



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ «ΜΙΚΡΟΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΚΑΙ
ΝΑΝΟΔΙΑΤΑΞΕΙΣ»

Ανάλυση δεδομένων για την αξιολόγηση της απόκρισης των ανιχνευτών Micromegas

ΤΟΥ
Ανδρέα Βγενόπουλου

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

Αθήνα
2016



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ «ΜΙΚΡΟΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΚΑΙ
ΝΑΝΟΔΙΑΤΑΞΕΙΣ»

Ανάλυση δεδομένων για την αξιολόγηση της απόκρισης των ανιχνευτών Micromegas

του
Ανδρέα Βγενόπουλου

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

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την

Θεόδωρος Αλεξόπουλος	Ευάγγελος Γαζής	Σταύρος Μαλτέζος

Αθήνα
2016

Ανδρέας Βγενόπουλος

© (2016) Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο. All rights Reserved. Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς το συγγραφέα. Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σ' αυτό το έγγραφο εκφράζουν το συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευτεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Πρόλογος

Η εργασία αυτή έγινε εντός της Ομάδας Πειραματική Φυσικής Υψηλών Ενεργειών της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Ε.Μ.Π. κατά το Ακαδημαϊκό έτος 2015-16.

Θέλω να ευχαριστήσω τον Καθηγητή κ.Θεόδωρο Αλεξόπουλο για την πρόταση του θέματος και την επίβλεψή του. Ακόμα τον Κώστα Ντέκα για την βοήθεια του παρά την απόσταση στην οποία βρίσκεται (!). Ακόμα τον Καθηγητή κ. Σταύρο Μαλτέζο για τις συμβουλές του και τις διορθώσεις του. Επίσης τους συμφοιτητές μου Μάριο, Χρήστο, Θανάση, Δημήτρη, Φώτη και Γιώργο για τις συμβουλές και την υποστήριξη στις δύσκολες στιγμές της εργασίας, αλλά και για τις γενικές και πολύ ωραίες μας συζητήσεις περί Φυσικής και όχι μόνο...

Ειδικά ευχαριστώ τους γονείς μου, Ζωή και Ντίνο, που υπομένουν κατά τη διάρκεια των επιστημονικών μου αναζητήσεων και με στήριξαν με πολλούς τρόπους όλο αυτό το διάστημα. Ακόμη, το Σταύρο, τη Μαρία και την Ελένη, τη Δήμητρα, το Γιάννη και τον Παναγιώτη που έκαναν την παραμονή μου στην Αθήνα καλύτερη. Επίσης ευχαριστώ τη Διονυσία που όλο αυτό τον καιρό παλεύει παράλληλα με εμένα και μου έδωσε θετικό κίνητρο πολλές φορές να επιμείνω.

Περίληψη

Οι ανιχνευτές αερίου Micromegas είναι μια σχετικά καινούρια και αναπτυσσόμενη τεχνολογία, με πολλές εφαρμογές ιδιαίτερα στην Φυσική Σωματιδίων. Έχοντας δείξει πολύ καλή χωρική ανάλυση, αντοχή σε υψηλούς ρυθμούς ροής σωματιδίων, αντοχή στη γήρανση και εξαιρετική απόδοση, και εφόσον απαιτούν σχετικά απλή κατασκευή, είναι το ένα από τα δύο είδη ανιχνευτών που επιλέχθηκαν για την αναβάθμιση του Small Wheel (SW) του πειράματος ATLAS στο CERN. Στην εργασία γίνεται ανάλυση των δεδομένων από τη Δοκιμαστική Δέσμη Νοεμβρίου 2015 στο H6/SPS στο CERN, με σκοπό να διερευνηθούν τα λειτουργικά χαρακτηριστικά και οι επιδόσεις των resistive Micromegas, με έμφαση στους J οι οποίοι είναι νέου τύπου με floating mesh. Στο Κεφάλαιο 1 παρουσιάζονται οι λόγοι για αναβάθμιση του SW, αλλά και η δομή του. Στο Κεφάλαιο 2 γίνεται μια σύντομη περιγραφή της συγκεκριμένης θεωρίας αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας με την ύλη και περιγράφεται η δομή και λειτουργία του Micromegas. Στη συνέχεια στο Κεφάλαιο 3 περιγράφεται η πειραματική διαδικασία που έλαβε χώρα στο SPS/H6 και υπολογίζεται στατιστικά η βέλτιστη χρονική ανάλυση του ανιχνευτή, ενώ στο Κεφάλαιο 4 υπολογίζεται η χωρική ανάλυση και απεικονίζεται η δισδιάστατη απόδοση του.

Λέξεις κλειδιά: New Small Wheel, Micromegas, resistive, floating, APV25, χρονική ανάλυση, χωρική ανάλυση, centroid

Abstract

The Micromegas gaseous detectors is a relatively new and growing technology with many applications, especially in Particle Physics. Till now they have been extensively studied and have shown very good spatial resolution, high rate capability, ageing resistance and exceptional performance. Additionally, they require simple construction methods, so they were chosen as one of the two kinds of detectors purposed for the upgrade of the Small Wheel (SW) of the ATLAS experiment at CERN. In this thesis, an analysis of the data recorded during November 2015 in the Test Beam that took place in H6/SPS at CERN, with the aim of studying the resistive Micromegas working characteristics and performance, with emphasis on the J type, which are made with the new floating mesh technique. In Chapter 1 the reasons for the SW upgrade are presented, along with its structure. In Chapter 2, a short introduction on the theory of interaction of radiation with matter is presented and the Micromegas operation is described. Afterwards, in Chapter 3 the experimental setup at SPS/H6 is described and also the detector's best timing resolution is statistically calculated. Finally, in Chapter 4 the detector's best spatial resolution is calculated and the 2D efficiency is depicted.

Keywords: New Small Wheel, Micromegas, resistive, floating, APV25, timing resolution, spatial resolution, centroid

Περιεχόμενα

1	Το πείραμα ATLAS στο CERN	1
1.1	Εισαγωγικά για το πείραμα και ο LHC	1
1.2	Η αναβάθμιση του Small Wheel του ATLAS	7
1.2.1	Οι ανιχνευτές του NSW	9
2	Ανιχνευτές σωματιδίων και ακτινοβολίας	13
2.1	Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη	13
2.2	Διάχυση και ολίσθηση στα αέρια	16
2.2.1	Πολλαπλασιασμός φορτίου - χιονοστιβάδα	18
2.3	Χαρακτηριστικές ιδιότητες ανιχνευτών	20
2.4	Ανιχνευτές αερίου	21
2.4.1	Αναλογικοί απ αριθμητές	21
2.4.2	Multi-wire proportional chambers	21
2.4.3	Micro-Pattern Gaseous Detectors (MPGDs)	22
2.5	Micromegas	22
2.5.1	Δομή και λειτουργία	22
2.5.2	Κατασκευαστικές τεχνικές	27
3	Το πείραμα και η ανάλυση των δεδομένων του	29
3.1	Πειραματική διαδικασία	29
3.2	Μελέτη της χρονικής απόκρισης των Micromegas	32
3.2.1	Χρόνος ολίσθησης	34
3.2.2	Fermi-Dirac fitting - ο χρόνος t_{FD} και η κλίση του παλμού	38
3.2.3	Χρονική διακριτική ικανότητα	47
4	Μελέτη της χωρικής απόκρισης	51
4.1	Μέγεθος των clusters	51
4.2	Χωρική διακριτική ικανότητα	51
4.2.1	Μέθοδος κέντρου βάρους	53
4.3	Μελέτη της απόδοσης	59

5	Συμπεράσματα	63
	Βιβλιογραφία	65
	Παράρτημα	69
	Κατάλογος σχημάτων	73

Κεφάλαιο 1

Το πείραμα ATLAS στο CERN

1.1 Εισαγωγικά για το πείραμα και ο LHC

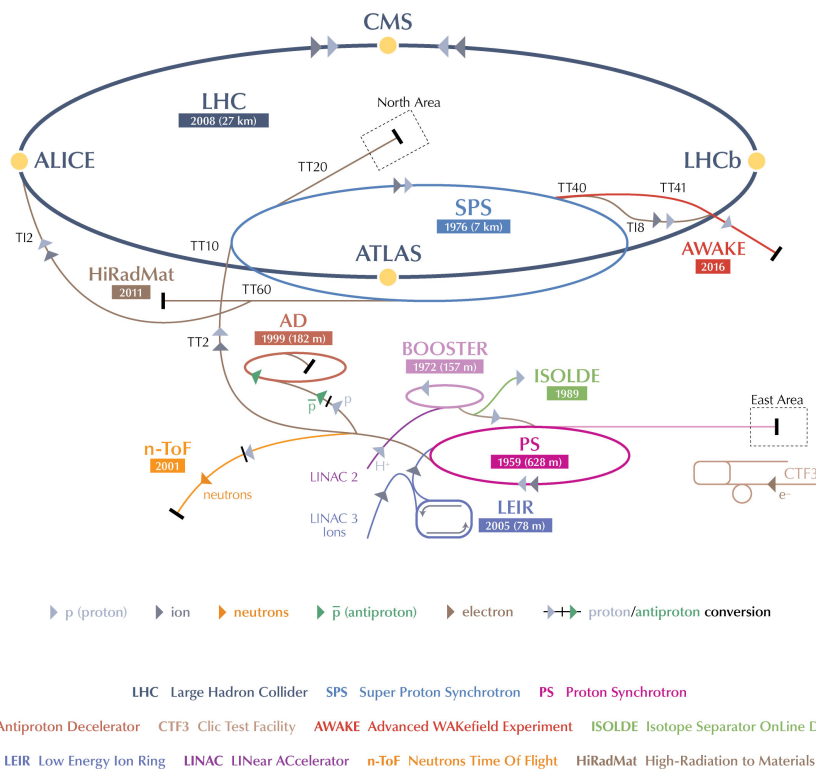
Ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων (LHC - Large Hadron Collider) βρίσκεται στο υπέδαφος κάτω από τα σύνορα Γαλλίας - Ελβετίας κοντά στην πόλη της Γενεύης, και ανήκει στον Ευρωπαϊκό Οργανισμό Πυρηνικών Ερευνών, γνωστού ως CERN. Εντός του LHC κατά βάση επιταχύνονται πρωτόνια σε αντίθετες δέσμες, τα οποία συγκρούονται σε ενέργειες που φτάνουν τα 14 TeV (Run 2 και μετά), σε ρυθμό 40 εκατομμυρίων συγκρούσεων ανά δευτερόλεπτο (40 MHz) και κάθε δέσμη περιέχει μέχρι 10^{11} πρωτόνια. Έτσι ο αριθμός των συγκρούσεων φθάνει το $10^9/\text{sec}$.

Τέσσερα μεγάλα πειράματα έχουν στηθεί πάνω στην κυκλική τροχιά του LHC. Αυτά είναι τα ATLAS και CMS που φθάνουν σε φωτεινότητα (luminosity) $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ και είναι γενικού σκοπού. Επίσης, τα LHCb για B-physics και το ALICE που ασχολείται με συγκρούσεις ιόντων Pb-Pb και p-Pb, και τα δύο μικρότερης φωτεινότητας. Οι θέσεις των εγκαταστάσεων αυτών των πειραμάτων πάνω στον LHC, ανάμεσα στα υπόλοιπα πειράματα του CERN αλλά και μικρότερους επιταχυντές φαίνονται στο Σχήμα 1.1.

Το πλήρες σχηματικό διάγραμμα του πειράματος ATLAS σε αναπαράσταση από υπολογιστή, φαίνεται στο Σχ. 1.2. Πρόκειται για μια πολύ μεγάλη κατασκευή με βάρος άνω των 7000 τόνων, με πολύπλοκη δομή και πολλών ειδών υποανιχνευτικά συστήματα. Χαρακτηριστικό του είναι το υβριδικό σύστημα τεσσάρων πανίσχυρων υπεραγωγίων μαγνητών με ικανότητα συνολικής αποθήκευσης ενέργειας 1.6 GJoules. Αποτελείται από: ένα σωληνοειδές (solenoid) ευθυγραμμισμένο με τον άξονα της δέσμης όπου παρέχει 2 Tesla αξονικό μαγνητικό πεδίο στον εσωτερικό ανιχνευτή (inner), έναν τοροειδή για το κεντρικό τμήμα του συνολικού ανιχνευτή (Barrel) με συμμετρική δομή μαγνητικό πεδίο 0.5 T στους μιονικούς ανιχνευτές του κέντρου, και δυο τοροειδείς για τα καπάκια του βαρελιού, που παρέχουν πεδίο 1 T στους μιονικούς ανιχνευτές των άκρων. Τα υπεραγωγία πηνία των ηλεκτρομαγνητών προκειμένου να λειτουργήσουν στην υπεραγωγίμη φάση απαιτείται να ψυχθούν στους 4.5 K από ένα προηγμένο κρυογενικό σύστημα [2, 3].

Το μέγεθος και η πολυπλοκότητα του ATLAS απαιτούν υποστήριξη από πολλά υποσυστήματα.

CERN's Accelerator Complex

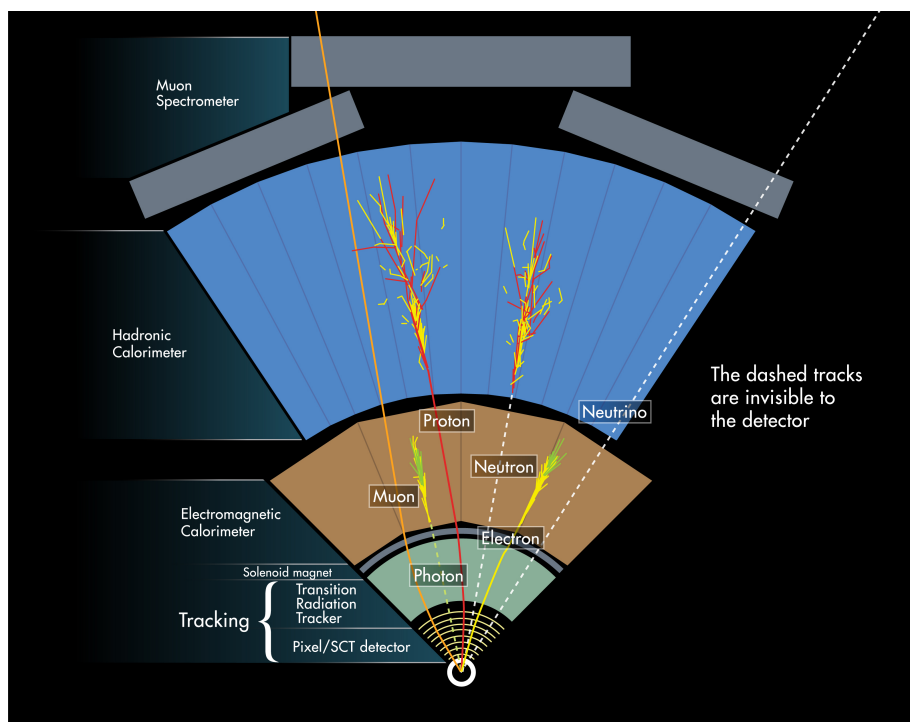
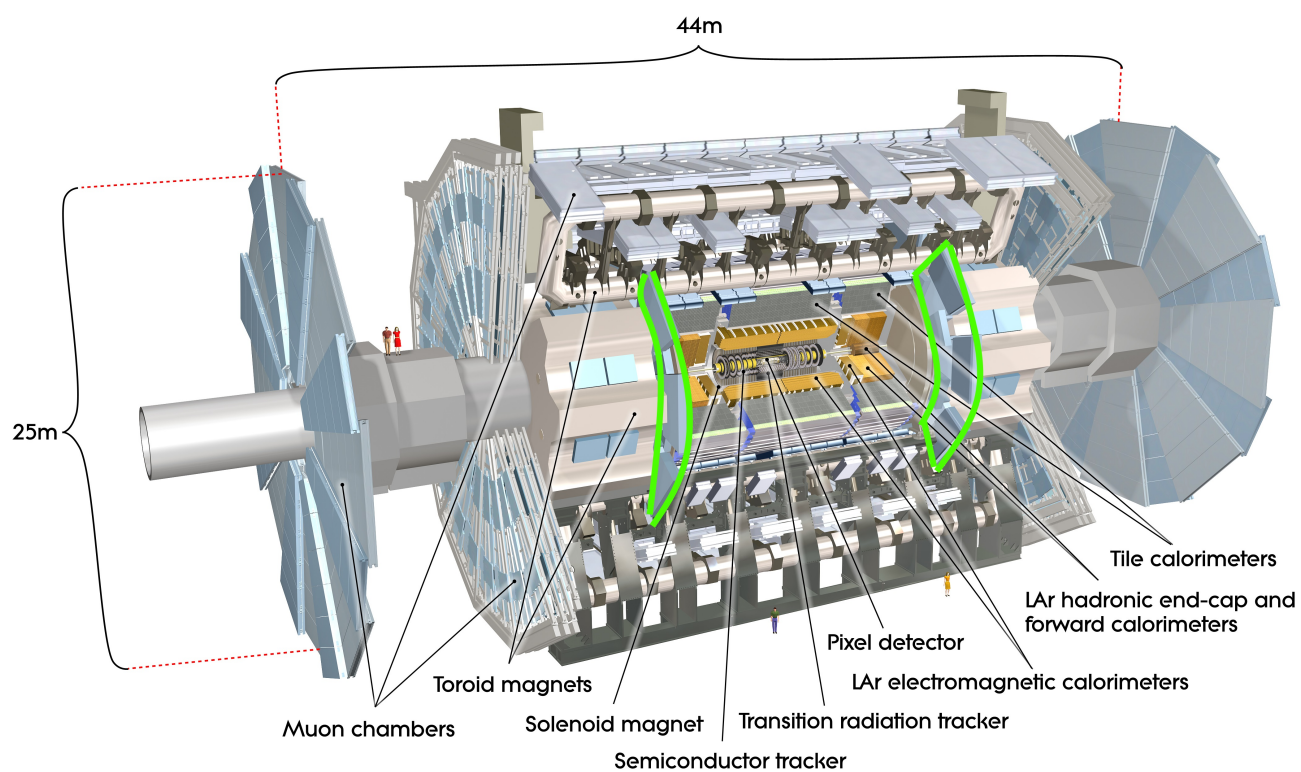


Σχήμα 1.1: Συνολικό σχηματικό διάγραμμα του επιταχυντή LHC του CERN και των πειραμάτων του καθώς και των συμπληρωματικών επιταχυντών. Πηγή: CERN [1].

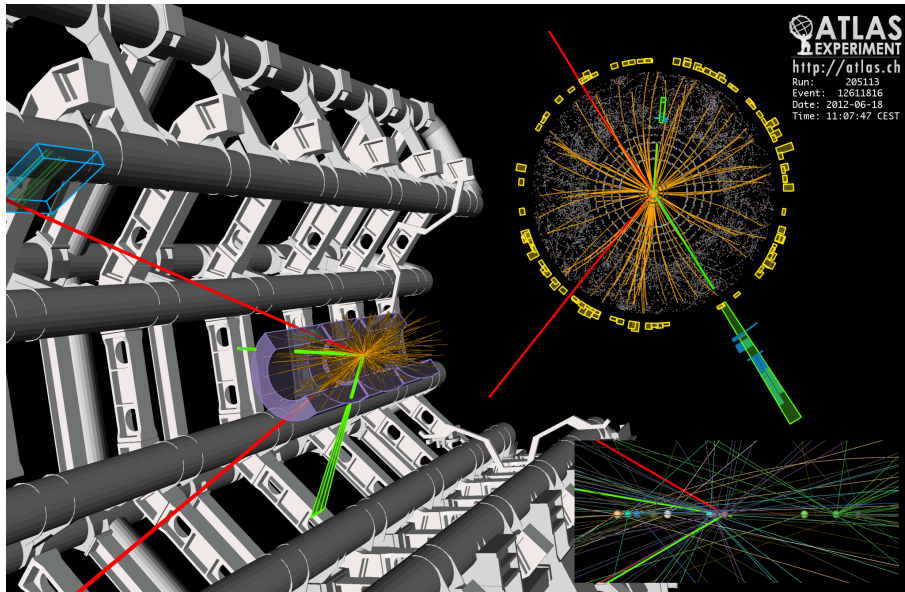
Ένα από αυτά είναι το σύστημα Trigger and Data Acquisition (TDAQ) που είναι ένα πολυεπίπεδο υπολογιστικό σύστημα και εκτελεί το φιλτράρισμα των γεγονότων ώστε να παραμένει ο όγκος των δεδομένων σε διαχειρίσιμο επίπεδο, αλλά και την καταγραφή αυτών των δεδομένων. Σε συνεργασία με αυτό και προκειμένου να λειτουργεί με συνοχή αλλά και με ασφάλεια το ATLAS, έχει κατασκευαστεί ένα Σύστημα Ελέγχου Ανιχνευτών (Detector Control System - DCS), που ελέγχει και διορθώνει σε πραγματικό χρόνο όλα τα ηλεκτρονικά υποσυστήματα και τους ανιχνευτές, ρυθμίζοντας τάσεις, ρεύματα και λοιπές λειτουργικές παραμέτρους. Επίσης, το Υπολογιστικό Σύστημα στο οποίο γίνεται ανάλυση των δεδομένων και η αποτελείται από το Grid το οποίο είναι ένα παγκοσμίως κατανομημένο υπολογιστικό δίκτυο. Επίσης απαιτείται τεράστιος αποθηκευτικός χώρος πειραματικών δεδομένων της τάξης άνω των 3 Petabytes ανά έτος.

Στο Σχήμα 1.2 φαίνεται με απλοποιημένο τρόπο η αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή, όπου για κάθε διαφορετικού τύπου σωματίδιο διακρίνεται μια πιθανή τροχιά του αλλά και φαίνεται ποιο από τα υποανιχνευτικά συστήματα είναι δυνατόν να το ανιχνεύσει. Ακόμα στο Σχήμα 1.3 προβάλλεται ένα πραγματικό γεγονός όπως καταγράφηκε από το σύνολο του ανιχνευτή κατά τη διάρκεια της σύγκρουσης δύο δεσμών πρωτονίων το 2012 και περιέχει τη διάσπαση του μποζονίου H σε δύο

ηλεκτρόνια και δύο μόνια. Από το ίδιο το λογισμικό που τρέχει κατά τη λειτουργία του πειράματος έχουν φωτιστεί στην τρισδιάστατη αυτή αναπαράσταση τα τμήματα των ανιχνευτών μέσα από τα οποία πέρασαν και ανιχνεύθηκαν σωματίδια.



Σχήμα 1.2: Πάνω: το πλήρες σχηματικό διάγραμμα του ανιχνευτή ATLAS. Μέσα σε πράσινο περιγράμμα φαίνεται η περιοχή του Small Wheel που θα αντικατασταθεί. Κάτω: η αρχή λειτουργίας όπου παρουσιάζεται μια τομή του ανιχνευτή, πιθανές τροχιές σωματιδίων και η δυνατότητα ανίχνευσής τους Πηγή: CERN [4, 5].



Σχήμα 1.3: Προβολή ενός γεγονότος $H \rightarrow 2e2\mu$ το οποίο είναι υποψήφιο γεγονός με $m(4l) = 122.6$ (123.9) GeV με (χωρίς) περιορισμό για τη μάζα του Z. Οι μάζες των λεπτονικών ζευγών είναι 87.9 GeV και 19.6 GeV. Το γεγονός καταγράφηκε από τον ATLAS στις 18-6-2012, 11:07:47 CEST στο run αριθμός 205113 ως το γεγονός με αριθμό 12611816. Οι τροχιές των μιονίων είναι χρώματος κόκκινου, οι τροχιές ηλεκτρονίων και των clusters τους στο θερμιδόμετρο LAr (liquid argon) έχουν χρώμα πράσινο. Το μεγαλύτερο ένθετο εστιάζει στον ανιχνευτή τροχιάς (tracking). Το μικρότερο ένθετο (κάτω δεξιά) εστιάζει στην περιοχή των κορυφών (vertex region), που δείχνει ότι τα 4 λεπτόνια προέρχονται από τη ίδια πρωτεύουσα κορυφή. Πηγή: CERN [6].

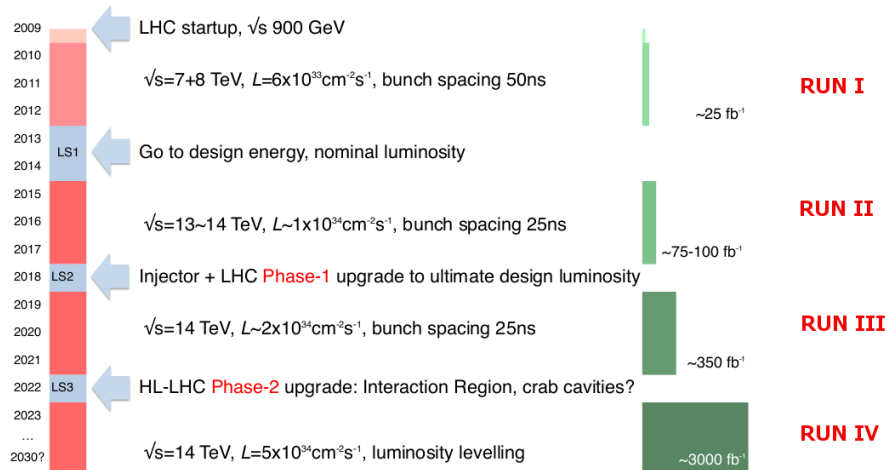
1.2 Η αναβάθμιση του Small Wheel του ATLAS

Έχει προγραμματιστεί η αναβάθμιση του LHC, οπότε στην Φάση-1 η ονομαστική φωτεινότητα θα φτάσει τα $2-3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ενώ στη Φάση-2 θα φτάσει τα $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, που σημαίνει πενταπλάσια από ότι αυτή με την οποία λειτουργεί στο παρόν [7].

Απαραίτητη προϋπόθεση για να επωφεληθεί το πείραμα ATLAS από αυτή την αναβάθμιση είναι η αντικατάσταση του Μικρού Τροχού, (Small Wheel) που αποτελεί τον πρώτο σταθμό (End-cap Inner Large -EIL) του end-cap τμήματος του Φασματομέτρου Μιονίων (λέγεται αλλιώς και Μιονικό Σύστημα). Ένα προσεγγιστικό χρονοδιάγραμμα των αναβαθμίσεων και των περιόδων λειτουργίας για τους LHC και ATLAS δείχνεται στο Σχ.1.4. Δύο είναι οι κυριότεροι λόγοι για τους οποίους θα πρέπει να γίνει αυτή η αναβάθμιση. Πρωτεύων λόγος είναι ότι οι υπάρχοντες ανιχνευτές του Small Wheel, δηλαδή Muon Drift Chambers (MDT), Cathode Strip Chambers (CSC) και Thin Gap Chambers (TGC) δεν μπορούν να υποδεχθούν τα νέα επίπεδα φωτεινότητας επαρκώς. Για τους MDTs είναι εμφανής η μείωση της χωρικής διακριτική ικανότητας λόγω: 1) της απώλειας κέρδους που προκαλείται από τα φορτία χώρου και 2) από τις διακυμάνσεις των φορτίων χώρου. Υπάρχει επίσης μείωση της απόδοσης των MDTs λόγω του dead time από τα background σήματα. Έτσι η λειτουργία τους περιορίζεται σε ρυθμούς περίπου 300 kHz/tube ([8, 9] - σ.9). Συμπερασματικά εάν διατηρούνταν το παρόν Small Wheel σε ρυθμούς τους High Luminosity-LHC, σε ένα μεγάλο τμήμα του SW το όριο του ρυθμού που μπορούν να αντέξουν θα είχε ξεπεραστεί. Για τους CSCs λόγω του ότι αποτελούν ένα σύνολο 4 επιπέδων, αντί 6 των MDTs, το μέγιστο όριο ρυθμού είναι ακόμα μικρότερο.

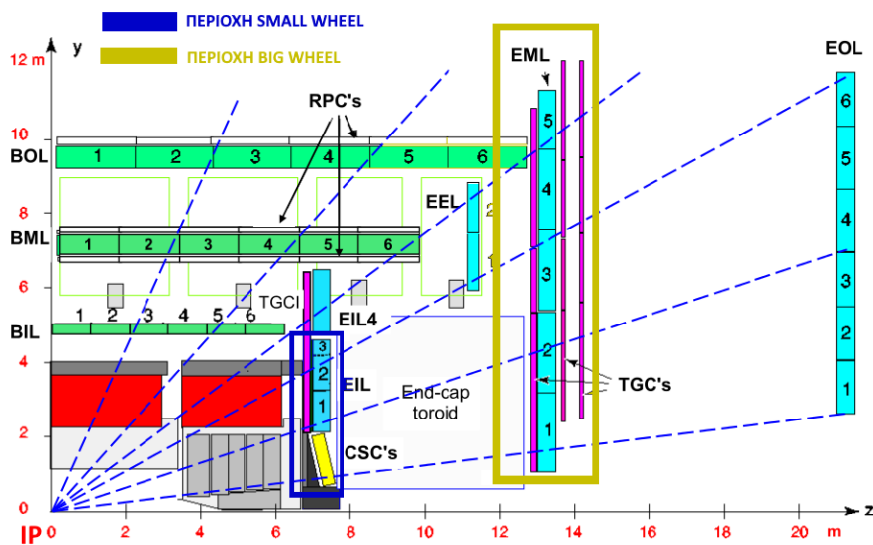
Δεύτερος λόγος για την αναβάθμιση είναι ο πολύ μεγάλος αριθμός των fake triggers στο σύστημα trigger Level-1 του συστήματος μιονίων στην περιοχή των end-caps. Μεγάλο μέρος των triggers προέρχεται από το background (σε ποσοστό 90%). Αυτό αποτελείται από χαμηλής ενέργειας σωματίδια, κυρίως πρωτόνια, τα οποία δημιουργούνται στο υλικό ανάμεσα στο SW και το End-cap muon detector (EM). Τα σωματίδια αυτά χτυπούν στους end-cap trigger θαλάμους σε γωνία ίδια με αυτήν όπου προσκρούουν και τα πραγματικά υψηλής εγκάρσιας ορμής (transverse), p_T , μίονια. Σαν συνέπεια ο ρυθμός του L1-trigger μιονίων είναι εννεαπλάσιος στα end-caps από την περιοχή του βαρελιού [10].

Το νέο σύστημα ονομάζεται New Small Wheel (NSW) και θα λειτουργεί σε μια περιοχή του ανιχνευτή με υψηλή ακτινοβολία υποβάθρου έως 15 kHz/cm^2 . Στην περιοχή αυτή καλύπτεται η pseudorapidity (ψευδο-ωκύτητα) $1.0 < |\eta| < 2.7$ για την ανίχνευση μιονίων και $1.0 < |\eta| < 2.4$ για τη λειτουργία του Level-1 triggering. Ορίζεται ως pseudorapidity η ποσότητα $\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]$ όπου θ είναι η πολική γωνία μετρημένη σε σχέση με τον άξονα x του πειράματος. Ειδικά οι απαιτήσεις είναι η χωρική ανάλυση να μην ξεπερνάει τα 100 μm για την ακριβή ανακατασκευή τροχιών στην offline ανάλυση και επίσης να γίνεται online ανακατασκευή των τμημάτων τροχιάς του Level-1 trigger με γωνιακή ανάλυση περίπου 1 mrad. Συγχρόνως ο ρυθμός του L1-trigger, LIMU, μιονίων χαμηλής p_T θα παραμένει σε αποδεκτά επίπεδα. Έτσι μειώνεται και πολύ ο όγκος των δεδομένων που καταγράφονται πρωτογενώς. Η τομή του ATLAS στην οποία φαίνεται και η θέση όπου θα τοποθετηθεί το NSW



Σχήμα 1.4: Το χρονοδιάγραμμα της αναβάθμισης του LHC και των περιόδων λειτουργίας μέχρι και το έτος 2030.

δίνεται στο Σχ.1.5.



Σχήμα 1.5: Μια z-y όψη του 1/4 του ATLAS. Τα γαλάζια κουτιά δείχνουν τους τωρινούς MDTs και το κίτρινο τους CSCs. Η αντικατάστασή τους θα γίνει από ένα πακεταρισμένο σύνολο από Micromegas αλλά και sTGCs. Πηγή: [10]- Σχ.1.2

Η διάμετρος των τροχών είναι 10 μέτρα. Ανά μία επιφάνεια (και ανά έναν τροχό) που καλύπτεται από MM έχει εμβαδόν περίπου 80 τετραγωνικά μέτρα. Η συνολική ενεργός επιφάνεια που θα καλύψουν οι ανιχνευτές συνυπολογίζοντας όλα τα επίπεδα και των δύο δίσκων είναι περίπου 1200 m². Ορίζοντας το strip pitch στα 450 μm (βλ. Κεφ.2), συνολικά θα υπάρχουν 2 εκατομμύρια κανάλια ανάγνωσης (readout). Η αναβάθμιση έχει προγραμματιστεί για την περίοδο 2018/19. Όσον αφορά στο layout του NSW, αυτό είναι παρόμοιο με το υπάρχον SW και προφανώς αποτελείται από 2

κυκλικούς δίσκους, έναν στην κάθε πλευρά του βαρελιού. Πιο συγκεκριμένα τα διάφορα τμήματα ανά τροχό με τις ονομασίες τους είναι:

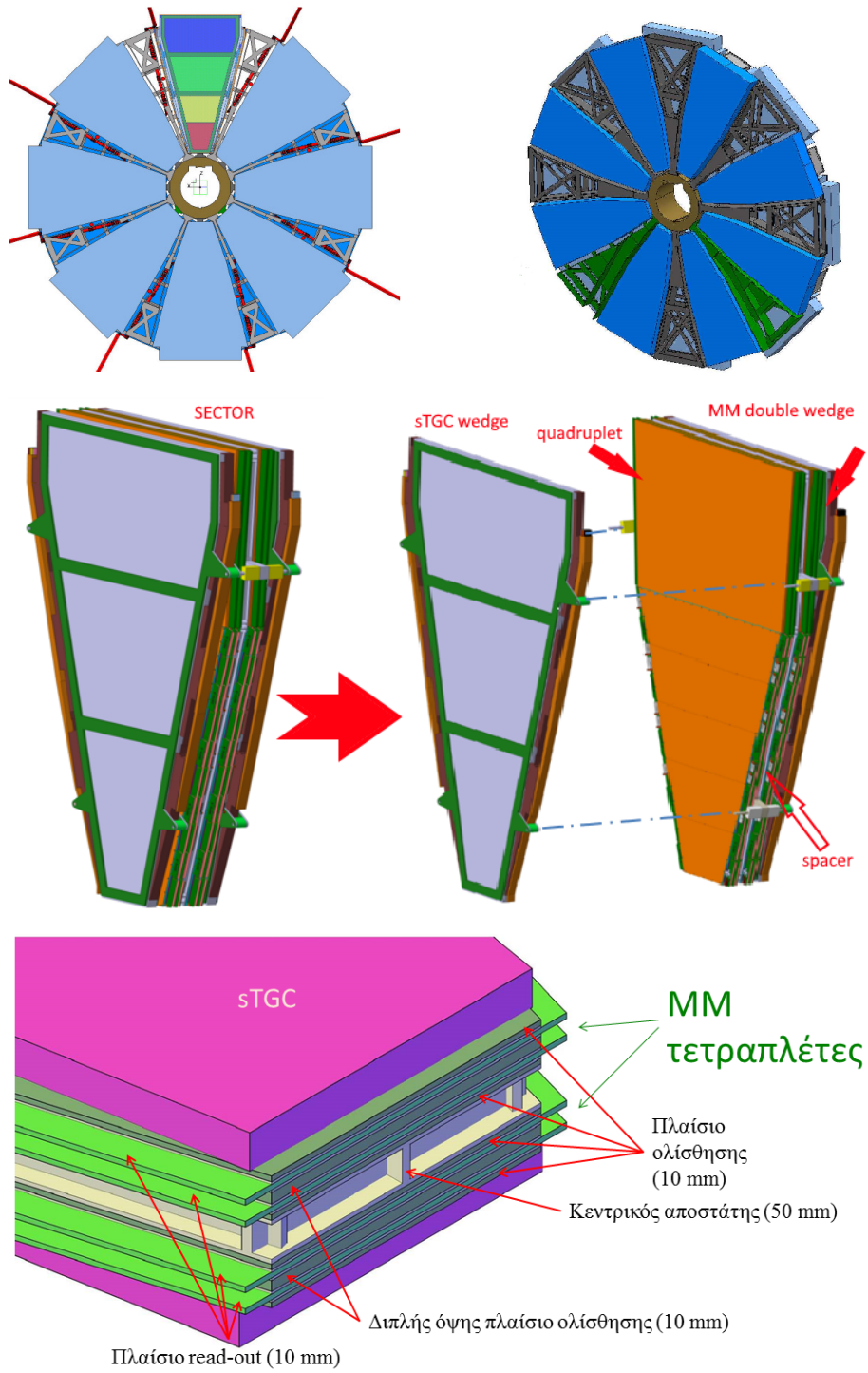
- Κάθε τροχός γενικώς αποτελείται από 16 τομείς (sectors), 8 μεγάλους και 8 μικρούς.
- Κάθε τομέας αποτελείται από δύο sTGC και δύο Micromegas wedges και το ανάλογο μηχανικό πλαίσιο στήριξης/αποστάτης μέσω του οποίου, ο τομέας στηρίζεται πάνω στην κεντρική δομή του NSW
- Κάθε Micromegas wedge αποτελείται από 2 τετραπλέτες (2 x 4 επίπεδα συνολικά)
- Κάθε sTGC wedge αποτελείται από 3 τετραπλέτες
- Σε κάθε ένα επίπεδο ξεχωριστά, κάθε sector έχει ακτινικά τμηματοποιηθεί, και αποτελείται από 3 τραπεζοειδή modules τόσο για τους MM όσο και για τους sTGC

Ειδικότερα για τους Micromegas, στο επίπεδο οργάνωσης τετραπλέτας, τα δύο από τα τέσσερα επίπεδα έχουν stereo strips, που σημαίνει ότι έχουν περιστραφεί κατά 1.5° ως προς την κανονική θέση. Αυτή η διάταξη χρειάζεται για την μέτρηση της 2ης χωρικής συντεταγμένης. Αναλυτικά φαίνεται στο Σχήμα 1.6.

Συνολικά για την λειτουργία του το NSW απαιτεί σημαντική υποδομή και αρκετές υπηρεσίες. Για παράδειγμα η δρομολόγηση των καλωδίων για την παροχή υψηλής τάσης αλλά και των σωληνώσεων για την παροχή αερίου στους θαλάμους, απαιτούν λεπτομερή σχεδιασμό. Ιδιαίτερα πολύπλοκο είναι το σύνολο των ηλεκτρονικών καρτών και συστημάτων, τα οποία εκτελούν το triggering, τη λήψη δεδομένων (DAQ) και τον έλεγχο των ανιχνευτών (DCS) και πρέπει να αντέχουν στην ακτινοβολία. Επίσης τα onboard readout ηλεκτρονικά των MM απαιτείται να ψύχονται αποτελεσματικά. Σημαντική είναι η μηχανική ακρίβεια κατασκευής τόσο επιμέρους των ανιχνευτών καθώς υπόκεινται σε παραμορφώσεις, αλλά και συνολικά του κάθε τροχού και απαιτείται πολύ καλή ευθυγράμμιση ολόκληρης της κατασκευής. Η ευθυγράμμιση πρέπει να γίνει με μεγάλη ακρίβεια ώστε τα ενεργά στοιχεία των ανιχνευτών όπως τα strips να βρίσκονται σε γνωστή θέση με προσέγγιση εντός 40 μm . Ακόμα χρησιμοποιείται ειδική θωράκιση που λέγεται JD shielding, η οποία καλύπτει ολόκληρο το δίσκο των ανιχνευτών και ένα τμήμα της εσωτερικής διαμέτρου του τροχού, ακριβώς σαν περίβλημα της σωλήνας της δέσμης [8, 10].

1.2.1 Οι ανιχνευτές του NSW

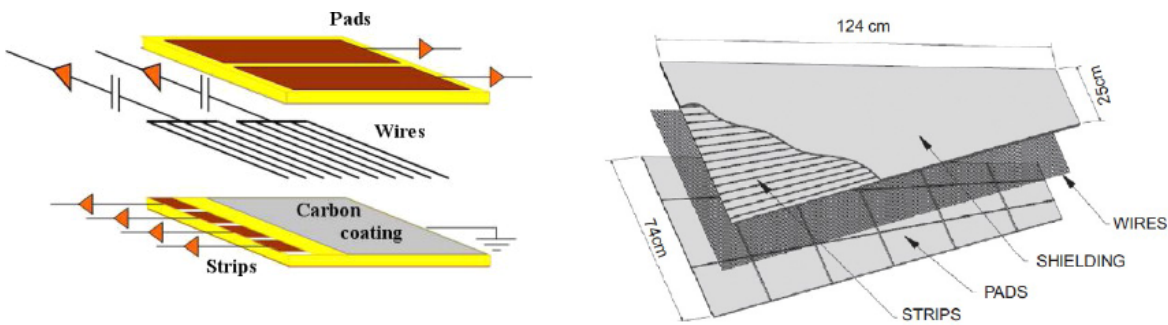
Προκειμένου να αναπτυχθούν οι ανιχνευτές Micromegas και να διερευνηθεί η δυνατότητα χρήσης τους στον LHC και ειδικότερα στην επικείμενη αναβάθμιση του NSW, δημιουργήθηκε το 2008 η ομάδα Έρευνας και Ανάπτυξης, Muon ATLAS Micromegas Activity (MAMMA). Μετά από πολλές δοκιμές στη διάρκεια αρκετών χρόνων έχει αποδειχθεί ότι οι Micromegas είναι αξιόπιστοι ανιχνευτές με εξαιρετική



Σχήμα 1.6: Πάνω: πλήρης όψη υπό γωνία και πρόσθια του NSW. Μέση: ένας τομέας και η υπο-διαίρεσή του σε τετραπλέτες και wedges. Κάτω: Τρισδιάστατη εικόνα για ένα τμήμα του τομέα όπου φαίνεται η διάταξη του συνόλου των ανιχνευτών [11].

χωρική ανάλυση αλλά και δυνατότητα υψηλού ρυθμού ανίχνευσης που είναι πολύτιμα χαρακτηριστικά για την λειτουργία τους σε όλη τη περιοχή η του NSW. Για πρώτη φορά θα χρησιμοποιηθούν σε πείραμα φυσικής υψηλών ενεργειών για την αναβάθμιση του Φασματομέτρου Μιονίων του ATLAS. Είναι ο πρωτεύον ανιχνευτής ανακατασκευής της τροχιάς (tracking). Καθώς η μελέτη τους αποτελεί το κύριο θέμα της παρούσας εργασίας, οι Micromegas παρουσιάζονται αναλυτικά στα επόμενα Κεφάλαια [12, 13].

Οι ανιχνευτές sTGCs (small-strip Thin Gap Chambers) αναπτύσσονται με κύριο σκοπό το triggering δεδομένης της ικανότητάς τους για την ταυτοποίηση μοναδικής διασταύρωσης δεσμών σωματιδίων (single bunch crossing). Επίσης καθώς εμφανίζουν καλή χωρική διακριτική ικανότητα, συνεισφέρουν στην offline ανακατασκευή τροχιάς κάτι που οδηγεί σε σθεναρή ανίχνευση. Αυτό γίνεται με τη μέθοδο centroid για το φορτίο των strips, όπου η δεύτερη συντεταγμένη λαμβάνεται κατά την ανάγνωση των συρμάτων. Δύο σκίτσα που δείχνουν τη δομή αυτού του ανιχνευτή φαίνονται στο Σχήμα 1.7.



Σχήμα 1.7: Η δομή του ανιχνευτή sTGC που η βασική του λειτουργία στο NSW θα είναι το Level-1 triggering.

Κεφάλαιο 2

Ανιχνευτές σωματιδίων και ακτινοβολίας

Σε αυτό το κεφάλαιο γίνεται μία εισαγωγή στους ανιχνευτές σωματιδίων και ακτινοβολίας και επίσης περιγραφή των Micromegas. Γνωστοί τύποι ανιχνευτών είναι οι φωτοπολλαπλασιαστές (photomultipliers - PMTs) οι οποίοι χρησιμοποιούνται για την καταμέτρηση φωτονίων καθώς και ο ανιχνευτής Geiger–Müller, ένα πολύ διαδεδομένο όργανο το οποίο χρησιμεύει για την μέτρηση ιοντίζουσας ακτινοβολίας όπως τα σωματίδια άλφα και βήτα και οι ακτίνες γ . Οι ανιχνευτές βρίσκουν πάρα πολλές εφαρμογές από την ανίχνευση της κοσμικής ακτινοβολίας και αστροφυσικών φαινομένων μέχρι τα πειράματα φυσικής υψηλών ενεργειών σε επιταχυντές αλλά και σε ιατρικές-διαγνωστικές μεθόδους όπως για παράδειγμα η PET (Positron Emission Tomography) και σε πολλές άλλες μη σχετιζόμενες με τη Φυσική δραστηριότητες.

2.1 Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη

Στην παράγραφο αυτή γίνεται μια σύντομη περιγραφή της αλληλεπίδρασης των φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη, είτε πρόκειται για το αέριο ή μέταλλο ή ημιαγώγιμο υλικό είτε γενικά κάποια άλλη περίπτωση υλικού. Ιδιαίτερα αναφέρεται η θεωρία η οποία έχει ισχύ για ακτινοβολία εντός των ενεργειακών ορίων του μιονικού συστήματος του πειράματος ATLAS, με βασικό σωματίδιο ενδιαφέροντος το μόνιο.

Τα φορτισμένα σωματίδια αλληλεπιδρούν με την ύλη μέσω της ηλεκτρομαγνητικής δύναμης. Η απώλεια ενέργειας που παρουσιάζουν διαπερνώντας το υλικό είναι είτε με διέγερση των δέσμιων ηλεκτρονίων, είτε με ιονισμό όπου το ηλεκτρόνιο αποσυνδέεται από το άτομο. Ο ιονισμός περιγράφεται από την διεργασία που ακολουθεί, όπου A είναι ένα άτομο και A^+ το ιόν του:



Η μέγιστη μεταφερόμενη κινητική ενέργεια σε ένα ηλεκτρόνιο ενός ατόμου εξαρτάται από τη μάζα

m_0 και την ορμή του διερχόμενου σωματιδίου

$$p = \gamma m_0 \beta c$$

όπου

- $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$ είναι ο παράγοντας Lorentz
- $\beta c = v$ είναι η ταχύτητα
- m_0 είναι η μάζα ηρεμίας

οπότε η ενέργεια αυτή γράφεται

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

Εάν θεωρηθούν σχετικιστικά σωματίδια όπου $E_{kin} \approx E$ και $E \approx pc$, η ενέργεια αυτή γίνεται $E_{max} \approx \frac{E^2}{E + m_0^2 c^2 / 2m_e}$.

Για "βαριά" σωματίδια όπου ισχύει $m_0 \gg m_e$, η μέση απώλεια ενέργειας ανά στοιχειώδη μονάδα μήκους dx είναι

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right) \quad (2.2)$$

όπου

- z , φορτίο του προσπίπτοντος σωματιδίου
- Z, A : ατομικός αριθμός και ατομικό βάρος του στόχου
- β, γ : ταχύτητα (u/c) και παράγοντας Lorentz, $1/\sqrt{1-\beta^2}$ του προσπίπτοντος σωματιδίου
- α : παράμετρος που εξαρτάται από τη μάζα του ηλεκτρονίου και την ενέργεια ιονισμού του υλικού απορρόφησης
- N_A : ο αριθμός του Avogadro
- I : μέση ενέργεια διέγερσης, χαρακτηριστική του απορροφητικού υλικού
- δ : παράμετρος που περιγράφει το φαινόμενο πυκνότητας (density effect) δηλαδή κατά πόσο το εκτεταμένο ηλεκτρικό πεδίο των προσπιπτόντων σχετικιστικών σωματιδίων μπλοκάρεται από την πυκνότητα φορτίου των ατομικών ηλεκτρονίων. Για τα αέρια σε κανονικές συνθήκες πίεσης και όχι σε πολύ υψηλές ενέργειας, μπορεί να αγνοηθεί.

Όσον αφορά στο δ , παίρνει τις ακόλουθες εκφράσεις. Για ενεργητικά σωματίδια προσεγγίζεται από τη σχέση $\delta = 2 \ln \gamma + \zeta$ όπου η ζ είναι μια σταθερά που πάλι εξαρτάται από το υλικό. Σε πολύ υψηλές ενέργειες, παίρνει την τιμή $\frac{\delta}{2} = \ln(\hbar/I) + \ln \beta \gamma - 1/2$ όπου $\hbar \omega_p = \sqrt{4\pi N_e r_e^3 m_e c^2} / \alpha = 28.8 \sqrt{\rho(Z/A)} eV$ είναι η ενέργεια πλάσματος, ρ η πυκνότητα σε g/cm^3 , N_e η πυκνότητα ηλεκτρονίων και $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = 1/137.04$ είναι η σταθερά λεπτής υφής (fine-structure) για τον ηλεκτρομαγνητισμό. Η απώλεια ενέργειας μετριέται συνήθως σε μονάδες $MeV/(g/cm^2)$.

Η εξίσωση 2.2 δίνει μια προσέγγιση της απώλειας ενέργειας για φορτισμένα σωματίδια από ιονισμό και διέγερση στην ύλη όπου όμως είναι ακριβής για ένα εύρος ενεργειών από δεκάδες μέχρι αρκετές εκατοντάδες GeV, όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.1. Επίσης η σχέση 2.2 ισχύει για όλες τις ταχύτητες $\beta \gg \alpha z$.

Με αυτή την προϋπόθεση, η απώλεια ενέργειας μειώνεται σύμφωνα με το $1/\beta^2$ φτάνοντας ένα ευρύ ελάχιστο ιονισμού κοντά στο $\beta \gamma \approx 4$. Ένα σχετικιστικό σωματίδιο με $\beta \approx 1 \Rightarrow v \approx c$ το οποίο έχει απώλεια ενέργειας σχετιζόμενη με το αυτό ελάχιστο, ονομάζεται ελάχιστο-ιονίζον σωματίδιο (minimum-ionizing particle, MIP).

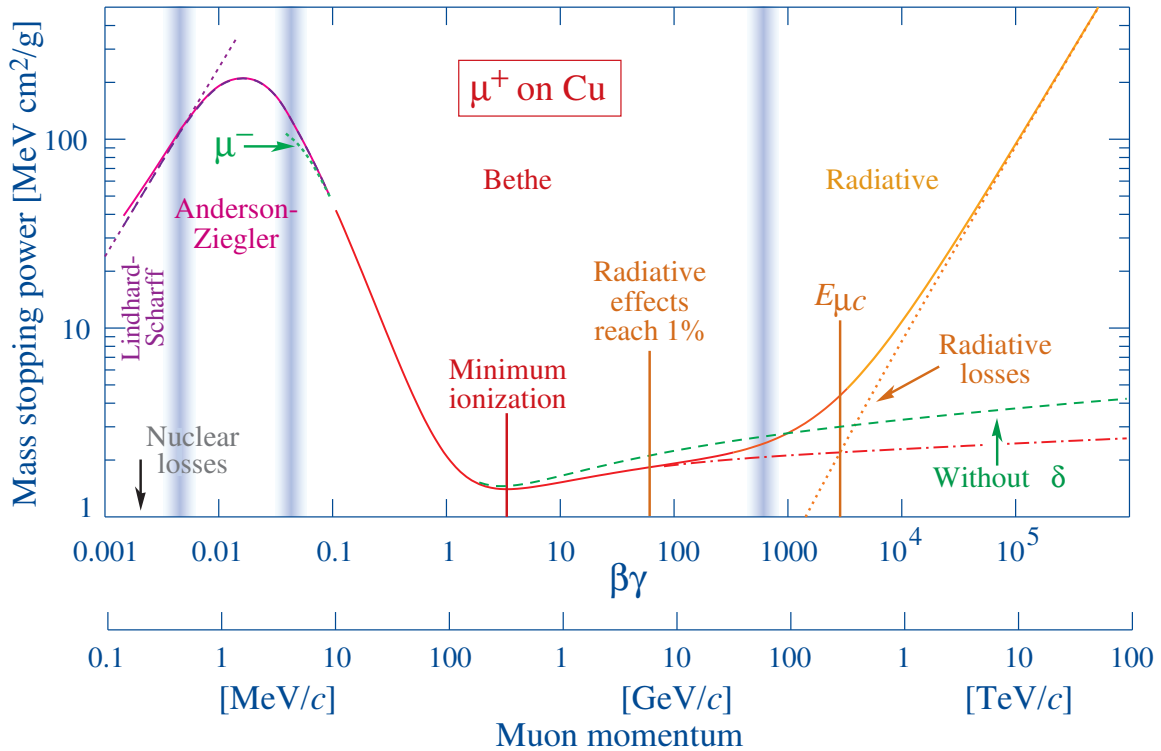
Μια άλλη ορολογία για την σχέση αυτή δίνεται ως γραμμική ισχύς μπλοκαρίσματος (linear stopping power) και παίρνει το συμβολισμό $S = -dE/dx$ [14]. Στο Σχήμα 2.1 δίνεται ένα διάγραμμα με την ισχύ μπλοκαρίσματος για τα μόνια μέσα στον χαλκό και διακρίνονται οι περιοχές όπου στην καθεμία κυριαρχούν συγκεκριμένοι μηχανισμοί έναντι άλλων. Στις υψηλές ενέργειες, οι απώλειες ακτινοβολίας γίνονται όλο και περισσότερο σημαντικές.

Τα γρήγορα φορτισμένα σωματίδια εκτός από την ενέργεια που χάνουν λόγω ιονισμών, χάνουν ενέργεια και λόγω της αλληλεπίδρασης με τους πυρήνες του υλικού. Έτσι καθώς επιβραδύνονται ένα τμήμα της ενέργειάς τους εκπέμπεται σε μορφή φωτονίων και ονομάζεται bremsstrahlung.

Στην συζήτηση που προηγήθηκε δεν περιλαμβάνονται τα φαινόμενα της πολλαπλής σκέδασης και της ακτινοβολίας μετάβασης (transition radiation) ή της ακτινοβολίας Cherenkov, φαινόμενα που αξιοποιούνται από σχετικούς ανιχνευτές. Αναφέρεται ακόμα και η ακτινοβολία σύγχροτρου, ιδιαίτερης σημασίας για τους επιταχυντές σωματιδίων. Αναλυτικότερα για την σχέση Bethe-Bloch όσο και για την εφαρμογή της στους ανιχνευτές αερίου μπορούν να βρεθούν στα [16, 17, 18], [15] - Κεφ.32.

Συνολική απώλεια ενέργειας

Εκτός της απώλειας ενέργειας από ιονισμούς, ειδικά για σωματίδια με υψηλές ενέργειες υπάρχουν και άλλοι μηχανισμοί. Αυτοί είναι το bremsstrahlung, η άμεση παραγωγή ζεύγους ηλεκτρονίων και οι φωτοπυρηνικές αντιδράσεις και οι οποίοι χαρακτηρίζονται από μεγάλη μεταφορά ενέργειας με αντίστοιχα μεγάλες διακυμάνσεις. Η έκφραση για την συνολική απώλεια ενέργειας δίνεται από τη



Σχήμα 2.1: Mass stopping power για θετικά μίονια στον χαλκό σαν συνάρτηση του $\beta\gamma = p/Mc$ σε εννέα τάξεις μεγέθους ορμής (12 τάξεις κινητικής ενέργειας.) Οι συνεχείς γραμμές δείχνουν τη συνολική ισχύ μπλοκαρίσματος. Οι κάθετες ζώνες δείχνουν τα όρια ανάμεσα σε διαφορετικές προσεγγίσεις (για λεπτομέρειες βλέπε [15] - Κεφ.32). Οι κοντές γραμμές με τελείες με την ετικέτα "μ" αποτυπώνουν το "Φαινόμενο Barkas", την εξάρτηση της ισχύος μπλοκαρίσματος από το φορτίο του βλήματος σε πολύ χαμηλές ενέργειες. Το dE/dx στην περιοχή ακτινοβολίας (radiative) δεν είναι απλά συνάρτηση του β [15]-Κεφ.32.

σχέση

$$-\frac{dE}{dx}|_{total} = -\frac{dE}{dx}|_{ioniz} - \frac{dE}{dx}|_{brems.} - \frac{dE}{dx}|_{pairprod.} - \frac{dE}{dx}|_{photonuclear} \quad (2.3)$$

$$= a(Z, A, E) + b(Z, A, E)E$$

Το $a(Z,A,E)$ περιγράφει την απώλεια ενέργειας όπως παρουσιάστηκε από την Beth-Bloch (σχέση 2.2) και το $b(Z,A,E)$ είναι το άθροισμα των απωλειών λόγω των υπόλοιπων τριών μηχανισμών. Παρακάτω δίνεται ένας συνοπτικός πίνακας που αφορά σε μίονια που διαπερνούν τα αέρια Ar και CO₂.

2.2 Διάχυση και ολίσθηση στα αέρια

Τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που παράγονται σε μία διαδικασία ιονισμού, γρήγορα χάνουν την ενέργειά τους μέσω πολλαπλών συγκρούσεων με τα άτομα και τα μόρια του αερίου. Σε συνάρτηση

T	ρ [Mev/c]	Ιονισμός	Brems. [MeV cm ² /g]	Δημ. ζευγών	Φωτοπυρην.	Συνολική	CSDA εύρος [g/cm ²]
Ar							
10 GeV	1.001 x 10 ⁵	2.277	0.010	0.010	0.004	2.301	4.897 x 10 ³
100 GeV	1.001 x 10 ⁵	2.677	0.153	0.214	0.039	3.084	3.759 x 10 ⁴
1 TeV	1.000 x 10 ⁶	2.935	1.989	2.887	0.395	8.207	2.095 x 10 ⁵
CO ₂							
10 GeV	1.011 x 10 ⁴	2.615	0.005	0.005	0.005	2.630	4.207 x 10 ³
100 GeV	1.001 x 10 ⁵	2.989	0.079	0.108	0.042	3.217	3.430 x 10 ⁴
1 TeV	1.000 x 10 ⁶	3.243	1.037	1.498	0.420	6.198	2.315 x 10 ⁵

Πίνακας 2.1: Η ισχύς σταματητού των μιονίων μέσα σε αργό και CO₂. Με T δίνεται η αρχική κινητική ενέργεια του μιονίου. Για το αργό η μέση ενέργεια διέγερσης $I = 188$ eV, $\delta^0 = 0$, ενώ για το CO₂ είναι $I = 85$ eV και $\delta_0 = 0$. Τα στοιχεία έχουν αντληθεί από την αναφορά [18].

με τη θερμοκρασία του αερίου, οι ενέργειες τους ακολουθούν την κατανομή Maxwell-Boltzmann

$$F(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon}e^{-\epsilon/kT} \quad (2.4)$$

όπου: το C είναι σταθερά, και $\epsilon = \frac{3}{2}kT = 40meV$ είναι η μέση ενέργεια σε θερμοκρασία δωματίου, και k η σταθερά του Boltzmann.

Οι τοπικά παραγόμενοι ιονισμοί διαχέονται ακολουθώντας μια Γκαουσιανή κατανομή. Ορίζοντας τον συντελεστή διάχυσης D, εξάγονται οι σχέσεις

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sqrt{2Dt} \\ \sigma_{vol.} &= \sqrt{3}\sigma_x = \sqrt{6Dt} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Συμβολίζεται με $\sigma(\epsilon)$ η εξαρτώμενη από την ενέργεια ενεργός διατομή και με $N = \frac{N_A}{A}\rho$ αριθμός των μορίων του αερίου ανά μονάδα όγκου με τιμή $N = 2.69 \times 10^{19}$ μόρια ανά cm³ για τα ευγενή αέρια (όπως το αργό) σε STP. Από αυτά υπολογίζεται η μέση ελεύθερη διαδρομή με βάση την σχέση

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma(\epsilon)} \quad (2.6)$$

Εάν παράλληλα οι φορείς φορτίου, δηλαδή τα ηλεκτρόνια και ιόντα τεθούν υπό ηλεκτρικό πεδίο όπως συμβαίνει με τους ανιχνευτές, τότε μια τακτική ολίσθηση, κατά μήκος του πεδίου θα υπερτεθεί με την διάχυση που εμφανίζει μεγάλη στατιστική αταξία

$$\vec{v}_{drift} = \mu(\epsilon)\vec{E}\frac{p}{p_0} \quad (2.7)$$

όπου $\mu(\epsilon)$ είναι η κινητικότητα των φορέων φορτίου και εξαρτάται από την ενέργεια, \vec{E} είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και p/p_0 είναι η πίεση κανονικοποιημένη στην πρότυπη πίεση (απόλυτη πίεση 100 kPa). Η διάχυση δεν επηρεάζεται από το ηλεκτρικό πεδίο. Βασική απαίτηση είναι οι φορίες του φορτίου να μην επανασυνδέονται και να μην προσκολλώνται στα άτομα ή τα μόρια του αερίου. Η κινητικότητα των ιόντων δεν εξαρτάται από την ένταση του πεδίου. Μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα με την πίεση, δηλαδή $\mu \cdot p \approx$ σταθερά. Ειδικά για ιόντα εντός ενός διαφορετικού αερίου μια καλή προσέγγιση είναι η απλή εξάρτηση από το λόγο των μαζών, που λέγεται νόμος του Langevin. Αν το μοριακό βάρος του κυρίως αερίου και του ιόντος συμβολιστούν με M_M και M_I αντίστοιχα, ο νόμος εκφράζεται από της σχέση

$$\mu_I = \sqrt{1 + \frac{M_M}{M_I}} \quad (2.8)$$

Ως παράδειγμα που σχετίζεται και με το πείραμα της παρούσας εργασίας, αναφέρεται ότι τα ιόντα CO_2 εντός του αργού έχουν κινητικότητα $\mu = 1.72 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ [17].

Για τα ηλεκτρόνια η κινητικότητα εξαρτάται έντονα από την ενέργειά τους και συνεπώς από την ένταση του πεδίου και προσεγγίζεται από την σχέση Nernst-Townsend 2.9

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (2.9)$$

Ενδεικτικές τιμές για την κίνηση ηλεκτρονίων στο αργό είναι: $\lambda = 1 \times 10^{-5} \text{ cm}$, $v = 4.4 \times 10^4 \text{ cm/s}$ και $D = 0.04 \text{ cm}^2/\text{s}$. Οι κινητικότητες των ηλεκτρονίων συγκριτικά με των ιόντων στα αέρια είναι μεγαλύτερες κατά περίπου τρεις τάξεις μεγέθους.

2.2.1 Πολλαπλασιασμός φορτίου - χιονοστιβάδα

Το αντίστροφο της μέσης ελεύθερης διαδρομής $\alpha = \lambda^{-1}$ ονομάζεται συντελεστής ιονισμού ή Townsend και αναπαριστά τον αριθμό ζευγών ιόντων που παράγονται ανά μονάδα μήκους κατά την διαδικασία της ολίσθησης. Αυτός ο συντελεστής σχετίζεται με την ενεργή διατομή του ιονισμού, σ_i , και δίνεται από τη σχέση

$$\alpha = N\sigma_i \quad (2.10)$$

όπου το N είναι ο αριθμός των ατόμων ανά μονάδα όγκου. Επίσης ο συντελεστής Townsend είναι ανάλογος με την πυκνότητα του αερίου και άρα με την πίεση P . Με την προσθήκη σε καθαρό ευγενές αέριο ακόμα και μικρών ποσοτήτων ενός διαφορετικού είδους αέριο τροποποιείται η ενεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων αλλά ανοίγονται και νέα κανάλια για ακτινοβόλες και ιοντίζουσες μεταβάσεις. Συμβαίνει και το φαινόμενο Penning, όταν στην περίπτωση που το δυναμικό ιονισμού του ενός είδους είναι χαμηλότερο από το δυναμικό διέγερσης του άλλου είδους, τότε μια πολύ αποδοτική διεργασία μεταφοράς μέσω συγκρούσεων (collisional transfer) λαμβάνει χώρα και έτσι αυξάνονται οι ιονισμένες καταστάσεις:

$$A^* + B \rightarrow A + B^+ + e \quad (2.11)$$

Για την περιγραφή της διαδικασίας πολλαπλασιασμού των ηλεκτρονίων θεωρείται ένας αριθμός n ηλεκτρονίων σε μία συγκεκριμένη θέση. Η αύξηση του αριθμού τους μετά από μία διαδρομή dx , είναι $dn = n\alpha dx$, οπότε παίρνοντας το ολοκλήρωμα πάνω σε μία διαδρομή μήκους x προκύπτει

$$n = n_0 e^{ax} \quad (2.12)$$

$$G = \frac{n}{n_0} e^{ax} \quad (2.13)$$

όπου G είναι ο παράγοντας πολλαπλασιασμού του φορτίου και στη γενική περίπτωση για ανομοιογενές πεδίο δίνεται από τη σχέση

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

όπου x_1, x_2 είναι οι αρχικές και οι τελικές συντεταγμένες της διαδρομής πολλαπλασιασμού. Σημαντικό είναι το γεγονός της δημιουργίας μιας κατανομής των φορτίων στο χώρο σε σχήμα χιονοστιβάδας ή αλλιώς με σχήμα σταγόνας όπου τα ηλεκτρόνια βρίσκονται μπροστά και τα ιόντα ακολουθούν με αργή ταχύτητα σαν ουρά [19]. Αιτία αυτού είναι η πολύ μεγάλη διαφορά στην κινητικότητα και την διάχυση των ηλεκτρονίων και των ιόντων όπως προαναφέρθηκε. Η διάδοση της χιονοστιβάδας αυξάνει το ρεύμα στον ανιχνευτή. Υπολογίζονται για παράδειγμα διάρκεια 1 ns και $G=10^4$, για 10 πρωτεύοντα ηλεκτρόνια: $10 \text{ ηλεκτρόνια} \times q_e \times 10^4 / 1 \text{ ns} = 16^{-6} \text{ C/sec} = 16 \text{ } \mu\text{A}$. Το ρεύμα αυτό ως μεμονωμένο γεγονός είναι δύσκολο να μετρηθεί, όμως όταν υπάρχει σταθερή ακτινοβολία, τότε δημιουργείται σταθερό και μεγαλύτερο και άρα μετρήσιμο ρεύμα.

Όσον αφορά στην στατιστική της χιονοστιβάδας, εξαρτάται και από στατιστικές μεταβολές των μεμονωμένων διαδρομών ιονισμού, και έτσι δημιουργείται μια διασπορά γύρω από τον μέσο όρο. Η πιθανότητα με αρχή το ένα ηλεκτρόνια να δημιουργηθούν n ηλεκτρόνια δίνεται από τον νόμο του Furry

$$P(n, s) = \frac{1}{\bar{n}} \left(1 - \frac{1}{\bar{n}}\right)^{n-1} \approx \frac{e^{-n/\bar{n}}}{\bar{n}} \quad (2.15)$$

όπου η προσέγγιση γίνεται στον πρώτο όρο του αναπτύγματος σε σειρά της εκθετικής στο μεσαίο μέλος της εξίσωσης και επίσης ορίζεται $\bar{n} = e^{as}$ και ισχύει για $\bar{n} \gg 1$.

Για ανιχνευτές που βασίζονται στην τεχνική των αναλογικών απαριθμητών υπάρχουν διαφορετικές συνθήκες. Με την λειτουργία σε υψηλό κέρδος που σημαίνει μικρές τιμές του μέσου μήκους ιονισμού (βλ. Εξ. 2.14) και άρα τα ηλεκτρόνια χρησιμοποιούν ένα υπολογίσιμο τμήμα της διαδρομής τους για να αποκτήσουν αρκετή ενέργεια ιονισμού. Τότε η πιθανότητα για χιονοστιβάδα από ένα ηλεκτρόνιο, δίνεται από την κατανομή Polya

$$P(n, \theta) = \left[\frac{n}{\bar{n}}(\theta + 1)\right]^\theta e^{-\frac{n}{\bar{n}}(\theta+1)} \quad (2.16)$$

όπου n/\bar{n} είναι ο αριθμός ηλεκτρονίων στη χιονοστιβάδα, με μέση τιμή \bar{n} , θ είναι μια παράμετρος όπου για τιμή 0 η σχέση 2.16 καταλήγει σε μια απλή εκθετική.

2.3 Χαρακτηριστικές ιδιότητες ανιχνευτών

Εν συντομία τα κύρια χαρακτηριστικά τα οποία ενδιαφέρουν για την χρήση αλλά και την ανάπτυξη ενός ανιχνευτή σωματιδίων είναι

- Αναλυτικότητα της μέτρησης μιας φυσικής ποσότητας
- Χαρακτηριστικοί χρόνοι
- Αναγνώριση είδους σωματιδίου
- Αποδοτικότητα (Efficiency)
- Αντοχή στη γήρανση
- Μέγιστος ρυθμός ανίχνευσης προσπιπτόντων σωματιδίων (rate capability)

Αναλυτικότητα φυσικής μέτρησης Προκειμένου να χαρακτηριστεί η ποιότητα ενός ανιχνευτή, χρειάζεται να προσδιοριστεί η εγγενής ανάλυση που παρέχει ο ανιχνευτής κατά την μέτρηση μιας φυσικής ποσότητας (ενέργεια, χρόνος, χωρικές συντεταγμένες, γωνία πρόσπτωσης).

Χαρακτηριστικοί χρόνοι Αρχικά ο νεκρός χρόνος, (dead time) τ_D είναι η χρονική διάρκεια ανάμεσα στην καταγραφή της διέλευσης ενός σωματιδίου ή συνόλου σωματιδίων και την στιγμή όπου ο ανιχνευτής είναι έτοιμος να καταγράψει το επόμενο σωματίδιο. Κατά τη μικρή αυτή χρονική διάρκεια, κανένα σωματίδιο δεν μπορεί να ανιχνευθεί. Αμέσως μετά υπάρχει μια φάση όπου τα σωματίδια μπορούν να ανιχνευτούν ξανά, παρόλο που η συσκευή δεν έχει επανέλθει στην πλήρη ευαισθησία της. Μετά από ένα επιπλέον χρόνο αποκατάστασης τ_R , ο ανιχνευτής μπορεί ξανά να παρέχει ένα σήμα πλήρους πλάτους. Όπως θα αναφερθεί και στη συνέχεια, οι non-resistive MM υποφέρουν έντονα από μεγάλο dead-time σε περιπτώσεις όπου υπάρχει υψηλός ρυθμός προσπιπτόντων σωματιδίων. Εισάγοντας την έννοια της χρονικής ανάλυσης (time resolution), αυτή χρησιμοποιείται για την ακρίβεια με την οποία μπορεί να καταγραφεί ο χρόνος άφιξης ενός σωματιδίου στον ανιχνευτή και αφορά μόνο το front-end ανιχνευτή (όχι ολόκληρο το σύστημα, μαζί με το readout) [16]. Η χρονική ανάλυση εξετάζεται στην Ενότητα 3.2.3.

Παλμός ρεύματος Τις περισσότερες φορές, στη έξοδο ενός ανιχνευτή σωματιδίων, η φυσική σταθερά που ενδιαφέρει είναι η αποτιθέμενη ενέργεια στο ηλεκτρόδιο του αισθητήρα. Για αυτόν το λόγο πρέπει να υπολογιστεί το ολοκλήρωμα του παλμού ρεύματος

$$E \propto Q_s = \int_{t_i}^{t_f} i_s(t) dt \quad (2.17)$$

2.4 Ανιχνευτές αερίου

Αυτοί οι ανιχνευτές κατά βάση αξιοποιούν δύο φυσικά φαινόμενα. Πρώτον τον ιονισμό των ατόμων ή μορίων του αερίου και δεύτερον τη δημιουργία χιονοστιβάδας (Townsend avalanche) από τα αρχικά ηλεκτρόνια τα οποία πολλαπλασιάζονται μέσω αλυσιδωτών ιονισμών λόγω του πολύ υψηλού ηλεκτρικού πεδίου. Ένα σχετικιστικό φορτισμένο σωματίδιο απελευθερώνει περίπου 100 ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων ανά cm σε ένα αέριο σε συνθήκες NTP [17].

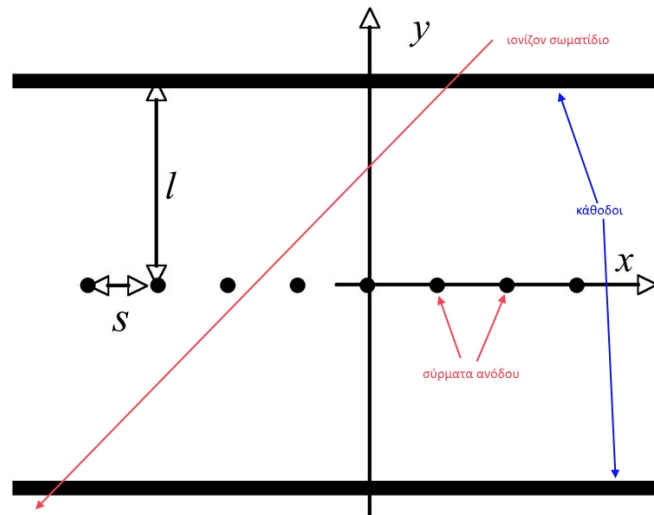
2.4.1 Αναλογικοί απαριθμητές

Ανακαλύφθηκαν το 1908 από τους Rutherford και Geiger. Έχουν κυλινδρική ομοαξονική γεωμετρία: υπάρχει ο εξωτερικός αγωγίμος κύλινδρος (κάθοδος) στα άκρα του οποίου υπάρχουν στηρίγματα από μονωτικό υλικό πάνω στα οποία τεντώνεται ένα λεπτό μεταλλικό σύρμα (άνοδος). Εφαρμόζεται υψηλή τάση ανάμεσα στα δύο αυτά μέρη, οπότε δημιουργείται ηλεκτρικό πεδίο το οποίο είναι πολύ υψηλό στη επιφάνεια του σύρματος και μειώνεται ακτινικά προς την κάθοδο. Το φορτισμένο σωματίδιο δημιουργεί ιονισμό, οπότε τα ιόντα κινούνται προς τον κύλινδρο ενώ τα ηλεκτρόνια προς το σύρμα, όπου σε απόσταση λίγων ακτίνων του σύρματος ξεκινά πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας η οποία παίρνει τέτοια μορφή ώστε να "αγκαλιάζει" το σύρμα.

2.4.2 Multi-wire proportional chambers

Μια πολύ σημαντική κατηγορία ανιχνευτών αερίου είναι οι πολυσυρματικοί αναλογικοί θάλαμοι multi-wire proportional chambers (MWPCs), που πρώτα ανακαλύφθηκαν και υλοποιήθηκαν από τον Charpak και άλλους το 1968 [20]. Αποτελούν βασικά ένα επίπεδο στρώμα Αναλογικών Απαριθμητών (Proportional Counters,) χωρίς διαχωριστικά τοιχώματα. Ένας τέτοιος ανιχνευτής αποτελείται από ένα σετ παράλληλων και με ίση μεταξύ τους απόσταση σύρματα ανόδου τα οποία τοποθετούνται συμμετρικά ανάμεσα σε δύο επίπεδα - καθόδους, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.2. Πλέον, κατασκευάζονται με λεπτό κενό αερίου. Η αρχή λειτουργίας τους βασίζεται στην δημιουργία ελεύθερων ηλεκτρονίων εντός του όγκου του αέρα από κάποιον παράγοντα ιονισμού. Αυτά τα ηλεκτρόνια ολισθαίνουν κατά μήκος των γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου και όταν φτάσουν κοντά στα σύρματα της ανόδου όπου το πεδίο είναι υψηλό τότε μπορεί να συμβεί ένας πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας (avalanche multiplication), ο οποίος προκαλεί την δημιουργία ενός παλμού στο σύρμα της ανόδου. Ο χαρακτηρισμός αναλογικός αφορά στο γεγονός ότι ο παλμός είναι ανάλογος του αρχικού αριθμού των ιόντων.

Για να βελτιωθεί η ακρίβεια θέσης και η ικανότητα υψηλού ρυθμού σωματιδίων στους MWPCs αναπτύχθηκαν οι MPGDs που περιγράφονται στη συνέχεια.



Σχήμα 2.2: Βασικό σχεδιάγραμμα ενός MWPC. Πηγή: [16] με προσθήκες.

2.4.3 Micro-Pattern Gaseous Detectors (MPGDs)

Είναι μια ευρύτερη κατηγορία ανιχνευτών ικανών να έχουν συγκρίσιμες επιδόσεις με τους MWPCs αλλά είναι περισσότερο ανθεκτικοί στις ακτινοβολίες και τις φθορές. Μερικά είδη είναι: micro-gap, micro-wire, micro-dot, field gradient lattice και άλλοι.

Gas Electron Multiplier (GEM) Σημαντικός ανιχνευτής της κατηγορίας είναι ο GEM που δημιουργήθηκε το 1997 από τον F.Sauli. Κατασκευάζεται από ένα λεπτό φύλλο μονωτικού επενδυμένου με χαλκό και στις δύο του πλευρές. Το φύλλο έχουν σχηματισθεί υψηλής πυκνότητας τρύπες σε μοτίβο πίνακα, με διάμετρο 70 μm και pitch 140 μm , κατασκευασμένου με συμβατικές φωτολιθογραφικές μεθόδους. Με την εφαρμογή τάσης ανάμεσα στην άνοδο και την κάθοδο του GEM, αναπτύσσεται ηλεκτρικό πεδίο. Τα πρωτεύοντα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται στην άνω περιοχή ιονισμού, ολισθαίνουν μέσα από τις τρύπες όπου συμβαίνει πολλαπλασιασμός φορτίου λόγω υψηλού πεδίου (50 - 70 kV/cm), και συγκεντρώνονται τελικά στα strips με ειδικό μοτίβο του readout επιπέδου. Μπορεί να δημιουργηθεί μια αλυσίδα από GEMs με όφελος το μεγάλο κέρδος, διατηρώντας την τάση σε χαμηλά επίπεδα, κάτι που προστατεύει από διασπάσεις (breakdowns) [21].

2.5 Micromegas

Η τεχνολογία των Micromegas εμφανίστηκε πρώτη φορά το 1996 από τον Ι.Γιοματάρη και τον G.Charpak [22]. Το όνομα αναλυτικά είναι Micro-MEsh Gaseous Structure.

2.5.1 Δομή και λειτουργία

Ο Micromegas είναι ένας ανιχνευτής αερίου που κατατάσσεται στους MPGDs, χωρίς σύρματα (ως ενεργό μέρος για τη συλλογή φορτισμένων σωματιδίων) ο οποίος βασίζεται σε μία δομή μικρο-

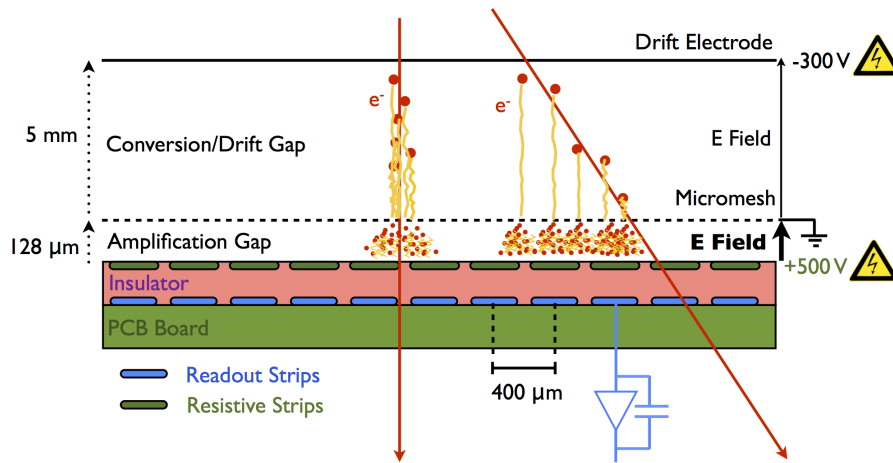
πλέγματος (micro-mesh) και χάλκινων ηλεκτροδίων (readout strips or electrodes) [23, 24, 17]. Στο Σχήμα 2.3 φαίνεται η δομή του resistive Micromegas. Αποτελείται, με κατεύθυνση από πάνω προς τα κάτω στον κατακόρυφο άξονα από:

- το ηλεκτρόδιο καθόδου το οποίο είναι μορφής micro-mesh
- το λεπτό κενό αερίου που λέγεται περιοχή ολίσθησης ή μετατροπής (drift or conversion gap)
- το πολύ λεπτό micro-mesh (18 μm)
- την περιοχή ή το κενό ενίσχυσης (amplification gap)
- τα resistive strips και ένα στρώμα μονωτικού υλικού
- την τυπωμένη πλακέτα στην οποία είναι τυπωμένα τα readout strips τα οποία γεωμετρικά ταιριάζουν απόλυτα με τα resistive από πάνω, και αποτελούν την άνοδο
- το αλουμινένιο πλαίσιο - βάση της συνολικής κατασκευής του ανιχνευτή

Το ηλεκτρόδιο καθόδου είναι συνδεδεμένο σε αρνητική Υψηλή Τάση (high voltage, HV) περίπου 300 V η οποία δημιουργεί στην περιοχή ολίσθησης ηλεκτρικό πεδίο 600 V/cm, ενώ το mesh είναι συνδεδεμένο στη γείωση. Τα resistive strips είναι πολωμένα σε αρνητική ΥΤ 500 - 600 V που δημιουργεί στην περιοχή ενίσχυσης ηλεκτρικό πεδίο 38 - 42 kV/cm. Τα readout strips συνδέονται σε ξεχωριστή γείωση. Αρχικά δεν υπήρχε το επίπεδο των resistive strips, και οι πρώτοι ανιχνευτές αυτοί ονομάζονται bulk. Η νέα σχεδιαστική τεχνική των resistive strips [23], έχει γίνει βασική πλέον στους MM. Τα resistive strips τα οποία τοποθετούνται επάνω από τα readout strips και ευθυγραμμισμένα με αυτά, είναι συνδεδεμένα με ξεχωριστή γείωση μέσω ενός μεγάλου αντιστάτη 20 - 50 M Ω m. Το πάχος με το οποίο αρχικά κατασκευάζονταν ήταν 64 μm . Τα resistive strips εναποτίθενται πάνω σε ένα λεπτό μονωτικό στρώμα, για παράδειγμα λεπτό φύλλο karton πάχους 50 - 70 μm . Τα ίδια έχουν αντίσταση 0.5 - 5 M Ω m/cm. Ανάμεσα στο κενό πλάτους 100 μm μεταξύ των resistive strips υπάρχει μονωτής.

Τα ηλεκτρικά σήματα/παλμοί ρεύματος επάγονται μέσω χωρητικής σύζευξης στα readout strips. Στην περίπτωση σπινθήρα (spark) τα resistive strips φορτίζονται και το ηλεκτρικό πεδίο ελαττώνεται τοπικά, κι έτσι η αποφόρτιση (discharge) μετριάζεται. Εναλλακτικές υλοποιήσεις στο resistive επίπεδο έχουν επίσης προταθεί όπως ένα συνεχές resistive επίπεδο ή ένα resistive mesh.

Όσον αφορά την κίνηση των φορτίων, δηλαδή των ηλεκτρονίων και των θετικών ιόντων που δημιουργούνται μετά από τον ιονισμό των μορίων του αερίου, εντοπίζεται μεγάλη διαφορά στην ταχύτητα ολίσθησης. Στο κενό ολίσθησης, δημιουργούνται πρωτεύοντα ηλεκτρόνια ιονισμού και αυτά ολισθαίνουν προς το πλέγμα σε χρόνο περίπου 100 ns και το διαπερνούν καθώς είναι κατά 95% διαφανές [26, 22].



Σχήμα 2.3: Τομή όπου φαίνεται η αρχή λειτουργίας ενός ανιχνευτή resistive Micromegas όπου έχουν σχεδιαστεί μια κάθετη και μία πλάγια τροχιά προσπιπτόντων σωματιδίων [25].

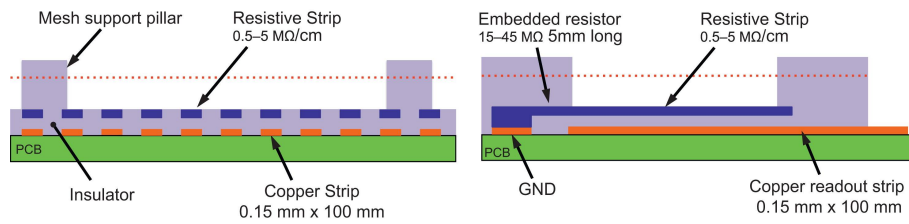
Στην περιοχή ενίσχυσης τα πρωτεύοντα ηλεκτρόνια προκαλώντας επιπλέον ιονισμούς παράγουν ηλεκτρόνια χιονοστιβάδας τα οποία οδεύουν προς την άνοδο σε χρόνο μέχρι 1 ns, ενώ τα ιόντα που κινούνται σε αντίθετη κατεύθυνση προς το πλέγμα χρειάζονται περίπου 200 ns για να το φθάσουν. Η κίνησή των ιόντων επάγει ρεύματα στα ηλεκτρόδια το οποίο μπορεί να υπολογιστεί με τη μέθοδο των weighing fields.

Ο σκοπός των resistive strips όπως προαναφέρθηκε είναι για την προστασία από σπινθήρες. Είναι σημαντικό εδώ να γίνει ξεκάθαρο ότι η πιθανότητα discharge είναι η ίδια για ένα resistive και έναν κανονικό ανιχνευτή. Ορίζονται ως σπινθήρες τα ηλεκτρικά τόξα μεταξύ του mesh και της ανόδου σε δυναμικό γείωσης. Όταν ο συνολικός αριθμός των ηλεκτρονίων σε μία χιονοστιβάδα φτάσει τιμές της τάξης του 10^7 , δημιουργούνται σπινθήρες.

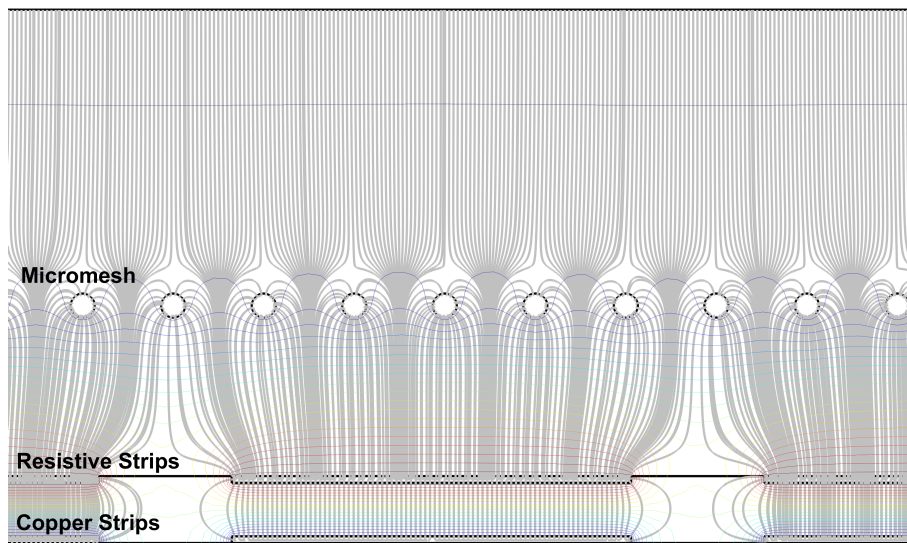
Ο πρωταρχικός στόχος ενός ανιχνευτή, άρα και των MM είναι η ανίχνευση MIPs (Minimum Ionizing Particles) με τη μέγιστη δυνατή ευαισθησία. Συνεπώς απαιτείται υψηλό κέρδος (παράγοντας ενίσχυσης του αερίου) στους MM της τάξης του 10^4 . Για να επιτευχθεί κάτι τέτοιο ο ανιχνευτής πρέπει να λειτουργεί κάτω από αρκετά υψηλή τάση. Λόγω αυτών η ανάγκη για κάποια αντι-σπινθηρική τεχνική - σχεδίαση ανέκυψε.

Για να εξασφαλιστεί η ομογενής γεωμετρία της περιοχής ενίσχυσης, χρησιμοποιούνται τα υποστηρικτικά pillars (κοινώς αποστάτες) πάνω στα οποία στηρίζεται το πλέγμα και βρίσκονται σε τακτές αποστάσεις σε διάταξη πίνακα. Στο Σχ. 2.4 σχεδιάζεται η μορφολογία μιας μικρής περιοχής του ανιχνευτή. Στο Σχ. 2.5 δείχνεται η προσομοίωση του ηλεκτρικού πεδίου ενός resistive MM. Σε σχέση με το πεδίο ενός μη resistive δεν εμφανίζει σημαντική διαφορά. Το ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα για έναν resistive Micromegas φαίνεται στο Σχ. 2.7. Επίσης στο Σχ. 2.8 φαίνονται δύο φωτογραφίες ενός δοκιμαστικού ανιχνευτή ο οποίος έχει κατασκευαστεί στο PCB workshop του CERN.

Κατά τη διάρκεια της δοκιμαστικής δέσμης, όπως αναφέρεται στο [23], παρατηρήθηκε ότι οι non-resistive MM για υψηλή ρύθμιση του κέρδους (high gain) και σε περιβάλλον τόσο με χαμηλή



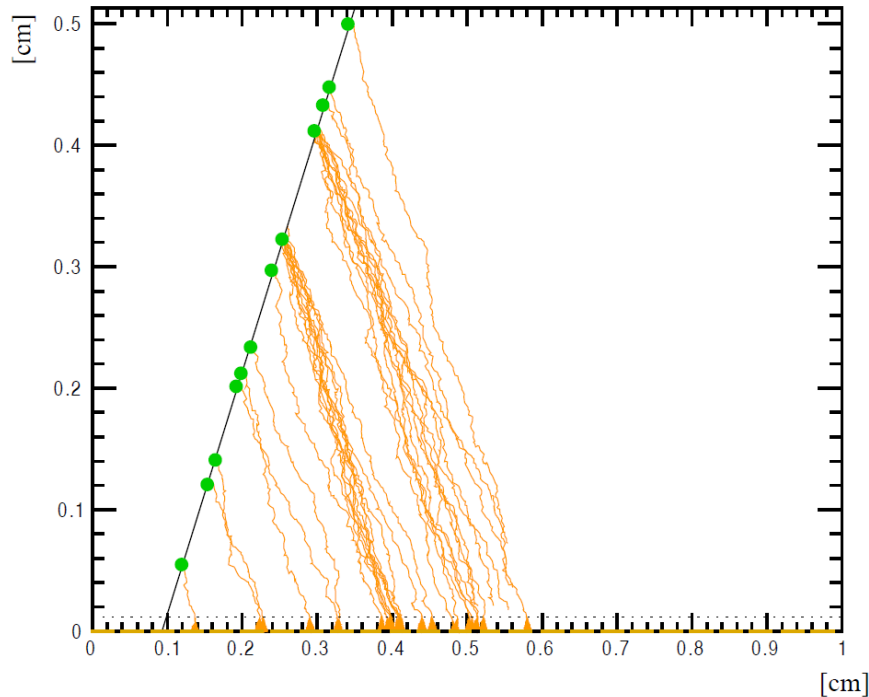
Σχήμα 2.4: Ένα σχεδιάγραμμα του ανιχνευτή (όχι σε κλίμακα), όπου είναι εμφανή η resistive τεχνικής προστασίας. Αριστερά: η όψη (τομή) κατά μήκος της διεύθυνσης των strips. Δεξιά: πλάγια όψη, ορθογώνια στην διεύθυνση των strips. Πολύ καθαρά φαίνεται η ευθυγράμμιση των δύο επιπέδων: resistive και readout strips [23].



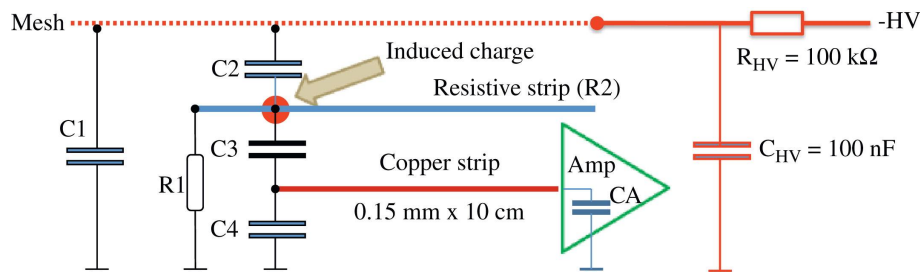
Σχήμα 2.5: Προσομοίωση του ηλεκτρικού πεδίο (γκρι) και οι ισοδυναμικές γραμμές (έγχρωμες) ενός resistive Micromegas. Φαίνονται τα resistive strips πάνω από τα χάλκινα readout αλλά και το πλέγμα. Η προσομοίωση έγινε με το Comsol Multiphysics και προέρχεται από το [27]-Σχ.4.13.

ή και υψηλή ροή νετρονίων παρουσίαζαν αρκετές διασπάσεις ΥΤ. Αντιθέτως οι ανιχνευτές τύπου resistive, δεν παρουσίαζαν αυτή την κακή απόδοση. Στο Σχ. 2.9 η πολύ σημαντική αυτή διαφορά κατά τη λειτουργία ενός resistive κι ενός non-resistive MM είναι εμφανής. Βάσει αυτών των μετρήσεων συμπεραίνεται ότι φτάνουν μέχρι και $3 * 10^4$ κέρδος και μπορούν να λειτουργήσουν με άνεση μέχρι το 10^4 , αλλά επίσης αντέχουν σε υψηλούς ρυθμούς σωματιδίων με πτώση του σήματος έως 30% σε ρυθμούς μέχρι το 1 MHz/cm^2 . Είναι επίσης γνωστό πως μπορούν να λειτουργήσουν σταθερά σε ροή νετρονίων $1.5 * 10^6 \text{ Hz/cm}^2$.

Αναφορικά, εκτός από τις σχεδιαστικές - κατασκευαστικές τεχνικές που αναφέρθηκαν στα προηγούμενα, υπάρχει και η ιδέα των ανιχνευτών "Ingrid". Σε αυτούς το πλέγμα ενίσχυσης αλλά και ένα CMOS readout τσιπ κατασκευάζονται με έναν ολοκληρωμένο τρόπο χρησιμοποιώντας μια προχωρημένης τεχνολογίας "wafer post-processing" [15]-Κεφ.33. Φυσικά έρευνα γίνεται και για τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των ανιχνευτών Micromegas και το πως αυτά επηρεάζουν την απόδοση αλλά και την

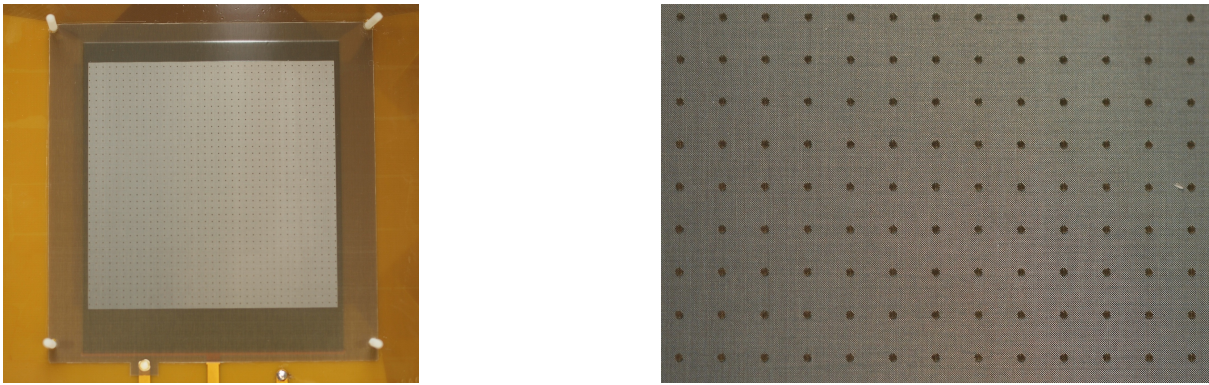


Σχήμα 2.6: Προσομοίωση ενός γεγονότος: ένα π^+ ορμής 300 GeV/c καθώς διασχίζει τον ανιχνευτή δημιουργεί ιονισμούς. Τα ηλεκτρόνια ολισθαίνουν υπό γωνία Lorentz σε έναν MM. Μόλις τα ηλεκτρόνια από το κενό ολίσθησης φθάσουν στην περιοχή (κενό) ενίσχυσης, τότε πυροδοτούνται χιονοστιβάδες (townsend). Το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο στο ηλεκτρικό. [27]-Σχ.5.14.

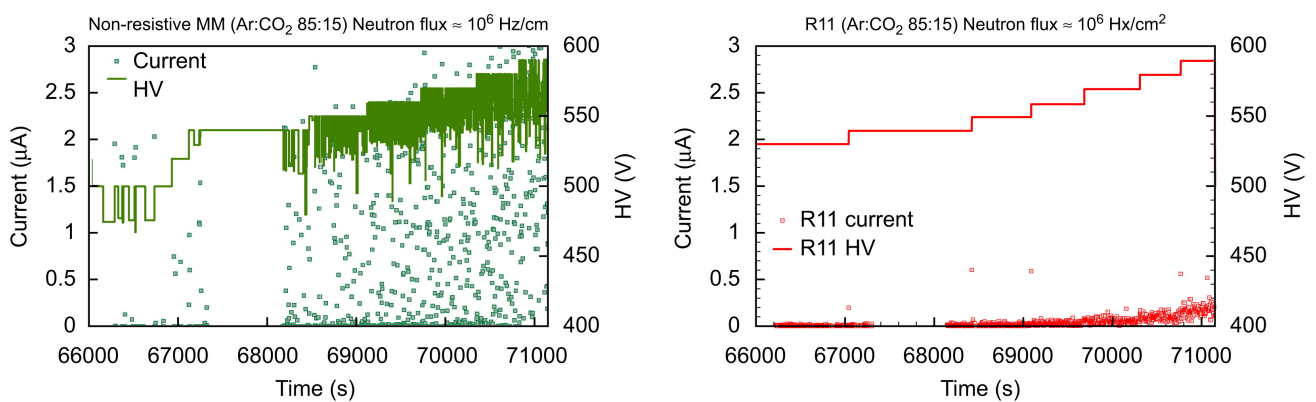


Σχήμα 2.7: Το ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα ενός Micromegas με resistive strips [23].

ανθεκτικότητά τους. Παράμετροι όπως το πάχος των λεπτών συρμάτων που απαρτίζουν το πλέγμα, η περιοδικότητα του πλέγματος (mesh pitch), το ύψος της περιοχής ενίσχυσης, η διάμετρος των pillars και η περιοδικότητά τους όπως για παράδειγμα στο [29]. Επιρροή στην συνολική απόδοση και την αντοχή έχει και το αέριο που θα χρησιμοποιηθεί εντός του θαλάμου και η πίεσή του. Ακόμα η ρύθμιση των ηλεκτρικών πεδίων που εφαρμόζονται στο πλέγμα αλλά και το ηλεκτρόδιο της ανόδου. Πολλές από αυτές τις παραμέτρους και την πληθώρα των επιλογών και ρυθμίσεων δεν τις εξετάζει το παρόν κείμενο, το οποίο βασίζεται σε resistive τύπου ανιχνευτές όπως αυτοί εξελίσσονται για να τεθούν σε χρήση στο New Small Wheel του ATLAS.



Σχήμα 2.8: Αριστερά: φωτογραφία της ολικής επιφάνειας του μικρο-πλέγματος ενός Micromegas. Δεξιά: φαίνεται αναλυτικότερα η δομή των pillars. Πηγή: [28].



Σχήμα 2.9: Παρακολούθηση της ΥΤ (γραμμή) αλλά και του ρεύματος (τελείες) σε σχέση με την ΥΤ του πλέγματος, στα αριστερά για ένα ανιχνευτή non-resistive και στα δεξιά για έναν resistive. Η μέτρηση έγινε υπό ακτινοβολία νετρονίων 5.5 MeV. Είναι εμφανές ότι η διάσπαση ΥΤ είναι πολύ συχνότερη στον κανονικό ανιχνευτή.

2.5.2 Κατασκευαστικές τεχνικές

Ένα σημαντικό βήμα για την διαδικασία κατασκευής των Micromegas, το οποίο συνέβαλλε στην απλότητα της κατασκευής είναι η υλοποίηση με την τεχνολογία τυπωμένων κυκλωμάτων (PCB) για την παραγωγή ολόκληρης της επιφάνειας του ανιχνευτή, δηλαδή το επίπεδο της ανόδου με τα δύο επιπλέον επίπεδα των readout και resistive strips αλλά και των pillars [27] - σ.48.

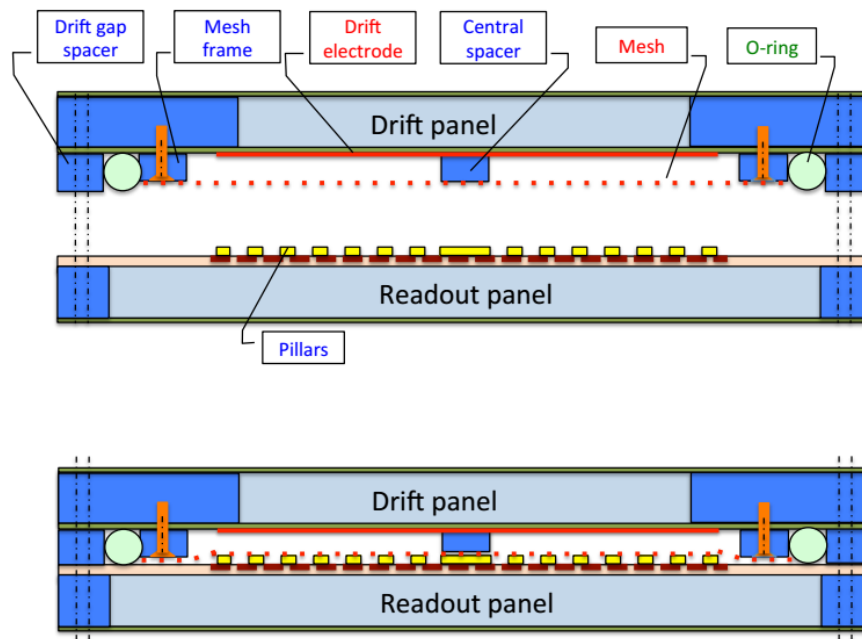
Ως βάση χρησιμοποιείται το υλικό G10 ή FR4 που φέρει τα resistive strips και στη συνέχεια καλύπτεται από ένα φωτοευαίσθητο υλικό πάχους 64 μm το οποίο μετά εκτίθεται σε ακτινοβολία UV και μετά ψήνεται. Στη συνέχεια πάνω από αυτό το σκληρυμένο υλικό κατασκευάζονται τα resistive strips.

Όπως προαναφέρθηκε η κατασκευή των pillars γίνεται με τη μέθοδο της φωτολιθογραφίας. Δύο επίπεδα επίστρωσης πάχους 64 μm (ή όσο απαιτείται για το επιθυμητό ύψος της περιοχής ενίσχυσης) εφαρμόζονται. Στη συνέχεια μέσα από μια μάσκα, εκτίθενται σε UV ακτινοβολία και σκληραίνουν οι

εκτιθέμενες περιοχές, και ακολουθεί το ψήσιμο. Με χημική εγχάραξη, απομακρύνονται οι λοιπές, μη-σκληρυμένες περιοχές και τελικώς παραμένουν οι δομές των pillars.

Όσον αφορά στα pillars, ο ρόλος τους είναι να υποστηρίξουν το πλέγμα και συνολική κατασκευή του συστήματος pillars-mesh κατασκευάζεται με δύο τρόπους. Στους resistive bulk MM, τα pillars κατασκευάζονται σε δύο βήματα, ξεκινώντας από δύο ξεχωριστά επίπεδα-τμήματα του ανιχνευτή, καθένα από τα οποία έχει ένα από τα δύο τμήματα των pillars, τα οποία στη συνέχεια συναρμολογούνται. Έτσι το πλέγμα "παγιδεύεται" ανάμεσα σε αυτά τα δύο τμήματα.

Στους resistive MM πλεούμενου πλέγματος (floating), το πλέγμα τεντώνεται πάνω στο αλουμινένιο πλαίσιο και αυτό οδηγεί στην ενσωμάτωσή τους στο πάνελ ολίσθησης. Με αυτό τον τρόπο το πλέγμα αποσυζεύγνυται από το τμήμα readout του ανιχνευτή και η επαφή με τα pillars γίνεται λόγω της ηλεκτροστατικής δύναμης (που ασκεί η άνοδος υψηλής τάσης στο γειωμένο πλέγμα). Τα πλεονεκτήματα αυτής τη μεθόδου περιλαμβάνουν την απλοποίηση τη κατασκευής μεγάλης επιφάνειας MM και επίσης σημαντικό είναι ότι επιτρέπει την αποσυναρμολόγηση - άνοιγμα του θαλάμου ώστε να καθαριστεί (με νερό) στη περίπτωση που υπάρχουν κατάλοιπα μέσα στην περιοχή ενίσχυσης. Ιδιαίτερα αντιπροσωπευτικό είναι το σχεδιάγραμμα στο Σχ. 2.10.



Σχήμα 2.10: Αποτύπωση της λογικής του μηχανικά πλεούμενου πλέγματος (floating mesh) όπου τα πλαίσια ολίσθησης (drift panel) και readout βρίσκονται σε κλειστή και ανοικτή θέση. Το πλέγμα είναι στερεωμένο στο πλαίσιο σε απόσταση τέτοια όπου το πλέγμα αγγίζει τα pillars, τα οποία είναι στερεωμένα στο πλαίσιο readout, όταν εφαρμοστούν τα δύο τμήματα (κάτω εικόνα) [30]. Με αυτή την μέθοδο έχουν κατασκευαστεί και οι πειραματικοί τύπου J ανιχνευτές.

Κεφάλαιο 3

Το πείραμα και η ανάλυση των δεδομένων του

Στο κεφάλαιο αυτό περιγράφεται αρχικά η πειραματική διαδικασία όπως έγινε επιτόπου στους ειδικούς χώρους του CERN, από τα μέλη της συνεργασίας του New Small Wheel, μαζί και η ομάδα του E.M.P. Στη συνέχεια γίνεται η πρώτη ανάλυση των δεδομένων, ξεκινώντας από την εξαγωγή των παλμών φορτίου ανά κανάλι, συνεχίζοντας με διάφορες κατανομές χρονικών παραμέτρων και καταλήγοντας στον υπολογισμό της βέλτιστης χρονικής ανάλυσης που επιτυγχάνουν οι τύπου J Micromegas.

3.1 Πειραματική διαδικασία

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζονται τα δομικά/κατασκευαστικά χαρακτηριστικά των ανιχνευτών Micromegas στους οποίους βασίζεται η παρούσα εργασία αλλά και το πειραματικό στήσιμο (setup) με όλους τους ανιχνευτές αλλά και τον απαραίτητο συνοδευτικό ηλεκτρονικό και μη εξοπλισμό. Τα δεδομένα τα οποία αναλύονται στην εργασία προέρχονται στο σύνολό τους από τις πειραματικές διαδικασίες του Νοεμβρίου 2015 στο Super Proton Synchrotron (SPS) - περιοχή H6, του CERN, όπου έτρεξε και η δοκιμαστική δέσμη (Test Beam) θετικά φορτισμένων πιονίων (π^+). Αρχικά το Σεπτέμβριο του 2015 και στη συνέχεια το Νοέμβριο του 2015, τέθηκαν σε δοκιμή οι νέοι ανιχνευτές τύπου J, που έχουν κατασκευαστεί στην Ιαπωνία. Δοκιμές των J έγιναν και στον πειραματικό χώρο GIF++ (CERN). Καθώς πρόκειται για floating mesh υλοποιήσεις, έχουν ιδιαίτερο ερευνητικό ενδιαφέρον σε σχέση με παλαιότερους resistive Micromegas, οι οποίοι στα πλαίσια της εργασίας αποκαλούνται "bulk" και έχουν ήδη αναλυθεί στο παρελθόν. Έτσι έχει δοθεί βάρος στη μελέτη των χαρακτηριστικών και της απόκρισης των J θαλάμων, ανάμεσα και σε άλλους βέβια.

Το στήσιμο της πειραματικής διάταξης ήταν παρόμοιο με αυτό από τα Test Beams του 2014 στο SPS/H6 και το Σεπτέμβριο 2015 στο H6. Σαν βάση χρησιμοποιήθηκε ένα μικρό πλαίσιο/βάθρο το οποίο ονομάζεται "small Freiburg frame", λόγω του πανεπιστημίου κατασκευής του. Το πλαίσιο τοποθετήθηκε πάνω σε ένα κινούμενο τραπέζι. Όλοι οι ανιχνευτές έχουν 5 mm περιοχή ολίσθησης. Όλοι οι bulk έχουν 128 μm κενό ενίσχυσης όπως και κάποιοι από τους J (βλέπε Πιν. 3.1). Σε όλες

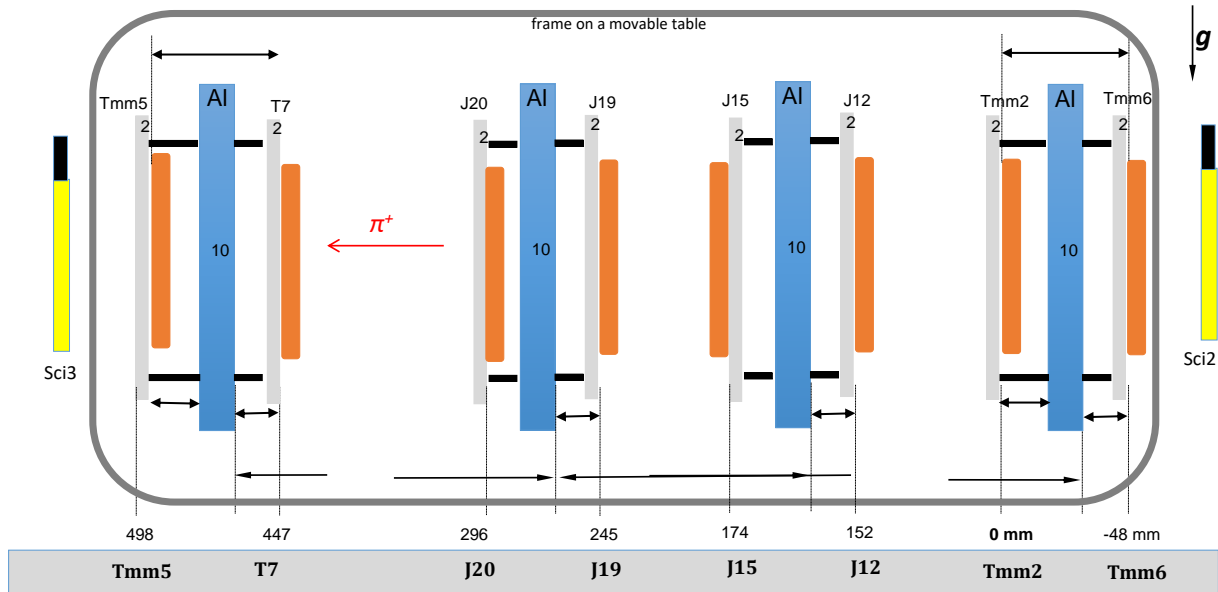
τις περιπτώσεις το μίγμα του αερίου αποτελείται από 93% αργό (Ar) και 7% CO₂ σε πίεση 3 - 5 mbar. Σε αυτό το αέριο έχει υπολογιστεί ότι συμβαίνουν 25 ιονισμοί ανά cm, άρα περίπου 12 - 13 ιονισμοί στο κενό ολίσθησης, οι οποίοι τελικώς αντιστοιχούν 50 ηλεκτρόνια. Η στην περιοχή ολίσθησης (ηλεκτρόδιο καθόδου) η ΥΤ είναι στις περισσότερες περιπτώσεις στα -300 Volts (άρα ηλεκτρικό πεδίο 600 V/cm) αλλά κάποιες φορές ειδικά όταν διεξάγεται ένα "drift scan" μπορεί να πάρει τιμές 100 - 900 V. 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. Όπως θα περιγραφεί και στα Κεφάλαια της ανάλυσης, στους J12 και J15 επιλέγεται υψηλότερη τάσης, περίπου 580 V, ώστε να φτάσουν το επίπεδο κέρδους ενός αντίστοιχου 128 μm - κενού ολίσθησης ανιχνευτή τύπου Tmm/T. Για τους J19, J20 κάτι τέτοιο δεν είναι απαραίτητο. Ενδεικτικά, για έναν resistive MM και μια ρύθμιση κέρδους $1.2 * 10^4$ το μέγιστο ρεύμα τροφοδοσίας που απαιτείται είναι 200 nA. Εντός του ATLAS σε λειτουργία το ρεύμα των ανιχνευτών κυμαίνεται στα 150 - 350 nA (βλ. [27] - σ.52-54).

Το 3.1 δείχνει μια γραφική αναπαράσταση της διάταξης των ανιχνευτών με την ακριβή τους θέση, καθόλη τη διάρκεια του Test Beam Νοεμβρίου 15. 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 των π⁺ έχει ρυθμό 140 kHz/cm², και καταγράφονται περίπου 800 - 1000 events / εκτόξευση δέσμης (beam spill). Ονομάζεται "τρέξιμο" κάθε συνεχής ροή της δέσμης για ένα ορισμένο χρονικό διάστημα κατά το οποίο γίνεται καταγραφή δεδομένων, και θα χρησιμοποιηθεί στο παρόν κείμενο με τον αγγλικό όρο "run". Κάθε run καταγράφεται σε επίπεδο ψηφιακών δεδομένων με ένα αρχείο runXXXXX το οποίο είναι τύπου .root και δημιουργείται από το DAQ σύστημα, όπως θα αναφερθεί στη συνέχεια. Να σημειωθεί ότι συνολικά καταγράφηκαν 174 runs τα οποία έχουν αρκετά διαφορετική διάρκεια μεταξύ τους και άρα και αριθμό καταγεγραμμένων γεγονότων. Έτσι η πλειοψηφία των runs έχει μικρή διάρκεια μεταξύ 15 και 40 λεπτών, πού 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, όπως θα συζητηθεί στο Κεφάλαιο 4. Επίσης εφαρμόστηκε κατά τη λήψη δεδομένων η τεχνική Zero suppression, η οποία είναι μια online μέθοδος για τη μείωση των μη απαραίτητων δεδομένων και οδηγεί σε σημαντική ελάττωση του εύρους ζώνης που απαιτείται για τη μετάδοση των δεδομένων. Η εφαρμογή της τεχνικής ρυθμίζεται μέσω του λογισμικού του συστήματος DAQ από το Zero Suppression Factor (ZSF) του οποίου τυπικές τιμές είναι 0.5, 0.8, 1 και παρεμφερείς. Στο σύνολο των runs της παρούσας δοκιμής, επιλέχθηκε η τιμή 1. Το βιβλίο καταγραφής (logbook) για το παρόν Test Beam φιλοξενείται στο ATLAS twiki [31].

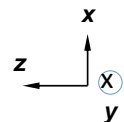
Συνοπτικά τα συστήματα υλικού και λογισμικού που χρησιμοποιήθηκαν στο Test Beam είναι τα ακόλουθα [33] :

- το σύστημα παροχής του μίγματος αερίου Ar+7%CO₂

TEST BEAM SETUP Nov2015 @ SPS/H6 (120 GeV/c) (12.11.2015 – 16.11.2015), small Freiburg frame



+120 GeV/c π^+ @ 140 kHz



Σχήμα 3.1: Σχηματικό διάγραμμα με τη διάταξη όλων των ανιχνευτών κατά τη διεξαγωγή της δοκιμαστικής δέσμης του Νοεμβρίου 2015 [32].

- Τις υβριδικές front-end readout κάρτες που υποστηρίζουν τα APV25 ειδικού σκοπού ολοκληρωμένα κυκλώματα (A.S.I.C.)
- Scalable Readout System (SRS)¹
- τα απαραίτητα Gigabit Ethernet switches
- το Σύστημα Λήψης Δεδομένων (Data Acquisition - DAQ) το οποίο αποτελείται από τά: mmDAQ3, Scalable Detector Control (SDC)

Το SRS είναι ένα πολυκαναλικό σύστημα ανάγνωσης (read-out) κατάλληλο για μεγάλο εύρος ανιχνευτικών τεχνολογιών. Έχει αρθρωτή σχεδίαση, δηλαδή είναι εύκολη η προσθήκη καρτών και εξαρτημάτων και άρα μπορεί να αλλάζει κλίμακα λειτουργίας. Η απλούστερη δυνατή διαμόρφωσή του περιλαμβάνει: τα ηλεκτρονικά πάνω στον ανιχνευτή, μια κάρτα προσαρμογέα μαζί με την FEC (Front-End Card) κάρτα και τοποθετούνται σε ένα 3U minicrate ή 6U eurocrate σύστημα βάσης [34]. Το Scalable Detector Control (SDC) είναι ένα slow control σύστημα λογισμικού που σχεδιάστηκε ώστε να ελέγχει το SRS από απόσταση. Το slow control εκτελείται μέσω του πρωτοκόλλου UDP πάνω από IP (Internet Protocol) μέσω της διαθέσιμης θύρας Gigabit Ethernet που διαθέτουν οι FECs [35, 36].

¹ Κατασκευή από την Prisma Electronics S.A.

APV25

Τα APV25 readout ASICs (Application Specific Integrated Circuits) αναπτύχθηκαν αρχικά για τον ανιχνευτή πυριτίου του πειράματος CMS το 2001 και από τότε έχουν χρησιμοποιηθεί σε πολλά άλλα πειράματα. Κάθε ένα περιλαμβάνει 128 κανάλια ανάγνωσης στα οποία αναφερόμαστε και με τον όρο "strip" στα πλαίσια του παρόντος κειμένου, εφόσον το καθένα είναι συνδεδεμένο σε ένα χάλκινο readout strip ενός MM μέσω AC σύζευξης. Κάθε κανάλι αποτελείται από: έναν (προ)ενισχυτή φορτίου χαμηλού θορύβου, ένα φίλτρο τύπου CR-RC που λέγεται και shaping amplifier ή shaper, μία αναλογική pipeline 192 στοιχείων που λειτουργεί σαν αναλογική μνήμη και ένα στάδιο επεξεργασίας διαμόρφωσης παλμού που λειτουργεί σαν κύκλωμα αποσυνέλιξης. Στο τέλος αυτής της διαδρομής του readout των 128 καναλιών υπάρχει ένα αναλογικός πολυπλέκτης 128 σε 1, και ένας απομονωτής εξόδου. Το μπλοκ διάγραμμα του APV25 φαίνεται στο Σχήμα 3.2. Επίσης το O.K. κατασκευάζεται με μια πρότυπη διαδικασία CMOS στα 0.25 μm η οποία προσφέρει ανθεκτικότητα στην ακτινοβολία (radiation hardness) κι έτσι επιτυγχάνεται πλήρης λειτουργικότητα αλλά και επιδόσεις μέχρι και ακτινοβολία 20 Mrad [37], [38].

Κάθε ανιχνευτής απαιτεί τουλάχιστον δύο APV25 υβριδικές κάρτες για να διαβαστούν τα σήματα εξόδου του, καθώς περιέχει 250 strips τουλάχιστον και φτάνει και τα 400 ανά διεύθυνση (X ή Y). Τα αναλογικά κανάλια δρομολογούνται από τον ανιχνευτή στις κάρτες μέσω του βύσματος Panasonic I30 ακίδων, το οποίο έχει στενό pitch, χρησιμεύει σε διασύνδεση πλακετών και είναι εμπορικά διαθέσιμο και φυσικά πρόκειται για σύνδεση αναλογικού σήματος. Γίνεται επίσης σύνδεση με τη γείωση του ανιχνευτή μέσω δύο χαμηλού προφίλ RF ομοαξονικών βυσμάτων που προσφέρουν και μηχανική στήριξη στις κάρτες. Η σύνδεση της APV25 κάρτας γίνεται με τις κάρτες προσαρμογής μέσω ενός καλωδίου HDMI, ψηφιακής σύνδεσης, το οποίο εξυπηρετεί δύο κάρτες σε master-slave.

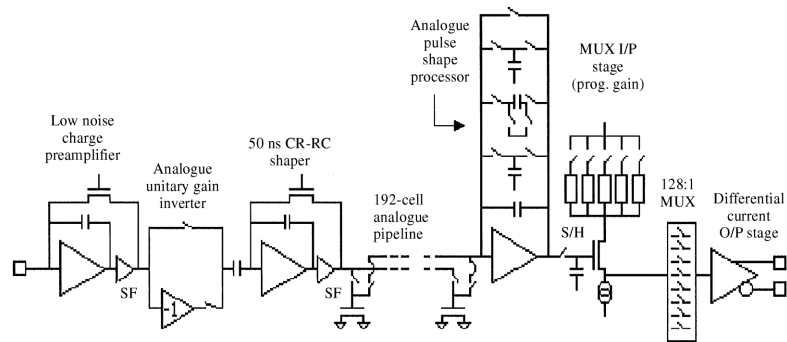
Αναφορικά με το σήμα, γίνεται η εκτίμηση ότι 230 ηλεκτρόνια αντιστοιχούν σε κάθε μία απαρίθμηση σε αυθαίρετες μονάδες ADC (1 ADC count = μονάδα μέτρησης). Για λόγους σύγκρισης και ως αναφορά σημειώνεται ότι όταν στη είσοδο υπάρχει ένα MIP που αφορά ανιχνευτή πυριτίου, τότε το ονομαστικό κέρδος στην έξοδο είναι 100 μA . Το δυναμικό εύρος θεωρείται μέχρι τα 2000 ADC counts. Όσον αφορά στο θόρυβο βάρους, εν κενώ, κατανέμεται γύρω από τα 160 e^- rms (peak mode) και 130 e^- rms (deconvolution). Η βάση τη διαδικασίας συλλογής του σήματος είναι ο προενισχυτής φορτίου, ο οποίος παράγει ένα ολοκλήρωμα του ρεύματος εισόδου, όπως περιγράφεται γενικώς από τη σχέση 2.17. Τη στιγμή της συγγραφής της εργασίας, ήδη η ερευνητική ομάδα του NSW έχει σχεδιάσει νέα ASICs, τα VMM τα οποία είναι στην έκδοση 3 πλέον, και είναι αυτά που θα εγκατασταθούν στο readout των ανιχνευτών sTGC και Micromegas του NSW.

3.2 Μελέτη της χρονικής απόκρισης των Micromegas

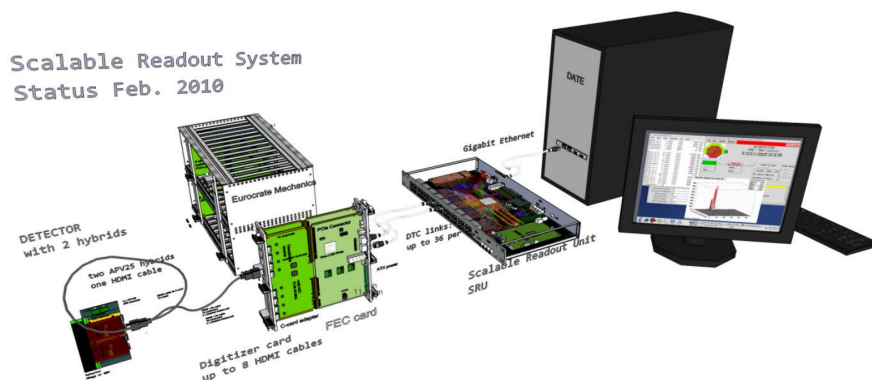
Η διαδικασία της ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων της δοκιμαστικής δέσμης βασίζεται στο λογισμικό που λέγεται ROOT: An Object Oriented Data Analysis Framework [40]. Τόσο στο παρόν

	T5 - T8	Tmm2, 5, 6	J12, J15	J19, J20
Διαστάσεις (ενεργή περιοχή)	10cm x 10 cm	10cm x 10cm	10cm x 10cm	10cm x 10cm
Κενό ολίσθησης	5 mm	5 mm	5 mm	5 mm
Κενό ενίσχυσης	128 μm	128 μm	128 μm	100 μm
Απόσταση μεταξύ strips (μm)	400	250	400	400
Πάχος strip (μm)	300	150	300	300
Διάμετρος pillar (μm)	300	300	300	
Απόσταση μεταξύ pillars (mm)	2.5	2.5	2.5	2.5
Τύπος πλέγματος	bulk	bulk	floating	floating
Διεύθυνση strips	X	X, Y	X	X
Resistive strips	✓	✓	✓	✓
Αντίσταση Res.strips (MΩm/cm)	8	25	1.2 - 1.8 MΩm/sq	1.2-1.8 MΩm/sq

Πίνακας 3.1: Τεχνικές και κατασκευαστικές προδιαγραφές των Micromegas (πολλαπλές πηγές, κυρίως από [39]).



Σχήμα 3.2: Μπλοκ διάγραμμα του APV25 readout O.K. (τα κυκλωματικά στοιχεία για κανάλι και μαζί ο τελικός πολυπλέκτης 128:1) [37].

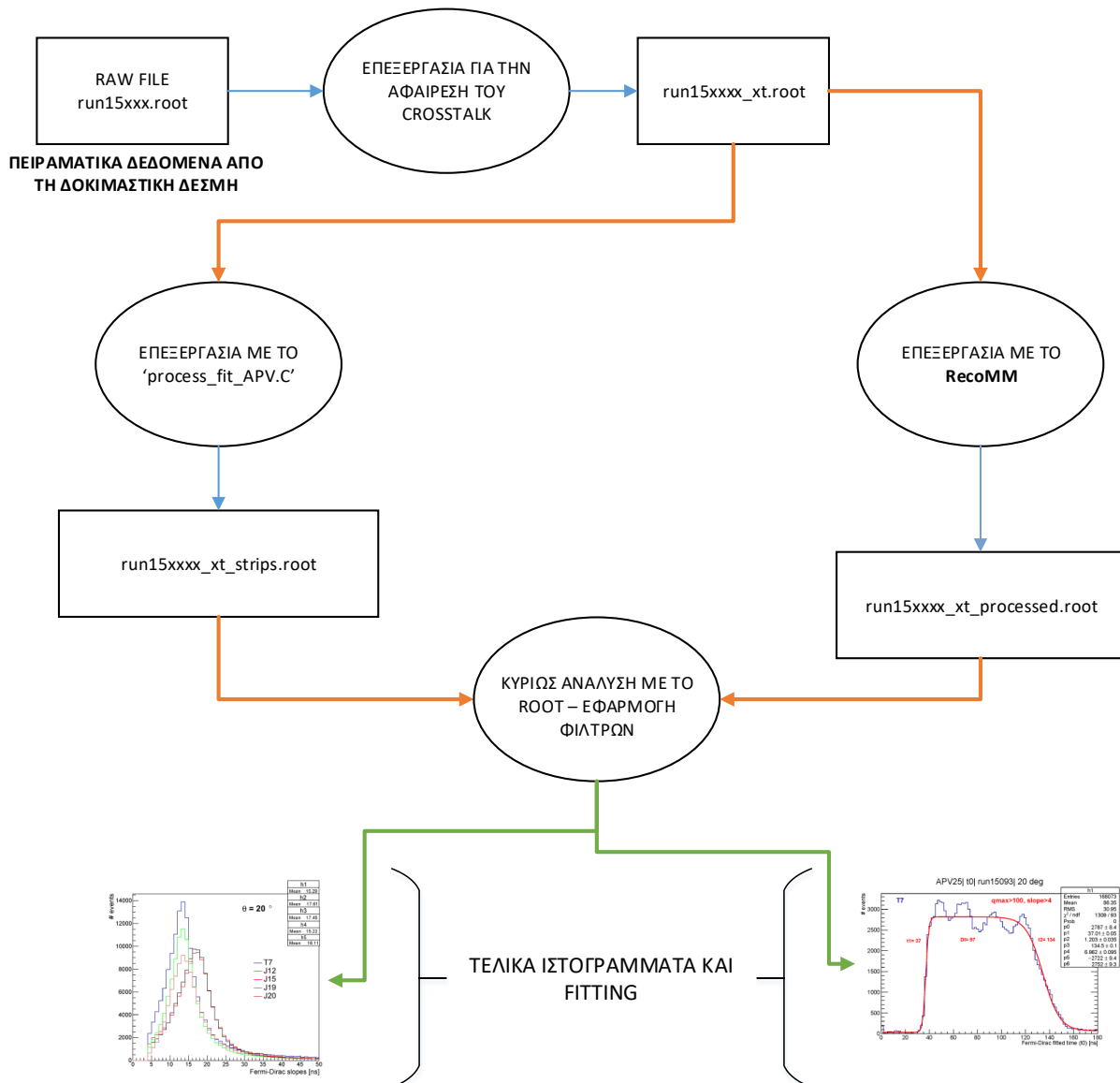


Σχήμα 3.3: Σχηματικό διάγραμμα του πλήρους συστήματος SRS σε συνδυασμό με τις APV25 κάρτες που χρησιμοποιήθηκε στο Test Beam [34].

κεφάλαιο όσο και στο επόμενο, η βασική ροή της επεξεργασίας είναι όπως φαίνεται στο Σχ. 3.4, για την πλειονότητα των αρχείων τα οποία αναλύθηκαν. Τα επιμέρους τμήματα του διαγράμματος αυτού, επεξηγούνται στη συνέχεια.

3.2.1 Χρόνος ολίσθησης

Καθώς στα περισσότερα δοκιμαστικά των MM χρησιμοποιήθηκαν τα APV25 chips ως επεξεργαστική "καρδιά" του συστήματος readout, τόσο το DAQ όσο και η αποθήκευση αυτών των δεδομένων στο επίπεδο του λογισμικού και τελικά η offline ανάλυση των δεδομένων μέσω του ROOT, έχουν σχεδιαστεί με βάση τα λειτουργικά χαρακτηριστικά αυτού του chip. Με βάση τη βέλτιστη συχνότητα δειγματοληψίας των 40 MHz, που αντιστοιχούν σε ελάχιστο χρόνο λήψης δείγματος τα 25 ns, τίθενται κάποιοι περιορισμοί και απαιτούνται τεχνικές όπως θα περιγραφούν στη συνέχεια. Ειδικότερα απαιτείται fitting ή fit ή προσαρμογή δεδομένων στον παλμό φορτίου ώστε να ληφθεί με ακρίβεια η πληροφορία για το χρόνο ενεργοποίησης ενός συγκεκριμένου strip.



Σχήμα 3.4: Διάγραμμα ροής της ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων όπως ακολουθήθηκε στο παρόν κείμενο.

Ταχύτητα ολίσθησης και παλμός του APV25-based SRS

Είναι δεδομένο του πειράματος ότι όλοι οι ανιχνευτές έχουν περιοχή ολίσθησης 5 mm. Οπότε η ταχύτητα ολίσθησης απουσία μαγνητικού πεδίου μπορεί να υπολογιστεί από την ακόλουθη έκφραση

$$|\vec{u}_{drift}| = \mu E \tag{3.1}$$

όπου

$$\mu = \frac{e\tau}{m}$$

είναι η κινητικότητα των ηλεκτρονίων, E το ηλεκτρικό πεδίο, τ(E) είναι ο μέσος χρόνος μεταξύ

συγκρούσεων ανάμεσα στα ηλεκτρόνια και τα μόρια του αερίου, εξαρτώμενος από το πεδίο και την ενέργεια και η μάζα του ηλεκτρονίου. Πιο αναλυτικά περιγράφηκε στην παράγραφο 2.2. Με ΥΤ στην κάθοδο -300 V το πεδίο είναι στα 600 V/cm. Αυτό αντιστοιχεί σε ταχύτητα ολίσθησης χωρίς μαγνητικό πεδίο για το στάνταρ μίγμα αερίου $\text{Ar}+7\%\text{CO}_2$ που υπολογίζεται στα 46 $\mu\text{m}/\text{ns}$ (ή 47000 m/s) με προσομοίωση μέσω του λογισμικού Garfield [41]. Σημειώνεται ότι η ταχύτητα ολίσθησης εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το μίγμα του αερίου.

Στο Σχ. 3.5 φαίνεται η μέτρηση του φορτίου για ένα στιγμιότυπο της λειτουργίας του ανιχνευτή όταν έχει διαπεραστεί από ένα διερχόμενο σωματίδιο σε κάθετη τροχιά. Αφορά ένα συγκεκριμένο strip και ένα γεγονός (event). Γενικότερα το γεγονός ορίζεται για ένα μεμονωμένο διερχόμενο σωματίδιο ως ο συγκεκριμένος αριθμός ιονισμών που προκαλούνται και τελικά ο αύξων αριθμός (ID) των strips που "άναψαν" και το συγκεκριμένο φορτίο που συσσωρεύσε το κάθε ένα strip εντός του χρονικού παραθύρου δειγματοληψίας, του οποίου η αρχή γίνεται από το κύκλωμα trigger. Έτσι στο σχήμα αυτό, για ένα από όλα τα strips που ενεργοποιήθηκαν σε ένα γεγονός, αποτυπώνεται ο παλμός του φορτίου. Το φορτίο δειγματοληπτείται κάθε 25 ns, οπότε το τσιπ στο συγκεκριμένο run είναι ρυθμισμένο να καταγράφει 18 δείγματα τα οποία στο σύνολό τους αποτελούν τον παλμό φορτίου για τα ηλεκτρόνια που έφθασαν στο strip. Έτσι στον άξονα των χ όπου είναι διαμερισμένος σε timebins ενός δείγματος των 25 ns το καθένα, χρονικό διάστημα στο οποίο "απλώνεται" ο παλμός είναι $18 * 25 = 450$ ns. Θα μπορούσε να εξαχθεί ο χρόνος του timebin με το μεγαλύτερο φορτίο και αυτό να θεωρηθεί ως χρόνος του παλμού. Αυτό όμως είναι αρκετά ανακριβές, διότι το εύρος του κάθε timebin είναι 25 ns και τα φυσικά γεγονότα εντός ενός ανιχνευτή συμβαίνουν σε μικρότερο χρόνο από αυτόν, οπότε εισάγεται σημαντική αβεβαιότητα. Με την εφαρμογή του fitting η ανάλυση μπορεί να φτάσει τα 10 ns.

Η κόκκινη καμπύλη είναι το fitting των δεδομένων του ιστογράμματος με την συνάρτηση Fermi-Dirac. Είναι πολύ απαραίτητη διαδικασία ώστε να εξαχθεί από αυτήν ο πραγματικός χρόνος ολίσθησης, ο οποίος ορίζεται να είναι το σημείο του μισού του μέγιστου ύψους της συνάρτησης fit. Ονομάζεται κατά σύμβαση ως παράμετρος t_0 or t_{FD} και έχει καθοριστικό ρόλο στην χρονική ανάλυση. Θεωρείται ο μετρημένος χρόνος για τη άφιξη του παλμού φορτίου ή αλλιώς ο χρόνος ολίσθησης [27] - σ.94. Στη γενική της μορφή η συνάρτηση Fermi-Dirac δίνεται από τη σχέση

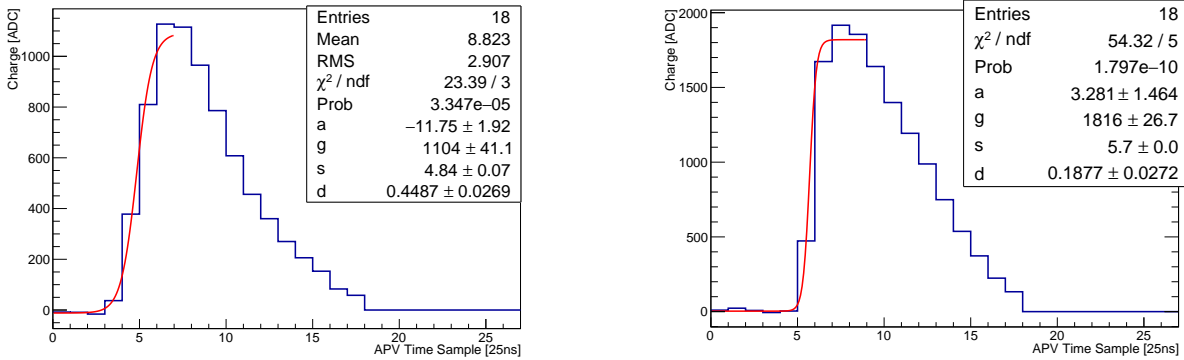
$$f(t) = \frac{1}{1 + e^{-a(t-t_0)}} \quad (3.2)$$

η οποία ελαφρά τροποποιείται για τις ανάγκες του fitting ως

$$FD(t) = q(t) = p_0 + \frac{p_1}{1 + e^{-(t-p_2)/p_3}} = p_0 + \frac{p_1}{1 + e^{-(t-t_{FD})/\tau}} \quad (3.3)$$

όπου p_0 είναι η baseline, p_1 είναι το μέγιστο ύψος του παλμού φορτίου, p_2 είναι η παράμετρος που ονομάζεται χρόνος Fermi-Dirac (t_{FD}) και p_3 είναι η παράμετρος που ονομάζεται " τ " και είναι η κλίση του ανερχόμενου τμήματος.

Η κατανομή των strips που "άναψαν" είναι χρήσιμη καθώς μπορεί να δώσει μια "χωρική εικόνα" για τη δέσμη, όπως αυτή αποτυπώνεται στην ενεργή επιφάνεια του ανιχνευτή. Το "αποτύπωμα"

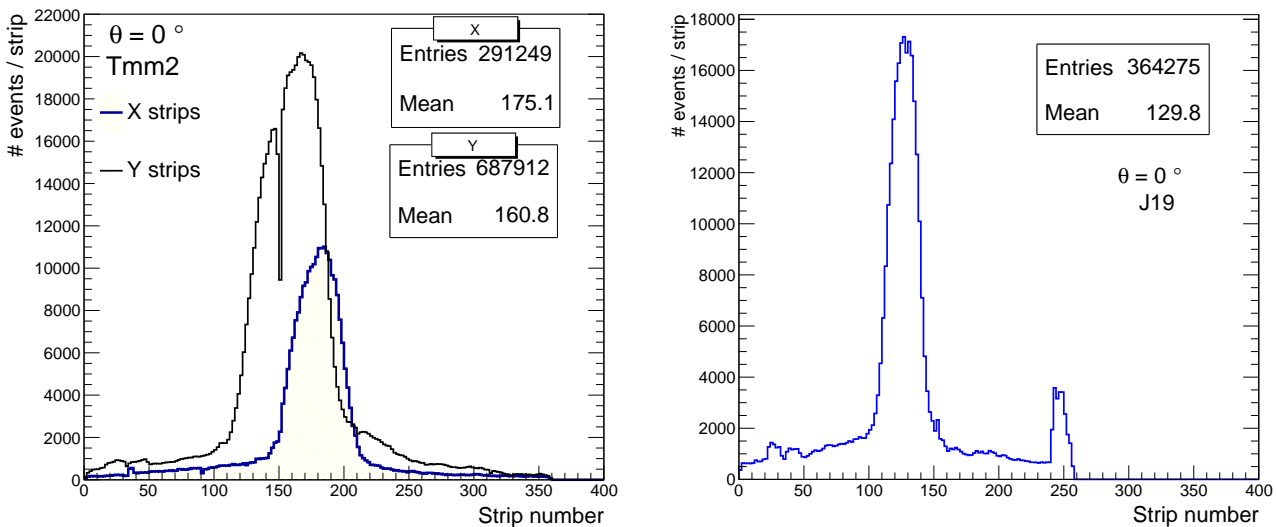


(α') Tmm2

(β') J15

Σχήμα 3.5: Ο παλμός του APV25 για ένα κανάλι (strip) και ένα γεγονός (event) όπου έχει γίνει fitting με την συνάρτηση Fermi-Dirac. Δεξιά για τον J15 και αριστερά για τον Tmm2.

αυτό επηρεάζεται πολύ από την κλίση της δέσμης σχετικά με το επίπεδο του ανιχνευτή. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.6, για τον Tmm2, τόσο για τα X όσο και για τα Y strips αυτές είναι οι κατανομές των strips που άναψαν. Ομοίως για τον floating-mesh J19. Η δέσμη έχει άξονα κάθετο στο επίπεδο και των δύο ανιχνευτών ($\theta=0^\circ$).



Σχήμα 3.6: Συχνότητα με την οποία ενεργοποιούνται τα strips στους Tmm2 (αριστερά) και J19 (δεξιά) σε κάθετη θέση των ανιχνευτών απέναντι στην δέσμη-η μικρή κορυφή στο τέλος της κατανομής οφείλεται σε σήμα από crosstalk.

Βασικό βήμα της επεξεργασίας που γίνεται στα raw (ανεπεξεργαστα) δεδομένα πριν καταγραφούν είναι να αφαιρεθεί ο ηλεκτρονικός θόρυβος του βάθρου (pedestal noise). Το καθένα από τα strips έχει ένα υπόβαθρο (background) στο φορτίο του, το οποίο μετριέται απουσία της δέσμης σωματιδίων, από το readout σύστημα. Στη συνέχεια και με παρουσία δέσμης γίνεται με online τρόπο η αφαίρεση

του σήματος του pedestal. Αυτή η διαδικασία είναι ένα είδος βαθμονόμησης του ανιχνευτή έτσι ώστε το αρχικό φορτίο όλων των καναλιών να είναι $q = 0$ και αυτή η τιμή χρησιμεύει ως αναφορά.

Ένα σημαντικό βήμα της επεξεργασίας και ανάλυσης των δεδομένων offline, είναι η αφαίρεση του crosstalk, ενός είδους θορύβου πολύ συχνού στα τηλεπικοινωνιακά κυκλώματα, που προκαλείται από την παρεμβολή του σήματος ενός strip πάνω σε κάποιο άλλο strip, με φυσικά αίτια. Για αυτό το λόγω έχει αναπτυχθεί ένας αλγόριθμος απομάκρυνσης του crosstalk στο Κεφ.6 του [42]. Ο αλγόριθμος ξεχωρίζει το σήμα που επάγεται από γειτονικά strips, δημιουργώντας στο συγκεκριμένο strip ένα υπερβολικά μεγάλο σήμα. Σε όλα τα runs στα οποία έγινε επεξεργασία για τους σκοπούς της παρούσας εργασίας και παρουσιάζονται εδώ, έχει γίνει η διαδικασία της αφαίρεσης του crosstalk και δεν γίνεται κάποιο επιπλέον φιλτράρισμα στα raw δεδομένα.

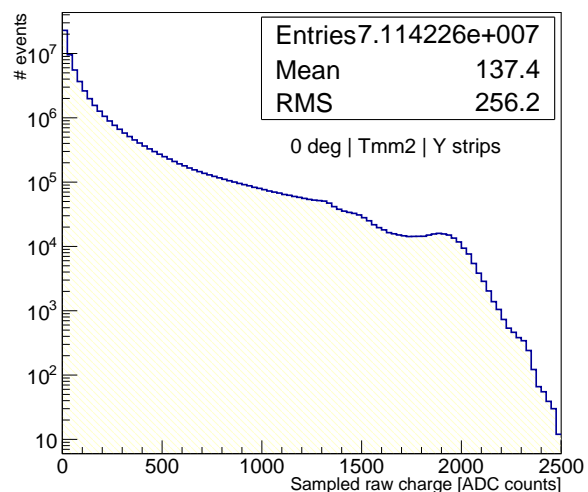
Στα επόμενα βήματα, τα οποία εκτελέστηκαν στο πλαίσιο της εργασίας αυτής, η επεξεργασία των δεδομένων, με offline τρόπο, γίνεται κυρίως με το λογισμικό RecoMM, η ανάπτυξη του οποίου περιγράφεται στο [43]. Απαραίτητο στην ανάλυση ήταν και το ειδικό macro του ROOT που αναπτύχθηκε από την ομάδα του ΕΜΠ με το όνομα "arn_processed_fit.C", το οποίο επεξεργάζεται ένα run με raw δεδομένα και περιέχει συναρτήσεις fitting όπως η ptua fit και άλλες.

Για ένα run με δέσμη κάθετη, η κατανομή του raw φορτίου παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.7 για τον Tmm2.

3.2.2 Fermi-Dirac fitting - ο χρόνος t_{FD} και η κλίση του παλμού

Κατανομή του συνόλου των χρόνων t_{FD}

Καθώς ένα σωματίδιο διέρχεται από την ενεργή περιοχή του ανιχνευτή, η στιβάδα ηλεκτρονίων θα προκαλέσει την ενεργοποίηση ενός αριθμού strips. Παίρνοντας μια πλάγια τροχιά, δηλαδή τοποθετώντας τους ανιχνευτές σε κλίση ως προς τη δέσμη, στατιστικά ο αριθμός των strips που ενεργοποιούνται είναι συγκριτικά μεγαλύτερος από τις κάθετες δέσμες. Κάνοντας την υπόθεση για ένα μοναδικό διερχόμενο σωματίδιο που κινείται διαγώνια, είναι αναμενόμενο ότι τα γεγονότα ιονισμού διαδέχονται χρονικά το ένα το άλλο και κατά συνέπεια και οι παραγόμενες τελικές χιονοστιβάδες έχουν διαδοχική σειρά και άρα τα τελικά σήματα παράγονται σε διαφορετικούς χρόνους. Με γραφικό τρόπο αυτό φαίνεται στην αρχή λειτουργίας του Micromegas στο



Σχήμα 3.7: Κατανομή του ανεπεξεργαστού (raw) φορτίου για τον Tmm2, σε γωνία 0° .

Σχήμα 2.3. Ο μηχανισμός αυτός της διαδοχής είναι και η βάση της μεθόδου μTPC που αναφέρεται στο επόμενο Κεφάλαιο.

Για το σύνολο των γεγονότων ενός run και κάθε ένα strip που περιλαμβάνεται στο event υπολογίζεται ο χρόνος t_{FD} . Τα φίλτρα τα οποία εφαρμόζονται για τη διαδικασία αυτή είναι 1) η τιμή της μεταβλητής q_{max} που είναι το μέγιστο ύψος του παλμού (παράμετρος $p1$), να είναι μεγαλύτερη από 100 ADC counts σε αυθαίρετες μονάδες, και 2) η παράμετρος τ (κλίση της καμπύλης του παλμού) να είναι μεγαλύτερη από 4 ns - αναλύεται στην επόμενη παράγραφο 3.2.2. Στη συνέχεια δημιουργείται η κατανομή αυτών των υπολογισμένων χρονικών τιμών, πάνω στην οποία γίνεται fitting με την εξίσωση 3.4, αποτελούμενη από μια ανερχόμενη και μία κατερχόμενη Fermi-Dirac συν ένα σταθερό τμήμα μετατοπισμένη συνολικά προς το $y+$. Από αυτό το fitting παράγονται κάποιες τιμές οι οποίες σημειώνονται πάνω στο κάθε ιστόγραμμα. Συγκεκριμένα η t_1 αντιστοιχεί στην $p1$ παράμετρο και η t_2 στην $p3$ (της σχέσης 3.4), και $Dt = t_2 - t_1$ είναι η διαφορά τους.

$$FD(t) = \frac{p0}{1 + e^{(p1-t)/p2}} + \frac{p6}{1 + e^{(t-p3)/p4}} + p5 \quad (3.4)$$

όπου η σημασία των παραμέτρων του fitting είναι:

- $p0$ και $p6$ είναι το μέγιστο ύψος (ή πλάτος) της ανερχόμενης και κατερχόμενης F-D συνάρτησης αντίστοιχα
- $p1$ και $p3$ είναι οι χρόνοι t_{FD} (λέγεται και t_0)
- $p2$ και $p4$ είναι η τ (κλίση) παράμετρος
- $p5$ είναι σταθερά που ρυθμίζει την κατακόρυφη μετατόπιση

Κάθε τέτοιο ιστόγραμμα είναι ένα φάσμα των χρόνων ολίσθησης, και από αυτό μπορεί να υπολογιστεί και η ταχύτητα ολίσθησης εφόσον το

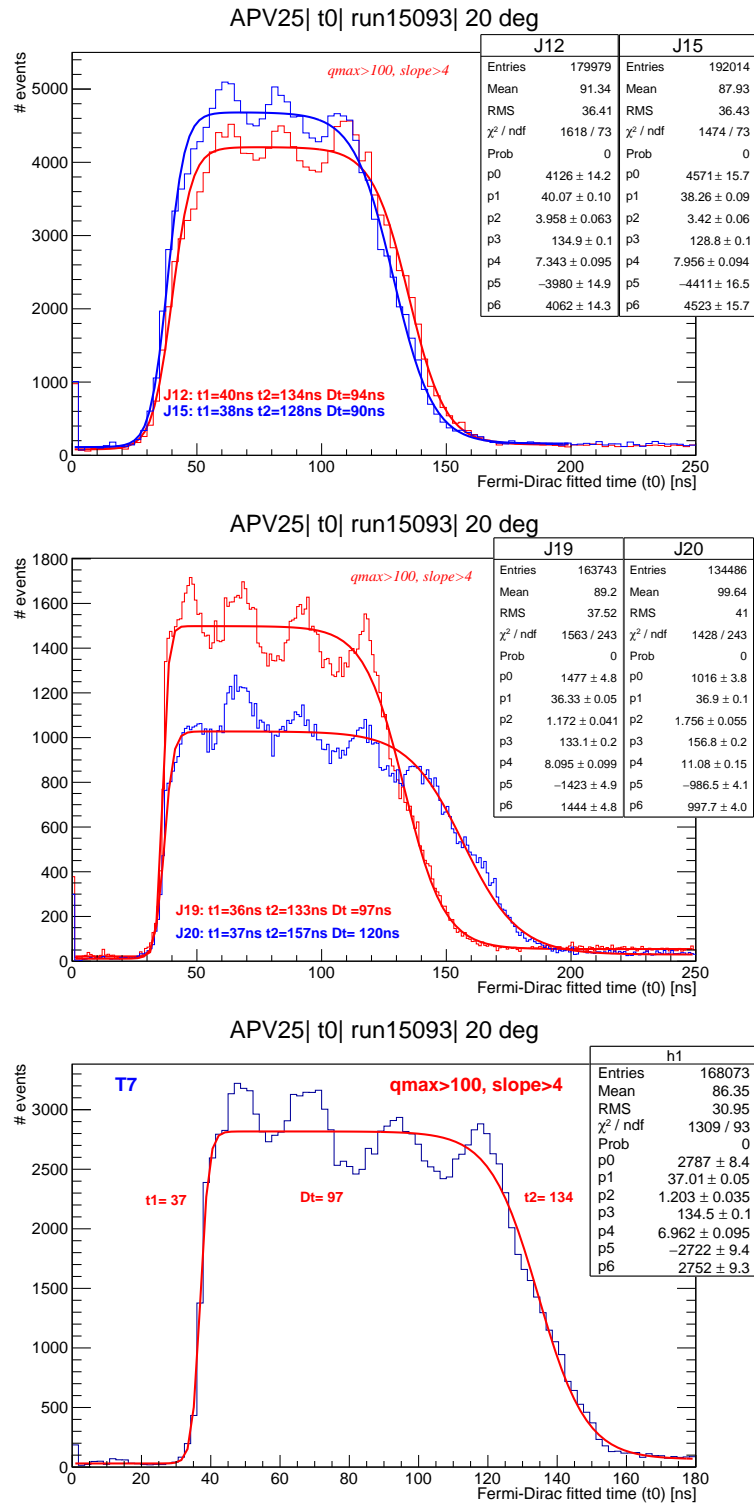
Τύπος	t_1 [ns]	t_2 [ns]	Δt [ns]	$ u_{drift} $ [$\mu\text{m}/\text{ns}$]
J12	40	134	94	53.20
J15	38	128	90	55.56
J19	36	133	96	52.08
J20	37	157	120	41.67
T7	37	134	97	51.55

Πίνακας 3.2: Οι χρονικές παράμετροι που προέκυψαν από το fitting στην κατανομή χρόνων ολίσθησης σε κλίση των ανιχνευτών 20° . Υπολογίζονται και οι ταχύτητες ολίσθησης. Παρατηρείται ότι ο J20 έχει πολύ πιο αργή ταχύτητα ολίσθησης.

ύψος της περιοχής ολίσθησης είναι σταθερό στα 5 mm. Για διάφορους τύπους ανιχνευτή τα συγκριτικά ιστογράμματα φαίνονται στο Σχ. 3.8, για μια δοκιμή με κλίση 20° και οι σχετικές τιμές που λαμβάνονται, παρατίθενται στον Πίνακα ?? . Παρατηρείται από τους υπολογισμούς ότι οι τιμές του χρόνου ολίσθησης είναι πράγματι κοντά στην τιμή της προσομοίωσης, των 46 $\mu\text{m}/\text{ns}$. Έντονη είναι επίσης η απόκλιση του J20, που έχει σημαντικά χαμηλότερη ταχύτητα, όπως φαίνεται και από τη μεγαλύτερη διασπορά του Σχ.3.8.

Κατανομές της κλίσης του παλμού

Σημαντική μέτρηση για την εξαγωγή σωστών αναλύσεων είναι αυτή της κλίσης του παλμού, η οποία ονομάζεται τ ή slope, και υπολογίζεται από τις p_2 , p_4 της Εξ. 3.4. Η παράμετρος αυτή, όπως λέει και το όνομά της δείχνει το πόσο απότομη είναι η ανερχόμενη παρυφή ενός παλμού ενός strip του APV25 (βλέπε Σχ.3.5). Στην περίπτωση που αυτή η μεταβλητή παίρνει μεγάλη τιμή είναι αρκετά σίγουρο ότι το σήμα αυτό προκαλείται από το θόρυβο των ηλεκτρονικών (ή υποβάθρου) και ότι δεν προέρχεται από ένα φυσικό γεγονός.



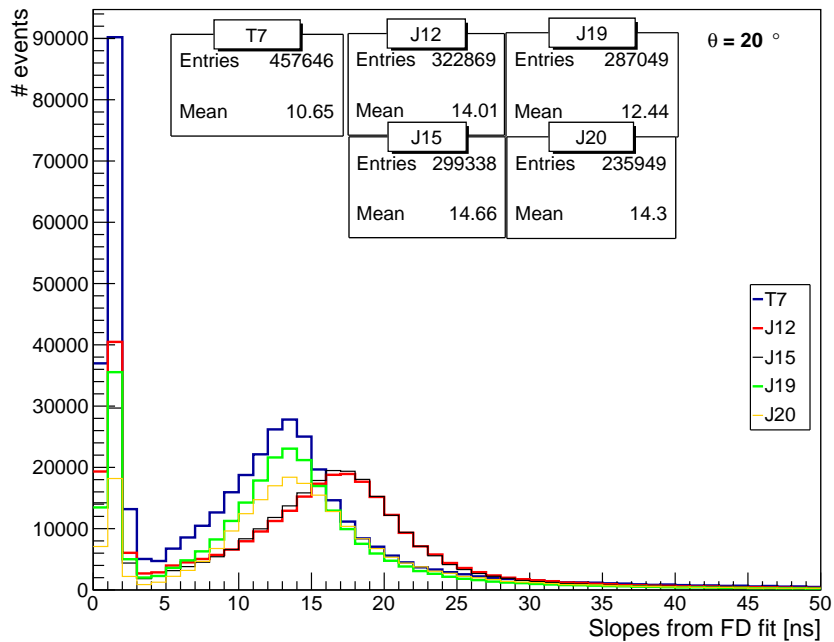
Σχήμα 3.8: Κατανομές της παραμέτρου t_{FD} που θεωρείται ο χρόνος ολίσθησης, για όλα τα events και όλα τα ενεργοποιημένα strips, για διαφορετικούς τύπους Micromegas, στις 20°.

Προκειμένου να αποκλεισθούν αυτά τα απότομα σήματα από την ανάλυση, εφαρμόζεται φίλτρο που απορρίπτει όσα σήματα - events έχουν $\tau < 4$ ns. Η σύγκριση των κατανομών της κλίσης τ , για το raw φορτίο δείχνεται στο Σχήμα 3.9.

Ειδικώς για τον T7 που έχει και τα περισσότερα entries, παρατηρείται ένας τεράστιος αριθμός γεγονότων, περισσότερο από το τριπλάσιο της πολυπληθέστερης κλάσης (αυτής στα 13 ns) σε ολόκληρη την κατανομή. Μια τέτοια συμπεριφορά δείχνει ότι από στατιστικής άποψης τα σήματα με πολύ μικρή κλίση έχουν σημαντική επιρροή στην ανάλυση οπότε και η ανάγκη να φιλτραριστούν είναι προφανής. Παρόμοιας ποιότητας είναι και οι κατανομές της κλίσης για τους υπόλοιπους ανιχνευτές, με τους J20 και J15 να δείχνουν ελαφρώς πιο αργής απόκρισης παλμούς συγκριτικά με τους υπόλοιπους τρεις, καθώς οι κατανομές τους είναι μετατοπισμένες προς τα δεξιά.

Σχέση του t_{FD} με την κλίση

Ένα ακόμα χρήσιμο ιστόγραμμα είναι αυτό της συσχέτισης της παραμέτρου t_{FD} με την κλίση του παλμού, οι οποίες περιγράφηκαν στα προηγούμενα. Όπως φαίνεται στο δεξί τμήμα του σχήματος 3.10, για τον T7, η περιοχή μεταξύ 10 - 16 nanoseconds της ποσότητας κλίσης (άξονας x) έχει πολλά γεγονότα, και ειδικά για μια τιμή του t_{FD} (άξονας y) γύρω στα 50 ns. Κοντά σε αυτές τις τιμές εντοπίζονται οι περισσότερες καταχωρήσεις χρονικών γεγονότων, κατόπιν της διαδικασίας του fitting με την Fermi-Dirac. Αυτό σημαίνει ότι πρακτικά αναμένονται κατά βάση γρήγοροι χρόνοι ανόδου με μέση τιμή τα 14 ns, εντός του χρονικού παραθύρου του APV25. Επίσης, αναμένεται μέση τιμή 89 ns για το t_{FD} και

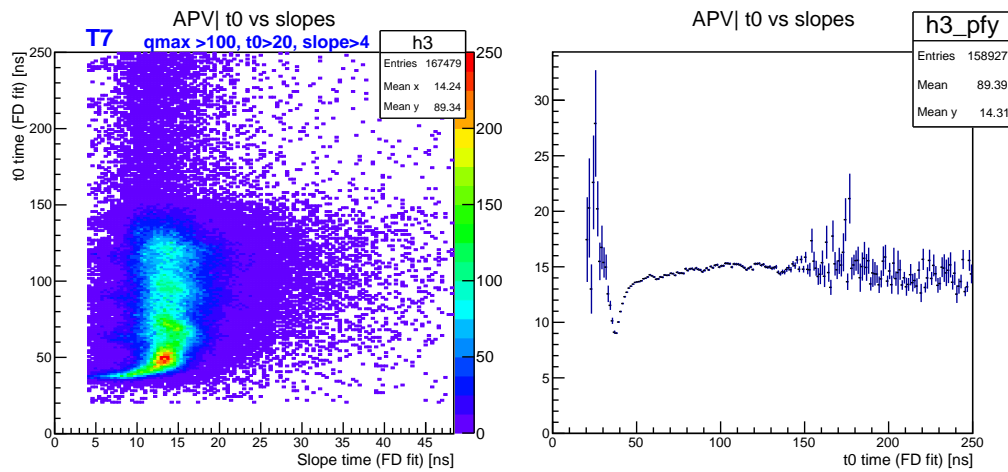


Σχήμα 3.9: Χρόνοι της κλίσης του παλμού (τ) για γωνία 20° των ανιχνευτών. Παρατηρείται πολύ μεγάλη συγκέντρωση γεγονότων στα 0 έως 4 ns. Αυτά τα events προέρχονται από προβληματικά σήματα που δημιουργούνται στα ηλεκτρονικά και γι αυτό φιλτράρονται.

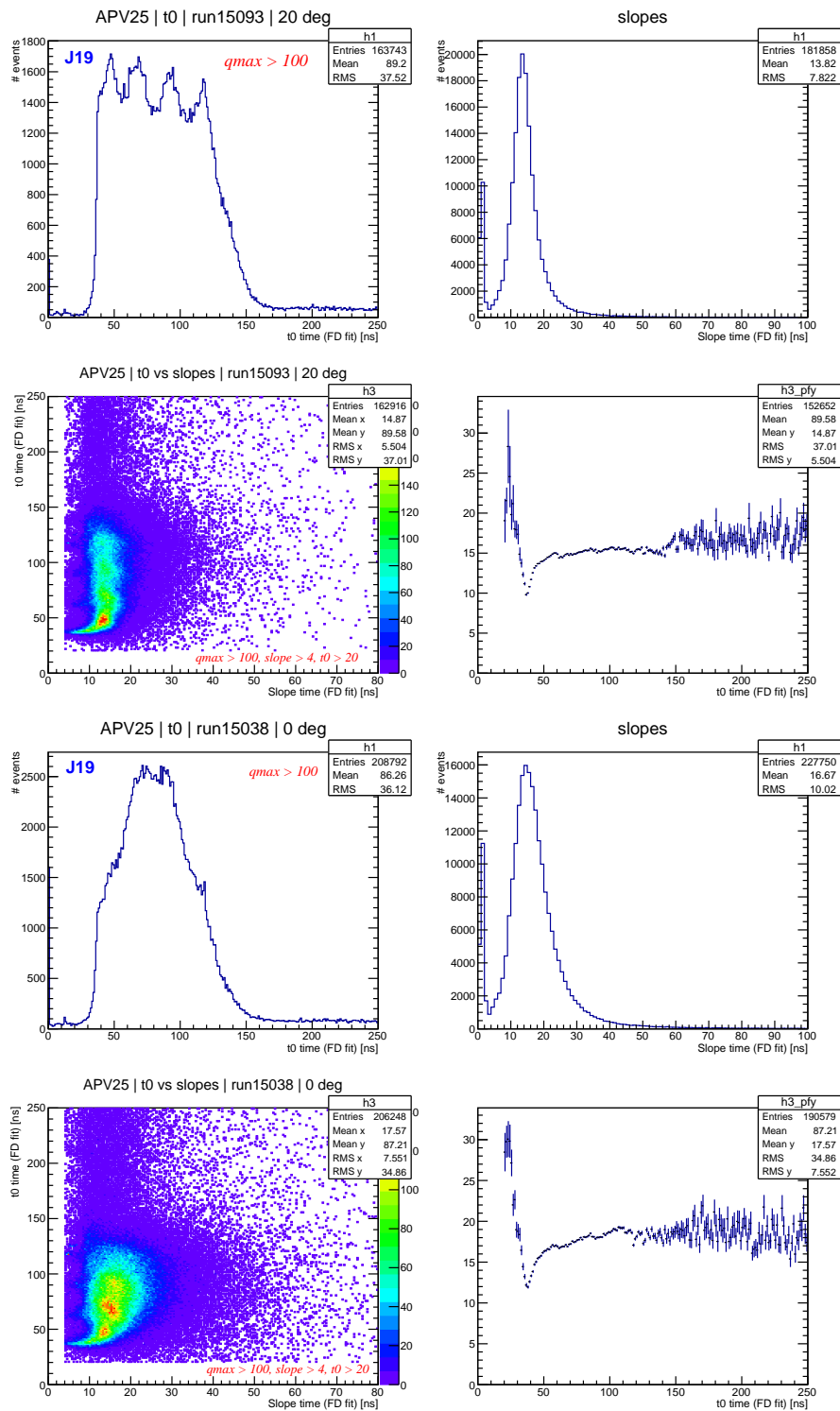
14 ns για το τ , ύστερα από την εφαρμογή των φίλτρων.

Στο δεξιό τμήμα της εικόνας, σχεδιάζεται το profile-Y του προαναφερόμενου ιστογράμματος όπου το t_{FD} αναπτύσσεται στον άξονα χ. Τα φίλτρα που εφαρμόστηκαν είναι: μέγιστο φορτίο > 100 ADC counts, $\tau > 4$ ns, και $t_{FD} > 20$ ns. Για τον J19 η ίδια ανάλυση φαίνεται στα σχήματα 3.11 για $\theta = 0^\circ$, $\theta = 20^\circ$. Στις 20° μοιάζουν αρκετά τα χαρακτηριστικά του με τον T7 ειδικά στις μέσες τιμές. Η μεγάλη συγκέντρωση γεγονότων είναι στην περιοχή t_{FD} 40-50 ns και κλίσης 12-16 ns. Στην περίπτωση της κάθετης τροχιάς η μέση t_{FD} είναι παρόμοια με το άλλο run των 20° αλλά είναι κατά περίπου 3 ns μέσο όρο αυξημένη η τιμή της κλίσης, τ . Επίσης στην περίπτωση των 0° είναι περισσότερο διευρυμένα τα γεγονότα,

συγκριτικά με την γωνία 20° .



Σχήμα 3.10: Ο χρόνος t_{FD} προς την κλίση, τ , (υπολογισμένοι με την σχέση 3.4) στις 20° . Αριστερά: το κανονικό ιστόγραμμα. Δεξιά: προφίλ ως προς το Y οπότε προβάλλεται ως προς τον y άξονα.



Σχήμα 3.11: J19: οι δύο πάνω σειρές αφορούν σε $\theta = 20^\circ$ και οι δύο κάτω σε $\theta = 0^\circ$, όπου δείχνεται και η συσχέτιση του t_{FD} προς με την κλίση του παλμού (τ). Στο σχήμα στη θέση (1,1) οι τέσσερις κορυφές οφείλονται σε διακυμάνσεις των ηλεκτρονικών APV25.

3.2.3 Χρονική διακριτική ικανότητα

Η χρονική διακριτική ικανότητα ή χρονική ανάλυση ή χρονική απόκριση, είναι ένα ποιοτικό μέτρο της μέγιστης χρονικής ακρίβειας την οποία μπορεί να δείξει ένας Micromegas, καθώς ανταποκρίνεται σε ένα σήμα ενός MIP. Η μετρούμενη χρονική ανάλυση είναι η συνέλιξη της απόκρισης του MM ανιχνευτή, της χρονικής αβεβαιότητας των front-end ηλεκτρονικών (εδώ των APVs) και την αβεβαιότητα που εισάγεται κατά την διαδικασία της εξαγωγής της χρονικής τιμής κατά την ανάλυση των δεδομένων [26].

Θεωρώντας δύο πανομοιότυπους ανιχνευτές, όπως για παράδειγμα το ζεύγος J12 - J15, ή οποιοδήποτε άλλο ζεύγος όμοιων ανιχνευτών, ο υπολογισμός της χρονικής ανάλυσης απαιτεί πρώτον τον υπολογισμό του t_{FD} χρόνου για κάθε strip και για όλα τα events. Στη συνέχεια πρέπει να αφαιρεθούν οι τιμές των μεταβλητών αυτών του κάθε ανιχνευτή μεταξύ τους όποτε λαμβάνεται η χρονική διαφορά ή το υπόλοιπο (residual) και τελικώς να διαιρεθούν με $\sqrt{2}$. Η σχέση 3.5 υπολογίζει τον υπολογισμό της διαφοράς αυτής που είναι η βάση για την κατασκευή της τελικής κατανομής των διαφορών. Στο σχήμα 3.12, η χρονική ανάλυση δύο ζευγών Micromegas, των J12-J15 και J19-J20 παρουσιάζεται. Προτιμάται αυτός ο συνδυασμός καθώς αυτοί είναι οι εγγύτεροι μεταξύ τους ανιχνευτές (όπως φαίνεται στο Σχ. 3.1). Αναγκαίο είναι και το fitting με μια γκαουσιανή συνάρτηση (Gaussian), ώστε να εξαχθεί η τυπική απόκλιση αυτής της συνάρτησης που αποτελεί την τελική τιμή της χρονικής διακριτικής ικανότητας [44]. Με αυτόματο τρόπο όταν ολοκληρωθεί το fitting, το ROOT υπολογίζει την τυπική απόκλιση σ , της οποίας η φυσική σημασία είναι η ζητούμενη χρονική ανάλυση και των δύο ανιχνευτών.

$$residual = \frac{t_{FD(MM1)} - t_{FD(MM2)}}{\sqrt{2}} \quad (3.5)$$

Σε μια προσπάθεια να γίνει πιο πλήρες το fitting των δεδομένων περιλαμβάνοντας και τις "ουρές", χρησιμοποιείται η υπέρθεση δύο γκαουσιανών συναρτήσεων με βάρους, που ονομάζονται core και tails[43]. Η πρώτη από αυτές αναφέρεται στο κεντρικό μέρος της κατανομής, ενώ η δεύτερη στις πλευρές όπου οι τιμές εκτείνονται στο δεξί και αριστερό όριο του ιστογράμματος. Η στάθμιση των δύο αυτών οδηγεί στην σταθμισμένη (weighted) συνάρτηση fitting η οποία περιγράφει με μεγαλύτερη ακρίβεια την κατανομή και λέγεται επίσης σταθμισμένος μέσος όρος των δύο γκαουσιανών. Η σχέση στάθμισης όπου $\sigma_{core(tails)}$ είναι η τυπική απόκλιση και $\sigma_{core(tails)}$ είναι το ύψος της κατανομής είναι η ακόλουθη

$$\sigma_{weighted}^2 = \int_{core} \sigma_{core}^2 + \int_{tails} \sigma_{tails}^2 \quad (3.6)$$

όπου

$$\int_{core(tails)} = \frac{p_{core(tails)}\sigma_{core(tails)}}{p_{core}\sigma_{core} + p_{tails}\sigma_{tails}} \quad (3.7)$$

Η διαδικασία του διπλού fitting είναι αρκετά απαιτητική και γίνεται με συνεχή trials and errors.

Αρχικά δημιουργείται μια διπλή γκαουσιανή όπως αυτή περιγράφεται από την εξίσωση 3.8

$$f(t) = p_0 e^{\frac{-(t-p_1)}{2p_2^2}} + p_3 e^{\frac{-(t-p_4)}{2p_5^2}} \quad (3.8)$$

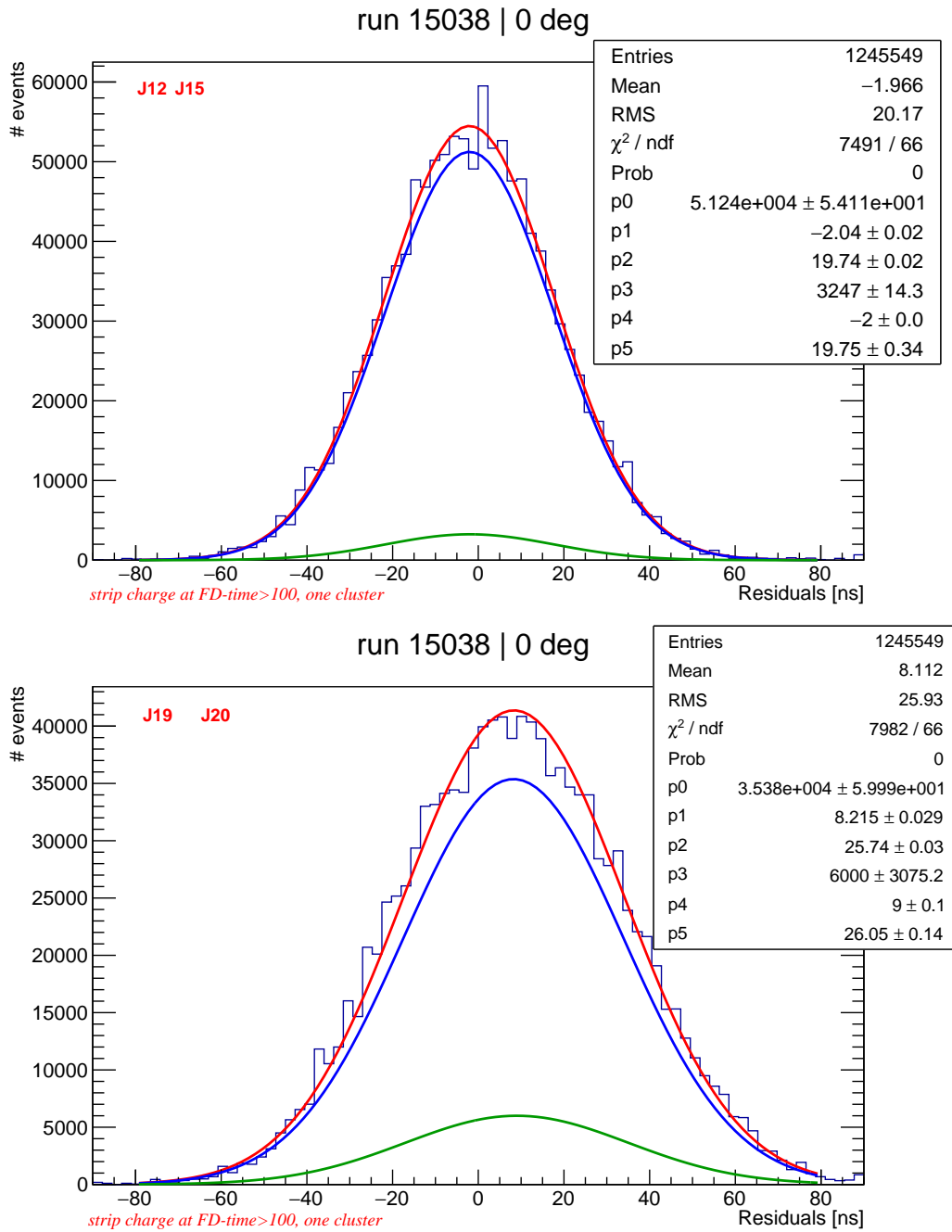
όπου για p_0 , p_1 , p_2 είναι το ύψος, η μέση τιμή και η τυπική απόκλιση αντίστοιχα για την core και ομοίως τα p_3 , p_4 , p_5 για την tails. Στη συνέχεια με τη χρήση του Fit Panel του ROOT και με δυναμική προσαρμογή των τιμών αρχικοποίησης στον πηγαίο κώδικα του ιστογράμματος (μια διαδικασία ανάδρασης), επιτυγχάνεται το καλύτερο δυνατό fit, το οποίο πρέπει να είναι το βέλτιστο ακριβώς διότι από αυτό προκύπτουν οι τιμές των τυπικών αποκλίσεων τόσο για την tails, την core αλλά και την weighted συνάρτηση. Η τυπική απόκλιση της κεντρικής συνάρτησης, σ_{core} (p_2) είναι τελικώς η εγγενής χρονική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή [45].

Όπως παρατηρείται στο Σχ. 3.12 για την κάθετη τροχιά η βέλτιστη χρονική ικανότητα είναι 19,54 ns για τους J12 και J15, ενώ για τους J19 και J20 είναι 24,93 ns. Τα φίλτρα που εφαρμόστηκαν είναι πρώτον να αναλύεται ένας μόνο cluster από strips και δεύτερον το φορτίο ανά strip, στο χρόνο t_{FD} να είναι μεγαλύτερο από 100 (παράμετρος $st_qfit_fd > 100$ στο RecoMM).

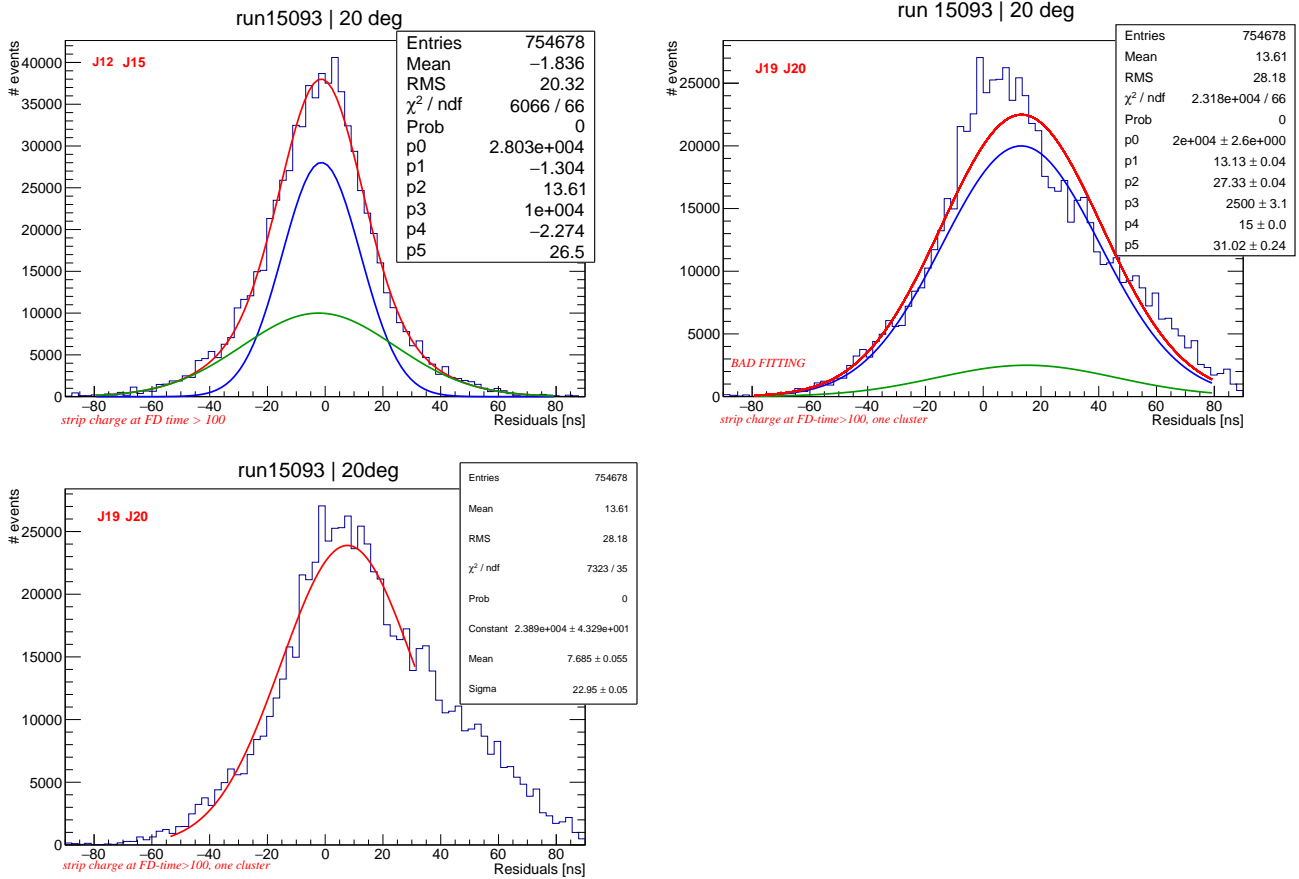
Ακολουθεί ένας συνοπτικός πίνακας με τη βέλτιστη χρονική ανάλυση που παρουσιάζουν οι J ανιχνευτές και παρατίθεται για σύγκριση και ο T ανιχνευτής.

Τύπος / Γωνία	0°			20°		
	$\frac{\sigma_{core}}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sigma_{tails}}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sigma_{weighted}}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sigma_{core}}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sigma_{tails}}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sigma_{weighted}}{\sqrt{2}}$
J12, J15	19.54	18.23	19.7	13.61	26.5	19.92
J19, J20	24.93	25.1	25.78	22.95	n/a	n/a
T	n/a	n/a	n/a	11.52	19.87	13.6

Πίνακας 3.3: Χρονική διακριτική ικανότητα σε nanoseconds για διάφορους MM. Η σημαντικότερη τιμή είναι το $\frac{\sigma_{core}}{\sqrt{2}}$. Για τους J19-J20 στις 20°, η τιμή είναι κατά προσέγγιση, λόγω κατασκευής του J20. Οι τιμές για τον T προέρχονται από το [43].



Σχήμα 3.12: Στην επάνω εικόνα για τους J12, J15 έχει υπολογιστεί η διαφορά χρόνου δια $\sqrt{2}$ (δηλαδή το $\sigma_{\text{resolution}}$), ενώ στην κάτω για τους J19-J20. Θεωρούνται ανά ζεύγη πανομοιότυποι. Ο J20 έχει προβληματική συμπεριφορά λόγω ανομοιογένειας του πλέγματος. Κλίση ανιχνευτών 0° .



Σχήμα 3.13: Για γωνία 20° η χρονική ανάλυση των J12, J15 και των J19, J20 ανιχνευτών, όπου τα δεδομένα δεν ακολουθούν γκαουσιανή κατανομή ακριβώς και γι' αυτό παρουσιάζεται το αρχικό - προβληματικό fitting αλλά και τελικό για το τμήμα των δεδομένων που παραμένει γκαουσιανή η κατανομή.

Κεφάλαιο 4

Μελέτη της χωρικής απόκρισης

Το κεφάλαιο αυτό αναφέρεται στους clusters που κατασκευάζονται πριν γίνει η ανάλυση των δεδομένων και γίνεται επίσης μια ανάλυση για τον υπολογισμό της βέλτιστης χωρικής διακριτικής ικανότητας των Micromegas. Ακόμα κατασκευάζεται ο χάρτης απόδοσης και συζητείται το θέμα της απόδοσης των floating mesh J ανιχνευτών.

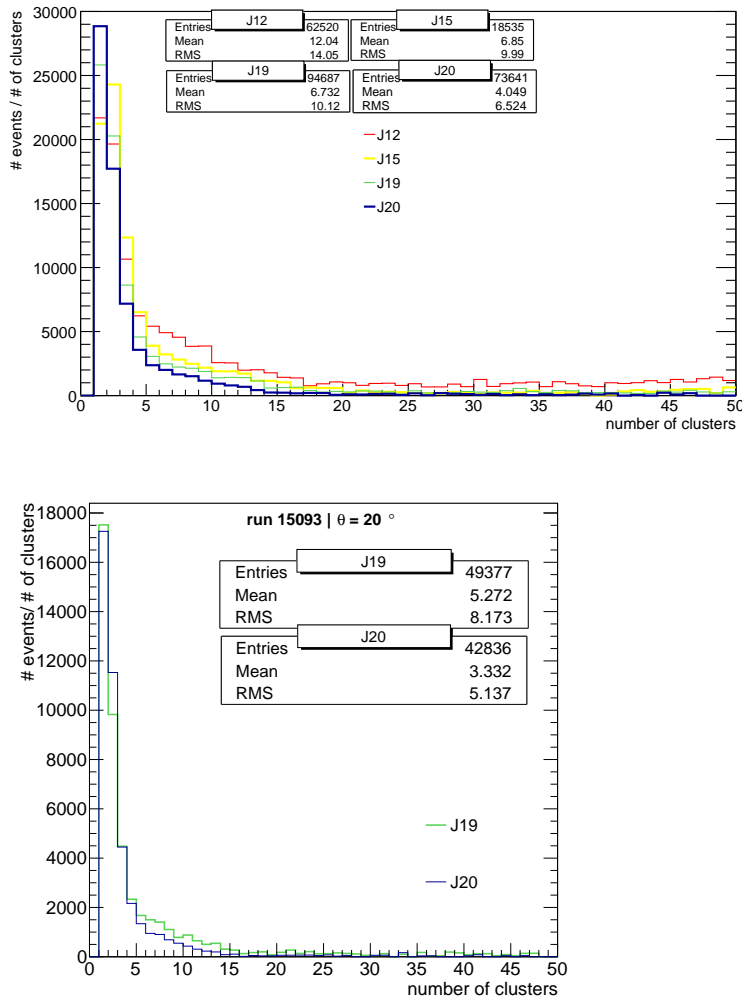
4.1 Μέγεθος των clusters

Η διαδικασία του clustering γίνεται από το RecoMM, η βασική αρχή του οποίου είναι ο έλεγχος όλων των strip σε ένα γεγονός για να βρεθούν συνεχόμενα strips των οποίων το φορτίο ξεπερνά ένα κατώτατο όριο και ορίζεται έτσι ένας cluster. Στη περίπτωση τροχιών με γωνία χρησιμοποιείται ο μετασχηματισμός Hough. Αναλυτικά περιγράφεται στο [43] - σ.248.

Ανάλογα με την κλίση της τροχιάς, μεταβάλλεται πρώτον ο αριθμός των strips τα οποία αποτελούν έναν cluster και δεύτερον ο αριθμός των clusters οι οποίοι δημιουργούνται συνολικά στον ανιχνευτή ανά ένα γεγονός - διερχόμενο σωματίδιο. Στις κάθετες τροχιές ο αριθμός των clusters είναι αρκετά μικρότερος συγκριτικά με το αριθμό στις τροχιές υπό κλίση. Υπάρχουν αναφορές για μέσο αριθμό 3.2 strips/cluster [13] ή και 4 strips/cluster σε κλίση 0° , ενώ σε γωνίες 40° φτάνουν τα 9 strips [43]. Για την περίπτωση μιας δέσμης κάθετης στην επιφάνεια των ανιχνευτών και για δέσμη σε γωνία 20 μοιρών ο αριθμός των clusters φαίνεται στο Σχήμα 4.1 ενώ ο αριθμός των strips στο 4.2, και σε αυτά κανένα φίλτρο δεν έχει τεθεί σε εφαρμογή.

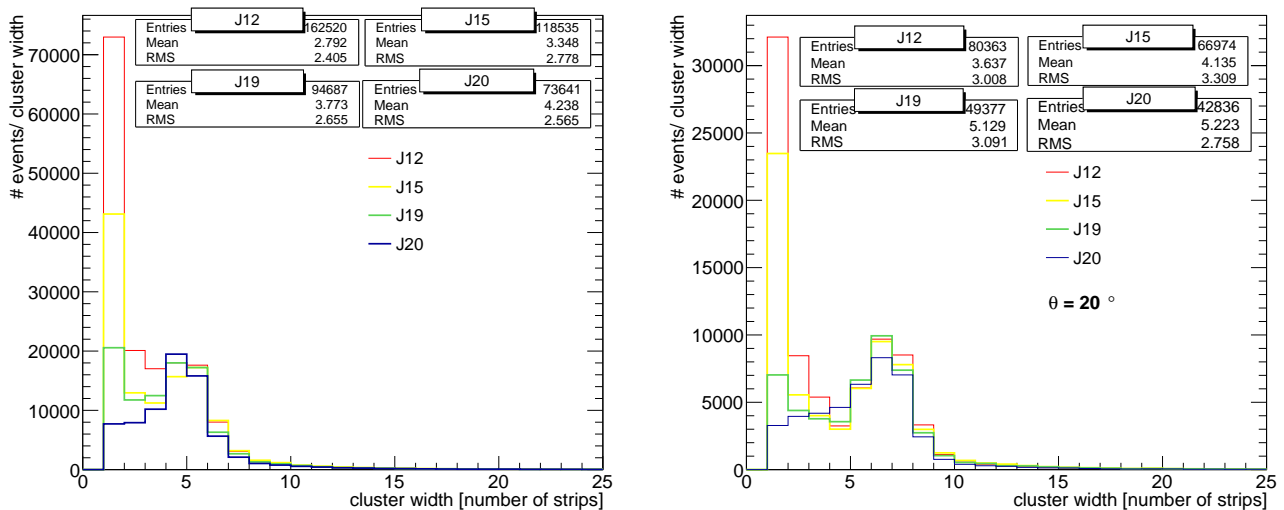
4.2 Χωρική διακριτική ικανότητα

Όπως καθορίστηκε και στο πρώτο κεφάλαιο η απαίτηση του NSW για την χωρική ανάλυση ορίζεται σε μικρότερη από 100 μm για μονό επίπεδο ανιχνευτών και για ολόκληρη την επιφάνεια που καλύπτουν, ώστε να γίνεται επαρκής η ακρίβεια στην ανάλυση της ορμής των μιονίων [10]. Επεξεργασία για αυτή η χωρική ανάλυση γίνεται σε αυτήν την ενότητα. Μελετήθηκαν οι ανιχνευτές



Σχήμα 4.1: Πάνω: ο αριθμός των clusters που δημιουργήθηκαν συνολικά σε ένα run 0° , για τους J ανιχνευτές. Κάτω: αντίστοιχα για τις 20° .

και ως προς την βέλτιστη χωρική διακριτική τους ικανότητα. Αυτή ορίζεται ως η μεγαλύτερη δυνατή ακρίβεια στη θέση επί της επιφάνειας του readout στην οποία μπορεί να αναγνωρισθεί ένα γεγονός, μοναδικού διερχόμενου σωματιδίου. Έχουν αναπτυχθεί δύο μέθοδοι για την ανακατασκευή της θέσης κρούσης του σωματιδίου. Αυτές είναι η μέθοδος κέντρου βάρους (Centroid) και η μ TPC (micro Time Projection Chamber). Ειδικά για τροχιές κάθετες στο επίπεδο των ανιχνευτών πολύ καλή ακρίβεια ανακατασκευής δίνει η μέθοδος Centroid, η οποία και περιγράφεται παρακάτω, λόγω αδυναμίας να περιγράψει με ακρίβεια της θέση για τροχιές με κλίση. Είναι η κυρίως μέθοδος ανάλυσης στην παρούσα εργασία. Σε τροχιές με κλίση, σχετικά με το επίπεδο των ανιχνευτών είναι πολύ περισσότερο ακριβής η μ TPC, η οποία βασίζεται στην μέτρηση του χρόνου άφιξης των ηλεκτρονίων. Στο Σχ. 4.3 δίνεται η βέλτιστη χωρική ανάλυση που μπορεί να επιτευχθεί με τις δύο μεθόδους, αλλά και τον συνδυασμό τους.



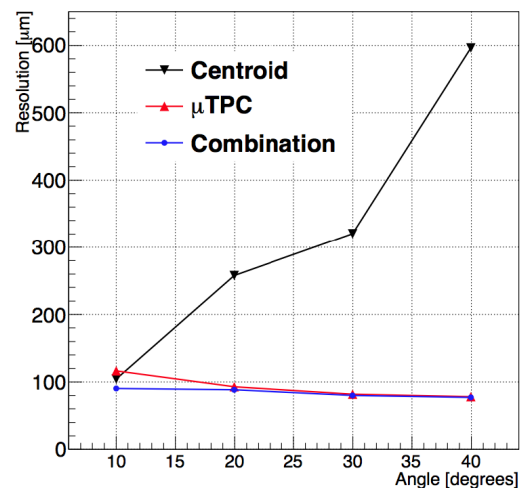
Σχήμα 4.2: Κατανομή του πλάτους των clusters ανά ανιχνευτή σε ένα $\text{run } 0^\circ$ (αριστερά) και ένα 20° (δεξιά), για τους J ανιχνευτές, λαμβάνοντας υπόψιν όλους τους clusters που τυγχάνει να δημιουργηθούν σε καθέναν ανιχνευτή.

4.2.1 Μέθοδος κέντρου βάρους

Συνήθως ένα σωματίδιο που διασχίζει τον ανιχνευτή, ενεργοποιεί 2 - 4 strips τα οποία δημιουργούν έναν cluster. Ειδικά για τις τροχιές που προσπίπτουν κάθετα στο επίπεδο του MM εφαρμόζεται η μέθοδος κέντρου βάρους (κεντροειδές, centroid) για τον υπολογισμό της θέσης όπου "προσέκρουσε" το σωματίδιο. Είναι ακριβής διότι τα ηλεκτρόνια φτάνουν κυρίως σε ένα strip, ενώ μερικά φθάνουν στα αμέσως γειτονικά strips κυρίως λόγω της διάχυσης. Το σημείο πρόσκρουσης P υπολογίζεται από την σχέση

$$P = \frac{\sum_{i=1}^n x_i q_i}{\sum_{i=1}^n q_i} \quad (4.1)$$

Το x_i είναι το κέντρο του strip, δηλαδή η θέση και το q_i είναι το φορτίο που του αντιστοιχεί. Υπολογίζεται από το RecoMM κάνοντας το παραπάνω άθροισμα σε όλα τα strips του ίδιου cluster.



Σχήμα 4.3: Εξάρτηση της χωρικής διακριτικής ικανότητας από την γωνία πρόσπτωσης της τροχιάς για διαφορετικές τεχνικές ανακατασκευής. Ο συνδυασμός των δύο τεχνικών οδηγεί στην μεγαλύτερη ακρίβεια [12].

Στην περίπτωση των resistive MM υπάρχει εξάρτηση της ανακατασκευής της θέσης πρόσκρουσης τόσο από την ακριβή κατάτμηση των readout strips αλλά και από το υλικό, δηλαδή την αγωγιμότητά του, και τη γεωμετρία του επιπέδου των resistive strips. Αυτές οι παράμετροι, μεταβάλλονται με το συνολικό φορτίο το οποίο επάγεται στο readout σύστημα (ανά φορτισμένο σωματίδιο) και τον αριθμό των strips με σήμα πάνω από το κατώφλι [43]. Ακόμα είναι μετρημένο ότι το σήμα είναι σημαντικά μεγαλύτερο στα strips διεύθυνσης Y σε σύγκριση με αυτά της διεύθυνσης X, λόγω της μεγαλύτερης απόστασης του X επιπέδου από το επίπεδο των resistive strips [46]. Άλλωστε αυτή η κατασκευαστική διαφορά οδηγεί και σε διαφορετική κατανομή στους χρόνους ολίσθησης του Y επιπέδου [43] - σ.116.

Στο Σχήμα 4.4 φαίνεται η κατανομή της διαφοράς της θέσης του cluster για έναν cluster ανά γεγονός, για δύο πανομοιότυπους MM, τιμή η οποία έχει διαιρεθεί με $\sqrt{2}$ παρόμοια τη σχέση για την χρονική ανάλυση και δίνεται από την ακόλουθη σχέση

$$spatial.diff. = \frac{clusterpos(MM1) - clusterpos(MM2)}{\sqrt{2}} \quad (4.2)$$

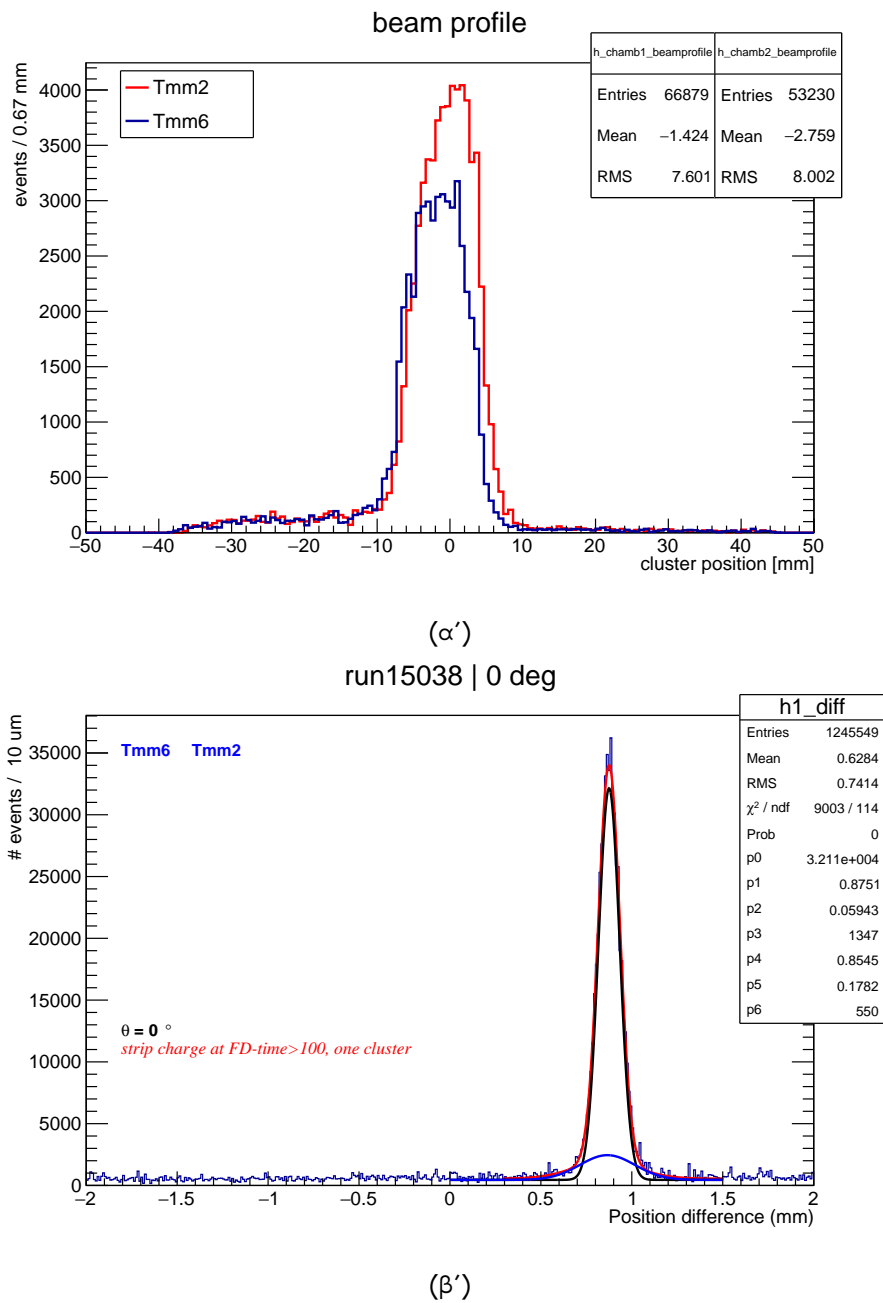
Στη συνέχεια γίνεται η ανάλυση των J ανιχνευτών. Ο ανιχνευτής J12 θεωρείται αναφοράς στην μελέτη αυτή και έχει 128 μm κενό ενίσχυσης, και κατασκευάστηκε με Kardon τύπου EN. Με βάση τα προηγούμενα, μελετήθηκε για κάθετη τροχιά, η χωρική διακριτική ικανότητα, για τους συνδυασμούς ανιχνευτών: J12-J15, J19-J20, στο Σχ.4.5. Όπως και σε προηγούμενες αναλύσεις, έχει τεθεί ελάχιστο όριο στο φορτίο του καθενός strip, τη χρονική στιγμή t_{FD} να είναι 100 ADC counts.

Η ανάλυση του ζεύγους J19, J20 είναι 61 μm και βρίσκεται αρκετά κοντά σε εκείνη που παρουσιάζουν οι Tmm, και σίγουρα επαρκής για τις ανάγκες της αναβάθμισης. Φαίνεται πως οι κατασκευαστικές ατέλειες λόγω του πλεούμενου mesh δεν είναι ικανές ώστε να χειροτερεύσουν την χωρική διακριτική ικανότητα, όπως διαπιστώθηκε ότι γίνεται με την χρονική διακριτική ικανότητα. Στο Σχήμα 4.6 τα ανάλογα ιστογράμματα για την χωρική ανάλυση του J12 σε σύγκριση με τους J19, J20 οι οποίοι δεν είναι ολόιδιοι με αυτόν, αλλά έχουν μικρότερο κενό ενίσχυσης. Στον Πίνακα 3.3 δίνονται συνοπτικά τα αποτελέσματα για την χωρική ανάλυση των ανιχνευτών, όπου οι J19, J20 επιτυγχάνουν 61.4 μm , και ο μέσος όρος από τις δύο υπολογισμένες για τον J12 είναι 60.6 μm .

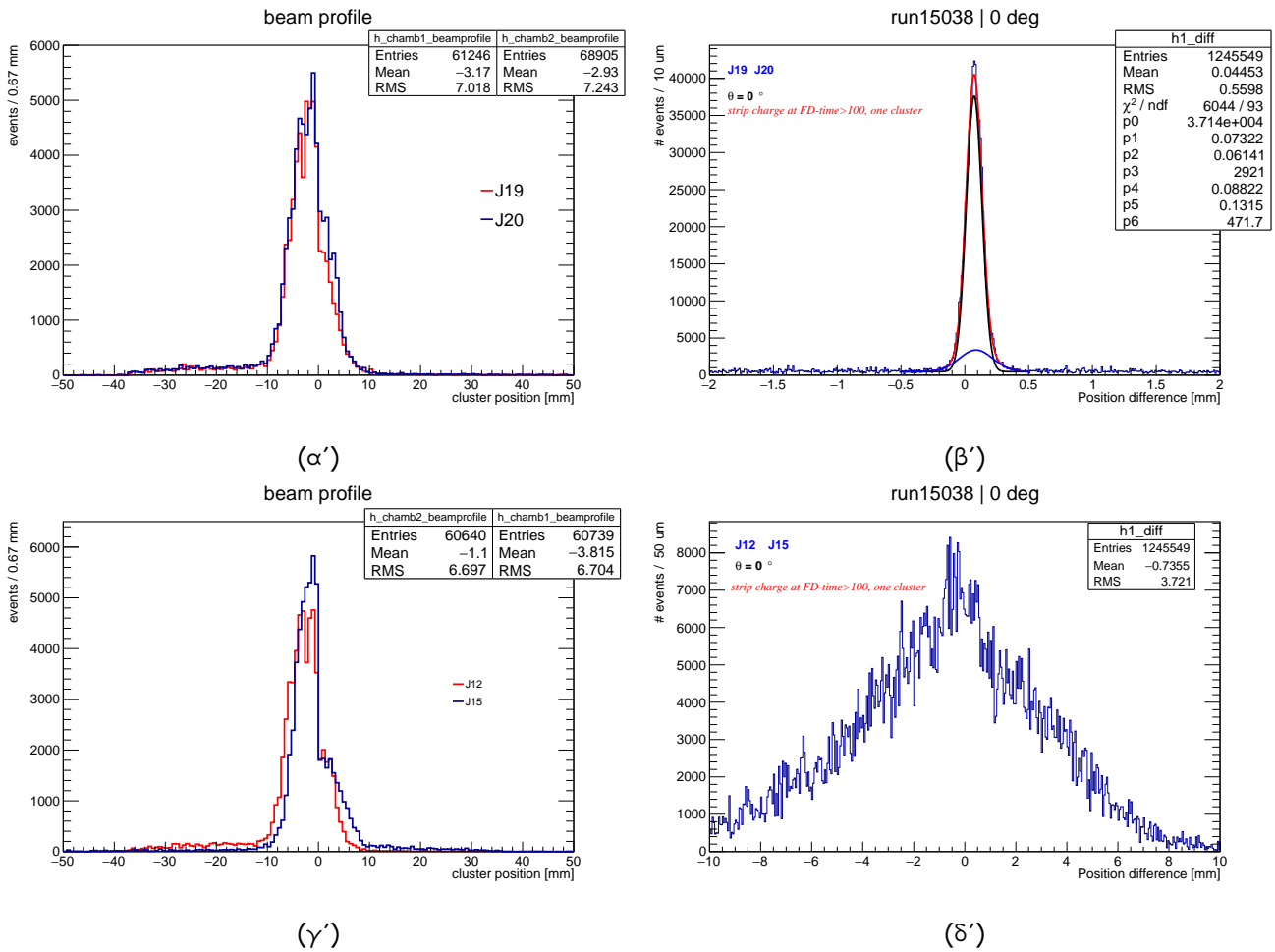
Τύπος	σ_{core} [μm]	σ_{tails} [μm]	$\sigma_{weighted}$ [μm]
Tmm2, 6	59	178.2	81.7
J19, J20	61.4	131.5	75.6
J12, J20	56.7	103.6	73.1
J12, J19	64.5	135.4	74.2

Πίνακας 4.1: Οι τιμές της βέλτιστης χωρικής ανάλυσης για διαφορετικά ζεύγη MM σε κλίση 0° .

Από μελέτες που έγιναν μετά τη δοκιμαστική δέσμη Νοεμβρίου 2015 [47], διαπιστώνεται ότι για δεδομένη (επιθυμητή) τιμή του κέρδους οι T (και γενικώς τύπου bulk) Micromegas το επιτυγχάνουν



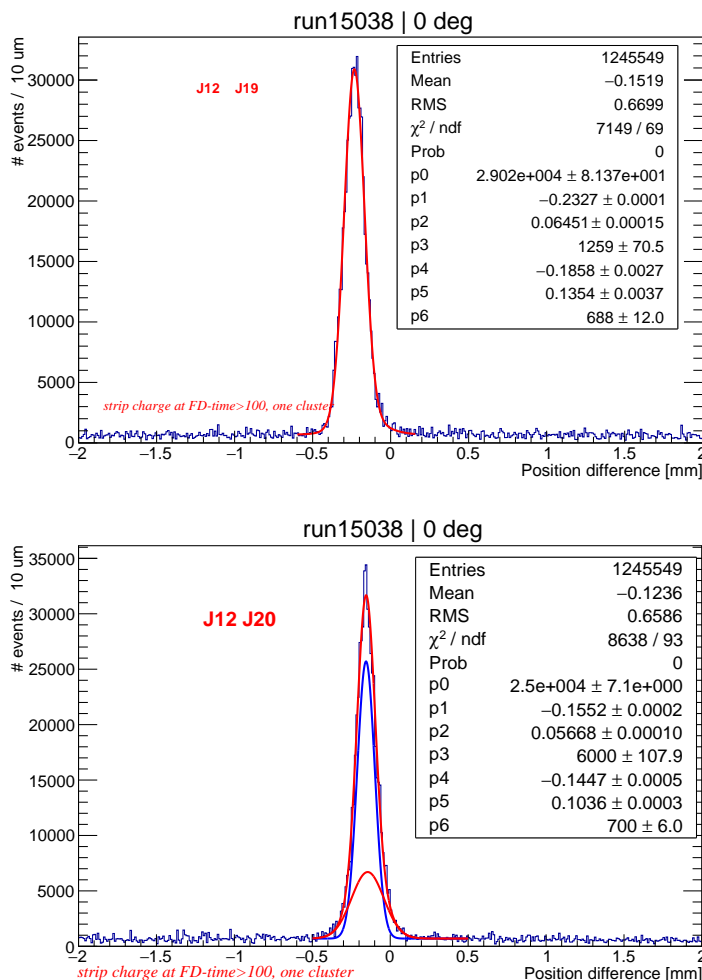
Σχήμα 4.4: Στην εικόνα (a) φαίνεται το προφίλ της δέσμης, ενώ στη (b) η διαφορά θέσης μεταξύ δυο πανομοιότυπων ανιχνευτών, για έναν cluster στον καθένα, από όπου προκύπτει και βέλτιστη χωρική ανάλυση 59 μm .



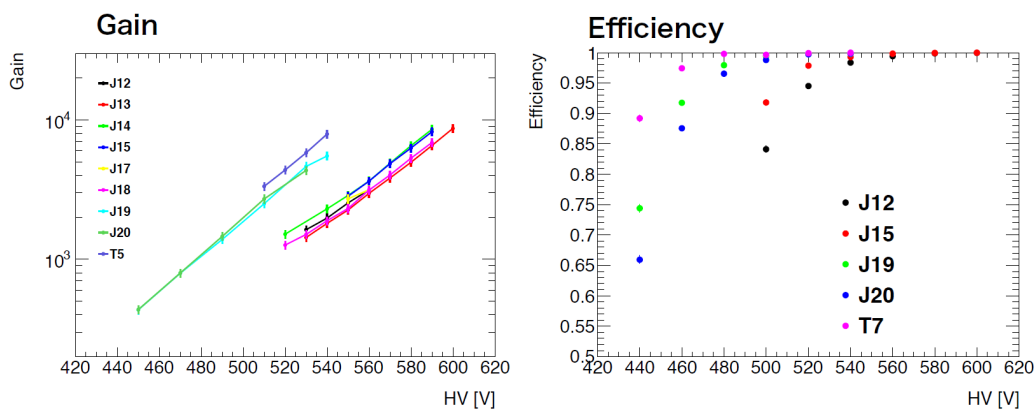
Σχήμα 4.5: Στην πάνω γραμμή για τους J19, J20 φαίνεται το προφίλ της δέσμης και η βέλτιστη χωρική διακριτική ικανότητα. Στην κάτω γραμμή για τους J12-J5.

σε μικρότερη Υ.Τ. αλλά και επίσης παρουσιάζουν καλύτερη απόδοση. Ομοίως οι floating mesh με 100 μm κενό ενίσχυσης (J19, J20) έχουν καλύτερο κέρδος από τους floating με 128 μm κενό (J12, J15 και J13,14,17,18 που δεν εξετάζονται στο παρόν κείμενο). Η αντίσταση των J19, J20 μετρήθηκε στο 1.2 - 1.8 $\text{M}\Omega/\text{sq}$, δηλαδή σχεδόν ίδια με τους άλλους chambers. Στο Σχ. 4.7 φαίνονται αυτές οι χαρακτηριστικές τιμές. Παρατηρείται ότι όσον αφορά το κέρδος, για τιμή 8×10^3 ο T5 απαιτεί 530 V ενώ οι J19 και J20, 590 V. Παρομοίως για το efficiency, ενώ για τιμή κοντά στη μονάδα (την καλύτερη δυνατή) ο T7 απαιτεί 485 V, οι ανιχνευτές J19 και J20 απαιτούν 505 V.

Στο Σχήμα 4.8 παρουσιάζονται οι χάρτες απόδοσης για τους J12, J15, J19, J20 όπου διαπιστώνεται μερικώς μη-αποδοτικός μόνο ο J12 (λωρίδα στα αριστερά), λόγω κατασκευαστικού λάθους, όπου η ευαίσθητη περιοχή του έχει μετατοπιστεί κατά περίπου 5 mm. Μετά το τέλος της δοκιμαστικής δέσμης παρατηρήθηκε ότι το κενό ολίσθησης του J20 είναι ανομοιογενές. Η αιτία αυτής της κατασκευαστικής ατέλειας είναι το πάχος της κόλας του πλαισίου του J20 το οποίο είναι περίπου 0.5 mm και φυσικά δεν είναι αμελητέο[47]. Αυτή η ανομοιογένεια του κενού ολίσθησης οδηγεί τον ανιχνευτή J20 να έχει και μεγαλύτερο χρόνο ολίσθησης όπως φάνηκε και στα αποτελέσματα της

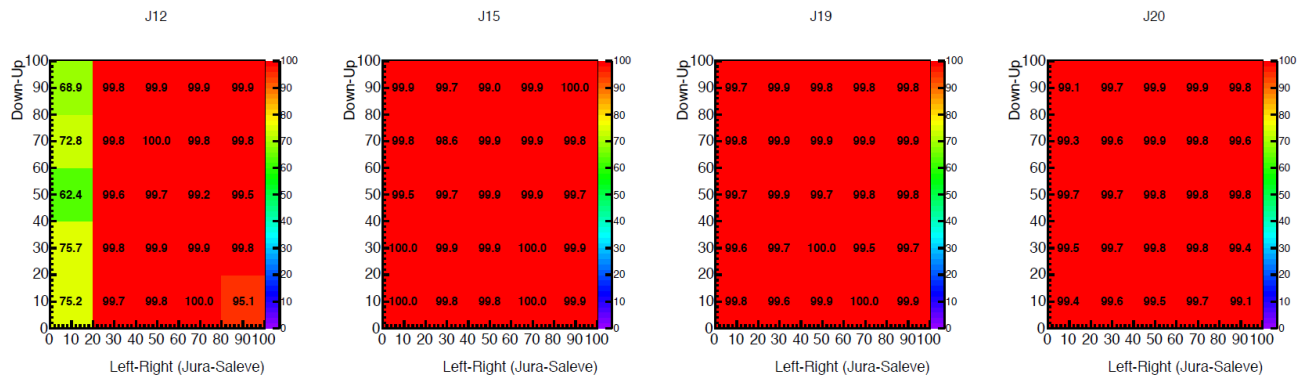


Σχήμα 4.6: Η βέλτιστη χωρική διακριτική ικανότητα (ανάλυση) του ανιχνευτή J12 σχετικά με τους παρόμοιους J19, J20 σε κλίση 0° .



Σχήμα 4.7: Στα αριστερά φαίνεται το κέρδος για όλους τους ανιχνευτές τύπου J και τον T5. Στα δεξιά οι τιμές της απόδοσης διαφορετικών ανιχνευτών σε σχέση με την υψηλή τάση (HV) της περιοχής ενίσχυσης. Είναι φανερό ότι για τους J12, J15 που έχουν μεγαλύτερο κενό απαιτείται υψηλότερη τάση για ίση απόδοση με τους J19, J20 [47, 48].

παραγράφου 3.2.3.



Σχήμα 4.8: Χάρτες απόδοσης για τους J ανιχνευτές του Test Beam. Μόνο μια λωρίδα του J12 έχει χαμηλότερη απόδοση [47].

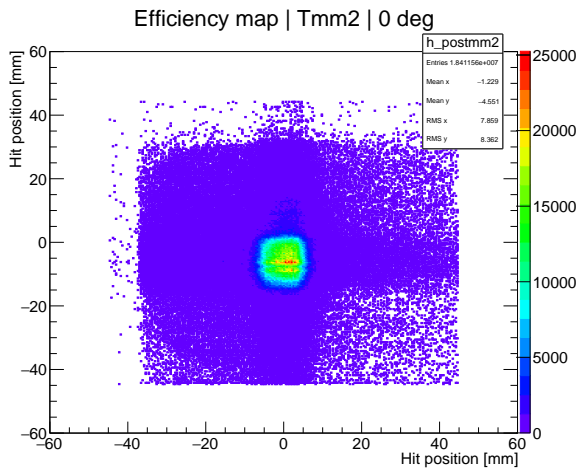
4.3 Μελέτη της απόδοσης

Επιδιώκεται να δημιουργηθεί ο χάρτης απόδοσης για κάποιον ανιχνευτή, καθώς δείχνει την απόκριση του στα διερχόμενα σωματίδια. Ειδικότερα εξετάζεται κατά πόσο η κάθε περιοχή του ανιχνευτή ανταποκρίνεται σε έναν αριθμό διερχόμενων σωματιδίων μίας δέσμης. Με άλλα λόγια κατά πόσο "ανάβουν" τα κανάλια που βρίσκονται σε εκείνη την περιοχή την οποία διαπερνά η δέσμη, έτσι ώστε να βγεί μια χαρτογράφηση που δείχνει εάν όλες οι περιοχές του ανιχνευτή είναι το ίδιο 'ευαίσθητες' δηλαδή εάν ενεργοποιούνται με τον ίδιο τρόπο όταν υπάρχουν διερχόμενα σωματίδια. Ο χάρτης αποτυπώνει τις θέσεις στο επίπεδο ΧΥ από τις οποίες πέρασαν κάποια σωματίδια. Οι διευθύνσεις Χ και Υ αντιστοιχούν στους δύο προσανατολισμούς των readout strips για ανιχνευτές κατασκευασμένους με 2D readout, όπως είναι οι Tmm.

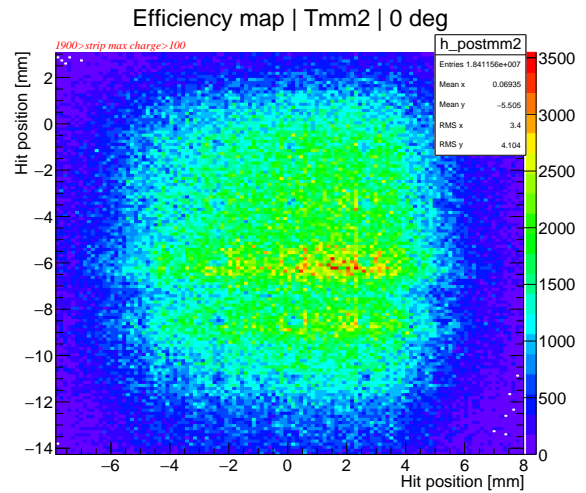
Προκειμένου να δημιουργηθεί ένας τέτοιος χάρτης, απαιτείται ένα 2Δ ιστόγραμμα το οποίο να απεικονίζει τη θέση κρούσης/διέλευσης του σωματιδίου κατά μήκος του κάθε άξονα. Για να γίνει η μελέτη πρέπει οι ανιχνευτές είναι κάθετα τοποθετημένοι ως προς τη δέσμη (0°) οπότε χρησιμοποιείται η μέθοδος centroid και επίσης είναι σημαντικό να επιλεγθεί ένα run με πολύ μεγάλο αριθμό events ώστε να υπάρχει υψηλό στατιστικό δείγμα και έτσι να αποτυπώνεται το μοτίβο των υποστηρικτικών pillars, στις απόλυτες θέσεις τους πάνω στο επίπεδο ΧΥ.

Όπως είναι αναμενόμενο, επειδή η θέση της δέσμης είναι συγκεκριμένη και σταθερή σε απόλυτες συντεταγμένες, καθ' όλη τη διάρκεια ενός run, το "αποτύπωμα" της θέσης κρούσης του συνόλου των διερχόμενων σωματιδίων απλώνεται γύρω από μια μικρή περιοχή διαστάσεων $18 * 18 \text{ mm}^2$. Στο Σχήμα 4.9 η αριστερή στήλη δείχνει το "αποτύπωμα" πάνω στην συνολική επιφάνεια των ανιχνευτών Tmm2 (α) και Tmm6 (γ) και στην δεξιά στήλη, έχει γίνει εστίαση στις περιοχές με τις περισσότερες ενεργοποιήσεις, όπου είναι τελικά ορατή και η δομή των pillars ανά 2.5 mm, στα σημεία με τα λιγότερα events. Είναι γνωστό από τα τεχνικά χαρακτηριστικά της κατασκευής για τους Tmm ανιχνευτές ότι το pillar pitch είναι 2.5 mm και έχουν διάμετρο 0.3 mm.

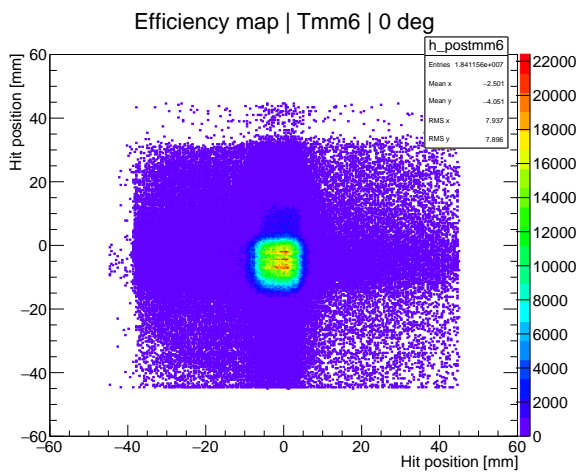
Είναι γεγονός ότι κάτω από τα σημεία ύπαρξης των pillars, που καλύπτουν περίπου 1 - 2% της ενεργού επιφάνειας δημιουργείται κάποιο σήμα, αν και συμβαίνει σε πολύ μικρότερο αριθμό γεγονότων [49]. Αυτή η μικρή μείωση της απόδοσης οφείλεται και στην ανομοιογένεια του ηλεκτρικού πεδίου τοπικά. Ένας τρόπος για την εμφάνιση σήματος στα strips κάτωθεν των pillars είναι μέσω ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής προερχόμενης από γειτονικά strips στα οποία έφτασε πρώτα η χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων. Στο Σχ.4.10 δείχνεται το 1Δ ιστόγραμμα, άμεσα σχετιζόμενο με τον 2Δ χάρτη, όπου περιέχει αποκλειστικά για τα strips της μιας διεύθυνσης, δηλαδή μόνο για Χ ή μόνο για Υ, την κατανομή της θέσης του cluster για όλα τα events. Είναι εμφανές ότι η συγκέντρωση των πολλών events βρίσκεται στην περιοχή που είναι και τα "αποτυπώματα" του Σχήματος 4.9. Στις υπόλοιπες περιοχές υπάρχει σχετικά ομοιογενής συμπεριφορά, δηλαδή σχετικά ομοιόμορφη κατανομή των γεγονότων (όπως διαπιστώνεται οπτικά) που οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η απόδοση του ανιχνευτή είναι σταθερή σε όλες της περιοχές πλην των pillars. Για τα παραπάνω ιστογράμματα



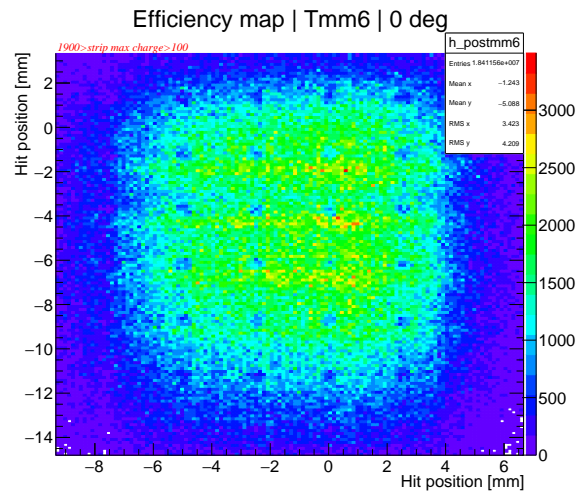
(α')



(β')



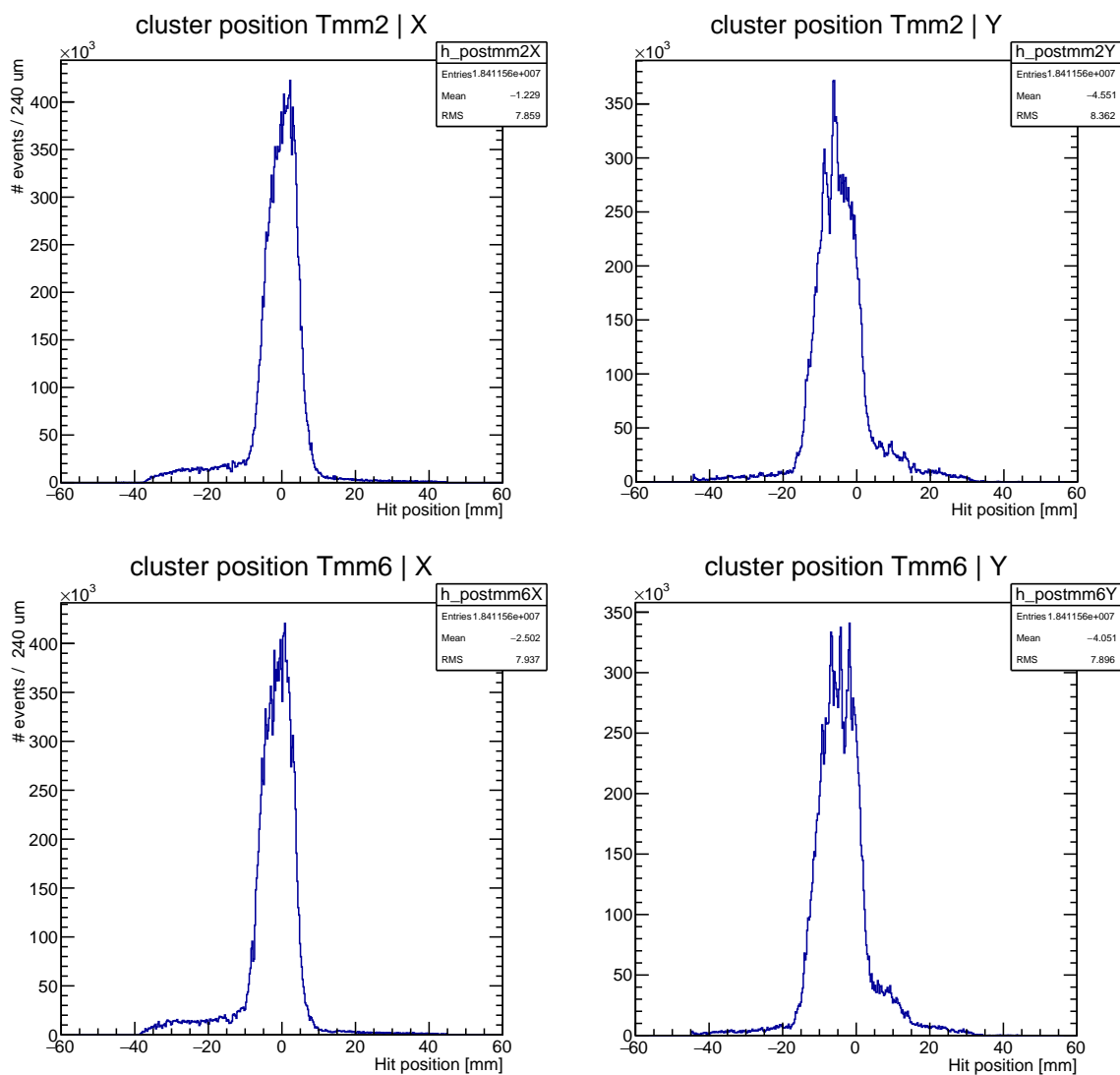
(γ')



(δ')

Σχήμα 4.9: Χάρτης απόδοσης για τους ανιχνευτές Tmm2 (επάνω σειρά) και Tmm6 (κάτω). Η αριστερή στήλη αφορά το "αποτύπωμα" ολόκληρης της ενεργής επιφάνειας του ανιχνευτή ενώ στη δεξιά εστιάζεται στην υποπεριοχή την οποία διαπερνά η δέσμη. Η δημιουργία των εικόνων έγινε με ανάλυση runs υψηλής στατιστικής.

εφαρμόστηκαν το φίλτρο του ενός cluster και τα όρια για το φορτίο ανά strip ήταν >100 και <1900 .



Σχήμα 4.10: Η κατανομή της θέσης των clusters υπολογισμένων με τη μέθοδο centroid μετρημένη σε mm για τους Tmm2 και Tmm6.

Κεφάλαιο 5

Συμπεράσματα

Στην εργασία αυτή μελετήθηκαν οι δοκιμαστικοί ανιχνευτές Micromegas. Οι πρότυποι αυτοί ανιχνευτές μπήκαν σε μια διάταξη Δοκιμαστικής Δέσμης στο SPS/H6 του CERN τον Νοέμβριο του 2015. Οι τύπου Tmm και ο T είναι κατασκευασμένοι τα προηγούμενα χρόνια και περισσότερο μελετημένοι, ενώ οι τύπου J είναι νεότερης κατασκευής και έχουν floating mesh, γι' αυτό δόθηκε περισσότερο βάρος στην εκτίμηση της συμπεριφοράς τους.

Ειδικότερα, από το fitting του παλμού φορτίου του readout chip APV25, κατασκευάστηκαν οι κατανομές των χρόνων ολίσθησης t_{FD} με μέσες τιμές κοντά στα 90 ns σε κλίση των ανιχνευτών ως προς τη δέσμη 20° , που είναι εντός του εύρους ενδιαφέροντος των MM που θα τοποθετηθούν στο NSW. Στη συνέχεια από την κατανομή των t_{FD} υπολογίστηκαν οι ταχύτητες ολίσθησης με τιμές λίγο πάνω από τα 50 $\mu\text{m}/\text{ns}$ που βρίσκονται κοντά στις προβλέψεις από τη θεωρία/προσομοίωση. Εξαίρεση στα παραπάνω αποτελεί ο ανιχνευτής J20 ο οποίος παρουσιάζει συνολικά χειρότερη χρονική ανάλυση, γεγονός που είχε οδηγήσει και σε ελέγχους από την ομάδα του NSW όπου βρέθηκε πως έχει κατασκευαστικές ατέλειες στο πλέγμα του, γεγονός που δίνει μια εμπειρία χρήσιμη για τις προκλήσεις κατά την κατασκευή των τελικών MM σε μεγάλες διαστάσεις. Ακολουθώς, η βέλτιστη χρονική ανάλυση στις 20° μελετήθηκε και βρέθηκε στα 14 ns για μερικούς ανιχνευτές τύπου J, τιμή πολύ κοντά και σε αυτή που μετρήθηκε για τύπου T ανιχνευτές σε άλλες μελέτες.

Στο κομμάτι της βέλτιστης χωρικής ανάλυσης, η μελέτη εστιάστηκε σε κλίσεις 0° και έγινε με την μέθοδο centroid που λειτουργεί πολύ καλά για κάθετες τροχιές. Υπολογίστηκαν πολύ ικανοποιητικές τιμές κοντά στα 60 μm για όλους του τύπους ανιχνευτών. Τέλος μια πρώτη προσέγγιση στο θέμα της απόδοσης των Tmm έγινε, όπου κατασκευάζοντας ένα αποτύπωμα της δέσμης σε δύο διαστάσεις, έγινε εμφανής η θέση των pillars στο επίπεδο, γεγονός που δείχνει τη μικρή μείωση της απόδοσης στις περιοχές κάτω και περιμετρικά από τα pillars.

Σαν επέκταση της παρούσας εργασίας και βελτίωση των αποτελεσμάτων, θα μπορούσε να είναι η επεξεργασία μεγαλύτερου αριθμού runs για την εξαγωγή ακόμα μεγαλύτερης στατιστικής ακρίβειας. Αυτό θα μπορούσε να γίνει και με επαναληπτικό τρόπο ή με παράλληλη επεξεργασία σε ένα υπολογιστικό σύστημα cluster. Επίσης, η υλοποίηση της μεθόδου μTPC θα δώσει αποτελέσματα

και για την χωρική ανάλυση σε κλίση των ανιχνευτών ως προς τη δέσμη, που παρουσιάζουν και μεγαλύτερο ενδιαφέρον στα πλαίσια της τοποθέτησης των Micromegas στο NSW. Η βελτίωση των διαδικασιών του fitting πιθανόν να φέρει ακόμα καλύτερα αποτελέσματα (για παράδειγμα με δοκιμή άλλων αλγορίθμων ελαχιστοποίησης ή περιορισμό των σφαλμάτων).

Τελικώς, τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας συμφωνούν με τις μετρήσεις για παρόμοιους ανιχνευτές MM που μπορούν να βρεθούν στην βιβλιογραφία και την πρόσφατη έρευνα. Διαπιστώνεται λοιπόν πως οι Micromegas πράγματι έχουν καλές επιδόσεις τέτοιες που καλύπτουν τις τεχνικές προδιαγραφές του NSW. Με βάση αυτές τις δυνατότητες τους, οι Micromegas είναι πιθανότατα κατάλληλοι και για μελλοντικά πειράματα της Φυσική Υψηλών Ενεργειών και της Αστροσωματιδιακής Φυσικής όπως η ανίχνευση κοσμικής ακτινοβολίας, αλλά και σε πολύ απαιτητικές εφαρμογές σε άλλους επιστημονικούς και τεχνολογικούς κλάδους πέραν την Φυσικής. Για αυτούς τους λόγους, η διερεύνηση βελτιώσεων τόσο στις κατασκευαστικές μεθόδους και τεχνικές, όσο και στις αλγοριθμικές-αναλυτικές μεθόδους παραμένει ανοιχτή για Έρευνα και Ανάπτυξη.

Βιβλιογραφία

- [1] Fabienne Marcastel. «CERN's Accelerator Complex. La chaîne des accélérateurs du CERN». Στο: (Οκτ. 2013). General Photo.
- [2] The ATLAS Collaboration και G Aad et al. «The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider». Στο: Journal of Instrumentation 3.08 (2008), S08003.
- [3] ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report. Technical Design Report ATLAS. Geneva: CERN, 1997.
- [4] Joao Pequeno. «Computer generated image of the ATLAS Muons subsystem». Μαρ. 2008.
- [5] Joao Pequeno. «Event Cross Section in a computer generated image of the ATLAS detector.» Μαρ. 2008.
- [6] Collaboration ATLAS. «Event display of a $H \rightarrow 2e2\mu$ candidate event». General Photo. Ιούλ. 2012.
- [7] K Ntekas, T Alexopoulos και S Zimmermann. The ATLAS New Small Wheel Upgrade Project. Αδημοσίευτη ερευνητική εργασία ATL-MUON-PROC-2014-004. Geneva: CERN, Ιούν. 2014.
- [8] S.U.Zimmermann. The ATLAS New Small Wheel Upgrade Project. ATLAS, CERN. 2014. URL: http://indico.cern.ch/event/316766/attachments/608438/837224/CERN_Seminar_NSWSWProject_20140711.pdf.
- [9] Stephanie Zimmermann. Review Scope. Organisation. NSW Schedule and Constraints on Electronics. ATLAS, CERN. 2015. URL: <https://indico.cern.ch/event/354058/contributions/832491/>.
- [10] T Kawamoto κ.ά. New Small Wheel Technical Design Report. Αδημοσίευτη ερευνητική εργασία CERN-LHCC-2013-006. ATLAS-TDR-020. ATLAS New Small Wheel Technical Design Report. Ιούν. 2013.
- [11] Joerg Wotschack. Micromegas. ATLAS, CERN. 2014. URL: <https://indico.cern.ch/event/328632/>.
- [12] G. Iakovidis. «The Micromegas project for the ATLAS upgrade». Στο: Journal of Instrumentation 8.12 (2013), σ. C12007. DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/8/12/C12007>.

- [13] M. Iodice. «Micromegas detectors for the Muon Spectrometer upgrade of the ATLAS experiment». Στο: *Journal of Instrumentation* 10.02 (2015), σ. C02026.
- [14] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 4th. USA: Wiley, 2010.
- [15] K. A. Olive κ.ά. «Review of Particle Physics». Στο: *Chin. Phys.* C38 (2014), σ. 090001. doi: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [16] Boris Shwartz Claus Grupen. *Particle Detectors*. 2nd. New York: Cambridge University Press, 2008.
- [17] Fabio Sauli. *Gaseous Radiation Detectors: Fundamentals and Applications*. 2η έκδοση. Cambridge: Cambridge University Press, 2014. doi: 10.1017/CB09781107337701.
- [18] Donald E. Groom, Nikolai V. Mokhov και Sergei I. Striganov. «Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV–100 TeV». Στο: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 78.2 (2001), σσ. 183–356. issn: 0092-640X. doi: <http://dx.doi.org/10.1006/adnd.2001.0861>.
- [19] W. Shockley. «Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge». Στο: *Journal of Applied Physics* 9.10 (1938), σσ. 635–636. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1710367>.
- [20] G. Charpak κ.ά. «The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles». Στο: *Nuclear Instruments and Methods* 62.3 (1968), σσ. 262–268. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(68\)90371-6](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(68)90371-6).
- [21] Fabio Sauli. «The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications». Στο: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 805 (2016). Special Issue in memory of Glenn F. Knoll, σσ. 2–24. issn: 0168-9002. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.060>.
- [22] Y. Giomataris κ.ά. «MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments». Στο: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 376.1 (1996), σσ. 29–35. issn: 0168-9002. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00175-1](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(96)00175-1).
- [23] T. Alexopoulos κ.ά. «A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications». Στο: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 640.1 (2011), σσ. 110–118. issn: 0168-9002. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2011.03.025>.
- [24] T. Alexopoulos κ.ά. «Development of large size Micromegas detector for the upgrade of the {ATLAS} Muon system». Στο: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 617.1–3 (2010). 11th Pisa Meeting on Advanced Detectors Proceedings of the 11th Pisa Meeting on Advanced Detectors, σσ. 161–165. issn: 0168-9002. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.06.113>.
- [25] NTU Athens HEP team. title. Εικόνα - Σχήμα. 2016. url: <http://physics.ntua.gr/hep>.

- [26] Konstantinos Ntekas και Stefanos Leontsinis. Performance Studies of Micromegas Chambers for the ATLAS New Small Wheel Upgrade Project. poster. ICNFP2015, Αύγ. 2015.
- [27] Georgios Iakovidis και Theodoros Alexopoulos. «Research and Development in Micromegas Detector for the ATLAS Upgrade». Presented 13 Oct 2014. Διδακτορική διατρ. Natl. Tech. U., Athens, Οκτ. 2014.
- [28] Maria Hoffmann. «Development and Characterization of MicroMegas Detectors for the Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer». Μεταπτυχ/κή διπλ. εργασ. Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, 2013.
- [29] P Bhattacharya κ.ά. «Performance studies of bulk Micromegas of different design parameters». Στο: Journal of Instrumentation 9.04 (2014), σ. C04037.
- [30] Michele Bianco κ.ά. «Construction of two large-size four-plane micromegas detectors». Στο: Nucl. Instrum. Meth. A814 (2016), σσ. 117–130. doi: 10.1016/j.nima.2016.01.049. arXiv: 1511.03884 [physics.ins-det].
- [31] ATLAS Twiki Public Results. 2015. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>.
- [32] C.Bini. Studies of J chambers. ATLAS, CERN. 2015. URL: <https://indico.cern.ch/event/462160/>.
- [33] Aimilianos Koulouris κ.ά. Status of September 2015 Test-beam @ SPS/H6. ATLAS, CERN. 2015. URL: <https://indico.cern.ch/event/442367/contributions/1102021>.
- [34] S Martoiu κ.ά. «Development of the scalable readout system for micro-pattern gas detectors and other applications». Στο: Journal of Instrumentation 8.03 (2013), σ. C03015. doi: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/8/03/C03015>.
- [35] SDC (Scalable Detector Control). 2012. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ScalableDetectorControl>.
- [36] SDC (Scalable Detector Control). URL: <http://www.physics.ntua.gr/hep/wp3.html> (επίσκεψη 06/07/2015).
- [37] M.J. French κ.ά. «Design and results from the APV25, a deep sub-micron {CMOS} front-end chip for the {CMS} tracker». Στο: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 466.2 (2001). 4th Int. Symp. on Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors, σσ. 359–365. issn: 0168-9002. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00589-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00589-7).
- [38] L L Jones κ.ά. «The APV25 deep submicron readout chip for CMS detector». Στο: (1999). doi: 10.5170/CERN-1999-009.162.

- [39] ATLAS/NSW Collaboration. Atlas NSW Public Results. 2016. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/NSWPublicResults>.
- [40] Rene Brun και Fons Rademakers. «ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework». Στο: Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A (1996).
- [41] CERN. Garfield++ Simulation software. 2016. URL: <https://garfield.web.cern.ch/garfield>.
- [42] Stefanos Leontsinis και Theodoros Alexopoulos. «First observation of the associated production of Z bosons with prompt and non-prompt J/ψ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ and contribution to the Micromegas detectors for the New Small Wheel upgrade of the ATLAS experiment». Presented 2015. Διδακτορική διατρ. Natl. Tech. U., Athens, 2015.
- [43] Konstantinos Ntekas και Theodoros Alexopoulos. «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». Presented 2016. Διδακτορική διατρ. Natl. Tech. U., Athens, 2016.
- [44] Olaf Behnke κ.ά., επιμελητές. Data analysis in high energy physics. Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2013. ISBN: 9783527410583.
- [45] Cesare Bini. Studies of J chambers. ATLAS, CERN. 2015. URL: <https://indico.cern.ch/event/462160/contributions/1978928/>.
- [46] Tai-Hua Lin κ.ά. «Signal Characteristics of a Resistive-Strip Micromegas Detector with an Integrated Two-Dimensional Readout». Στο: Nucl. Instrum. Meth. A767 (2014), σσ. 281–288. doi: 10.1016/j.nima.2014.09.002. arXiv: 1406.6871.
- [47] Tomohiro Yamazaki. J-chamber Report. ATLAS, CERN. 2015. URL: <https://indico.cern.ch/event/465397/contributions/1972890/>.
- [48] Tomohiro Yamazaki. Status of the test beam with 100 um pillars height chambers. ATLAS, CERN. 2015. URL: <https://indico.cern.ch/event/442374/contributions/1095886/>.
- [49] Jonathan Bortfeldt. «The Floating Strip Micromegas Detector». Διδακτορική διατρ. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2015. doi: 10.1007/978-3-319-18893-5.

Παράρτημα

run number	# events	Tmm /T7 drift	J drift	T7 res.	Tmm res.	J12 res.	J15 res.	J19 res.	J20 res.	Angle [deg]	ZSF
-[V]-											
15014	1M	250	-	520	550	-	-	-	-	0	1
15038	50K	300	300	530	550	580	580	530	530	0	1
15070	1M	300	300	530	550	580	580	520	520	0	1
15081	30K	300	300	530	550	580	580	530	530	29	1
15082	30K	300	300	550	550	560	560	510	510	29	1
15093	30K	300	300	530	550	580	580	530	530	20	1

Πίνακας 1: Όλα τα runs που χρησιμοποιήθηκαν στα αποτελέσματα της εργασίας. Σε όλα τα runs ισχύει: horizontal = 327, vertical = 540. Τα δεδομένα προέρχονται από το logbook του Twiki [31].

Κατάλογος σχημάτων

1.1	Συνολικό σχηματικό διάγραμμα του επιταχυντή LHC του CERN και των πειραμάτων του καθώς και των συμπληρωματικών επιταχυντών. Πηγή: CERN [1].	2
1.2	Πάνω: το πλήρες σχηματικό διάγραμμα του ανιχνευτή ATLAS. Μέσα σε πράσινο περίγραμμα φαίνεται η περιοχή του Small Wheel που θα αντικατασταθεί. Κάτω: η αρχή λειτουργίας όπου παρουσιάζεται μια τομή του ανιχνευτή, πιθανές τροχιές σωματιδίων και η δυνατότητα ανίχνευσής τους Πηγή: CERN [4, 5].	4
1.3	Προβολή ενός γεγονότος $H \rightarrow 2e2\mu$ το οποίο είναι υποψήφιο γεγονός με $m(4l) = 122.6 (123.9)$ GeV με (χωρίς) περιορισμό για τη μάζα του Z. Οι μάζες των λεπτονικών ζευγών είναι 87.9 GeV και 19.6 GeV. Το γεγονός καταγράφηκε από τον ATLAS στις 18-6-2012, 11:07:47 CEST στο run αριθμός 205113 ως το γεγονός με αριθμό 12611816. Οι τροχιές των μιονίων είναι χρώματος κόκκινου, οι τροχιές ηλεκτρονίων και των clusters τους στο θερμιδόμετρο LAr (liquid argon) έχουν χρώμα πράσινο. Το μεγαλύτερο ένθετο εστιάζει στον ανιχνευτή τροχιάς (tracking). Το μικρότερο ένθετο (κάτω δεξιά) εστιάζει στην περιοχή των κορυφών (vertex region), που δείχνει ότι τα 4 λεπτόνια προέρχονται από τη ίδια πρωτεύουσα κορυφή. Πηγή: CERN [6].	5
1.4	Το χρονοδιάγραμμα της αναβάθμισης του LHC και των περιόδων λειτουργίας μέχρι και το έτος 2030.	8
1.5	Μια z-y όψη του 1/4 του ATLAS. Τα γαλάζια κουτιά δείχνουν τους τωρινούς MDTs και το κίτρινο τους CSCs. Η αντικατάστασή τους θα γίνει από ένα πακεταρισμένο σύνολο από Micromegas αλλά και sTGCs. Πηγή: [10]- Σχ.1.2	8
1.6	Πάνω: πλήρης όψη υπό γωνία και πρόσθια του NSW. Μέση: ένας τομέας και η υποδιαίρεσή του σε τετραπλέτες και wedges. Κάτω: Τρισδιάστατη εικόνα για ένα τμήμα του τομέα όπου φαίνεται η διάταξη του συνόλου των ανιχνευτών [11].	10
1.7	Η δομή του ανιχνευτή sTGC που η βασική του λειτουργία στο NSW θα είναι το Level-1 triggering.	11

- 2.1 Mass stopping power για θετικά μόνια στον χαλκό σαν συνάρτηση του $\beta\gamma = p/Mc$ σε εννέα τάξεις μεγέθους ορμής (12 τάξεις κινητικής ενέργειας.) Οι συνεχείς γραμμές δείχνουν τη συνολική ισχύ μπλοκαρίσματος. Οι κάθετες ζώνες δείχνουν τα όρια ανάμεσα σε διαφορετικές προσεγγίσεις (για λεπτομέρειες βλέπε [15] - Κεφ.32). Οι κοντές γραμμές με τελείες με την ετικέτα "μ" αποτυπώνουν το "Φαινόμενο Barkas", την εξάρτηση της ισχύος μπλοκαρίσματος από το φορτίο του βλήματος σε πολύ χαμηλές ενέργειες. Το dE/dx στην περιοχή ακτινοβολίας (radiative) δεν είναι απλά συνάρτηση του β [15]-Κεφ.32. 16
- 2.2 Βασικό σχεδιάγραμμα ενός MWPC. Πηγή: [16] με προσθήκες. 22
- 2.3 Τομή όπου φαίνεται η αρχή λειτουργίας ενός ανιχνευτή resistive Micromegas όπου έχουν σχεδιαστεί μια κάθετη και μία πλάγια τροχιά προσπιπτόντων σωματιδίων [25]. 24
- 2.4 Ένα σχεδιάγραμμα του ανιχνευτή (όχι σε κλίμακα), όπου είναι εμφανή η resistive τεχνικής προστασίας. Αριστερά: η όψη (τομή) κατά μήκος της διεύθυνσης των strips. Δεξιά: πλάγια όψη, ορθογώνια στην διεύθυνση των strips. Πολύ καθαρά φαίνεται η ευθυγράμμιση των δύο επιπέδων: resistive και readout strips [23]. 25
- 2.5 Προσομοίωση του ηλεκτρικού πεδίου (γκρι) και οι ισοδυναμικές γραμμές (έγχρωμες) ενός resistive Micromegas. Φαίνονται τα resistive strips πάνω από τα χάλκινα readout αλλά και το πλέγμα. Η προσομοίωση έγινε με το Comsol Multiphysics και προέρχεται από το [27]-Σχ.4.13. 25
- 2.6 Προσομοίωση ενός γεγονότος: ένα π^+ ορμής 300 GeV/c καθώς διασχίζει τον ανιχνευτή δημιουργεί ιονισμούς. Τα ηλεκτρόνια ολισθαίνουν υπό γωνία Lorentz σε έναν MM. Μόλις τα ηλεκτρόνια από το κενό ολίσθησης φθάσουν στην περιοχή (κενό) ενίσχυσης, τότε πυροδοτούνται χιονοστιβάδες (townsend). Το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο στο ηλεκτρικό. [27]-Σχ.5.14. 26
- 2.7 Το ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα ενός Micromegas με resistive strips [23]. 26
- 2.8 Αριστερά: φωτογραφία της ολικής επιφάνειας του μικρο-πλέγματος ενός Micromegas. Δεξιά: φαίνεται αναλυτικότερα η δομή των pillars. Πηγή: [28]. 27
- 2.9 Παρακολούθηση της ΥΤ (γραμμή) αλλά και του ρεύματος (τελείες) σε σχέση με την ΥΤ του πλέγματος, στα αριστερά για ένα ανιχνευτή non-resistive και στα δεξιά για έναν resistive. Η μέτρηση έγινε υπό ακτινοβολία νετρονίων 5.5 MeV. Είναι εμφανές ότι η διάσπαση ΥΤ είναι πολύ συχνότερη στον κανονικό ανιχνευτή. 27
- 2.10 Αποτύπωση της λογικής του μηχανικά πλεύμενου πλέγματος (floating mesh) όπου τα πλαίσια ολίσθησης (drift panel) και readout βρίσκονται σε κλειστή και ανοικτή θέση. Το πλέγμα είναι στερεωμένο στο πλαίσιο σε απόσταση τέτοια όπου το πλέγμα αγγίζει τα pillars, τα οποία είναι στερεωμένα στο πλαίσιο readout, όταν εφαρμοστούν τα δύο τμήματα (κάτω εικόνα) [30]. Με αυτή την μέθοδο έχουν κατασκευαστεί και οι πειραματικοί τύπου J ανιχνευτές. 28

- 3.1 Σχηματικό διάγραμμα με τη διάταξη όλων των ανιχνευτών κατά τη διεξαγωγή της δοκιμαστικής δέσμης του Νοεμβρίου 2015 [32]. 31
- 3.2 Μπλοκ διάγραμμα του APV25 readout O.K. (τα κυκλωματικά στοιχεία για κανάλι και μαζί ο τελικός πολυπλέκτης 128:1) [37]. 34
- 3.3 Σχηματικό διάγραμμα του πλήρους συστήματος SRS σε συνδυασμό με τις APV25 κάρτες που χρησιμοποιήθηκε στο Test Beam [34]. 34
- 3.4 Διάγραμμα ροής της ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων όπως ακολουθήθηκε στο παρόν κείμενο. 35
- 3.5 Ο παλμός του APV25 για ένα κανάλι (strip) και ένα γεγονός (event) όπου έχει γίνει fitting με την συνάρτηση Fermi-Dirac. Δεξιά για τον J15 και αριστερά για τον Tmm2. 37
- 3.6 Συχνότητα με την οποία ενεργοποιούνται τα strips στους Tmm2 (αριστερά) και J19 (δεξιά) σε κάθετη θέση των ανιχνευτών απέναντι στην δέσμη-η μικρή κορυφή στο τέλος της κατανομής οφείλεται σε σήμα από crosstalk. 37
- 3.7 Κατανομή του ανεπεξέργαστου (raw) φορτίου για τον Tmm2, σε γωνία 0° 38
- 3.8 Κατανομές της παραμέτρου t_{FD} που θεωρείται ο χρόνος ολίσθησης, για όλα τα events και όλα τα ενεργοποιημένα strips, για διαφορετικούς τύπους Micromegas, στις 20° . . . 41
- 3.9 Χρόνοι της κλίσης του παλμού (τ) για γωνία 20° των ανιχνευτών. Παρατηρείται πολύ μεγάλη συγκέντρωση γεγονότων στα 0 έως 4 ns. Αυτά τα events προέρχονται από προβληματικά σήματα που δημιουργούνται στα ηλεκτρονικά και γι αυτό φιλτράρονται. 43
- 3.10 Ο χρόνος t_{FD} προς την κλίση, τ , (υπολογισμένοι με την σχέση 3.4) στις 20° . Αριστερά: το κανονικό ιστόγραμμα. Δεξιά: προφίλ ως προς το Υ οπότε προβάλλεται ως προς τον y άξονα. 44
- 3.11 J19: οι δύο πάνω σειρές αφορούν σε $\theta = 20^\circ$ και οι δύο κάτω σε $\theta = 0^\circ$, όπου δείχνεται και η συσχέτιση του t_{FD} προς με την κλίση του παλμού (τ). Στο σχήμα στη θέση (1,1) οι τέσσερις κορυφές οφείλονται σε διακυμάνσεις των ηλεκτρονικών APV25. 45
- 3.12 Στην επάνω εικόνα για τους J12, J15 έχει υπολογιστεί η διαφορά χρόνου δια $\sqrt{2}$ (δηλαδή το $\sigma_{resolution}$), ενώ στην κάτω για τους J19-J20. Θεωρούνται ανά ζεύγη πανομοιότυποι. Ο J20 έχει προβληματική συμπεριφορά λόγω ανομοιογένειας του πλέγματος. Κλίση ανιχνευτών 0° 49
- 3.13 Για γωνία 20° η χρονική ανάλυση των J12, J15 και των J19, J20 ανιχνευτών, όπου τα δεδομένα δεν ακολουθούν γκαουσιανή κατανομή ακριβώς και γι' αυτό παρουσιάζεται το αρχικό - προβληματικό fitting αλλά και τελικό για το τμήμα των δεδομένων που παραμένει γκαουσιανή η κατανομή. 50
- 4.1 Πάνω: ο αριθμός των clusters που δημιουργήθηκαν συνολικά σε ένα run 0° , για τους J ανιχνευτές. Κάτω: αντίστοιχα για τις 20° 52

- 4.2 Κατανομή του πλάτους των clusters ανά ανιχνευτή σε ένα run 0° (αριστερά) και ένα 20° (δεξιά), για τους J ανιχνευτές, λαμβάνοντας υπόψιν όλους τους clusters που τυγχάνει να δημιουργηθούν σε καθέναν ανιχνευτή. 53
- 4.3 Εξάρτηση της χωρικής διακριτικής ικανότητας από την γωνία πρόσπτωσης της τροχιάς για διαφορετικές τεχνικές ανακατασκευής. Ο συνδυασμός των δύο τεχνικών οδηγεί στην μεγαλύτερη ακρίβεια [12]. 53
- 4.4 Στην εικόνα (a) φαίνεται το προφίλ της δέσμης, ενώ στη (b) η διαφορά θέσης μεταξύ δυο πανομοιότυπων ανιχνευτών, για έναν cluster στον καθένα, από όπου προκύπτει και βέλτιστη χωρική ανάλυση 59 μm 55
- 4.5 Στην πάνω γραμμή για τους J19, J20 φαίνεται το προφίλ της δέσμης και η βέλτιστη χωρική διακριτική ικανότητα. Στην κάτω γραμμή για τους J12-J5. 56
- 4.6 Η βέλτιστη χωρική διακριτική ικανότητα (ανάλυση) του ανιχνευτή J12 σχετικά με τους παρόμοιους J19, J20 σε κλίση 0° 57
- 4.7 Στα αριστερά φαίνεται το κέρδος για όλους τους ανιχνευτές τύπου J και τον T5. Στα δεξιά οι τιμές της απόδοσης διαφορετικών ανιχνευτών σε σχέση με την υψηλή τάση (HV) της περιοχής ενίσχυσης. Είναι φανερό ότι για τους J12, J15 που έχουν μεγαλύτερο κενό απαιτείται υψηλότερη τάση για ίση απόδοση με τους J19, J20 [47, 48]. 57
- 4.8 Χάρτες απόδοσης για τους J ανιχνευτές του Test Beam. Μόνο μια λωρίδα του J12 έχει χαμηλότερη απόδοση [47]. 58
- 4.9 Χάρτης απόδοσης για τους ανιχνευτές Tmm2 (επάνω σειρά) και Tmm6 (κάτω). Η αριστερή στήλη αφορά το "αποτύπωμα" ολόκληρης της ενεργής επιφάνειας του ανιχνευτή ενώ στη δεξιά εστιάζεται στην υποπεριοχή την οποία διαπερνά η δέσμη. Η δημιουργία των εικόνων έγινε με ανάλυση runs υψηλής στατιστικής. 60
- 4.10 Η κατανομή της θέσης των clusters υπολογισμένων με τη μέθοδο centroid μετρημένη σε mm για τους Tmm2 και Tmm6. 61