου φαίνονται τα επιμέρους τμήματα του.

είναι ανιχνευτές αερίου παράλληλης πλάκας ικανοί να παρέχουν μέτρηση του χρόνου των σωματιδίων με ακρίβεια του 1 ns όπου και πληροί τις απαιτήσεις του συστήματος σκανδαλισμού του ATLAS. Λειτουργούν με αέριο μείγμα αερίου πολλαπλών συστατικών ($C_2H_2F_2 : 4.5\% - C_4H_1O : 0.3\%SF_6$).

Οι δύο πλάκες αντίστασης έχουν κατασκευαστεί από φαινολικό-μελαμινικό πλαστικό φύλλο διατηρούμενο σε απόσταση 2 mm με μονωτικά διαχωριστικά.

Αυτή είναι η μοναδική τεχνολογία που κατασκευάζεται χωρίς καλώδια, απλοποιεί την κατασκευή της, αλλά η έλλειψη συρμάτων, σε συνδυασμό με τα κατάλληλα διαχωριστικά, διατηρεί σταθερό το πλάτος κενού και καθιστά τα RPCs λιγότερο ευαίσθητα. Το ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο RPC, της τάξης των 49 kV/cm, καθοδηγεί τα ηλεκτρόνια, που παράγονται κατά μήκος των ιονιστικών διαδρομών, για να σχηματίσουν χιονοστιβάδες προς την άνοδο.

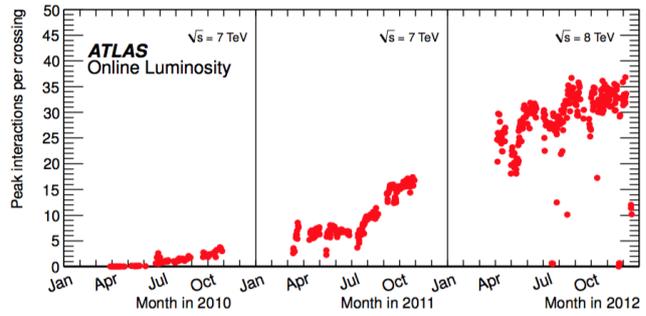


Σχήμα 1.29: Γραφική αναπαράσταση των θέσεων των RPC, όπως είναι τοποθετημένα στο πείραμα ATLAS.

1.4 Η αναβάθμιση του Small Wheel του ATLAS

Η αύξηση της φωτεινότητας του LHC (§ 1.2.2) έχει σαν κύριο στόχο να ανοίξει ο δρόμος για την ανακάλυψη νέων σπάνιων διεργασιών σωματιδιακής φυσικής στα πείραμα ATLAS και CMS. Με την αύξηση αυτή ο αριθμός των ανελαστικών σκεδάσεων για κάθε διασταύρωση των πακέτων της δέσμης (bunch-crossing) αναμένεται να αυξηθεί από 35 σε 60-70 (LS2) και στην συνέχεια αυτός ο αριθμός θα ξεπεράσει τα 140 (LS3). Τα περισσότερα ανιχνευτικά συστήματα μιονίων του

πειράματος ATLAS μπορούν να διαχειριστούν αυτούς τους ρυθμούς των σωματιδίων, αλλά το end-cap σύστημα του μιονικού φασματομέτρου, το λεγόμενο Small Wheel δεν είναι σε θέση να διαχειριστεί αυτόν τον αριθμό με βάση τους ανιχνευτές που είναι εγκαταστημένοι αυτή τη στιγμή (MDTs, TGCs, CSCs), όπου και προβλέπεται pseudorapidity $|\eta| = 2.7$, ρυθμός της τάξεως των 15 kHz/cm^2 . Έτσι έχει προγραμματιστεί και μελετηθεί εκτενώς το πρόγραμμα New Small Wheel Upgrade του πειράματος ATLAS του CERN[25].



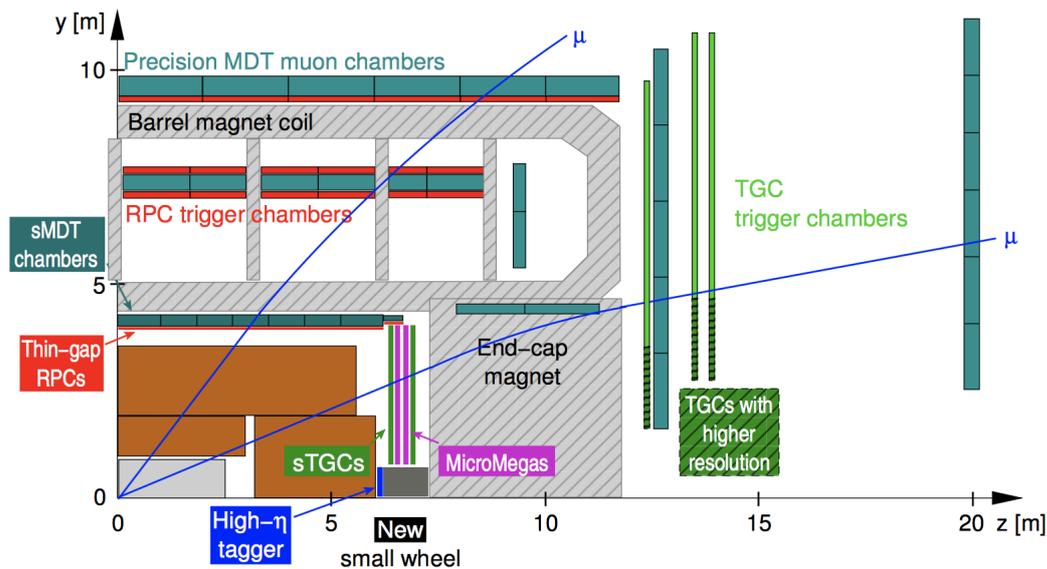
Σχήμα 1.30: Ο μέγιστος αριθμός αντιδράσεων ανά διασταύρωση της δέσμης συναρτήσει του χρόνου για $p-p$ γεγονότα στην διάρκεια του 2010-12 [24].

Η αναβάθμιση ATLAS Phase-I (2018)[26], εστιάζεται στο Level-1 trigger του φασματομέτρου μιονίων στην περιοχή των endcaps (6-8 m στον z και 1-5 m στον y). Οι δύο περιοχές end-cap καλύπτουν περίπου το 63% του μιονικού συστήματος του ATLAS, επομένως καθίσταται αναγκαία η αναβάθμιση τους ώστε να ικανοποιούν τις ανάγκες του HL-LHC[27]. Οι αναβαθμίσεις προγραμματίζονται τόσο για το μιονικό σύστημα όσο και για το σύστημα θέρμανσης θερμιδόμετρου. Το σύστημα των ανιχνευτών του barrel καλύπτει την περιοχή $|\eta| < 1.0$, ενώ το σύστημα των endcaps καλύπτει το διάστημα $1.0 < |\eta| < 2.7$, $\pm 7m$ μακριά από το IP, για ανίχνευση μιονίων και το $1.0 < |\eta| < 2.4$ για Level-1 σκανδαλισμό. Οι περιοχές παραπάνω αποτυπώνονται στο Σχ.1.31, όπου δείχνει μία εγκάρσια διατομή του ανιχνευτή ATLAS στο επίπεδο z - y . Οπότε σε υψηλή φωτεινότητα τα ακόλουθα δύο σημεία έχουν ιδιαίτερη σημασία:

- Σκανδαλισμός μιονίων του end-cap (End-cap Muon Trigger)
- Αποτελεσματικότητα και απόδοση της ανίχνευσης τροχιών (Tracking Performance & Efficiency)

Το New Small Wheel ³ θα αποτελείται από δύο νέους τύπους ανιχνευτών, τους small strip TGCs (sTCG) υπεύθυνοι για τις τροχιακές αποτυπώσεις και τους ανιχνευτές αερίου Micro-Mesh Gas Structure (MicroMeGaS) υπεύθυνοι για την ακριβή παρακολούθηση της τροχιάς των μιονίων, προσφέροντας επιπλέον μια εξαιρετική μέτρηση της ορμής τους και οι οποίοι με την χρήση νέου συστήματος ηλεκτρονικών θα είναι σε θέση να επεξεργαστούν τον μεγάλο αριθμό σωματιδίων, με αντοχή στις νέες συνθήκες πειράματος, με άριστη απόδοση χωρικής και χρονικής ανάλυσης σε πραγματικό χρόνο. Τα ηλεκτρονικά που θα είναι υπεύθυνα για την συλλογή και διανομή των δεδομένων είναι τα VMM chips τύπου ASIC. Ο μιονικός σκανδαλισμός Level-1 της περιοχής του end-cap

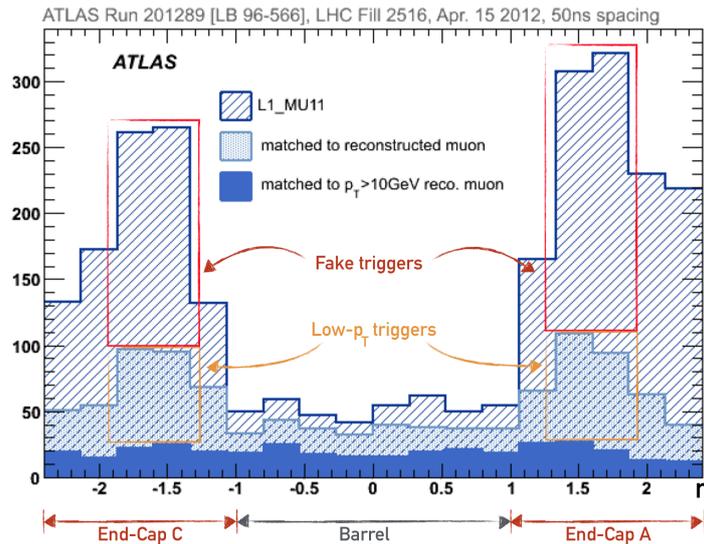
³To New Small Wheel θα ζυγίζει περίπου 112 τόνους.



Σχήμα 1.31: Σχηματική αναπαράσταση τεταρτημορίου του φασματόμετρου μιονίων ATLAS που απεικονίζει την προγραμματισμένη αναβάθμιση Phase-I. Σημειώνεται επίσης η θέση των δύο τεχνολογιών του NSW, MicroMeGaS & sTCG.

βασίζεται σε τροχιακές αποτυπώσεις στους θαλάμους TGC στο μεσαίο μιονικό σταθμό (Big Wheel) που είναι τοποθετημένος μετά τον τοροειδή μαγνήτη του end-cap. Η εγκάρσια ορμή των μιονίων, p_T , καθορίζεται από την γωνία του τμήματος που έλαβε σήμα, σε σχέση με την κατεύθυνση που δείχνει προς το σημείο αλληλεπίδρασης (IP). Χαμηλοενεργειακά σωματίδια, όπως πρωτόνια, που παράγονται στο υλικό που βρίσκεται μεταξύ του Small Wheel και του σταθμού του ηλεκτρομαγνητικού καλορίμετρου (EM), παράγουν ψεύτικους σκανδαλισμούς καθώς διαπερνούν τους θαλάμους της περιοχής του end-cap σε γωνία παρόμοια με τα πραγματικά υψηλής εγκάρσιας ορμής p_T μίονια. Αυτά τα fake triggers αποτελούν το 90% των συνολικών σκανδαλισμών και κατά συνέπεια ο ρυθμός ενεργοποίησης του μιονικού Level-1 στα end-cap προβλέπεται να είναι 8 με 9 φορές υψηλότερος στην περιοχή του barrel. Αυτό καθίσταται εμφανές στο Σχ. 1.31, όπου δείχνει μια ανάλυση των δεδομένων του 2012 η οποία καταδεικνύει ότι ένα μεγάλο κλάσμα των ανακατασκευασμένων μιονίων δεν ταυτίζονται με τα υποψήφια μίονια που προέρχονται από τον εσωτερικό ανιχνευτή. Έτσι, η κατανόηση και η μοντελοποίηση αυτού του υπόβαθρου είναι κρίσιμη για την εκτέλεση αναλύσεων στον ATLAS[28].

Στο Σχ.1.32, η διακεκομμένη κατανομή του μιονικού σκανδαλισμού Level-1 με εγκάρσια ορμή $p_T > 10 \text{ GeV}$ (L1_MU11) αποτυπώνεται, ενώ με την ανοιχτή μπλε κατανομή αποτυπώνεται το υποσύνολο με τα υποψήφια μίονια όπου προκύπτουν από τα offline ανακατασκευασμένα μίονια συνδιάζοντας τις πληροφορίες από την τροχιά του εσωτερικού ανιχνευτή και του φασματόμετρου μιονίων με $p_T > 3 \text{ GeV}$. Επιπλέον, η κατανομή με μπλέ χρώμα αποτυπώνει τα ανακατασκευασμένα μίονια με κατώφλι στην εγκάρσια ορμή ίσο με $p_T > 10 \text{ GeV}$.



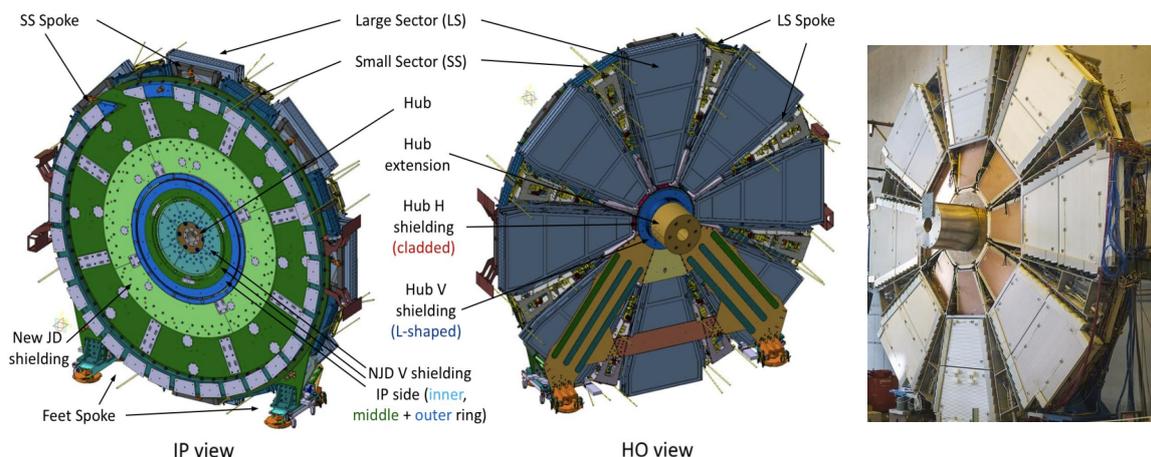
Σχήμα 1.32: Η κατανομή της pseudorapidity του Level-1 ρυθμού σκανδαλισμού σε τρία επίπεδα[29].

Αυτή η ανάλυση που πραγματοποιήθηκε το 2012 μας έδειξε ότι το 90% των συνολικών σκανδαλισμών στο end-cap οφείλεται σε fake triggers.

1.4.1 Η διάταξη του New Small Wheel

Το σύστημα ανίχνευσης για το New Small Wheel[29] έχει σχεδιαστεί ώστε να πληροί όλες τις προδιαγραφές που παρουσιάστηκαν στη προηγούμενη υποενότητα. Το γεγονός ότι κάθε μία από τις δύο τεχνολογίες ανιχνευτών που έχει αποφασιστεί να αποτελούν το NSW αναμένεται να συμπληρώσει την πρωταρχική λειτουργία του SW εξασφαλίζοντας την εύρυθμη λειτουργία και την ευρωστία του νέου συστήματος. Οι τεχνολογίες ανίχνευσης που θα χρησιμοποιηθούν προέρχονται από την οικογένεια των ανιχνευτών αερίου, η πρώτη είναι η τεχνολογία ενός πολυκαναλικού θαλάμου μικρολωρίδων που ονομάζεται small-strip Thin Gap Chambers (sTGCs)[30] και η δεύτερη προέρχεται από την κατηγορία των Micro-Pattern ανιχνευτών αερίου και ονομάζεται Micromesh Gaseous Structure (MicroMeGas)[31]. Η νέα πειραματική διάταξη θα αποτελείται από 16 τόμεις (sectors) ανίχνευσης συνολικά, ισοκατανομημένους σε 2 τροχούς, 8 μεγάλου και 8 μικρότερου πλάτους ανά τροχό, όπου κάθε sector αποτελείται από 4 ανιχνευτικά επίπεδα (wedges) διατεταγμένα με την εξής σειρά: sTGC-MM-MM-sTGC. Κάθε wedge αποτελείται από 4 επίπεδα ανίχνευσης (layers) της ίδιας τεχνολογίας. Στην περίπτωση των sTGCs, οι ανιχνευτές των layers είναι πανομοιότυποι ενώ για τους MM, οι ανιχνευτές των layers είναι από τρεις διαφορετικούς τύπους MM που διαφέρουν ως προς την γεωμετρία των readout. Υπάρχει επίσης μια ακτινική κατάτμηση κάθε wedge, διαφορετικών μεγεθών και σχημάτων. Κάθε wedge για τους sTGCs κατασκευάζεται σε 3 διαφορετικά τμήματα ενώ για τους MM από 2. Οι ανιχνευτές Micromegas και sTGC θα καλύπτουν πλήρως το NSW σε μία ανιχνευτική περιοχή της τάξεως των 1200m^2

η κάθε μία. Το NSW θα ακολουθεί τις διαστάσεις του υπάρχοντος SW και θα λειτουργεί όπως πρότινος συμπληρωματικά με τα υπάρχοντα Big Wheels και το μιονικό σταθμό στα end-caps.



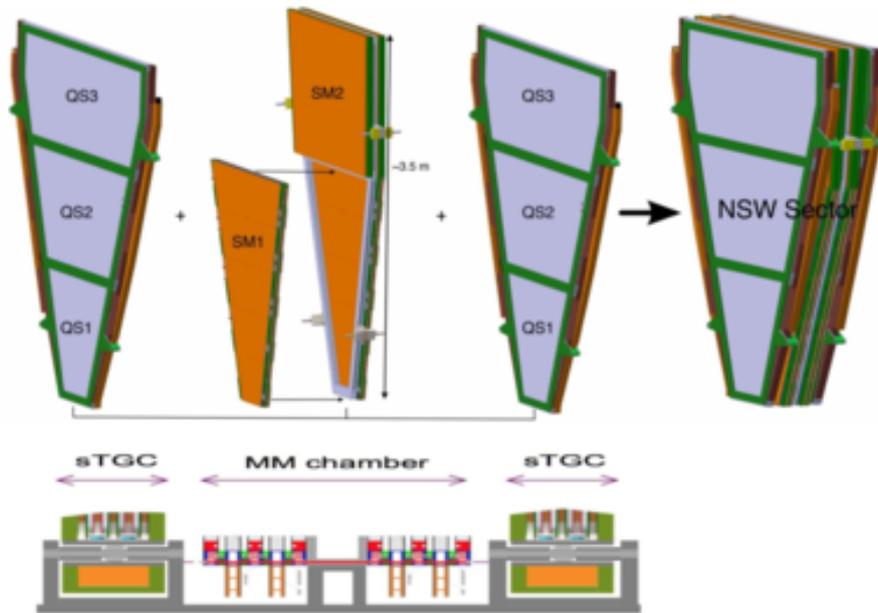
Σχήμα 1.33: Αριστερά: η συνολική διάταξη του New Small Wheel Upgrade. Δεξιά: η σημερινή εικόνα του Small Wheel.

Οι ανιχνευτές sTGC έχουν κυρίως αναπτυχθεί για τον σκανδαλισμό, δεδομένης της απουσίας δυνατότητας αναγνώρισης και καταγραφής. Οι ανιχνευτικές τεχνολογίες θα διατάσσονται με τέτοιο τρόπο (sTGC-MM-MM-sTGC) ώστε να μεγιστοποιηθεί η απόσταση μεταξύ των δύο sTGC στρωμάτων. Καθώς θα πραγματοποιείται η ανακατασκευή της online τροχιάς, η απόσταση αυτή μεταξύ των sTGC στρωμάτων, επιτρέπει την βελτίωση της διακριτικής ικανότητας για την online ανακατασκευή της τροχιάς, δεδομένης της γωνίας, όπως αυτή παρέχεται από την πρώτη στρώση των ανιχνευτών. Από την άλλη μεριά, οι ανιχνευτές MM χρησιμοποιούνται για την ανάλυση της τροχιάς λόγω της εξαιρετικής τους ακρίβειας παρακολούθησης της τροχιάς, λόγω του μικρού κενού ($\sim 5\text{mm}$) και του μικρού βήματος λωρίδων (strip pitch 0.5 mm), περισσότερα για τον ανιχνευτή Micromegas που θα τοποθετηθεί στο NSW θα δοθεί στο επόμενο κεφάλαιο.

Επιπλέον, το NSW αναμένεται να λειτουργεί καθ'όλη την διάρκεια ζωής του πειράματος ATLAS, επομένως τα πολλά επίπεδα θα εξασφαλίσουν μία σωστή λειτουργία του ανιχνευτή. Τέλος, οι δύο τεχνολογίες ανιχνευτών που θα χρησιμοποιηθούν συμπληρώνουν η μία την άλλη όσον αφορά τις κύριες λειτουργίες τους. Οι sTGC μπορούν να συμβάλλουν στην offline ακρίβεια εντοπισμού τροχιών, καθώς είναι σε θέση να μετρήσουν συγκρούσεις τροχιάς με διακριτική ικανότητα περίπου στα $150\ \mu\text{m}$. Οι ανιχνευτές MM θα υποβοηθούν τους sTGC για να παρέχουν βελτιωμένα αποτελέσματα της τροχιάς των σωματιδίων, καθώς θα λειτουργούν ως μηχανισμός σκανδαλισμού.

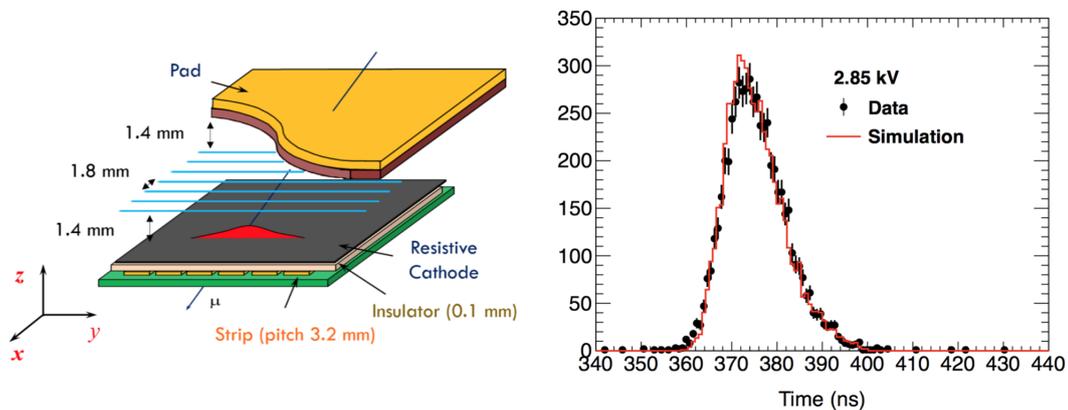
Small - strip Thin Gap Chamber

Οι απαιτήσεις για το σύστημα σκανδαλισμού του NSW θέλουν οι ανιχνευτές να παρέχουν ικανότητα αναγνώρισης και διαχωρισμού των παλμών που το διαπερ-



Σχήμα 1.34: Σχηματική απεικόνιση ενός small sector του New Small Wheel, όπου διακρίνονται τα τμήματα QS και SM από τα οποία αποτελείται κάθε layer των wedges.

νούν, επίσης απαιτείται καλή χρονική διακριτική ικανότητα και καλή γωνιακή διακριτική ικανότητα για ονλινε ανακατασκευές τμημάτων τροχιών και δηλαδή καλή ονλινε χωρική διακριτική ικανότητα. Οι small-strip Thin Gap Chambers (sTGC) αποτελούν τον κύριο μηχανισμό σκανδαλισμού παρέχοντας την κατάλληλη γωνιακή διακριτική ικανότητα για την ονλινε ανακατασκευή των τροχιών. Επιπλέον, οι ανιχνευτές αυτοί χαρακτηρίζονται από καλή διακριτική ικανότητα



Σχήμα 1.35: Αναπαράσταση του ανιχνευτή sTGC (αριστερά) και η χρωμική απόκριση του (δεξιά).

για την offline ανίχνευση τροχιών χρησιμοποιώντας τις καλύτερες συντεταγμένες ακριβείας (από τα readout strips), σε σχέση με τους τωρινούς ανιχνευτές TGC και το strip pitch τους ίσο με 3.2 mm, σαν αποτέλεσμα οι ανιχνευτές αυτοί να βοηθήσουν την ακριβή παρακολούθηση της τροχιάς των σωματιδίων κατά την διάρκεια του HL-LHC. Η εσωτερική δομή των ανιχνευτών sTGC αποτυπώνεται στο Σχ.1.35. Το σήμα που οφείλεται στο drift των φορτίων ιονισμού και του πολλαπλασιασμού τους από το φαινόμενο της χιονοστιβάδας, επάγεται στα κα-

λώδια ανόδου, τα readouts strips και pads βρίσκονται πίσω από τα καθοδικά επίπεδα.

MicroMeGas

Ο resistive-strip MicroMeGas που θα χρησιμοποιηθεί στην αναβάθμιση του New Small Wheel θα αποτελεί τον κύριο μηχανισμό ανίχνευσης τροχιάς, όπου χαρακτηρίζεται από εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα ($\sigma < 100 \mu$) ανεξάρτητα από την γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου, υψηλή ανιχνευτική απόδοση ακόμη και στις υψηλότερες τιμές θορύβου υποβάθρου και καλό διαχωρισμό δύο τροχιών για να απορρίπτει τις γωνίες δέλτα ηλεκτρονίων που συνοδεύουν τα μίονια. Η πολύ λεπτή κατάτμηση των λωρίδων ανάγνωσης (readout-strips) των MM, μαζί με την αρκετά καλή χρονική διακριτική ικανότητα, μπορεί επίσης να αξιοποιηθεί για να συμπληρώσει το σύστημα σκανδαλισμού με βάση το sTGC, προσθέτοντας στην σταθερότητα και την επαλήθευση του συστήματος ακόμη και ως εφεδρικά. Στο επόμενο κεφάλαιο, θα γίνει εκτενέστερη ανάλυση των ανιχνευτών αερίου και των φυσικών ιδιοτήτων που τους διέπουν, καθώς και του ανιχνευτή MicroMeGas που θα χρησιμοποιηθεί στην αναβάθμιση του New Small Wheel.

Κεφάλαιο 2

Ο ανιχνευτής Micromegas για τον ATLAS New Small Wheel

Οι ανιχνευτές αερίου έχουν καθιερωθεί ως το εργαλείο για την έρευνα της σωματιδιακής φυσικής λόγω των εξαιρετικών επιδόσεων τους, της απλότητας και οικονομικής κατασκευής τους. Παρακάτω δίνεται μια σύντομη επισκόπηση των μηχανισμών αλληλεπίδρασης και παραγωγής σήματος που διέπουν τη διέλευση σωματιδίων μέσα από τους ανιχνευτές Micropattern[32], δηλαδή ανιχνευτών αερίου που παράγουν χιονοστιβάδες σωματιδίων. Η απόδοση των ανιχνευτών resistive-strip Micromegas, είναι το κύριο ερευνητικό θέμα αυτής της εργασίας, καθώς αποτελεί τον θεμέλιο λίθο της αναβάθμισης του Small Wheel του πειράματος ATLAS, που ως σκοπό έχει την ανακατασκευή της τροχιάς των σωματιδίων που τον διαπερνούν.

2.1 Αλληλεπίδραση σωματιδίων με τους ανιχνευτές Micropattern

Οι Micropattern gaseous detectors έχουν τα έξης κύρια χαρακτηριστικά: μία περιοχή όπου υπάρχει αέριο και οριοθετείται από μια άνοδο και μια κάθοδο και τάση στην περιοχή του αερίου για την διευκόλυνση στη κίνηση των παραγόμενων σωματιδίων. Η αρχή λειτουργίας οποιουδήποτε ανιχνευτή σωματιδίων βασίζεται στην αλληλεπίδραση μεταξύ των εισερχόμενων σωματιδίων και των μορίων/ατόμων του ενεργού όγκου του ανιχνευτή, τα προϊόντα της οποίας καταλήγουν σε ένα ανιχνεύσιμο σήμα. Η διαδικασία αλληλεπίδρασης εξαρτάται κυρίως από τα χαρακτηριστικά του προσπίπτοντος σωματιδίου και δευτερευόντως από το ενεργό υλικό του ανιχνευτή. Οι κύριοι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης στους ανιχνευτές αερίων είναι ο ιονισμός, η διέγερση αλλά μπορεί να υπάρξει και ακτινοβολία Cerenkov¹, ακτινοβολία Bremsstrahlung² και ακτινοβολία διέλευσης³ (transition radiation).

¹ Η ακτινοβολία Cerenkov εμφανίζεται όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διέλθει σε μέσο με ταχύτητα μεγαλύτερη από αυτή του φωτός στο μέσον.

² Η ακτινοβολία πέδησης (Bremsstrahlung) είναι ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που παράγεται από την επιβράδυνση ενός φορτισμένου σωματιδίου όταν εκτρέπεται της πορείας του, από άλλο φορτισμένο σωματίδιο, συνήθως ηλεκτρόνιο ενός ατόμου. Το κινούμενο σωματίδιο χάνει κινητική ενέργεια, η οποία μεταγράφεται σε φωτόνιο ικανοποιώντας έτσι τον νόμο διατήρησης της ενέργειας.

³ Η ακτινοβολία διέλευσης εκπέμπεται όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διέλθει μέσα από επιφάνεια που διαχωρίζει δύο υλικά τα οποία έχουν διαφορετικές διηλεκτρικές ή μαγνητικές ιδιότητες.

Η αλληλεπίδραση των φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη διέπεται από ηλεκτρομαγνητικές διεργασίες. Κατά την είσοδο σε οποιοδήποτε μέσο απορρόφησης, ένα φορτισμένο σωματίδιο αλληλεπιδρά με δυνάμεις Coulomb (μέσω ανταλλαγής φωτονίων) ταυτόχρονα με πολλά εξωτερικά ηλεκτρόνια των ατόμων στην περιοχή πλησίον της τροχιάς. Ανάλογα με την ενέργεια του σωματιδίου και την εγγύτητα, το ηλεκτρόνιο μπορεί να προωθηθεί σε ένα ενεργειακά υψηλότερο ατομικό κέλυφος (διέγερση) ή να απελευθερωθεί πλήρως από τη δύναμη δέσμευσης (ιονισμός) του ατόμου. Εάν η ενέργεια του σωματιδίου επαρκεί για την περαιτέρω ιονισμό του αερίου θα προκαλέσει δευτερογενείς διεργασίες, με τα προϊόντα ιονισμού, τα ιόντα και τα ηλεκτρόνια να χρησιμοποιούνται ως βάση της απόκρισης του ανιχνευτή.

Ο συνολικός αριθμός των ηλεκτρονίων που παράγονται από τους ιονισμούς, καθορίζει την απόδοση ανιχνευτή και δίνεται από τον τύπο:

$$n_{\text{tot.}} = \frac{\Delta E}{w_i} \quad (2.1)$$

όπου ΔE η ενέργεια που εναποτίθεται μέσα σε 1 cm του μέσου (αέριο) και w_i , είναι η ενέργεια δέσμευσης του ηλεκτρονίου του κελύφους. Για τον Micromegas, όπου χρησιμοποιείται $\text{Ar}+7\%\text{CO}_2$, η ενέργεια κατωφλίου (ionisation threshold) που απαιτείται για τη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίων-ιόντων για το Argon είναι 15.7596 eV, ενώ για το CO_2 είναι 13.777 eV. Η πιθανότητα k ιονισμών σε μία απόσταση L και μπορεί να περιγραφεί από την κατανομή Poisson:

$$P(L/\lambda, k) = \frac{(L/\lambda)^k}{k!} e^{(-L/\lambda)} \quad (2.2)$$

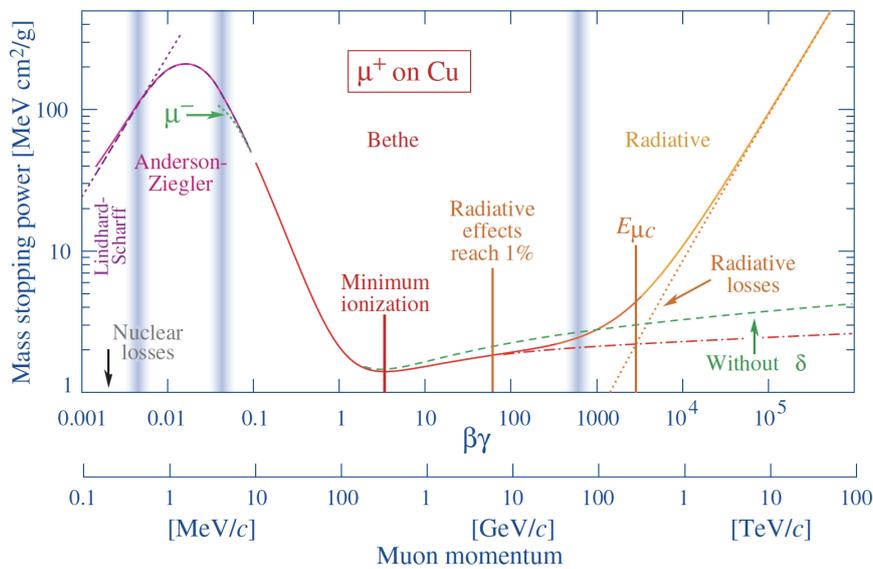
όπου $\lambda = 1/N\sigma_i$, δηλώνει τη μέση ελεύθερη διαδρομή μεταξύ δύο αλληλεπιδράσεων ιονισμού, σ_i είναι η ενεργός διατομή του ιονισμού για κάθε ηλεκτρόνιο και N η πυκνότητα ηλεκτρονίων. Ο αριθμός των πρωταρχικών ζευγών ανά μονάδα μήκους, θα είναι ίσος με $1/\lambda$ και εξαρτάται από το μείγμα αερίων, τον τύπο του φορτισμένου σωματιδίου και την ορμή του.

Η απώλεια ενέργειας σε ένα υλικό, όπως περιγράφεται από τη θεωρία της Κβαντικής Ηλεκτροδυναμικής (QED), γίνεται είτε μέσω ιονισμού είτε μέσω σκέδασης, με την ανταλλαγή (εικονικών) φωτονίων μεταξύ του σωματιδίου και των ηλεκτρονίων του κελύφους ενός ατόμου ή μέσω φωτονίων. Σε σύγκριση με τα βαριά σωματίδια, τα ταχεία ηλεκτρόνια χάνουν την ενέργειά τους με μικρότερο ρυθμό και ακολουθούν μία τυχαία μη γραμμική τροχιά διερχόμενα μέσα από απορροφητικά υλικά. Μεγάλες αποκλίσεις από την τροχιά του σωματιδίου είναι πιθανές καθώς η μάζα του προσπίπτοντος σωματιδίου είναι ίση με αυτή των τροχιακών ηλεκτρονίων με τα οποία αλληλεπιδρά. Είναι ακόμη πιθανό το ηλεκτρόνιο να αλληλεπιδράσει με τους πυρήνες των ατόμων του υλικού που

διασχίζει. Ο μέσος ρυθμός απώλειας ενέργειας σωματιδίων με ταχύτητες στην περιοχή $0.1 < \beta\gamma < 1000$, περιγράφεται από την εξίσωση Bethe-Bloch:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 g^2 b^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right) \quad (2.3)$$

όπου $\beta = u/c$ η σχετικιστική ταχύτητα του σωματιδίου, I η μέση ενέργεια διέγερσης, $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307 \text{ MeV mol}^{-1} \text{ cm}^2$, $\gamma = E/Mc^2$, z ο φορτίο του προσπίπτοντος σωματιδίου, Z και A ο ατομικός αριθμός και μάζα του απορροφητή αντίστοιχα, $m_e = 0.510 \text{ MeV}$ η μάζα του ηλεκτρονίου, $r_e = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$ η ακτίνα του ηλεκτρονίου, N_A ο αριθμός Avogadro, $\delta(bg)$ η διόρθωση λόγω φαινομένου πυκνότητας και T_{max} η μέγιστη κινητική ενέργεια που μπορεί να μεταδοθεί σε ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο από μία σύγκρουση. Από την παραπάνω εξίσωση, είναι εύκολα αντιληπτό ότι η απώλεια ενέργειας μειώνεται δραστικά με το κλάσμα $1/\beta^2$ για μικρές τιμές του $\beta\gamma$ καταλήγοντας σε μία ολική ελάχιστη τιμή. Αυτή η εξάρτηση μπορεί να εξηγηθεί αν σκεφτούμαι ότι το σωματίδιο παραμένει περισσότερη ώρα στην εμβέλεια ενός ηλεκτρονίου αν έχει μικρή ταχύτητα και κατά συνέπεια η μεταφορά ενέργειας στο ηλεκτρόνιο είναι σημαντική. Στην εξίσωση Bethe - Bloch συνυπολογίζονται κβαντομηχανικά και σχετικιστικά φαινόμενα που λαμβάνουν μέρος κατά την αλληλεπίδραση.



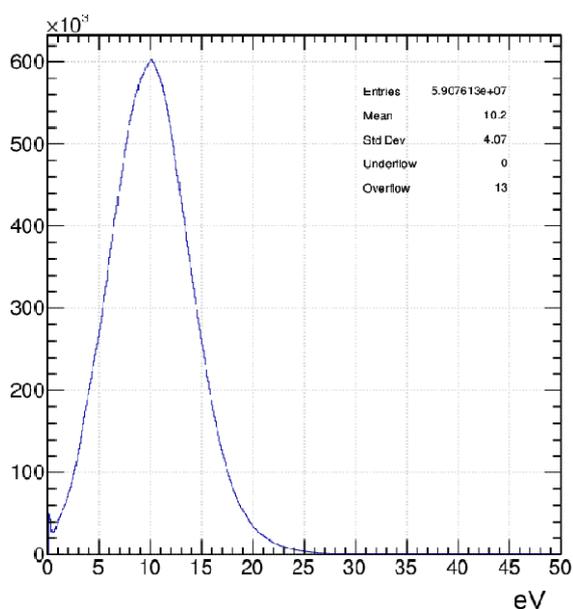
Σχήμα 2.1: Η ανασχετική ισχύς για θετικά μίονια σε χαλκό συναρτήσει της ποσότητας $\beta\gamma = p/mc$.

Η ποσότητα $\langle -dE/dx \rangle$ είναι ουσιαστικά η ισχύς του υλικού (stopping power) και συνήθως μετράται σε $\text{MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Στη λεγόμενη περιοχή Bethe της ανασχετικής ισχύος, η οποία βρίσκεται ανάμεσα στην κλίση $1/u^2$ και στη σχετικιστική περιοχή όπου επικρατούν φαινόμενα ακτινοβολίας, παρουσιάζεται ένα ελάχιστο. Τα μίονια χαρακτηρίζονται από μία ιδιαίτερος φαρδιά περιοχή "ελαχίστου ιονισμού", όπως έχουμε αναφέρει σε προηγούμενο κεφάλαιο και εκεί οφείλεται η ονομασία τους ως Minimum Ionizing Particles ή εν συντομία MIPs. Η

απώλεια ενέργειας ιονισμού των MIPs, για όλα τα υλικά, κυμαίνεται στην περιοχή μεταξύ $1-2 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ ελαφρώς αυξανόμενη με το ατομικό αριθμό Z . Ωστόσο, όταν η τιμή του γινομένου $\beta\gamma$ ξεπεράσει μία περιοχή τότε η ενεργειακή απώλεια υπόκειται σε σχετικιστική αύξηση με την κλίση να εξαρτάται από την μέση ενέργεια διέγερσης I , όπως φαίνεται στο παραπάνω σχήμα.

Επιπλέον, παρατηρείται ότι η εξίσωση Bethe-Bloch αποκλίνει για χαμηλές ενέργειες φορτισμένων σωματιδίων όπου η διαδικασία ανταλλαγής φορτίου ανάμεσα στο σωματίδιο και τον απορροφητή γίνεται σημαντική. Τα θετικά φορτισμένα σωματίδια θα αρχίσουν να προσλαμβάνουν ηλεκτρόνια από τον απορροφητή, ελαττώνοντας έτσι το φορτίο και κατά συνέπεια την ανασχετική ισχύ. Η περίπτωση των ηλεκτρονίων είναι διαφορετική, καθώς συγκρίνονται με τα φορτισμένα σωματίδια καθώς σε αντίθεση με τον ιονισμό τα ηλεκτρόνια αλληλεπιδρούν κυρίως μέσω ακτινοβολίας Bremsstrahlung. Ο μέσος ρυθμός απώλειας ενέργειας των ηλεκτρονίων είναι μικρότερος σε σχέση με τα φορτισμένα σωματίδια καθώς αλλάζουν τροχιές μέσα στο μέσο του ανιχνευτή λόγω του γεγονότος ότι η μάζα του προσπίπτοντος σωματιδίου είναι ίση με αυτή των τροχιακών ηλεκτρονίων με τα οποία αλληλεπιδρά. Επιπλέον, υπάρχει η πιθανότητα το ηλεκτρόνιο να αλληλεπιδράσει με τους πυρήνες του υλικού που διασχίζει.

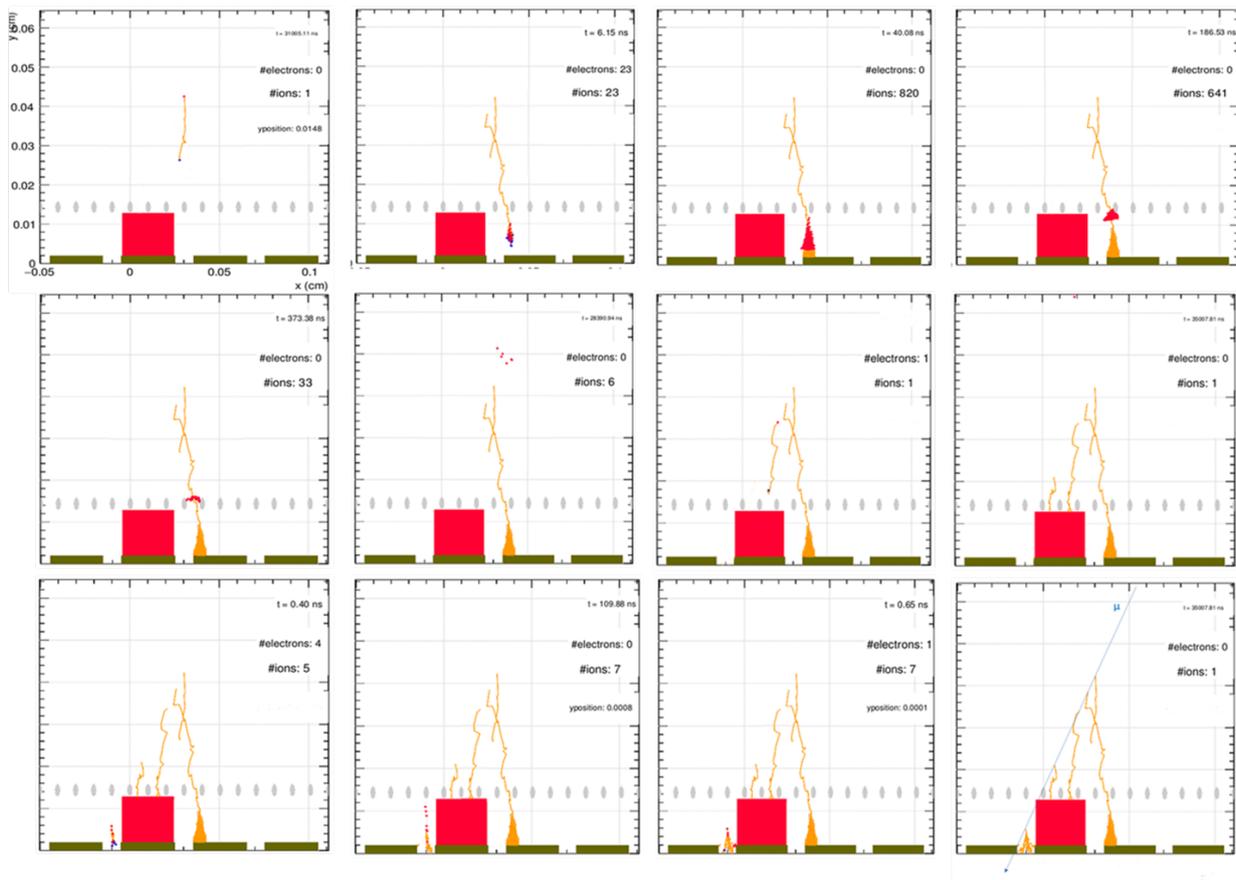
Όπως αναφέραμε και στην αρχή του κεφαλαίου στους Micropattern gaseous detectors εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό τους για να εξασφαλιστεί ο διαχωρισμός των προϊόντων και επομένως ο σχηματισμός σήματος, όπου η ενέργεια των διαχωρισμένων σωματιδίων αυξάνεται προοδευτικά, μέσω σκεδάσεων,



Σχήμα 2.2: Διάγραμμα Landau της ενέργειας που εναποθέτουν τα ηλεκτρόνια, που παράγονται μέσα στον ανιχνευτή, στα strips. Το διάγραμμα δημιουργήθηκε από το πρόγραμμα Garfield++.

μέχρις ότου την εναποθέσουν σε άλλα άτομα του αερίου. Ελλείψει ηλεκτρικού πεδίου, το ζεύγος ηλεκτρονίων-ιόντων, που δημιουργείται είναι πιθανό να επανασυνδεθεί με το ίδιο ή με ένα άλλο άτομο/μόριο και να μην ανιχνευθεί. Η διαδικασία του ιονισμού και άλλων ατόμων πέρα του αρχικού, από τα προϊόντα, έχει ένα επαναλαμβανόμενο μοτίβο, την επιτάχυνση και την σκέδαση. Και τα δύο προϊόντα υπόκεινται σε παρόμοιες διεργασίες, ενώ τα ιόντα είναι σημαντικά πιο αργά μέσα στο αέριο λόγω της μεγαλύτερης μάζας τους. Στην περιοχή πολλαπλασιασμού του ανιχνευτή, η πιθανότητα ένα ιόν ενός πρωτογενούς ιονισμού να υποβληθεί σε σκέδαση είναι χαμηλότερη από αυτή ενός ηλεκτρονίου και ως εκ τούτου οδηγείται στην κάθοδο όπου

και συλλέγεται, ενώ το ηλεκτρόνιο παρασύρεται προς την περιοχή της υψηλότερου ηλεκτρικού πεδίου, συσσωρεύοντας περισσότερη ενέργεια μεταξύ των συγκρούσεων, οδηγώντας έτσι σε δευτερογενείς ιονισμούς. Κάθε ηλεκτρόνιο που απελευθερώνεται προορίζεται να έχει την ίδια μοίρα με τον πρόγονο του, ταξιδεύοντας μέσα από την περιοχή μετάβασης στην ενίσχυση. Εκεί υπάρχει η πιθανότητα να απορροφηθεί στο mesh. Είναι η λεγόμενη διαφάνεια ηλεκτρονίων. Ορισμένα από αυτά τα ηλεκτρόνια θα προκαλέσουν περαιτέρω ιονισμούς, οδηγώντας τελικά στο σχηματισμό της ηλεκτρονικής χιονοστιβάδας. Η ηλεκτρονική χιονοστιβάδα διακόπτεται όταν όλα τα ηλεκτρόνια απορροφηθούν από την άνοδο. Έτσι ανιχνεύουμε το σήμα που προέκυψε από το αρχικό σωματίδιο που διαπέρασε τον ανιχνευτή. Από την άλλη πλευρά, το σύννεφο ιόντων κινείται αργά προς τα πάνω στο πλέγμα, όπου η πλειοψηφία τους απορροφάται από αυτό (το οποίο είναι γειωμένο) και ενώ τα υπόλοιπα θα απωθηθούν γρήγορα, λόγω πεδίου πίσω στην κάθοδο. Το Σχήμα 2.3 απεικονίζει αυτή ακριβώς τη διαδικασία που περιγράψαμε καθώς ένα μόνιο διαπερνά τον ανιχνευτή Micromegas, η οποία προσομοιώθηκε με το πρόγραμμα Garfield++.



Σχήμα 2.3: Η πορεία των σωματιδίων μέσα σε ένα ανιχνευτή Micromegas, τα οποία παράγονται καθώς ένα μόνιο διαπερνά τον ανιχνευτή. Τα παραγόμενα ηλεκτρόνια παρασύρονται προς την περιοχή ενίσχυσης, όπου και προκαλούν χιονοστιβάδα σωματιδίων. Τα ηλεκτρόνια συλλέγονται από την άνοδο καθώς το σύννεφο ιόντων παρασύρεται προς το πλέγμα, η πλειονότητα των οποίων θα απορροφηθεί από αυτό, με τα υπόλοιπα να οδηγούνται προς την κάθοδο.

Τα ηλεκτρόνια του avalanche συλλέγονται σε $\sim 10 - 13$ ns από τα strips. Το

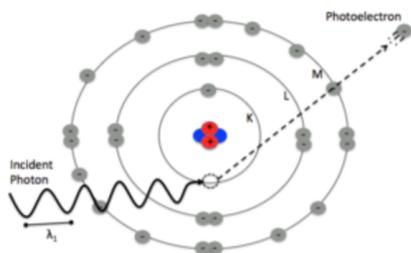
80% των ιόντων απορροφούνται από το mesh σε ~ 300 ns, ενώ το $\sim 20\%$ παγιδεύεται μεταξύ των οπών για ακόμη ~ 200 ns εμποδίζοντας έτσι τη διέλευση των ηλεκτρονίων και μόνο το $\sim 3\%$ του συνόλου των ιόντων επιστρέφει στη κάθοδο. Κάθε στάδιο της παραπάνω διαδικασίας αναλύεται στις επόμενες ενότητες.

2.2 Αλληλεπίδραση φωτονίων με την ύλη

Οι κύριοι μηχανισμοί απώλειας ενέργειας για τα φωτόνια, όταν αυτά διέρχονται μέσα από ένα υλικό, είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γένεση. Με ποιον από τους τρεις αυτούς τρόπους θα αλληλεπιδράσει το φωτόνιο με την ύλη εξαρτάται κυρίως από την ενέργεια του και τον ατομικό αριθμό του υλικού.

Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

Φωτόνιο χαμηλής ενέργειας ($0.01 < h\nu < 1$ MeV) που διέρχεται μέσα από κάποιο υλικό είναι πολύ πιθανό να απορροφηθεί πλήρως από ένα δέσμιο ηλεκτρόνιο του υλικού. Αυτό έχει σαν συνέπεια το ηλεκτρόνιο να αποχωριστεί το άτομο, και να κινηθεί ελεύθερο με ενέργεια:



Σχήμα 2.4: Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο.

νίου στο άτομο που ανήκε αρχικά.

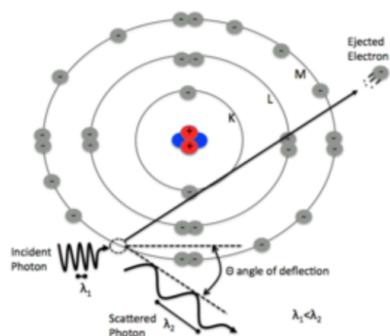
$$E_e = h\nu - E_b \quad (2.4)$$

όπου h η σταθερά του Planck, ν η συχνότητα του φωτονίου και E_b η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου.

Σκέδαση Compton

Εάν το αρχικό φωτόνιο έχει ελαφρώς μεγαλύτερη ενέργεια ($0.5 < h\nu < 10$ MeV), τότε είναι πιθανότερο να παρατηρηθεί το φαινόμενο Compton, κατά το οποίο μόνο μέρος της αρχικής ενέργειας απορροφάται από δέσμιο ηλεκτρόνιο.

Το ηλεκτρόνιο απελευθερώνεται από το άτομο, ενώ το φωτόνιο με την εναπομείνουσα ενέργεια σκεδάζεται. Η τελική ενέργεια του φωτονίου είναι:



Σχήμα 2.5: Σκέδαση Compton.

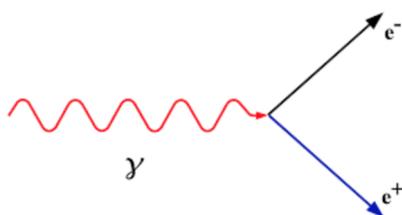
$$hu' = hu \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}, \quad (2.5)$$

ενώ του ηλεκτρονίου

$$E_e = hu \frac{\alpha(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (2.6)$$

Δίδυμη Γένεση

Όταν ένα φωτόνιο ενέργειας μεγαλύτερης των 1.022 MeV βρεθεί κοντά σε ένα άτομο, μπορεί να εκπέμψει ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται δίδυμη γένεση.



Σχήμα 2.6: Διάγραμμα Feynman για Δίδυμη Γένεση.

Το αρχικό φωτόνιο να έχει ενέργεια τουλάχιστον ίση με τη μάζα των δύο παραγόμενων σωματιδίων, από όπου προκύπτει το κατώφλι των 1.022 MeV. Για να ικανοποιείται η αρχή διατήρησης ορμής, το φωτόνιο πρέπει να βρεθεί κοντά σε ατομικό πυρήνα για να προκύψει δίδυμη γένεση. Η ενέργεια που αποκτά το παραγόμενο ζεύγος είναι:

$$E = h\nu - 2m_e c^2 \quad (2.7)$$

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι η κυρίαρχη μορφή αλληλεπίδρασης για χαμηλές τιμές ενέργειας του ενός MeV.

2.3 Κίνηση ιόντων και ηλεκτρονίων μέσα στο αέριο

Η αρχή λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου βασίζεται στα προϊόντα, ηλεκτρόνια/ιόντα, της αλληλεπίδρασης του εισερχόμενου σωματιδίου με το αέριο και στην κίνηση τους έως ότου φθάσουν στο επίπεδο ανίχνευσης. Η θερμική κίνηση των ηλεκτρονίων και των ιόντων υπό την επίδραση ενός ηλεκτρικού πεδίου και την αλληλεπίδραση με τα άτομα αερίου/μόρια μελετώνται παρακάτω.

2.3.1 Κίνηση ιόντων

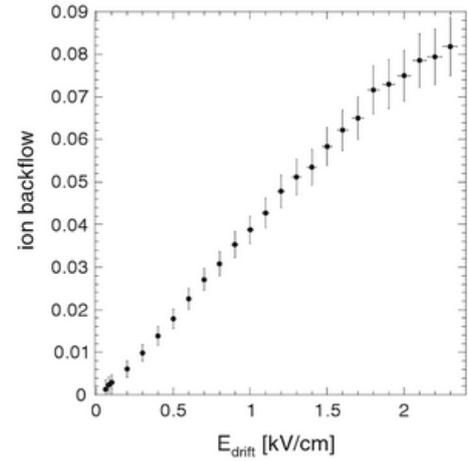
Λόγω της σχετικά μεγάλης μάζας τους, σε σύγκριση με τα ηλεκτρόνια, τα ιόντα παρασύρονται πολύ πιο αργά από το ηλεκτρικό πεδίο, απ' ό,τι τα ηλεκτρόνια και χάνουν σημαντικό μέρος της ενέργειας τους σε κάθε αλληλεπίδραση με τα μόρια/άτομα του αερίου.

Ταχύτητα

Παρουσία ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου εντός του ανιχνευτή, τα ιόντα κινούνται κατά μήκος των γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου με κατεύθυνση προς την κάθοδο. Η μέση ταχύτητα αυτής της κίνησης, που ονομάζεται ταχύτητα μετατόπισης, u_d , είναι γραμμικά ανάλογη προς το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο και δίνεται από τη σχέση:

$$u_d^{ion} = \left(\frac{1}{M+m}\right)^2 \left(\frac{1}{3k_B T}\right)^2 \left(\frac{eE}{N\sigma}\right) = \mu E \quad (2.8)$$

όπου m η μάζα του ιόντος, M η μάζα του μορίου του αερίου, N η πυκνότητα, T η θερμοκρασία και σ η ενεργός διατομή της σκέδασης των ιόντων από μόρια του αερίου. Η ποσότητα μ , είναι η κινητικότητα των φορέων φορτίου σε ένα αέριο και είναι χαρακτηριστική της κίνησης ιόντων σε ένα δεδομένο αέριο και στην περίπτωση σταθερών περιβαλλοντικών παραμέτρων (θερμοκρασία και πίεση) μπορεί να θεωρηθεί σταθερή. Αυτό σχετίζεται άμεσα με την ενέργεια των ιόντων, η οποία διατηρείται σε πολύ έντονα πεδία.



Σχήμα 2.7: Διάγραμμα της ταχύτητας των ιόντων προς την κάθοδο σε σχέση με το ηλεκτρικό πεδίο του drift gap. Το πεδίο στην περιοχή amplification είναι ίσο με $E_{\text{amp}} = 42.2 \text{ kV/cm}$ [33].

Διάχυση

Ο συντελεστής διάχυσης, για ιόντα που κινούνται παρουσία ηλεκτρικού πεδίου, σχετίζεται με την κινητικότητα των ιόντων, μέσω της σχέσης του Einstein:

$$\frac{D_{\text{ion}}}{\mu} = \frac{k_{\beta}T}{e} \quad (2.9)$$

και η γραμμική τυπική απόκλιση για απόσταση x θα ισούται με:

$$\sigma_x^{\text{ion}} = \sqrt{\frac{2k_{\beta}Tx}{eE}} \quad (2.10)$$

Σε χαμηλές θερμικές ενέργειες η ενεργός διατομή φαίνεται να έχει μικρές διακυμάνσεις και μπορεί να θεωρηθεί ως σταθερή, με αποτέλεσμα μια αναλογία μεταξύ της ταχύτητας μετατόπισης και της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου. Αντίθετα, η θερμική κίνηση καταστέλλεται σε υψηλότερες τιμές ηλεκτρικού πεδίου και το ιόν αποκτά ενέργεια, σε μια μέση ελεύθερη διαδρομή, ίση με τη θερμική ενέργεια. Βάση αυτού, ο τροποποιημένος τύπος για την ταχύτητα ολίσθησης δίνεται από τον τύπο:

$$u_d = \left[\frac{m}{M} \left(1 + \frac{m}{M} \right)^{1/2} \right] \left(\frac{e}{mN\sigma} \right)^{1/2} \sqrt{E} \quad (2.11)$$

όπου η ταχύτητα μετατόπισης είναι ανάλογη προς \sqrt{E} αντί για E .

2.3.2 Κίνηση ηλεκτρονίων

Τα ηλεκτρόνια λόγω της μικρότερης μάζας τους σε σύγκριση με τα ιόντα (σχεδόν δύο τάξεις μεγέθους μικρότερα), μεταφέρουν μόνο ένα μικρό κλάσμα της ενέργειας τους στα περιβάλλοντα άτομα/μόρια του αερίου κατά τη διάρκεια των αλληλεπιδράσεων τους με αυτά.

Ταχύτητα

Μόλις τα ηλεκτρόνια υποβληθούν σε ένα ηλεκτρικό πεδίο, η τυχαία κίνηση καταστέλλεται και τα ηλεκτρόνια προσανατολίζονται κατά μήκος των γραμμών πεδίου, επιτυγχάνοντας μια πεπερασμένη μέση ταχύτητα, αποκαλούμενη ταχύτητα μετατόπισης. Στην περίπτωση της μη παρουσίας ηλεκτρικού πεδίου, ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο σε ένα αέριο μέσο έχει θερμική κινητική ενέργεια ίση με $3/2k_B T$. Στην περίπτωση ύπαρξης ηλεκτρικού πεδίου, το ηλεκτρόνιο ξεκινά να συγκρούεται με τα μόρια του αέριου μέσου και αν η μέση ελεύθερη διαδρομή μεταξύ δύο συγκρούσεων είναι Δt τότε η ταχύτητα ολίσθησης μπορεί να εκφραστεί με την σχέση Townsend, η οποία είναι:

$$u_d^e = k \frac{eE}{m} \tau \quad (2.12)$$

όπου τ είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή μεταξύ δύο συγκρούσεων και k σταθερά, με τιμές μεταξύ 0.75-1, εξαρτώμενη από την ενεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων. Ωστόσο, η συσχέτιση μεταξύ της ταχύτητας ολίσθησης και του ηλεκτρικού πεδίου είναι περισσότερο περίπλοκη από την στιγμή που η τ δεν επηρεάζεται μόνο από το ηλεκτρικό πεδίο αλλά και από τις παραμέτρους του αέριου μέσου του ανιχνευτή.

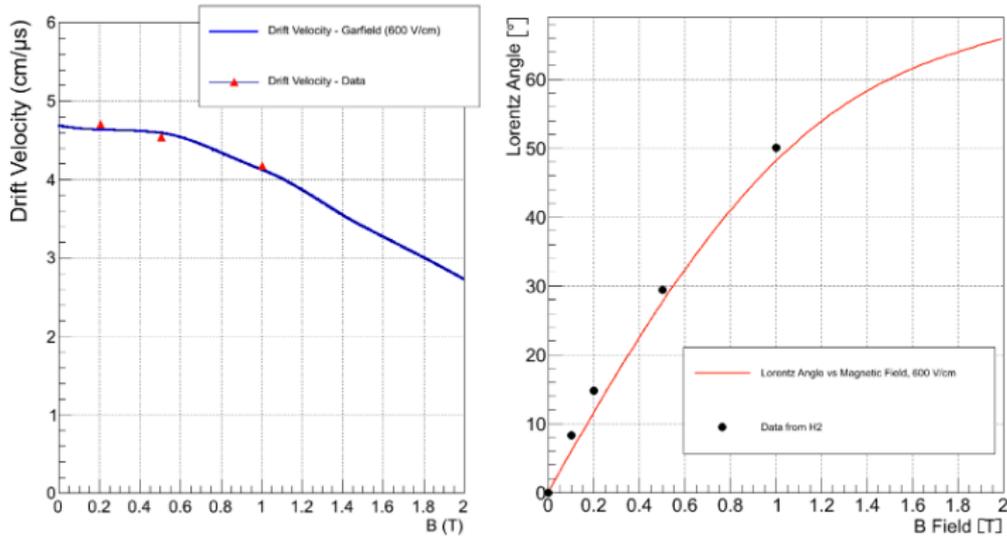
Η εξίσωση της κίνησης για ένα ηλεκτρόνιο με μάζα m καθώς κινείται στο εσωτερικό ενός αερίου κάτω από την επίδραση ενός μαγνητικού πεδίου B και ηλεκτρικού πεδίου E έχει βελτιστοποιηθεί από τον Langevin με την προσθήκη ενός επιπλέον όρου που σχετίζεται με την δύναμη τριβής. Η σχέση αυτή λαμβάνει υπόψιν την επιβράδυνση των ηλεκτρονίων τα οποία προέρχονται από τις αλληλεπιδράσεις με τα άτομα ή μόρια του αερίου και είναι η παρακάτω:

$$m \frac{du_d^e}{dt} = e(\mathbf{E} + u_d^e \times \mathbf{B}) - \frac{m}{\tau} u_d^e \quad (2.13)$$

όπου $-\frac{m}{\tau} u_d^e$ αποτελεί την δύναμη τριβής και τ η μέση χρονική διάρκεια μεταξύ δύο αλληλεπιδράσεων. Θεωρώντας ότι ένα ηλεκτρόνιο ολισθαίνει κάτω από σταθερή ταχύτητα σε ένα ομοιόμορφο ηλεκτρικό πεδίο, η ταχύτητα ολίσθησης για την περίπτωση ενός μηδενικού μαγνητικού πεδίου απλοποιείται από την παρακάτω εξίσωση:

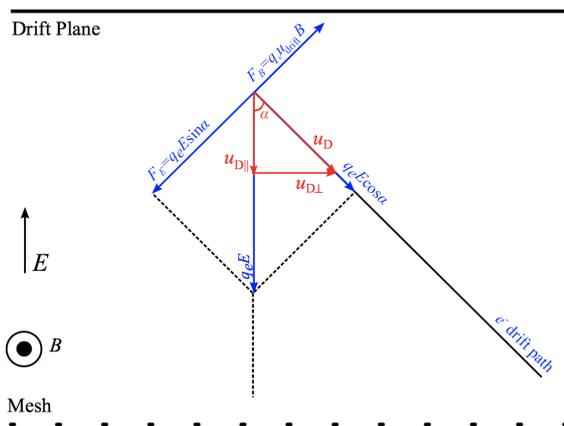
$$|u_d^e| = \frac{eE}{m} \tau \quad (2.14)$$

Στην περίπτωση μη ύπαρξης μαγνητικού πεδίου, η ταχύτητα ολίσθησης ηλεκτρονίων (u_d) εξαρτάται αποκλειστικά από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο και το μείγμα αερίων που χρησιμοποιείται. Με την εισαγωγή όμως μαγνητικού πεδίου, εξαρτάται πλέον από το συνδυασμό των ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων που εφαρμόζονται. Εξ' ορισμού, η κατεύθυνση της ταχύτητας είναι παράλληλη με τη διαδρομή των παρασυρόμενων ηλεκτρονίων και λόγω της απόκλισης των διαδρομών, κατά γωνία Lorentz α , το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου κατά



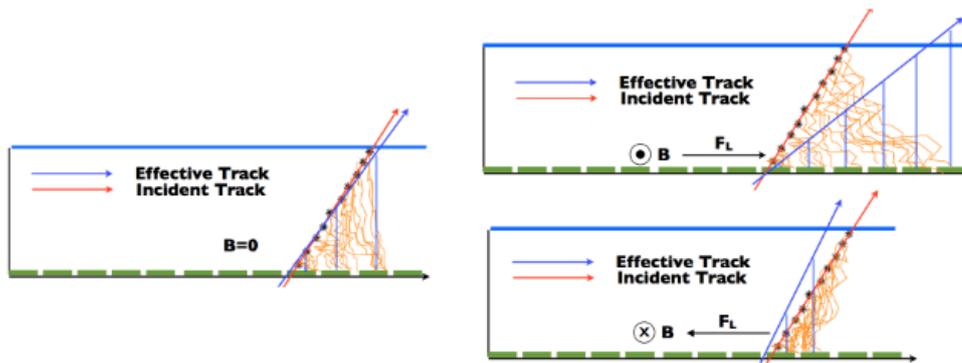
Σχήμα 2.8: Διάγραμμα ταχύτητας κίνησης ιόντων προς την κάθοδο και της γωνίας εκτροπής τους σε σχέση με το μαγνητικό πεδίο, στην περιοχή drift, με $E_{amp} = 42.2 \text{ kV/cm}$ [33].

μήκος της κατεύθυνσης είναι $E \cos \alpha$.



Σχήμα 2.9: Η διαδρομή μετατόπισης ηλεκτρονίων αποκλίνει από την κατεύθυνση του E , με γωνία Lorentz α λόγω του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου B .

Συνεπώς, όταν τα ηλεκτρόνια μετακινούνται υπό την επίδραση ενός μαγνητικού πεδίου η ταχύτητα ολίσθησης είναι $u_d a E \cos \alpha$ αντί $u_d a E$ (στην περίπτωση που δεν υπάρχει μαγνητικό πεδίο). Η δύναμη του ηλεκτρικού πεδίου, $F = qeE$, προσανατολισμένη κατά μήκος των γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου και μπορεί να αναλυθεί σε μία παράλληλη, κατά μήκος της διαδρομής των παρασυρόμενων ηλεκτρονίων, συνιστώσα $F_{||} = qeE \cos \alpha$ και σε μία κάθετη σε αυτό $F_{\perp} = qeE \sin \alpha$, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.9.



Σχήμα 2.10: Η επίδραση του μαγνητικού πεδίου στους MM ανιχνευτές. Με κόκκινο χρώμα διακρίνεται η πραγματική τροχιά ενώ με μπλε η ανακατασκευασμένη [34].

Διάχυση

Η περίπτωση των ηλεκτρονίων μπορεί να αντιμετωπιστεί παρομοίως με τα ιόντα, αφού οι νόμοι διάχυσης, που παρουσιάζονται παραπάνω, μπορούν να περιγράψουν τη διάχυση ηλεκτρονίων μέσα σε ένα ηλεκτρικό πεδίο. Λόγω των πολλαπλών αλληλεπιδράσεων με τα άτομα αερίου, τα ηλεκτρόνια αποκλίνουν από την αρχική τους πορεία κατά μήκος των γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου, διασκορπισμένα στη γειτονική περιοχή. Η διάχυση ηλεκτρονίων αποτελείται από δύο όρους, έναν κατά μήκος της κατεύθυνσης μετατόπισης, τη διαμήκη διάχυση και έναν κάθετο σε αυτή την εγκάρσια διάχυση. Με την ύπαρξη ηλεκτρικού πεδίου, η κινητικότητα των ηλεκτρονίων διαφέρει σημαντικά με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου καθώς η κινητική τους ενέργεια μπορεί να αυξηθεί σημαντικά μεταξύ σύγκρουσης με τα άτομα/μόρια του αερίου και η τυπική απόκλιση $\sigma \times e$ αρχίζει να αποκλίνει από την τιμή $1/E$, όπου έχει παρατηρηθεί στα ιόντα. Η έκταση της χρήσης εξαρτάται από το αέριο καθώς και από το ηλεκτρικό πεδίο, όπου η Εξ. 2.9 περιγράφει αυτήν την εξάρτηση όπου για την περίπτωση των ηλεκτρονίων έχουμε αντικαταστήσει τον όρο της θερμικής ενέργειας με έναν εμπειρικό παράγοντα k , γνωστό ως χαρακτηριστική ενέργεια:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\epsilon_k}{e} \quad (2.15)$$

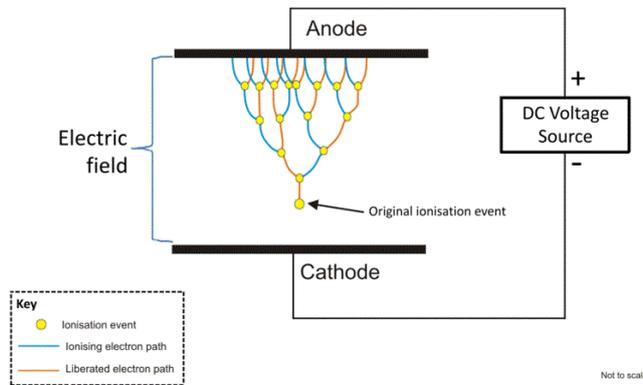
Ο γραμμικός χώρος της διάχυσης για την περίπτωση των ηλεκτρονίων σε υψηλό ηλεκτρικό πεδίο γράφεται στην μορφή της Εξ. 2.16 που k εξαρτάται από το αέριο και το ηλεκτρικό πεδίο. Σε αντίθεση, με την κλασική εκτίμηση παρατηρήθηκε ότι για αρκετά αέρια ο συντελεστής διάχυσης δεν είναι ομοιόμορφος σε όλες τις κατευθύνσεις του ηλεκτρικού πεδίου. Σε αυτές τις περιπτώσεις πρέπει να λαμβάνονται υπόψιν δύο συντελεστές διακύμανσης, ένας κατά μήκος της κατεύθυνσης μετατόπισης και ένας κατά μήκος της εγκάρσιας προς αυτήν κατεύθυνσης.

$$\sigma_x^e = \sqrt{\frac{2\epsilon_k x}{eE}} \quad (2.16)$$

2.4 Χιονοστιβάδα Townsend και παραγωγή σήματος

Υπό την επίδραση ισχυρής ηλεκτρικής δύναμης, τα ηλεκτρόνια ιονισμού μπορούν να αποκτήσουν επαρκή κινητική ενέργεια για τον περαιτέρω ιονισμό ουδέτερων μορίων αερίου με αποτέλεσμα την παραγωγή δευτερογενών ιονισμών. Τα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια υπόκεινται επίσης στην ίδια διαδικασία και επιπλέον ιονισμοί με την διαδικασία πολλαπλασιασμού παράγονται ώσπου τελικά λαμβάνει την μορφή χιονοστιβάδας, γνωστό ως φαινόμενο Townsend[35]. Λόγω

της μάζας των ηλεκτρονίων έναντι στα ιόντα, τα ηλεκτρόνια μετακινούνται ταχύτερα σε σύγκριση με τα ιόντα σχηματίζοντας μία μορφή σταγόνας, όπου τα ηλεκτρόνια καταλαμβάνουν την κεφαλή της σταγόνας και τα ιόντα μία αργή ουρά όπως αποτυπώνεται και στο Σχ.2.11.



Σχήμα 2.11: Χιονοστιβάδα Townsend.

Ο αριθμός των δευτερευόντων ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων που παράγονται ανά μονάδα μήκους της ολίσθησης είναι ισοδύναμος με έναν πολλαπλασιαστικό παράγοντα, ο οποίος καλείται πρώτος παράγοντας Townsend $\alpha = 1/\lambda$, όπου λ είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή του ηλεκτρονίου ιονισμού. Στην πραγματικότητα ωστόσο, το ηλεκτρικό πεδίο δεν είναι ομοιόμορφο, αλλά έχει την μορφή $a = a(x)$. Ένας αρχικός πλη-

θυσμός των ηλεκτρονίων $n_{e,0}$, θα πολλαπλασιαστεί μετά από διαδρομή απόστασης dx μέσα σε dn_e ηλεκτρόνια και ο πολλαπλασιασμένος αριθμός ηλεκτρονίων για μία δεδομένη διαδρομή $x_1 \Rightarrow x_2$ δίνεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$dn_e = n_e a(x) dx \Rightarrow n_e = n_{e,0} \exp\left(\int_{x_1}^{x_2} a(x) dx\right) \quad (2.17)$$

Οι παραπάνω εκφράσεις περιγράφουν την μέση ανάπτυξη χιονοστιβάδων, στην πραγματικότητα όμως οι αλληλεπιδράσεις ηλεκτρονίων-ατόμων κυριαρχούνται από στατιστικές διακυμάνσεις και ως εκ τούτου το μέγεθος της χιονοστιβάδας πρέπει να ακολουθεί μία κατανομή πιθανότητας. Ανάλογα με τον συντελεστή Townsend και το ηλεκτρικό πεδίο, η πιθανότητα να έχουμε n_e ηλεκτρόνια μετά από μία διαδρομή x για μία χιονοστιβάδα που ξεκινάει από ένα ηλεκτρόνιο εκφράζεται από τον νόμο Furry στην Εξ.2.18, όπου η πιθανότητα μειώνεται εκθετικά για την αύξηση του n με μέγιστο το $n = 1$. Επιπλέον, έχει παρατηρηθεί πειραματικά ότι τα ηλεκτρόνια, ύπο την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου χρησιμοποιούν ένα σημαντικό μέρος της διαδρομής τους για να φθάσουν στην ενέργεια που μπορεί να παράγουν ιονισμούς και έτσι το εκθετικό της εξίσωσης εξελίσσεται σε κατακόρυφη κατανομή γνωστή και ως Polya[36]:

$$P(n, x) = \frac{\exp(-n/\bar{n})}{\bar{n}}, \bar{n} = \exp(-ax) \quad (2.18)$$

όπου \bar{n} ο μέσος αριθμός ηλεκτρονίων ενός avalanche. Η κίνηση των προϊόντων της χιονοστιβάδας δημιουργεί ηλεκτρικά σήματα στα ηλεκτρόδια του ανιχνευτή. Τα ηλεκτρόνια και τα θετικά ιόντα μετακινούνται προς αντίθετες κατευθύνσεις με διαφορετικές ταχύτητες και ως εκ τούτου προκαλούν σήματα με διαφορετικά χαρακτηριστικά. Ανάλογα με την διαμόρφωση του ανιχνευτή και του ηλεκτρικού

πεδίου, τα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια φτάνουν στην άνοδο μέσα σε λίγα nanoseconds με αποτέλεσμα την δημιουργία πολύ γρήγορων παλμών σήματος, όπως θα δούμε στο επόμενο κεφάλαιο. Από την άλλη πλευρά, τα θετικά ιόντα μετακινούνται με ταχύτητα εκατοντάδες φορές μικρότερη σε σχέση με τα ηλεκτρόνια και το προκύπτον σήμα έχει μακριά ουρά με διάρκεια λίγων δεκάδων nanoseconds. Θεωρητικά, η κίνηση ενός ηλεκτρονίου/ιόντος προκαλεί σήματα σε όλα τα στοιχεία ηλεκτροδίων με τα χαρακτηριστικά σήματος ανάλογα με τις γραμμές ηλεκτρικού πεδίου και την σχετική θέση του κινούμενου φορτίου σε σχέση με το στοιχείο ηλεκτροδίου. Σε ένα απλοποιημένο σχέδιο με σημειακό φορτίο κινούμενο κατά μήκος των γειωμένων ηλεκτροδίων το επαγόμενο ρεύμα σε κάθε ηλεκτρόδιο θα δίνεται από το θεώρημα Schockley-Ramo[37]:

$$I_n(t) = -\frac{q}{V_w} \mathbf{E}_n[\mathbf{x}(t)] \cdot \mathbf{u}(t) \quad (2.19)$$

όπου $\mathbf{E}_n[\mathbf{x}(t)] = -\nabla\psi_n[\mathbf{x}(t)]$ είναι το πεδίο, $\psi_n[\mathbf{x}(t)]$ το δυναμικό του ηλεκτροδίου n και $u(t)$ η ταχύτητα ολίσθησης του σημειακού σωματιδίου[38].

Ενίσχυση Σήματος

Η ενίσχυση αυτή μετράται ποσοτικά από την απολαβή (gas gain), η οποία ορίζεται ως:

$$G = \frac{n}{n_0} = e^{ax} \quad (2.20)$$

όπου $n = n_0 e^{ax}$ ο αριθμός ηλεκτρονίων σε απόσταση x από το σημείο όπου ξεκίνησε ο πολλαπλασιασμός. Η χιονοστιβάδα Townsend λοιπόν παίζει πολύ σημαντικό ρόλο στην απόδοση του ανιχνευτή. Υπάρχει όμως και ένα ανώτατο όριο όπου μπορεί να φτάσει αυτή, το λεγόμενο όριο Raether, καθώς μετά από την τιμή αυτή προκαλούνται σπινθηρισμοί, οι οποίοι καταστρέφουν το υλικό των ηλεκτροδίων. Το όριο αυτό είναι της τάξης του 10^8 .

Εκτός από τον άμεσο δευτερογενή ιονισμό που προκαλείται από τα πρωτεύοντα ηλεκτρόνια, πρόσθετοι μηχανισμοί, όπως η δέσμευση ηλεκτρονίων, ο ανασυνδυασμός των ιόντων, η διέγερση και η μεταφορά Penning μπορούν να συμβάλουν στη διαδικασία πολλαπλασιασμού, ανάλογα με το μείγμα αερίων και την ενέργεια των ηλεκτρονίων που μπορεί να υπερβαίνει το δυναμικό ιονισμού ενός συστατικού του αερίου.

Electron attachment

Τα ηλεκτρόνια ιονισμού κατά τη διάρκεια της μετατόπισης τους αλληλεπιδρούν με το αέριο και μπορούν να δεσμευτούν από κάποιο άτομο του αερίου, σχηματίζοντας ένα ανιόν. Ο συγκεκριμένος μηχανισμός ονομάζεται electron attachment[39]. Η πιθανότητα ενός ηλεκτρονίου, το οποίο κινείται υπό την επίδραση

ενός ομοιόμορφου ηλεκτρικού πεδίου, ανά μονάδα μήκους κινήσεις να “πιαστεί” από ένα άτομο ονομάζεται attachment coefficient και είναι μεγάλη για το οξυγόνο, ενώ για υδρογονάνθρακες και ευγενή αέρια χαρακτηρίζονται από σχετικά χαμηλό συντελεστή σύνδεσης.

Ion Recombination

Μια συμπληρωματική επίδραση στη σύνδεση ηλεκτρονίων είναι ο ανασυνδυασμός των ιόντων, όπου ένα θετικό ιόν μπορεί να αλληλεπιδράσει με ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο (attachment) ή με ένα από τα επιπλέον ηλεκτρόνια ενός αρνητικού ιόντος (recombination), συμπληρώνοντας τις στιβάδες του και να γίνει ουδέτερο. Προκειμένου να αποφευχθεί αυτός ο ανασυνδυασμός με αποτέλεσμα να μην παίρνουμε σήμα από τους ανιχνευτές, οι φορείς φορτίου, τα ιόντα και τα ηλεκτρόνια πρέπει να διαχωρίζονται γρήγορα και να συλλέγονται. Ως εκ τούτου, ένα υψηλό ηλεκτρικό πεδίο μπορεί να βοηθήσει προς αυτή την κατεύθυνση.

Excitation

Υπάρχουν περιπτώσεις που ένα ηλεκτρόνιο κατά τη διάρκεια της διαδικασίας του πολλαπλασιασμού, αλληλεπιδρά με ένα συστατικό του αερίου, χωρίς να υπερβαίνει το όριο του ιονισμού, αφήνοντάς το σε μια διεγερμένη κατάσταση. Το διεγερμένο μόριο αποδιεγείρεται στην αρχική του κατάσταση μέσω της εκπομπής ενός ορατού ή υπεριώδους φωτονίου, το οποίο υπό τις κατάλληλες συνθήκες μπορεί να προκαλέσει πρόσθετους ιονισμούς.

Penning Transfer

Ένας μηχανισμός αποδιέγερσης ενός διεγερμένου ατόμου είναι η μεταφορά Penning[40]. Όταν ένα διεγερμένο άτομο A του αερίου έχει υψηλότερη διεγερμένη κατάσταση από την ενέργεια ιονισμού του ατόμου B, τότε αυτό μπορεί να ιονίσει το B μέσω της αντίδρασης:

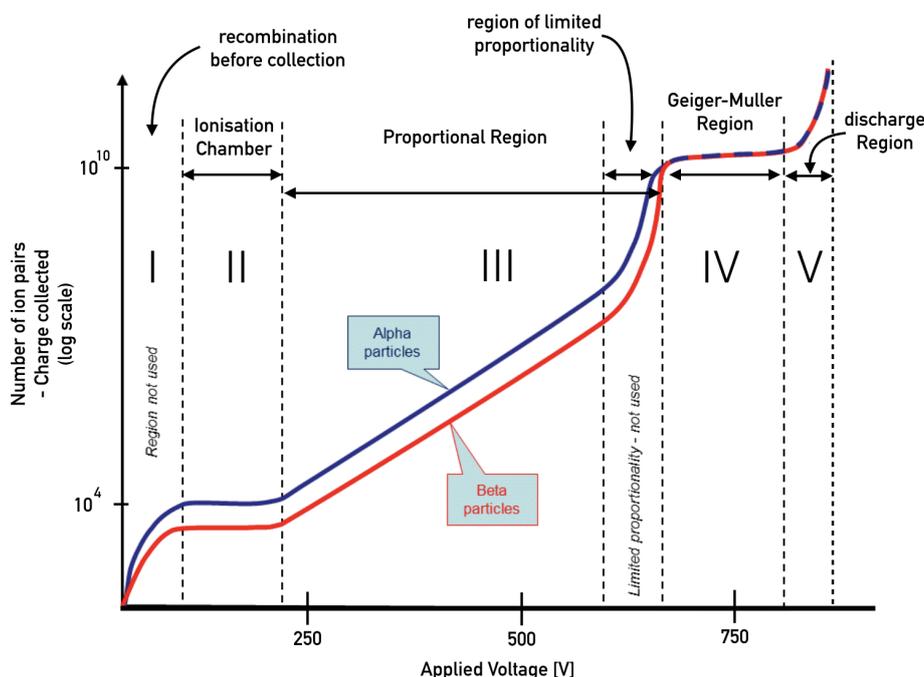


Έτσι η διαδικασία πολλαπλασιασμού μπορεί να ενισχυθεί έμμεσα μέσω του φαινομένου Penning, όπου λαμβάνει χώρα ο ιονισμός ατόμων με μικρότερες threshold ενέργειες, μέσω μεταφοράς φωτονίων από άλλα άτομα με υψηλότερες ενέργειες ιονισμού. Επομένως, εάν στο μείγμα αερίων υπάρχουν ευγενή αέρια τότε η μεταφορά Penning συμβάλλει σημαντικά στο gain του αερίου.

2.5 Ανιχνευτές αερίου

Οι ανιχνευτές αερίων, όπως οι μετρητές Geiger-Muller, οι αναλογικοί απαριθμητές, οι πολυκαναλικοί αναλογικοί θάλαμοι (Multiwire-proportional, MWPG)

και οι ανιχνευτές αερίων Micro Pattern έχουν χρησιμοποιηθεί με επιτυχία σε ένα ευρύ φάσμα εφαρμογών. Παρά την υπάρχουσα ποικιλομορφία τους, σε κατασκευαστικές, εφαρμοστικές και λειτουργικές πτυχές, όλα βασίζονται στην ίδια λειτουργική αρχή που εν ολίγοις έχουμε περιγράψει και σε προηγούμενες υποενότητες. Το εισερχόμενο σωματίδιο αλληλεπιδρά με τα μόρια του αερίου, απελευθερώνοντας ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων. Αυτά στη συνέχεια επιταχύνονται σε αντίθετες κατευθύνσεις και πολλαπλασιάζονται χάρη στο εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο. Τα προϊόντα της αλληλεπίδρασης τελικά μεταφράζονται σε ένα ανιχνεύσιμο σήμα. Οι διαφορές, που προέρχονται από τις διαφορετικές εφαρμοζόμενες τάσεις, μεταξύ διαφόρων τύπων ανιχνευτών αερίου απεικονίζονται στο Σχήμα 2.12, όπου ο αριθμός ζευγών ιόντων είναι ισοδύναμος με το συλλεχθέν φορτίο (πλάτος παλμού), απεικονίζεται ως συνάρτηση των εφαρμοζόμενων τάσεων για δύο διαφορετικούς τύπους ακτινοβολίας (α και β -σωματίδια). Οι τε-

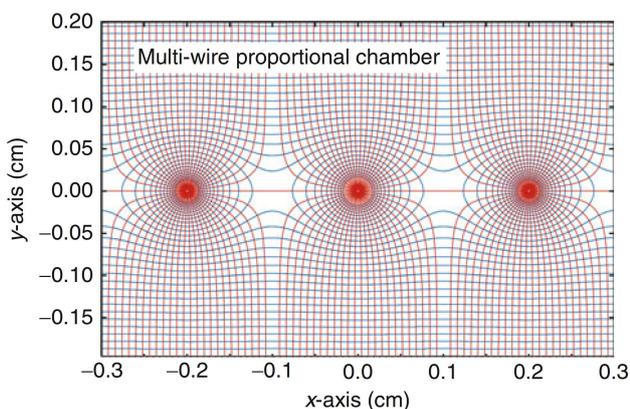


Σχήμα 2.12: Ο αριθμός των προϊόντων ιονισμού (ισοδύναμο με το πλάτος παλμού) σε συνάρτηση με την εφαρμοζόμενη υψηλή τάση, στις διαφορετικές περιοχές λειτουργίας (I, II, III, IV, V) των ανιχνευτών αερίου, για δύο διαφορετικούς τύπους ακτινοβολίας. Κάθε τύπος ακτινοβολίας απελευθερώνει διαφορετική ποσότητα ενέργειας μέσα στο αέριο.

χνολογίες ανιχνευτών, όπως φαίνεται στο σχήμα, διακρίνονται σε σχέση με τις εφαρμοζόμενες τάσεις τους. Στην περιοχή των χαμηλών τάσεων (I), το ηλεκτρικό πεδίο δεν επαρκεί για να οδηγήσει τα προϊόντα ιονισμού (ηλεκτρόνια και ιόντα) μακριά από το σημείο δημιουργίας τους, με αποτέλεσμα να επαναπροσδιορίζονται, σχηματίζοντας ουδέτερα μόρια πριν συλλεχθούν. Ως εκ τούτου, αυτή η περιοχή ονομάζεται ανασυνδυασμός (recombination). Μία προοδευτική αύξηση της εφαρμοζόμενης τάσης θα καταστείλει τελικά τη διαδικασία ανασυνδυασμού και το μεγαλύτερο μέρος του φορτίου ιονισμού θα ανιχνευθεί. Από εκείνο το σημείο, αρχίζει η περιοχή λειτουργίας (II) των θαλάμων ιονισμού. Μία επιπλέον

αύξηση του εφαρμοζόμενου πεδίου είναι ικανή να παρέχει αρκετή ενέργεια για την παραγωγή δευτερογενών ιονισμών και ο πολλαπλασιασμός (avalanche) αρχίζει. Ο δημιουργούμενος αριθμός ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων είναι σχεδόν γραμμικός με την εφαρμοζόμενη τάση, αντανακλώντας με τον τρόπο αυτό την αναλογικότητα αυτής της περιοχής (III). Αυτή είναι η αναλογική περιοχή και είναι καταλληλότερη για τον ανιχνευτή Micromegas που βασίζεται στην ενίσχυση του σήματος ιονισμού, όπως θα περιγραφεί στις επόμενες ενότητες. Παρόλο που υπάρχει μια μικρή περιοχή στην άκρη της αναλογικής περιοχής, όπου μια περαιτέρω αύξηση της εφαρμοζόμενης τάσης έχει ως αποτέλεσμα μη γραμμικότητα μεταξύ της συλλεχθείσας φόρτισης και της εφαρμοζόμενης τάσης. Αυτά προκαλούνται από τον μεγάλο αριθμό ιόντων που παράγονται κατά τη διάρκεια της διαδικασίας πολλαπλασιασμού και μπορούν να προκαλέσουν παραμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου. Η συγκεκριμένη ζώνη ονομάζεται περιοχή περιορισμένης αναλογικότητας. Στην περιοχή των υψηλών τάσεων (IV), το θετικό φορτίο ιόντων κυριαρχεί ενώ ο πολλαπλασιασμός διακόπτεται, με αποτέλεσμα παλμούς ίδιου εύρους ανεξάρτητα από την τιμή τάσης. Αυτή η περιοχή ονομάζεται περιοχή Geiger-Muller. Πάνω από εκείνη την περιοχή, η λειτουργία του ανιχνευτή αερίου βρίσκεται στην περιοχή εκφόρτισης (V), όπου μια περαιτέρω αύξηση της τάσης θα προκαλέσει συνεχείς κενώσεις και καταστροφή του πεδίου. Επομένως η τάση παίζει σημαντικό ρόλο στη δημιουργία σήματος που παράγεται μέσα στο αέριο.

Στην περίπτωση των MWPC για παράδειγμα υπήρχαν πολλοί περιορισμοί,



Σχήμα 2.13: Οι ηλεκτρικές γραμμές του πεδίου ενός MWPC στον x και y όταν αρνητική τάση εφαρμόζεται στην κάθοδο και η άνοδος είναι γειωμένη.

όπως οι μηχανικές παραμορφώσεις λόγω των ηλεκτροστατικών δυνάμεων, η ικανότητα περιορισμένου ρυθμού λόγω της παρουσίας μεγάλου αριθμού ιόντων. Τα αργά παρασυρόμενα ιόντα παραμορφώνουν το ηλεκτρικό πεδίο και τελικά επιδεινώνουν το gain και την απόδοση του ανιχνευτή. Επιπροσθέτως, μετά από μακρά περίοδο λειτουργίας ο ανιχνευτής μπορεί να συσσωρεύεται στην επιφάνεια των συρμάτων ένα πολυμερές στρώμα, με αποτέλεσμα τη μείωση του κέρδους

και της απόδοσης του ανιχνευτή. Το συγκεκριμένο αποτέλεσμα ονομάζεται γήρανση. Τα προαναφερθέντα ζητήματα του MWPC προετοιμάσαν το δρόμο για την εφεύρεση μιας νέας τεχνολογίας ανιχνευτών, των ανιχνευτών αερίων MPGD. Η βελτιωμένη γεωμετρική διάταξη τους προσφέρει εξαιρετική χωρική ανάλυση ($\sim 100 \mu\text{m}$), δυνατότητα λειτουργίας σε υψηλούς ρυθμούς ροής (έως 100 kHz/cm^2) και πολύ καλή χρονική ανάλυση της τάξης μερικών νανοδευ-

τερολέπτων. Παρακάτω γίνεται περιγραφή της βασικής δομής και της αρχής λειτουργίας του ανιχνευτή Micromegas, το οποίο αποτελεί το κύριο θέμα αυτής της εργασίας, οδηγώντας στις σημερινές προδιαγραφές των Micromegas για το ATLAS New Small Wheel project.

2.6 Ανιχνευτές Micromegas

Ο ανιχνευτής MICRO MESH Gaseous Structure - MicroMegas (MM) προτάθηκε στα μέσα της δεκαετίας του 1990 από τους I. Γιωμάταρη και G. Charpak. Είναι μέλος της οικογένειας των ανιχνευτών αερίου και χρησιμοποιείται κυρίως στην πειραματική φυσική υψηλών ενεργειών, την πυρηνική φυσική και την αστροφυσική για την ανίχνευση σωματιδίων που προκαλούν ιονισμό. Σήμερα, η τεχνολογία αυτή εξελίσσεται και αναπτύσσεται στα διάφορα πεδία της πειραματικής φυσικής.

2.6.1 Λίγη από την ιστορία των ανιχνευτών Micromegas

Αρχικά είχαν δοκιμαστεί για να βελτιώσουν την ανίχνευση αδρονίων στο πείραμα Hadron Blind Detector (HBD) μειώνοντας το κενό ενίσχυσης ενός ανιχνευτή παράλληλων πλακών προκειμένου να αποκτήσουν ταχύτερα σήματα. Αυτή η πρώτη προσπάθεια είχε πολλά θέματα που επικεντρώνονται κυρίως στις μεγάλες διακυμάνσεις της απόδοσης. Παρόλα αυτά, είχαν αποδειχθεί τα οφέλη από ένα μειωμένο κενό ενίσχυσης και η δομή Micro-Mesh υπήρχαν σαν αντίληψη από το 1992 αν και το έτος που αρχικά κατασκευάστηκε ήταν το 1996.

Μετά από αρκετά χρόνια χρήσης και ανάπτυξης του, επιτεύχθηκε η κατασκευή του με χαμηλό κόστος και με δυνατότητα επέκτασης σε μεγαλύτερη κλίμακα. Το 2006 χρησιμοποιήθηκε η τεχνική "bulk". Αυτή η βιομηχανοποιημένη διαδικασία κατασκευής βασίζεται σε μια πλακέτα τυπωμένων κυκλωμάτων (PCB) και σε ένα επίπεδο FR4 με τυπωμένες χάλκινες ταινίες ανόδου. Το έτος που ακολούθησε δημιουργήθηκε μια ομάδα έρευνας και ανάπτυξης (R&D) στο CERN, η Muon ATLAS MicroMegas Activity (MAMMA), προκειμένου να διερευνήσει τις δυνατότητες της τεχνολογίας του ανιχνευτή, ώστε να χρησιμοποιηθεί για το φασματόμετρο μιονίων του ATLAS. Στα επόμενα χρόνια, το 2008-09, πολλοί μικροί πρότυποι ανιχνευτές κατασκευάστηκαν στο εργαστήριο του CERN, όπου παρόλο την πολύ καλή του απόδοση τυος, φανέρωθηκε ένας περιορισμός, οι σπινθηρισμοί. Οι σπινθηρισμοί είναι στιγμιαίες και έντονες κενώσεις που οδηγούν σε βλάβες της παρεχόμενης τάσης με σχετικά μεγάλους χρόνους ανάκαμψης. Για να αντιμετωπίσει αυτό το πρόβλημα η ομάδα MAMMA R&D group το 2010, χρησιμοποίησε ένα προστατευτικό στρώμα από λωρίδες αντιστάσεως, το οποίο τοποθετείται πάνω από τις λωρίδες ανάγνωσης. Το προστατευτικό στρώμα είναι

ένα μονωτικό στρώμα, πάχους 64 μm . Η τεχνική αυτή, υιοθετήθηκε για να προστατεύσει πρώτα την ευαίσθητη περιοχή του ανιχνευτή από τους σπινθήρες και δεύτερον για να αποφευχθεί η κατανομή φορτίου σε διάφορες λωρίδες ανάγνωσης. Αυτή η τεχνική ανέδειξε τους resistive Micromegas ως άριστους για τις υψηλές ροές σωματιδίων στο πείραμα ATLAS. Το Φεβρουάριο του '12 εγκαταστάθηκαν στο ATLAS πέντε μικροί πρωτότυποι resistive Micromegas, κατά τη διάρκεια λειτουργίας του LHC σε $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, προκειμένου να παρακολουθείται η φωτεινότητα του LHC. Ένας ανιχνευτής με δύο gaps και ενεργή περιοχή $9 \times 4.5 \text{ cm}^2$, με την ονομασία MBT, εγκαταστάθηκε μπροστά από το end-cap ηλεκτρομαγνητικό θερμιδόμετρο, 3.5 m από το σημείο αλληλεπίδρασης κατά τον άξονα z, σε ακτίνα, περίπου 1 m. Οι άλλοι 4 ανιχνευτές εγκαταστάθηκαν στον Small Wheel (SW) σε απόσταση 1.8 m από το beam pipe. Δεδομένου ότι η έκβαση αυτής της εγκατάστασης ήταν πολύ επιτυχημένη, αποφασίστηκε να εξοπλίσουν τους νέους εσωτερους ανιχνευτές μιονίων των end-caps με ανιχνευτές MM στο πλαίσιο της ναβάθμισης NSW. Ωστόσο, οι ανιχνευτές MM για το NSW κατασκευάζονται σε μεγάλη κλίμακα, όπου έχουν γίνει κάποιες τροποποιήσεις προκειμένου να ικανοποιηθούν οι απαιτούμενες προσδοκίες. Οι προδιαγραφές των ανιχνευτών MM αναλύονται παρακάτω.

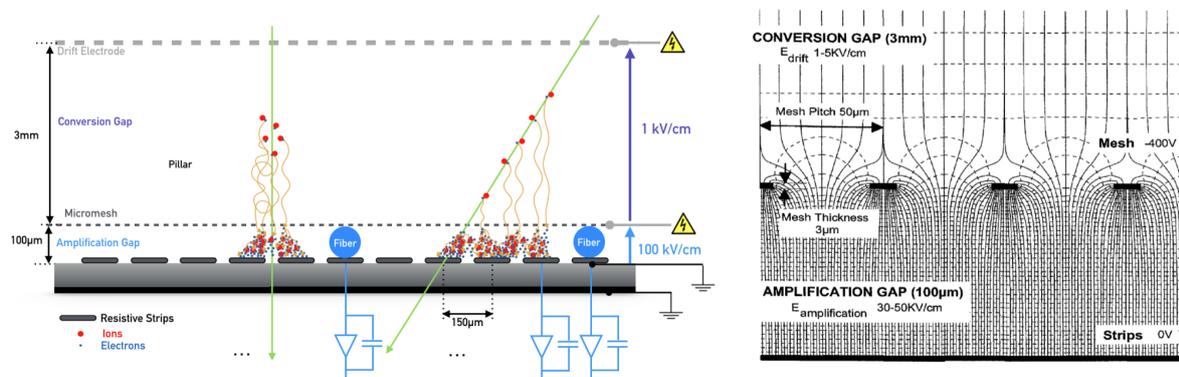
2.6.2 Δομή και αρχή λειτουργίας ενός Micromegas

Ένας ανιχνευτής Micromegas αποτελείται από δύο ασύμμετρες περιοχές, χωρισμένες από ένα λεπτό μεταλλικό πλέγμα (mesh). Πάνω από το micromesh, βρίσκεται η περιοχή μετατόπισης (drift gap), ενώ τα ηλεκτρόδια ανάγνωσης (readout strips) βρίσκονται κάτω από αυτό, σε απόσταση 100-150 μm , όπου και δημιουργούν την περιοχή ενίσχυσης (amplification gap). Μία δομή από κυλινδρικές διαχωριστικές κολώνες (pillars), κατασκευασμένες από μονωτικό υλικό και τοποθετημένα με βήμα (pitch) λίγων χιλιοστών, ορίζουν τον ύψος της περιοχής ενίσχυσης και (στηρίζουν το πλέγμα. Η τυπική δομή και οι λειτουργικές παράμετροι ενός MM αποτυπώνονται στο Σχ.2.14. Ο συγκεκριμένος σχεδιασμός, όπως θα δούμε και στην συνέχεια, μας επιτρέπει εφαρμόζοντας λογικές τιμές τάσης στα ηλεκτρόδια, να λαμβάνουμε υψηλές τιμές για το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ενίσχυσης και σχετικά ασθενές στην περιοχή μετατόπισης/ολίσθησης. Επιτυγχάνουμε έτσι ένα ιδιαίτερα υψηλό λόγο ανάμεσα στο ηλεκτρικό πεδίο της περιοχής ενίσχυσης και σε αυτό της περιοχής μετατροπής, κάτι που είναι απαραίτητο για την ιδανική λειτουργία του ανιχνευτή. Το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ολίσθησης χαρακτηρίζεται από υψηλή τάση που εφαρμόζεται στην κάθοδο και το πλέγμα ενώ το ηλεκτρικό δυναμικό επιλέγεται έτσι ώστε να ισούται με μερικές εκατοντάδες V/cm και 40 – 50 V/cm στην περιοχή ενίσχυσης που επιτυγχάνει τιμές κέρδους της τάξης των 10^4 . Η άνοδος όπως αναφέραμε παραπάνω, μπορεί είτε να είναι ένα ενιαίο κομμάτι (pad) είτε να είναι χωρισμένη σε λωρίδες (strips). Η αρχή λειτουργίας του είναι πολύ

απλή. Το φορτισμένο σωματίδιο ιονίζει τα άτομα αερίου, απελευθερώνοντας ηλεκτρόνια που παρασύρονται (σε δεκάδες νανοδευτερόλεπτα) προς το πλέγμα. Το πολύ έντονο πεδίο από την περιοχή ενίσχυσης κάνει το mesh διαφανές (εξαρτάται από την αναλογία των ηλεκτρικών πεδίων μετατόπισης και ενίσχυσης) με ποσοστό περισσότερο από το 95% των ηλεκτρονίων, οδηγώντας τα στην περιοχή ενίσχυσης, όπου ενεργοποιείται η άμεση ηλεκτρονιακή χιονοστιβάδα. Τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται στη χιονοστιβάδα θα συλληχθούν σε ελάχιστα νανοδευτερόλεπτα, ενώ τα βραδέως θετικά ιόντα, περίπου 200 φορές, από τα ηλεκτρόνια σε μεγάλο ποσοστό απορροφούνται γρήγορα από το γειωμένο πλέγμα, προστατεύοντας τον ανιχνευτή από τα φαινόμενα διασκορπισμού φορτίου και καθιστώντας τον αποτελεσματικό σε υψηλές ροές σωματιδίων. Το σήμα στις λωρίδες ανάγνωσης προκαλείται από τα φορτία εντός της περιοχής ενίσχυσης, καθιστώντας τον Micromegas, από την άποψη της απόδοσης, ένα εξαιρετικό εργαλείο για την παρακολούθηση και την καταγραφή του σήματος που προέρχεται από τα σωματίδια που τον διαπερνούν.

2.6.3 Ο πρώτος Micromegas

Η αρχική διαμόρφωση του ανιχνευτή Micromegas, έτσι όπως σχεδιάστηκε από τους I. Γιωμάτση και G. Charpak, αποτελείται από δύο παράλληλες πλάκες διαχωρισμένες από ένα μεταλλικό (από χαλκό ή νικέλιο) micromesh, πάχους 3 μm με ανοίγματα 17 μm , σε απόσταση 25 μm . Το κενό ολίσθησης επεκτείνεται 3 mm επάνω από το πλέγμα. Το κενό ενίσχυσης ορίζεται από το μέγεθος ενός μονωτικού διαχωριστικού (pillar), διαμέτρου 100 μm , το οποίο είναι τοποθετημένο στην άνοδο κάθε 2 mm. Η άνοδος, αποτελείται από ταινίες χαλκού με επίστρωση χρυσού με πάχος 5 μm , πλάτος 150 μm , όπου είναι τυπωμένα σε ένα karton pad (1 mm). Όλα τα στοιχεία του ανιχνευτή ενθυλακώνονται σε ένα δοχείο από ανοξείδωτο χάλυβα, γεμισμένο με Ar + 10%CH₄ αέριο μείγμα σε ατμοσφαιρική πίεση και κλεισμένο αεροστεγές. Η εικόνα 2.13 (αριστερά) απεικονίζει μια σχηματική διάταξη του πρώτου Micromegas που κατασκευάστηκε ποτέ και τη διαμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου του.

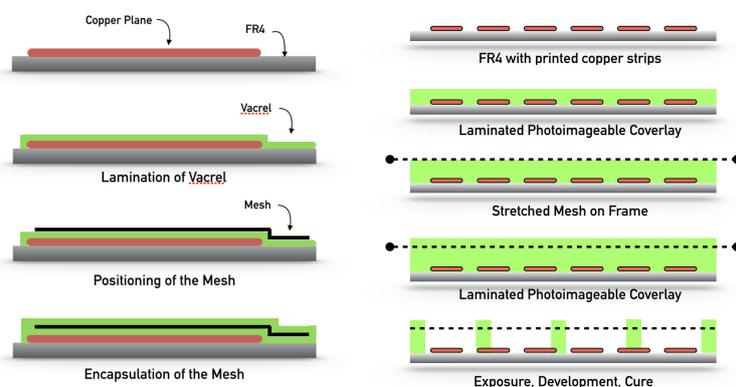


Σχήμα 2.14: Αριστερά: σχηματική άποψη της αρχικής διάταξης του ανιχνευτή Micromegas. Δεξιά: το ηλεκτρικό πεδίο έτσι όπως διαμορφώνεται γύρω από το mesh.

Το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή μετατόπισης και ενίσχυσης ορίζεται από τις εφαρμοζόμενες υψηλές τάσεις στο drift (υψηλότερη) και στο πλέγμα (χαμηλότερη) αντίστοιχα, ενώ τα strips είναι γειωμένα. Ρυθμίζοντας ανάλογα τις υψηλές τάσεις, η πρώτη περιοχή φθάνει στο ηλεκτρικό πεδίο της τάξης $\sim 1\text{kV/cm}$ ενώ η δεύτερη περίπου 100 φορές ισχυρότερο.

2.6.4 Bulk Micromegas

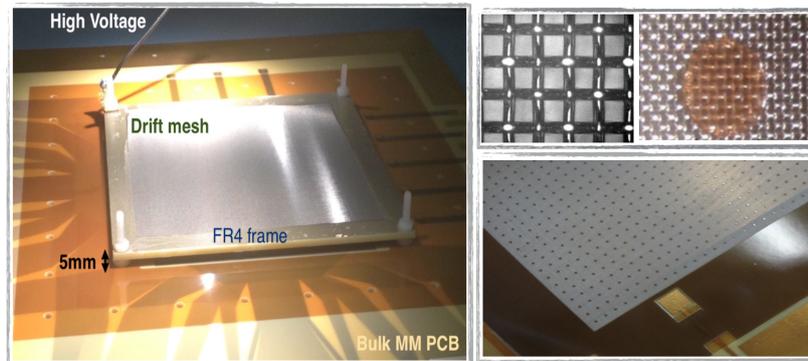
Η επιτυχημένη διάταξη του ανιχνευτή MicroMegas αποτέλεσε βάση για την περαιτέρω ανάπτυξη ανιχνευτών που υιοθετούν τη χρήση μικροπλέγματος ώστε να χρησιμοποιηθούν σε διάφορα πειράματα με ποικίλες απαιτήσεις. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα εξέλιξης του MicroMegas αποτελεί η εφεύρεση της τεχνολογίας bulk[41]. Η τεχνολογία αυτή περιλαμβάνει την ενσωμάτωση του μικροπλέγματος στο τυπωμένο κύκλωμα (PCB) το οποίο αποτελεί την άνοδο από όπου και συλλέγουμε το φορτίο και έπειτα το σήμα. Με αυτόν τον τρόπο έχουμε μία συμπαγή μεμονωμένη ανιχνευτική διάταξη χωρίς μεμονωμένα μέρη. Η συγκεκριμένη τεχνολογία επιτρέπει την βιομηχανική πλέον παραγωγή του ανιχνευτή σε μεγάλα μεγέθη και βασίζεται στην τεχνολογία printed board, η οποία μας επιτρέπει την εγκατάσταση του μεταλλικού mesh με ακρίβεια σε απόσταση από τα ηλεκτρονικά ανάγνωσης (readout strips).



Σχήμα 2.15: Η διαδικασία κατασκευής ενός "bulk" Micromegas σε στάδια.

Η κυρίαρχη ιδέα αυτής της τεχνικής, συνίσταται στον περιορισμό του micromesh σε ένα φωτοπολυμερές συγκεκριμένων χαρακτηριστικών ιδιοτήτων που ονομάζεται Vacreel. Ο περιορισμός αυτός επιτυγχάνεται με την διαδικασία της στρωματοποίησης (lamination), καθώς η δημιουργία του συγκεκριμένου υλικού, γίνεται με στρώσεις. Αυτή τη τεχνική εξασφαλίζει την μηχανική αντοχή του εκάστοτε ύπο κατασκευή υλικού. Αφού έχει κατασκευαστεί το πρώτο κομμάτι τοποθετείται το micromesh, πάνω στο οποίο τοποθετείται με τον ίδιο τρόπο ένα δεύτερο κομμάτι από το ίδιο φωτοπολυμερές. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται encapsulation. Αφού επέλθει το κλείσιμο του micromesh στην κάψουλα του φωτοπολυμερούς, η κάψουλα εκτίθεται σε ακτινοβολία με σκοπό τον σχηματισμό των pillars και τέλος ολοκληρώνεται η διαδικασία με την σκλήρυνση και

τον πολυμερισμό των στρωμάτων. Η συγκεκριμένη διαδικασία είναι πλέον η βασική επιλογή για την κατασκευή ανιχνευτών Micromegas και οι παραγόμενοι ανιχνευτές χαρακτηρίζονται και αυτοί από ομαλή λειτουργία επιβεβαιώνοντας και όλα τα εξαιρετικά χαρακτηριστικά της συγκεκριμένης τεχνολογίας ανιχνευτών. Παρακάτω απεικονίζεται ο ανιχνευτής ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) που καλύπτει μια τετράγωνη περιοχή στο κέντρο του PCB. Κοιτάζοντας πιο κοντά, με τη βοήθεια ενός μικροσκοπίου, αποκαλύπτεται το pillar και το mesh.

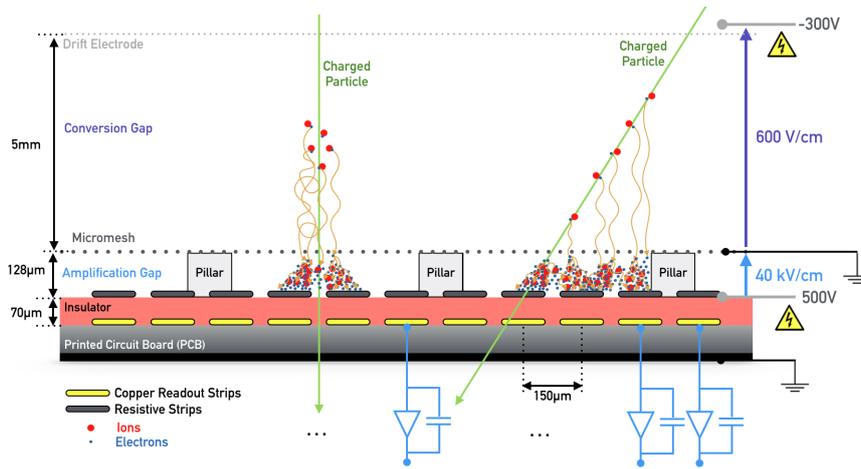


Σχήμα 2.16: Αριστερά: η εικόνα ενός ολοκληρωμένου "bulk" Micromegas. Δεξιά: το πλέγμα (πάνω αριστερά) βρίσκεται στην κορυφή των κυλινδρικών pillars (πάνω δεξιά) διαμέτρου 0,3 mm, κολλημένο σε πλαίσιο FR4. Τα pillars είναι τοποθετημένα κάθε 5 mm και είναι ορατά στην κάτω δεξιά εικόνα.

2.6.5 Resistive Micromegas

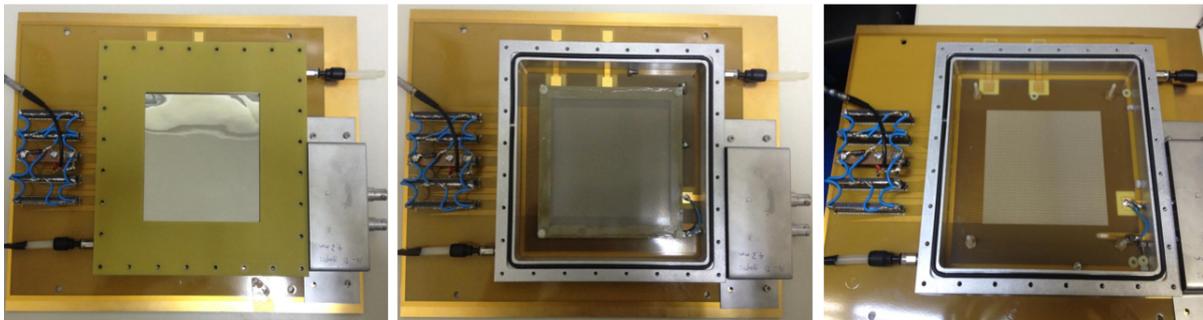
Παρά τα εξαιρετικά χαρακτηριστικά της τεχνολογίας των ανιχνευτών Micromegas και την πολλά υποσχόμενη διαδικασία βιομηχανικής κατασκευής, η πολύ λεπτή περιοχή ενίσχυσης μαζί με την λεπτομερή δομή ανάγνωσης καθιστά τους ανιχνευτές ιδιαίτερα ευάλωτους σε κενώσεις (σπινθήρες). Το φαινόμενο αυτό εμφανίζεται όταν η τοπική συγκέντρωση των ηλεκτρονίων ξεπεράσει τα 10^8 σωματίδια. Σε αυτήν την περίπτωση, ο ανιχνευτής λόγω της αύξησης του επαγόμενου φορτίου οδηγεί σε ολική κένωση του πλέγματος, όπου ο ρυθμός αυτών των κενώσεων είναι ανάλογος με τον ρυθμό των εισερχόμενων σωματιδίων. Το φαινόμενο αυτό δεν είναι καταστροφικό για χαμηλές ροές σωματιδίων αλλά σε περιβάλλον δέσμης υψηλής ροής σωματιδίων επηρεάζει σημαντικά την λειτουργία του ανιχνευτή καθώς αυξάνει τον νεκρό χρόνο και συμβάλει στην φθορά των ηλεκτρονικών ανάγνωσης.

Σαν αποτέλεσμα, για την αντιμετώπιση του φαινομένου των sparks αποφασίστηκε από την ομάδα MAMMA R&D η τροποποίηση του ανιχνευτή ώστε να μειωθεί η ευαισθησία του στο συγκεκριμένο φαινόμενο. Τα προαναφερθέντα μειονεκτήματα, ξεπεράστηκαν πρόσφατα με την εξέλιξη της τεχνολογίας spark resistant Micromegas. Σε αυτήν την τεχνική, τα readout strips καλύπτονται με ένα ανθεκτικό μονωτικό στρώμα με μεγάλη αντίσταση (ισοδύναμο με έναν αντιστάτη $15\text{-}50 \text{ M}\Omega/\text{cm}$) και έχει την ίδια γεωμετρία με τα readout strips. Αυτό γίνεται για να μειωθεί η διάχυση του φορτίου σε πολλά strips και να μει-



Σχήμα 2.17: Μια σχηματική τομή ενός resistive Micromegas, όπου απεικονίζει τα διάφορα μέρη της εσωτερικής δομής του και την αρχή λειτουργίας του.

ώσει την ένταση του ρεύματος εκφόρτισης. Η ιδέα του resistive Micromegas περιγράφεται σχηματικά στο Σχ.2.17.



Σχήμα 2.18: Ανιχνευτής Micromegas που χρησιμοποιείται από την ομάδα Πειραματικής Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του ΕΜΠ. Αρχίζοντας από αριστερά βλέπουμε ολοκληρωμένο τον ανιχνευτή, έπειτα αφαιρώντας την κάθοδο διακρίνουμε το micromesh και τέλος κάτω από αυτό διακρίνουμε τα pillars που στηρίζουν το πλέγμα. Επίσης φαίνονται και οι δύο εισόδους του αερίου (κάτω αριστερά και πάνω δεξιά) καθώς και οι θέσεις για τις πλακέτες ανάγνωσης του σήματος.

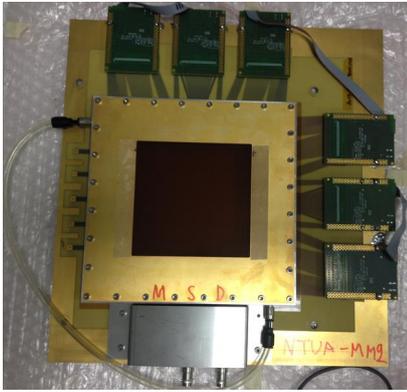
Η περιοχή ενίσχυσης έχει πλάτος 128 μm και οριοθετείται από το mesh και το resistive layer. Η πρωτοποριακή λεπτή δομή του resistive layer (50-70 μm) αποτελείται από μονωτική μεμβράνη (DuPont TM Pyralux® PC1025 or Kapton) η οποία τοποθετείται πάνω στα readout copper strips και πάνω από αυτή εναποτίθενται τα resistive strips⁴ (αντίστασης λίγων $\text{M}\Omega/\text{cm}$ έως μερικές δεκάδες $\text{M}\Omega/\text{cm}$), με πάχος 30-60 μm , είτε με την τεχνική screen printing είτε με τη μέθοδο carbon-sputtering. Το σήμα που δημιουργείται από την κίνηση ηλεκτρονίων ιόντων επάγεται πρώτα στις resistive strips και στη συνέχεια συζευγνύεται χωρητικά με τα readout copper strips.

Σε περίπτωση εμφάνισης σπινθήρα, μεταξύ του micromesh και των λωρίδων αντίστασης, αυτές φορτίζονται τοπικά, με το ρεύμα να ρέει προς την γείωση. Λόγω της τμηματοποίησης των λωρίδων, η περιοχή όπου εμφανίζεται το φαι-

⁴Τα resistive strips είναι φτιαγμένα από resistive paste. Το συγκεκριμένο υλικό είναι ένα μείγμα άνθρακα και φαινολικών ρητινών, όπου η αντίσταση μπορεί να ελεγχθεί από την ποσότητα προστιθέμενης σκόνης άνθρακα.

νόμω παραμένει όσο το δυνατόν μικρότερη, αφήνοντας έτσι ανεπηρέαστη την υπόλοιπη περιοχή. Επιπλέον, η χωρητικότητα της πληγείσας περιοχής είναι πολύ μικρή, με αποτέλεσμα η τάση να μην ξεπερνά την τάξη των μερικών δεκάδων mV και έτσι ο χρόνος εκφόρτισης μειώνεται σημαντικά ($\sim 1 \mu\text{s}$).

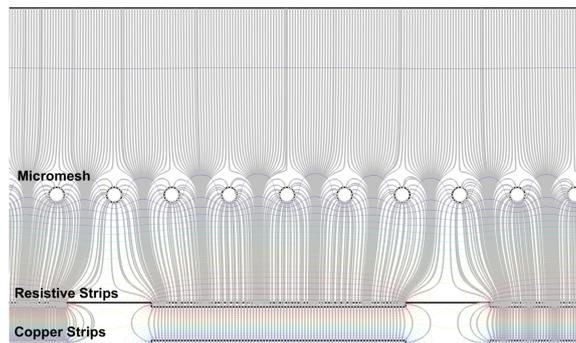
Η ιδέα των resistive strips είναι τόσο επιτυχημένη που επεκτάθηκε και σε δύο διαστάσεις.



Σχήμα 2.19: Ανιχνευτής Micromegas της ομάδας του ΕΜΠ, με 2-D readout strips.

Έτσι έχουμε ανιχνευτές Micromegas με δύο στρώσεις από resistive strips, όπου τα strips προσανατολίζονται κάθετα προς τα strips της επόμενης στρώσης, επιτρέποντας μια δισδιάστατη καταγραφή σήματος χρησιμοποιώντας ένα μόνο θάλαμο MM. Οι μελέτες απόδοσης με δισδιάστατη ανάγνωση παρουσιάζονται στο τέταρτο κεφάλαιο. Παρόλο που η ιδέα της πολυδιάστατης ανάγνωσης έχει εγκαταλειφθεί για τους ανιχνευτές NSW Micromegas, λόγω της πολυπλοκότητας της, έχει αντικατασταθεί από αυτή των δυσδιάστατων strips τοποθετημένων υπό μικρή γωνία (Σχήμα 2.19).

Με την εφαρμογή της κατάλληλης υψηλής τάσης στα strips και τη διατήρηση του πλέγματος σε μηδενικό δυναμικό (γειωμένο), μπορούν να επιτευχθούν ηλεκτρικά πεδία έως και 40 kV/cm εντός της περιοχής ενίσχυσης. Μια προσομοίωση μέσω του λογισμικού μοντελοποίησης COMSOL Multiphysics® του πεδίου (γκρι) παράλληλα με τις ισοδυναμικές γραμμές (χρωματισμένες), ενός resistive Micromegas απεικονίζεται στο σχήμα 2.20.



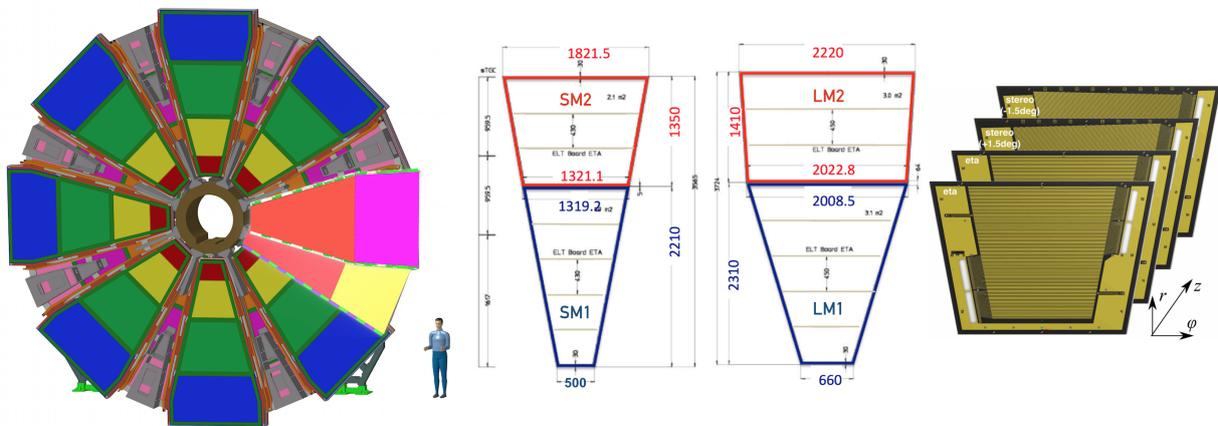
Σχήμα 2.20: Προσομοίωση του πεδίου έτσι όπως διαμορφώνεται στο εσωτερικό ενός resistive Micromegas. Η αύξηση του πεδίου παριστάνεται από τα χρώματα μπλέ προς το κόκκινο [42].

2.7 Οι ανιχνευτές Micromegas για το NSW Upgrade του ATLAS

Το πείραμα ATLAS θα αλλάξει τον εμπρόσθιο εσωτερικό σταθμό μιονίων και θα αντικαταστήσει το Small Wheel χρησιμοποιώντας όπως αναφέραμε και στο

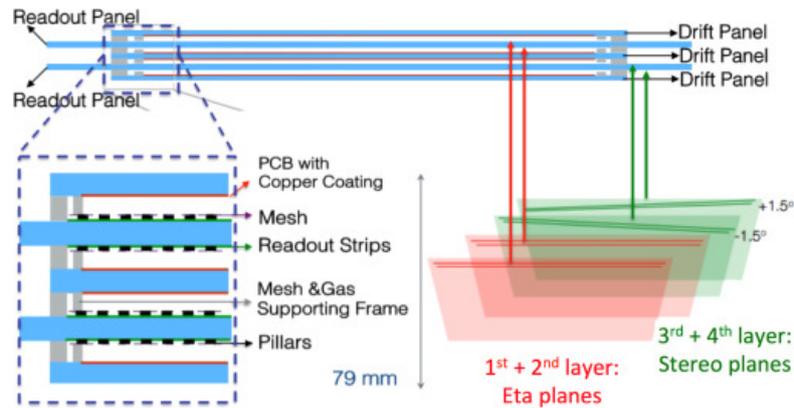
προηγούμενο κεφάλαιο τους ανιχνευτές Micromegas στα πλαίσια της αναβάθμισης του New Small Wheel. Με την λειτουργία της νέας διάταξης, οι ανιχνευτές αναμένεται να διατηρήσουν τα εξαιρετικά χαρακτηριστικά του πειράματος και να ανταπεξέλθουν παράλληλα στις αλληλεπιδράσεις σωματιδίων υψηλού ρυθμού ($\sim 15 \text{ kHz/cm}^2$) που αναμένονται. Προβλέπονται επίσης διάφορες τροποποιήσεις στην διάταξη ανάγνωσης και ανίχνευσης λόγω του μεγάλου μεγέθους των ανιχνευτών.

Οι ανιχνευτές της αναβάθμισης διαφέρουν σε τουλάχιστον δύο σημεία από το αρχικό σχέδιο των Micromegas. Το πρώτο είναι η χρήση των resistive strips και το δεύτερο αντί να εφαρμόζονται αρνητικές τάσεις στο πλέγμα ενίσχυσης και να κρατάμε τα resistive strips γειωμένες, εφαρμόζεται θετική τάση στα strips και το πλέγμα γειώνεται. Αυτή η διάταξη έχει ως αποτέλεσμα πιο σταθερή λειτουργία για τους ανιχνευτές και οι σπινθήρες παύουν να είναι πρόβλημα λόγω του γεγονότος ότι το ρεύμα που παράγεται από τους σπινθήρες συλλέγεται πολύ γρήγορα και γειώνεται μέσω του πλέγματος με την ταυτόχρονη διατήρηση του δυναμικού του. Η συνολική διάταξη του NSW, ακολουθεί το πρότυπο του Small Wheel με την διάταξη ανιχνευτών σε 8 μικρούς και 8 μεγάλους τομείς (sectors). Οι 16 τομείς αλληλοεπικαλύπτονται στην αζιμουθιακή κατεύθυνση στα άκρα τους παρέχοντας πλήρη κάλυψη της ενεργής περιοχής του ανιχνευτή. Η συνολική διάταξη του NSW αποτυπώνεται στο παρακάτω Σχ. 2.21. Η



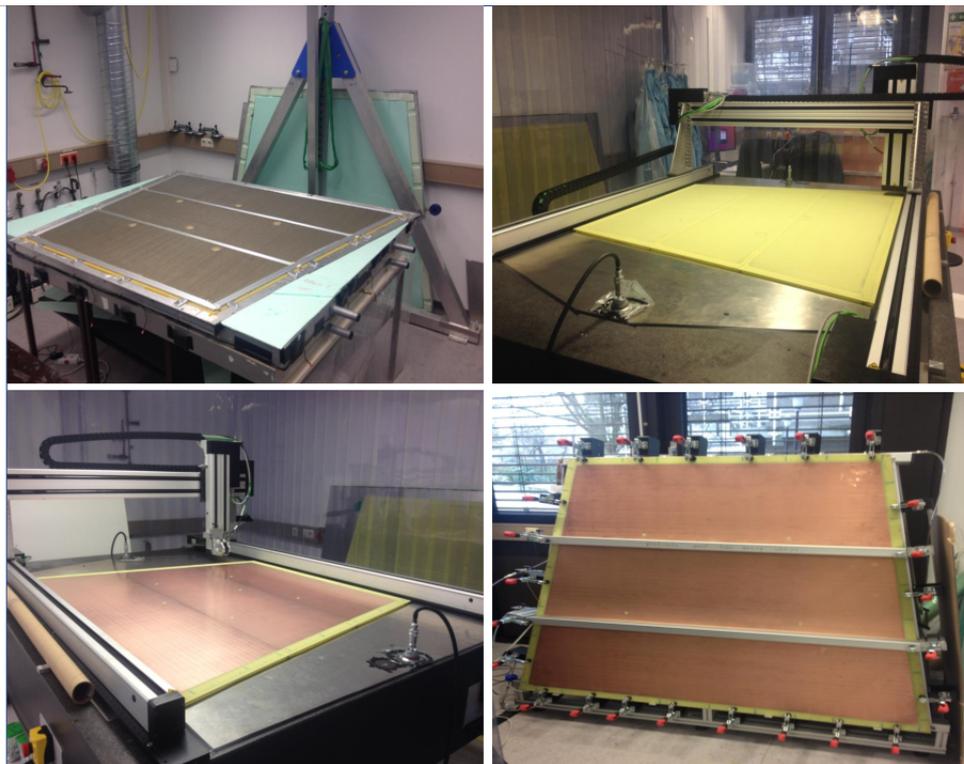
Σχήμα 2.21: Αριστερά: η εικόνα του New Small Wheel, όπου διακρίνονται οι δύο τροχοί από τους οποίους αποτελείται (ο μεγάλος και ο μικρότερος πλάτους τροχός). Δεξιά: διαστάσεις των μικρών και μεγάλων sectors για τους MM[43].

διάταξη του New Small Wheel θα πρέπει να είναι σε θέση να μετρά την συνολική θέση της τροχιάς των μιονίων με ακρίβεια $80 \mu\text{m}$ και $30 \mu\text{m}$ στην ακτινική κατεύθυνση. Προκειμένου να ικανοποιηθούν οι απαιτήσεις αυτές, η σχετική ευθυγράμμιση των δύο πάνελ ανάγνωσης πρέπει να είναι καλύτερη από $18 \mu\text{m}$. Για να επιτευχθεί μία τέτοια τιμή, κάθε επίπεδο είναι εξοπλισμένο με τρύπες, οι οποίες θα καθοδηγούν τους πείρους ευθυγράμμισης κατά την διάρκεια της συναρμολόγησης, όπου τα πλαίσια θα βιδωθούν με ακρίβεια. Η εγκάρσια διατομή ενός quadroplet απεικονίζεται στο Σχ.2.22. Παραπάνω βλέπουμε αριστερά



Σχήμα 2.22: Αριστερά: γραφική αναπαράσταση της κάθετης δομής ενός wedge του NSW-MM sector. Δεξιά: η σχετική κλίση των layers μεταξύ τους.

την γραφική αναπαράσταση της κάθετης δομής ενός wedge το οποίο αποτελείται από τέσσερα layers με ανιχνευτές resistive Micromegas, έτσι όπως θα είναι δομημένο για το NSW. Δεξιά έχουμε την αναπαράσταση της θέσης αυτών των layers συναρτήσει της αζιμουθιακή γωνίας. Συγκεκριμένα τα δύο πρώτα layers θα είναι ευθυγραμμισμένα μεταξύ τους, ενώ το τρίτο και το τέταρτο θα είναι με τοποθετημένα με κλίση -1.5° και $+1.5^\circ$ αντίστοιχα ως προς του δύο πρώτους. Στο Σχήμα 2.23 παραθέτουμε κάποιες φωτογραφίες από τη διαδικασία κατα-



Σχήμα 2.23: Φωτογραφίες από τη διαδικασία κατασκευής και ελέγχου των drift panels των ανιχνευτών Micromegas για το SM2 του NSW-MM, τα οποία κατασκευάζονται στο Mainz στη Γερμανία. Πάνω αριστερά: εικόνα του panel μετά το gluing, όπου διακρίνονται τα honeycombs. Πάνω δεξιά και κάτω αριστερά, μετρήσεις με laser για τον έλεγχο του flatness. Κάτω αριστερά έλεγχος για το gas leak.

σκευής και ελέγχου των drift panels των ανιχνευτών Micromegas για το SM2 του NSW-MM, τα οποία κατασκευάζονται στο Mainz στη Γερμανία.

Κεφάλαιο 3

Η απόδοση του ανιχνευτή Micromegas με προσομοίωση

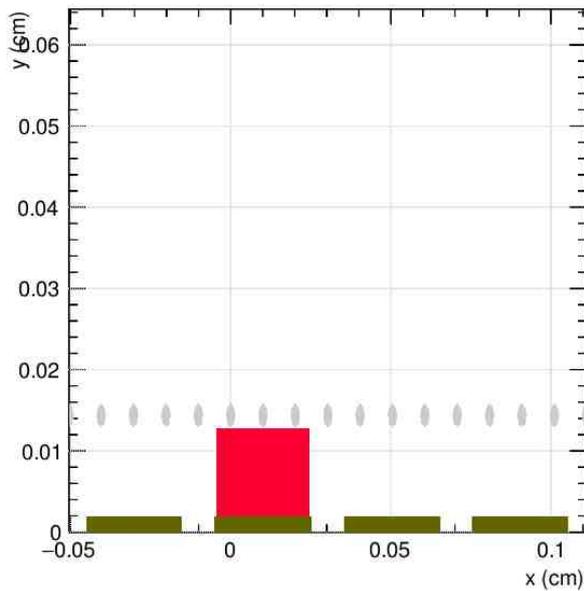
Η παρούσα εργασία διερευνά την επίδραση των pillars στην απόδοση ενός ανιχνευτή resistive Micromegas, τύπου Tmm. Ως εργαλείο της αξιολόγησης σε αυτό το κεφάλαιο έχει χρησιμοποιηθεί το πρόγραμμα προσομοίωσης Garfield++[44]. Με τη βοήθεια αυτού παρουσιάζονται μερικά από τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά και θεμελιώδεις διεργασίες που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του ανιχνευτή. Η μελέτη ξεκινά με την διαμόρφωση του ηλεκτροστατικού πεδίου μέσα στον ανιχνευτή, έπειτα προσομοιώνεται ο καταιγισμός (avalanche) που παράγεται μετά το πέρασμα ενός μιονίου και τέλος εκτιμάται το gain και το σήμα, ώστε να πάρουμε μία αριθμητική προσομοίωση της απόδοσης του ανιχνευτή και της επίδρασης των pillars σε αυτό.

3.1 Εισαγωγή

Η κατανόηση των αρχών λειτουργίας αλλά και της απόδοσης ενός ανιχνευτή είναι ένα ιδιαίτερα κρίσιμο ζήτημα στην μελέτη, την εξέλιξη και τελική εφαρμογή του σε πειράματα. Ο ανιχνευτής Micromegas για να φτάσει στη μέγιστη δυναμική του και να εκτελέσει το δύσκολο έργο της ακριβούς παρακολούθησης μιονίων του ATLAS New Small Wheel, εκτός από τις μελέτες με δοκιμαστικές δέσμες που θα δούμε στο επόμενο κεφάλαιο, αναπτύχθηκαν συμπληρωματικές και καινοτόμες μελέτες προσομοίωσης για να διερευνηθεί η απόδοσή του και να βελτιστοποιηθούν οι συνθήκες λειτουργίας του. Αυτές οι μελέτες εστιάζονται κάθε φορά σε διαφορετικές περιοχές, διεργασίες και παραμέτρους του ανιχνευτή, χρησιμοποιώντας εφαρμογές που μπορούν να τις περιγράψουν με ακρίβεια. Σκοπός του παρόντος κεφαλαίου είναι να παρουσιάσει τα αποτελέσματα προσομοίωσης που προκύπτουν από το πρόγραμμα Garfield++, λαμβάνοντας υπόψη στην προσομοίωση το περιβάλλον όπου θα είναι τοποθετημένοι οι ανιχνευτές, δηλαδή στο πείραμα ATLAS του LHC στο CERN.

Στο παρακάτω σχήμα βλέπουμε την απεικόνιση μέρους ενός ανιχνευτή re-

sistive Micromegas τύπου Tmm, όπως εμφανίζεται στην προσομοίωση με το πρόγραμμα Garfield++.



Σχήμα 3.1: Προσομοίωση μέρους ενός ανιχνευτή Tmm Micromegas στο x-y επίπεδο, όπου φαίνεται το mesh σε ύψος 128 μm , ένα pillar με διάμετρο 300 μm και τα resistive strips με πάχος 20 μm και pitch 400 μm .

ρα κενά ενίσχυσης είναι καταλληλότεροι, όπως και σε πειράματα για ανίχνευση σπάνιων γεγονότων. Τα σωματίδια (ηλεκτρόνια) που παράγονται στην περιοχή του drift και πέφτουν πάνω στο pillar δεν παράγουν σήμα, όπως θα δούμε παρακάτω, επομένως η ευαισθησία της περιοχής κοντά σε αυτά είναι διαφορετική από τις περιοχές, όπου δεν υπάρχουν κοντά pillars και αυτό ακριβώς εξετάζουμε σε αυτή την εργασία.

Η γεωμετρία του ανιχνευτή και οι διάφορες παράμετροι του καθώς και το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, χρησιμοποιούνται σαν είσοδοι στο πρόγραμμα προσομοίωσης Garfield++, το οποίο είναι δομημένο σε C++ προκειμένου να ακολουθήσει λεπτομερή μελέτη της απόδοσης και λειτουργίας του ανιχνευτή Micromegas παράγοντας προσομοιωμένα γεγονότα στον ενεργό όγκο του. Οι τροχιές σωματιδίων που προσομοιώνονται μας επιτρέπουν να προχωρήσουμε σε λεπτομερή ανάλυση των Monte Carlo δεδομένων μελετώντας για παράδειγμα την κίνηση των σωματιδίων που παράγονται στον ανιχνευτή μας, το avalanche που δημιουργείται, το gain του ανιχνευτή κ.α.

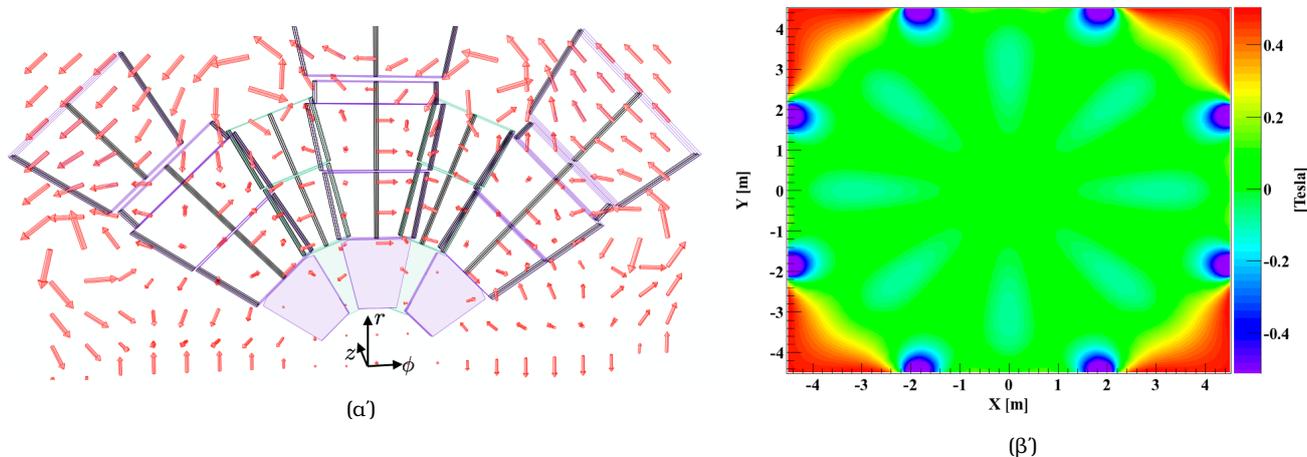
3.2 Ο Micromegas μέσα σε ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο

Το σύστημα NSW (όπως και το SW) θα βρίσκεται δίπλα στο end-cap toroid magnet του ATLAS, όπως απεικονίζεται στο Σχ.1.30. Κατά συνέπεια, οι ανιχνευτές

¹Η απόσταση που απέχουν τα κέντρα δύο γειτονικών pillars.

Η γεωμετρία του Micromegas αποτελείται από την περιοχή drift ύψους 5 mm και την περιοχή amplification 128 μm , οι οποίες διαχωρίζονται μέσω του micromesh με διάμετρο οπής 88 μm και διάμετρο καλωδίου 20 μm . Το micromesh στηρίζεται από τα pillars, διαμέτρου 300 μm και pitch¹ 2 mm και το σήμα συλλέγεται από τα strips το πλάτος των οποίων είναι 320 μm , το ύψος 20 μm και έχουν pitch 400 μm . Από μελέτες που έχουν γίνει σε διαφορετικούς resistive MM, το amplification gap των 128 μm θεωρείται μία καλή επιλογή για έναν ανιχνευτή με readout strips. Για ορισμένα πειράματα με λίγα γεγονότα, οι ανιχνευτές Micromegas, που έχουν μεγαλύτερα

Micromegas θα εκτεθούν σε ένα μέτριο μαγνητικό πεδίο. Ο προσανατολισμός και η ένταση του πεδίου ποικίλλουν ανάλογα με την ακτινική και τη z θέση, με τη μέγιστη ένταση του πεδίου να μην είναι μεγαλύτερη από 0,3 T. Το Σχήμα 3.2 δείχνει δύο χάρτες του μαγνητικού πεδίου στην περιοχή SW, συναρτήσει της γωνίας ϕ . Οι μετρήσεις αντιστοιχούν σε μια διατομή ενός τρισδιάστατου χάρτη του πεδίου σε θέση $z = 7800$ mm (της εξώτατης περιοχής του SW) κατά μήκος του άξονα της δέσμης. Οι ανιχνευτές CSC και MDT του τρέχοντος SW εμφανίζονται στο αριστερό γράφημα. Μπορούμε να δούμε ότι το μαγνητικό πεδίο αλλάζει κατεύθυνση ακόμη και μεταξύ γειτονικών τομέων της ίδιας τεχνολογίας ανιχνευτών. Οι κυκλικές περιοχές στο δεξί γράφημα αντιστοιχούν στη θέση των τοροειδών μαγνητών στην περιοχή του end-cap. Τα ιόντα και τα ηλεκτρόνια

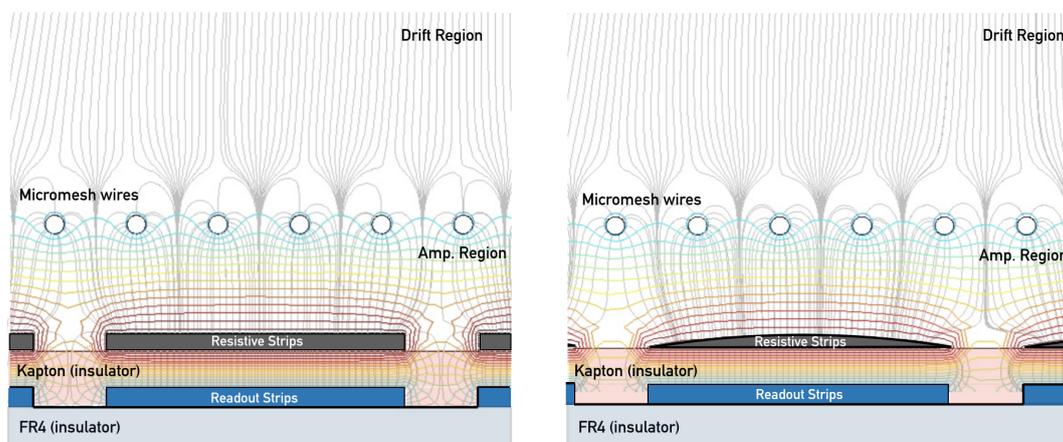


Σχήμα 3.2: Προσομοίωση του μαγνητικού πεδίου στην τρέχουσα περιοχή SW (ανιχνευτές CSC και MDT) του πειράματος ATLAS. Αριστερά: χάρτης του προσανατολισμού του πεδίου κατά μήκος μιας διατομής του SW που λαμβάνεται σε απόσταση από το $z = 7800$ mm από το σημείο αλληλεπίδρασης. Δεξιά: το μαγνητικό πεδίο συναρτήσει της γωνίας ϕ , σε απόσταση $z = 7800$ mm από το σημείο αλληλεπίδρασης. Οι προσομοιώσεις έχουν ληφθεί από [45].

που παράγονται μέσα στον MM μετακινούνται προς την άνοδο και το πλέγμα αντίστοιχα, καθοδηγούμενα από το έντονο ηλεκτρικό πεδίο. Δεδομένου ότι η κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τις ιδιότητες του πεδίου, μπορεί τελικά να επηρεάσει την απόδοση του ανιχνευτή. Για την κατανόηση της επίδρασης των γεωμετρικών παραμέτρων του Micromegas στη διαμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου αναπτύχθηκαν μέθοδοι ανάλυσης, όπως το FEM-finite element analysis και προσομοίωσης, όπως το λογισμικό COM-SOL Multiphysics®²[46] και φυσικά το Garfield++. Το ηλεκτρικό πεδίο του Micromegas καθορίζεται από τη διαφορά δυναμικού μεταξύ της καθόδου, του micromesh και των ανοδικών resistive strips και είναι ευαίσθητο στις μικρές παραλλαγές της γεωμετρίας, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.3. Οι κύριες γεωμετρικές παράμετροι του ανιχνευτή (το micromesh, τα pillars και τα strips) είναι αυτές που επηρεάζουν σοβαρά το ηλεκτρικό πεδίο. Το παρακάτω σχήμα απει-

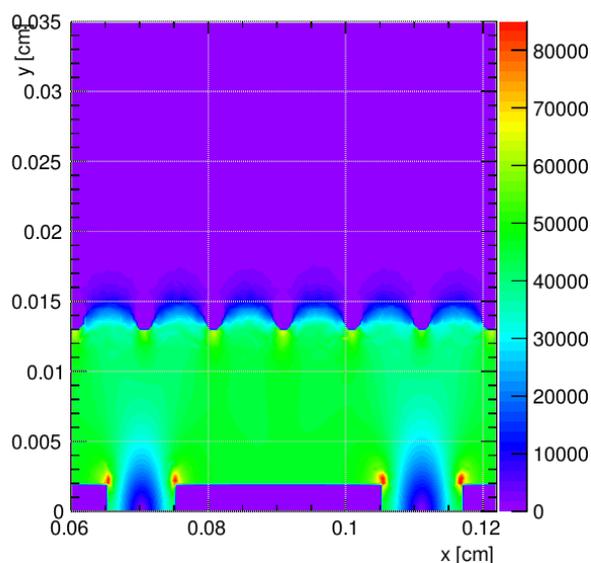
²Το COMSOL Multiphysics® είναι μια πλατφόρμα λογισμικού γενικής χρήσης βασισμένη σε προηγμένες αριθμητικές μεθόδους, για μοντελοποίηση και προσομοίωση προβλημάτων που βασίζονται στη φυσική και παρέχει ακριβή γεωμετρικά μοντέλα.

κονίζει έναν χάρτη των γραμμών ροής του ηλεκτρικού πεδίου ενός ανιχνευτή Micromegas, σε 2-D. Τα strips είναι τοποθετημένα με pitch 450 μm , έχουν πλάτος 320 μm και ύψος 20 μm , ενώ το σύρμα του mesh έχει διάμετρο 30 μm και άνοιγμα 70 μm .



Σχήμα 3.3: Προσομοίωση του ηλεκτρικού πεδίου σε έναν ανιχνευτή resistive Micromegas με Comsol Multiphysics®, όπου αυξάνεται όσο πλησιάζουμε προς τα strips (από γκρι σε κόκκινο), τα οποία έχουν σχεδιαστεί με την τεχνική sputtering στην (αριστερά) και με την τεχνική screen-printed (δεξιά). Τα plots είναι από [42].

Από τα παραπάνω σχήματα φαίνεται πόσο ευαίσθητο είναι το ηλεκτρικό πεδίο στην παραμικρή αλλαγή της γεωμετρίας του ανιχνευτή. Η μέθοδος screen-printed είναι καταλληλότερη (λόγω του ότι προσφέρει καλύτερη ομοιομορφία στο ηλεκτρικό πεδίο) και αυτή θα εφαρμοστεί στην κατασκευή των resistive Micromegas NSW.

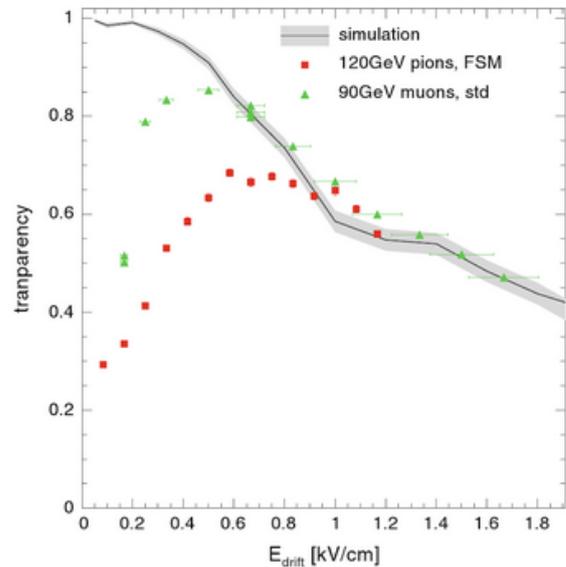


Σχήμα 3.4: Προσομοίωση ηλεκτρικού πεδίου με Garfield++.

Τα ηλεκτρόνια που απελευθερώνονται στην περιοχή μετατόπισης ακολουθούν σε γενικές γραμμές τις καλά καθορισμένες διαδρομές του ηλεκτρικού πεδίου. Οι γραμμές κοντά στις οπές αρχίζουν να εστιάζουν, δημιουργώντας μια δίοδο υψηλής πιθανότητας διαδρομής - φαινόμενο χοάνης (funnel effect)[47] ανάμεσα στα σύρματα των οπών που βοηθούν στην ταχεία διάδοση των ηλεκτρονίων στην περιοχή πολλαπλασιασμού και έτσι έχουμε τη λεγόμενη διαφάνεια του πλέγματος. Η ίδια αρχή ισχύει και για τα ιόντα. Τα ιόντα επιστρέφουν από την περιοχή ενίσχυσης με μικρότερη ταχύτητα (όπως παίρνουμε από τις προσομοιώσεις) προς το mesh και σε πολύ μεγάλο ποσοστό απορροφώνται από αυτό (βλ.Σχήμα 2.3). Τα υπόλοιπα παίρνο-

ύν ανάμεσα με τη βοήθεια των ηλεκτρικών γραμμών και καταλήγουν ταχέως προς την κάθοδο. Μία λανθασμένη αναλογία του πεδίου θα βοηθήσει τη μετάδοση των πρωταρχικών ιόντων μέσα από το πλέγμα προς την περιοχή μετατόπισης, εμποδίζοντας έτσι τη διαδρομή των ηλεκτρονίων.

Μπορούμε λοιπόν να συμπεράνουμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο αυξάνεται ταχέως κοντά στην γειτονιά του micromesh και στο σημείο αυτό αρχίζει το φαινόμενο της χοάνης. Ωστόσο, στα υψηλότερα πεδία, το πλέγμα δεν είναι πλήρως διαφανές, καθώς ορισμένες από τις γραμμές του πεδίου σταματούν σε αυτό και έτσι χάνεται ένα μικρό ποσοστό των ηλεκτρονίων. Κατά συνέπεια, η ισχύς του ηλεκτρικού πεδίου κατά μήκος αυτών των διαδρομών καθορίζει και το gain του Micromegas. Η αρχική θέση του φαινομένου και η έκταση του υψηλού ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή μετατόπισης, εξαρτάται έντονα από την αναλογία των δύο πεδίων στις δύο αυτές περιοχές. Με την αύξηση του πεδίου μετατόπισης, ένα μεγαλύτερο κλάσμα των γραμμών ροής πεδίου καταλήγει στο mesh επιδεινώνοντας τη διαφάνειά του. Έτσι η μείωση αυτή της διαφάνειας του mesh, έχει σαν επακόλουθο την μείωση του αριθμού των ηλεκτρονίων που δημιουργούν καταιγισμό και αυτό πολύ απλά μεταφράζεται σε μείωση του ανιχνεύσιμου φορτίου. Συνοψίζοντας, μια μεγάλη αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου θα μειώσει τη διαφάνεια και συνεπώς θα μειώσει τον αριθμό πρωταρχικών ηλεκτρονίων.



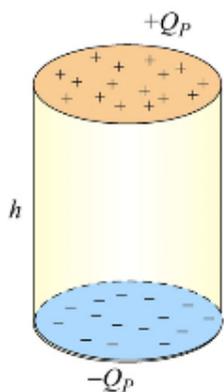
Σχήμα 3.5: Η διαπερατότητα του woven mesh, με διάμετρο 18 μ m, σε σχέση με το ηλεκτρικό πεδίο του drift gap και με αέριο Ar : CO₂93 : 7vol% [33].

3.2.1 Η επίδραση των pillars στο ηλεκτρικό πεδίο

Διηλεκτρικά υλικά μέσα σε ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο

Τα διηλεκτρικά υλικά είναι μονωτές με χαρακτηριστική την ιδιότητα τα ηλεκτρικά φορτία του να πολώνονται όταν τοποθετούνται μέσα σε ηλεκτρικό πεδίο και σε σχέση με τους λοιπούς μονωτές, εμφανίζουν σε μεγάλο βαθμό το φαινόμενο αυτό της πόλωσης. Η ιδιότητά τους αυτή τους καθιστά χρήσιμους για την παραγωγή πυκνωτών, όπου το διηλεκτρικό τοποθετείται μεταξύ των οπλισμών του πυκνωτή και καθορίζει τη βασική ιδιότητα του πυκνωτή, τη χωρητικότητα, καθώς και το όριο της ηλεκτρικής τάσης υπό την οποία ο πυκνωτής μπορεί να λειτουργεί ομαλά (χωρίς δηλαδή να ξεσπούν σπινθήρες μεταξύ των οπλισμών του).

Όταν ένα διηλεκτρικό υλικό εισέλθει σε ομογενές ηλεκτρικό πεδίο τότε αυτό



Σχήμα 3.6: Κατανομή φορτίου στην επιφάνεια διηλεκτρικού κυλίνδρου ο οποίος βρίσκεται μέσα σε ηλεκτρικό πεδίο.

Έχουν ελεύθερα ηλεκτρόνια θα μπορούσε κανείς να υποθέσει ότι η απορρόφηση θα ήταν μηδενική. Αυτό όμως δεν είναι σωστό. Πάντα υπάρχει μια μικρή απορρόφηση η οποία μπορεί να οφείλεται σε διάφορους λόγους. Ένας λόγος είναι ότι ακόμη και το καλύτερο διηλεκτρικό πάντα περιέχει κάποιους ελεύθερους φορείς φορτίων (π.χ. ηλεκτρόνια, ιόντα) οι οποίοι θα απορροφήσουν ένα μέρος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας (φωτόνια).

Pillars μέσα σε ηλεκτρικό πεδίο

Η εισαγωγή ενός πλήρους διηλεκτρικού κυλίνδρου μέσα σε ηλεκτρικό πεδίο θα προκαλεί μία διαταραχή στο πεδίο και θα δημιουργήσει επιφανειακό φορτίο στις βάσεις του, όπως περιγράψαμε παραπάνω. Παρακάτω παρουσιάζεται η προσομοίωση του ηλεκτρικού πεδίου με Garfield++, μέρους ενός resistive Micromegas που περιλαμβάνει δύο pillars, καθένα από τα οποία είναι τοποθετημένο ακριβώς πάνω από ένα resistive strip. Η προσομοίωση γίνεται στο x-y επίπεδο και ακριβώς στη μέση του pillar, όπου η έκταση είναι μέγιστη. Τα pillars των MM είναι φτιαγμένα από DuPont Kapton polyimide ³[49].

Όπως είναι προφανές από τα παρακάτω σχήματα, το ηλεκτρικό πεδίο είναι αυξημένο στην περιοχή της πάνω βάσης. Η αύξηση αυτή οφείλεται στο επιφανειακό φορτίο που δημιουργείται όπως περιγράψαμε στη προηγούμενη ενότητα. Στην κάτω βάση όπου είναι συσσωρευμένο αρνητικό φορτίο αυτό εξουδετερώνεται από τα resistive strips. Σε αυτό το γεγονός οφείλεται και το μειωμένο πεδίο στις άκρες των strips όπου είναι τοποθετημένα πάνω τους τα pillars, σε σχέση με το αυξημένο πεδίο στις άκρες των γειτονικών strips (βλ. Σχήμα 3.7-δεξιά εικόνα). Γενικά η αύξηση στις τιμές του ηλεκτρικού πεδίου μπορεί να οδηγήσει σε ηλεκτρικές κενώσεις και ως εκ τούτου θα πρέπει να αποφεύγεται, στο μέτρο του δυνατού, στο σχεδιασμό ενός ανιχνευτή και επομένως τα pillars θα πρέπει να καταλαμβάνουν το μικρότερο δυνατό όγκο, διατηρώντας παράλληλα σταθερό

πολώνεται και με διπολική οπή παράλληλη με το πεδίο. Η επιφανειακή διπολική ροπή είναι [48]:

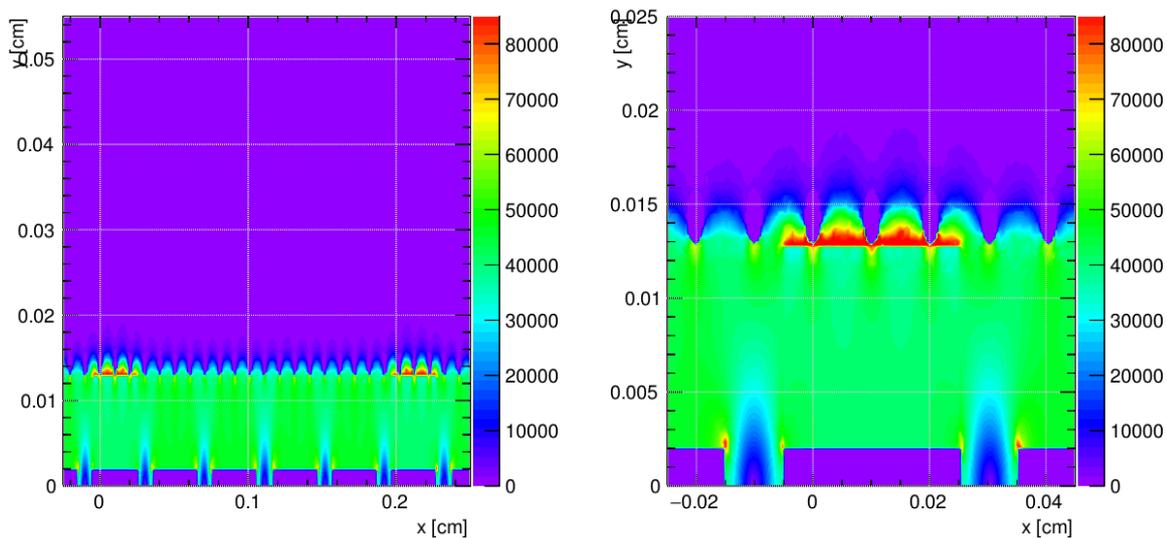
$$\sigma_p = \frac{Q_p}{A} = \vec{P}\hat{n} = P\cos\theta \quad (3.1)$$

και το ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του είναι:

$$\vec{E}_p = -\vec{P}/\epsilon_0 \quad (3.2)$$

Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3.6 δημιουργείται επιφανειακό φορτίο στις δύο βάσεις του κυλίνδρου. Το μαγνητικό πεδίο δεν επηρεάζει το διηλεκτρικό υλικό. Στην περίπτωση των διηλεκτρικών υλικών η απορρόφηση της ακτινοβολίας είναι μικρή. Μιας και τα διηλεκτρικά δεν

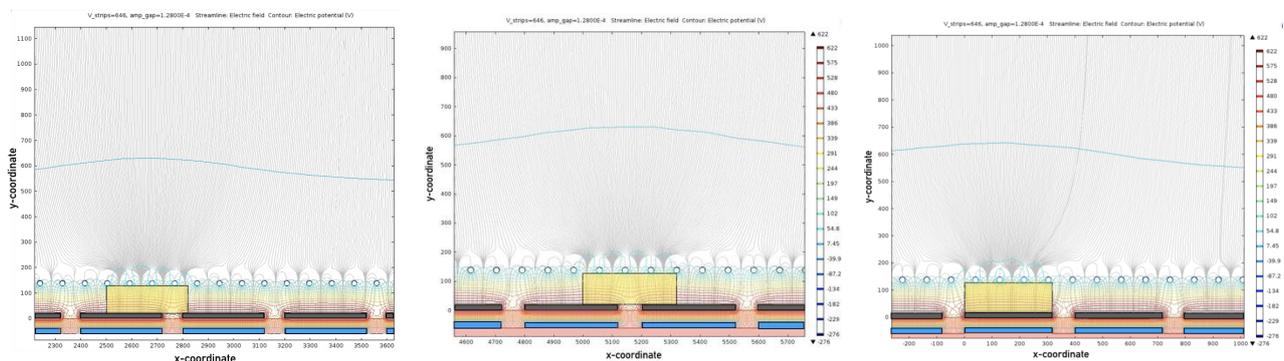
³Το υλικό Kapton® είναι film πολυϊμιδίου που παράγεται από την εταιρία DuPont.



Σχήμα 3.7: Η επίδραση των pillars στο ηλεκτρικό πεδίο ενός ανιχνευτή resistive Micromegas (αριστερά) και σε μεγένθυση (δεξιά), όπως προσομοιώθηκε με το πρόγραμμα Garfield++.

το ύψος της περιοχής πολλαπλασιασμού. Στην περίπτωση όμως όπου υπάρχουν resistive strips και το γειωμένο mesh αυτό δεν υφίσταται.

Στο σχήμα 3.8 παρουσιάζονται οι προσομοιώσεις του ηλεκτρικού πεδίου για τρεις χαρακτηριστικές περιπτώσεις της θέσης ενός pillar σε σχέση με τα resistive strips. Επομένως για τα pillars εκτός του πλεονεκτήματος να κρατάνε σταθερό

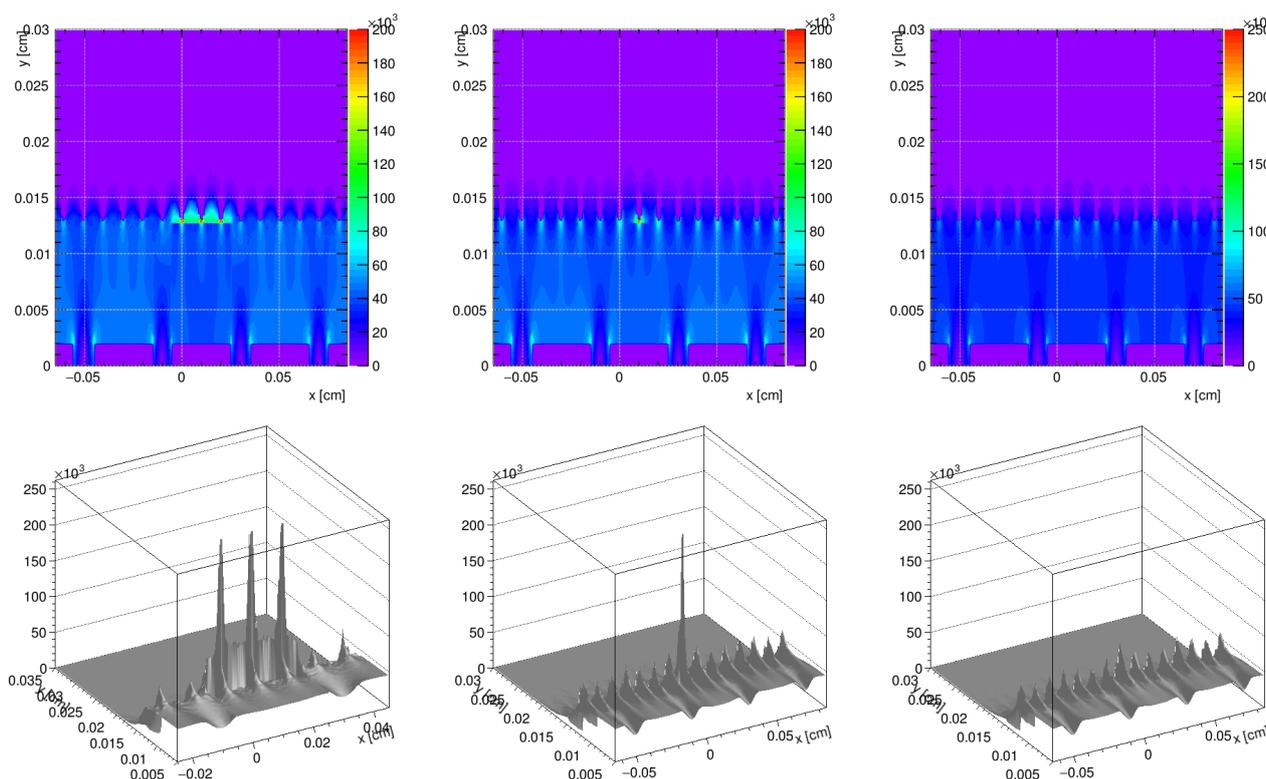


Σχήμα 3.8: Η επίδραση ενός pillar στο ηλεκτρικό πεδίο του ανιχνευτή resistive Micromegas, σε σχέση με την θέση του πάνω από στα strips. Οι προσομοιώσεις είναι από [42]

το πλέγμα ώστε να μην υπάρχουν αυξομειώσεις στο ύψος της περιοχής πολλαπλασιασμού και να έχουμε μία σταθερή διάταξη, έχουμε το μειονέκτημα της αύξησης του ηλεκτρικού πεδίου. Αυτό είναι μειονέκτημα γιατί όπως θα δούμε παρακάτω (βλ. § 3.3) τα ηλεκτρόνια που παράγονται πάνω από την περιοχή του pillar σε ένα μεγάλο ποσοστό οδηγούνται πάνω σε αυτό λόγω του αυξημένου πεδίου και έτσι έχουμε μία "νεκρή ζώνη", όπου δεν καταγράφεται σήμα. Το pillar όπως φαίνεται και στις τρεις προσομοιώσεις παραπάνω, λειτουργεί σαν κέντρο βάρους για τις ηλεκτρικές γραμμές και υπάρχει συσσώρευση ηλεκτρικών γραμμών πάνω από αυτά σε μία περίμετρο ~ 0.3 mm γύρω από αυτά, δηλαδή ~ 15 της απόστασης μεταξύ δύο pillar. Έτσι τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται σε

αυτή την περιοχή δεν κατευθύνονται κάθετα προς τα strips, αλλά ακολουθούν μια ελαφρώς μετατοπισμένη προς το pillar διαδρομή. Αυτή η διαδρομή όμως όπως εξετάζουμε και παρακάτω εξαρτάται και από τις συγκρούσεις των πρωταρχικών ηλεκτρονίων με το αέριο αλλά και από την ταχύτητα τους.

Τέλος για την περίπτωση όπου το pillar βρίσκεται τοποθετημένο ακριβώς πάνω από το strip έχουμε τις παρακάτω τρεις προσομοιώσεις, σε 2-D και σε 3-D. Η πρώτη περίπτωση αφορά μια μικρή περιοχή με κέντρο το κέντρο του pillar, η δεύτερη ίδιου μήκους περιοχή αλλά με κέντρο την αρχή του pillar και η τρίτη πάλι την ίδια μήκους περιοχή αλλά με κέντρο μία περιοχή 2.5 μm μακριά από αυτό. Στις παρακάτω προσομοιώσεις φαίνεται να υπάρχει μια μικρή αύξηση του πεδίου πάνω από το pillar αλλά την μεγαλύτερη αύξηση αυτή τη φορά την παίρνουμε για την περιοχή του mesh. Δηλαδή μία αύξηση του πεδίου μειώνει την διαπερατότητα του mesh καθώς περισσότερες ηλεκτρικές γραμμές καταλήγουν πάνω του. Αυτές οι τρεις εικόνες είναι απλά μια επιβεβαίωση του γεγονότος που ήδη ξέρουμε και έχουμε αναφέρει παραπάνω ότι δηλαδή με την αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου μειώνεται η διαπερατότητα του mesh.



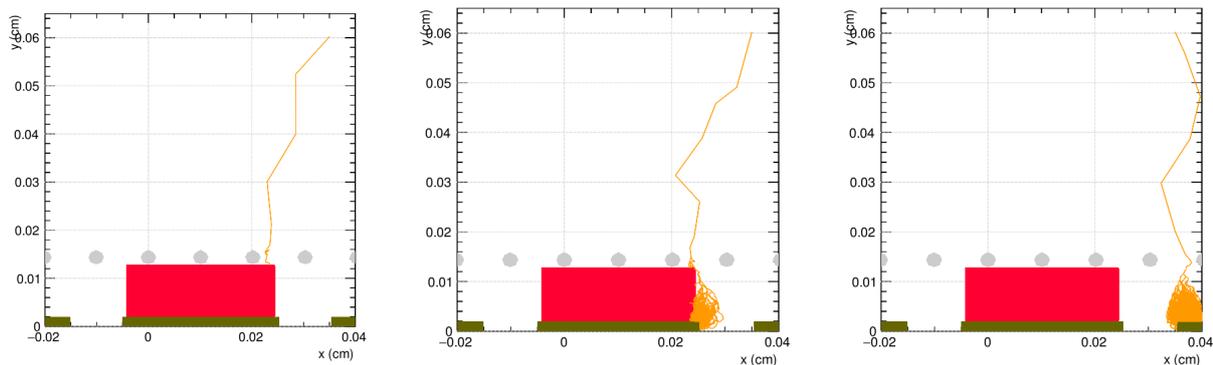
Σχήμα 3.9: Το ηλεκτρικό πεδίο για διαφορετικές περιοχές πάνω από ένα pillar ενός resistive Micromegas, σε 2-D (πάνω) και σε 3-D (κάτω) αντίστοιχα. Οι κορυφές της 3-D προσομοίωσης αντιστοιχούν στα σύρματα της διάταξης του mesh.

Όπως είναι ξεκάθαρο από τα παραπάνω οι τιμές του πεδίου είναι πολύ υψηλές για το mesh στην περιοχή πάνω από το pillar, τις ίδιες τιμές αλλά σε μικρότερη έκταση παίρνουμε στην αρχή του και τέλος για μία περιοχή στα 2.5 μm περιμετρικά του pillar το ηλεκτρικό πεδίο για το mesh μειώνεται και εξομαλύνεται με

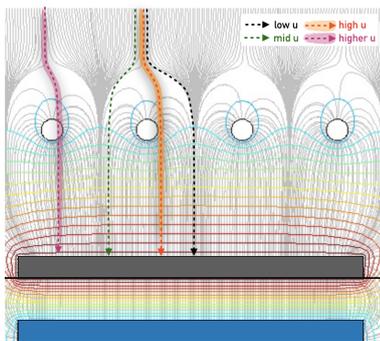
τη γύρω περιοχή. Επομένως η μείωση της διαπερατότητας του mesh για αυτήν την αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου είναι τοπικό φαινόμενο γύρω από το pillar. Όποτε για έναν resistive micromegas τύπου Tmm όπου η απόσταση μεταξύ των pillars είναι 2.2 mm η επιρροή τους στο ηλεκτρικό πεδίο δεν ξεπερνάει το 0.2% αυτής της απόστασης, για τα συγκεκριμένα αποτελέσματα προσομοίωσης.

3.2.2 Η κίνηση των ηλεκτρονίων μέσα στον Micromegas

Όταν ένα ηλεκτρόνιο απελευθερώνεται μέσα στον Micromegas, η κατεύθυνση του επηρεάζεται από διάφορους παράγοντες, όπως η θέση του κοντά στο mesh ή σε κάποιο pillar, όπου το ηλεκτρικό πεδίο είναι υψηλότερο και κατά πάσα πιθανότητα θα οδηγηθεί πάνω του, από την ενέργεια και ταχύτητα του, άλλα φυσικά και από τις συγκρούσεις με τα άτομα του αερίου. Λόγω της ύπαρξης του αερίου η κίνηση του είναι στατιστικό φαινόμενο και διέπεται από τυχαιότητα. Το μόνο βέβαιο είναι πως λόγω του ηλεκτρικού πεδίου τα ηλεκτρόνια θα κατευθυνθούν προς την άνοδο και τα ιόντα προς την κάθοδο. Παρακάτω παραθέτουμε τρεις προσομοιώσεις, χαρακτηριστικές της τυχαιότητας της κίνησης ενός ηλεκτρονίου μέσα στον ανιχνευτή, όπου το ηλεκτρόνιο ξεκινάει από το ίδιο σημείο κάθε φορά και καταλήγει σε διαφορετικό.



Σχήμα 3.10: Τρεις διαφορετικές εκδοχές της κίνησης ενός ηλεκτρονίου που ξεκινάει από το ίδιο σημείο κοντά σε ένα pillar μέσα στον Micromegas.



Σχήμα 3.11: Κίνηση των e^- , ανάλογα της ταχύτητά τους, χωρίς τη παρουσία αερίου [42].

Στο Σχήμα 3.11 βλέπουμε την προσομοίωση της κίνησης ενός ηλεκτρονίου μέσα στον ανιχνευτή, ανάλογα με την ταχύτητα του. Η προσομοίωση αυτή έγινε με το πρόγραμμα COMSOL και δεν έχει συμπεριληφθεί το αέριο. Βλέπουμε πως τα ηλεκτρόνια με χαμηλή ταχύτητα ακολουθούν τις γραμμές πεδίου (μαύρη διακεκομμένη γραμμή), με αύξηση της ταχύτητας το ηλεκτρόνιο ξεκινά σιγά-σιγά να αποκλίνει από τη γραμμή του πεδίου (πράσινη διακεκομμένη γραμμή), ενώ με μια επιπλέον αύξηση είτε θα περάσει στενά (κόκκινη διακεκομμένη γραμμή) στο πλέγμα είτε θα πέσει

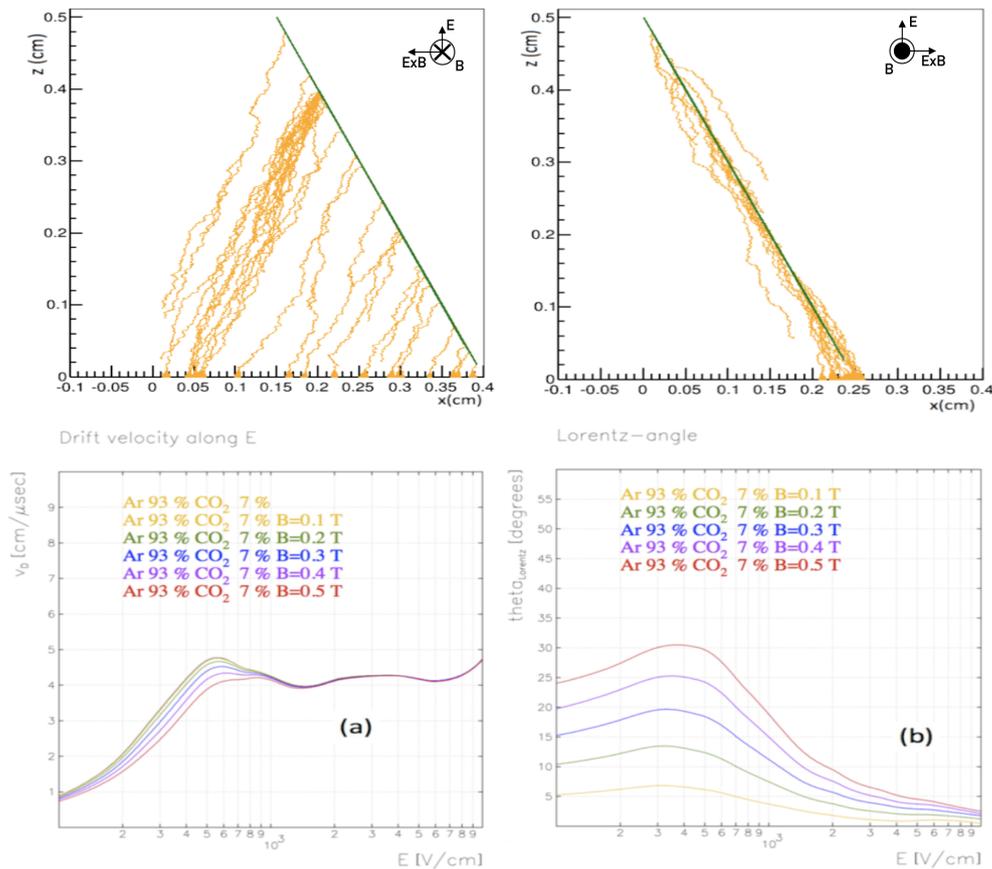
πάνω του (μοβ διακεκομμένη γραμμή). Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα των δύο προσομοιώσεων θα μπορούμε ίσως να βγάλουμε το συμπέρασμα ότι όσο αυξάνεται η ταχύτητα του σωματιδίου τόσο αυτό μπορεί και αποκλίνει από τις γραμμές του πεδίου (Σχήμα 3.10 δεξιά εικόνα και Σχήμα 3.11 πορτοκαλί και μοβ γραμμή) ακόμα και αν μέσα στο drift gap έχει κάποιες τυχαίες κινήσεις, ενώ αν η ταχύτητα του είναι μικρότερη θα ακολουθήσει τελικά το πεδίο ειδικά στις περιοχές που είναι αυξημένο (π.χ. πάνω από τα pillars) (Σχήμα 3.10 αριστερή και μεσαία εικόνα και Σχήμα 3.11 μαύρη και πράσινη γραμμή). Επομένως, τόσο οι διαστάσεις του πλέγματος (διάμετρος και pitch) όσο και των pillars μπορούν να συμβάλλουν, αρνητικά ή θετικά, στη διαφάνεια των ηλεκτρονίων.

Όπως έχει ήδη ειπωθεί στην παράγραφο 2.2.2 όταν η κίνηση των ηλεκτρονίων γίνεται μέσα σε μαγνητικό και ηλεκτρικό πεδίο, κάθετα μεταξύ τους τότε η διαδρομή ηλεκτρονίων αποκλίνει από την κατεύθυνση των γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου κατά γωνία Lorentz α και τα ηλεκτρόνια παρασύρονται υπό την επίδραση των δυνάμεων Coulomb και Lorentz, όπως φαίνεται στα παρακάτω σχήματα όπου έχει γίνει προσομοίωση με Garfield++.

Η προσομοίωση του Σχήματος 3.12 (πάνω) δείχνει την κίνηση των ηλεκτρονίων, μέσα στην περιοχή drift ενός MM υπό την επίδραση ενός ομογενούς μαγνητικού πεδίου κάθετο στο ηλεκτρικό πεδίο καθώς επίσης την ταχύτητα ολίσθησης τους (3.12 *a*) και τη γωνία Lorentz (3.12 *b*) ως συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου για το μείγμα αερίων, Ar + 7%CO₂, υπό διαφορετικής έντασης μαγνητικά πεδία. Για την περιοχή πολλαπλασιασμού λόγω ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι πολύ πιο ισχυρό από το μαγνητικό η μετατόπιση είναι ανεπαίσθητη. Στην πρώτη περίπτωση, που φαίνεται στο αριστερό διάγραμμα, τα ηλεκτρόνια ιονισμού αποκλίνουν από τις γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου με γωνία που κάνει το ίχνος τροχιάς μεγαλύτερο. Στη δεύτερη περίπτωση, που φαίνεται στο δεξιό διάγραμμα του ίδιου σχήματος, τα ηλεκτρόνια αποκλίνουν από το μαγνητικό πεδίο με τέτοιο τρόπο ώστε να προκαλούν σήμα σε μικρότερο αριθμό strips σε σύγκριση με την προηγούμενη περίπτωση αλλά και σε σύγκριση μη ύπαρξης μαγνητικού πεδίου όπου τα drift electrons θα κατευθύνονταν κάθετα προς το mesh. Και στις δύο περιπτώσεις οι διαδρομές παρασυρόμενων ηλεκτρονίων είναι μεγαλύτερες λόγω της γωνίας Lorentz. Αυτό το φαινόμενο επηρεάζει την ανασυγκρότηση των τροχιών (βλ.Κεφ. 4) των σωματιδίων που διαπερνούν των ανιχνευτή και θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψη αυτή η μετατόπιση.

3.3 Η επίδραση των pillars στο avalanche

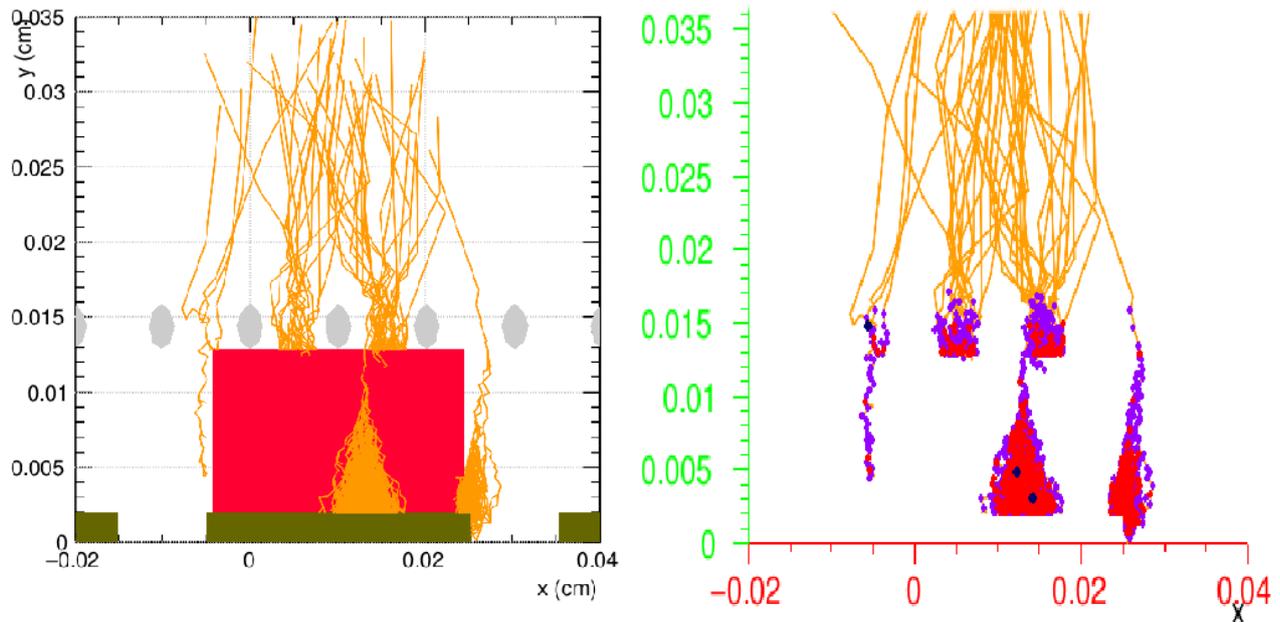
Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο εισάγεται στον όγκο του αερίου, αλληλεπιδρά με τα άτομα του και με βάση την ενέργεια του, μπορεί να τα ιονίσει απελευθε-



Σχήμα 3.12: Πάνω: μετατόπιση των drift ηλεκτρονίων που παράγονται από ένα φορτισμένο σωματίδιο που διασχίζει τον ανιχνευτή υπό γωνία. Ανάλογα με τον προσανατολισμό του μαγνητικού πεδίου σε σχέση με τις γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια μετατοπίζονται κατά γωνία α και μπορούν να εξαπλωθούν σε πολλά strips (αριστερά) ή να συσπειρωθούν σε λιγότερα (δεξιά), μετατοπίζοντας την ανιχνεύσιμη κατανομή φορτίου λόγω της παρουσίας του μαγνητικού πεδίου. Κάτω: η ταχύτητα μετατόπισης (a) και η γωνία Lorentz (b) ως συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου της περιοχής μετατόπισης υπό διαφορετικά μαγνητικά πεδία [31].

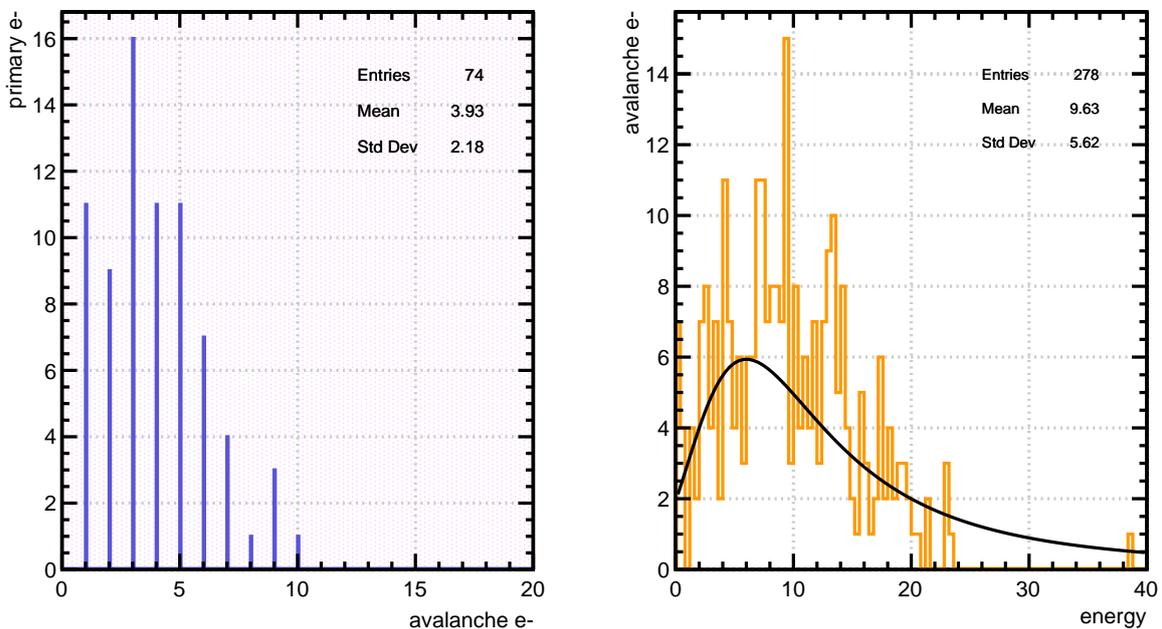
ρώνοντας ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια αυτά στη συνέχεια μετακινούνται εντός της περιοχής μετατόπισης, υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου, κερδίζοντας αρκετή ενέργεια για την παραγωγή δευτερογενών ιονισμών. Κάθε ηλεκτρόνιο κατευθύνεται προς την περιοχή ενίσχυσης μέσω του πλέγματος, όπου υποβάλλεται σε ένα πιο έντονο ηλεκτρικό πεδίο και ξεκινάει διαδοχικά μια χιονοστιβάδα σωματιδίων.

Η μελέτη αυτή ξεκινάει με την προσομοίωση του avalanche που δημιουργούν περίπου 30 ηλεκτρόνια ακριβώς πάνω από το κέντρο ενός pillar. Από τις παρακάτω εικόνες φαίνεται ξεκάθαρα η επιρροή του στο avalanche. Βλέπουμε πως τα περισσότερα ηλεκτρόνια οδηγούνται πάνω του γιατί εκεί παρασύρονται από το έντονο ηλεκτρικό πεδίο. Επίσης από το Garfield++ παίρνουμε πως πάνω από το pillar κάθε drift ηλεκτρόνιο δίνει κατά μέσο όρο 4 καινούργιους ιονισμούς (βλ.Σχήματα 3.13-3.14), καθώς υπάρχει αέριο φυσικά και σε αυτήν την περιοχή και το πεδίο είναι ισχυρό, τα προϊόντα των οποίων απορροφώνται ταχύτατα από το mesh.



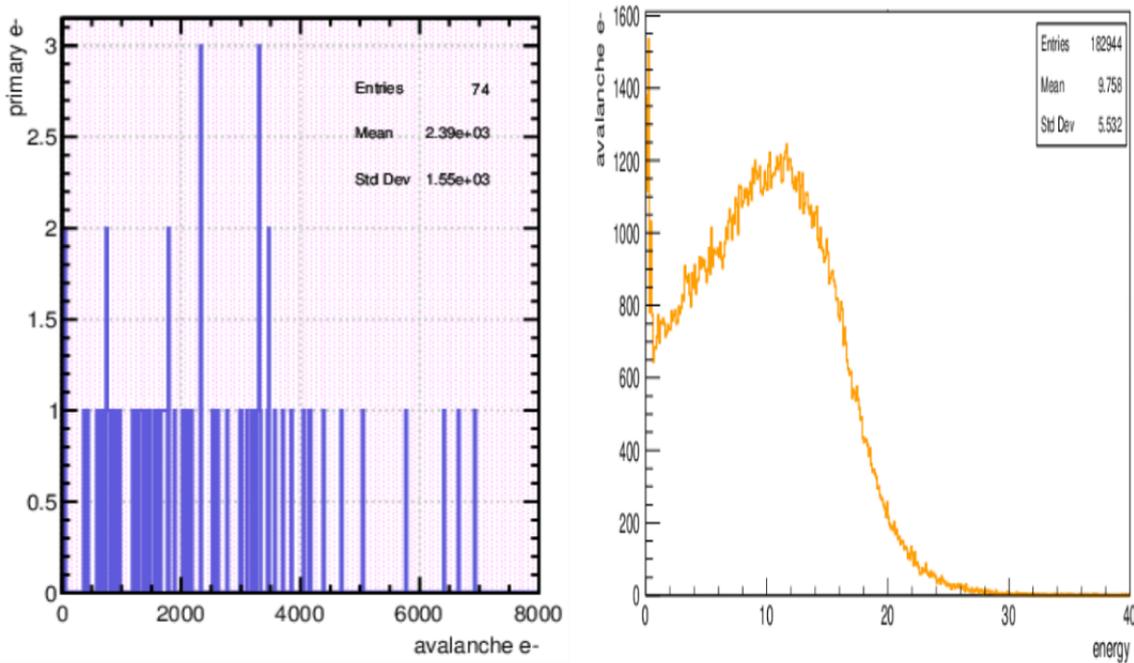
Σχήμα 3.13: Γραμμές παρασυρόμενων ηλεκτρονίων σε μείγμα $\text{Ar} : \text{CO}_2 93 : 7\%$ από διαδρομή 604 μm πάνω από το micromesh, με amplification gap 128 μm , pitch 63 μm , τάση 430 V και πεδίο μετατόπισης 300 V/cm. Πορτοκαλί γραμμές: διαδρομές παρασυρόμενων ηλεκτρονίων, μοβ σημεία: ηλεκτρόνια, κόκκινα σημεία: ιόντα, μπλε σημεία: επανασυνδέσεις.

Η ενέργεια των ηλεκτρονίων που καταλήγουν στο pillar είναι κατά μέσο όρο 10 eV (Σχήμα 3.14-3.15), ομοίως και αυτών που συλλέγονται από τα strips.



Σχήμα 3.14: Διαγράμματα της μέσης τιμής του αριθμού των e^- που παράγονται από 74 ηλεκτρόνια τα οποία ξεκινούν από απόσταση 0.06 cm πάνω από το pillar και η κατανομή της ενέργειας αυτών των ηλεκτρονίων.

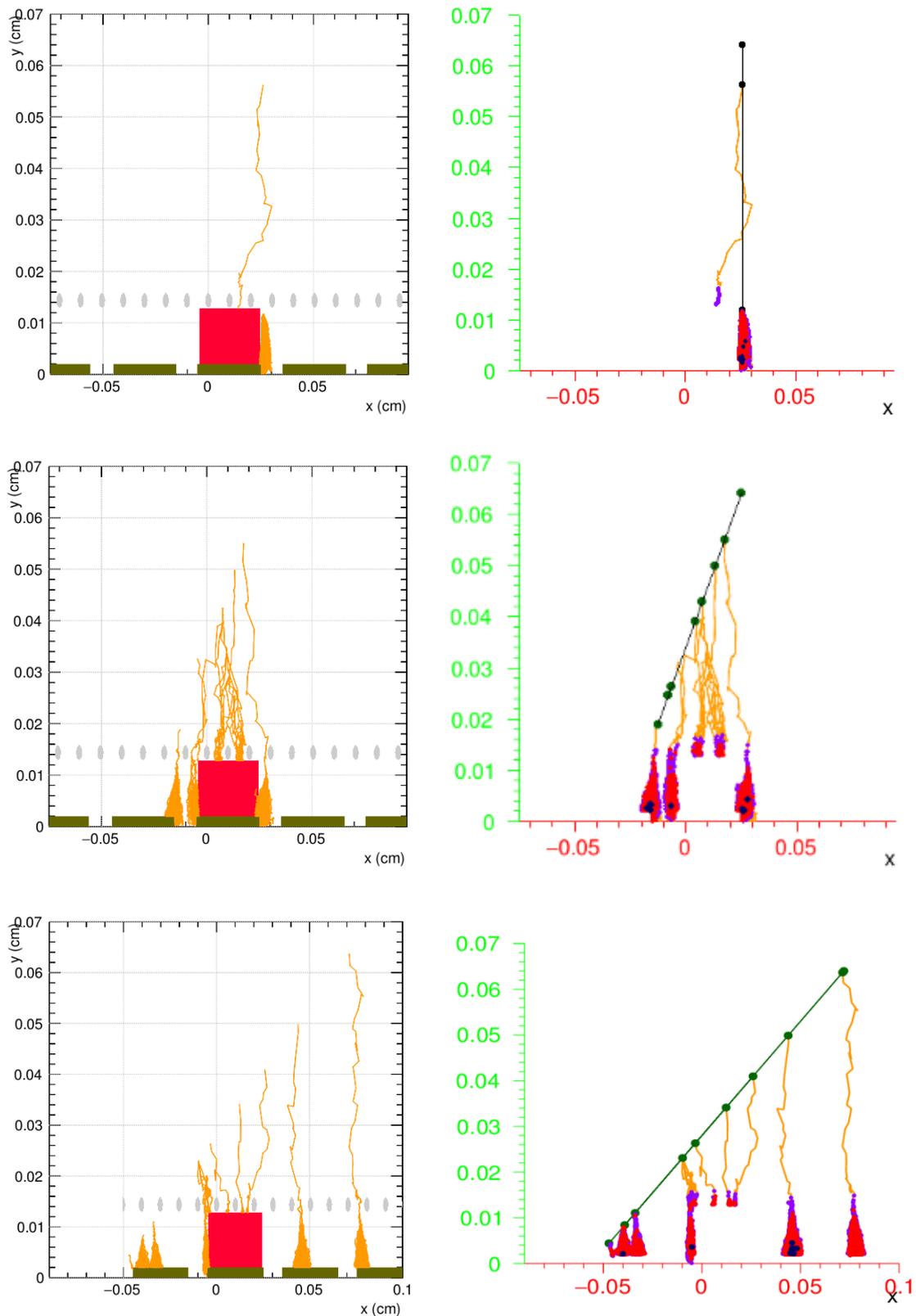
Επίσης πάνω από το pillar οι επανασυνδέσεις είναι ελάχιστες (μπλε σημεία) λόγω της ακαριαίας απορρόφησης των ηλεκτρονίων και των ιόντων από το πλέγμα, ενώ στις περιοχές πάνω από τα strips έχουμε επανασυνδέσεις αλλά επίσης λίγες σε σχέση με τον αριθμό των παραγόμενων ηλεκτρονίων.



Σχήμα 3.15: Διαγράμμα της μέσης τιμής του αριθμού των e^- που παράγονται από 74 ηλεκτρόνια τα οποία ξεκινούν από απόσταση 0.06 cm σε σημείο χωρίς pillar και η κατανομή της ενέργειας αυτών των ηλεκτρονίων.

Για να μελετηθούν οι επιδράσεις των pillars στο avalanche με γνώμονα τα πραγματικά γεγονότα, έγιναν προσομοιώσεις τροχιών μιονίων ενέργειας 300 GeV/c μ^- με διαφορετική κλίση σε σχέση με το mesh, όπου διαπερνούν το pillar ακριβώς πάνω από τη μέση, στον τρισδιάστατο πάντα χώρο και με περιοδικότητα του χώρου, δηλαδή η δομή της βάσης έχει επαναληφθεί κατά μήκος τόσο των θετικών όσο και των αρνητικών κατευθύνσεων x και z για να αντιπροσωπεύει έναν πραγματικό ανιχνευτή. Τα ηλεκτρόνια ιονισμού που παράγονται από αυτές τις τροχιές στη συνέχεια παρασύρονται και πολλαπλασιάζονται στην περιοχή ενίσχυσης. Στο Σχήμα 3.17 βλέπουμε τρεις προσομοιώσεις μιας τροχιάς μιονίου που διαπερνά τον ανιχνευτή με διαφορετική κλίση κάθε φορά. Στην αριστερή στήλη βλέπουμε την προσομοίωση των τροχιών μέσα στον ανιχνευτή και στην δεξιά παίρνουμε μια πιο αναλυτική εικόνα της κάθε τροχιάς και των παραγόμενων σωματιδίων.

Όπως γίνεται φανερό στις εικόνες αυτές, το pillar εμποδίζει τα drift electrons να κατευθυνθούν προς το amplification gap και να πολλαπλασιαστούν και έτσι η περιοχή των strips κάτω από τα pillars δεν λαμβάνει σήμα, ενώ η περιοχή πολύ κοντά σ' αυτά λαμβάνει μειωμένο σήμα, κάτι που οδηγεί σε αναποτελεσματικότητα στην ανακατασκευή της τροχιάς, δηλαδή μείωση της απόδοσης του ανιχνευτή. Ένα άλλο σημαντικό αποτέλεσμα που πήραμε από τις προσομοιώσεις είναι πως όλα τα ηλεκτρόνια απελευθερώνονται από τα άτομα τους με μηδενική ενέργεια, στο drift gap. Αυτό συμβαίνει πιθανότατα γιατί το μίονιο λόγω της μεγάλης του ταχύτητας (300 GeV) περνά πολύ γρήγορα μέσα από τον



Σχήμα 3.16: Προσομοιώσεις τροχιών μιονίου 300GeV/c με το πρόγραμμα Garfield++, που διαπερνούν έναν resistive Micromegas. Η κλίση σε σχέση με τα strips είναι (ξεκινώντας από πάνω): 90° , 75° , 45° . Τα παραγόμενα ηλεκτρόνια απεικονίζονται στα μπλε σημεία και τα ιόντα στα κόκκινα.

ανιχνευτή και ιονίζει τα άτομα με ενέργεια πολύ κοντά στη threshold των συστατικών του αερίου. Εδώ να πούμε πως η ενέργεια κατωφλίου για το Ar είναι 15.76 eV και για το CO_2 , 13.78 eV . Επίσης από τις τροχιές των ηλεκτρονίων στο

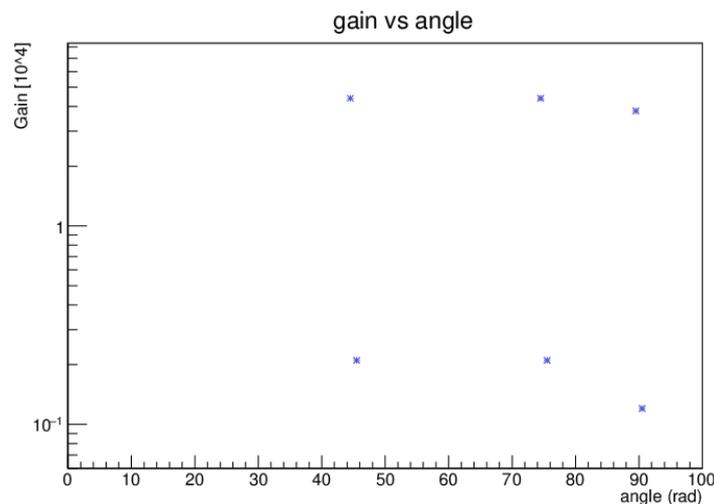
drift gap φαίνεται ότι ένα ποσοστό των ηλεκτρονίων παρουσία του pillar διασχίζει λίγο μεγαλύτερη διαδρομή και επομένως χρειάζεται λίγο περισσότερο χρόνο για να φτάσει στο mesh, επηρεάζοντας περισσότερο τη διάχυση. Ένα αξιοσημείωτο γεγονός που συμβαίνει στην περιοχή πάνω από τα pillars λόγω του αυξημένου ηλεκτρικού πεδίου είναι πως έχουμε περισσότερους ιονισμούς του αερίου όπως φαίνεται στη μεσαία εικόνα. Αυτό βέβαια δεν βοηθάει στη δημιουργία σήματος μιας και το μεγαλύτερο ποσοστό αυτών καταλήγουν πάνω στο pillar.

Ο παρακάτω πίνακας αναγράφει τα αριθμητικά στοιχεία που πήραμε από τις τροχιές έτσι ώστε να υπολογιστεί το gain του Micromegas και να πάρουμε τη μείωση του λόγω των pillars. Με βάση το πίνακα το gain του ανιχνευτή όταν η

	κλίση τροχιάς μιονίου πάνω από το mesh	Αριθμός ηλεκτρονίων		Gain
		κάτω από το mesh	στην άνοδο	
χωρίς pillar	90°	10	26360	$3.8 \cdot 10^4$
	75°	15	33960	$4.4 \cdot 10^4$
	45°	19	43350	$4.4 \cdot 10^4$
με pillar	90°	1	1200	$1.2 \cdot 10^3$
	75°	4	6970	$2.1 \cdot 10^3$
	45°	14	18300	$2.1 \cdot 10^3$

Σχήμα 3.17: Μετάδοση ηλεκτρονίων και gain (χωρίς και με pillar) σε μείγμα Ar : CO₂93 : 7% από διαδρομή 640 μm πάνω από το micromesh, με amplification gap 128 μm, τάση 430 V και πεδίο μετατόπισης 300 V/cm.

τροχία του σωματιδίου περνάει πάνω από το pillar είναι δέκα τάξεις μεγέθους μικρότερη, για όλες τις γωνίες κλίσης, σε σχέση με τις αντίστοιχες τροχιές όταν δεν υπάρχει pillar. Η μείωση αυτή είναι αρκετά μεγάλη και επομένως η α-

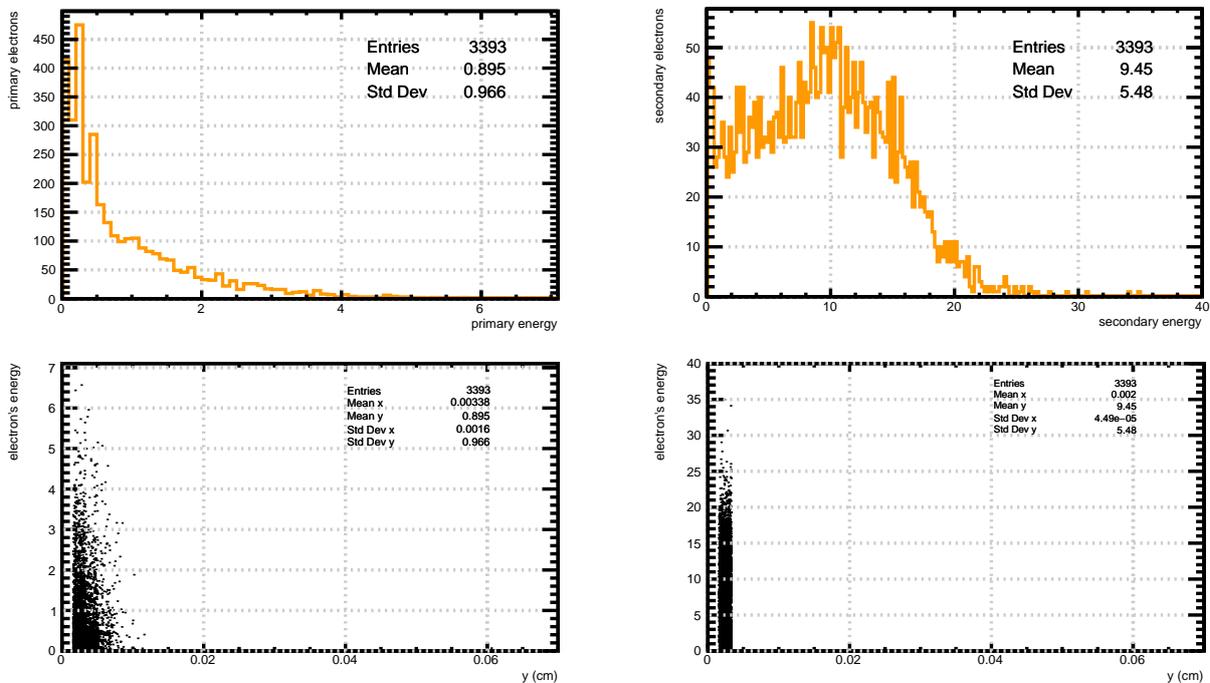


Σχήμα 3.18: Διαγράμμα του gain σε σχέση με τη γωνία πρόσπτωσης του μιονίου στον ανιχνευτή.

νακατασκευή της τροχιάς από τους ανιχνευτές επηρεάζεται από αυτή τη δόμη. Βέβαια οι παραπάνω μετρήσεις του gain αφορούν μία πολύ μικρή περιοχή του που περιλαμβάνει μόνο ένα pillar και έτσι η μείωση είναι μεγάλη. Στο επόμενο κεφάλαιο όπου παίρνουμε τα αποτελέσματα για μία ολόκληρη ανιχνευτική περιοχή θα δούμε πως η επίδραση τελικά είναι μικρότερη. Ένα ακόμη συ-

μπέρασμα που βγαίνει από τις παραπάνω τιμές είναι η μείωση του Γαιν με την αύξηση της γωνίας ως προς το οριζόντιο επίπεδο και η σταθεροποίηση της από κάποιες γωνίες και έπειτα λόγω του ότι ο αριθμός των strips που ενεργοποιούνται σε μεγάλες κλίσεις είναι ανάλογος με τον αριθμό των drift electrons.

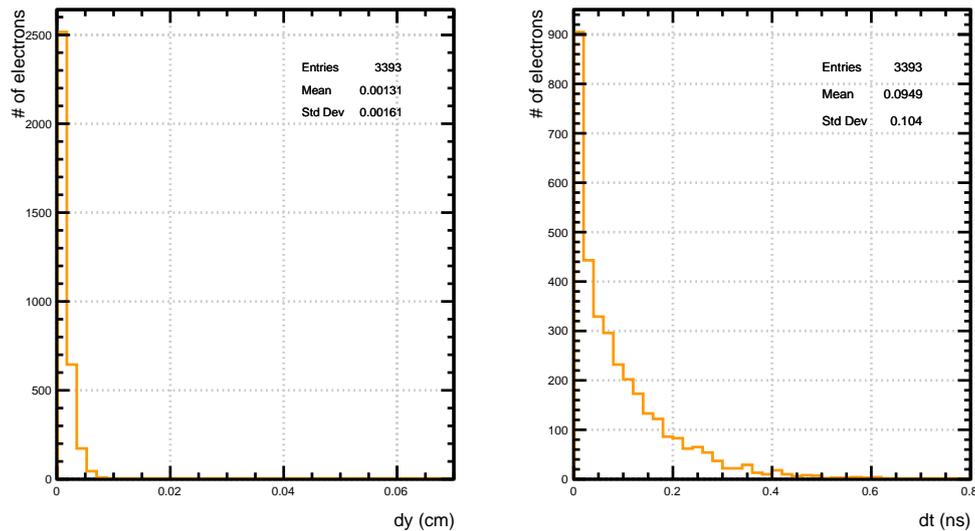
Τα παρακάτω δύο διαγράμματα αφορούν την ενέργεια (πάνω) και τα αντίστοιχα δύο (κάτω) τη ενέργεια σε σχέση με την κατακόρυφη θέση των ηλεκτρονίων. Όλα τα διαγράμματα αναφέρονται στο ίδιο event. Το πάνω και κάτω αριστερό διάγραμμα είναι για τα ηλεκτρόνια του avalanche λίγο πριν οδηγηθούν στο strip. Τα αντίστοιχα διαγράμματα στη δεξιά μεριά είναι για τα ίδια ηλεκτρόνια του avalanche όταν αυτά έχουν καταλήξει στο strip. Βλέπουμε χαρακτηριστικά την πολύ γρήγορη συσπίρωση των ηλεκτρονίων κατά μήκος του strip και αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι ηλεκτρικές γραμμές καταλήγουν ομοιόμορφα πάνω του (βλ. Σχήμα 3.3).



Σχήμα 3.19: Το πάνω και το κάτω αριστερό διάγραμμα αναφέρονται στα ηλεκτρόνια του avalanche λίγο πριν οδηγηθούν στο strip. Τα αντίστοιχα διαγράμματα στην δεξιά μεριά είναι για τα ίδια ηλεκτρόνια του avalanche όταν αυτά έχουν καταλήξει στο strip.

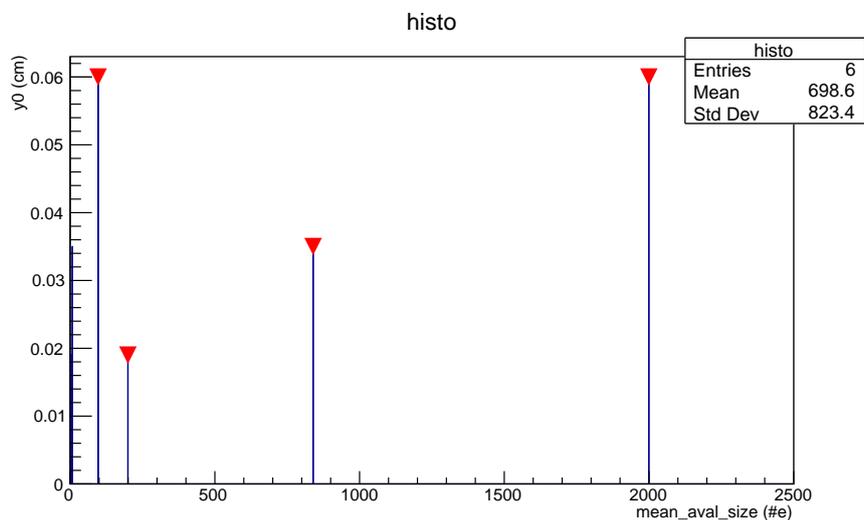
Η χρονική διαφορά μεταξύ των δύο διαγραμμάτων είναι 0.094 ns (κατά μέσο όρο, βλ. Σχήμα 3.18 δεξιά) και το μήκος που διήνυσαν τα ηλεκτρόνια που φαίνονται στο αριστερά διάγραμμα μέχρι να καταλήξουν όλα στο strip είναι 13 μm (κατά μέσο όρο, βλ. Σχήμα 3.18 αριστερά). Από τα παραπάνω λοιπόν παίρνουμε την πληροφορία ότι τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται από τους δευτερογενείς ιονισμούς έχουν σχεδόν μηδενική ενέργεια η οποία σε αυτά τα ελάχιστα ns δεκαπλασιάζεται.

Τέλος παραθέτουμε ένα διάγραμμα του μεγέθους του avalanche σε σχέση



Σχήμα 3.20: Η χρονική και υψομετρική διαφορά μεταξύ των διαγραμμάτων του Σχήμ. 3.16.

με το ύψος για δύο περιοχές, με και χωρίς pillar. Οι πρώτες τρεις μετρήσεις από δεξιά προς αριστερά αφορούν ηλεκτρόνιο που πέφτει σε περιοχή χωρίς pillar και οι επόμενες τρεις αφορούν ηλεκτρόνιο που πέφτει σχεδόν στο κέντρο του. Όσο μειώνεται η απόσταση από το mesh τόσο μειώνεται και το μέγεθος του avalanche και για τις δύο περιπτώσεις. Αυτό συμβαίνει γιατί τα ηλεκτρόνια που διανύουν μεγαλύτερη απόσταση στην περιοχή μετατόπισης αποκτούν υψηλότερη ενέργεια, έτσι εισέρχονται στην περιοχή πολλαπλασιασμού και ionίζουν περισσότερα μόρια.



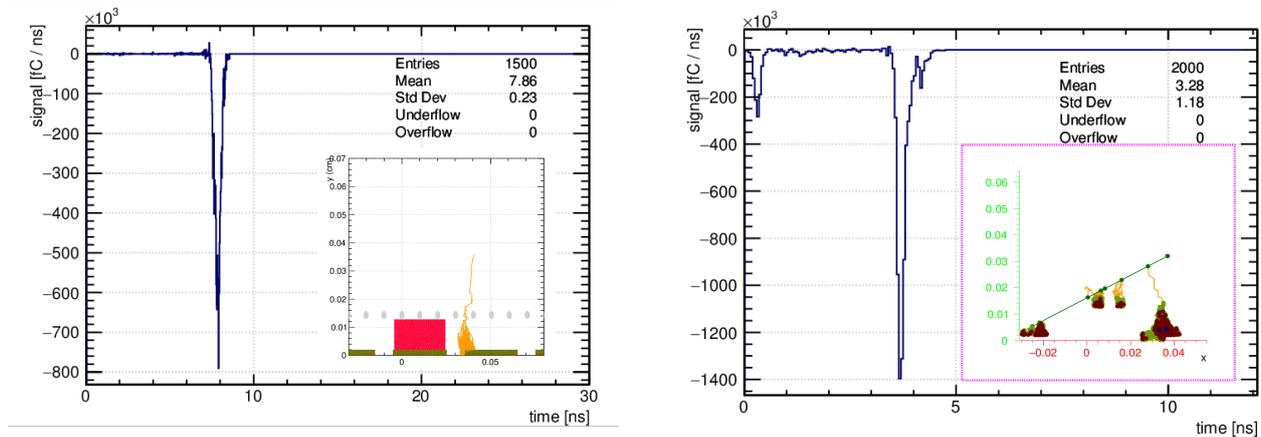
Σχήμα 3.21: Αριθμός ηλεκτρονίων που παράγεται από ένα ηλεκτρόνιο στην περιοχή πολλαπλασιασμού σε σχέση με το ύψος από όπου ξεκινάει, για διάταξη χωρίς και με pillar.

3.4 Η επίδραση των pillars στο σήμα

Τέλος, προσομοιώνεται το σήμα που προκαλείται στην άνοδο. Στο Σχήμα 3.20 βλέπουμε δύο χαρακτηριστικά παραδείγματα του σήματος που προκαλείται

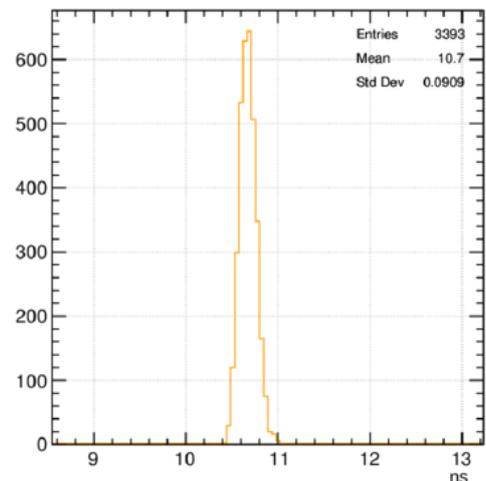
όταν τα ηλεκτρόνια φτάνουν στα strips. Η προσομοίωση έχει γίνει με Garfield++.

Στην πρώτη περίπτωση έχουμε το σήμα που δημιουργείται από ένα ηλεκτρόνιο που ξεκινάει από τα περίπου 200 μm πάνω από το mesh. Η δεξιά εικόνα έχει το σήμα που παίρνουμε όταν ένα μιονίο διαπερνά τον ανιχνευτή. Χαρακτηριστικά στη δεξιά εικόνα βλέπουμε πως πρώτα καταγράφεται το σήμα από το avalanche που έλαβε χώρα κάτω από το mesh έπειτα έχουμε



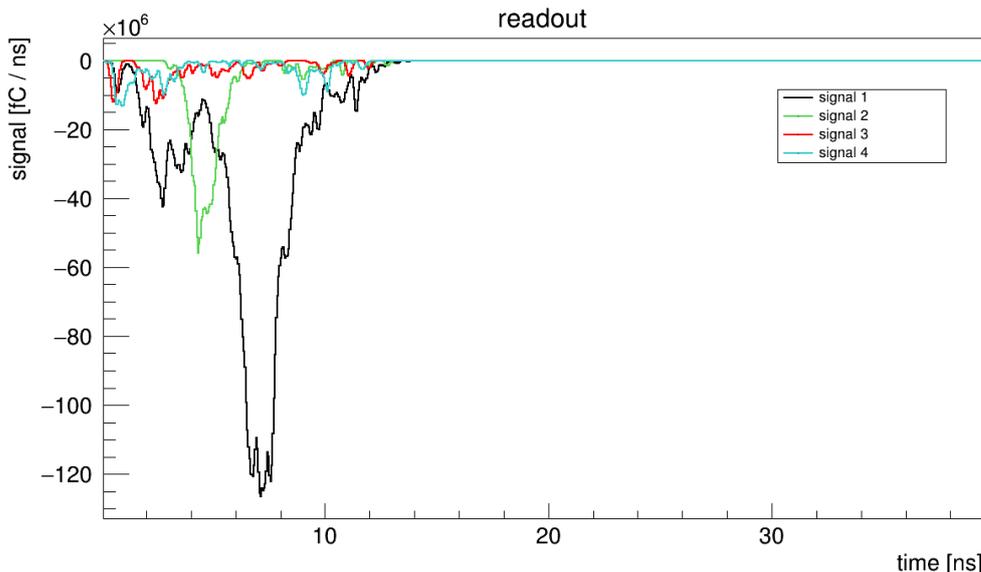
Σχήμα 3.22: Το σήμα που λαμβάνουμε από τον Micromegas το οποίο δημιουργείται από ένα ηλεκτρόνιο (αριστερά) και από την τροχιά ενός μιονίου (δεξιά).

μια ελάχιστη διακύμανση που οφείλεται στα ηλεκτρόνια που πέφτουν πάνω στο pillar, ουσιαστικά δηλαδή δεν λαμβάνουμε σήμα από αυτά και έπειτα λίγο αργότερα (~ 4 ns) έχουμε και το σήμα από το avalanche που δημιούργησε το ηλεκτρόνιο που ξεκίνησε από τα 100 μm περίπου πάνω από το mesh. Γενικά για ηλεκτρόνια που ξεκινούν από ύψος μεγαλύτερο των 200 μm πάνω από το mesh το σήμα καταγράφεται μετά από περίπου 10 ns.



Σχήμα 3.23: Κατανομή του χρόνου συλλογής σήματος στους ανιχνευτές Micromegas.

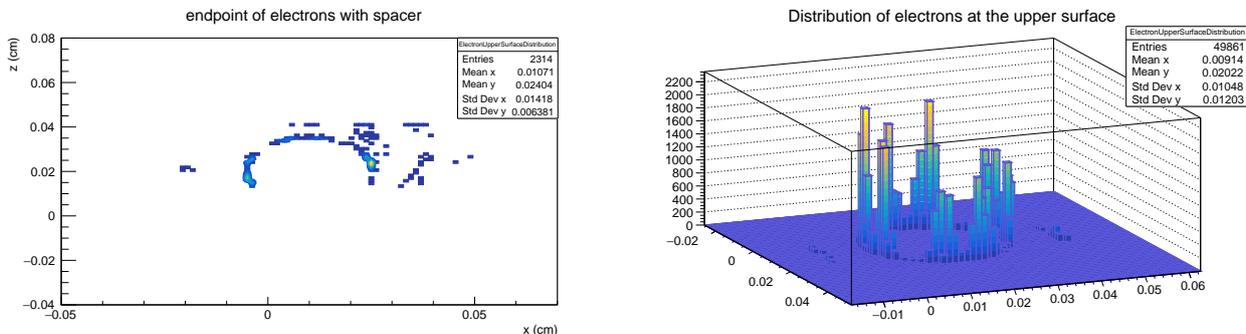
Παρακάτω στο Σχήμα 3.22 βλέπουμε τον αθροιστικό παλμό του avalanche ηλεκτρονίων που ιονίστηκαν στο drift gap κατά μήκος της τροχιάς ενός μιονίου 300 GeV/c, για γεωμετρία με pillar (τρεις περιπτώσεις) και τον παλμό για γεωμετρία χωρίς. Συγκεκριμένα για μια τροχιά η οποία περνάει από περιοχή του ανιχνευτή όπου δεν υπάρχουν pillars το σήμα είναι πολύ πιο ισχυρό (μαύρο χρώμα) από αυτό για τροχιά που περνάει πάνω από το pillar (υπόλοιπα χρώματα). Αυτό συμβαίνει γιατί, όπως έχουμε δει και παραπάνω τα ηλεκτρόνια που απελευθερώνονται στην περιοχή μετατόπισης πάνω από το pillar καταλήγουν



Σχήμα 3.24: Το σήμα που λαμβάνουμε από έναν ανιχνευτή Micromegas όταν τον διαπεράσει ένα μίονιο. Η τροχιά ξεκινά από ύψος 0.064 cm πάνω από τα strips και έχει την ίδια κλίση σε όλες τις περιπτώσεις που βλέπουμε. Το σήμα με μαύρο χρώμα το παίρνουμε από περιοχή χωρίς pillar, ενώ τα υπόλοιπα από περιοχή με ένα μόνο pillar και στις εξής διαφορετικές κατά τον άξονα z περιοχές: γαλάζιο στην αρχή του pillar (0.005 cm), κόκκινο στη μέση του (0.02 cm) και πράσινο σε απόσταση 0.005 cm απ' αυτό.

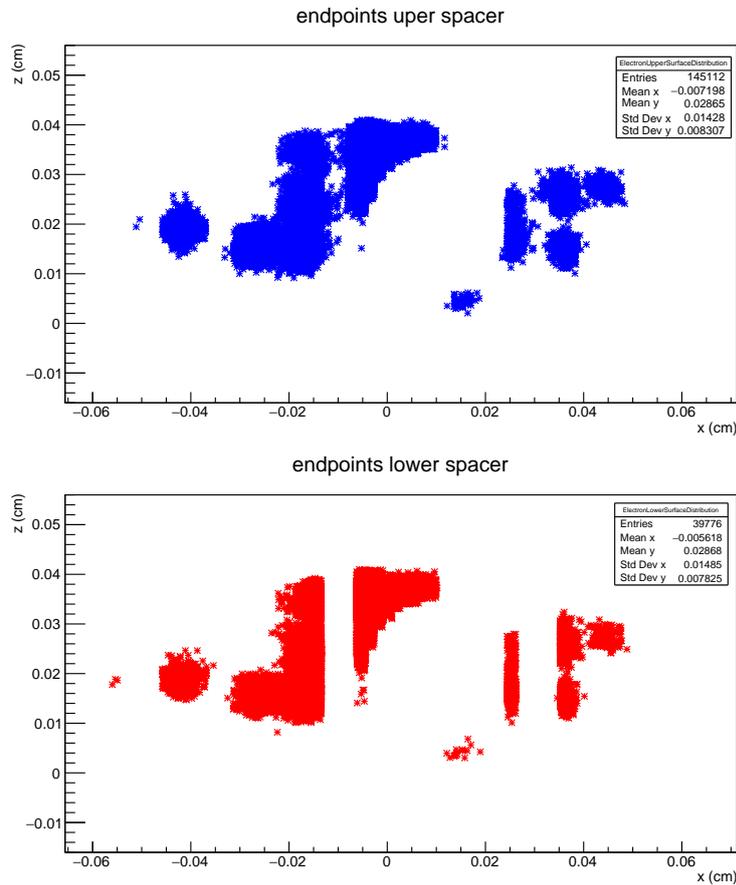
σχεδόν όλα πάνω του λόγω αυξημένου ηλεκτρικού πεδίου, έτσι το σήμα είναι πολύ πιο ισχυρό.

Ένα παράδειγμα του αποτυπώματος που αφήνουν τα ηλεκτρόνια στον δισδιάστατο και τρισδιάστατο χώρο φαίνεται στα παρακάτω σχήματα.



Σχήμα 3.25: Τα στίγματα των ηλεκτρονίων που παράγονται στην περιοχή του amplification ανάμεσα στο mesh και στα strips (αριστερά) από ηλεκτρόνια που πέφτουν πάνω από ένα pillar σε 2D και η κατανομή των ηλεκτρονίων στην ίδια περιοχή σε 3D (δεξιά).

Και τέλος βλέπουμε το αποτύπωμα της χιονοστιβάδας Townsend που παράγεται όταν ένα μίονιο διαπερνά τον ανιχνευτή Micromegas, στο επίπεδο x-y. Στο πρώτο σχήμα με μπλε χρώμα είναι το αποτύπωμα όλων των ηλεκτρονίων που παρήχθησαν πριν φτάσουν στα strips, στην περιοχή του amplification ανάμεσα στο mesh και στα strips και στο άλλο με κόκκινο χρώμα είναι η εικόνα των ηλεκτρονίων έτσι όπως συλλέγονται από τα strips, όπου φαίνεται ξεκάθαρα η θέση του pillar και από όπου φυσικά δεν παίρνουμε σήμα.



Σχήμα 3.26: Τα στίγματα των ηλεκτρονίων που παράγονται στην περιχή του amplification ανάμεσα στο mesh και στα strips (πάνω) και αυτά που καταλήγουν στα strips (κάτω).

3.5 Εργαλεία προσομοίωσης

Οι προσομοιώσεις σε αυτό το κεφάλαιο έγιναν με το πρόγραμμα Garfield++, το οποίο γράφεται σε γλώσσα C++/ROOT. Το πρόγραμμα αυτό έχει φτιαχτεί για την λεπτομερή προσομοίωση των ανιχνευτών αερίου και των διεργασιών που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του. Το Garfield ++ framework[44] παρέχει διασυνδέσεις με άλλα προγράμματα, όπως το Elmer-finite element program, όπου χρησιμοποιείται για την 3D προσομοίωση του ηλεκτροστατικού πεδίου, κάτι πολύ σημαντικό για τους ανιχνευτές αερίου, έπειτα το πρόγραμμα Heed το οποίο δημιουργεί ζεύγη ιονισμού ταχέως φορτισμένων σωματιδίων και το πρόγραμμα Magboltz το οποίο χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της μεταφοράς ηλεκτρονίων και των καταιγισμών Townsend σε μείγματα αερίων.

Κεφάλαιο 4

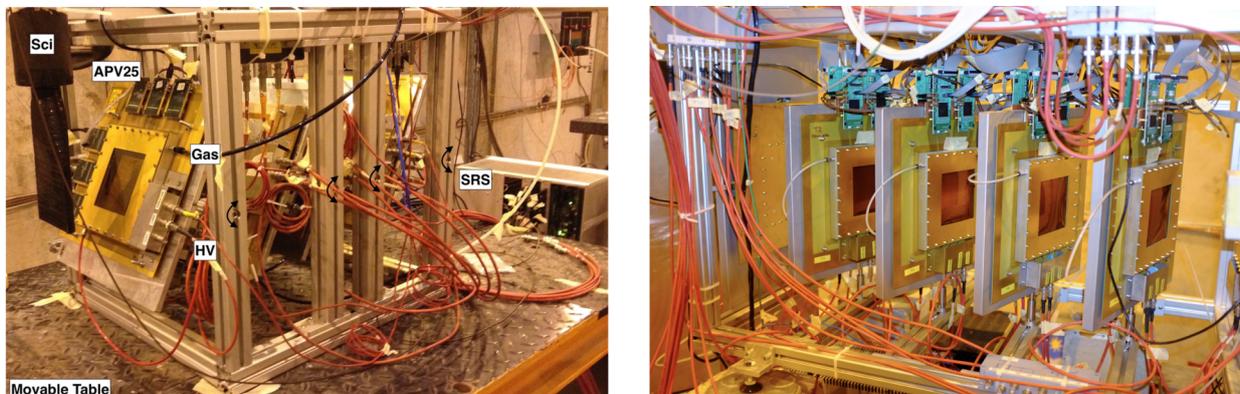
Ανακατασκευή τροχιάς με ανιχνευτές Micromegas

Όπως ήδη έχουμε αναφέρει οι ανιχνευτές Micromegas θα είναι η τεχνολογία ανίχνευσης μιονίων του συστήματος NSW του ATLAS, παρέχοντας ανακατασκευή τροχιάς τους με ακρίβεια ≤ 100 μm ανά επίπεδο ανίχνευσης κατά μήκος του πλήρους εύρους γωνιών της τροχιάς του μιονίου. Σε αυτό το κεφάλαιο περιγράφεται πως γίνεται ένα test beam, η απαραίτητη συνδεσμολογία, οι τεχνικές ανακατασκευής τροχιάς καθώς επίσης και τα αποτελέσματα της ανάλυσης των δεδομένων για τους ανιχνευτές Tmm resistive Micromegas που αποκτήθηκαν σε διάφορες περιόδους δοκιμαστικών δεσμών για κάθετες τροχιές. Η ανάλυση των δεδομένων που παρουσιάζεται εδώ έχει σαν στόχο να εξετάσει την επίδραση των pillars στην ανακατασκευή της τροχιάς των σωματιδίων που διαπερνούν τους ανιχνευτές και να επιβεβαιώσει τα εξαιρετικά χαρακτηριστικά λειτουργίας των ανιχνευτών resistive Micromegas.

4.1 Το setup της δοκιμαστικής δέσμης

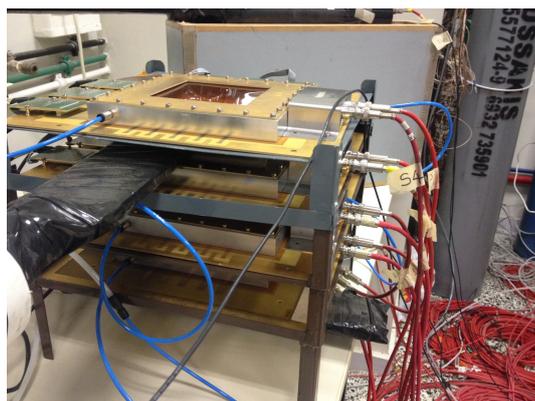
Αρκετά χρόνια δοκιμών και μελέτης πέρασαν ώστε να εξαχθούν σαφή αποτελέσματα από την ανάλυση των δεδομένων από τις δοκιμαστικές δέσμες που διέσχιζαν τους MM, ώστε να πάρουν την έγκριση για την εγκατάστασή τους στον ATLAS. Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζονται το πειραματικό στήσιμο (setup) των ανιχνευτών αλλά και τον απαραίτητο συνοδευτικό ηλεκτρονικό και μη εξοπλισμό. Τα δεδομένα τα οποία αναλύονται στην εργασία προέρχονται στο σύνολό τους από τις πειραματικές διαδικασίες στο Super Proton Synchrotron (SPS), του CERN, όπου η δοκιμαστική δέσμη (test beam) που χρησιμοποιήθηκε αποτελούνταν από θετικά φορτισμένα πιονία και μιονία. Η πειραματική διαδικασία έγινε στους ειδικούς χώρους του CERN, από τα μέλη της συνεργασίας του New Small Wheel και της ομάδας του Ε.Μ.Π. Τα χαρακτηριστικά των ανιχνευτών του πειράματος φαίνονται στον πίνακα του Σχήματος 4.2. Σε όλες τις περιπτώσεις το μείγμα του αερίου ήταν από 93% Ar και 7%CO₂ σε πίεση 3-5 mbar. Η στην περιοχή ολίσθησης (ηλεκτρόδια καθόδου) είναι στις

περισσότερες περιπτώσεις στα -300 Volts (άρα ηλεκτρικό πεδίο 600 V/cm). Στο πλέγμα εφαρμόζεται τάση κοντά στα 530 V αλλά για λόγους δοκιμής μπορεί να μεταβάλλεται από 440 έως 600 V αντιστοιχώντας σε πεδία από 34 - 47 kV/cm. Στο Σχήμα 4.1 φαίνονται δύο χαρακτηριστικές φωτογραφίες της διάταξης των ανιχνευτών, κατά τη διάρκεια του test beam. Τα παραπάνω σύνολα



Σχήμα 4.1: Δύο τυπικές πειραματικές διατάξεις hodoscopes, που αποτελούνται από οκτώ (αριστερά) και δώδεκα (δεξιά) μικρούς θαλάμους resistive-strip MM.

των πλαισίων, κάθε ένα από τα οποία φιλοξενεί έως και 2 resistive Micromegas (10×10 cm²), συνθέτει ένα “detection hodoscope”. Κάθε ένα hodoscope μπορεί να περιστραφεί ώστε να πάρουμε μετρήσεις με κλίση σε σχέση με τον άξονα της δέσμης (z), η οποία είναι δέσμη 10 GeV/c π^+ / p . Τα πρώτα και τα τελευταία πλαίσια είναι εφοδιασμένα με MM τύπου Tmm(2-6) και οι οποίοι παρέχουν ακριβείς 2-D μετρήσεις (στον x και y άξονα), ενώ τα υπόλοιπα συνήθως καταλαμβάνονται από MM τύπου T, παρέχοντας μόνο 1-D μετρήσεις.



Σχήμα 4.2: Πειραματική διατάξη ανίχνευσης κοσμικών μιονίων του εργαστηρίου του Ε.Μ.Π.

Οι Tmm και οι Tmb ονομάζονται ανιχνευτές αναφοράς (reference chambers), ενώ οι ανιχνευτές τύπου T ονομάζονται test chambers. Οι T chambers τοποθετήθηκαν στο κέντρο της διάταξης, ενώ οι reference chambers μπροστά και πίσω από τους test chambers, όλοι υπό ηλεκτρικό πεδίο 600 V/cm στην περιοχή ολίσθησης, και τάση ενίσχυσης μεταξύ των τιμών 500 - 550 V. Τα δεδομένα που αναλύθηκαν στην παρούσα εργασία ήταν από δέσμες σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο. Αυτοί οι τύποι ανιχνευτών έχουν χρη-

σιμοποιηθεί εκτενώς σε πειράματα, παρέχοντας έναν μηχανισμό ανασυγκρότησης τροχιάς το οποίο λειτουργεί ως δείγμα για αξιολόγηση των πρωτότυπων υπό μελέτη ανιχνευτών (TQF, T2, J, ExMe, MMSW κ.λπ.). Το πείραμα περιελάμβανε σάρωση της συνολικής ενεργής επιφάνειας των ανιχνευτών για διαφορετικές τιμές Gain.

Στον παρακάτω πίνακα παρατίθενται τα χαρακτηριστικά κατασκευής και λειτουργίας των Tmm και T ανιχνευτών. Οι Tmm και Tmb, είναι σχεδόν πανομοι-

	Tmm 2,3,5,6	T 5-8
Διαστάσεις (Ενεργή περιοχή)	(10 × 10) cm	(10 × 10) cm
Κενό ολίσθησης	5 mm	5 mm
Κενό ενίσχυσης	128 μm	128 μm
Απόσταση μεταξύ των strips	250 μm	400 μm
Πάχος strip	150 μm	300 μm
Διάμετρος pillar	300 μm	300 μm
Απόσταση μεταξύ pillars	2.5 mm	2.5 mm
Τύπος πλέγματος	bulk	bulk
Διεύθυνση strips	X,Y	X
Resistive strips	✓	✓
Αντίσταση res.strips	25 (MΩm/cm)	25 (MΩm/cm)

Σχήμα 4.3: Χαρακτηριστικά των Tmm και T ανιχνευτών resistive Micromegas.

ότυποι, με τη μόνη διαφορά να είναι οι διαστάσεις των pillars που συγκρατούν το πλέγμα και ορίζουν το πάχος της περιοχής ενίσχυσης, έχουν απόσταση 5 mm με διάμετρο 500 μm για τους Tmb. Ένας γρήγορος τρόπος για την μελέτη της απόδοση ενός ανιχνευτή MM είναι να δημιουργηθεί ένας χάρτης απόδοσης από την ανακατασκευή του προφίλ της δέσμης. Όπως θα δούμε παρακάτω η θέση της τροχιάς ανακατασκευάζεται χρησιμοποιώντας κάποιες μεθόδους.

Για την λειτουργία των θαλάμων Micromegas, ένα υποστηρικτικό σύστημα είναι εγκατεστημένο γύρω τους. Συνοπτικά τα συστήματα υλικού και λογισμικού που χρησιμοποιήθηκαν στο test beam είναι τα ακόλουθα :

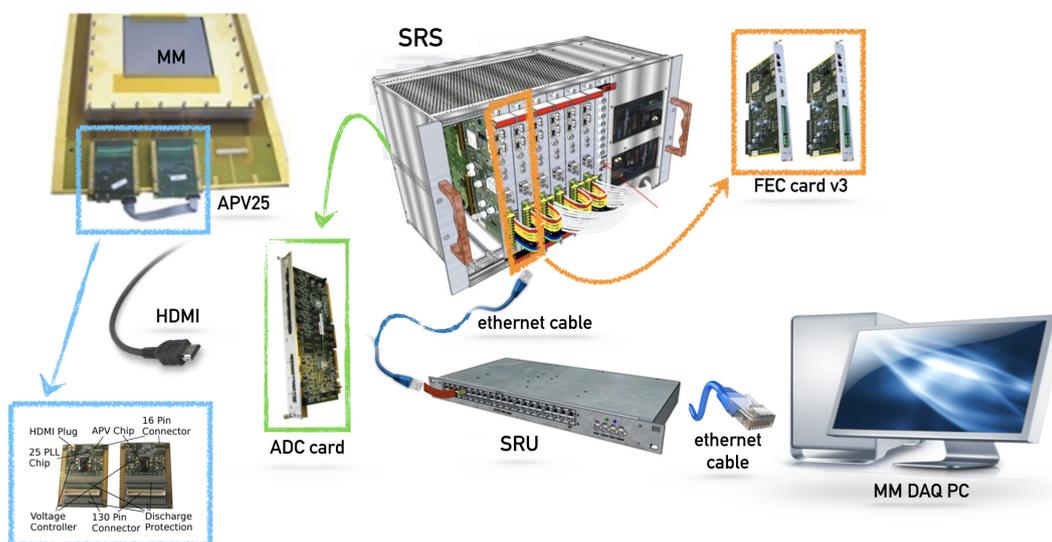
- το σύστημα παροχής του μίγματος αερίου Ar + 7%CO₂
- οι υβριδικές front-end readout κάρτες που υποστηρίζουν τα APV25 και ολοκληρωμένα κυκλώματα (A.S.I.C.)
- Scalable Readout System (SRS)
- τα απαραίτητα Gigabit Ethernet switches
- το Σύστημα Λήψης Δεδομένων (Data Aquisition - DAQ¹) το οποίο αποτελείται από τα : mmDAQ3, Scalable Detector Control (SDC²).

Αρχικά πρέπει να εφαρμοστούν υψηλές τάσεις (HV), ώστε στην κάθοδο να έχουμε αρνητικό πόλο, στα resistive strips θετικό, ενώ το mesh να παραμένει γειωμένο. Τα τροφοδοτικά που παρέχουν το HV στους δοκιμαστικούς θαλάμους, είναι οι κάρτες CAEN A1821 και ένα αξιόπιστο σύστημα παρακολουθεί και ελέγχει τη λειτουργία των θαλαμών. Ένα άλλο σημαντικό συστατικό για τους ανιχνευτές είναι το αέριο. Όλοι οι θάλαμοι λειτουργούσαν με το μείγμα αερίου

¹Το σύστημα Trigger and Data Aquisition (TDAQ) είναι ένα πολυεπίπεδο υπολογιστικό σύστημα και εκτελεί το φιλτράρισμα των γεγονότων ώστε να παραμένει ο όγκος των δεδομένων σε διαχειρίσιμο επίπεδο, αλλά και την καταγραφή αυτών των δεδομένων.

²Προκειμένου να λειτουργεί με συνοχή αλλά και με ασφάλεια ο ATLAS, έχει κατασκευαστεί το Σύστημα Ελέγχου Ανιχνευτών Scalable Detector Control (SDC), που ελέγχει και διορθώνει σε πραγματικό χρόνο όλα τα ηλεκτρονικά υποσυστήματα και τους ανιχνευτές, ρυθμίζοντας τάσεις, ρεύματα και λοιπές λειτουργικές παραμέτρους.

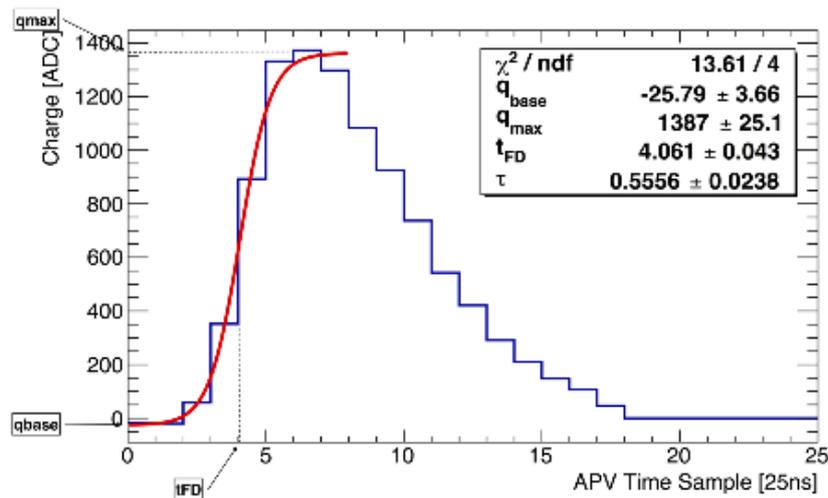
$\text{Ar} + 7\%\text{CO}_2$, παρέχονται στις περισσότερες περιπτώσεις από προαναμεμιγμένα φιαλίδια με πίεση εισόδου 4 mbar. Τέλος οι Micromegas είναι εξοπλισμένοι με κάρτες APV25 ευαίσθητες στο φορτίο όπου “διαβάζεται” το σήμα των read-out strips, συνδεδεμένες με ακροδέκτες, διαβάζονται και ελέγχονται μέσω ενός συστήματος Scalable Readout System (SRS³) που αναπτύχθηκε από τη συνεργασία του RD51. Το APV25 chip έχει 128 κανάλια και κάθε κανάλι συνοδεύεται από έναν προενισχυτή και έναν ενισχυτή, με μια μνήμη 192 αναλογικών αγωγών και σκοπός τους είναι η αποστολή αναλογικών σημάτων CR-RC στα 40MHz. Αυτές οι κάρτες βασίζονται στην τεχνολογία CMOS. Έπειτα, αυτά αποστέλλονται μέσω HDMI καλωδίων στις SRS ADC κάρτες, υπεύθυνες για την ψηφιοποίηση και τη μετάδοση των δεδομένων, και από εκεί αποστέλλονται στο DAQ PC. Μια γραφική παράσταση ενός συστήματος ανάγνωσης παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.3. Ένα ενδεικτικό παράδειγμα σήματος εξόδου από ένα κανάλι ενός APV25 chip



Σχήμα 4.4: Γραφική απεικόνιση των στοιχείων SRS και της ενδιάμεσης συνδεσμολογίας.

φαίνεται στο Σχήμα 4.4, όπου αναπαρίσταται το φορτίο που συλλέγεται σε ένα κανάλι. Η δειγματοληψία γίνεται κάθε 25 ns για κάθε ηλεκτρονικό κανάλι (strip), όπου το μέγιστο δείγμα φόρτισης ορίζει τη φόρτιση του καναλιού. Στο τμήμα πριν τη μέγιστη τιμή αυτού του γραφήματος εφαρμόζεται μια προσαρμογή Fermi-Dirac, από την οποία και παίρνουμε την τελική πληροφορία για το φορτίο και το χρόνο για αυτό το κανάλι. Δηλαδή οι ανιχνευτές Micromegas παρέχουν την πληροφορία του χρόνου. Η πρόσθετη αυτή πληροφορία είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για μη κάθετες τροχιές όπου η διάχυση του φορτίου μας επιτρέπει να ανακατασκευάσουμε την τροχιά του σωματιδίου. Κάθε ηλεκτρόνιο ιονισμού κατά μήκος της τροχιάς του διερχόμενου σωματιδίου επάγει φορτίο σε ένα strip σε διάρκεια χρόνου. Το APV chip που χρησιμοποιούμε για τα readout strip του ανιχνευτή, μας επιτρέπει να μετράμε το φορτίο σε κάθε strip ανά 25 ns με τον χρόνο να ξεκινά για κάθε strip από τη στιγμή που λαμβάνει

³Το SRS είναι ένα πολυκαναλικό σύστημα ανάγνωσης (read-out) κατάλληλο για μεγάλο εύρος ανιχνευτικών τεχνολογιών.



Σχήμα 4.5: Το φορτίο που συλλέγεται σε ένα κανάλι ενός APV25 chip συναρτήσει του χρόνου.

το πρώτο σήμα ενός γεγονότος. Η στιγμή που λαμβάνουμε το μέγιστο φορτίο μας δίνει ουσιαστικά και τη θέση κάθε φορτίου ιονισμού. Την πληροφορία αυτή αντλούμε περιγράφοντας την κατανομή του φορτίου αυτού συναρτήσει του χρόνου με μία συνάρτηση (Σχήμα 4.4). Έχοντας λοιπόν τα σημεία της τροχιάς του διερχόμενου σωματιδίου μπορούμε να ανακατασκευάσουμε την πορεία του εντός του ανιχνευτή εκτιμώντας την ευθεία ελαχίστων τετραγώνων που περνάει από αυτά τα σημεία (Σχήμα 4.5). Χρησιμοποιώντας τις πληροφορίες που συλλέγονται από το APV25, μπορούν να χρησιμοποιηθούν διαφορετικές μέθοδοι ανακατασκευής, όπως αναλύουμε στη συνέχεια.

Τα σήματα triggering ή αλλιώς σήμα σκανδαλισμού ή ενεργοποίησης παρέχονται από τους σπινθηριστές (scintillators) Sci2 και Sci3. Ένα σήμα trigger παράγεται όποτε υπάρχει σύμπτωση των σημάτων δύο σπινθηριστών. Η δέσμη έχει ρυθμό 140 kHz/cm^2 και καταγράφονται περίπου 800-1000 events/εκτόξευση δέσμης (beam spill). Η καταγραφή δεδομένων κάθε συνεχής ροής της δέσμης για ένα ορισμένο χρονικό διάστημα ονομάζεται run. Κάθε run καταγράφεται σε επίπεδο ψηφιακών δεδομένων με ένα αρχείο runxxxxx το οποίο είναι τύπου .root και δημιουργείται από το DAQ σύστημα. Όλες οι εγγραφές τρέχουν αποθηκεύονται σε αρχεία root, σε μορφή ntuple. Στη συνέχεια, οι πρώτες n-tuples μπορούν να επεξεργαστούν με διάφορα εργαλεία ανάλυσης (xTalk, RecoMM, κλπ) για περαιτέρω μελέτες επιδόσεων με ROOT: An Object Oriented Data Analysis Framework. Η πλειοψηφία των runs έχει μικρή διάρκεια μεταξύ 15 και 40 λεπτών, που αντιστοιχεί σε 10-30 χιλιάδες γεγονότα, αλλά και runs με περισσότερο από 1 εκατομμύριο events, και διάρκειας πάνω από 8 ώρες, κατάλληλα για μελέτες υψηλής στατιστικής. Στη συνέχεια γίνεται η πρώτη ανάλυση των δεδομένων, ξεκινώντας από την εξαγωγή των παλμών φορτίου ανά κανάλι (Σχήμα 4.4), συνεχίζοντας με διάφορες κατανομές χρονικών παραμέτρων και καταλήγοντας στον υπολογισμό της βέλτιστης χρονικής ανάλυσης που επιτυγ-

χάνουν οι Tmm Micromegas.

4.2 Επεξεργασία Δεδομένων

Όπως περιγράφεται παραπάνω, το σύστημα SRS που βασίζεται στο APV25 χρησιμοποιείται για την ανάγνωση του θαλάμου κατά τη διάρκεια των περιόδων δέσμης δοκιμών για τους ανιχνευτές NSW MM. Αυτό το σύστημα ανάγνωσης παρέχει την συνολική ολοκληρωμένη φόρτιση, δειγματοληψία κάθε 25 ns, για κάθε strip. Χρησιμοποιώντας αυτές τις πληροφορίες, η φόρτιση του καναλιού ορίζεται ως το μέγιστο δείγμα φόρτισης και χρησιμοποιώντας τις πληροφορίες φόρτισης και χρόνου ανά κανάλι, μπορούν να χρησιμοποιηθούν διαφορετικές μέθοδοι για την ανασυγκρότηση του χτυπήματος και του τμήματος, χρησιμοποιώντας ένα μόνο επίπεδο MM. Η ανάκτηση μιας συλλογής δεδομένων από τους Micromegas ξεκινά με τα ακατέργαστα δεδομένα (raw data) που παίρνουμε απευθείας μέσω των σημάτων που λαμβάνουμε από το σύστημα συλλογής που περιγράψαμε παραπάνω. Για την ανάλυση των δεδομένων των δοκιμαστικών δεσμών για τις οποίες γνωρίζουμε τη γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου στον ανιχνευτή, επιλέγουμε ποια μέθοδο ανακατασκευής τροχιάς θα χρησιμοποιήσουμε - μ TPC ή centroid - ανάλογα με αυτή τη γωνία.

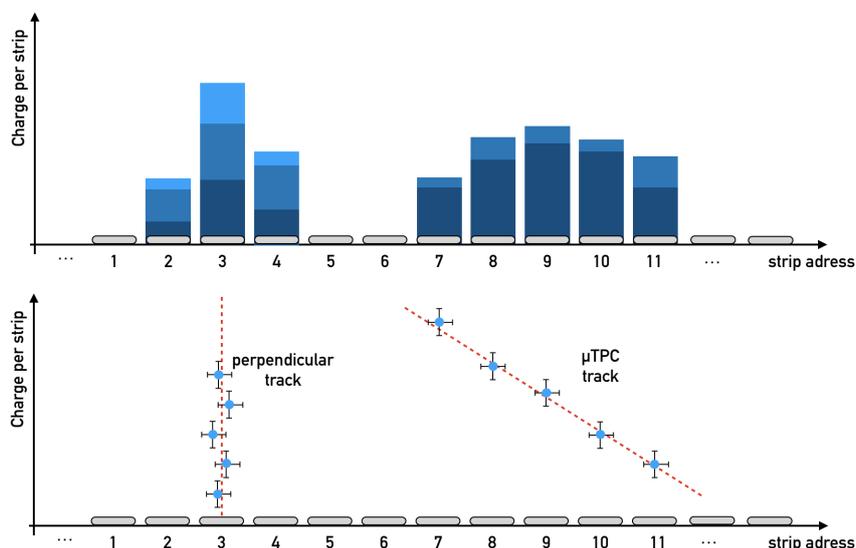
4.2.1 Μέθοδοι ανακατασκευής τροχιάς

Οι μέθοδοι centroid και μ TPC

Όσο ένα φορτισμένο σωματίδιο περνάει από τον ανιχνευτή και ionίζει το αέριο, ελεύθερα ηλεκτρόνια δημιουργούνται κατά μήκος της τροχιάς του. Αυτά ταξιδεύουν ως την περιοχή ενίσχυσης, όπου πολλαπλασιάζονται σε αριθμό και καταλήγουν στα ηλεκτρονικά ανάγνωσης. Το σύνολο των διαδοχικών strips που λαμβάνουν σήμα με αυτόν τον τρόπο από ένα και μόνο σωματίδιο το ονομάζουμε cluster. Για την ανάλυση και μελέτη των δεδομένων κάθε run, εκτός από τις παραμέτρους που θέτουμε εμείς και παραμένουν σταθερές καθ' όλη τη διάρκεια του run, χρειαζόμαστε δύο ακόμα πληροφορίες, τη χρονική στιγμή που κάθε strip έλαβε ηλεκτρικό σήμα, και το φορτίο που αυτό συνέλεξε. Έχοντας τη χρονική πληροφορία, μπορούμε να ανακατασκευάσουμε την τροχιά του σωματιδίου που διέσχισε τον ανιχνευτή, αλλά και τη γωνία με την οποία εισήλθε σε αυτόν ως προς το επίπεδο των strips. Διαδοχικά strips που χτυπήθηκαν κατ' αυτόν τον τρόπο σε κοντινές χρονικές στιγμές, θεωρούμε ότι ανήκουν σε έναν cluster.

Έχουν αναπτυχθεί δύο τεχνικές για τον προσδιορισμό της θέσης των clusters. Η επιλογή της κατάλληλης τεχνικής εξαρτάται από τη γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου. Για τροχιές κάθετες στο επίπεδο των strips χρησιμοποιούμε την

centroid μέθοδο, ενώ για τροχιές υπό γωνία χρησιμοποιούμε την μ TPC μέθοδο. Κάθε εισερχόμενο φορτισμένο σωματίδιο προκαλεί σήμα σε λίγα strips ανά συμβάν. Η θέση συμπλέγματος (hit) υπολογίζεται με τη στάθμιση της θέσης της κάθε λωρίδας με το εύρος του σήματος και λαμβάνοντας τον μέσο όρο. Στην περίπτωση των κεκλιμένων διαδρομών τα πρωτεύοντα συσσωματώματα ιονισμού κατανέμονται κατά μήκος διαφόρων λωρίδων ανάγνωσης και συνεπώς το πλάτος του σήματος μιας λωρίδας γίνεται ευαίσθητο στις διακυμάνσεις του φορτίου πρωτογενούς συστοιχίας. Ως αποτέλεσμα, η ακρίβεια της μεθόδου φόρτισης Centroid επιδεινώνεται με την αύξηση της διαδρομής γωνίες κλίσης και δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μη κάθετες διαδρομές. Συνήθως ένα σωματίδιο που διασχίζει τον ανιχνευτή, ενεργοποιεί 2 - 4 strips τα οποία δημιουργούν έναν cluster. Είναι ακριβής μέθοδος διότι τα ηλεκτρόνια φτάνουν κυρίως σε ένα strip, ενώ μερικά φθάνουν στα αμέσως γειτονικά strips κυρίως λόγω της διάχυσης. Από την άλλη πλευρά, οι κεκλιμένες διαδρομές παρέχουν πιο ακρι-



Σχήμα 4.6: Απεικόνιση της εναπόθεσης φορτίου ανά strip (πάνω) σε σχέση με την κλίση της τροχιάς του σωματιδίου (κάτω).

βείς μετρήσεις καθώς το σήμα κάθε strip προκαλείται από ένα μόνο cluster. Πρόσθετες πληροφορίες μπορούν να εξαχθούν για τον drift time κάθε cluster, το οποίο σε συνδυασμό με τη θέση του strips μπορεί να παρέχει διαδιάστατη ανακατασκευή της αρχικής θέσης του σωματιδίου εντός της περιοχής μετατόπισης του θαλάμου. Συγκεντρώνοντας όλα αυτά τα σημεία, η κεκλιμένη διαδρομή μπορεί να ανακατασκευαστεί. Ωστόσο, ένας συνδυασμός και των δύο μεθόδων μπορεί να προσφέρει μια πολύ καλή χωρική ανάλυση ανεξάρτητα από τη γωνία τροχιάς.

Μέθοδος centroid

Η μέθοδος centroid είναι μια πολύ αποδοτική μέθοδος ανασυγκρότησης τροχιάς για ανιχνευτές που χρησιμοποιούν strips για τη συλλογή σήματος, όπου το

υλικό και η γεωμετρία resistive strip να είναι οι καθοριστικοί παράγοντες της χωρικής ανάλυσης.

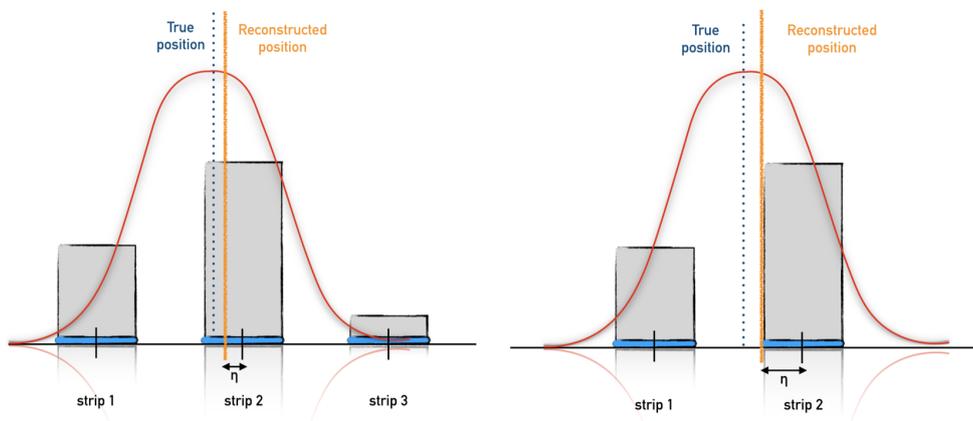
Υποθέτουμε ένα σήμα καταγεγραμμένο από ένα strip i , με ένα φορτίο, $q_{\text{strip},i}$, που υπερβαίνει ένα προκαθορισμένο κατώφλι θορύβου, ανάλογα προς την τυπική απόκλιση του μετρηθέντος θορύβου επί του strip i , $\sigma_{\text{strip},i}$. Το σήμα αυτό αποτελεί ένα από τα πολλά γειτονικά που θα ενεργοποιήσουν τα αντίστοιχα strips και θα συνθέσουν έναν cluster. Ένας cluster δηλαδή ορίζεται ως μια ομάδα γειτονικών strips που έχουν συλλέξει σήμα πάνω από ένα όριο, μια threshold. Το συνολικό φορτίο, q_{cluster} , μπορεί να περιγραφεί ως το άθροισμα των φορτίων που συλλέγονται από όλα τα strips που αποτελούν τον cluster όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.6.

$$q_{\text{cluster}} = \sum_i q_{\text{strip},i} \quad (4.1)$$

Η θέση της τροχίας (hit) που δηγμιούργησε τον cluster υπολογίζεται από το φορτίο κάθε strip επί τη θέση του, διά το συνολικό φορτίο. Η συγκεκριμένη μέθοδος ονομάζεται "centroid" και εκφράζεται ως:

$$x_{\text{strips}} = \frac{\sum_i q_{\text{strip},i} x_i}{\sum_i q_{\text{strip},i}} \quad (4.2)$$

Το συνολικό φορτίο σε μια λωρίδα, i , δίνεται από το μέγιστο ύψος (κορυφή) του σήματος, q_{peak} και μπορεί να εξαχθεί με την τοποθέτηση του σήματος με μια Gaussian. Ένα τυπικό πλάτος μιας κατανομής φορτίου, που δημιουργείται από την αλληλεπίδραση ενός προσπίπτοντος σωματιδίου με τα άτομα αερίου, είναι της τάξεως των 0,5 έως 1 mm. Εάν το πλάτος της κατανομής φορτίου φορτίου Gauss είναι της τάξεως του βήματος της λωρίδας, η διακεκριμένη περιοδική δομή των strips εισάγει μια λανθασμένη ανακατασκευή της θέσης χτυπήματος των σωματιδίων, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.6. Η απόσταση μεταξύ της ανα-



Σχήμα 4.7: Γραφική απεικόνιση της ανασυγκρότησης της θέσης του χτυπήματος, που ορίζεται από Gaussian κατανομή φορτίου (κόκκινο) μετρούμενη από 3 γειτονικά strip. Η ανακατασκευασμένη θέση (κίτρινη) μετατοπίζεται προς το κέντρο του συγκροτήματος, ενώ σημειώνεται επίσης η απόσταση μεταξύ της ανακατασκευασμένης θέσης και του πλησιέστερου strip, η .

κατασκευασμένης θέσης και της πλησιέστερης λωρίδας υποδηλώνεται ως η και

μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την παραμετροποίηση της μετατόπισης της ανακατασκευασμένης θέσης. Η θέση των "πραγματικών" σωματιδίων και δίνεται από:

$$x_{\text{true}} = \frac{\int xq(x)dx}{\int q(x)dx} \quad (4.3)$$

η οποία μπορεί να συγκλίνει με την προηγούμενη, μόνο εάν ο cluster σχηματίζεται από μεγάλο αριθμό strip ή εάν το x_{true} βρίσκεται στο κέντρο των strip ανάμεσα σε δύο γειτονικά strips. Ωστόσο, η πλειοψηφία των γεγονότων έχει $x_{\text{true}} \neq x_{\text{reco}}$. Για ένα cluster με δύο strip, η ανακατασκευασμένη θέση μετατοπίζεται προς τη μέση των λωρίδων, ενώ για ένα cluster τριών strip μετατοπίζεται προς το μέσον του strip με τα περισσότερα γεγονότα. Αυτό συμβαίνει για οποιοδήποτε μονό ή ζυγό αριθμό strip, ενώ γίνεται ξεκάθαρο για cluster με πάνω από πέντε strip.

Μέθοδος μTPC

Για κάθετες τροχιές, οι πληροφορίες συγχρονισμού δεν είναι πραγματικά ακριβείς, καθώς η φόρτιση κάθε λωρίδας είναι η υπέρθεση πολλών πρωτογενών συστάδων. Όταν όμως οι τροχιές είναι κεκλιμένες, υπάρχει μεγαλύτερη πιθανότητα το σήμα της κάθε λωρίδας να προκαλείται πιθανότερα μόνο από το πρωτεύον σύμπλεγμα που επιτρέπει μια ακριβή μέτρηση του χρόνου συλλογής σήματος. Αυτές οι πληροφορίες μαζί με τη διεύθυνση του strip επιτρέπουν μια δισδιάστατη ανακατασκευή της αρχικής θέσης του πρωταρχικού συμπλέγματος στο εσωτερικό του κεκλιμένου διάκενου του θαλάμου. Για τη μετάφραση του μετρημένου χρόνου σε απόσταση, προϋποθέτει την ακριβή γνώση της τιμής ταχύτητας μετατόπισης. Το σύνολο των δισδιάστατων σημείων ανά συμβάν παρέχουν την τροχιά του σωματιδίου στο θάλαμο που ονομάζεται τροχιά μTPC. Αυτό μπορεί στη συνέχεια να χρησιμοποιηθεί είτε για τον προσδιορισμό μίας θέσης στο κενό, θέτοντας το σε σημείο αναφοράς είτε σε σχέση με ένα τμήμα του ανιχνευτή.

Συνδυασμός centroid και μTPC

Στην περίπτωση που το σωματίδιο εισέλθει στον ανιχνευτή υπό γωνία, η μέθοδος προσδιορισμού της θέσης του cluster είναι η μTPC όπως έχουμε αναφέρει. Εφόσον γνωρίζουμε την ταχύτητα με την οποία τα ηλεκτρόνια διασχίζουν το αέριο και τη χρονική στιγμή που έφτασαν στα strips, μπορούμε να υπολογίσουμε το σημείο από το οποίο ξεκίνησαν. Προσδιορίζουμε έτσι και τα υπόλοιπα σημεία της τροχιάς από τα οποία δημιουργήθηκαν ελεύθερα ηλεκτρόνια. Έπειτα, με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων ανακατασκευάζουμε πλήρως την αρχική τροχιά. Ορίζουμε ως θέση του cluster το x που αντιστοιχεί στη μέση της περιοχής ολίσθησης ($z=2.5$ mm) καθώς έχει υπολογιστεί ότι τότε παίρνουμε την καλύτερη διακριτική ικανότητα. Για την ανάλυση των δεδομένων των δοκιμαστικών

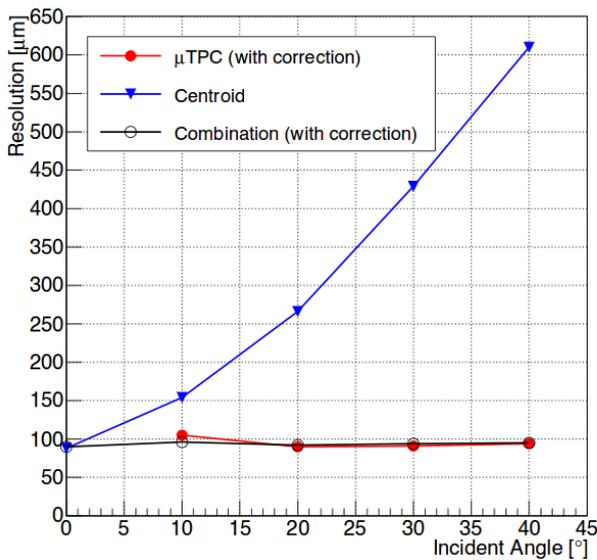
δεσμών για τις οποίες γνωρίζουμε τη γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου στον ανιχνευτή, επιλέγουμε ποια μέθοδο θα χρησιμοποιήσουμε -μTPC ή centroid- ανάλογα με αυτή τη γωνία. Όταν όμως οι Micromegas εγκατασταθούν στο NSW και αυτό με τη σειρά του στο Muon Station του ATLAS, δε θα μπορούμε να γνωρίζουμε εξ' αρχής τη γωνία πρόσπτωσης. Σε αυτή την περίπτωση εφαρμόζουμε τον συνδυασμό των δύο μεθόδων, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\sigma_{\text{comb}} = \frac{\omega_{\mu\text{tpc}}x_{\mu\text{tpc}} + \omega_{\text{centroid}}x_{\text{centroid}}}{\omega_{\mu\text{tpc}} + \omega_{\text{centroid}}} \quad (4.4)$$

όπου $\omega_{\mu\text{tpc}} = (N_{\text{strip}}/N_{\text{cut}})^2$, $\omega_{\text{centroid}} = (N_{\text{cut}}/N_{\text{strip}})^2$, με N_{strip} το μέγεθος του cluster και $N_{\text{cut}} = 4$.

Απόδοση των μεθόδων

Οι μέθοδοι έχουν ελεγχθεί και βελτιστοποιηθεί μέσω της ανάλυσης δεδομένων δοκιμαστικών δεσμών που αποκτήθηκαν από τα test beams με ανιχνευτές MM, με και χωρίς κλίση σε σχέση με τον άξονα της δέσμης. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.7 έχουν αποδείξει ότι η τεχνολογία MM ικανοποιεί



Σχήμα 4.8: Η χωρική διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών MM για διαφορετικές γωνίες, με την εφαρμογή των τριών μεθόδων ανακατασκευής τροχιών, centroid, μTPC και των συνδυασμό αυτών. Το διάγραμμα είναι από [34].

τις απαιτήσεις NSW όσον αφορά την ακριβή χωρική ανάλυση παρακολούθηση, τάξης ~ 100 μm , των σωματιδίων που εισέρχονται σε αυτόν, ανεξάρτητα από τη γωνία πρόσπτωσης της τροχιάς χρησιμοποιώντας τη μέθοδο συνδυασμού που περιγράφηκε παραπάνω. Στο διπλανό σχήμα βλέπουμε την απόδοση των τριών μεθόδων σε σχέση με τη γωνία πρόσπτωσης της τροχιάς. Για γωνίες κλίσης μικρότερες των 20° η μέθοδος μTPC αρχίζει και αποκλίνει από την τιμή των 100 μm για το resolution, ενώ η μέθοδος centroid έχει μια εκθετική απόκλιση από αυτήν την τιμή όσο αυξάνεται η γωνία, σε αντίθεση με τον συνδυασμό των δύο μεθόδων όπου παίρνουμε μια

σταθερή τιμή του resolution. Έπομένως μπορούμε να συμπεράνουμε από αυτά τα αποτελέσματα ότι η μέθοδος centroid μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο για κάθετες τροχιές, η μέθοδος μTPC για τροχιές με κλίση άνω των 20° και ο συνδυασμός και των δύο έχει την ίδια αποτελεσματικότητα, λίγο μικρότερη των 100 μm , με την centroid για τις 0° την οποία ακολουθεί μέχρι τις 40° και συμπίπτει με την μTPC μετά τις 20° . Η combination method είναι ιδιαίτερα σημαντική για

τους NSW MM detectors καθώς πρέπει να ανακατασκευάζουν τις τροχιές των σωματιδίων με ακρίβεια μικρότερη των 100 μm ανεξάρτητα από την track angle. Σύμφωνα με αποτελέσματα από test beam που έγιναν μέσα σε μαγνητικό πεδίο ανάλογο του toroid magnet της περιοχής του ATLAS NSW, η εμφανιζόμενες τροχιές στους NSW detectors θα κυμαίνονται μεταξύ $0^\circ - 40^\circ$. Επομένως ο συνδυασμός των δύο μεθόδων είναι πολύ σημαντικός καθώς είναι ανεξάρτητος από τη γωνία και το μαγνητικό πεδίο.

4.2.2 Διόρθωση του cross-talk

Ένα φαινόμενο που παρατηρείται στα ηλεκτρονικά των ανιχνευτών και που προκαλεί προβλήματα στην μετέπειτα ανάλυση των δεδομένων, είναι το cross-talk, κατά το οποίο φαίνεται να καταγράφεται σήμα σε strips τα οποία στην πραγματικότητα δεν χτυπήθηκαν. Αυτό μπορεί να συμβεί όταν το ηλεκτρικό πεδίο ενός strip που καταγράφει πραγματικό σήμα επηρεάζει και τα γειτονικά ηλεκτρονικά, αλλά και όταν φορτίο επάγεται από ένα strip σε ένα διπλανό που δεν έχει χτυπηθεί. Καθώς το cross-talk δημιουργεί επιπλέον υπόβαθρο στην ανάλυσή μας, η ομάδα MAMMA φρόντισε να το μελετήσει σε βάθος, ώστε να μπορέσουμε να αφαιρέσουμε τουλάχιστον το μεγαλύτερο μέρος αυτού. Ο αλγόριθμος λοιπόν στον οποίο κατέληξε η μελέτη, συγκρίνει τα φορτία από δύο strips που σχετίζονται μεταξύ τους σύμφωνα με ένα cross-talk map, με το λόγο $f = q_{CHb}/q_{CHa}$, όπου q_{CHa} το φορτίο του strip (CHa) που κατέγραψε πραγματικό φορτίο και q_{CHb} το φορτίο που επάχθηκε στο δεύτερο strip (CHb). Εάν ο λόγος είναι μικρότερος του 10%, τότε το συνολικό φορτίο και των δυο καναλιών ορίζεται ως το φορτίο του CHa και μηδενίζεται το φορτίο του CHb. Εάν όμως ο λόγος είναι μεγαλύτερος του 10%, στο φορτίο του CHa προστίθεται η ποσότητα $f q_{CHa}$, η οποία ταυτόχρονα αφαιρείται από το q_{CHb} [50].

4.3 Ανάλυση Δεδομένων

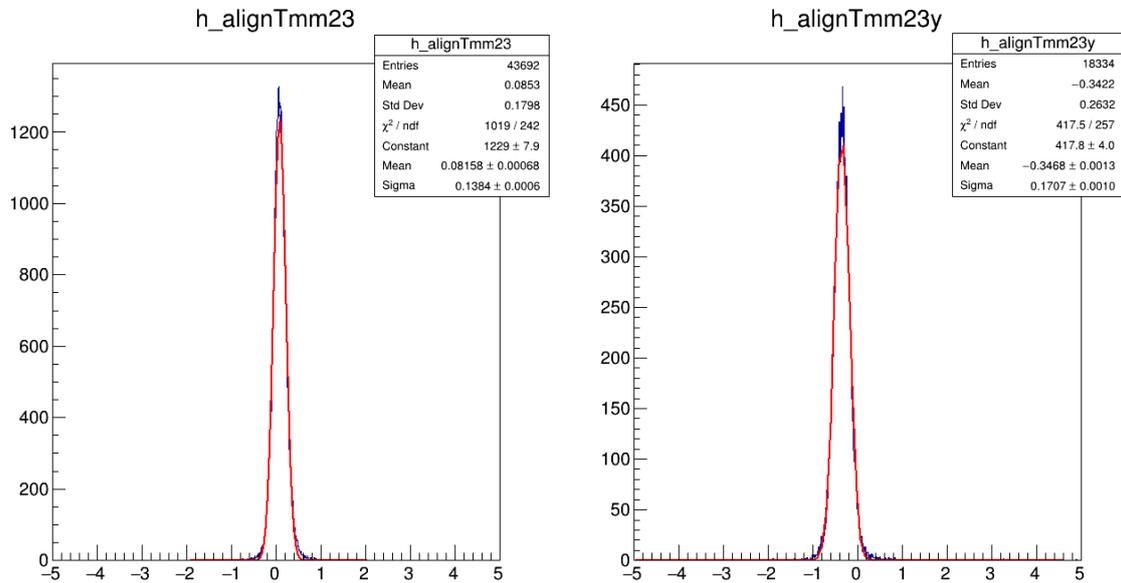
Σε αυτήν την ενότητα γίνεται η ανάλυση των δεδομένων που προέκυψαν από το setup της δοκιμαστικής δέσμης του περιγράψαμε στην πρώτη ενότητα και περιλαμβάνει τους εξής τύπους ανιχνευτών: Tmm2-6, T2, TQF, ExMe, MMSW. Παρακάτω γίνεται η ανάλυση για τους ανιχνευτές Tmm2-3 και για κάθετες τροχιές.

4.3.1 Κάθετες τροχιές

Ευθυγράμμιση των ανιχνευτών

Όπως περιγράψαμε και παραπάνω η πειραματική διάταξη για τα test beams αποτελείται από πολλούς ανιχνευτές, έτσι η τροχιά μπορεί να ανακατασκευαστεί

ανά συμβάν συνδυάζοντας τις θέσεις σήματος στα διάφορα στρώματα ανίχνευσης. Για το σκοπό αυτό, οι ανιχνευτές αρχικά ευθυγραμμίζονται χρησιμοποιώντας ως ανιχνευτή αναφοράς τον πρώτο στην διάταξη. Στην δική μας ανάλυση αυτός είναι ο Tmm2. Έτσι πριν ξεκινήσουμε την ανάλυση των δεδομένων το πρώτο πράγμα που πρέπει να γίνει είναι η ευθυγράμμιση των x και y strip όλων των ανιχνευτών του setup σε σχέση με τα x και y του Tmm2. Για να υπολο-

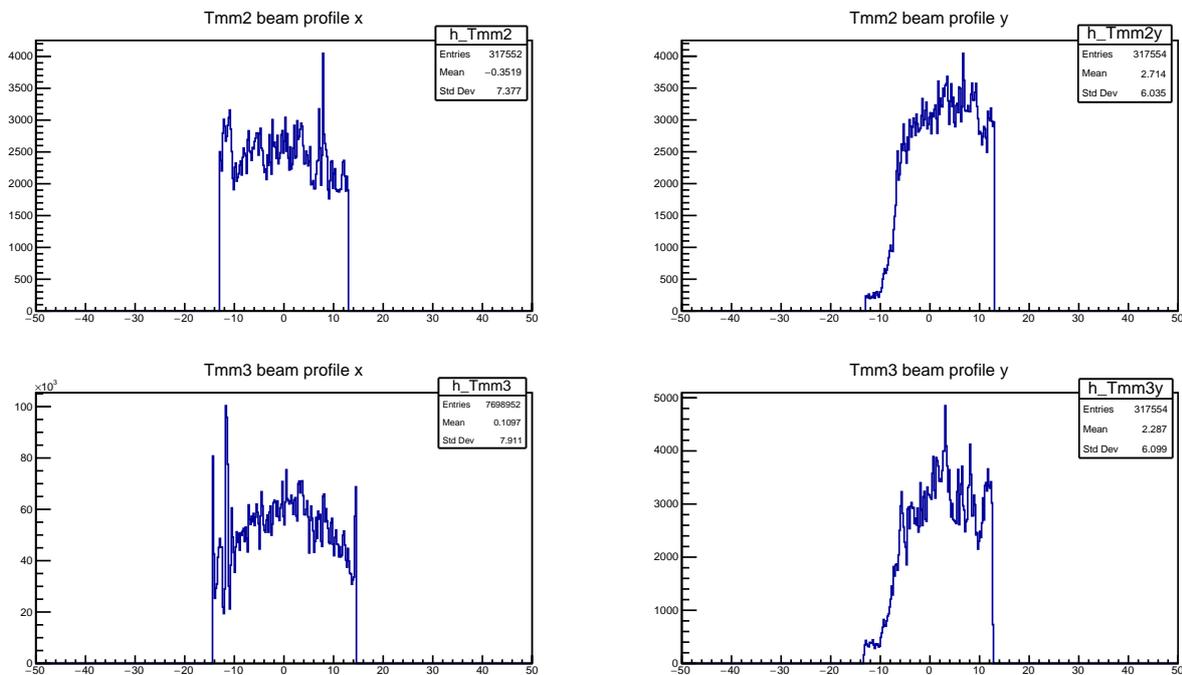


Σχήμα 4.9: Κατανομή της διαφοράς θέσης των events του ανιχνευτή Tmm3 μετά την ευθυγράμμιση του σε σχέση με τον Tmm2, στον x και y άξονα αντίστοιχα.

γίσουμε την τιμή των διορθώσεων αυτών σχεδιάζουμε την κατανομή της διαφοράς θέσεων κάθε γεγονόςτος για όλα τα δυνατά ζεύγη ανιχνευτών. Οι κατανομές αυτές είναι προφανώς κατανομές Gauss και η μέση τιμή της κάθε κατανομής μας δίνει το αντίστοιχο αντιστάθμισμα που θα ευθυγραμμίσει τους δύο σταθμούς που εμπλέκονται στην κάθε κατανομή. Όπως φαίνεται στην εικόνα 4.8 μετά τη διαδικασία αυτή οι ανιχνευτές μας είναι πλέον ευθυγραμμισμένοι και η μέθοδος ελαχίστων τετραγώνων μπορεί τώρα να μας εξοπλίσει με τροχιές αναφοράς για να εκτιμήσουμε τη διακριτική ικανότητα των υπό μελέτη ανιχνευτών Micromegas.

beam profile

Στο Σχήμα 4.10 βλέπουμε τα προφίλ της δέσμης που ανακατασκευάστηκε χρησιμοποιώντας τη θέση κάθε cluster που "χτυπήθηκε" από την δέσμη, στα δύο στρώματα strips του Tmm2 και Tmm3 έχοντας εφαρμόσει τα απαραίτητα cuts.

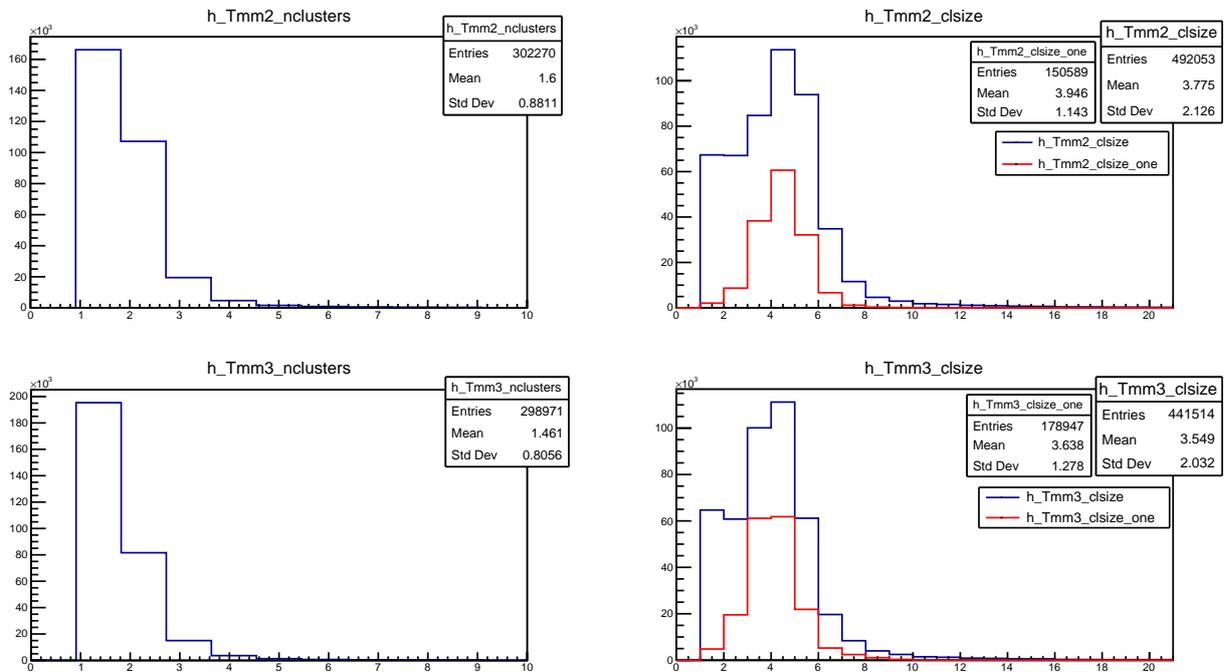


Σχήμα 4.10: Το beam profile του Tmm2 (πάνω) και Tmm3 (κάτω), στον x και y άξονα αντίστοιχα.

cluster size

Στο Σχήμα 4.11 παρουσιάζεται η χωρική κατανομή του αριθμού των clusters που δημιουργήθηκαν συνολικά (δεξιά) και το πλάτος όλων των clusters μετρημένο σε αριθμό των strips (μπλε) και πλάτος ενός cluster μετρημένο σε αριθμό των strip που τον αποτελούν (κόκκινη) (αριστερά). Οι παρακάτω αναλύσεις έχουν γίνει με τη μέθοδο Centriod αναφορικά με την αρχή των αξόνων. Στην πλειονότητα των γεγονότων έχουμε σχεδόν έναν cluster. Αυτό βέβαια είναι κάτι που αναμέναμε καθώς οι τροχιές μας είναι κάθετες στο επίπεδο των ανιχνευτών και κατά συνέπεια η διάχυση του φορτίου συμβαίνει σε πολύ μικρό εύρος της ενεργής περιοχής του ανιχνευτή. Η διάχυση αυτή του σήματος οφείλεται στις συγκρούσεις των ηλεκτρονίων με το αέριο όπως περιγράψαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Ο μέσες τιμές των κατανομών για τα strips που αποτελούν αυτούς τους clusters είναι ίσος, λόγω του ότι η δέσμη είναι κάθετη επομένως το μέγεθος του ενός cluster συμπίπτει με το μέγεθος όλων, δηλαδή ουσιαστικά η δέσμη μας ενεργοποιεί μια μόνο ομάδα strips.

Γενικά ο αριθμός των strips που ανήκουν στον ίδιο cluster είναι ανάλογος των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του κάθε ανιχνευτή και πιο συγκεκριμένα εξαρτάται από την απόσταση μεταξύ των strips και βέβαια είναι σε συνδυασμό με τις παραμέτρους του προγράμματος που πραγματοποιεί την ομαδοποίηση των strips σε clusters. Αν είχαμε για παράδειγμα τους ανιχνευτές Tmm και Tmb όπου το strips pitch είναι διαφορετικό, με αυτό του Tmb να είναι μεγαλύτερο, θα παρατηρούσαμε πως για τον Tmm θα εμφανίζονται γεγονότα με δύο και τρεις clusters σε αντίθεση με τον Tmb όπου θα παρατηρούνται γεγονότα με



Σχήμα 4.11: Δεξιά: η χωρική κατανομή του αριθμού των clusters που δημιουργήθηκαν συνολικά, για τον Tmm2 (πάνω) και Tmm3 (κάτω). Αριστερά: το πλάτος όλων των clusters μετρημένο σε αριθμό των strips (μπλε) και πλάτος ενός cluster μετρημένο σε αριθμό των strip που τον αποτελούν (κόκκινη).

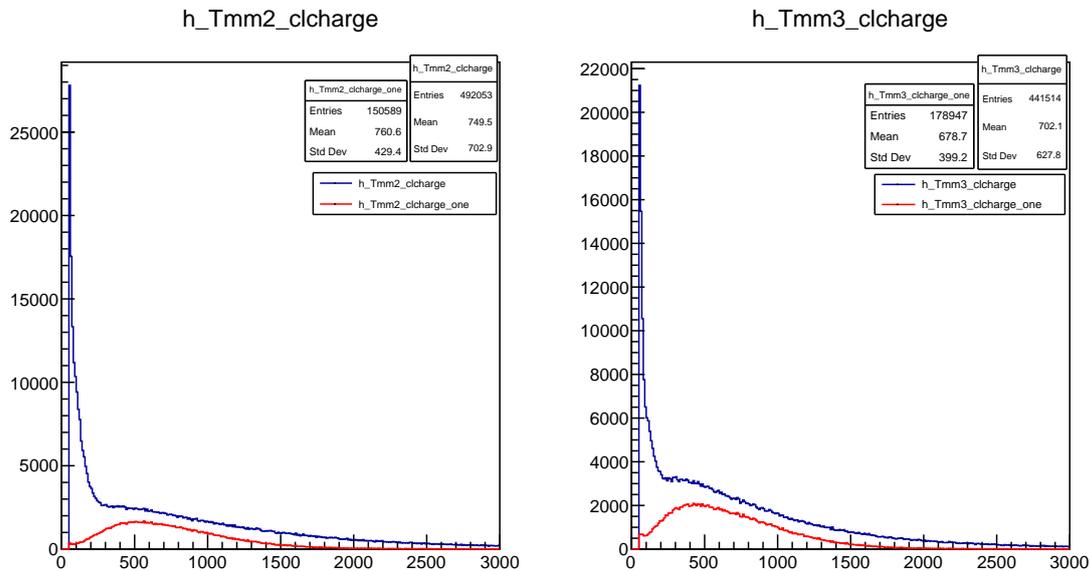
έναν cluster. Εφόσον έχουμε ομαδοποιήσει τα διαδοχικά strip με φορτίο σε clusters υπολογισμένη με τη μέθοδο Centriod, έχουμε την πληροφορία που θα μας επιτρέψει να ανακατασκευάσουμε τις τροχιές των σωματιδίων για κάθε event.

cluster charge

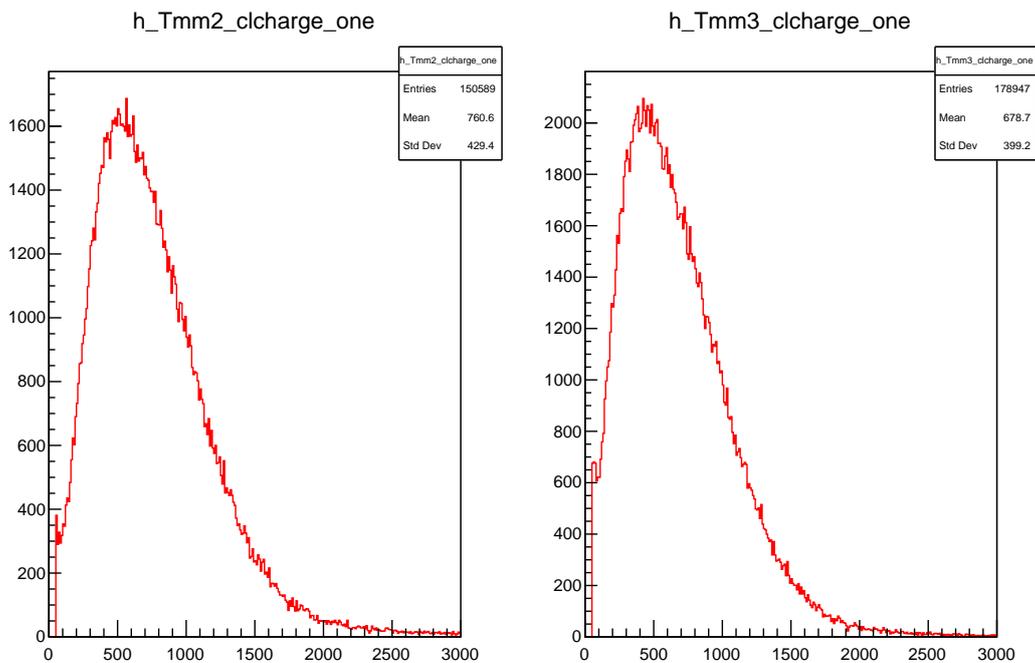
Το παρακάτω διαγράμμα απεικονίζει την κατανομή του φορτίου των clusters συνολικά σε σχέση με το φορτίο του ενός cluster, όπως συλλέχθηκε από τα x readout strips. Και σε μεγένθηση στο Σχήμα 4.12 έχουμε την κατανομή φορτίου για έναν cluster των ανιχνευτών Tmm2 και Tmm3, η οποία βέβαια είναι μία κατανομή Landaου.

4.3.2 Μελέτη της επίδρασης των pillars στην απόδοση του ανιχνευτή Micromegas

Ο Micromegas ως ο κύριος ανιχνευτής του NSW, θα πρέπει να παρέχει ακριβή ανασυγκρότηση της τροχιάς κάθε σωματιδίου που τον διαπερνά και να είναι απόλυτα αποδοτικός ακόμα και στους υψηλούς ρυθμούς ροής σωματιδίων της τάξης των 15 kHz/cm^2 που αναμένονται μετά την αναβάθμιση του HL-LHC (βλ. §1.4). Σε αυτή την κατεύθυνση, έχει μελετηθεί η απόδοση μικρών θαλάμων MM με δοκιμαστικές δέσμες, προκειμένου να χαρακτηριστούν πλήρως και να κατανοηθεί η πιθανή επίδραση των pillars στην απόδοση του ανιχνευτή, εξετάζοντας πρωτότυπους MM με διαφορετικά χαρακτηριστικά και υπό διαφορετικές γωνίες κλίσης τροχιάς. Στην μελέτη μας αυτή, όπως έχει υποθεί προηγουμένως



Σχήμα 4.12: Κατανομή του φορτίου των cluster συνολικά (μπλε) σε σχέση με το φορτίο του ενός cluster (κόκκινη), όπως συλλέχθηκε από τα x readout strips.



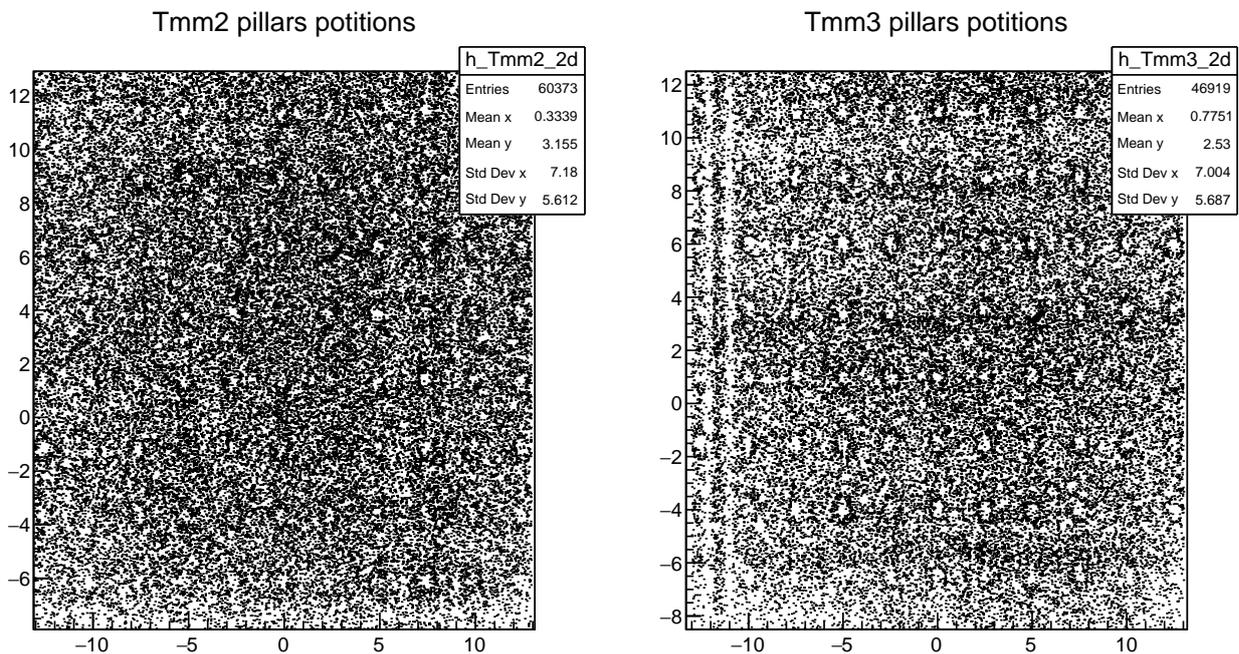
Σχήμα 4.13: Κατανομή του φορτίου για έναν cluster των ανιχνευτών Tmm2 και Tmm3, όπως συλλέχθηκε από τα x readout strips.

η γωνία πρόσπτωσης της δέσμης είναι μηδενική σε σχέση με τους ανιχνευτές.

Η αποτελεσματικότητα ανίχνευσης ορίζεται ως η ικανότητα του ανιχνευτή να καταγράψει το σήμα που παράγεται από το πέρασμα ενός φορτισμένου σωματιδίου μέσω του ενεργού όγκου του. Προκειμένου να υπάρχει μέτρηση της απόδοσης του ανιχνευτή, μπορούν να χρησιμοποιηθούν διαφορετικές μέθοδοι. Η πιο απλή μέθοδος είναι η ανακατασκευή των προφίλ της δέσμης ενός δι-

διάστατου ανιχνευτή Micromegas και προς τις δύο κατευθύνσεις, με readout strips στον x και y, χρησιμοποιώντας τη μέθοδο Centroid για τον προσδιορισμό των θέσεων των strip που σύλλεξαν σήμα και στα δύο επίπεδα ανάγνωσης. Για τον Tmm2-3 τα x readout strips του να είναι παράλληλα προς τα resistive strips και τα y κάθετα προς αυτά.

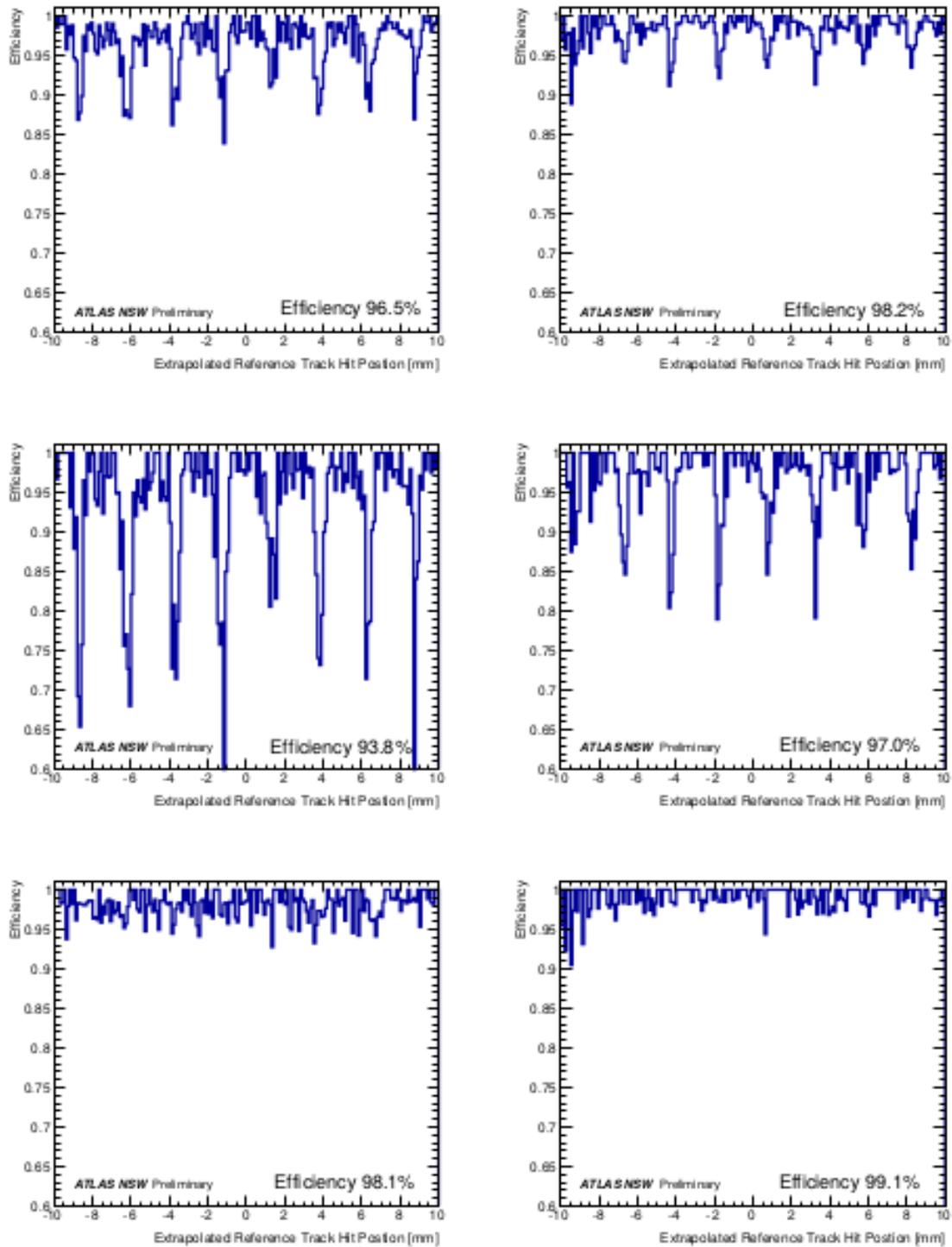
Το Σχήμα 4.15 απεικονίζει ένα δισδιάστατο διάγραμμα του προφίλ της δέσμης του Tmm2-3 της περιοχής του ανιχνευτή όπου πέρασε η δέσμη, χρησιμοποιώντας ένα υψηλό στατιστικό run. Ο ανιχνευτής είναι τοποθετημένος κάθετα στη δέσμη και παρακάτω εμφανίζεται μόνο μια μικρή ορθογώνια περιοχή του, που αντιστοιχεί στην κεντρική περιοχή της δέσμης με τα υψηλότερα στατιστικά στοιχεία. Από τον παρακάτω χάρτη γίνονται φανερά τα λευκά κυκλικά σημεία όπου



Σχήμα 4.14: Δισδιάστατος χάρτης του beam profile, όπως ανακατασκευάστηκε από τον Tmm2 και Tmm3. Τα κυκλικά σημεία αντιστοιχούν στα pillars με διάμετρο 300 μm και 2.5 mm pitch.

δεν πέρνουμε σήμα, τα οποία αντιστοιχούν στη κυλινδρική δομή των pillars.

Ένα ποσοτικό αποτέλεσμα της παραπάνω εικόνας που παίρνουμε από τον ανιχνευτή σχετικά με τη συμβολή των pillar στην αναποτελεσματικότητα του ανιχνευτή, μπορεί να εξαχθεί αν γίνει η γραφική παράσταση της απόδοσης του ανιχνευτή ως συνάρτηση της θέσης της τροχιάς του σωματιδίου μέσα σε αυτόν. Με τη χρήση του ακριβές ίχνους αναφοράς, που παρέχεται από τους ανιχνευτές του hodoscope, ανακατασκευάζεται το προφίλ δέσμης. Τα διαγράμματα του Σχήματος 4.16 αναπαριστούν αυτό ακριβώς, για τον Tmm pillars διάμετρου 300 μm με 2.5 mm pitch, όπου η αριστερή στήλη αντιστοιχεί στα x και η δεξιά στήλη αντιστοιχεί στο y readout strips. Οι βυθίσεις που υπάρχουν κάθε 2.5 mm αντιστοιχούν στις θέσεις των pillars του Tmm. Στην αριστερή στήλη



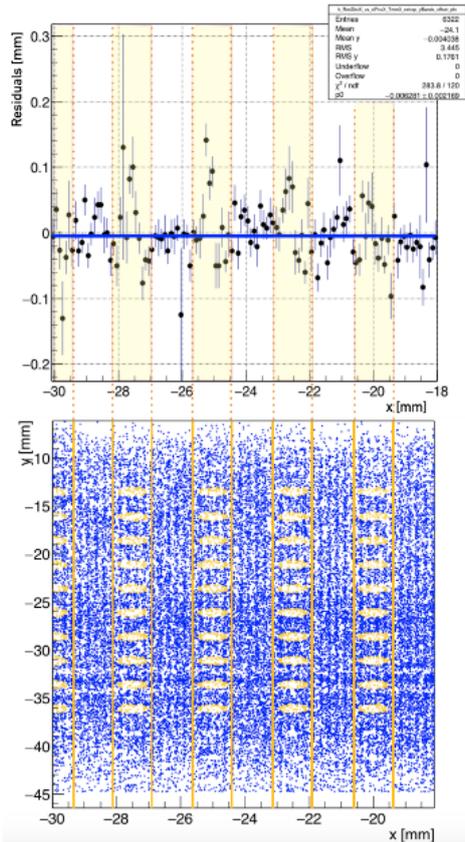
Σχήμα 4.15: Χάρτης αποδοτικότητας για τα δύο επίπεδα ανάγνωσης (αριστερά x, δεξιά y) ενός θαλάμου Tmm για τρεις διαφορετικές επιλογές περιοχής του. Η πρώτη σειρά αντιστοιχεί σε μια περιοχή $2 \times 2 \text{ cm}^2$ στη μέση του θαλάμου. Η δεύτερη σειρά δείχνει τις μετρήσεις απόδοσης για επιλεγμένες ζώνες κατά μήκος της κατεύθυνσης y (x), για τα x (y) readout, οι οποίες βρίσκονται γύρω από τις περιοχές του pillar. Τα αποτελέσματα για τις περιοχές μεταξύ των περιοχών των pillars εμφανίζονται στην τρίτη γραμμή [45].

έχουμε μεγαλύτερη μείωση της απόδοσης και αυτό οφείλεται στην κατασκευή του συγκεκριμένου ανιχνευτή, όπου τα x readout είναι κάτω από τα y, άρα συλλέγουν λιγότερο σήμα. Γενικά όπως φαίνεται μπορεί να υπάρχει μείωση της απόδοσης μέχρι και 40% για κάποιες περιοχές του ανιχνευτή. Εντούτοις μια μία ολόκληρη περιοχή του ανιχνευτή η απόδοση είναι πάρα πολύ υψηλή

(96.5%) και η επίδραση των pillars μικρή.

Όπως είδαμε από τα παραπάνω διαγράμματα επιβεβαιώνονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης του προηγούμενου κεφαλαίου. Συμφωνά με αυτά ένα ποσοστό των primary electrons καταλήγουν πάνω στα pillars και δεν προσφέρουν στο σήμα, μειώνοντας έτσι την απόδοση του ανιχνευτή.

Παρακάτω παραθέτουμε τα αποτελέσματα που πέρνουμε από την μέθοδο Centroid μεταξύ της τροχιάς αναφοράς και του ανασυσταθέντος hit στον θάλαμο δοκιμής.



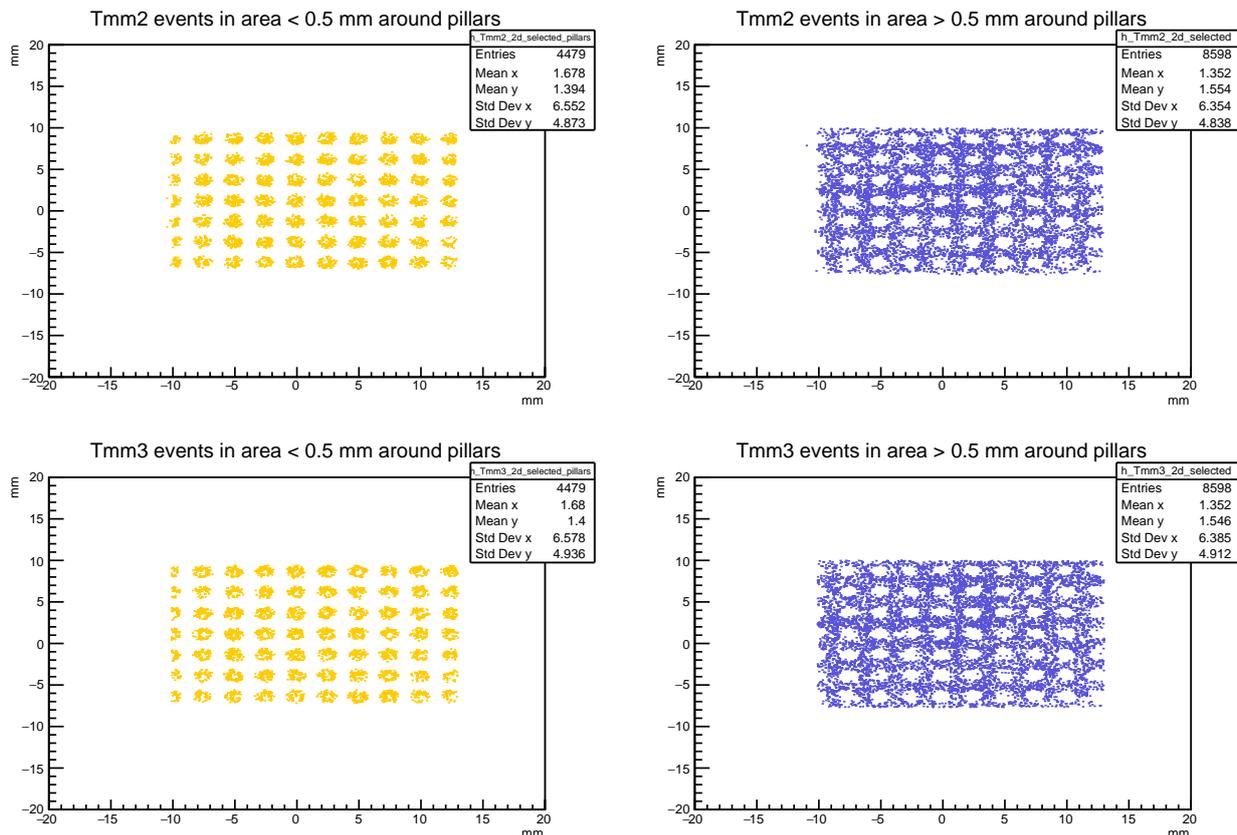
Σχήμα 4.16: Δισδιάστατα διαγράμματα του beam profile ενός Tmm και τα residuals του hit position από την τροχιά αναφοράς ως συνάρτηση της θέσης. Τα κυκλικά σημεία αντιστοιχούν στα pillar με διάμετρο 300 μm και 2.5 mm pitch. Μια μεγαλύτερη διαφορά θέσης μπορεί να παρατηρηθεί κοντά στα pillar (κιτρινωπές ζώνες) [42].

της ανιχνευτικής περιοχής.

resolution

Παρακάτω βλέπουμε την κατανομή της χωρικής διακριτικής ικανότητας για τα ζεύγη των θαλάμων Tmm2-Tmm3 στον x και y άξονα στις οποίες εφαρμόζουμε από μια gaussian κατανομή για να πάρουμε και το weight resolution. Τα πρώτα δύο αναφέρονται στο resolution που παίρνουμε από τις δύο περιοχές (μπλε και

Το πάνω διάγραμμα δείχνει την τιμή του residual ως συνάρτηση της θέσης του hit κατά μήκος των readouts και το κάτω την εικόνα όλων των hit όπου φαίνονται ξεκάθαρα οι περιοχές όπου υπάρχουν pillars, με τα δύο ιστογράμματα έχουν την ίδια κλίμακα στον άξονα x. Η μεγαλύτερη διαφορά στην τιμή της θέσης παρατηρείται για τα hit που ανακατασκευάζονται κοντά στα pillar και φτάνει έως τα 150 μm . Σε κάθε περιοχή που υπάρχει pillar, που επεκτείνεται κατά 0.3 mm από το κέντρο του, παρατηρείται μια τέλεια γραμμική συσχέτιση της ανακρίβειας της θέσης με την απόσταση από το κέντρο του. Δεδομένου ότι η ανασυγκρότηση της τροχιάς επηρεάζεται τοπικά από τη δομή των pillars κάτι που συμφωνεί και με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης του κεφ.3, είναι προφανές ότι τελικά θα επηρεάσει τη χωρική ανάλυση των ανιχνευτών Micromegas. Τέλος στο Σχήμα 4.17 βλέπουμε την απεικόνιση των hits που συλλέγονται από τα strips, για τον Tmm2-Tmm3, για μία περιοχή 0.5 mm γύρω από τα pillar (κίτρινες περιοχές) και αυτών που συλλέγονται εκτός αυτής της περιοχής (μπλε περιοχές), ενώ στο Σχήμα 4.18 έχουμε τα resolutions για αυτές τις περιοχές αλλά και για το σύνολο

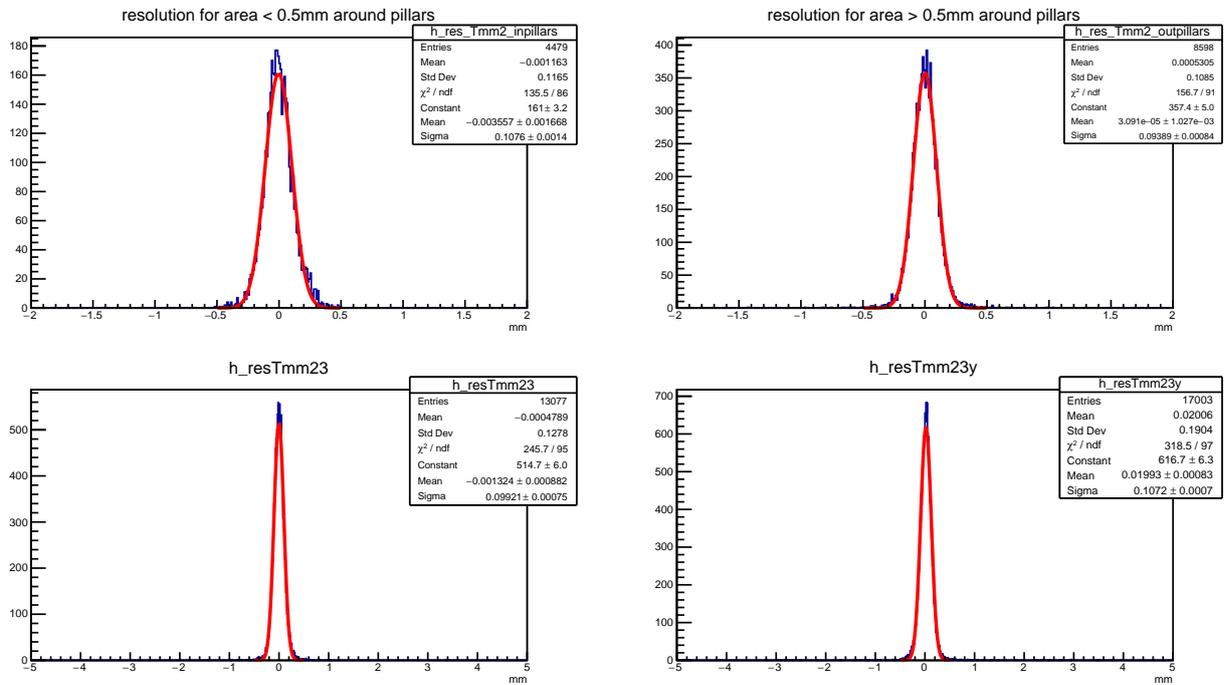


Σχήμα 4.17: Δισδιάστατη απεικόνιση των hits που συλλέγονται από τα strips, για τον Tmm2-Tmm3, για μία περιοχή 0.5 mm γύρω από τα pillar (κίτρινες περιοχές) και αυτών που συλλέγονται εκτός αυτής της περιοχής (μπλε περιοχές).

κίτρινη) του Σχήματος 4.17, ενώ τα δύο τελευταία διαγράμματα αναφέρονται στο σύνολο της ανιχνευτικής πειοχής για τον x και y άξονα αντίστοιχα. Για τον υπολογισμό αυτό λάβαμε υπόψη τα events για όλους τους cluster. Η χωρική διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών υπολογίζεται ως :

$$\sigma_{ch_1-ch_2} = \sum \frac{x_{ch_1}^{cl} - x_{ch_2}^{cl}}{\sqrt{2}} \quad (4.5)$$

όπου x_{ch}^{cl} η θέση του cluster στον εκάστοτε θάλαμο για κάθε γεγονός. Το άθροισμα αυτό περιμένουμε να ακολουθεί μία κανονική κατανομή και στην περίπτωση που οι θάλαμοι είναι ευθυγραμμισμένοι και τα γεγονότα του ενός συμπίπτουν χωρικά με του άλλου η κατανομή θα έχει μέση τιμή mean=0. Από το Σχήμα 4.9 ξέρουμε πως οι ανιχνευτές μας είναι πολύ καλά ευθυγραμμισμένοι. από τις παραπάνω κατανομές οι μέσες τιμές και των δύο είναι σχεδόν μηδενικές πράγμα που σημαίνει ότι έχουμε ευθυγραμμίσει αρκετά καλά τους ανιχνευτές μας. Συγκρίνοντας όμως τα δύο πάνω διαγράμματα για το resolution μπορούμε να δούμε την μείωση της χωρικής ανάλυσης στην περιοχή των pillars (αριστερό διάγραμμα) σε σύγκριση αυτό για τις περιοχές μεταξύ των pillars. Αυτό συμβαίνει λόγω του ηλεκτρικού πεδίου όπου είναι πολύ έντονο στη περιοχή, σύμφωνα και με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης που έγινε στο προηγούμενο κεφάλαιο.



Σχήμα 4.18: Αριστερά: κατανομές της διαφοράς της θέσης των hits, ανάμεσα στον Tmm2 και Tmm3, για δύο διαφορετικές περιοχές, αυτών που έπεσαν στην περιοχή με ακτίνα 0.5 mm από το κέντρο των pillars (ξεδιά) και για τους δύο ανιχνευτές και το αντίστοιχο αλλά για τα hits που συλλέχθηκαν από την υπόλοιπη περιοχή (αριστερά).

Έτσι για μία κάθετη τροχία που διαπερνά τους δύο ανιχνευτές σε πολύ μικρή απόσταση από ένα pillar τα events του ενός θα είναι ελαφρώς μετατοπισμένα σε σχέση με του άλλου, διότι δεν κατευθύνονται κάθετα προς τα strips, αλλά ακολουθούν μια ελαφρώς μετατοπισμένη προς το pillar διαδρομή.

Bibliography

- [1] C Wyss. Lep design report, v. 3: Lep2. *CERN, Geneva*, 1:2, 1996.
- [2] David Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, 2008.
- [3] R Astalos, S Baranov, P Bartalini, I Belyaev, Ch Bierlich, B Blok, A Buckley, FA Ceccopieri, I Cherednikov, JR Christiansen, et al. Proceedings of the sixth international workshop on multiple partonic interactions at the large hadron collider. *arXiv preprint arXiv:1506.05829*, 2015.
- [4] P Baudrenghien. Low-level rf-part i: Longitudinal dynamics and beam-based loops in synchrotrons. *arXiv preprint arXiv:1201.2597*, 2012.
- [5] Atlas Collaboration et al. Luminosity determination in pp collisions $\sqrt{s}= 8$ tev using the atlas detector at the lhc. *arXiv preprint arXiv:1608.03953*, 2016.
- [6] Stefan Mättig. The online luminosity calculator of atlas. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 331, page 022035. IOP Publishing, 2011.
- [7] Georges Aad, B Abbott, J Abdallah, O Abdinov, R Aben, M Abolins, OS AbouZeid, H Abramowicz, H Abreu, R Abreu, et al. Performance of pile-up mitigation techniques for jets in pp collisions at $\sqrt{s}= 8$ tev using the atlas detector. *The European Physical Journal C*, 76(11):581, 2016.
- [8] Cheuk-Yin Wong. *Introduction to high-energy heavy-ion collisions*. World scientific, 1994.
- [9] Matthew D Schwartz. *Quantum field theory and the standard model*. Cambridge University Press, 2014.
- [10] Oliver Brüning. *Large Hadron Collider Design Report*, volume 1. European Organization for Nuclear Research, 2004.
- [11] R Perin. The superconducting magnet system for the lhc. *IEEE Transactions on Magnetics*, 27(2):1735–1742, 1991.
- [12] Christiane Lefevre. Lhc: the guide. Technical report, 2008.

- [13] Polyneikis I. Tzanis. *Developing the MicroMeGas Automatic Gas Leak Detection System for Upgrading the Small Wheel of the ATLAS Experiment at CERN*. National Technical University of Athens, 2017.
- [14] Atlas Collaboration et al. Atlas detector and physics performance technical design report. *CERN/LHCC*, 15:1999, 1999.
- [15] Atlas Collaboration et al. Atlas central solenoid: Technical design report. *CERN/LHCC*, pages 97–021, 1997.
- [16] JP Badiou, JM Baze, and J Beltramelli. Atlas barrel toroid: Technical design report. Technical report, ATLAS-TDR-007, 1997.
- [17] D Elwyn Baynham, John Butterworth, F Stephen Carr, Christopher J Densham, Edward Holtom, James H Rochford, Edwin F Towndrow, Guy Luijckx, H Johan Geerinck, Yan Lefevere, et al. Atlas end cap toroid magnets cryostat design, manufacture and integration at cern. *IEEE transactions on applied superconductivity*, 14(2):522–525, 2004.
- [18] S Haywood, L Rossi, R Nickerson, and A Romaniouk. Atlas inner detector: Technical design report, 2. *Technical Design Report ATLAS*. CERN, Geneva, 28:29–32, 1997.
- [19] Atlas Collaboration et al. Calorimeter performance technical design report. *CERN/LHCC*, pages 96–40, 1996.
- [20] D Calvet. The atlas tile calorimeter. In *ASTROPARTICLE, PARTICLE, SPACE PHYSICS AND DETECTORS FOR PHYSICS APPLICATIONS: Proceedings of the 14th ICATPP Conference*, pages 553–557. World Scientific, 2014.
- [21] aTLAS Collaboration et al. *ATLAS tile calorimeter: Technical design report*. CERN, 1996.
- [22] ATLAS Collaboration et al. Atlas liquid-argon calorimeter: Technical design report, 1996.
- [23] Atlas Collaboration et al. Atlas muon spectrometer technical design report. *CERN/LHCC*, 97:22, 1997.
- [24] Ariel Schwartzman. Jet energy calibration at the lhc. *International Journal of Modern Physics A*, 30(31):1546002, 2015.
- [25] ATLAS MUON Collaboration. New small wheel technical design report. *Tech. Des. Rep. CERN/LHCC-2013-006*, CERN, 2013.
- [26] Collaboration ATLAS. Letter of intent for the phase-ii upgrade of the atlas experiment. Technical report, 2012.

- [27] Oliver Brüning and Lucio Rossi. *The High Luminosity Large Hadron Collider: the new machine for illuminating the mysteries of Universe*, volume 24. World Scientific Publishing Company, 2015.
- [28] Zachary Marshall, Atlas Collaboration, et al. Simulation of pile-up in the atlas experiment. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 513, page 022024. IOP Publishing, 2014.
- [29] T Kawamoto, S Vlachos, L Levinson, C Amelung, G Mikenberg, L Pontecorvo, D Lellouch, J Dubbert, C Dallapiccola, R Richter, et al. New small wheel technical design report. Technical report, 2013.
- [30] Angel Abusleme, Camille Bélanger-Champagne, Alain Bellerive, Yan Benhammou, James Botte, Hadar Cohen, Merlin Davies, Yanyan Du, Lea Gauthier, Thomas Koffas, et al. Performance of a full-size small-strip thin gap chamber prototype for the atlas new small wheel muon upgrade. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 817: 85–92, 2016.
- [31] Georgios Iakovidis. *Research and Development in Micromegas Detector for the ATLAS Upgrade*. PhD thesis, Natl. Tech. U., Athens, 2014.
- [32] Tom Francke and Vladimir Peskov. Micropattern gaseous detectors. In *Proceedings of the 42nd Workshop on Innovative Detectors for Supercolliders*, pages 158–180, 2004.
- [33] Jonathan Bortfeldt. *The Floating Strip Micromegas Detector: Versatile Particle Detectors for High-Rate Applications*. Springer, 2015.
- [34] Atlas Collaboration et al. Technical design report: New small wheel. *CERN, Geneva*, 2013.
- [35] JS Townsend. The conductivity produced in gases by the motion of negatively-charged ions. *Nature*, 62(1606):340, 1900.
- [36] J Byrne. Iii.—statistics of the electron-multiplication process in proportional counters. *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh Section A: Mathematics*, 66(1):33–41, 1962.
- [37] William Shockley. Currents to conductors induced by a moving point charge. *Journal of applied physics*, 9(10):635–636, 1938.
- [38] Manolis Dris and Theo Alexopoulos. Signal formation in various detectors. *arXiv preprint arXiv:1406.3217*, 2014.
- [39] LG Christophorou and RP Blaunstein. Electron attachment in gases and liquids. *Chemical Physics Letters*, 12(1):173–179, 1971.

- [40] Ö Şahin and TZ Kowalski. A comprehensive model of penning energy transfers in ar- co₂ mixtures. *Journal of Instrumentation*, 12(01):C01035, 2017.
- [41] Ioanis Giomataris, R De Oliveira, S Andriamonje, S Aune, Georges Charpak, P Colas, G Fanourakis, E Ferrer, Arnaud Giganon, Ph Rebourgeard, et al. Micromegas in a bulk. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 560(2):405–408, 2006.
- [42] Efstathios K. Karentzos. *Research and Development of the Micromegas Detector for the New Small Wheel upgrade in the ATLAS Experiment*. National Technical University of Athens, 2017.
- [43] M Byszewski and J Wotschack. Resistive-strips micromegas detectors with two-dimensional readout. *Journal of Instrumentation*, 7(02):C02060, 2012.
- [44] Garfield++-simulation of tracking detectors.
- [45] Konstantinos Ntekas. *Performance characterization of the Micromegas detector for the New Small Wheel upgrade and Development and improvement of the Muon Spectrometer Detector Control System in the ATLAS experiment*. PhD thesis, Natl. Tech. U., Athens.
- [46] Comsol Multiphysics Comsol. The platform for physics-based modeling and simulation. *Comsol Inc, Burlington, MA, USA*, 2013.
- [47] T Alexopoulos and E Karentzos. “multi-physics” studies of the micromegas detector.
- [48] David Griffiths. *Introduction to to Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 2008.
- [49] Don Vernekohl. Small animal positron emission tomography with gas detectors. simulations, prototyping, and quantitative image reconstruction. 2014.
- [50] Maria Mpoura-Vistalina. *Comparison of spatial resolution and performance on Micromegas detectors for different operating gases*. National University of Athens, 2016.