Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών
Τομέας Φυσικής
Εργαστήριο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής

Προσομοίωση Ανιχνευτή MicroMeGaS - Ανάπτυξη κώδικα για τη δισδιάστατη απεικόνιση της αρχής λειτουργίας του

ΠΡΟΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

της

Χαράς Ι. Κιτσάκη

Επιβλέπων: Θεόδωρος Αλεξόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π

Αθήνα, Οκτώβριος 2015

Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών
Τομέας Φυσικής
Εργαστήριο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής

Προσομοίωση Ανιχνευτή MicroMeGaS - Ανάπτυξη κώδικα για τη δισδιάστατη απεικόνιση της αρχής λειτουργίας του

ΠΡΟΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

της

Χαράς Ι. Κιτσάκη

Επιβλέπων: Θεόδωρος Αλεξόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π

Εγκρίθηκε απο την τριμελή εξεταστική επιτροπή την /10/2015

.....	.....	.....
Θεόδωρος Αλεξόπουλος	Ευάγγελος Γαζής	Σταύρος Μαλτέζος
Καθηγητής Ε.Μ.Π	Καθηγητής Ε.Μ.Π	Αν. Καθηγητής Ε.Μ.Π

.....

Χαρά Ι. Κιτσάκη
Διπλωματούχος της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Ε.Μ.Π

Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στα πλαίσια της ολοκλήρωσης των προπτυχιακών μου σπουδών και πραγματεύεται την προσομοίωση του ανιχνευτή MicroMeGaS.

Το πρώτο κομμάτι αυτής, αφορά την κατασκευή της γεωμετρίας του ανιχνευτή, τον υπολογισμό των ηλεκτρικών πεδίων στον όγκο του και τη μελέτη της συμπεριφοράς του, παρουσία ενός ηλεκτρονίου. Επίσης, έγινε η προσπάθεια δημιουργίας βίντεο σε δύο διαστάσεις στο οποίο περιγράφεται η αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή.

Τέλος, λόγω της αναβάθμισης του πειράματος ATLAS στο CERN ώστε να μπορέσει να ανταπεξέλθει στις νέες απαιτήσεις που θα προκύψουν με την επανέναρξη της λειτουργίας του LHC το 2018, μελετήθηκε μέσω προσομοιώσεων Monte-Carlo η διάταξη των ανιχνευτών MicroMeGaS που θα τοποθετηθούν στα New Small Wheels.

Abstract

The present diploma thesis deals with the simulation of the MicroMeGaS detector.

The first part of the thesis is focused on the construction of detector's geometry, the calculation of electric fields all around its volume and its behaviour in the presence of an electron. Furthermore, an attempt was made to create a movie in two dimensions to describe the principle function of the apparatus.

In addition, due to the upgrade of the ATLAS experiment at CERN so as to overcome new requirements that will arise with the restart of LHC in 2018, Monte-Carlo simulations were made for the layout of MicroMeGaS detectors that will be placed on the New Small Wheel, the results of which are presented in the second part of this thesis.

Ευχαριστίες

Με την ολοκλήρωση της διπλωματικής μου εργασίας θα ήθελα να εκφράσω τις ειλικρινείς ευχαριστίες μου σε όλους όσους με βοήθησαν και με στήριξαν για την περάτωσή της.

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω, τον επιβλέποντα καθηγητή μου, κ. Θεόδωρο Αλεξόπουλο, για την εμπιστοσύνη που μου έδειξε, καθώς επίσης και για την καθοδήγηση και βοήθεια που μου παρείχε όλο αυτό το διάστημα.

Επίσης, ευχαριστώ θερμά όλα τα παιδιά απο την ομάδα Φυσικής Υψηλών Ενεργειών του Ε.Μ.Π και ιδιαίτερα τους Γ. Ιακωβίδη, Σ. Λεοντσίνη, Π. Γκουντούμη και Β. Γκίκα για τη βοήθεια και την ανοχή τους.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου για την υποστήριξη, τη συμπαράσταση και την υπομονή τους καθ΄ όλη τη διάρκεια των σπουδών μου καθώς και όλους μου τους φίλους και ειδικότερα τον Γιώργο και την Λουκία για τη συμπαράστασή τους στις δύσκολες στιγμές.

Περιεχόμενα

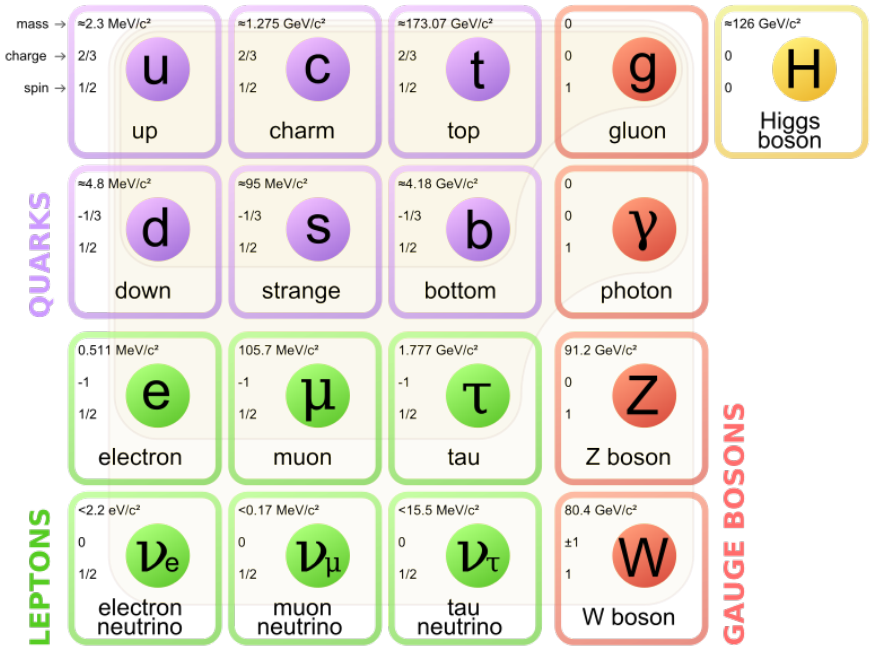
Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Ο κλάδος της φυσικής που μελετά τα στοιχειώδη σωματίδια που συγκροτούν την ύλη καθώς και τη συμπεριφορά και τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ τους ονομάζεται Σωματιδιακή Φυσική. Πολλά στοιχειώδη σωματίδια δεν υφίστανται υπό τις συμβατικές συνθήκες που συναντάμε στη φύση, αλλά μπορούν να δημιουργηθούν και να ανιχνευθούν μέσω ενεργειακών κρούσεων σωματιδίων, γι΄ αυτό και ο κλάδος συχνά αναφέρεται ως Φυσική των Υψηλών Ενεργειών.

Απο πολύ παλιά είχε γεννηθεί το ερώτημα για το ποια είναι τα συστατικά απο τα οποία αποτελείται ο κόσμος. Η ιδέα ότι η ύλη αποτελείται απο θεμελιώδεις λίθους, έχει ρίζες τουλάχιστον απο τον 6ο αιώνα π.Χ. Τον 19ο αιώνα, υπήρχε η θεωρία ότι κάθε στοιχείο της φύσης αποτελούνταν απο ένα μεμονωμένο, μοναδικό τύπο σωματιδίου, το άτομο. Όμως, σύντομα, διαπιστώθηκε ότι τα άτομα δεν ήταν άτμητα, αλλά αποτελούνταν απο άλλα, ακόμη μικρότερα σωματίδια.

Το μοντέλο που έχει καταφέρει με επιτυχία να έρθει σε συμφωνία με το πείραμα είναι το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model). Η θεωρία αυτή υποστηρίζει ότι στον κόσμο των στοιχειωδών σωματιδίων υπάρχουν τρεις κύριες δυνάμεις: η ηλεκτρομαγνητική, η ασθενής και η ισχυρή πυρηνική. Η δράση αυτών των δυνάμεων στηρίζεται στην ανταλλαγή σωματιδίων που ονομάζονται σωματίδια φορείς (διαδότες) ή μποζόνια. Έτσι, για την ηλεκτροδυναμική, διαδότης είναι το φωτόνιο, της ασθενούς τα μποζόνια $W^{\pm}, Z^0$ και της ισχυρής το γκλουόνιο. Στις 4 Ιουλίου 2012, ανακοινώθηκε η ανακάλυψη του σωματιδίου, το οποίο είναι υπεύθυνο για την παρουσία μάζας στα στοιχειώδη σωματίδια (μποζόνιο Higgs). Τα στοιχειώδη σωματίδια απο τα οποία απαρτίζεται η ύλη είναι τα λεπτόνια και τα quarks (δεν παρατηρούνται ελεύθερα).



Σχήμα 1.1: Το Καθιερωμένο Πρότυπο

Ο ρόλος του πειραματικού φυσικού είναι να παράξει σωματίδια και να εκμαιεύσει όλες τις πληροφορίες που χαρακτηρίζουν το καθένα. Έτσι με τις κατάλληλες επιταχυντικές διατάξεις, επιταχύνει ηλεκτρόνια ή πρωτόνια και σε κατάλληλα σημεία (σημεία σύγκρουσης) στήνει κατάλληλα ανιχνευτικά συστήματα για τον εντοπισμό των σωματιδίων που θα παραχθούν κατά τη σύγκρουση. Οι κύριοι λόγοι που οδηγούν τους επιστήμονες σε μεγαλύτερες ενέργειες στο σημείο σύγκρουσης είναι:

- όσο βαρύτερο είναι το υπό παραγωγή σωματίδιο τόσο μεγαλύτερη απαιτείται να είναι η ενέργεια στο σημείο σύγκρουσης. Αυτός είναι και ο λόγος που τα πιο ελαφριά σωματίδια ανακαλύφθηκαν πρώτα.

- όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια στο σημείο σύγκρουσης τόσο πιο κοντά μεταξύ τους έρχονται τα δύο σωματίδια. Επομένως, για να μελετηθεί κάτι πολύ μικρό χρειάζεται να επιτύχουμε μικρή απόσταση άρα μεγάλη ορμή, σύμφωνα με την αρχή αβεβαιότητας του Heisenberg $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$.

Για να μπορέσει να στηθεί ένα τέτοιο πείραμα και να αναγνωστεί όλη η πληροφορία απαραίτητη προϋπόθεση είναι η γνώση του τρόπου με τον οποίο αλληλεπιδρούν τα σωματίδια με την ύλη καθώς και των συστημάτων που θα επιλεχθούν για την ανίχνευση. Στην παρούσα διπλωματική εργασία θα ασχοληθούμε με τον ανιχνευτή MicroMeGaS, οπότε όλα τα φυσικά φαινόμενα που θα περιγραφούν θα περιοριστούν γι' αυτό τον τύπο ανιχνευτών.

Κεφάλαιο 2

Θεωρητικό υπόβαθρο

Η χρήση ανιχνευτών αερίου για την ανίχνευση φορτισμένων σωματιδίων είναι ευρέως διαδεδομένη στη Φυσική Υψηλών Ενεργειών και βασίζεται στα φαινόμενα που δημιουργούνται όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίζει μια περιοχή αερίου. Επισημαίνεται ότι στην παρούσα εργασία δεν θα γίνει αναφορά αλληλεπίδρασης φωτονίων με την ύλη.

2.1 Μηχανισμοί Ιονισμού

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο p, διασχίζει έναν όγκο αερίου, προκαλεί τον ιονισμό του. Ο όρος ιονισμός αναφέρεται στην απομάκρυνση τουλάχιστον ενός ηλεκτρονίου από ένα αρχικά ουδέτερο άτομο, A.

$$p + A \quad \rightarrow \quad p + A^{+} + e^{-}, \quad p + A^{++} + e^{-} + e^{-}, \quad \cdots$$

Η ενέργεια που απαιτείται ώστε να επιτευχθεί ο ιονισμός είναι της τάξης των μερικών keV/cm αερίου υπό κανονικές συνθήκες και εξαρτάται απο το αέριο. Οι συναντήσεις του φορτισμένου σωματιδίου με τα άτομα του αερίου είναι εντελώς τυχαίες και χαρακτηρίζονται απο την μέση ελεύθερη διαδρομή λ του φορτισμένου σωματιδίου μεταξύ δύο ιονισμών. Η μέση ελεύθερη διαδρομή εξαρτάται απο την ενεργό διατομή ιονισμού σ_I και απο την πυκνότητα των ηλεκτρονίων N στο αέριο μέσο.

$$\lambda = 1/\left(N\sigma_I\right) \tag{2.1}$$

Ο μέσος αριθμός των συναντήσεων του φορτισμένου σωματιδίου με τα άτομα του αερίου σε μήκος L θα είναι L/λ, και η συχνότητά τους θα περιγράφεται απο την κατανομή Poisson.

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

Έτσι, η πιθανότητα να μην υπάρξει ιονισμός σε κάποια διαδρομή L μέσα στον αέριο όγκο θα είναι:

$$P\left(L/\lambda, 0\right) = e^{-L/\lambda}$$

Πολλές φορές, το φορτισμένο σωματίδιο που αλληλεπιδρά με το αέριο έχει αρκετή ενέργεια τόση ώστε το ελεύθερο πια ηλεκτρόνιο που θα προκύψει, να καταφέρει να ιονίσει περαιτέρω το αέριο (δευτερογενής ιονισμός). Τα ταχέα αυτά ηλεκτρόνια είναι γνωστά ως ακτίνες-δ.

$$e^- + A \quad \rightarrow \quad e^- + A^+ + e^-, \quad e^- + A^{++} + e^- + e^-, \quad \cdots$$

Άλλο παράδειγμα ιονισμού παρατηρείται λόγω του φαινομένου Penning. Στους ανιχνευτές χρησιμοποιείται μίγμα αερίου (ευγενές αέριο με αέριο-μόριο ή με άλλο ευγενές αέριο). Το φορτισμένο σωματίδιο μπορεί να μην έχει την κατάλληλη ενέργεια ώστε να ιονίσει το άτομο με το οποίο αλληλεπιδρά, αλλά να έχει τόση ώστε να το εξαναγκάσει να διεγερθεί σε υψηλότερη μετασταθή στάθμη. Υπάρχει η πιθανότητα, αυτό το διεγερμένο άτομο να αλληλεπιδράσει με το άλλο άτομο ή μόριο του μίγματος, να το ιονίσει και ταυτοχρόνως το ίδιο να αποδιεγερθεί. Για να συμβεί αυτός ο μηχανισμός απαιτείται η ενέργεια του διεγερμένου ατόμου να είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού του ουδέτερου.

$$\begin{aligned} p + A \quad &\rightarrow \quad p + A^* \\ e^- + A \quad &\rightarrow \quad e^- + A^* \\ A^* + B \quad &\rightarrow \quad A + B^+ + e^- \end{aligned}$$

Πιο σπάνια, το διεγερμένο άτομο A^* μπορεί να προκύψει απο οπτική διέγερση (φαινόμενο Jesse).

Τέλος, στα αμιγώς ευγενή αέρια υπάρχει η πιθανότητα δημιουργίας μορίου σε διεγερμένη κατάσταση και εν συνεχεία η αποδιέγερση στη σταθερή βασική κατάστασή του η οποία είναι ιονισμένη.

$$A^* + A \quad \rightarrow \quad A_2^* \quad \rightarrow \quad A_2^+ + e^-$$

2.2 Μέση απαιτούμενη ενέργεια για τη δημιουργία ζεύγους ηλεκτρονίου - ιόντος

Για να ποσοτικοποιήσουμε τη διαδικασία του ιονισμού καθώς ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίζει μια περιοχή αερίου, ορίζουμε τη μέση ενέργεια που δαπανάται για τη δημιουργία ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου ως:

$$W\langle N_I \rangle = L\langle \frac{dE}{dx} \rangle \tag{2.3}$$

όπου $\langle N_I \rangle$ ο μέσος αριθμός των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται κατα μήκος L της τροχιάς του φορτισμένου σωματιδίου και $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ η μέση απώλεια ενέργειάς του ανά μονάδα μήκους.

Η ενέργεια W εξαρτάται απο το αέριο, σύσταση και πυκνότητα, καθώς και απο τη φύση του φορτισμένου σωματιδίου. Έχει παρατηρηθεί πειραματικά ότι η W, είναι ανεξάρτητη της αρχικής ενέργειας του φορτισμένου σωματιδίου για ηλεκτρόνια ενέργειας μερικών keV και για σωματίδια-α ενέργειας μερικών MeV. Οι τιμές της W για φωτόνια και ηλεκτρόνια είναι

Αέριο	**Ενέργεια Ιονισμού (eV)**	W_α **(eV)**	W_β **(eV)**
Ar	15.8	26.4	26.3
He	24.6	46.0	42.3
Ne	21.6	36.6	36.4
Kr	14.0	24.0	24.1
Xe	12.1	21.7	21.9
CO_2	13.8	34.3	32.8
CH_4	13.0	29.1	27.1

Πίνακας 2.1: Μέση ενέργεια δημιουργίας ζεύγους ηλεκτρονίου - ιόντος

ίδιες παρουσία οποιοδήποτε αερίου, ενώ για σωματίδια-α και β ισχύει $W_\alpha/W_\beta = 1$ παρουσία ευγενούς αερίου και $W_\alpha/W_\beta = 1.15$ παρουσία κάποιου οργανικού αερίου.

2.3 Εμβέλεια ηλεκτρονίων

Τα παραγόμενα ηλεκτρόνια λόγω ιονισμού, καθώς διασχίζουν το αέριο μέσο, συγκρούονται με τα μόρια του αερίου, σκεδάζονται εντελώς τυχαία ή ακόμα καταφέρνουν να ιονίσουν περαιτέρω το αέριο, μέχρι να χάσουν όλη την κινητική τους ενέργεια. Η απόσταση που διανύουν μέχρι να σταματήσουν ονομάζεται εμβέλεια και ορίζεται ως

$$R(E) = AE\left(1 - \frac{B}{1+CE}\right) \tag{2.4}$$

όπου $A = 5.34 \times 10^{-4} gcm^{-2}keV^{-1}$, $B = 0.9815$, $C = 3.123 \times 10^{-3} keV^{-1}$. Ο παραπάνω τύπος ισχύει για υλικά με μικρό ατομικό αριθμό Z. Για χαμηλοενεργειακά ηλεκτρόνια (ενέργειας μικρότερης του $1keV$) η εμβέλεια υπολογίζεται

$$R(E) = 9.93\left(\frac{\mu g}{cm^2 keV}\right)E \tag{2.5}$$

Έτσι σε αέριο Ar, υπό κανονικές συνθήκες, ηλεκτρόνιο ενέργειας $1keV$ διασχίζει απόσταση περίπου $30\mu m$, ενώ ηλεκτρόνιο ενέργειας $10keV$ περίπου $1.5mm$. Μόνο το 0.05% των συγκρούσεων φορτισμένου σωματιδίου - αερίου δίνει ηλεκτρόνια κινητικής ενέργειας μεγαλύτερης των $10keV$.

2.4 Μέση απώλεια ενέργειας - dE/dx

2.4.1 Απώλεια ενέργειας βαριών φορτισμένων σωματιδίων

Η ανίχνευση των φορτισμένων σωματιδίων γίνεται μέσω της ενέργειας που χάνουν καθώς διασχίζουν το αέριο μέσο. Η απώλεια ενέργειας των φορτισμένων σωματιδίων οφείλεται κυρίως

$N_A =$ $6.022 \cdot 10^{23}$ ο αριθμός Avogadro

$r_e =$ $e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2.8fm$ ακτίνα ηλεκτρονίου

$m_e =$ $511keV$ μάζα ηλεκτρονίου

$\beta =$ u/c ταχύτητα

$\gamma =$ $(1-\beta^2)^{-2}$ ο παράγοντας Lorentz

$A:$ ατομική μάζα απορροφητή

$\frac{K}{A} =$ $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2/A = 0.307075MeVg^{-1}cm^2$ για $A = 1 \quad g \quad mol^{-1}$

$z:$ φορτίο του εισερχόμενου σωματιδίου

$Z:$ ατομικός αριθμός απορροφητή

$T_{max}:$ μέγιστη ενέργεια που μεταφέρεται σε μία σύγκρουση

$I:$ μέσο δυναμικό ιονισμού

$\delta(\beta\gamma):$ παράγοντας διόρθωσης πυκνότητας

στις κρούσεις με τα ηλεκτρόνια της ύλης μέσω των δυνάμεων Coulomb. Όπως προαναφέρθηκε, οι κρούσεις με το αέριο αποτελούν μια στατιστικής φύσεως διαδικασία [1] οπότε μπορούμε να ορίσουμε τη μέση απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους για βαριά φορτισμένα σωματίδια μέσω του τύπου των Bethe-Bloch.

$$-\langle\frac{dE}{dx}\rangle = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2}\right] \tag{2.6}$$

όπου
Η μέγιστη ενέργεια που μεταφέρεται σε μια σύγκρουση υπολογίζεται:

$$T_{max} = \frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2}{1+\frac{2\gamma m_e}{M}+\frac{m_e}{M}^2} \tag{2.7}$$

Ο υπολογισμός του μέσου δυναμικού διέγερσης για πολλά υλικά είναι δύσκολος. Απο μετρήσεις του dE/dx και με προσαρμογή ημι-εμπειρικών τύπων στα δεδομένα προκύπτουν οι

[1] Ακολουθεί την κατανομή Landau, $f(\lambda) = \sqrt{\frac{e^{-(\lambda+e^{-\lambda})}}{2\pi}}$

παρακάτω τιμές :

$$\frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z} \quad (eV) \quad Z < 13$$

$$\frac{I}{Z} = 9.76 + 58.8Z^{-1.19} \quad (eV) \quad Z \geq 13$$

Όταν το φορτισμένο σωματίδιο έχει μεγάλη ενέργεια το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργεί αυξάνει λόγω του μετασχηματισμού Lorentz, $E_y \to \gamma E_y$, κι αυτό φέρει ως αποτέλεσμα την πόλωση των ατόμων του υλικού κατά μήκος της διαδρομής του. Γι αυτό για μεγάλες ενέργειες η διορθωση της πυκνότητας προσεγγίζεται:

$$\delta/2 \to \ln(\hbar\omega_p/I) + \ln\beta\gamma - 1/2$$

όπου $\hbar\omega_p = \sqrt{4\pi N_e r_e^2}\frac{m_e c^2}{\alpha}$, N_e : πυκνότητα ηλεκτρονίων του απορροφητή,
α : σταθερά λεπτής υφής, η ενέργεια πλασματος, χαρακτηριστική του μέσου.

Για την περίπτωση που η ταχύτητα του φορτισμένου σωματιδίου είναι συγκρίσιμη με την ταχύτητα περιστροφής των ηλεκτρονίων του απορροφητή, $\beta c \sim u_e$, στον τύπο Bethe-Bloch προστίθεται επιπλέον άλλος ένας παράγοντας διόρθωσης (διόρθωση φλοιών).

Τέλος, ο τύπος Bethe-Bloch τροποποείται στην περίπτωση που το μέσο ανίχνευσης αποτελεί μίγμα αερίων, εισάγοντας για κάθε συνιστώσα το αντίστοιχο ποσοστό βάρους.

2.4.2 Απώλεια ενέργειας ηλεκτρονίων

Οι κύριοι μηχανισμοί απώλειας ενέργειας των ηλεκτρονίων μέσα στην ύλη είναι:

1. ιονισμός (αλληλεπίδραση μέσω δυνάμεων Coulomb)

2. εκπομπή ακτινοβολίας πέδησης (bremsstrahlung) [2]

Η απώλεια ενέργειας λοιπόν θα διαφέρει απο τη σχέση 2.6, καθώς προσπίπτον σωματίδιο και στόχος είναι του ίδιου είδους. Επομένως, η ολική απώλεια ενέργειας θα προκύπτει απο το άθροισμα της ενέργειας ιονισμού και της ενέργειας ακτινοβολίας:

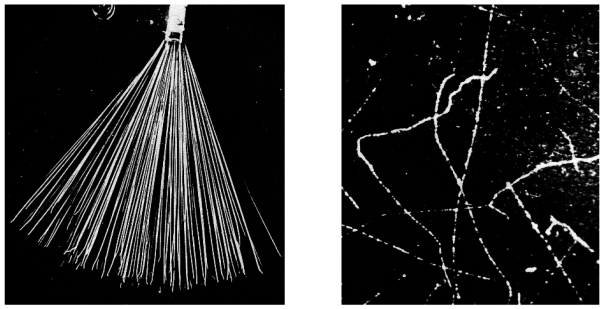
$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{exc} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \tag{2.8}$$

[2] Όταν τα ηλεκτρόνια υπόκεινται σε μεγάλη επιτάχυνση κατά τη διάρκεια της κρούσης, εκπέμπουν ακτινοβολία

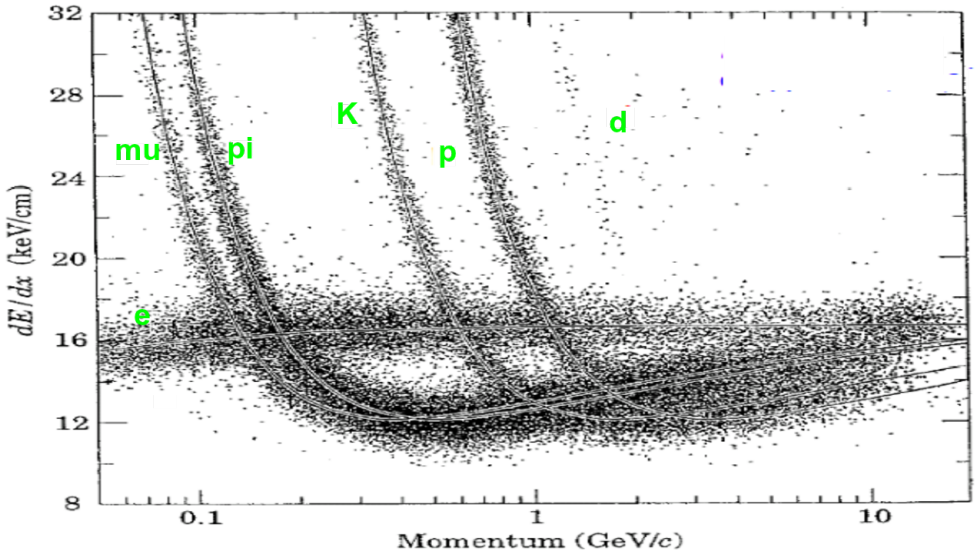
όπου

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{exc} = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_0 u^2}\left[\ln\frac{m_0 u^2}{2I^2\left(1-\beta^2\right)} - \ln 2\left(2\sqrt{1-\beta^2}-1+\beta^2\right) + \frac{\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)^2}{8}\right]$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{e^4 NZ\left(Z+1\right)E}{137 m_0^2 c^4}\left(4\ln\frac{2E}{m_0 c^2} - 4/3\right)$$



Σχήμα 2.1: (αριστερά) τροχιές σωματιδίων-α, (δεξιά) τροχίες ηλεκτρονίων
Η τροχιά των ηλεκτρονίων είναι καμπυλόγραμμη καθώς έχουμε αλληλεπίδραση μεταξύ πανομοιότυπων σωματιδίων, με αποτέλεσμα οι γωνίες σκέδασης να είναι πολύ μεγάλες, σε σχέση με αυτές των βαρύτερων σωματιδίων.



Σχήμα 2.2: Χαρακτηρισμός σωματιδίων

2.5 Κίνηση ηλεκτρονίων, ιόντων σε αέριο μέσο

Τα ιόντα και τα ηλεκτρόνια μπορούν και κινούνται σε αέρια μέσα χωρίς την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου λόγω του φαινομένου της διάχυσης. Με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου, μπορούν να ολισθαίνουν κατά την ίδια κατεύθυνση με τις δυναμικές γραμμές του πεδίου, στην περίπτωση των θετικών ιόντων και κατά την αντίθετη στην περίπτωση των ηλεκτρονίων.

2.5.1 Διάχυση

Το φαινόμενο της διάχυσης οφείλεται στη θερμική κίνηση των φορτισμένων φορέων μέσα στο αέριο μέσο απουσία ηλεκτρικού πεδίου. Η κίνησή τους χαρακτηρίζεται απο την ταχύτητα διάχυσης που ακολουθεί την κατανομή Maxwell:

$$u = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \tag{2.9}$$

όπου k η σταθερά του Boltzmann, T η θερμοκρασία του αερίου και m η μάζα του σωματιδίου. Όπως παρατηρείται απο την παραπάνω σχέση, τα ιόντα όντας πιο βαριά απο τα ηλεκτρόνια διαχέονται λιγότερο. Σε θερμοκρασία δωματίου τα ιόντα κινούνται με ταχύτητα $\sim 10^4 cm/s$, ενώ τα ηλεκτρόνια $\sim 10^6 cm/s$, λόγω διάχυσης.

Ηλεκτρόνια και ιόντα, αφού έχουν διαχυθεί για χρόνο t, ακολουθούν την κατανομή Gauss:

$$n(r) = \frac{1}{\sqrt{(4\pi Dt)^3}} \cdot e^{-\frac{r^2}{4Dt}} \tag{2.10}$$

με τυπική απόκλιση

$$\sigma(r) = \sqrt{6Dt} \tag{2.11}$$

όπου D ο συντελεστής διάχυσης.

Ο συντελεστής διάχυσης D, δίνεται απο τη σχέση:

$$D = \frac{1}{3} u\lambda \tag{2.12}$$

όπου λ η μέση ελεύθερη διαδρομή του φορτίου στο αέριο, η οποία εξαρτάται απο την πίεση και τη θερμοκρασία του αέριου:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma_0 P} \tag{2.13}$$

σ_0 : η συνολική ενεργός διατομή σύγκρουσης με το αέριο.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, ο συντελεστής διάχυσης υπολογίζεται:

$$D = \frac{1}{3} \frac{2}{P\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{\pi m}} \tag{2.14}$$

2.5.2 Ολίσθηση

Με την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου, πέρα απο τη θερμική τους κίνηση, τα φορτία αποκτούν επιπλέον ταχύτητα, ταχύτητα ολίσθησης, με αποτέλεσμα τα περισσότερα να ακολουθούν τις δυναμικές γραμμές.

Τα ηλεκτρόνια, λόγω της μικρής τους μάζας, όταν σκεδάζονται δεν ακολουθούν κάποια προκαθορισμένη προτιμητέα διαδρομή. Η ενέργεια που χάνουν κατά τις συγκρούσεις με το αέριο είναι μικρή. Σε υψηλές τιμές του ηλεκτρικού πεδίου, το ηλεκτρόνιο αποκτά ενέργειες πολύ μεγαλύτερες συγκρινόμενες με αυτές λόγω της θερμικής του κίνησης και πολύ συχνά τόση όσο να προκαλέσει διέγερση του αερίου. Σ΄ αυτή την περίπτωση η ευκινησία των ηλεκτρονίων,μ^-, εξαρτάται πολύ απο την απώλεια της ενέργειας τους. Η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων ακολουθεί τη σχέση:

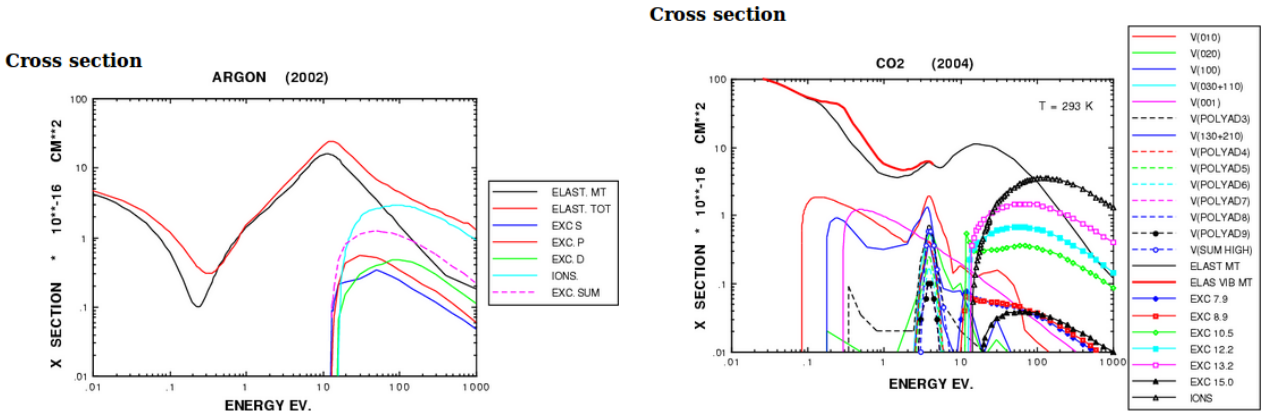
$$u_{drift,e} = \mu^- E = \frac{e}{2m} E\tau \tag{2.15}$$

με το μέσο χρόνο, τ, μεταξύ των συγκρούσεων να εξαρτάται απο το ηλεκτρικό πεδίο.

Για τα θετικά ιόντα η ταχύτητα ολίσθησης δίνεται απο τη σχέση:

$$u_{drift,ions} = \mu^+ E = \frac{e}{2M} E\tau \tag{2.16}$$

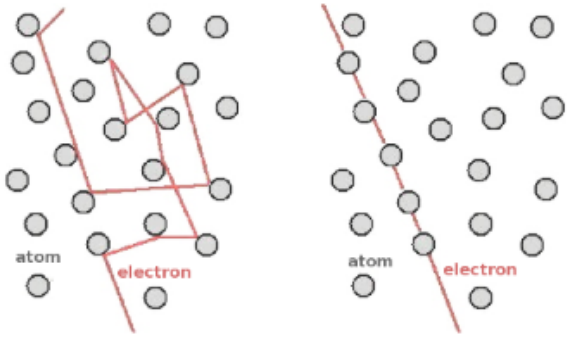
όπου μ^+ η ευκινησία των θετικών ιόντων που είναι ανεξάρτητη του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου, στην περίπτωση μέγαλων πεδίων καθώς η μέση ενέργεια των ιόντων μένει σταθερή.



(α΄) Ενεργός διατομή ηλεκτρονίων σε Ar (β΄) Ενεργός διατομή ηλεκτρονίων σε CO_2

Σχήμα 2.3: Ενεργός διατομή υπολογισμένη με το πρόγραμμα Magboltz

Η προσθήκη μικρών ποσοτήτων μοριακού αερίου σε ευγενές αέριο, μπορεί να καταστήσει το φαινόμενο της ολίσθησης πιο ισχυρό έναντι της διάχυσης, λόγω των ανελαστικών σκεδάσεων.



Σχήμα 2.4: Όταν επικρατεί το φαινόμενο της ολίσθησης, έναντι της διάχυσης, η διαδρομή που ακολουθεί το ηλεκτρόνιο είναι πιο σύντομη

2.5.3 Επανασύνδεση και προσκόλληση ηλεκτρονίου

Υπάρχει η πιθανότητα μέσα στο αέριο μέσο τα παραγόμενα ηλεκτρόνια να χαθούν μέσω των διαδικασιών (α) της επανασύνδεσης ζεύγους ηλεκτρονίου - ιόντος (recombination) και (β) της προσκόλλησης ηλεκτρονίου (electron attachment), φέροντας ως αποτέλεσμα την μείωση της απόδοσης του ανιχνευτή.

- Επανασύνδεση

Απουσία ηλεκτρικού πεδίου, το ζεύγος ηλεκτρονίου - ιόντος μπορεί να επανασυνδεθεί μέσω δυνάμεων Coulomb, εκπέμποντας ένα φωτόνιο:

$$A^+ \quad + \quad e^- \quad \rightarrow \quad A \quad + \quad hv$$

Ο ρυθμός με τον οποίο γίνεται η επανασύνδεση, δίνεται απο τη σχέση:

$$dn = b \quad n^- n^+ dt \tag{2.17}$$

όπου b μια σταθερά που εξαρτάται απο το αέριο και n^-, n^+ οι συγκεντρώσεις των φορτίων. Στην περίπτωση που οι συγκεντρώσεις των ιόντων και των ηλεκτρονίων είναι ίδιες, ο ρυθμός επανασύνδεσης θα είναι:

$$n = \frac{n_0}{1 + bn_0 t}$$

όπου n_0 η συγκέντρωση όταν $t = 0s$.

- Προσκόλληση ηλεκτρονίου

Ηλεκτραρνητικά άτομα, έχουν την τάση να έλκουν προς το μέρος τους ηλεκτρόνια.

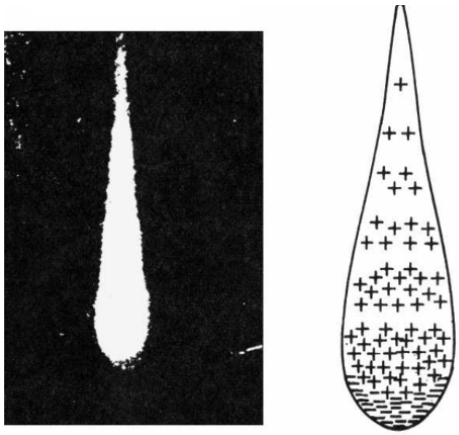
$$A \quad + \quad e^- \quad \rightarrow \quad A^- \quad + \quad hv$$

Η ενέργεια που απελευθερώνεται με τη μορφή φωτονίου ονομάζεται ηλεκτρονοσυγγένεια (electron affinity).

Παραδείγματα ηλεκτραρνητικών αερίων αποτελούν τα O_2, H_2O, CO_2, κλπ.

2.6 Φαινόμενο χιονοστιβάδας

Παρουσία ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου, της τάξης των μερικών keV/cm, το ηλεκτρόνιο αποκτά αρκετή ενέργεια ώστε να προκαλέσει τον ιονισμό του αερίου, δηλαδή τη δημιουργία ζεύγους ηλεκτρονίου - ιόντος. Το ηλεκτρόνιο αυτό, μπορεί να προκαλέσει δευτερεύων ιονισμό. Κάθε ελεύθερο ηλεκτρόνιο, προϊόν ιονισμού, μπορεί να δημιουργήσει ζεύγη ηλεκτρονίων - ιοντών μέσω αυτής της διαδικασίας. Ο πολλαπλασιασμός αυτός των ηλεκτρονίων είναι γνωστός ως φαινόμενο χιονοστιβάδας. Τα παραγόμενα ζεύγη ηλεκτρονίων - ιόντων παίρνουν το σχήμα υγρής σταγόνας με τα ηλεκτρόνια να βρίσκονται στη βάση της, λόγω της μεγαλύτερης κινητικότητάς τους, και τα ιόντα στην ουρά της.



Σχήμα 2.5: (αριστερά): φαινόμενο χιονοστιβάδας σε ανιχνευτή νεφών, (δεξιά): σχηματική αναπαράσταση φαινομένου χιονοστιβάδας

Αν λ_{ion} η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων για δευτερογενή κρούση ιοντισμού, η πιθανότητα ιονισμού ανά μονάδα μήκους θα είναι $\alpha = 1/\lambda_{\text{ion}}$ (1ος συντελεστής Townsend). Ο αριθμός των παραγόμενων ηλεκτρονίων που θα δημιουργηθούν σε μήκος dx θα είναι[3]:

$$dn = \alpha n dx \quad \xRightarrow{x=0, n=n_0} \quad n = n_0 e^{\alpha x} \tag{2.18}$$

Τέλος, ορίζουμε τον παράγοντα πολλαπλασιασμού (ή ενίσχυση αερίου) G:

$$G = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \tag{2.19}$$

[3]Για ομογενές ηλεκτρικό πεδίο ο παράγοντας Townsend είναι ανεξάρτητος της διαδρομής

Οι τιμές που μπορεί να πάρει αυτός ο παράγοντας έχουν κάποιο άνω όριο (όριο Raether)

$$G < 10^8 \rightarrow \alpha x < 20$$

Αν ξεπεραστεί το όριο αυτό τότε έχουμε δημιουργία σπινθήρων στον ανιχνευτή.

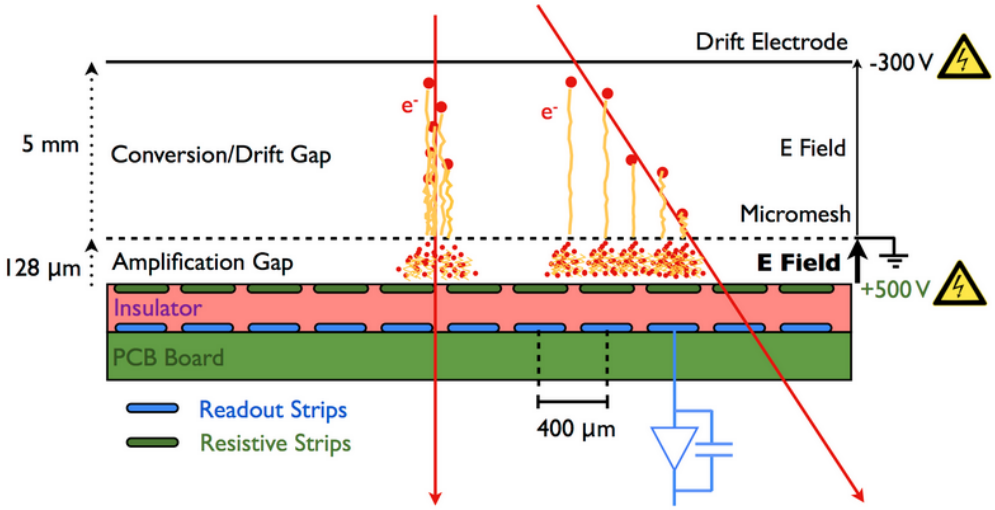
Κεφάλαιο 3

Ο ανιχνευτής MicroMeGaS

Ο ανιχνευτής MicroMeGaS (MICRO MEsh GAseous Structure) ανήκει στην κατηγορία των Micro Strip Gaseous Chambers (MSGC), χρησιμοποιεί ως ανιχνευτικό μέσο αέριο και αναπτύχθηκε τη δεκαετία του '90 απο τους I. Γιοματάρη και G. Charpak.

3.1 Αρχή λειτουργίας

Πρόκειται για μια συσκευή η οποία αποτελείται απο παράλληλες πλάκες, μεταξύ των οποίων υπάρχει ένα μικροπλέγμα (micromesh) που χωρίζει την περιοχή σε δύο επιμέρους - περιοχή ολίσθησης (drift gap) και περιοχή πολλαπλασιασμού (amplification gap). Τα κύρια στοιχεία του ανιχνευτή είναι:



Σχήμα 3.1: Αρχή λειτουργίας ανιχνευτή [9]

- ηλεκτρόδιο καθόδου (cathode/drift electrode)

- μικροπλέγμα (micromesh)
- ηλεκτρόδιο ανόδου (anode electrode)

Ο χώρος που δημιουργούν όλα αυτά τα στοιχεία γεμίζει με αέριο.

Το μικροπλέγμα τοποθετείται σε τέτοια θέση ώστε η περιοχή ολίσθησης να έχει πάχος $\sim 5mm$ και η περιοχή πολλαπλασιασμού $\sim 128\mu m$. Με την κατάλληλη εφαρμογή δυναμικών στα τρία αυτά στοιχεία, ώστε το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή ολίσθησης να είναι της τάξης των μερικών V/cm και στην περιοχή πολλαπλασιασμού $40 - 50kV/cm$, η συσκευή είναι έτοιμη για λειτουργία.

Καθώς ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίζει τον όγκο του ανιχνευτή, αλληλεπιδρά με τα άτομα του αερίου, τα ιονίζει και δημιουργεί ελεύθερα ηλεκτρόνια, τα οποία ολισθαίνουν προς το μικροπλέγμα. Επειδή το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή πολλαπλασιασμού είναι 50 - 100 φορές πιο ισχυρό τα ηλεκτρόνια αποκτούν τόση ενέργεια ώστε να μπορέσει να λάβει χώρα το φαινόμενο της χιονοστιβάδας. Τα ηλεκτρόνια συλλέγονται στην άνοδο μέσω των anode strips και τα αντίστοιχα θετικά ιόντα συλλέγονται στο μικροπλέγμα με ένα μικρό ποσοστό να καταφέρνει να ¨δραπετεύσει¨ στην περιοχή ολίσθησης και να φτάσει την κάθοδο.

3.2 Προσομοίωση του ανιχνευτή

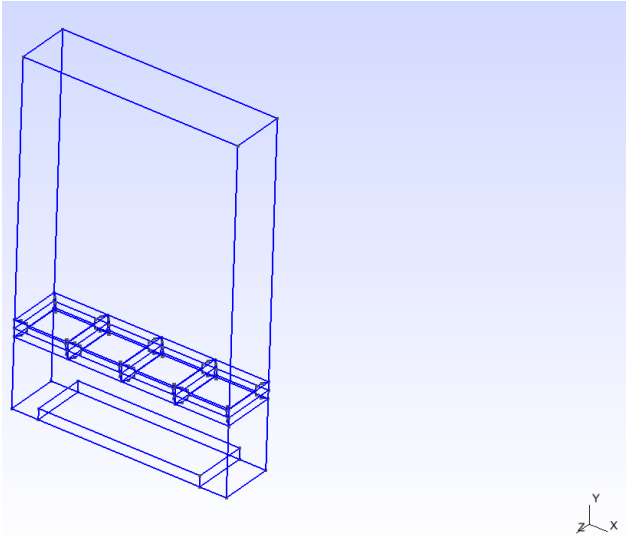
Τα λογισμικά πακέτα που έχουν χρησιμοποιηθεί παρουσιάζονται στο Παράρτημα Β.

3.2.1 Γεωμετρία

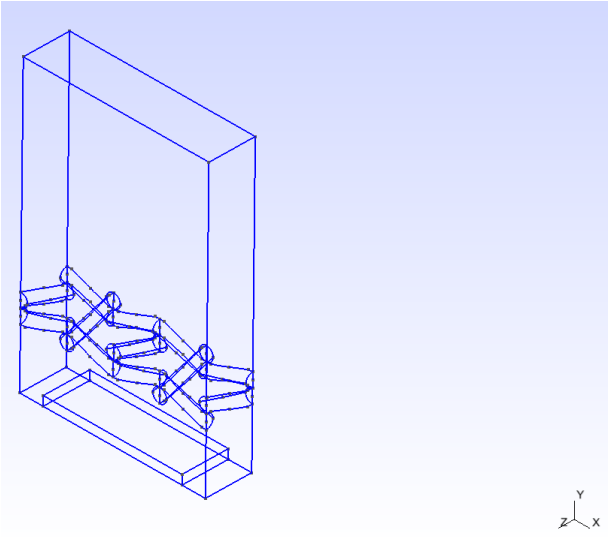
Η γεωμετρία που κατασκευάστηκε περιλαμβάνει τα εξής στοιχεία: (α) κάθοδο, (β) μικροπλέγμα, (γ) τα strips της ανόδου.

Για να ανταποκρίνεται το μοντέλο πιο κοντά στην πραγματικότητα, κατασκευάστηκε και γεωμετρία η οποία παρουσιάζει το μικροπλέγμα πλεγμένο (woven). Ωστόσο σε αντίστοιχες προσομοιώσεις που έχουν γίνει, το πλέγμα δημιουργείται κατά κύριο λόγο, σε επίπεδη μορφή (flat) για το λόγο ότι κατά την κατασκευή του στο εργαστήριο, αφού δημιουργηθεί, υπόκειται σε πίεση οπότε γίνεται σχεδόν επίπεδο. Και στις δύο περιπτώσεις τα σύρματα που αποτελούν το πλέγμα έχουν κυλινδρικοειδές σχήμα.

Παρακάτω παρουσιάζεται η γεωμετρία που κατασκευάστηκε με τα χαρακτηριστικά της.



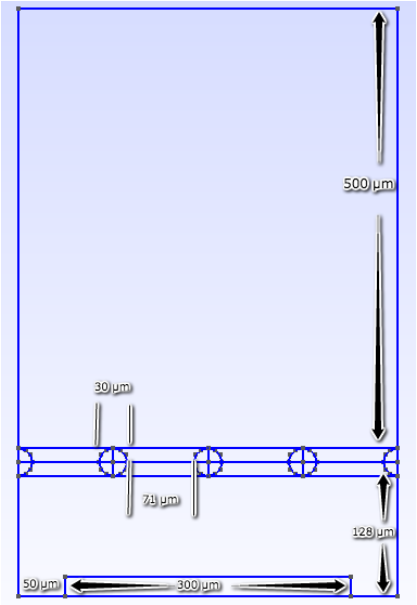
(α') επίπεδο (flat) micromesh



(β') πλεγμένο (woven) micromesh

Σχήμα 3.2: Η γεωμετρία όπως κατασκευάστηκε στο πρόγραμμα Gmsh

amplification gap	128	μm
drift gap	500	μm
radius	15	μm
wires's pitch	101	μm
strip's width	300	μm
strip's pitch	100	μm



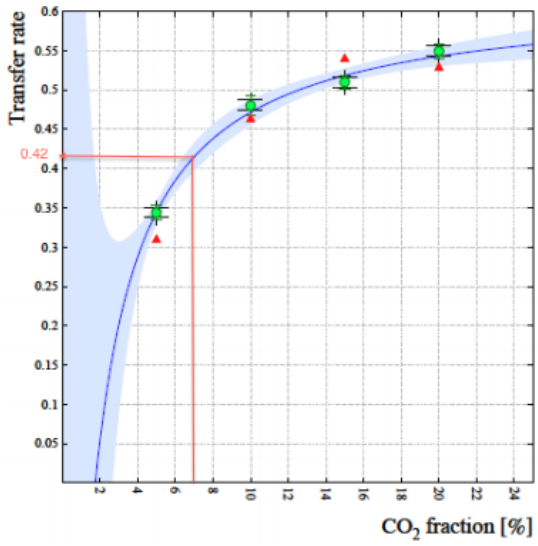
Πίνακας 3.1: Χαρακτηριστικά γεωμετρίας

3.2.2 Ηλεκτρικά πεδία

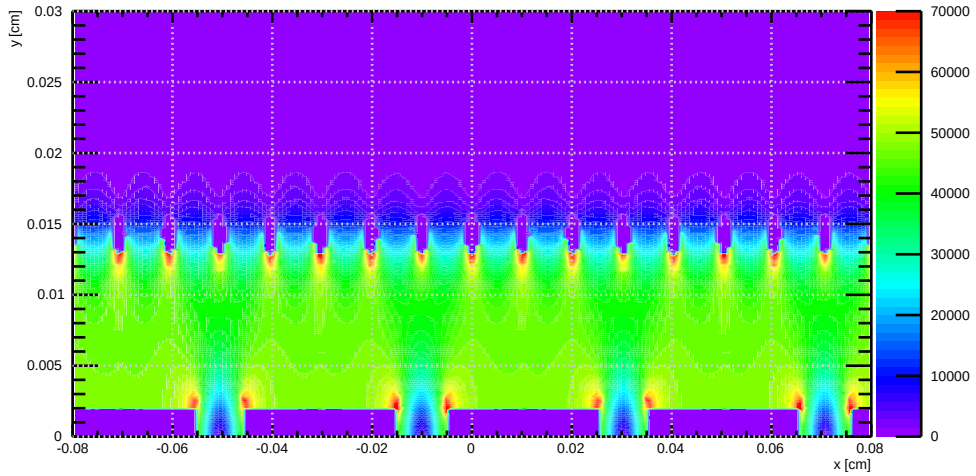
Ο υπολογισμός των ηλεκτρικών πεδίων έγινε με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων (βλ. Παράρτημα Α).

Για την δημιουργία των κατάλληλων ηλεκτρικών πεδίων στον ανιχνευτή, εφαρμόστηκε στα strips τάση $+540V$, το μικροπλέγμα γειώθηκε και στην κάθοδο εφαρμόστηκε ένα εύρος αρνητικών τάσεων ώστε να έχουμε τις περιπτώσεις πεδίου 0.05, 0.1, 0.3, 0.6 και 1 kV/cm στην περιοχή ολίσθησης.

Χρησιμοποιήθηκε μίγμα αερίου $\mathrm{Ar/CO_2}$ σύστασης $93/7\%$. Για την αύξηση των ζευγών ηλεκτρονίου - ιόντος στην περιοχή πολλαπλασιασμού λήφθηκε υπ'όψη και το φαινόμενο Penning, ορίζοντας την πιθανότητα να συμβεί 42%.



Σχήμα 3.3: Όσο περισσότερο $\mathrm{CO_2}$ έχει το μίγμα τόσο αυξάνει και η πιθανότητα να συμβεί το φαινόμενο Penning [8].



Σχήμα 3.4: Contour Plot του ηλεκτρικού πεδίου μέσα στον ανιχνευτή όπως προκύπτει απο το Garfield++

3.2.3 Αποτελέσματα

Αφού δημιουργήθηκε η γεωμετρία και υπολογίστηκαν τα ηλεκτρικά πεδία, με τη βοήθεια του εργαλείου Garfield++ μπόρεσαν να προσομοιωθούν οι φυσικές διαδικασίες που συμβαίνουν μέσα στον ανιχνευτή.

Αρχικά, ένα ηλεκτρόνιο ξεκινά από την κάθοδο, ολισθαίνει προς το μικροπλέγμα, λαμβάνει χώρα το φαινόμενο της χιονοστιβάδας με αποτελέσμα τη δημιουργία ελεύθερων φορτίων. Τα αρνητικά φορτία συλλέγονται στα strips της ανόδου και τα θετικά κινούνται στην κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου. Το αρχικό ηλεκτρόνιο ξεκινά κάθε φορά με διαφορετική ενέργεια ($0,\ 5,\ 10,\ 15,\ 20,\ 30,\ 40\ eV$) και συλλέγεται η πληροφορία του αριθμού των ηλεκτρονίων τα οποία δημιουργούνται στην περιοχή πολλαπλασιασμού και συλλέγονται στα strips. Για να μαζευτεί ικανοποιητική στατιστική η παραπάνω διαδικασία επαναλήφθηκε 1000 φορές για καθεμία απο τις παραπάνω διαφορετικές περιπτώσεις.

Παρατηρείται ότι όσο αυξάνεται η αρχική ενέργεια του αρχικού ηλεκτρονίου, για σταθερό λόγο πεδίων E_{amp}/E_{drift} περισσότερα ηλεκτρόνια δημιουργούνται στην περιοχή πολλαπλασιασμού. Ωστόσο, ο κανόνας αυτός αίρεται για το εύρος ενεργειών 0 - 10 eV. Ενδεικτικά ιστογράμματα αυτής της ανάλυσης φαίνονται στο Σχήμα 3.5.

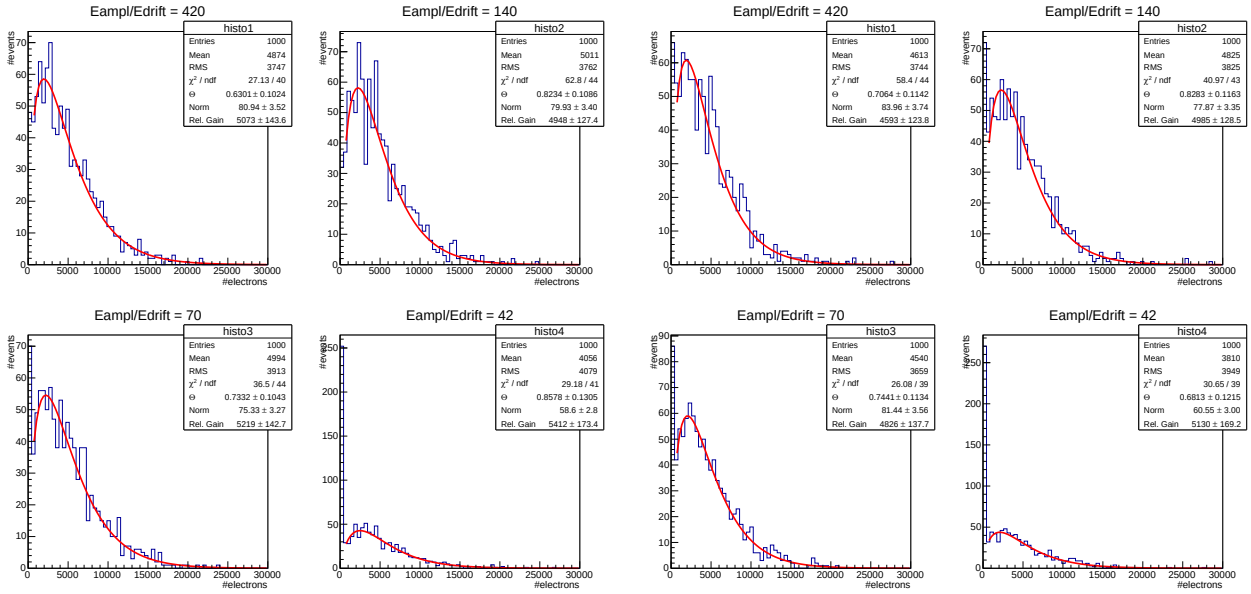
Το fitting των ιστογραμμάτων έγινε με την Poly-a συνάρτηση:

$$P\left(n_e\right) = \frac{1}{\bar{n}} \frac{\left(\Theta+1\right)^{\Theta+1}}{\Gamma\left(\Theta+1\right)} \left(\frac{n_e}{\bar{n}}\right)^{\Theta} e^{-(\Theta+1)\frac{n_e}{\bar{n}}} \tag{3.1}$$

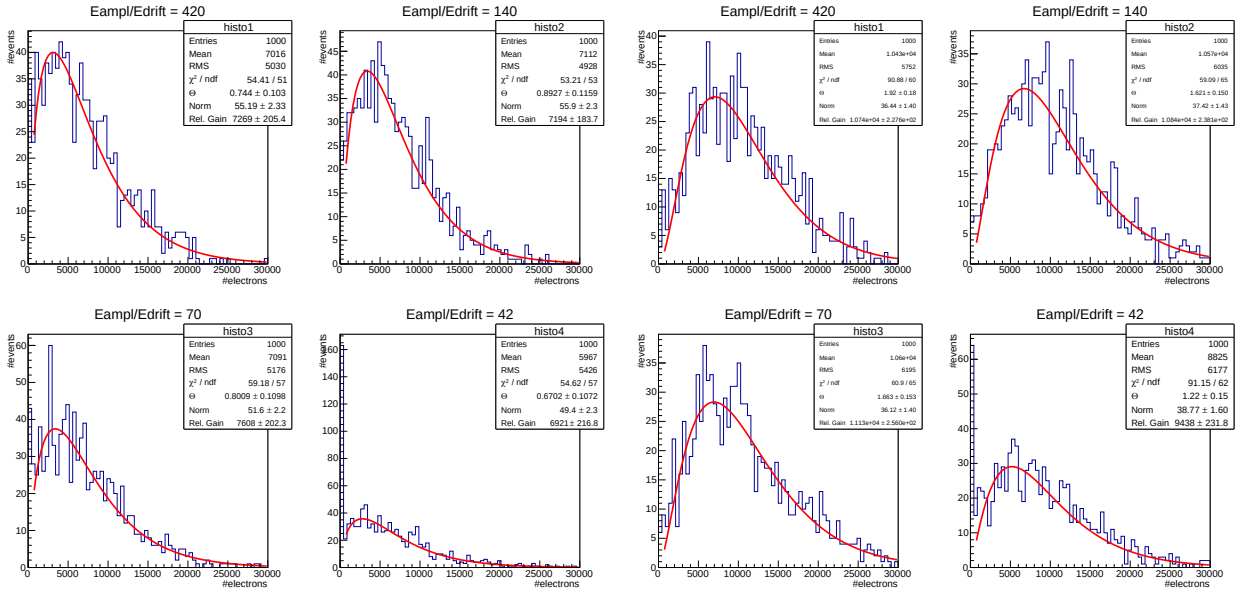
όπου n_e ο αριθμός των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται κατά το φαινόμενο της χιονοστιβάδας, $\bar{n}$ ο μέσος αριθμός των παραγόμενων ηλεκτρονίων και Θ μία παράμετρος.

Στη συνέχεια, έγινε ανάλυση που αφορούσε την transparency του ανιχνευτή, δηλαδή το ποσοστό των ηλεκτρονίων που καταφέρνουν να περάσουν στην περιοχή πολλαπλασιασμού. Αρχικό ηλεκτρόνιο ξεκινά απο τη μέση της περιοχής ολίσθησης για διαφορετικές αρχικές ενέργειες και διαφορετικά πεδία E_{drift}. Ως transparency ορίζεται το πηλίκο της διαφοράς των γεγονότων που απορροφήθηκαν απο το μικροπλέγμα (#missed_events) απο τον συνολικό αριθμό των γεγονότων (#total_events) προς τον συνολικό αριθμό των γεγονότων:

$$\text{transparency} = \frac{(\#\text{total\_events}) - (\#\text{missed\_events})}{(\#\text{total\_events})} \tag{3.2}$$

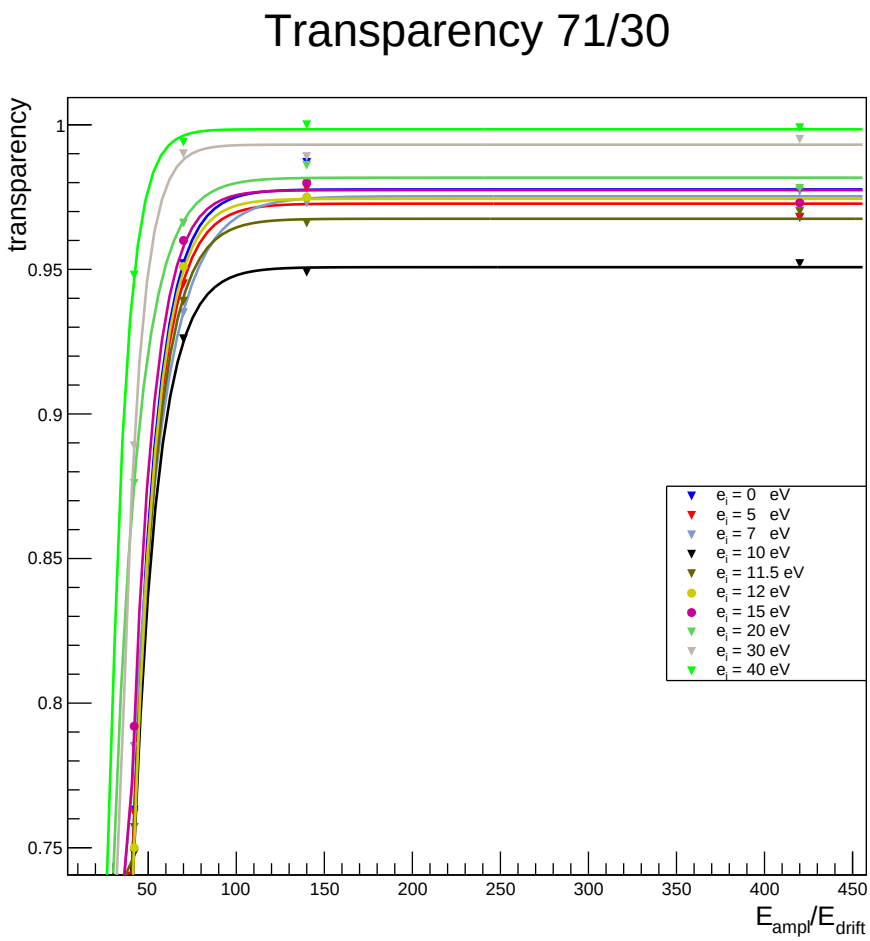


(α') αρχική ενέργεια ηλεκτρονίου 0eV (β') αρχική ενέργεια ηλεκτρονίου 10eV



(γ') αρχική ενέργεια ηλεκτρονίου 20eV (δ') αρχική ενέργεια ηλεκτρονίου 40eV

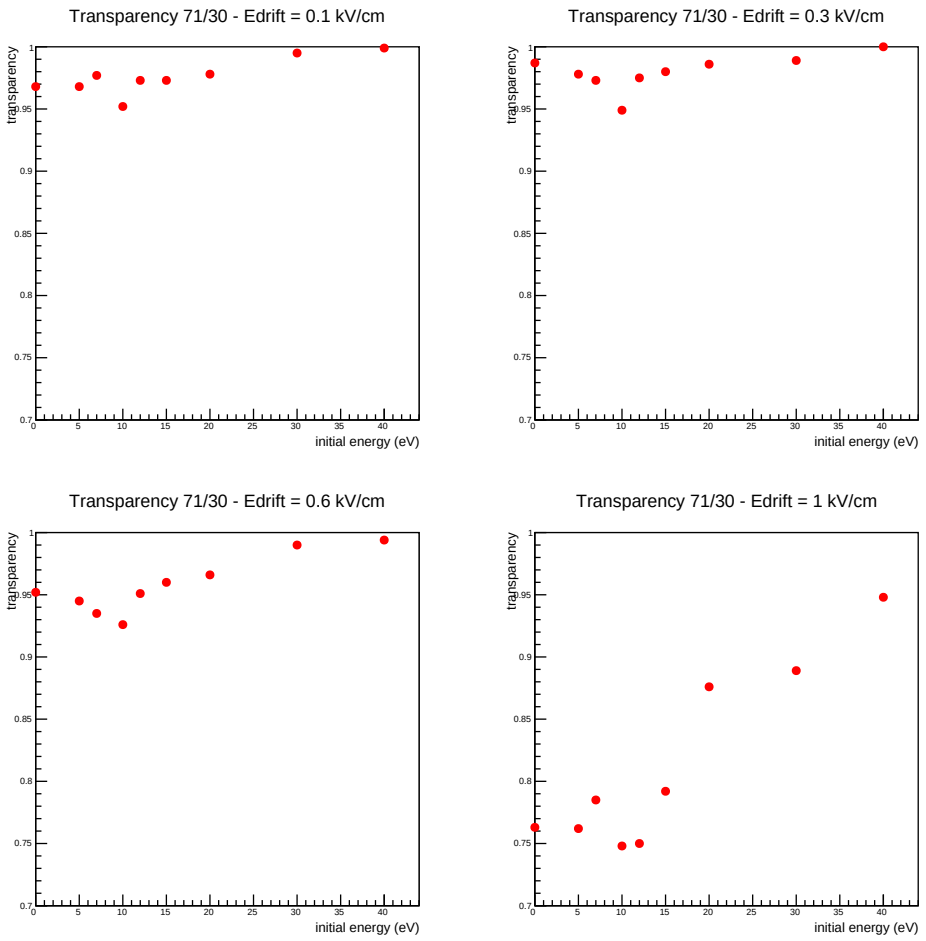
Σχήμα 3.5: Ενδεικτικά ιστογράμματα για τον αριθμό των ηλεκτρονίων που συμμετείχαν στο φαινόμενο της χιονοστιβάδας (περίπτωση επίπεδου μικροπλέγματος)



Σχήμα 3.6: transparency vs E_amp/E_drift για διάφορες αρχικές ενέργειες του αρχικού ηλεκτρονίου (περίπτωση επίπεδου μικροπλέγματος)

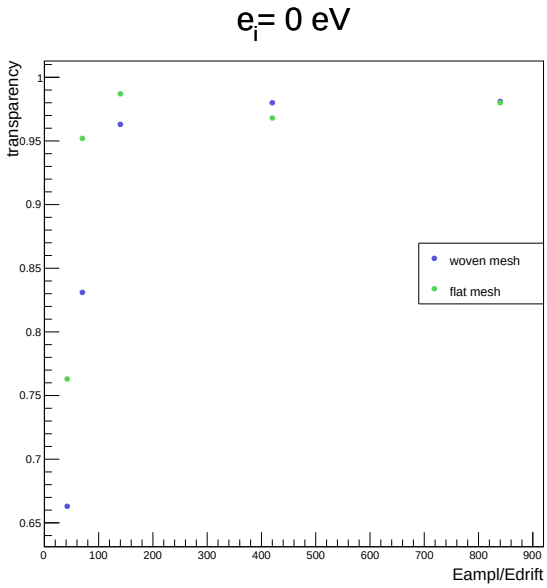
Σύμφωνα με το Σχήμα 3.6, παρατηρούμε ότι για ενέργειες του αρχικού ηλεκτρονίου $0-10 \quad eV$ η transparency του ανιχνευτή μειώνεται ενώ για μεγαλύτερες ενέργειες σταδιακά αυξάνει. Το fitting του γραφήματος έγινε με εκθετική συνάρτηση της μορφής Fermi-Dirac.

Ιδανικά, θα περιμέναμε να υπήρχε μια γραμμική συμπεριφορά της transparency. Δημιουργώντας τη γραφική παράσταση της transparency συναρτήσει της ενέργειας του ηλεκτρονίου για σταθερό λόγο E_amp/E_drift (Σχήμα 3.7) καταλαβαίνουμε ότι στο εύρος των ενεργειών αυτών λαμβάνουν χώρα φυσικά φαινόμενα, τα οποία σε μεγαλύτερες ενέργειες δεν είναι τόσο σημαντικά.



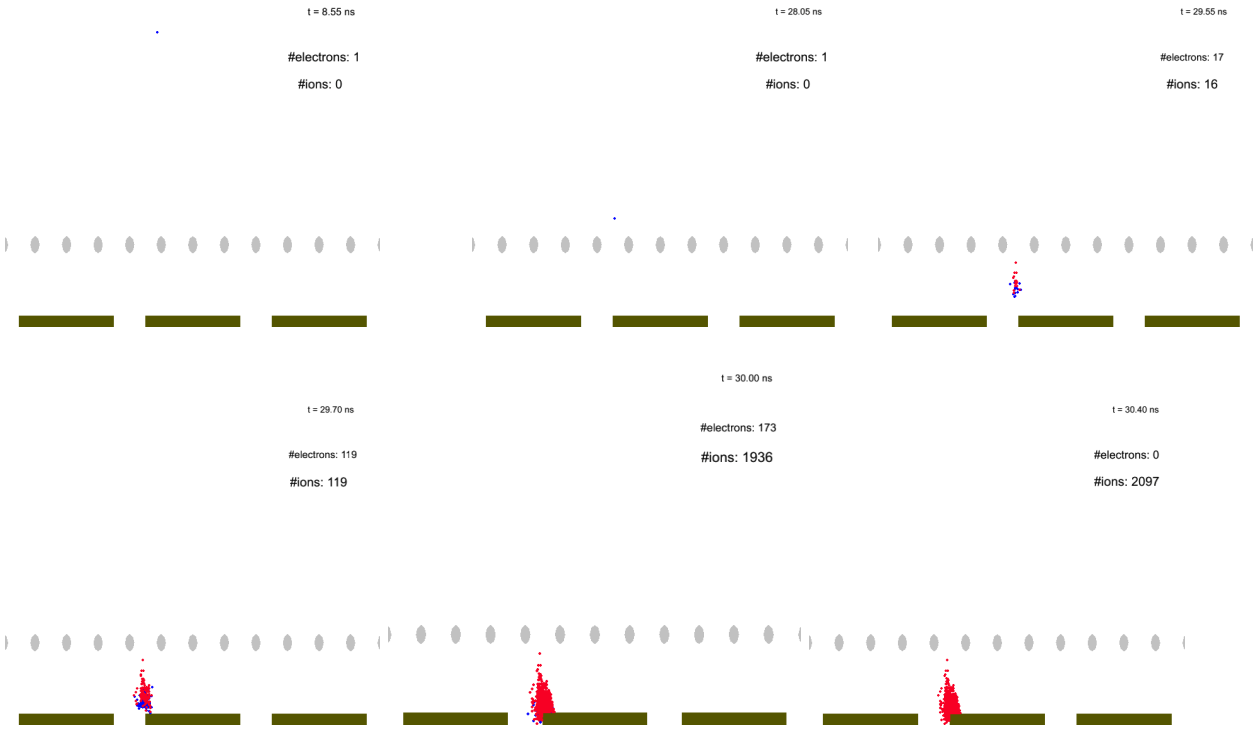
Σχήμα 3.7: transparency vs ενέργεια ηλεκτρονίου (περίπτωση επίπεδου μικροπλέγματος)

Όπως είδαμε παραπάνω, η transparency του ανιχνευτή για δεδομένο μίγμα αερίου, εξαρτάται απο διάφορες παραμέτρους όπως το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται στον ανιχνευτή αλλά και απο την αρχική ενέργεια του φορτισμένου σωματιδίου. Σύμφωνα με το Σχήμα 3.8 βλέπουμε ότι υπάρχει εξάρτηση και απο τη γεωμετρία του μικροπλέγματος για μεγάλα πεδία στην περιοχή ολίσθησης.

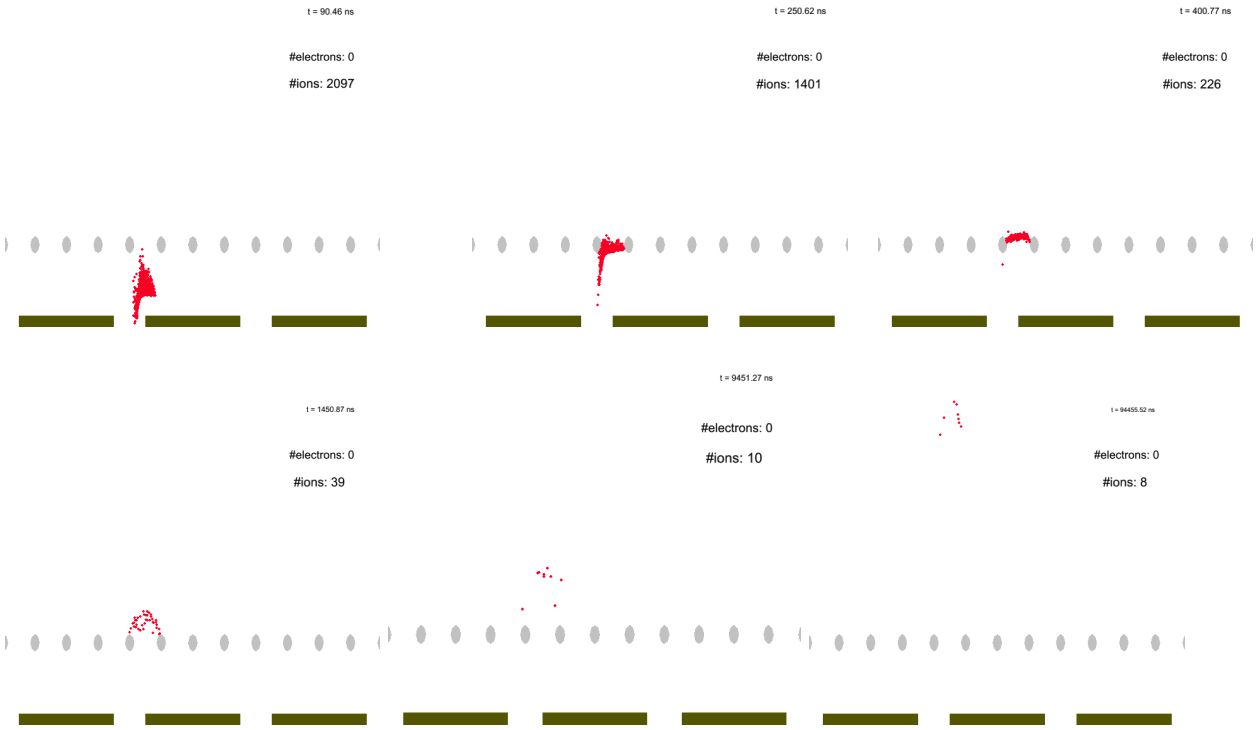


Σχήμα 3.8: Σύγκριση transparency για τις δύο γεωμετρίες του μικροπλέγματος

Τέλος, δημιουργήθηκε κώδικας με τη βοήθεια του οποίου οπτικοποιήθηκε η αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή μέσω βίντεο. Στιγμιότυπα φαίνονται στα Σχήματα 3.9, 3.10.



Σχήμα 3.9: Στιγμιότυπα βίντεο



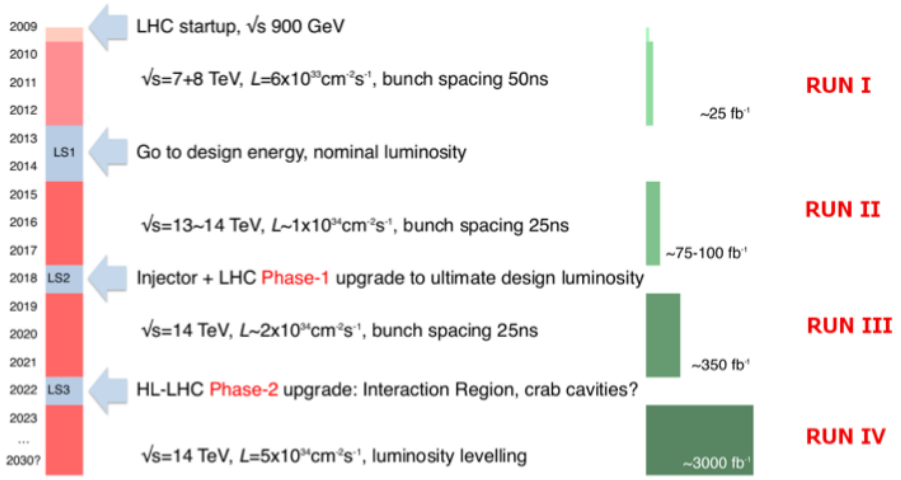
Σχήμα 3.10: Στιγμιότυπα βίντεο

Κεφάλαιο 4

Αναβάθμιση του Small Wheel του πειράματος ATLAS

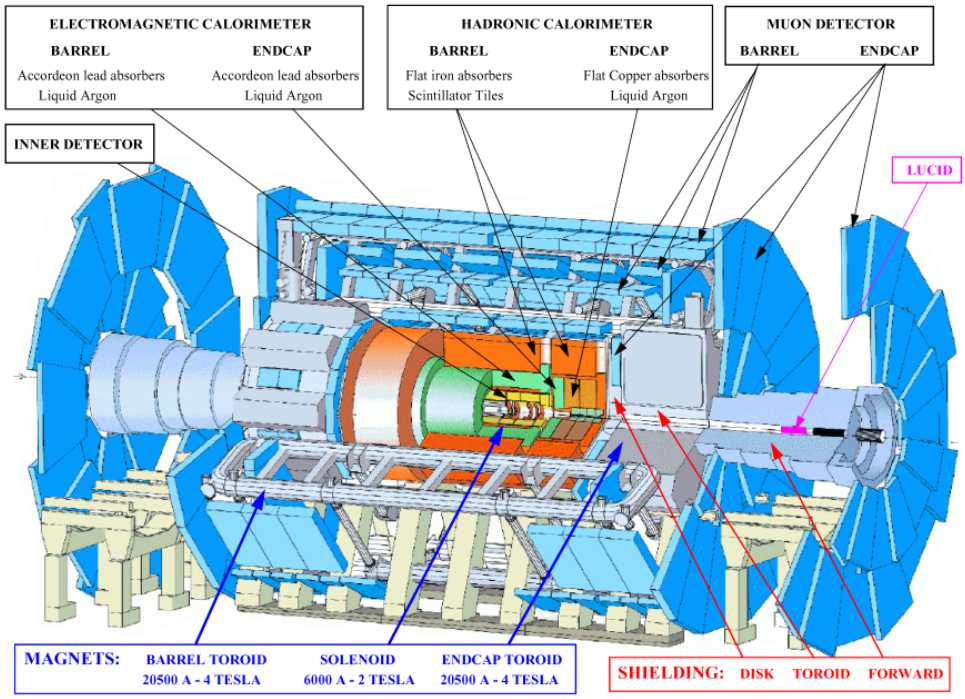
Η σχέση της θεωρίας και του πειράματος σε κάθε επιστήμη είναι στενή και αλληλένδετη. Δεν μπορεί να υπάρξει θεωρία χωρίς πείραμα, αλλά ούτε και πείραμα χωρίς θεωρία. Ωστόσο, η θεωρία μπορεί είτε να προηγείται είτε να έπεται της πειραματικής διαδικασίας.

Στη Φυσική των Υψηλών Ενεργειών η θεωρία βρίσκεται αρκετά μπροστά από το πείραμα για το λόγο ότι δεν έχει αναπτυχθεί τόσο η τεχνολογία. Ο επιταχυντής LHC (Large Hadron Collider) πρόκειται να αναβαθμιστεί σταδιακά (κατ' επέκταση και τα στημμένα πειράματα), ώστε να επιτευχθεί η μελέτη νέας φυσικής. Στο Σχήμα 4.1 παρουσιάζεται το χρονοδιάγραμμα του προγράμματος αναβάθμισης του επιταχυντή LHC και του πειράματος ATLAS.



Σχήμα 4.1: Πρόχειρο χρονοδιάγραμμα του προγράμματος αναβάθμισης του LHC και του ATLAS

Η πρώτη φάση (Phase-I) της αναβάθμισης του ATLAS (2018) εστιάζεται στο Level-1 σύστημα σκανδαλισμού, σύμφωνα με το οποίο γίνεται ένα πρώτο ξεκαθάρισμα της πληροφορίας μειομένης διακριτότητας απο ένα σύνολο ανιχνευτών. Παραδείγματος χάρην, μιόνια υψηλής εγκάρσιας ορμής (high p_T) ταυτοποιούνται με τη χρήση resistive-plate chambers (RPCs) στην περιοχή του βαρελιού και thin-gap chambers (TGCs) στα καπάκια του. Ο κύριος στόχος,



Σχήμα 4.2: Σχηματική απεικόνιση του πειράματος ATLAS

της αναβάθμισης αποτελεί την αύξηση του ορίου σκανδαλισμού καθώς και τη διάκριση της χρήσιμης πληροφορίας απο το θόρυβο για την περίπτωση λεπτονίων χαμηλής εγκάρσιας ορμής με την ταυτόχρονη διατήρηση του ρυθμού αυτής της πληροφορίας σε διαχειρίσιμο επίπεδο. Η αναβάθμιση αυτή αφορά τους μιονικούς θαλάμους αλλά και τα καλορίμετρα.

Η δεύτερη φάση (Phase-II) της αναβάθμισης του ATLAS (2022), αφορά την πλήρη αντικατάσταση του κεντρικού συστήματος ανιχνευτών καθώς και την αναβάθμιση των συστημάτων σκανδαλισμού και ανάγνωσης.

4.1 Phase-I: Αναβάθμιση του θαλάμου μιονίων

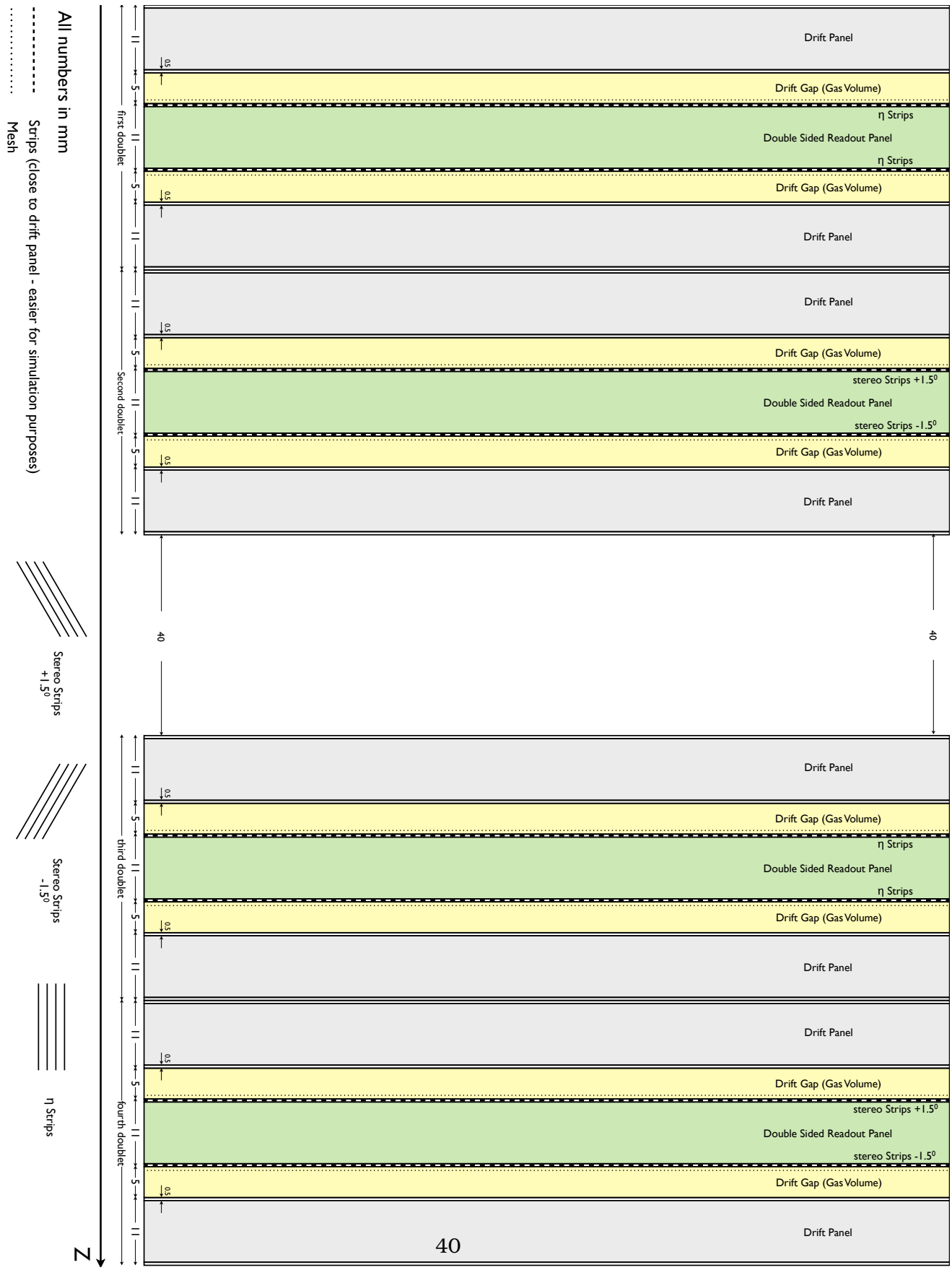
Λόγω της υψηλής λαμπρότητας (luminosity, $L \sim 2 \times 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$) που θα φτάσει ο LHC κατά την πρώτη φάση αναβάθμισης, τα καπάκια του θαλάμου μιονίων (end-cap region, Small Wheel (SW)) θα πρέπει να αντικατασταθούν, ώστε να μπορέσουν να ανταποκριθούν στο νέο περιβάλλον.

Η πρόταση για τους ανιχνευτές απο τους οποίους θα αποτελούνται τα νέα καπάκια (New Small Wheel (NSW)), περιλαμβάνει 16 πάνελ ανιχνευτών τεχνολογίας small-strip TGC (sTGC) και MicroMeGaS (MM). Ο τρόπος με τον οποίο θα τοποθετηθούν είναι τέτοιος (sTGC(4) - MM(4) - MM(4) - sTGC(4)) ώστε να επιτευχθεί η μέγιστη απόσταση μεταξύ των sTGCs ανιχνευτών.

Η παρούσα μελέτη αφορά το σύστημα των ανιχνευτών MicroMeGaS και χωρίζεται σε 6 υποενότητες, που αφορούν:

- τη σχέση της γωνίας εκπομπής της δέσμης με την απόσταση (lever arm) μεταξύ των δύο στρωμάτων MicroMeGaS
- τη σχέση της γωνίας εκπομπής της δέσμης με την αβεβαιότητα της θέσης κατά τον y άξονα
- την περίπτωση της κακής ευθυγράμμισης των ανιχνευτών
- την περίπτωση που η ευαισθησία των ανιχνευτών δεν είναι 100%
- την περίπτωση που λαμβάνουμε υπ' όψη την pseudorapidity
- την περίπτωση που ανταποκρίνεται πιο κοντά στην πραγματικότητα (συνδυασμός των παραπάνω)

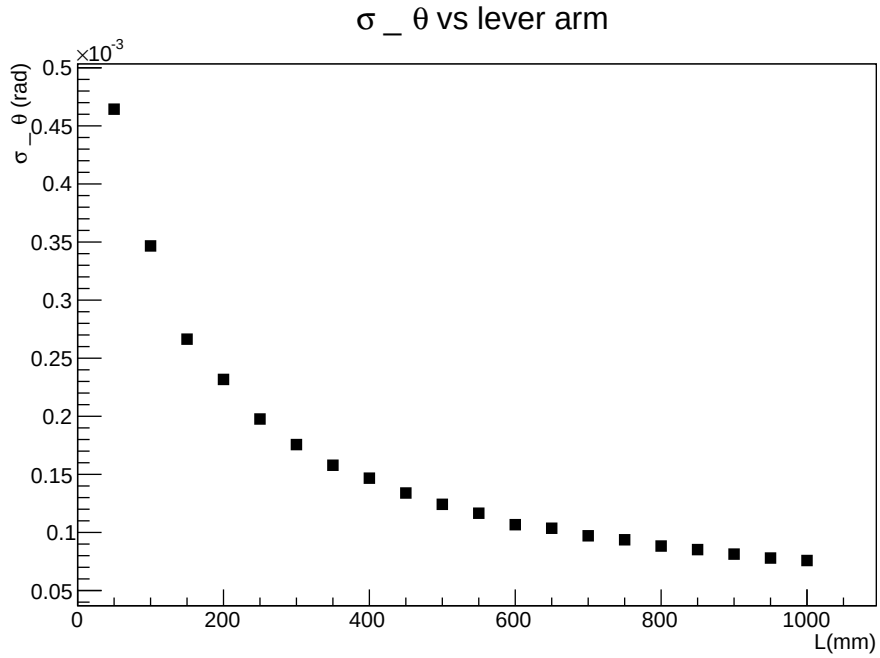
Οι θέσεις και οι αποστάσεις των ανιχνευτών MicroMeGaS φαίνονται στο Σχήμα 4.3.



Σχήμα 4.3: Αναλυτική απεικόνιση της διάταξης των ανιχνευτών MicroMeGaS

4.1.1 theta resolution vs lever arm

Γνωρίζοντας τη θέση των ανιχνευτών κατά τη διεύθυνση z (Σχήμα 4.3), δημιουργήθηκε μια γεννήτρια δεσμών, η οποία ξεκινά από απόσταση $7m$ απο τον πρώτο ανιχνευτή. Ως δεκτές δέσμες θεωρούνται όσες δίνουν σήμα σε τουλάχιστον πέντε ανιχνευτές και αναγκαστικά στον πρώτο. Κάθε άλλη περίπτωση απορρίπτεται. Η κάθε δέσμη χαρακτηρίζεται απο την γωνία, θ που εκπέμπεται. Η γωνία θ κατασκευάστηκε έτσι ώστε να ακολουθεί την ομοιόμορφη κατανομή. Η θέση του κάθε γεγονότος σε κάθε ανιχνευτή χαρακτηρίζεται απο τις συντεταγμένες του (z, y). Η κάθε $y-$συνιστώσα ορίστηκε ως γκαουσιανή συνάρτηση με μέση τιμή $\mu = tan(\theta)z[i]$, όπου $z[i]$ η θέση του κάθε ανιχνευτή κατά τη διεύθυνση z και τυπική απόκλιση σταθερή και ίση με $\sigma_{hit} = 0.1mm$. Για κάθε μία δέσμη λοιπόν, παραγόταν το διάγραμμα των συνιστωσών $z - y$. Κάνοντας fit με μία γραμμική συνάρτηση, απο την κλίση, παίρναμε την πληροφορία για τη γωνία εκπομπής θ' σύμφωνα με την οποία είχαν παραχθεί τα παραπάνω σημεία. Στη συνέχεια, αφού είχε μαζευτεί ικανοποιητική στατιστική γινόταν το ιστόγραμμα της απόκλισης της γωνίας εκπομπής της ανακατασκευασμένης δέσμης απο της αρχικής ($\Delta\theta = \theta - \theta'$) το οποίο όπως αναμένεται έχει γκαουσιανή μορφή. Θεωρώντας ως άγνωστη παράμετρο την απόσταση L μεταξύ των δύο στρωμάτων MicroMeGaS κατασκευάστηκε το τελικό διάγραμμα που δείχνει την εξάρτηση της τυπικής απόκλισης της $\Delta\theta$ απο αυτή την απόσταση (Σχήμα 4.4).

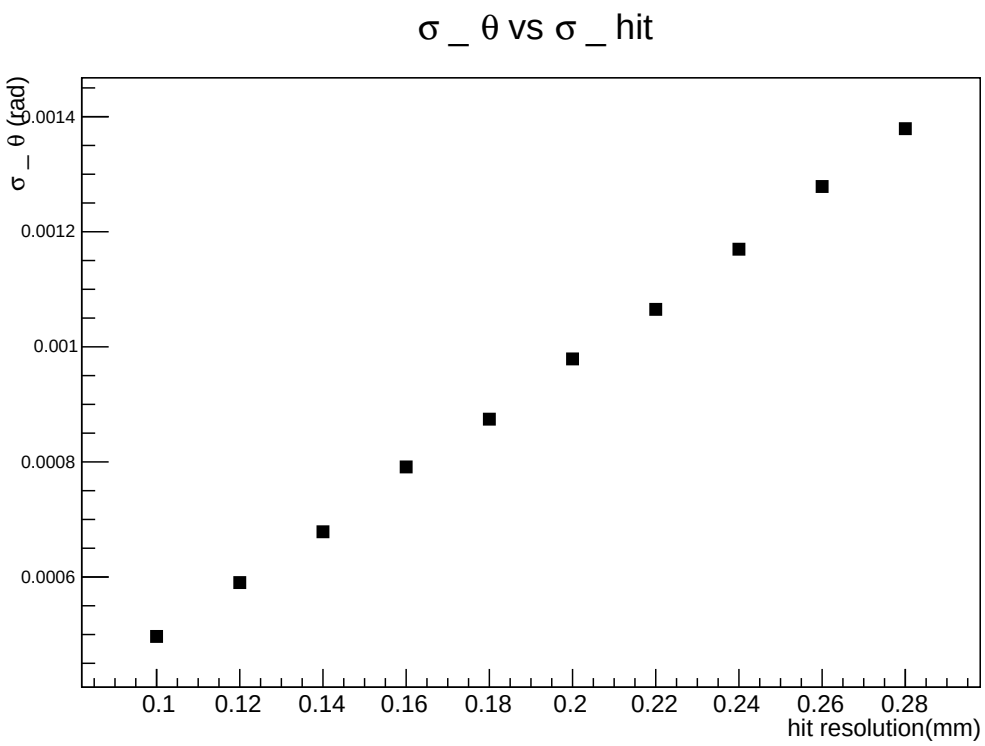


Σχήμα 4.4: Εξάρτηση της απόστασης των δύο στρωμάτων MicroMeGaS (lever arm) απο την τυπική απόκλιση της $\Delta\theta$

Παρατηρείται ότι όσο αυξάνεται η απόσταση μεταξύ των δύο στρωμάτων MicroMeGaS τόσο πιο ακριβής είναι η θέση των γεγονότων κατά τον άξονα y.

4.1.2 theta resolution vs hit resolution

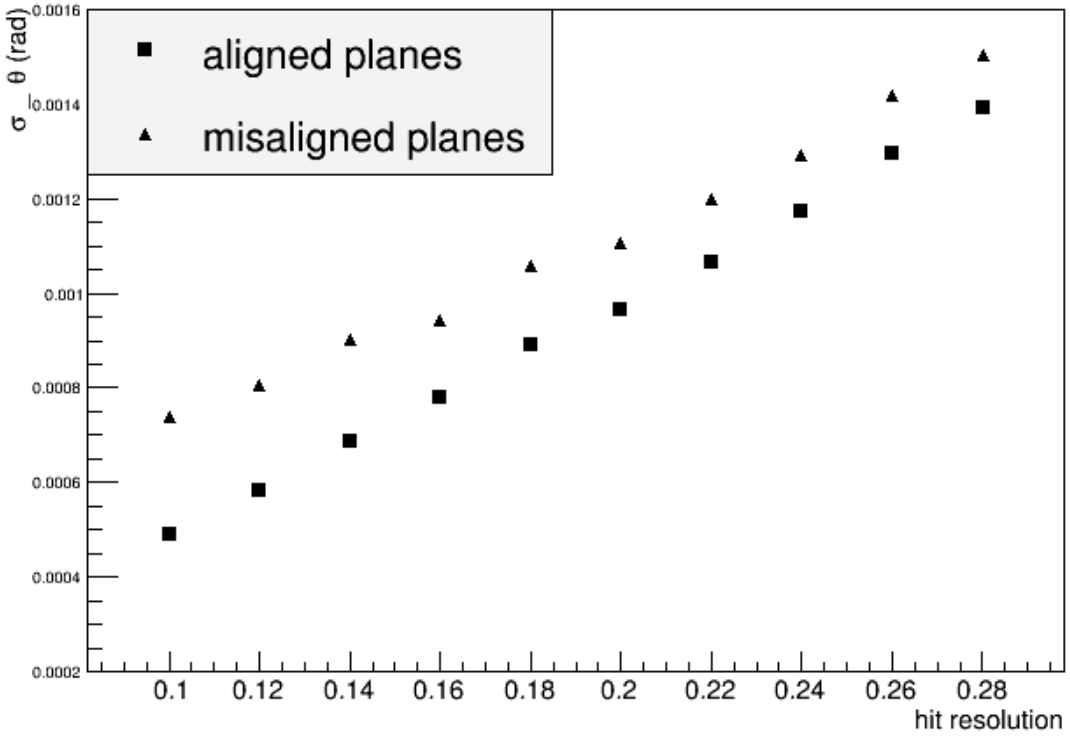
Σ΄ αυτή την περίπτωση μελετάται η εξάρτηση της τυπικής απόκλισης της $\Delta\theta$ από την αβεβαιότητα της θέσης στον άξονα των y. Κρατώντας το lever arm σταθερό και ίσο με $40mm$, γεννήθηκαν δέσμες όπως και παραπάνω. Οι συνιστώσες y ορίζονται πάλι ως γκαουσιανές συναρτήσεις με τη διαφορά ότι η τυπική τους απόκλιση θεωρήθηκε άγνωστη παράμετρος. Στο Σχήμα 4.5 βλέπουμε ότι όσο αυξάνει το έυρος τιμών της θέσης y σε κάθε ανιχνευτή, τόσο αυξάνει και η αβεβαιότητα της ακριβούς εντόπισής της, όπως και αναμέναμε.



Σχήμα 4.5: Εξάρτηση της αβεβαιότητας της θέσης κατά τον άξονα y απο την τυπική απόκλιση της $\Delta\theta$

4.1.3 Κακή ευθυγράμμιση ανιχνευτών

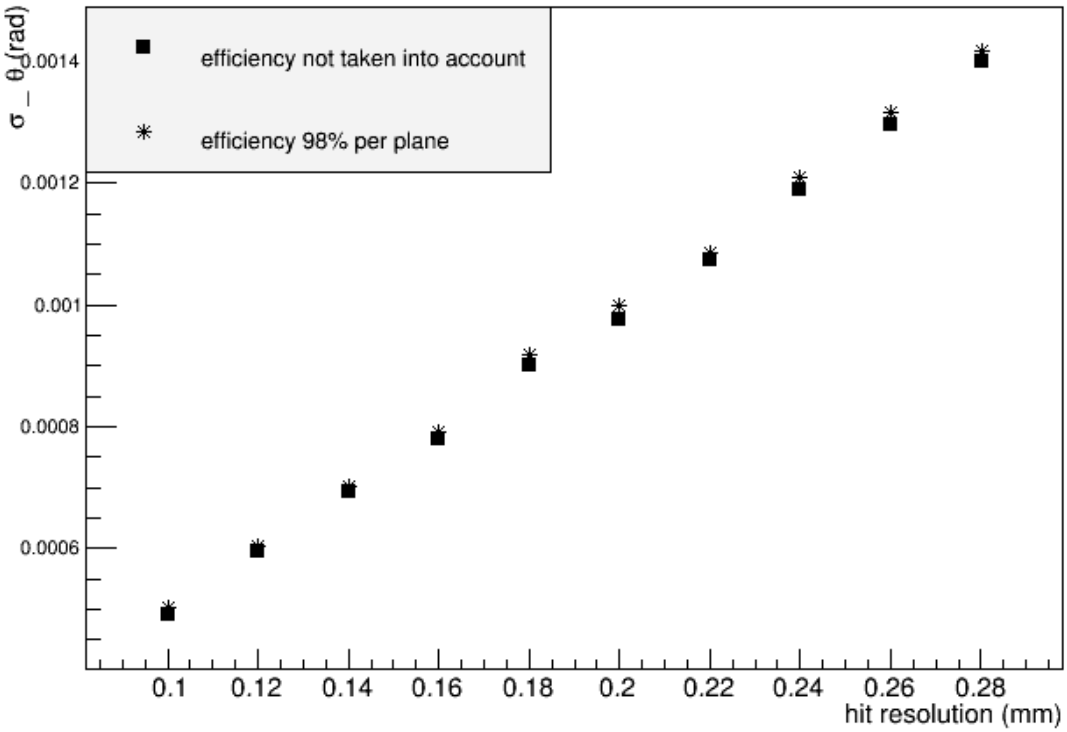
Σ' αυτό το εδάφιο μελετάται η μη σωστή ευθυγράμμιση των ανιχνευτών κατά τη διεύθυνση y η οποία εισάγεται ως μικρές διακυμάνσεις των θέσεων y απο τις οποίες περνάει η δέσμη (γκαουσιανές κατανομές με τυπική απόκλιση $80\mu m$). Το τελικό αποτέλεσμα που παίρνουμε (Σχήμα 4.6) σε σύγκριση με την ιδανική περίπτωση του προηγούμενου εδαφίου δεν είναι πολύ διαφορετικό.



Σχήμα 4.6: Περιπτώσεις καλής και κακής ευθυγράμμισης των ανιχνευτών MM

4.1.4 Ευαισθησία του συστήματος

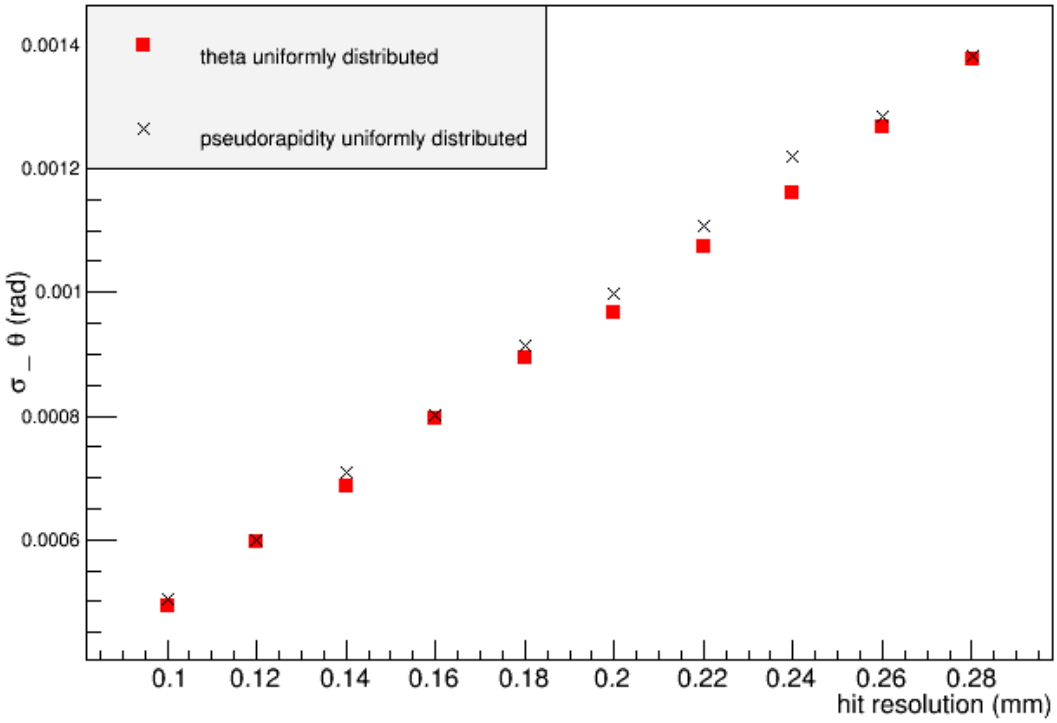
Η κάθε συνιστώσα y της δέσμης ελέγχεται απο έναν τυχαίο αριθμό στο διάστημα $[0, 1]$. Αν αυτός ο αριθμός ξεπερνάει την τιμή 0.98 θεωρούμε ότι ο ανιχνευτής δεν μπορεί να δεί αυτό το γεγονός και το παραλείπει. Δηλαδή, το σύστημα των ανιχνευτών θεωρείται ότι είναι ευαισθησίας 98%. Το αποτέλεσμα αυτής της ανάλυσης φαίνεται στο Σχήμα 4.7. Παρατηρούμε ότι οι διαφορές είναι πολύ μικρές συγκρίνοντάς με την περίπτωση που δεν έχει ληφθεί υπ' όψη αυτή η παράμετρος.



Σχήμα 4.7: Ευαισθησία του ανιχνευτικού συστήματος

4.1.5 pseudorapidity

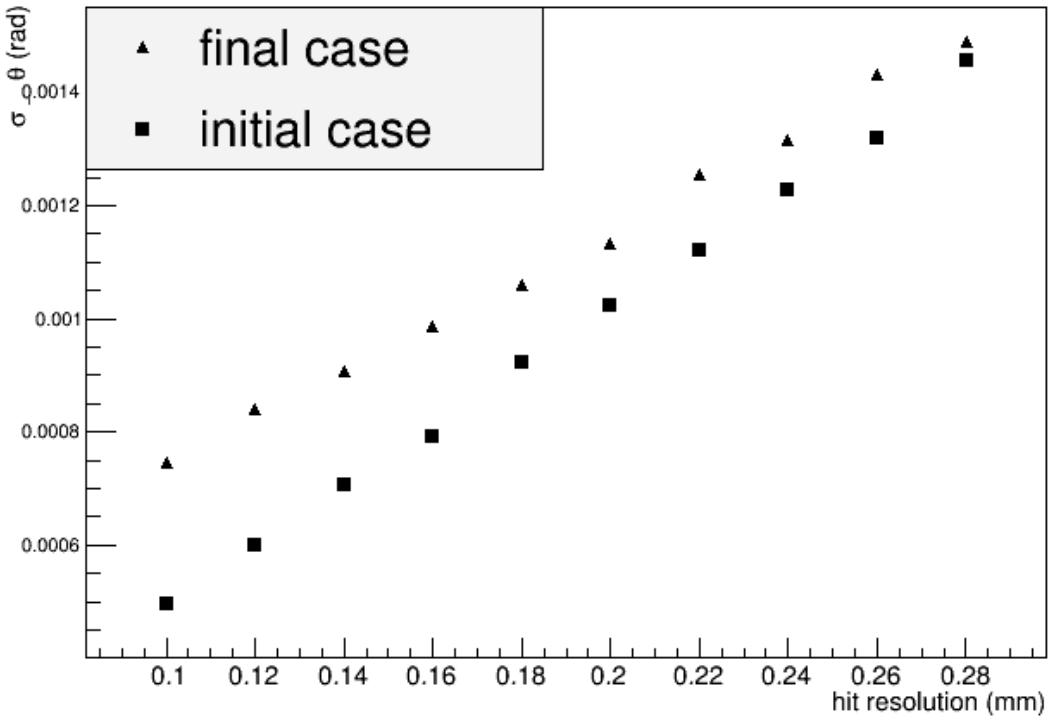
Εξετάζεται η περίπτωση κατά την οποία η pseudorapidity ακολουθεί ομοιόμορφη κατανομή και όχι η γωνία θ. Η pseudorapidity, η, αποτελεί μία χωρική συντεταγμένη η οποία συσχετίζει την γωνία ενός σωματιδίου με τον άξονα της δέσμης και ορίζεται ως $\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]$. Σύμφωνα με αυτή την ανάλυση, η διακύμανση των αποτελεσμάτων απο την αρχική θεώρηση δεν είναι τόσο σημαντική (Σχήμα 4.8).



Σχήμα 4.8: Η pseudorapidity ακολουθεί ομοιόμορφη κατανομή

4.1.6 Τελικά αποτελέσματα

Για να ανταποκρίνονται τα αποτελέσματα όσο περισσότερο γίνεται στην πραγματικότητα μελετήθηκε η περίπτωση κατά την οποία οι ανιχνευτές δεν είναι τέλεια ευθυγραμμισμένοι, η ευαισθησία τους είναι 98% και η pseudorapidity ακολουθεί την ομοιόμορφη κατανομή (Σχήμα 4.9).



Σχήμα 4.9: Η περίπτωση που προσεγγίζει περισσότερο την πραγματικότητα συγκρινόμενη με την βέλτιστη περίπτωση

Παρατηρείται ότι για μικρές αποκλίσεις της $y-$συνιστώσας η διαφορά μεταξύ των δύο περιπτώσεων είναι αρκετά σημαντική. Ωστόσο, όσο μεγαλώνει η αβεβαιότητα της θέσης κατά τον άξονα y, τόσο μικρότερη απόκλιση παρατηρείται.

Παράρτημα Α΄

Μέθοδος πεπερασμένων στοιχείων

Η ανάγκη επίλυσης περίπλοκων κατασκευαστικών προβλημάτων στην επιστήμη του πολιτικού μηχανικού και της αεροναυπηγικής, οδήγησε στην ανάπτυξη της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων.

Πρόκειται για αριθμητική μέθοδο για την προσεγγιστική επίλυση μαθηματικών προβλημάτων διαμορφωμένων κατά τέτοιο τρόπο ώστε να περιγράφουν ένα φυσικό πρόβλημα. Γενικότερα, χρησιμοποιείται για την επίλυση προβλημάτων κατασκευών, μηχανικής στερεών, δυναμικής, θερμοδυναμικής, ηλεκτροστατικής, βιοϋλικών, κ.α.

Για την εφαρμογή της μεθόδου σε οποιοδήποτε πρόβλημα ακολουθούνται τέσσερα βασικά βήματα:

1. διακριτικοποίηση της περιοχής λύσης σε υποπεριοχές (στοιχεία - elements)

2. κατασκευή εξισώσεων λύσης για ένα στοιχείο

3. όλα τα στοιχεία συγκεντρώνονται στην περιοχή λύσης

4. λύση του συστήματος των εξισώσεων που προκύπτουν

Α΄.1 Διακριτικοποίηση

Χωρίζουμε την περιοχή λύσης σε πεπερασμένο αριθμό μη επικαλυπτόμενων στοιχείων όπως φαίνεται στο Σχήμα Α΄.1 (2 τρίγωνα, 2 τετράπλευρα, 7 κόμβοι). Για κάθε ένα στοιχείο e, ψάχνουμε μία προσέγγιση για το δυναμικό V_e. Η προσεγγιστική λύση για όλη την περιοχή δίνεται απο τον τύπο

$$V(x,y) \simeq \sum_{e=1}^{N} V_e(x,y) \tag{Α΄.1}$$

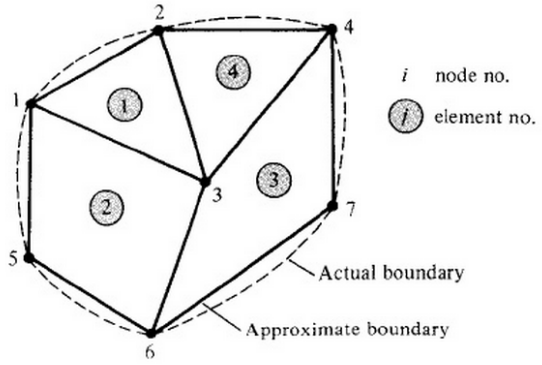
όπου N ο αριθμός των στοιχείων. Η πιο συνήθης μορφή προσέγγισης του δυναμικού είναι η πολυωνυμική και πιο συγκεκριμένα,

$$V_e(x, y) = a + bx + cy \tag{Α΄.2}$$

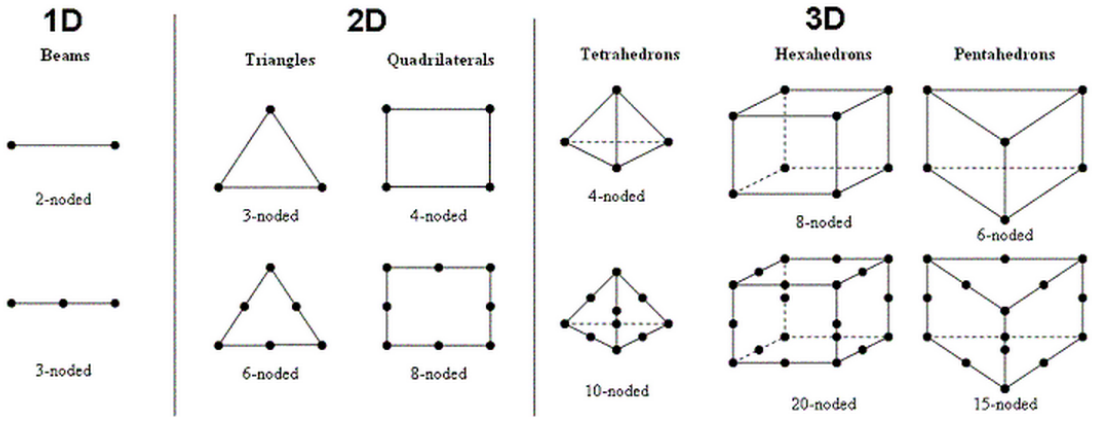
για τριγωνικό στοιχείο και

$$V_e(x, y) = a + bx + cy + dxy \tag{Α΄.3}$$

για τετράπλευρο στοιχείο.



Σχήμα Α΄.1: Χωρισμός της περιοχής λύσης σε πεπερασμένα στοιχεία

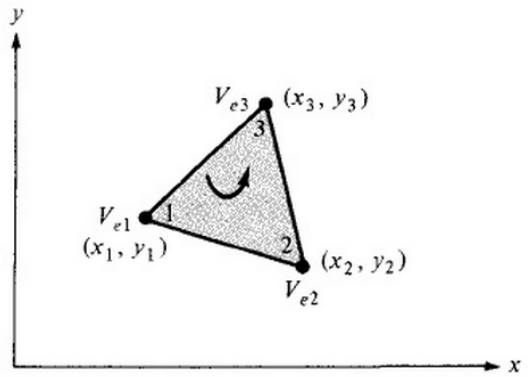


Σχήμα Α΄.2: Τύποι στοιχείων σε μία, δύο και τρείς διαστάσεις

Γενικά, μέσα στα όρια κάθε στοιχείου το δυναμικό είναι μη μηδενικό, ενώ έξω απο αυτά μηδενίζεται.

Α΄.2 Εφαρμογή εξισώσεων λύσης

Στην ανάλυσή μας θα θεωρήσουμε ένα τριγωνικό στοιχείο (Σχήμα Α΄.3) καθώς η διαδικασία λύσης είναι πιο απλή απο την περίπτωση τετράπλευρων στοιχείων.



Σχήμα Α΄.3: Τριγωνικό στοιχείο. Η αρίθμηση των κόμβων 1-2-3 γίνεται αντίθετα από τους δείκτες του ρολογιού

Σε κάθε κόμβο το δυναμικό θα δίνεται σύμφωνα με την Εξίσωση Α΄.2. Οπότε έχουμε:

$$\left.\begin{array}{l} V_{e1} = a + bx_1 + cy_1 \\ V_{e2} = a + bx_2 + cy_2 \\ V_{e3} = a + bx_3 + cy_3 \end{array}\right\} \Rightarrow \begin{bmatrix} V_{e1} \\ V_{e2} \\ V_{e3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} \tag{Α΄.4}$$

Οι σταθερές a, b, c θα ορίζονται:

$$\begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{bmatrix}^{-1}}_{A} \begin{bmatrix} V_{e1} \\ V_{e2} \\ V_{e3} \end{bmatrix} \tag{Α΄.5}$$

$$A = \frac{1}{detA} adjA, \text{ο αντίστροφος πίνακας}$$

$$\Rightarrow \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} = \frac{\overbrace{\begin{bmatrix} x_2y_3 - x_3y_2 & x_3y_1 - x_1y_3 & x_1y_2 - x_2y_1 \\ y_2 - y_3 & y_3 - y_1 & y_1 - y_2 \\ x_3 - x_2 & x_1 - x_3 & x_2 - x_1 \end{bmatrix}}^{adjA} \begin{bmatrix} V_{e1} \\ V_{e2} \\ V_{e3} \end{bmatrix}}{\underbrace{(x_1y_2 - x_2y_1) + (x_3y_1 - x_1y_3) + (x_2y_3 - x_3y_2)}_{detA}}$$

Επομένως, το δυναμικό σε κάθε σημείο (x, y) του στοιχείου θα δίνεται απο τη Σχέση Α΄.6 προϋποθέτωντας ότι το δυναμικό σε κάθε κόμβο είναι γνωστό.

$$V_e(x,y) = \begin{bmatrix} 1 & x & y \end{bmatrix} \frac{1}{detA} \begin{bmatrix} x_2y_3 - x_3y_2 & x_3y_1 - x_1y_3 & x_1y_2 - x_2y_1 \\ y_2 - y_3 & y_3 - y_1 & y_1 - y_2 \\ x_3 - x_2 & x_1 - x_3 & x_2 - x_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{e1} \\ V_{e2} \\ V_{e3} \end{bmatrix}$$

$$V_e(x,y) = \sum_{i=1}^{3} \alpha_i(x,y) V_{ei} \tag{Α΄.6}$$

όπου

$$\alpha_1 = \frac{1}{detA}\left((x_2y_3 - y_2x_3) + (y_2 - y_3)\,x + (x_3 - x_2)\,y\right)$$
$$\alpha_2 = \frac{1}{detA}\left((x_3y_1 - y_3x_1) + (y_3 - y_1)\,x + (x_1 - x_3)\,y\right)$$
$$\alpha_3 = \frac{1}{detA}\left((x_1y_2 - y_1x_2) + (y_1 - y_2)\,x + (x_2 - x_1)\,y\right)$$

Οι συναρτήσεις α_i έχουν τις δύο παρακάτω ιδιότητες

$$\alpha_i = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$$

$$\sum_{i=1}^{3} \alpha_i(x,y) = 1$$

Η ενέργεια ανά μονάδα μήκους για κάθε στοιχείο e, θα δίνεται

$$W_e = \frac{1}{2}\int \epsilon |E|^2 dS = \frac{1}{2}\int \epsilon |\nabla V_e|^2 dS \tag{Α΄.7}$$

$$\nabla V_e = \sum_{i=1}^{3} V_{ei} \nabla \alpha_i$$

$$W_e = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3} \epsilon V_{ei}\left[\int \nabla\alpha_i \nabla\alpha_j dS\right]$$

$$W_e = \frac{1}{2}\epsilon [V_e]^T [C^{(e)}][V_e]$$

όπου $[C^{(e)}] = \begin{bmatrix} C_{11}^{(e)} & C_{12}^{(e)} & C_{13}^{(e)} \\ C_{21}^{(e)} & C_{22}^{(e)} & C_{23}^{(e)} \\ C_{31}^{(e)} & C_{32}^{(e)} & C_{33}^{(e)} \end{bmatrix}$

- Υπολογισμός στοιχείου $C_{12}^{(e)}$:

$$C_{12}^{(e)} = \int \nabla\alpha_1 \nabla\alpha_2 dS = \frac{1}{(detA)^2}\left[(y_2-y_3)(y_3-y_1)+(x_3-x_2)(x_1-x_3)\right]\int dS$$
$$= \frac{1}{detA}\left[(y_2-y_3)(y_3-y_1)+(x_3-x_2)(x_1-x_3)\right]$$

- Υπολογισμός στοιχείου $C_{11}^{(e)}$:

$$C_{11}^{(e)} = \int \nabla\alpha_1 \nabla\alpha_1 dS = \frac{1}{(detA)^2}\left[(y_2-y_3)+(x_3-x_2)\right]\cdot\left[(y_2-y_3)+(x_3-x_2)\right]\int dS$$
$$= \frac{1}{detA}\left[(y_2-y_3)^2+(x_3-x_2)^2\right]$$

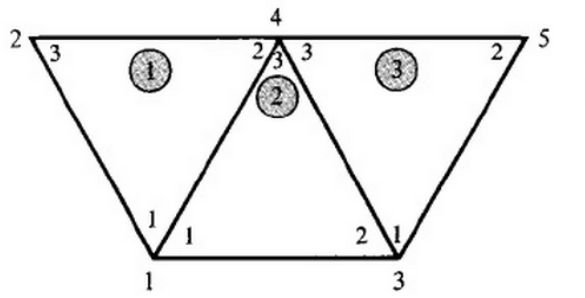
Με ανάλογη λογική υπολογίζονται και τα υπόλοιπα στοιχεία του πίνακα $C^{(e)}$. Ο πίνακας αποδεικνύεται ότι είναι συμμετρικός καθώς $C_{12}^{(e)} = C_{21}^{(e)}, C_{13}^{(e)} = C_{31}^{(e)}, C_{32}^{(e)} = C_{23}^{(e)}$

Α΄.3 Συγκέντρωση όλων των στοιχείων στην περιοχή λύσης

Αφού βρήκαμε τη λύση για ένα στοιχείο σκοπός είναι να προσαρμόσουμε τη μέθοδο και στα υπόλοιπα στοιχεία του προβλήματός μας έχοντας το πρώτο ως αναφορά. Η ενέργεια λοιπόν που αντλούμε από όλα τα στοιχεία θα είναι:

$$W = \sum_{e=1}^{N} W_e = \frac{1}{2}\epsilon[V]^T[C][V] \tag{Α΄.8}$$

όπου N ο αριθμός των στοιχείων. Ο πίνακας $[C^{(e)}]$ αναφέρεται στο ένα στοιχείο (επομένως λαμβάνουμε υπόψη μόνο τους κόμβους του στοιχείου αυτού) ενώ ο πίνακας $[C]$ αναφέρεται στο σύνολο των στοιχείων που έχει χωριστεί η περιοχή λύσης μας. Το πρόβλημα που τίθεται να λυθεί είναι πως ο πίνακας $[C]$ θα αντληθεί απο τον πίνακα $[C^{(e)}]$.



Σχήμα Α΄.4: Τρία τριγωνικά στοιχεία. Για το στοιχείο 1 η (τοπική) αρίθμηση των κόμβων θα είναι 1-2-3 που αντιστοιχεί στην (ολική) αρίθμηση 1-4-2 των κόμβων του συνόλου των στοιχείων.

Ο πίνακας $[C]$ θα έχει την μορφή:

$$[C] = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} \\ C_{41} & C_{42} & C_{42} & C_{44} & C_{45} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} \end{bmatrix} \tag{Α΄.9}$$

- Υπολογισμός του στοιχείου C_{11} : Παρατηρούμε ότι σύμφωνα με την ολική αρίθμηση των κόμβων αναφερόμαστε στον κόμβο 1. Ο κόμβος αυτός ανήκει στα στοιχεία 1 και 2. Επομένως,

$$C_{11} = C_{11}^{(1)} + C_{11}^{(2)}$$

- Υπολογισμός του στοιχείου C_{12} : Παρατηρούμε ότι σύμφωνα με την ολική αρίθμηση των κόμβων αναφερόμαστε στους κόμβους 1 και 2. Οι κόμβοι αυτοί ανήκουν στο στοιχείο 1. Επομένως,

$$C_{12} = C_{13}^{(1)} = C_{21}$$

- Υπολογισμός του στοιχείου C_{13} : Παρατηρούμε ότι σύμφωνα με την ολική αρίθμηση των κόμβων αναφερόμαστε στους κόμβους 1 και 3. Οι κόμβοι αυτοί ανήκουν στο στοιχείο 2. Επομένως,

$$C_{13} = C_{12}^{(2)} = C_{31}$$

- Υπολογισμός του στοιχείου C_{14} : Παρατηρούμε ότι σύμφωνα με την ολική αρίθμηση των κόμβων αναφερόμαστε στους κόμβους 1 και 4. Οι κόμβοι ανήκουν στα στοιχεία 1 και 2. Επομένως,

$$C_{14} = C_{12}^{(1)} + C_{13}^{(2)}$$

- Υπολογισμός του στοιχείου C_{15} : Παρατηρούμε ότι σύμφωνα με την ολική αρίθμηση των κόμβων αναφερόμαστε στους κόμβους 1 και 5. Δεν υπάρχει συσχέτιση μεταξύ των δύο αυτών κόμβων. Οπότε,

$$C_{15} = 0 = C_{51}$$

- Υπολογισμός του στοιχείου C_{22} : Παρατηρούμε ότι σύμφωνα με την ολική αρίθμηση των κόμβων αναφερόμαστε στον κόμβο 2. Ο κόμβος αυτός ανήκει στο στοιχείο 1 μόνο. Επομένως,

$$C_{22} = C_{33}^{(1)}$$

- Υπολογισμός του στοιχείου C_{33} : Παρατηρούμε ότι σύμφωνα με την ολική αρίθμηση των κόμβων αναφερόμαστε στον κόμβο 3. Ο κόμβος αυτός ανήκει στα στοιχεία 2 και 3. Επομένως,

$$C_{33} = C_{22}^{(2)} + C_{11}^{(3)}$$

- Υπολογισμός του στοιχείου C_{44} : Παρατηρούμε ότι σύμφωνα με την ολική αρίθμηση των κόμβων αναφερόμαστε στον κόμβο 4. Ο κόμβος αυτός ανήκει και στα τρία στοιχεία. Επομένως,

$$C_{44} = C_{22}^{(1)} + C_{33}^{(2)} + C_{33}^{(3)}$$

- Υπολογισμός του στοιχείου C_{55} : Παρατηρούμε ότι σύμφωνα με την ολική αρίθμηση των κόμβων αναφερόμαστε στον κόμβο 5. Ο κόμβος αυτός ανήκει στο στοιχείο 3 μόνο. Επομένως,

$$C_{55} = C_{22}^{(3)}$$

Δουλεύοντας αναλόγως βρίσκουμε και τα υπόλοιπα στοιχεία του πίνακα $[C]$.

Α΄.4 Λύση του συστήματος των εξίσωσεων

Προκειμένου να ικανοποιηθεί η εξίσωση Laplace ή Poisson απαιτούμε η συνολική ενέργεια να είναι ελάχιστη στην περιοχή λύσης.

$$\frac{\partial W}{\partial V_1} = \frac{\partial W}{\partial V_2} = \frac{\partial W}{\partial V_3} = \dots \frac{\partial W}{\partial V_n} = 0$$

Σύμφωνα με τη Σχέση Α΄.8 έχουμε:

$$\begin{aligned}
W = \frac{\epsilon}{2}[V]^T[C][V] = \frac{\epsilon}{2}\begin{bmatrix} V_1 & V_2 & V_3 & V_4 & V_5 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} \\ C_{41} & C_{42} & C_{42} & C_{44} & C_{45} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \\ V_5 \end{bmatrix} \\
= \frac{\epsilon}{2}(C_{11}V_1^2 + C_{21}V_1V_2 + C_{31}V_3V_1 + C_{41}V_4V_1 + C_{51}V_5V_1 + C_{12}V_1V_2 + \\
+C_{22}V_2^2 + C_{32}V_3V_2 + C_{42}V_2V_4 + C_{52}V_2V_5 + C_{14}V_1V_4 + C_{24}V_4V_2 + \\
+C_{34}V_3V_4 + C_{44}V_4^2 + C_{54}V_5V_4 + C_{15}V_5V_1 + C_{25}V_5V_2 + C_{35}V_5V_3 + \\
+C_{45}V_5V_4 + C_{55}V_5^2 + C_{13}V_1V_3 + C_{23}V_2V_3 + C_{53}V_3V_5 + C_{43}V_3V_4 + \\
+C_{33}V_3^2)
\end{aligned}$$

Άρα,

$$0 = \frac{\partial W}{\partial V_1} = \frac{\epsilon}{2}\left(2V_1C_{11} + C_{21}V_2 + C_{31}V_3 + C_{41}V_4 + C_{51}V_5 + C_{12}V_2 + C_{14}V_4 + C_{15}V_5 + C_{13}V_3\right)$$
$$= \frac{\epsilon}{2}\left(2V_1C_{11} + 2C_{12}V_2 + 2C_{13}V_3 + 2C_{14}V_4 + 2C_{15}V_5\right)$$
$$\Rightarrow V_1C_{11} + V_2C_{12} + V_3C_{13} + V_4C_{14} + V_5C_{15} = 0$$

$\boxed{\frac{\partial W}{\partial V_n} = \sum_{i=1}^{n} V_iC_{ik} = 0}$, όπου n ο αριθμός των κόμβων

Εφαρμόζοντας την παραπάνω σχέση σε όλους τους κόμβους $k = 1, 2, \ldots, n$ παίρνουμε έναν αριθμό εξισώσεων με την βοήθεια των οποίων μπορούμε να οδηγηθούμε στη λύση για το δυναμικό.
Θεωρούμε τον κόμβο 1 ως ελεύθερο κόμβο. Το δυναμικό στον κόμβο θα είναι:

$$V_1C_{11} + V_2C_{12} + V_3C_{13} + V_4C_{14} + V_5C_{15} = 0$$
$$\Rightarrow V_1 = -\frac{1}{C_{11}}\sum_{i=2}^{5} V_iC_{i1}$$

Γενικεύοντας την παραπάνω εξίσωση και γνωρίζοντας τα δυναμικά των κόμβων που συνδέονται με τον κόμβο k μπορούμε να υπολογίσουμε το δυναμικό V_k

$$V_k = -\frac{1}{C_{kk}}\sum_{i=1, i\neq k}^{n} V_iC_{ik} \tag{Α΄.10}$$

Παράρτημα Β΄

Λογισμικά πακέτα

Για την προσομοίωση του ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκαν τα παρακάτω λογισμικά πακέτα:

- Gmsh: κατασκευή της γεωμετρίας και δημιουργία του mesh
- Elmer: υπολογισμός των ηλεκτρικών πεδίων με τη μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων
- Garfield++: προσομοίωση των φυσικών διεργασιών που συμβαίνουν μέσα στον ανιχνευτή

Η ανάλυση των δεδομένων της προσομοίωσης έγινε με τη βοήθεια του ROOT.

Β΄.1 Gmsh

Το Gmsh είναι ένα ανοιχτό πακέτο λογισμικού που αναπτύχθηκε απο τους Christophe Geuzaine και Jean-Francois Remacle με σκοπό τη δημιουργία γεωμετρίας και το χωρισμό αυτής σε πεπερασμένο αριθμό στοιχείων (meshing). Η κατασκευή της γεωμετρίας μπορεί να γίνει είτε με χρήση του γραφικού περιβάλλοντος είτε γράφοντας κώδικα που διαθέτει το πρόγραμμα. Ο συνδυασμός των δύο αυτών μεθόδων είναι και ο βέλτιστος τρόπος δημιουργίας γεωμετρίας.
Ο χρήστης κατασκευάζει σημεία και γραμμές και στη συνέχεια ορίζει επιφάνειες και όγκους. Η γεωμετρία αποθηκεύεται σε αρχείο με την επέκταση .geo. Αφού κατασκευαστεί η γεωμετρία ακολουθεί η διαδικασία του meshing. Το μέγεθος του mesh που δημιουργείται ορίζεται σύμφωνα με την κρίση του χρήστη. Όσο πιο μικρό τόσο πιο ακριβείς θα είναι οι υπολογισμοι, αλλά αυτομάτως ο χρόνος υπολογισμού θα είναι μεγάλος. Στο command window χρησιμοποιούμε την εντολή:

```
1. >> gmsh <filename>.geo -3 -order 2
```

σύμφωνα με την οποία γίνεται meshing σε 3 διαστάσεις με τη χρήση στοιχείων (elements)

2ης τάξης [1] και αποθηκεύεται σε καινούριο αρχείο με την επέκταση (.msh) με όνομα ίδιο με αυτό της γεωμετρίας (.geo).

Β΄.2 Elmer

Elmer

Το Elmer είναι ένα ανοιχτό πακέτο λογισμικού που αναπτύχθηκε στο CSC-IT Center for Science (CSC). Ξεκίνησε να αναπτύσσεται το 1995 σε συνεργασία Φιλανδικών πανεπιστημίων, ευρευνητικών κέντρων και εταιρειών, με σκοπό τη λύση μερικών διαφορικών εξισώσεων με τη βοήθεια της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων. Μπορεί και προσομοιώνει φυσικά μοντέλα μηχανικής ρευστών, μηχανικής κατασκευών, ηλεκτρομαγνητισμού, ακουστικής, κβαντικής χημείας κ.α. Ο χρήστης μπορεί να δουλέψει χρησιμοποιώντας το γραφικό περιβάλλον που παρέχει το πρόγραμμα είτε γράφοντας κώδικα. Το Elmer αποτελείται απο τις παρακάτω ενότητες:

1. ElmerGrid
2. ElmerSolver
3. ElmerPost
4. ElmerGUI

Ο χρήστης έχει τη δυνατότητα να δημιουργήσει τη γεωμετρία και το mesh με το Elmer ή με κάποιο άλλο αντίστοιχο πρόγραμμα. Αρχικά, το αρχείο του mesh πρέπει να μετατραπεί σε μορφή κατάλληλη ώστε να μπορεί το Elmer να το ¨διαβάσει¨. Η μετατροπή γίνεται με την εντολή:

1. `>> ElmerGrid 14 2 <filename>.msh − autoclean`

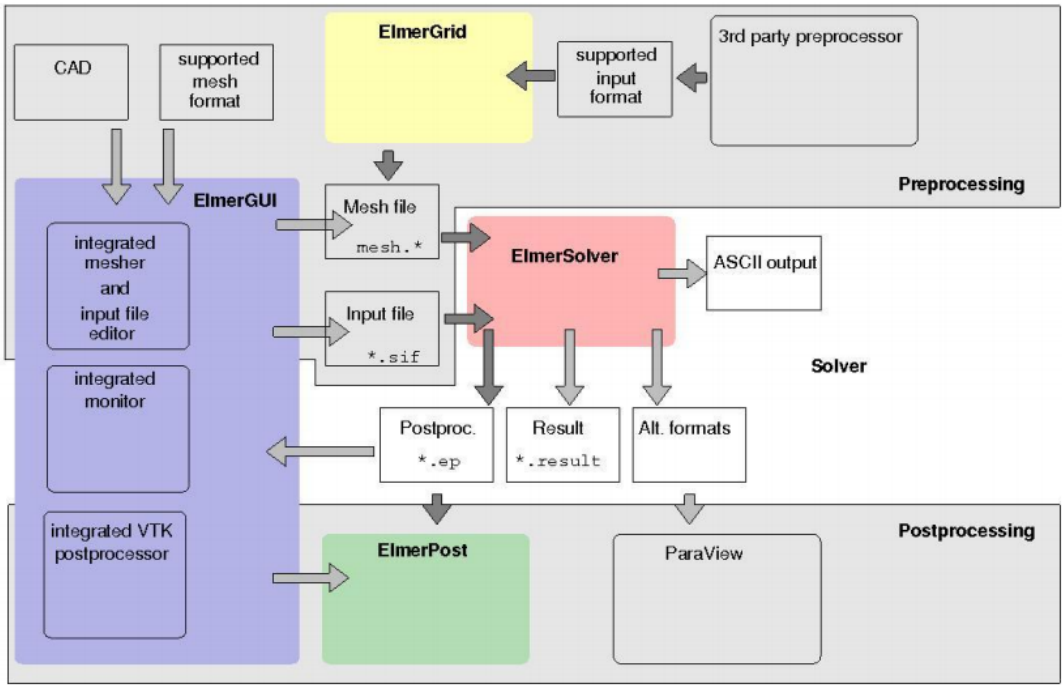
Οι επιλογές ¨14¨ και ¨2¨ υποδεικνύουν το αρχείο εισόδου (τύπου .msh - gmsh format) και το αρχείο εξόδου (τύπου .mesh∗ - ElmerSolver format) αντίστοιχα. Με το όρισμα −autoclean γίνεται μια επαναρίθμηση των φυσικών στοιχείων που έχουν οριστεί στο αρχείο της γεωμετρίας ξεκινώντας την αρίθμηση απο το 1. Το ElmerGrid δημιουργεί φάκελο με όνομα ίδιο με το αρχείο της γεωμετρίας και του mesh που περιλαμβάνει τα εξής τέσσερα αρχεία:

1. mesh.boundary: περιλαμβάνει όλες τις πληροφορίες σχετικά με τα όρια του meshing.
2. mesh.elements: περιλαμβάνει όλες τις πληροφορίες σχετικά με τα στοιχεία.

[1] Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι το πακέτο Garfield++ υποστηρίζει μόνο στοιχεία 2ης τάξης. Αυτά τα στοιχεία έχουν εκτός απο κόμβους στις κορυφές τους και κόμβους σε ενδιάμεσα σημεία. Η προσέγγιση είναι πιο κοντά στην πραγματικότητα όμως οι υπολογισμοί είναι πιο αργοί συγκρίνοντας τα με στοιχεία χαμηλότερης τάξεως.

3. mesh.header: περιλαμβάνει πληροφορίες σχετικά με τον αριθμό των κόμβων και των στοιχείων που υπάρχουν στο mesh αρχείο.

4. mesh.nodes: περιλαμβάνει όλες τις πληροφορίες σχετικά με τους κόμβους.



Σχήμα Β΄.1: Τα διάφορα επίπεδα του Elmer

Στη συνέχεια, ο χρήστης γράφει κώδικα που αποθηκεύεται με την επέκταση .sif (solver input file) είτε δουλεύει στο γραφικό περιβάλλον όπου το αρχείο αυτό δημιουργείται αυτόματα. Στο .sif αρχείο ορίζονται τα υλικά που θα χρησιμοποιηθούν, οι συνοριακές συνθήκες, οι υπο υπολογισμό φυσικές ποσότητες κ.λ.π. Με την εντολή:

```
1. >> ElmerSolver <filename>.sif
```

παράγονται δύο αρχεία με επεκτάσεις <filename>.result και <filename>.ep. Το αρχείο <filename>.ep ¨διαβάζεται¨ απο το ElmerPost το οποίο είναι υπεύθυνο για την οπτικοποίηση των αποτελεσμάτων μέσω διαφόρων ειδών γραφημάτων. Το αρχείο <filename>.result ¨διαβάζεται¨ απο το Garfield++ για επόμενες αναλύσεις.

Β΄.3 Garfield++

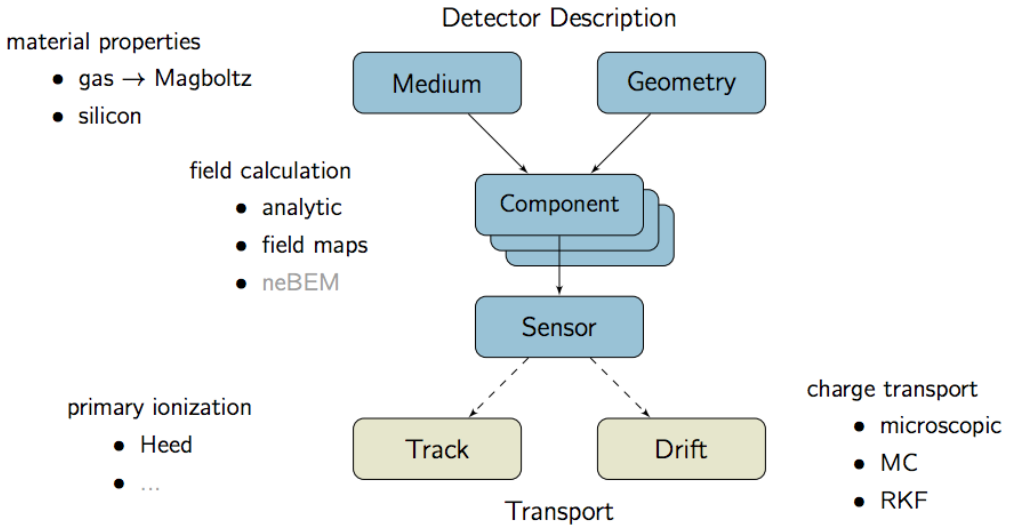
Το Garfield++ είναι ένα εργαλείο αντικειμενοστρεφούς προγραμματισμού για τη λεπτομερή προσομοίωση ανιχνευτών σωματιδίων που χρησιμοποιούν ως μέσο ανίχνευσης κάποιο αέριο ή κάποιο ημιαγώγιμο υλικό. Είναι ο διάδοχος του Garfield, πρόγραμμα το οποίο αναπτύχθηκε στο CERN το 1984 γραμμένο στη γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN σε αντίθεση με το Garfield++ το οποίο είναι γραμμένο σε C++.

Ο χρήστης έχει τη δυνατότητα να κατασκευάσει απλές γεωμετρίες και να υπολογίσει τα ηλεκτρικά πεδία μέσω του Garfield++. Ωστόσο, αν οι υπο μελέτη γεωμετρίες είναι πολύπλοκες, το πρόγραμμα παρέχει διεπαφή με διάφορα προγράμματα, όπως Ansys, Synopsys TCAD, Elmer, CST, neBEM[2], τα οποία έχουν σχεδιαστεί γι αυτό το σκοπό.

Όπως και στο Garfield, η προσομοίωση της μεταφοράς των ηλεκτρονίων σε μίγματα αερίου γίνεται με τη βοήθεια του προγράμματος Magboltz ενώ η διαδικασία του ιονισμού μέσω του προγράμματος Heed. Και τα δύο αυτά προγράμματα έχουν αναπτυχθεί στο CERN.

Όπως αναφέρθηκε, η γλώσσα που είναι γραμμένο το πρόγραμμα στηρίζεται στον αντικειμενοστεφή προγραμματισμό. Στον αντικειμενοστρεφή προγραμματισμό, τα αντικείμενα υλοποιούνται απο κλάσεις και κάθε ένα απο αυτά φέρει συγκεκριμένα χαρακτηριστικά.

Δύο είναι οι κύριες κατηγορίες κλάσεων στις οποίες βασίζεται το Garfield++: κλάσεις που περιγράφουν τον ανιχνευτή (υλικά, γεωμετρία, πεδία) και κλάσεις που έχουν να κάνουν με την κίνηση των σωματιδίων μέσα στον ανιχνευτή. Οι δύο αυτοί τύποι κλάσεων συνδέονται μεσω της κλάσης Sensor.



Σχήμα Β΄.2: Οι κύριες κλάσεις του Garfield++

Το Garfield++, παρέχει επίσης κλάσεις για τη δημιουργία διαφόρων γραφημάτων ή για την

[2]Η διεπαφή με το neBEM, θα είναι διαθέσιμη μελλοντικά, καθώς το Garfield++ είναι υπο συνεχή ανάπτυξη.

απεικόνηση του ανιχνευτή, οι οποίες βασίζονται στα γραφικά του ROOT.

Β΄.4 ROOT

Το ROOT είναι ένα ανοιχτό πακέτο λογισμικού το οποίο ξεκίνησε να αναπτύσσεται στο CERN στα μέσα του 1990 για την ανάλυση δεδομένων των πειραμάτων της Φυσικής των Υψηλών Ενεργειών. Ωστόσο, χρησιμοποιείται και σε πολλούς άλλους τομείς της Φυσικής αλλά και στη βιομηχανία. Παρέχει γραφικό περιβάλλον για την οπτικοποίηση της ανάλυσης αλλά και C++ διερμηνευτή, τον CINT, καθώς και πολλά πακέτα που έχουν να κάνουν με:

- ιστογράμματα σε μία, δύο και τρείς διαστάσεις
- γραφήματα σε μία, δύο και τρείς διαστάσεις
- μαθηματικά και στατιστικά εργαλεία
- τρισδιάστατες απεικονίσεις
- δημιουργία γραφικού περιβάλλοντος (κουμπιά, παράθυρα κλπ)
- διασύνδεση με Monte Carlo γεννήτορες γεγονότων, κ.α.

Βιβλιογραφία

[1] W. Blum, W. Riegler, L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer Second Edition, 2008

[2] F. Sauli, Gaseous Radiation Detectors - Fundamentals and Applications, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology, 2014

[3] M. Sadiku, Elements of Electromagnetics, 3rd Edition Oxford University Press

[4] Prof. H.-C. Schultz-Coulon, Prof. J. Stachel, Διαφάνειες μαθήματος "The Physics of Particle Detectors", Universität Heidelberg `http://www.kip.uni-heidelberg.de/~coulon/Lectures/Detectors`

[5] Γ. Τσιπολίτης, Διαφάνειες μαθήματος ¨Τεχνολογία Ανιχνευτικών και Επιταχυντικών Διατάξεων¨, ΕΜΠ

[6] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert, G. Charpak, MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 376 (1996) 29-35

[7] I. Giomataris, MICROMEGAS: results and prospects

[8] Ö. Şahin, I. Tapan, E.N. Özmutlu, R. Veenhof, Penning transfer in argon-based gas mixtures, JINST 5 P05002 - IOPscience, 2010

[9] Y. Kataoka, S. Leontsinis, K. Ntekas, Performance studies of a micromegas chamber in the ATLAS environment, JINST 9 C03016, 2014

[10] ATLAS Collaboration, Technical Design Report New Small Wheel, 2013, ref: CERN-LHCC-2013-006, ATLAS-TDR-020

[11] A. Sharma, A How-to Approach for a 3d Simulation of Charge Transfer Characteristics in a Gas Electron Multiplier (GEM), ICFA Journal 2000

[12] S. Dildick, Avalanche simulations on single GEMs, Cern, MPGD meeting 68, 2011

[13] S. Dildick, Gas gain in a single GEM: parameter space, RD51 mini-week, 2011

[14] F. Kruger, Mesh transparency and gas gain studies in micromegas detectors, RD51 Collaboration Meeting 2013 (WG4) - Zaragoza

[15] J. Renner, Detector Simulation in Garfield++ with Open-Source Finite Element Electrostatics

[16] C. Geuzaine, J.F. Remacle, Gmsh Reference Manual

[17] P. Råback, ElmerGrid Manual, CSC - IT Center for Science, 2015

[18] J. Ruokolainen, M. Malinen, P. Råback, T. Zwinger, A. Pursula, M. Byckling, ElmerSolver Manual, CSC - IT Center for Science, 2014

[19] Elmer non-GUI Tutorials, CSC - IT Center for Science, 2014

[20] M. Lyly, ElmerGUI manual v. 0.4, CSC - IT Center for Science, 2015

[21] ElmerGUI Tutorials, CSC - IT Center for Science, 2015

[22] H. Schindler, Garfield++ User Guide, Version 2015.1

[23] R. Brun, F. Rademakers, P. Canal, I. Antcheva, D. Buskulic, ROOT Users Guide 5.20, 2008