



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ MICROMEGAS ΣΕ ΔΕΣΜΗ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ
ΔΠΜΣ, «ΦΥΣΙΚΗ & ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ», ΣΕΜΦΕ-ΕΜΠ

ΓΕΩΡΓΙΟΣ Κ. ΜΠΟΥΜΠΟΥΚΙΩΤΗΣ

Επιβλέποντες : Θεόδωρος Αλεξόπουλος
Καθηγητής, ΕΜΠ

Αθήνα, Ιούνιος 2011



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ

ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ MICROMEΓΑΣ ΣΕ ΔΕΣΜΗ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΓΕΩΡΓΙΟΣ Κ. ΜΠΟΥΜΠΟΥΚΙΩΤΗΣ

Επιβλέποντες : Θεόδωρος Αλεξόπουλος

Καθηγητής, ΕΜΠ

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 23^η Ιουνίου 2011. Αθήνα, Ιούνιος 2011

.....
Θεόδωρος Αλεξόπουλος
Καθηγητής

.....
Γεώργιος Τσιπολίτης
Αναπληρωτής Καθηγητής

.....
Μιχαήλ Κόκορης
Επίκουρος Καθηγητής

.....

ΓΕΩΡΓΙΟΣ Κ. ΜΠΟΥΜΠΟΥΚΙΩΤΗΣ

Διπλωματούχος Φυσικός Εφαρμογών Ε.Μ.Π.

Copyright © ΓΕΩΡΓΙΟΣ Κ. ΜΠΟΥΜΠΟΥΚΙΩΤΗΣ

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. 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 τον συγγραφέα.

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

Περιεχόμενα

1. Θεωρητική εισαγωγή	
1.1 Ανιχνευτές ιονισμού.....	σελ.1
1.2 Φωτόνια.....	σελ.1
1.3 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο.....	σελ.2
1.4 Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων.....	σελ.3
1.5 Ενεργειακές απώλειες από τις αλληλεπιδράσεις <i>Coulomb</i>	σελ.3
1.6 Συνεισφορά των ενεργειακών απωλειών.....	σελ.4
1.7 Βεληνεκές των αργών ηλεκτρονίων.....	σελ.4
1.8 Διέγερση και ιονισμός στα αέρια.....	σελ.5
1.9 Μεταφορά ηλεκτρονίων και ιόντων στα αέρια.....	σελ.7
1.10 Ολίσθηση και ευκινησία.....	σελ.9
1.11 Πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας.....	σελ.10
1.12 Επιλογή αερίου.....	σελ.12
2. Ανιχνευτές αερίων – Ανιχνευτής <i>Micromegas</i>	
2.1 Ανιχνευτές αερίων.....	σελ.15
2.2 Γενικά για ανιχνευτή <i>Micromegas</i>	σελ.20
2.3 Αρχή λειτουργίας	σελ.21
2.4 Στοιχεία του ανιχνευτή <i>Micromegas</i>	σελ.21
2.5 Ηλεκτρικό πεδίο του ανιχνευτή <i>Micromegas</i>	σελ.22
2.6 Στενή περιοχή ενίσχυσης και σήμα του ανιχνευτή <i>Micromegas</i>	σελ.23
3. Λογισμικά προγράμματα	
3.1 Πρόγραμμα ανάλυσης φάσματος <i>TV</i>	σελ.27
3.2 Χαρακτηριστικές εντολές λειτουργίας	σελ.28
3.2.1 Χειρισμός των παραθύρων.....	σελ.28
3.2.2 Διάβασμα φάσματος από αρχείο.....	σελ.29
3.2.3 <i>Calibration</i>	σελ.29
3.2.4 Χειρισμός φάσματος.....	σελ.30
3.2.5 <i>Fitting</i>	σελ.30
3.2.6 Λήψη <i>Background</i>	σελ.31
3.2.7 Ακύρωση – Αναίρεση.....	σελ.32
3.2.8 <i>Command files</i>	σελ.32
3.2.9 <i>Buffer</i>	σελ.33
3.2.10 Αποθήκευση αποτελεσμάτων.....	σελ.34
4. Επιταχυντικές διατάξεις	
4.1 Επιταχυντής <i>Van De Graaff</i>	σελ.35
4.1.1 Ερευνητικό κέντρο «Δημόκριτος».....	σελ.35
4.1.2 Ο επιταχυντής <i>Van De Graaff Tandem</i> στο Δημόκριτο.....	σελ.35
4.1.2.1 Αρχή λειτουργίας επιταχυντή <i>Van De Graaff Tandem</i>	σελ.35
4.1.2.2 Η πηγή <i>duoplasmatron</i>	σελ.37
4.1.2.3 Η πηγή αποσπάσεως ιόντων.....	σελ.38

4.1.2.4 Η γεννήτρια Van de Graaff.....	σελ.39
4.1.2.5 Δέσμη νετρονίων.....	σελ.41
4.2 Επιταχυντής sLHC.....	σελ.46
4.2.1 Προδιαγραφές ανιχνευτικών συστημάτων.....	σελ.47

5. Πειραματική μελέτη του ανιχνευτή Micromegas

5.1 Εισαγωγή.....	σελ.49
5.2 Πειραματική διάταξη.....	σελ.49
5.3 Τεχνικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών.....	σελ.50
5.4 Σχεδιασμός ανιχνευτή.....	σελ.51
5.4.1 Σπινθηρισμοί – Αποφορτίσεις.....	σελ.52
5.5 Πειραματική εργασία.....	σελ.52
5.5.1 Πορεία πειράματος.....	σελ.53
5.5.2 Ανάλυση δεδομένων.....	σελ.53
5.6 Συμπεράσματα.....	σελ.62

Παράρτημα: Πειραματικός προσδιορισμός της ροής των νετρονίων ενέργειας 5.5MeV.

Π.1 Εισαγωγή.....	σελ.63
Π.2 Πειραματικός προσδιορισμός της απόδοσης ϵ του ανιχνευτή Γερμανίου Ge.....	σελ.66
Π.3 Προσδιορισμός της ενεργότητας της πηγής του ^{152}Eu την χρονική στιγμή της μέτρησης.....	σελ.69
Π.4 Εύρεση της ροής.....	σελ.69

Βιβλιογραφία.....	σελ.71
-------------------	--------

Πρόλογος

Η παρούσα μεταπτυχιακή εργασία έγινε στα πλαίσια της αναβάθμισης του πειράματος ATLAS, το οποίο βρίσκεται και λειτουργεί στο Ευρωπαϊκό ερευνητικό ινστιτούτο CERN. Η αναβάθμιση αυτή απαιτεί την αντικατάσταση μερικών εκ των ανιχνευτών του συγκεκριμένου πειράματος και για τον λόγο αυτό, έχει προταθεί ως πιθανός αντικαταστάτης τους ο ανιχνευτής Micromegas.

Στην εργασία αυτή μελετάται η λειτουργία του συγκεκριμένου ανιχνευτή κάτω από την παρουσία δέσμης νετρονίων με χαρακτηριστικά αντίστοιχα αυτών τα οποία εμφανίζονται στο περιβάλλον του πειράματος ATLAS. Πιο συγκεκριμένα, μέσω της δοκιμής, δύο ανιχνευτών Micromegas διαφορετικών μεταξύ τους χαρακτηριστικών, δόθηκε η ευκαιρία να μελετηθεί η παρουσία σπινθηρισμών σε αυτούς με αποτέλεσμα να εξαχθούν χρήσιμα συμπεράσματα για την εύρεση και την επιλογή των κατάλληλων τεχνικών και κατασκευαστικών χαρακτηριστικών, τα οποία θα προσδώσουν στους ανιχνευτές αυτούς άρτια λειτουργία και μέγιστη απόδοση κατά την ανίχνευση.

Abstract

Micromegas gas detector is a prototype detector, which could become suitable device to carry out experiments at the upgrade of ATLAS, which is established at CERN. Here there is an introduction of this new type of detector, as well as, a description of its design.

Furthermore, the aim of this thesis is to represent the conclusions which were found during the analysis of a neutrons' run data, a run which was taken place on January 2011 at the institute of Demokritos. The analysis was focused to the research of the suitable technical characteristics, which have to be established at the micromegas devices, in order to have proper function and operation.

Κεφάλαιο 1^ο

Θεωρητική εισαγωγή

1.1 Ανιχνευτές ιονισμού

Οι ανιχνευτές ιονισμού αποτέλεσαν τις πρώτες πειραματικές ηλεκτρικές συσκευές που αναπτύχθηκαν για την ανίχνευση ακτινοβολίας. Τα όργανα, αυτά, για την ανίχνευση της ακτινοβολίας, βασίζονται στην άμεση συλλογή των ηλεκτρονίων και των ιόντων που παράγονται, κατά την αλληλεπίδρασή της ακτινοβολίας, αυτής, με το υλικό του ανιχνευτή. Στην ειδική περίπτωση, όπου το υλικό του ανιχνευτή είναι αέριο, το φορτισμένο σωματίδιο της ακτινοβολίας αλληλεπιδρά με το αέριο αυτό. Σε αυτή την κατηγορία ανήκει και ο ανιχνευτής micromegas. Για τον λόγο αυτό, είναι δόκιμο, πριν την περιγραφή του ανιχνευτή και των λειτουργιών του να αναφερθούν η γενική λειτουργία αλλά και τα φυσικά φαινόμενα τα οποία εμφανίζονται, στους ανιχνευτές αερίου.

1.2 Φωτόνια

Τα φωτόνια εισερχόμενα στον ανιχνευτή αλληλεπιδρούν με το αέριο γέμισμα του. Κατά την αλληλεπίδρασή αυτή δύναται να απορροφηθούν και να δημιουργήσουν φορτισμένα σωματίδια (ηλεκτρόνια) τα οποία στη συνέχεια ανιχνεύονται. Η φυσική διαδικασία που λαμβάνει χώρα περιγράφεται στη συνέχεια.

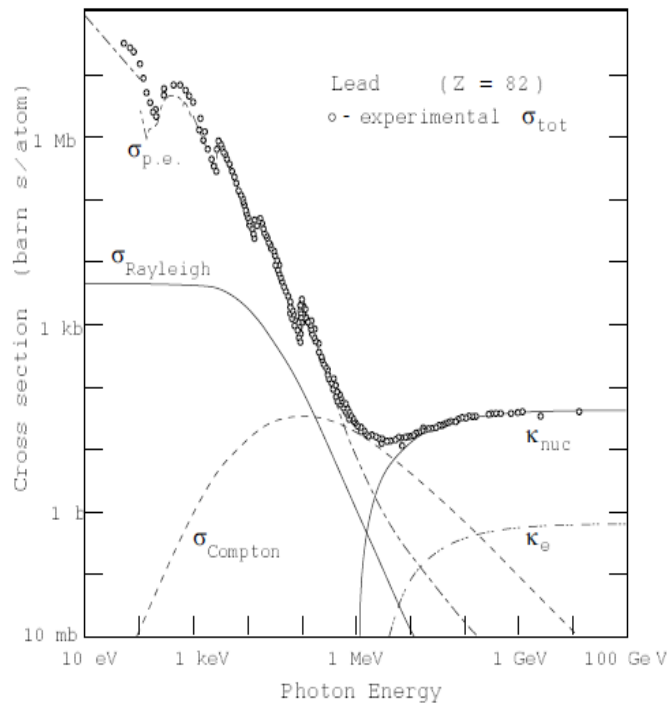
Καθώς μια δέσμη φωτονίων έντασης I_0 διέρχεται από ένα υλικό πάχους x , η ένταση της μετά από αυτό δίνεται από την σχέση:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x}$$

όπου $\mu = N\sigma$ είναι ο συντελεστής απορρόφησης, N είναι η πυκνότητα των ατόμων και σ η ολική ενεργός διατομή ανά άτομο. Στο παρακάτω σχήμα δίνεται ένα παράδειγμα της ενεργού διατομής, η οποία αποτελείται από τρεις κύριες συνιστώσες:

$$\sigma = \Phi_{photo} + Z_{sc} + \tau_{pair}$$

όπου η κάθε μια αντιστοιχεί σε κάθε μια από τις βασικές αλληλεπιδράσεις των φωτονίων, οι οποίες δεν είναι άλλες από το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, την σκέδαση Compton και τη δίδυμη γένεση.



Σχήμα 1: Γραφική αναπαράσταση των ενεργειακών περιοχών εμφάνισης των τριών φαινομένων

Όπως γίνεται εμφανές από το σχήμα κάθε μια από τις τρεις αυτές αλληλεπιδράσεις παρουσιάζει προτίμηση για συγκεκριμένο μέρος του φάσματος της ενέργειας των φωτονίων. Πιο συγκεκριμένα, στο κομμάτι των χαμηλότερων ενεργειών και μέχρι μερικά KeV κυριαρχεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Στην συνέχεια, ακολουθεί το φαινόμενο Compton μέχρι μερικά εκατοντάδες KeV, ενώ τελευταίο, για ενέργειες μεγαλύτερες από το 1.22MeV έρχεται το φαινόμενο της δίδυμης γένεσης.

1.3 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι μια κβαντική διεργασία κατά την οποία απελευθερώνονται ηλεκτρόνια από μια επιφάνεια αγωγού όταν προστέσει σε αυτή ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία συχνότητας τέτοιας ώστε τα ηλεκτρόνια να κατορθώσουν να υπερπηδήσουν το φράγμα δυναμικής ενέργειας που τα "εγκλωβίζει" στην επιφάνεια αυτή. Τα ηλεκτρόνια εκπέμπονται με ενέργεια ίση με αυτή που ορίζεται από την σχέση:

$$E = h\nu - E_B$$

όπου με $h\nu$ συμβολίζεται η ενέργεια του φωτονίου και με E_B η ενέργεια δέσμευσης του ηλεκτρονίου.

Στην ενεργειακή περιοχή των ακτίνων X, η ενεργός διατομή ανά άτομο υπολογίζεται από τον τύπο:

$$\Phi_{photo} = 4a^4 \Phi_0 \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{7/2} Z^5$$

όπου $a = 1/137$, $\Phi_0 = 8\pi r_e^2/3 = 6.651 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ με r_e την ακτίνα του e και Z τον ατομικό αριθμό. Από την σχέση αυτή γίνεται φανερή η εξάρτηση ως προς το Z , το οποίο διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στην επιλογή του υλικού που θα χρησιμοποιηθεί στην ανίχνευση ανάλογα, βέβαια, με την εφαρμογή που ακολουθείται.

Οι επιπτώσεις στο άτομο με την απομάκρυνση του ηλεκτρονίου συγκεντρώνονται στις ανακατατάξεις που λαμβάνουν χώρα στον φλοιό. Οι ανακατατάξεις αυτές γίνονται με δυο τρόπους:

- Ο πρώτος από αυτούς είναι το λεγόμενο Auger effect. Κατά το φαινόμενο Auger παρατηρείται εκπομπή ηλεκτρονίου με ενέργεια παραπλήσια με την ενέργεια δέσμησης ύστερα από εσωτερική ανακατάταξη των ηλεκτρονίων στις στοιβάδες του ατόμου.
- Ο δεύτερος τρόπος είναι το φαινόμενο του φθορισμού. Κατά το φαινόμενο του φθορισμού, ένα ηλεκτρόνιο από εσωτερική στοιβάδα καταλαμβάνει την θέση ηλεκτρονίου, το οποίο εκπέμφθηκε, παράγοντας παράλληλα φωτόνιο ενέργειας ίσης με την ενεργειακή διαφορά των δύο στοιβάδων.

1.4 Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων.

Οι αλληλεπιδράσεις οι οποίες κατά κόρον αξιοποιούνται κατά την ανίχνευση ενός σωματιδίου είναι οι ηλεκτρομαγνητικές. Ο λόγος που συμβαίνει αυτό είναι ότι η ενεργός διατομή αυτών των αλληλεπιδράσεων είναι μερικές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από αυτές των υπολοίπων. Τέτοιου είδους αλληλεπιδράσεις είναι οι αλληλεπιδράσεις Coulomb, η ακτινοβολία πέδησης και η ακτινοβολία Cherenkov.

1.5 Ενεργειακές απώλειες από τις αλληλεπιδράσεις Coulomb.

Οι ενεργειακές απώλειες φορτισμένων σωματιδίων υπολογίζονται από την σχέση των Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = K\rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 E_{max}}{I^2(1-\beta^2)}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

όπου:

$$K = \frac{2\pi N_{ae}^4}{m_{ec}^2}$$

$$N_a = 6.022 \times 10^{23} \text{mole}^{-1}$$

ρ, Z, A : η πυκνότητα, ο ατομικός αριθμός και μαζικός αριθμός του μέσου

$I = I_0 Z$, όπου $I_0 = 10 \text{eV}$ (ενεργό δυναμικό ιονισμού του μέσου)

z, β : φορτίο (σε μονάδες e) και ταχύτητα του προσπίπτοντος σωματιδίου

$$E_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2}, \text{ η μέγιστη επιτρεπτή ενέργεια μεταφοράς}$$

δ : διόρθωση της πυκνότητας, η οποία είναι πολύ σημαντική στις υψηλές ενέργειες

C : διόρθωση κελύφους, η οποία είναι πολύ σημαντική στις χαμηλές ενέργειες

1.6 Συνεισφορά των ενεργειακών απωλειών.

Η σχέση Bethe-Bloch μας αποδίδει τη μέση τιμή των ενεργειακών απωλειών. Όμως εξαιτίας στατιστικών διακυμάνσεων στον αριθμό των συγκρούσεων που τελικά λαμβάνουν μέρος και στην ενέργεια που μεταφέρεται σε κάθε μια από αυτές, η ενεργειακή απώλεια από ένα άτομο θα είναι διαφορετική από αυτή. Στην επόμενη εικόνα παρουσιάζεται μια τυπική συνεισφορά των ενεργειακών απωλειών στο μέσο. Αυτή η συνεισφορά Landau έχει ένα χαρακτηριστικό σχήμα, το οποίο μπορεί να εκφραστεί με την βοήθεια της σχέσης:

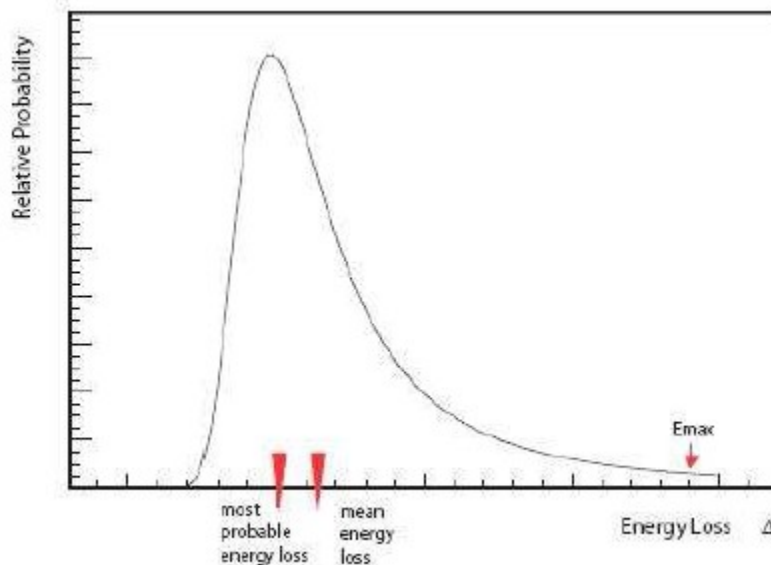
$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})}$$

όπου με λ συμβολίζουμε την απόκλιση κανονικοποίησης από την πιο πιθανή ενεργειακή απώλεια $(\Delta E)_{\text{mip}}$, όταν ΔE είναι η πραγματική απώλεια και δ είναι η μέση ενεργειακή απώλεια:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{\text{mip}}}{\delta}$$

ενώ:

$$\delta = K\rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} x$$



Σχήμα 2: Χαρακτηριστική συνεισφορά Landau.

Στο παραπάνω διάγραμμα, η κορυφή αντιπροσωπεύει την πιο πιθανή ενεργειακή απώλεια $(\Delta E)_{\text{mip}}$. Η συνεισφορά παρουσιάζει μια ουρά στην περιοχή υψηλών ενεργειών, εξαιτίας (σπάνιων) ενεργειακών δ ηλεκτρονίων. Αυτή η ουρά έχει ως αποτέλεσμα η μέση τιμή δ των ενεργειακών απωλειών, να μετατοπίζεται προς τα δεξιά της κορυφής συνεισφοράς. Η μέγιστη επιτρεπόμενη ενεργειακή απώλεια ανά σύγκρουση (E_{max}) είναι επίσης διακριτή στο διάγραμμα.

1.7 Βεληγκεές των αργών ηλεκτρονίων

Τα ηλεκτρόνια τα οποία παράγονται μετά τον ιονισμό, δύναται να έχουν ενέργεια μέχρι E_{max} ,

την μέγιστη επιτρεπόμενη τιμή. Τα ηλεκτρόνια με ενέργεια μεγαλύτερη από μερικά KeV, είναι γνωστά με τον όρο δ-rays. Ο αριθμός των δ-rays που ίσως έχουν ενέργεια μεγαλύτερη ή ίση με E_0 δίνεται από την σχέση:

$$N(E \geq E_0) = \int P(E) dE = W \left(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_{max}} \right)$$

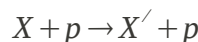
όπου η ολοκλήρωση γίνεται από E_0 μέχρι E_{max} , και με $P(E)$ αναπαριστάται η πιθανότητα ένα ηλεκτρόνιο να έχει ενέργεια E και ουσιαστικά αποτελεί τον πρώτο όρο της σχέσης Bethe – Bloch. Αυτά τα ηλεκτρόνια εκπέμπονται υπό γωνία:

$$\cos^2 \theta = \frac{E}{E_{max}}$$

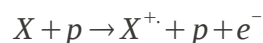
που εκφράζει ότι για τις μεγάλες ενέργειες (μερικά KeV) εκπέμπονται κάθετα.

1.8 Διέγερση και ιονισμός στα αέρια

Η ενεργειακή απώλεια, για την οποία έγινε λόγος παραπάνω, δύναται να μεταφερθεί στα ηλεκτρόνια μέσω δύο μηχανισμών, αυτού της διέγερσης και αυτού του ιονισμού όπου και δημιουργούνται ελεύθερα ηλεκτρόνια και ιόντα. Η διέγερση ενός ατόμου X αποδίδεται με την μορφή:



όπου με p συμβολίζουμε το φορτισμένο σωματίδιο. Αυτή η αντίδραση είναι μια συντονισμένη αντίδραση, η οποία απαιτεί το κατάλληλο ποσό ενέργειας για να πραγματοποιηθεί. Τυπικές ενεργές διατομές (cross section) σε ευγενή αέρια με ενίσχυση $\sigma \sim 10-17 \text{ cm}^2$. Όσο δεν δημιουργούνται ελεύθερα ηλεκτρόνια και ιόντα, το διεγερμένο μόριο ή άτομο είναι πιθανό να λαμβάνει μέρος και σε άλλες αντιδράσεις που έχουν αποτέλεσμα τον ιονισμό. Η περίπτωση αυτή του ιονισμού αποδίδεται ως εξής:

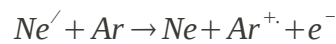


όπου δεν απαιτείται συγκεκριμένο ποσό ενέργειας και η ενεργός διατομή του είναι κάπως μεγαλύτερη, $\sigma \sim 10^{-16} \text{ cm}^2$. Όμως η διεργασία του ιονισμού έχει ένα επίπεδο κατωφλίου αρκετά υψηλό.

Τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που δημιουργούνται από την ακτινοβολία σύμπτωσης είναι γνωστά ως πρωταρχικός ιονισμός. Σε έναν αριθμό από αυτούς τους ιονισμούς, ένα αρκετά μεγάλο ποσό ενέργειας μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο, τόσο μεγάλο που το ηλεκτρόνιο δημιουργεί επίσης ζεύγη ηλεκτρονίων – ιόντων. Αυτός ο μετέπειτα ιονισμός είναι γνωστός με τον όρο δευτερογενής ιονισμός. Εφόσον η ενέργεια των ηλεκτρονίων των δευτερογενών ιονισμών είναι αρκετά μεγάλη, ενδέχεται με μεγάλη πιθανότητα, αυτά να προκαλέσουν τριτογενείς ιονισμούς και αυτή η διαδικασία να συνεχίζεται μέχρι η ενέργεια τους να φτάσει το ενεργειακό κατώφλι για τις αντιδράσεις ιονισμού.

Ένας δεύτερος μηχανισμός ιονισμού αερίων είναι γνωστός με την ονομασία Penning Effect. Σε συγκεκριμένα άτομα μετασταθείς καταστάσεις διεγείρονται και οι οποίες εξαιτίας μεγάλης διαφοράς spin-parity δεν μπορούν να αποδιεγερθούν αμέσως από τη στην θεμελιώδη κατάσταση εκπέμποντας ένα φωτόνιο. Σε αυτά τα άτομα μπορεί να συμβεί αποδιέγερση από μια σύγκρουση με ένα δεύτερο άτομο που οφείλεται στον ιονισμό του τελευταίου. Κοινά παραδείγματα είναι τα

μοριακά αέρια με ευγενή αέρια και ευγενή αέρια με ευγενή αέρια. Χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι το ακόλουθο:



Ένας τρίτος και πολύ σημαντικός μηχανισμός ο οποίος συμβαίνει στα ευγενή αέρια είναι ο σχηματισμός μοριακών ιόντων. Σε αυτή την διαδικασία ένα αέριο με θετικά ιόντα αλληλεπιδρά με ένα ουδέτερο άτομο του ίδιου τύπου για τον σχηματισμό ενός μοριακού ιόντος. Το παράδειγμα, το οποίο ακολουθεί αποτελεί μια τέτοια χαρακτηριστική περίπτωση.



Από την στιγμή που η ύπαρξη αντιδράσεων ιονισμού είναι θέμα στατιστικής, δύο πανομοιότυπα σωματίδια δύναται να ειπωθεί ότι σε γενικές γραμμές δεν θα παράγουν τον ίδιο αριθμό ζευγών ηλεκτρονίων – ιόντων. Το ερώτημα το οποίο ανακύπτει αφορά την τιμή του μέσου αριθμού ζευγών ηλεκτρονίων – ιόντων που δημιουργούνται, από όλους τους μηχανισμούς, για δεδομένη απώλεια ενέργειας. Στο σημείο αυτό θα πρέπει να σημειωθεί πως το ποσό της ενέργειας το οποίο χάνεται δεν είναι το ίδιο με το ποσό της ενέργειας που χάνεται από τη διανομή του στο δυναμικό ιονισμού από τη στιγμή που ένα μέρος της ενέργειας χάνεται από τη διέγερση. Στην περίπτωση των αερίων, αυτός ο μέσος όρος υπολογίζεται να είναι ένα ζεύγος ηλεκτρονίων- ιόντων περίπου για κάθε 30 eV ενέργειας που χάνεται. Αυτό σημαίνει ότι για ένα σωματίδιο 3keV θα δημιουργηθεί ένας μέσος όρος $3000/30=100$ ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων. Αυτό όμως που μας προκαλεί έκπληξη είναι το γεγονός ότι ο μέσος όρος των ζευγών αυτών δεν εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τον τύπο του σωματιδίου ούτε από το είδος του αερίου.

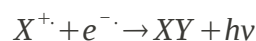
Η μέση ενέργεια w που απαιτείται για τη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίων- ιόντων είναι πολύ σημαντική και αυτό διότι καθορίζει την αποδοτικότητα (efficiency) και την ανάλυση για την ενέργεια (energy resolution) του ανιχνευτή. Η ανάλυση για ένα σωματίδιο ενέργειας E δίνεται από τη σχέση:

$$R=2.35 \cdot \sqrt{\frac{F_w}{E}}$$

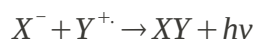
όπου με F συμβολίζουμε τον παράγοντα F_{ano} για το αέριο. Παρ' όλο που ο παράγοντας αυτός δεν είναι καλά καθορισμένος για τα περισσότερα αέρια, είναι ξεκάθαρο ότι έχει τιμή αρκετά μικρότερη της μονάδας.

Παρ' όλο που ο αριθμός των ζευγών ηλεκτρονίων- ιόντων που δημιουργούνται είναι σημαντικός για την αποδοτικότητα και διακριτική ικανότητα της ενέργειας του ανιχνευτή, είναι εξίσου σημαντικό ότι αυτά τα ζεύγη θα παραμένουν σε μια ελεύθερη κατάσταση προκειμένου να συλληθούν. Δυο διαδικασίες είναι αυτές που παρεμποδίζουν αυτή τη λειτουργία: Ο ανασυνδυασμός και η σύνδεση των ηλεκτρονίων.

Όταν δεν υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο, τα ζεύγη ηλεκτρονίων- ιόντων θα ανασυνδυάζονται υπό τη δύναμη της δικής τους ηλεκτρικής έλξης εκπέμποντας ένα φωτόνιο. Η διαδικασία αυτή διαγραμματικά μπορεί να παρασταθεί ως εξής:



Στην περίπτωση των μοριακών ιόντων η παραπάνω αντίδραση γίνεται ως εξής:



Σε γενικές γραμμές ο ρυθμός των ανασυνδυασμών εξαρτάται από τις συγκεντρώσεις των θετικών και αρνητικών ιόντων έτσι ώστε να ισχύει:

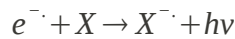
$$dn = bn^- \cdot n^+ \cdot dt$$

όπου με b συμβολίζουμε μια σταθερά η οποία εξαρτάται από τον τύπο του αερίου, n^+ και n^- είναι ο συμβολισμός για τις συγκεντρώσεις των θετικών και αρνητικών ιόντων αντίστοιχα. Εάν θέσουμε $n^+ = n^- = n$ τότε ολοκλήρωση θα μας δώσει το ακόλουθο αποτέλεσμα:

$$n = \frac{n_0}{1 + btn_0}$$

όπου n_0 είναι η αρχική συγκέντρωση τη χρονική στιγμή $t=0$.

Η σύνδεση των ηλεκτρονίων εμπιριέχει τη σύλληψη ελεύθερων ηλεκτρονίων από ηλεκτραρνητικά άτομα, ώστε να σχηματιστούν αρνητικά ιόντα. Σχηματικά αυτό μπορεί να παρασταθεί με την ακόλουθη αντίδραση:



Αυτά είναι ηλεκτρόνια τα οποία έχουν μια σχεδόν πλήρη εξωτερική στοιβάδα έτσι ώστε η προσθήκη ενός επιπλέον ηλεκτρονίου να έχει ως αποτέλεσμα την απελευθέρωση ενέργειας. Το αρνητικό ιόν που σχηματίζεται θα είναι συνεπώς σταθερό. Η ενέργεια που απελευθερώνεται από αυτή τη σύλληψη είναι γνωστή ως ηλεκτρονική συγγένεια ή αλλιώς electron affinity, όπως είναι ο αντίστοιχος όρος στα αγγλικά. Διαπιστώνουμε ότι η παρουσία ηλεκτραρνητικών αερίων στον ανιχνευτή θα ελαττώσουν κατά πολύ την ικανότητα συγκέντρωσης των ζευγών ηλεκτρονίων-ιόντων, παγιδεύοντας τα ηλεκτρόνια πριν αυτά φτάσουν στα ηλεκτρόδια.

Μερικά από τα πιο γνωστά ηλεκτραρνητικά αέρια είναι τα O_2 , H_2O , CO_2 , CCL_4 και SF_6 . Από την άλλη πλευρά τα ευγενή αέρια όπως έχουν αρνητική ηλεκτροσυγγένεια

1.9 Μεταφορά ηλεκτρονίων και ιόντων στα αέρια

Για τους ανιχνευτές ιονισμού, η κατανόηση της κίνησης των ηλεκτρονίων και των ιόντων μέσα στα αέρια, είναι εξαιρετικά σημαντική καθώς η κίνηση αυτή επηρεάζει πολλά λειτουργικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή. Κατά κύριο λόγο η κίνηση αυτή περιγράφεται από την κλασική κινητική θεωρία των αερίων. Τα κυριότερα φαινόμενα που απαντώνται κατά την κίνηση αυτή είναι δυο, η διάχυση (diffusion) και η ολίσθηση (drift) σε ένα ηλεκτρικό πεδίο.

Ο ιονισμός του αερίου από ιονίζουσα ακτινοβολία παράγει ελεύθερα ηλεκτρόνια και ιόντα. Όταν κανένα ηλεκτρικό πεδίο δεν είναι παρόν, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που παράγονται με τη διάβαση της ακτινοβολίας αυτής, διαχέονται ομοιόμορφα απομακρυνόμενα από το σημείο δημιουργίας τους. Κατά την διάρκεια αυτής της διαδικασίας, ακολουθώντας ακανόνιστες τροχιές, χάνουν την ενέργειά τους σύντομα λόγω των πολλαπλών συγκρούσεων με τα μόρια του αερίου και τελικά επανενώνονται. Η μέση ενέργεια που αποκτούν μετά από τις συγκρούσεις αυτές, ονομάζεται θερμική και δίνεται από τον τύπο του Maxwell:

$$\varepsilon_{\theta} = \frac{3}{2} KT$$

όπου K η σταθερά του Boltzmann και T η θερμοκρασία, ενώ η μέση ταχύτητά τους είναι:

$$v = \sqrt{\frac{8KT}{\pi m}}$$

όπου m η μάζα του σωματιδίου. Είναι προφανές ότι η μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων είναι αρκετά μεγαλύτερη από αυτή των ιόντων, λόγω της διαφοράς των μαζών τους. Σε θερμοκρασία δωματίου η ταχύτητα των ηλεκτρονίων είναι της τάξης των 10^6 cm/s, ενώ η αντίστοιχη των θετικών ιόντων είναι της τάξης των 10^4 cm/s.

Από την κινητική θεωρία των αερίων η γραμμική κατανομή των φορτίων μετά την διάχυση, την χρονική στιγμή t , ακολουθεί την κατανομή Gauss:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}$$

όπου το N_0 είναι ο συνολικός αριθμός των φορτίων, x η απόσταση από το σημείο της δημιουργίας και D ο συντελεστής διάχυσης. Η σταθερή απόκλιση (rms spread) κατά τον άξονα x , εκφράζεται χρησιμοποιώντας το συντελεστή διάχυσης:

$$\sigma(x) = \sqrt{2Dt}$$

ενώ για της τρεις διαστάσεις, η “σφαιρική” απόκλιση δίνεται:

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

όπου r είναι η ακτινική απόσταση. Η ακτινική απόκλιση των ιόντων στον αέρα υπό φυσιολογικές συνθήκες, για παράδειγμα, είναι περίπου 1mm το δευτερόλεπτο. Ο συντελεστής διάχυσης είναι μια παράμετρος η οποία δύναται να υπολογιστεί από την κινητική θεωρία και συγκεκριμένα είναι:

$$D = \frac{1}{3} v \lambda$$

όπου λ είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή του ηλεκτρονίου ή του ιόντος στο αέριο. Για ένα κλασικό ιδανικό αέριο η μέση ελεύθερη διαδρομή εξαρτάται από την θερμοκρασία T και την πίεση p , ως εξής:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{KT}{p\sigma_0}$$

όπου σ_0 η συνολική ενεργός διατομή για μια σύγκρουση με ένα μόριο αερίου. Αντικαθιστώντας στην συνέχεια στον τύπο του συντελεστή διάχυσης την μέση ελεύθερη διαδρομή και την μέση ταχύτητα καταλήγουμε στην παρακάτω σχέση, στην οποία φαίνεται καθαρά η εξάρτηση του συντελεστή D από τις παραμέτρους του αερίου:

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p\sigma_0} \frac{\sqrt{KT^3}}{m}$$

Τυπικές τιμές των παραμέτρων του συντελεστή διάχυσης, δίνονται στον παρακάτω πίνακα:

Gas	λ (cm)	v (cm/s)	D (cm ² /s)	μ (cm ² s ⁻¹ V ⁻¹)
H2	1.8×10^{-5}	1.8×10^{-5}	0.34	13
He	2.8×10^{-5}	1.8×10^{-5}	0.26	10.2
Ar	1.0×10^{-5}	1.8×10^{-5}	0.04	1.7
O2	1.0×10^{-5}	1.8×10^{-5}	0.06	2.2

Πίνακας 1: Τιμές παραμέτρων του συντελεστή διάχυσης

1.10 Ολίσθηση και ευκινησία

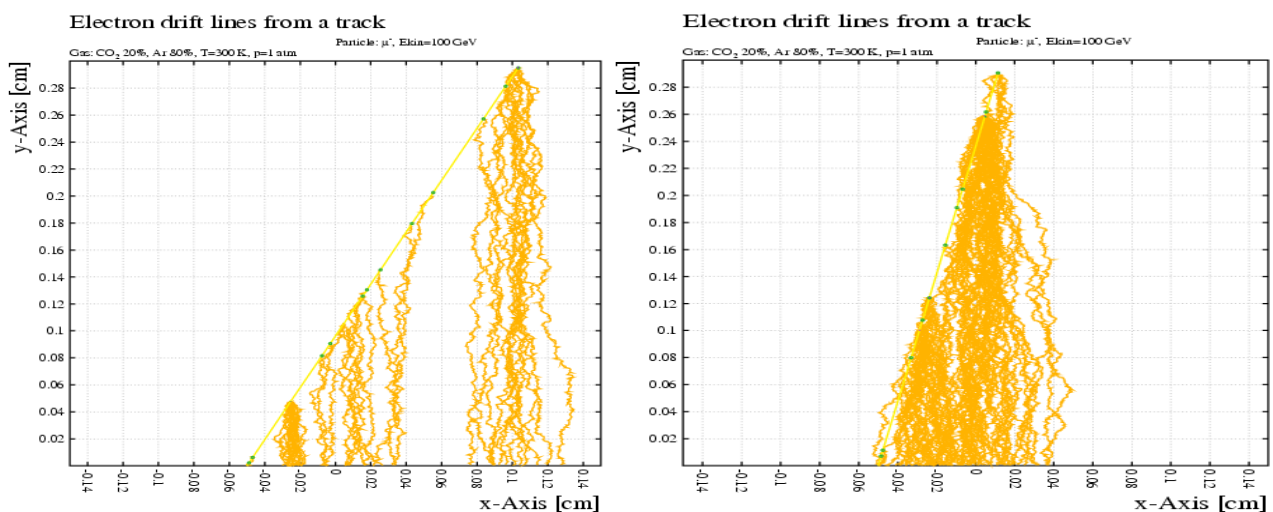
Με την παρουσία ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που έχουν απελευθερωθεί από την ακτινοβολία επιταχύνονται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του πεδίου προς την άνοδο και την κάθοδο αντίστοιχα. Η επιτάχυνση αυτή διακόπτεται από τις συγκρούσεις με τα μόρια του αερίου, τα οποία περιορίζουν την μέγιστη μέση ταχύτητα που δύναται να αποκτηθεί από τα φορτία κατά μήκος της διεύθυνσης του ηλεκτρικού πεδίου. Η μέση αυτή ταχύτητα η οποία αποκτάται είναι γνωστή με τον όρο ταχύτητα ολίσθησης (drift velocity) του φορτίου και είναι αποτέλεσμα της τυχαίας κίνησης των φορτίων. Συγκρινόμενη με την θερμική ταχύτητα, η ταχύτητα αυτή των ιόντων είναι μικρή, ενώ η αντίστοιχη των ηλεκτρονίων είναι αρκετά μεγαλύτερη, δεδομένου ότι τα ηλεκτρόνια είναι πολύ ελαφρύτερα συγκρινόμενα με τα ιόντα. Στην κινητική θεωρία, είναι πολύ χρήσιμο να καθορίσουμε το μέγεθος της ευκινησίας ενός φορτίου. Το μέγεθος αυτό ισούται με τον όρο:

$$\mu = \frac{v}{E}$$

όπου v είναι η ταχύτητα ολίσθησης και E το ηλεκτρικό πεδίο.

Για θετικά ιόντα έχει βρεθεί ότι η v εξαρτάται γραμμικά από το πηλίκο, E/p (το οποίο ονομάζεται ανηγμένο ηλεκτρικό πεδίο), ακόμη και για αρκετά ισχυρά πεδία. Για σταθερή πίεση, αυτό συνεπάγεται ότι η ευκινησία μ είναι σταθερή, ενώ για δοσμένο ηλεκτρικό πεδίο E , γίνεται εμφανές ότι το μ μεταβάλλεται ανάλογα με το $1/p$.

Για ιδανικά αέρια στα οποία τα κινούμενα φορτισμένα σωματίδια παραμένουν σε θερμική ισορροπία με το αέριο είναι εύκολο να δειχθεί ότι η ευκινησία συνδέεται με την σταθερά διάχυσης



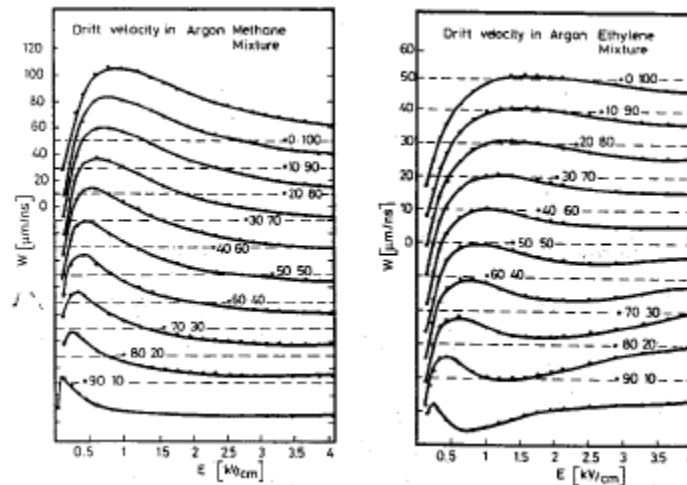
Σχήμα 3: Ολίσθηση των ηλεκτρονίων που προκύπτουν από ιονισμούς που προκαλεί μίοντιο ενέργειας 100 GeV

μέσω του τύπου:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{KT}{e}$$

ο οποίος ονομάζεται τύπος του Einstein.

Στην περίπτωση των ηλεκτρονίων, η ευκινησία είναι πολύ μεγαλύτερη και εξαρτάται από την ένταση E του ηλεκτρικού πεδίου. Ενδεικτικά, παρατηρούνται ταχύτητες της τάξης των 10^6cm/s προτού επέλθει κορεσμός. Σε αυτήν την περιοχή ταχυτήτων το E είναι της τάξης του 1 kV/cm . Στο παρακάτω σχήμα φαίνονται ορισμένα σχετικά αποτελέσματα για ηλεκτρόνια σε διαφορετικά μίγματα αερίων.

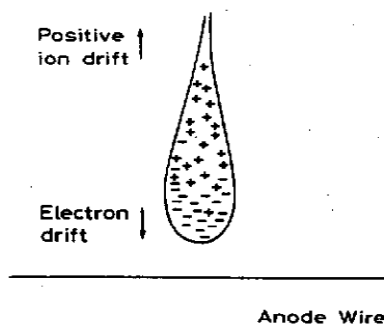


Σχήμα 4: Ταχύτητες ολίσθησης των ηλεκτρονίων για διάφορα μίγματα αερίων συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου.

Η απολαβή του ενισχυτή (Gain) στην ταχύτητα των ηλεκτρονίων είναι επίσης πιθανό να επηρεάσει το ρυθμό διάχυσης στην περίπτωση που η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων ξεπερνά τις θερμικές ενέργειες. Ο παράγοντας KT στη σχέση $D/\mu = KT/e$ αντικαθίσταται τότε από την μέση ενέργεια. Η σταθερά διάχυσης, D , τότε αυξάνεται και οδηγεί σε μεγαλύτερη διασπορά και εξάπλωση του ηλεκτρονικού νέφους. Αυτό έχει σημαντικές συνέπειες για τους ανιχνευτές, όπως για παράδειγμα στους θαλάμους ιονισμού, οι οποίοι προσπαθούν να καθορίσουν την τροχιά του σωματιδίου μετρώντας τον χρόνο ολίσθησης των ηλεκτρονίων ιονισμού (drift time).

1.11 Πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας

Στους ανιχνευτές αερίων η εμφάνιση και ο πολλαπλασιασμός της χιονοστιβάδας λαμβάνει χώρα όταν τα αρχικά ηλεκτρόνια, από τον ιονισμό που προκάλεσε το σωματίδιο που διέσχισε το χώρο του αερίου, αποκτήσουν κατά την ελεύθερη διαδρομή τους, αρκετή ενέργεια εξαιτίας της δράσης του εξωτερικού πεδίου, ώστε να είναι σε θέση να προκαλέσουν την δημιουργία νέων ιονισμών στο αέριο. Έτσι, τελικά επιτυγχάνεται ο σχηματισμός μεγάλου πλήθους ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων που έχουν σαν αποτέλεσμα τον σχηματισμό της χιονοστιβάδας. Επειδή τα ηλεκτρόνια έχουν μεγαλύτερη κινητικότητα, η χιονοστιβάδα έχει σχήμα σταγόνας υγρού με τα ηλεκτρόνια να προπορεύονται, αποτελώντας την «κεφαλή» αυτής, ενώ τα πιο αργά ιόντα ακολουθούν πίσω, διαμορφώνοντας, έτσι, την «ουρά» της σταγόνας. Χαρακτηριστικά, αυτό δύναται να παρασταθεί γραφικά όπως στο διπλανό σχήμα.



Σχήμα 5: Σχηματική απεικόνιση χιονοστιβάδας

Αν λ είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή του ηλεκτρονίου μεταξύ συγκρούσεων που οδηγούν σε ιονισμό, τότε το $\alpha=1/\lambda$ συμβολίζει την πιθανότητα ιονισμού ανά μονάδα μήκους. Αυτός ο συντελεστής, λέγεται “first Townsend coefficient” και αναπαριστά τη μέση ελεύθερη διαδρομή ανάμεσα σε δύο ιονισμούς. Μια κάλη προσέγγιση του συντελεστή αυτού δίνεται από την σχέση:

$$a = pAe^{-\frac{Bp}{E}}$$

όπου E είναι το ηλεκτρικό πεδίο και A, B είναι παράμετροι, οι οποίοι εξαρτώνται από το μίγμα του αερίου. Αν υπάρχουν n ηλεκτρόνια, τότε σε μια διαδρομή dx θα έχουμε δημιουργία επιπλέον dn ηλεκτρονίων, όπου ισχύει ότι:

$$dn = n\alpha \cdot dx$$

Από αυτή τη σχέση βρίσκουμε τον αριθμό των ηλεκτρονίων, n , που δημιουργούνται σε διαδρομή x , μέσω της σχέσης:

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha x}$$

όπου n_0 ο αριθμός των αρχικών ηλεκτρονίων που προέκυψαν από τον ιονισμό που προκάλεσε το σωματίδιο. Ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας (ή ενίσχυση αερίου) είναι επομένως,

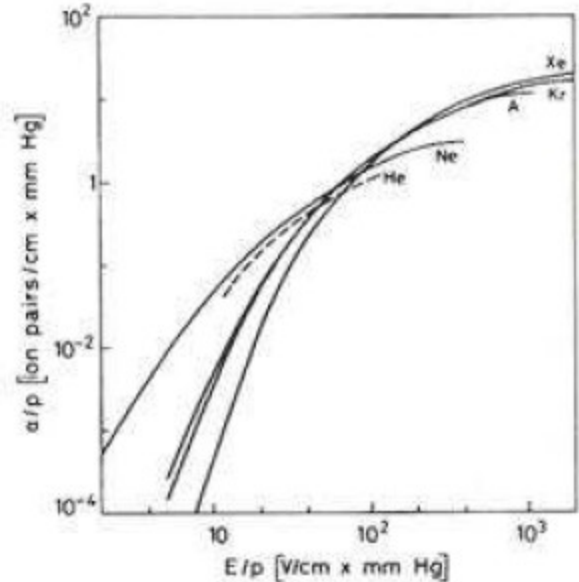
$$M = \frac{n}{n_0} e^{\alpha x}$$

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού ή αλλιώς gas gain είναι σημαντικός για την ανάπτυξη αναλογικών απαριθμητών (proportional counters). Γενικότερα στην περίπτωση ενός ανομοιόμορφου ηλεκτρικού πεδίου, η πιθανότητα ιονισμού α , θα είναι μια συνάρτηση του x της μορφής $\alpha = \alpha(x)$, οπότε θα ισχύει ότι:

$$M = e^{\left[\int \alpha(x) dx \right]}$$

όπου η ολοκλήρωση γίνεται από το σημείο r_1 μέχρι το σημείο r_2 .

Ενώ η σχέση αυτή για το M δύναται να αυξάνει χωρίς κάποιο περιοριστικό όριο, ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας M δύναται να φτάσει μέχρι την τιμή 10^8 (ή αλλιώς, $\alpha x \leq 20$). Αυτό το όριο είναι γνωστό ως όριο του Raether. Πέρα από αυτήν την τιμή διαδικασίες όπως η εκπομπή ηλεκτρονίου που έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία χιονοστιβάδας καθώς επίσης και ο μετασχηματισμός φορτίου-χώρου του ηλεκτρικού πεδίου, το οποίο γίνεται πολύ μεγάλο κοντά στην χιονοστιβάδα, έχουν σαν αποτέλεσμα την κατάρρευση, καθώς γίνεται διάσπαση του αερίου με αποτέλεσμα την εμφάνιση σπινθήρα. Η αποφυγή της ενδεχόμενης κατάρρευσης αυτής επιβάλλει την λειτουργία σε παράγοντα πολλαπλασιασμού M μέχρι την τάξη μεγέθους 10^6 . Η αύξηση του πάχους του χάσματος (gap), έχει σαν αποτέλεσμα το όριο Raether να συναντάται σε χαμηλότερες τιμές της πιθανότητας. Το γεγονός αυτό μαρτυράει ότι για συγκεκριμένο πεδίο, η πιθανότητα κατάρρευσης μειώνεται, όσο μειώνεται το πάχος του χάσματος.



Σχήμα 6: Συντελεστές Townsend

1.12 Επιλογή αερίου

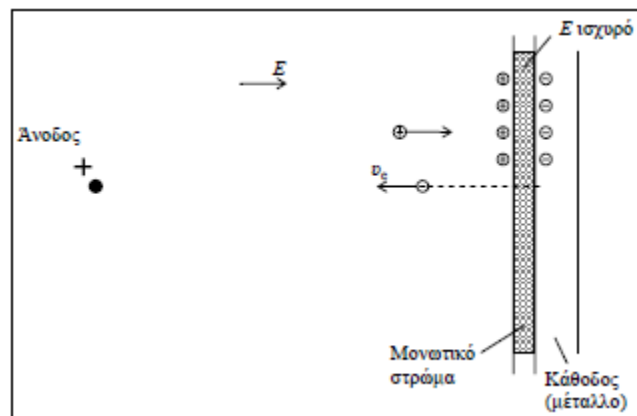
Η επιλογή του κατάλληλου αερίου για την χρησιμοποίηση του στον ανιχνευτή σωματιδίων είναι ένας από τους πιο σημαντικούς παράγοντες για την αποτελεσματική λειτουργία του ανιχνευτή. Κατά βάση οι απαιτήσεις του πειράματος είναι αυτές οι οποίες θέτουν τους απαραίτητους παραμέτρους και χαρακτηριστικά τα οποία πρέπει ένα αέριο να διαθέτει, έτσι ώστε να επιλεγεί. Τέτοιοι πειραματικοί παράμετροι είναι οι τάσεις λειτουργίας, η επιδιωκόμενη ενίσχυση (gain), η καλή αναλογικότητα, κ.α.

Κατά βάση στους ανιχνευτές σωματιδίων χρησιμοποιείται μίγμα αερίων του οποίου το ένα συστατικό είναι ευγενές αέριο. Η επιλογή του ευγενούς αερίου οφείλεται στο γεγονός της ύπαρξης πολλών τρόπων σκέδασης μη ιονισμού, που δύναται να επιτελέσουν τα πολυατομικά μόρια. Τα ευγενή αέρια δε συλλαμβάνουν τα ελεύθερα ηλεκτρόνια (με άλλα λόγια δεν είναι ηλεκτραρνητικά). Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της μέσης διαδρομής των ηλεκτρονίων με αποτέλεσμα την αύξηση της πιθανότητας παραγωγής και ενίσχυσης της χιονοστιβάδας. Τα αέρια Ar, Kr και Xe έχουν μικρό δυναμικό ιονισμού και για τον λόγο αυτό προτιμώνται. Για λόγους οι οποίοι αφορούν οικονομικά κριτήρια το Ar επιλέγεται για να χρησιμοποιηθεί στις περισσότερες των περιπτώσεων, εκτός αν απαιτούνται και άλλα χαρακτηριστικά, όπως π.χ. Μεγάλος ατομικός αριθμός, οπότε επιλέγεται το Xe.

Ένας ανιχνευτής, όμως, με μοναδικό αέριο το Ar δεν είναι σε θέση να δώσει ενίσχυση αερίου μεγαλύτερη από 10^3 - 10^4 . χωρίς να μπούμε σε λειτουργία μόνιμης εκφόρτισης. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι τα διεγερμένα άτομα των ευγενών αερίων που χρησιμοποιούνται, αποδιεγείρονται με εκπομπή φωτονίου ενέργειας μεγαλύτερης από το δυναμικό ιονισμού του μετάλλου της ανόδου ή της καθόδου. Για το Ar η ενέργεια φωτονίου είναι 11,6 eV, δεδομένου ότι το έργο εξαγωγής του μετάλλου, αν πρόκειται για χαλκό, είναι 7,7 eV, τα φωτόνια μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου αποσπών από τα μέταλλα ηλεκτρόνια. Αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας είναι τα ηλεκτρόνια αυτά τα οποία παρήχθησαν από τα μέταλλα της ανόδου ή της καθόδου προκαλούν και αυτά με την σειρά τους ιονισμούς, με συνέπεια ακόμη και για ασθενή ηλεκτρικά πεδία να δημιουργούνται συνεχώς χιονοστιβάδες. Έτσι, ο ανιχνευτής διαρρέεται από ρεύμα συνεχώς χωρίς να μπορεί να αυξηθεί η ενίσχυση του.

Για την αποφυγή αυτού του φαινομένου, προστίθεται μικρή ποσότητα πολυατομικού αερίου στον ανιχνευτή (ως δεύτερο συστατικό). Τα μόρια αυτά έχουν πολλές καταστάσεις διέγερσης και έτσι μπορούν να απορροφήσουν φωτόνια σε μια ευρεία περιοχή ενεργειών, χωρίς μάλιστα να αποδιεγείρονται μέσω εκπομπής φωτονίων. Η ενέργεια διέγερσής τους μπορεί να απορροφάται με άλλους τρόπους όπως για παράδειγμα μέσω σκεδάσεων με άλλα μόρια ή μέσω διαφόρων χημικών διεργασιών.

Η χρήση πολυατομικών αερίων οδηγεί σε χημικές διεργασίες που με τη σειρά τους οδηγούν στη μείωση της συγκέντρωσής τους, άρα στην αλλαγή της συμπεριφοράς του ανιχνευτή. Για το λόγο αυτό, φροντίζουμε να υπάρχει συνεχής ροή του μίγματος αερίων στους ανιχνευτές (ανανέωση όλου του όγκου με κατάλληλο ρυθμό). Επίσης, μερικά προϊόντα που επικάθονται στα ηλεκτρόδια του ανιχνευτή είναι υγρά ή στερεά και μεταβάλλουν τη συμπεριφορά του, φαινόμενο που δεν μπορεί να αντιμετωπιστεί εύκολα σε όλες τις περιπτώσεις.



Σχήμα 7: Σχηματική παράσταση της δημιουργίας λεπτού στρώματος διηλεκτρικού στην επιφάνεια της καθόδου.

Σε τέτοιες περιπτώσεις παρατηρείται πολλές φορές το φαινόμενο Malter, κατά το οποίο δημιουργείται ένα πολύ λεπτό στρώμα μονωτικού υλικού στην κάθοδο, όπως φαίνεται στο διπλανό σχήμα, με αποτέλεσμα τα θετικά ιόντα που δημιουργούνται επικάθονται στο στρώμα αυτό. Αν δεν υπήρχε το μονωτικό στρώμα, αυτά θα εξουδετερώνονταν με απορρόφηση ηλεκτρονίων από την κάθοδο, που τώρα εμποδίζεται από αυτό το λεπτό διηλεκτρικό στρώμα. Ειδικά στην περίπτωση πολύ υψηλού ρυθμού ανίχνευσης (ροής) σωματιδίων από τον ανιχνευτή, παραμένει μόνιμα ένα θετικό φορτίο ιόντων στην εσωτερική πλευρά του μονωτικού. Μεταξύ των θετικών φορτίων και του μετάλλου (όπου έχουμε αρνητικά κατοπτρικά φορτία) δημιουργείται ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο. Το πεδίο είναι ισχυρό λόγω της μικρής απόστασης μεταξύ των φορτίων, η οποία καθορίζεται από το (πολύ λεπτό) πάχος του μονωτικού, σε βαθμό που μπορεί να εξαγάγει ηλεκτρόνια από την επιφάνεια της καθόδου προς το εσωτερικό του ανιχνευτή. Αυτά στη συνέχεια, δημιουργούν χιονοστιβάδα και κάνουν τον ανιχνευτή να διαρρέεται από ανεπιθύμητο ρεύμα, χωρίς να μπορεί να αυξηθεί η τάση του και η ενίσχυση του αερίου. Πολλές φορές, το πρόβλημα αντιμετωπίζεται επιτυχώς με επιβολή ανάστροφης τάσης στον ανιχνευτή, ώστε να οδηγηθούν ηλεκτρόνια προς το στρώμα θετικών ιόντων και να τα εξουδετερώσουν.

Κεφάλαιο 2^ο

Ανιχνευτές αερίων - Ανιχνευτής *Micromegas*

2.1 Ανιχνευτές αερίων.

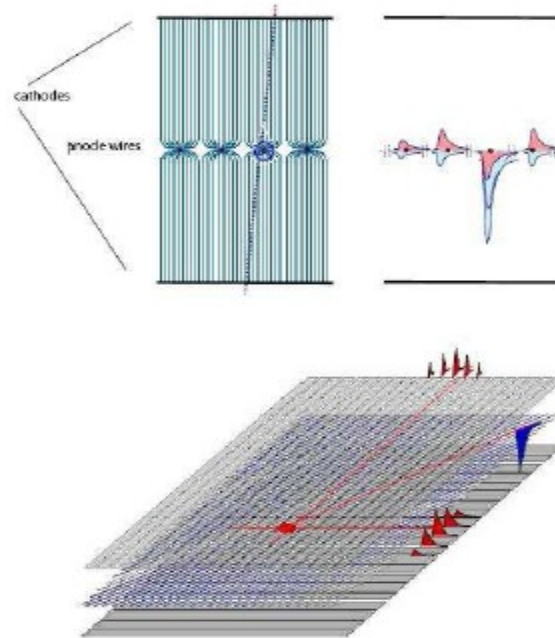
Από την ανακάλυψη της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας και μετά εμφανίστηκε το ερώτημα πώς γίνεται η ανίχνευσή της. Λόγω της μεγάλης ευκινησίας των ηλεκτρονίων και των ιόντων του, το αέριο παρουσιάστηκε εξαρχής ως το αποτελεσματικότερο και χρηστικότερο μέσο για την ανίχνευση της ακτινοβολίας αυτής. Πολλές ανακαλύψεις έγιναν έκτοτε πάνω σε αυτόν τον τομέα.

Οι ανιχνευτές ιονισμού ήταν οι πρώτες συσκευές που αναπτύχθηκαν για την ανίχνευση της ακτινοβολίας. Αυτές οι συσκευές στηρίζονται στην απευθείας συγκέντρωση των ιονισμένων ηλεκτρονίων και των ιόντων που παράγονται σε ένα αέριο καθώς το διαπερνά η ακτινοβολία. Κατά τη διάρκεια του δεύτερου μισού του 20ου αιώνα, αναπτύχθηκαν τρεις βασικοί τύποι ανιχνευτών, ο θάλαμος ιονισμού, ο αναλογικός απαριθμητής και ο απαριθμητής Geiger-Muller. Και τα τρία είδη χρησιμοποιούνται πάρα πολύ στα εργαστήρια σαν συσκευές ελέγχου της ακτινοβολίας. Είναι οικονομικοί, χειρίζονται με απλό τρόπο και συντηρούνται εύκολα. Στην πραγματικότητα, ο βασικός σχεδιασμός και η κατασκευή τους δεν έχουν αλλάξει πολύ από τα τέλη της δεκαετίας του 1940. Συνέχεια των τριών αυτών βασικών τύπων των ανιχνευτών αποτέλεσε μια σημαντική ανακάλυψη που τιμήθηκε και με βραβείο Nobel το 1992. Η ανακάλυψη αυτή ήταν ο θάλαμος που είναι γνωστός με την ονομασία Πολυσύρματος Αναλογικός Θάλαμος (MultiWire Proportional Chamber-MWPC) από τον G. Charpak το 1968.

Τα βασικά χαρακτηριστικά των MWPC είναι η καλή χωρική ανάλυση (μερικές εκατοντάδες μm), η άριστη ενεργειακή ανάλυση και ο ικανοποιητικός ρυθμός $10^4 \text{ counts mm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Εκτός από τη σωματιδιακή φυσική, οι θάλαμοι αυτοί χρησιμοποιούνται και σε άλλα επιστημονικά πεδία, όπως αυτά των ιατρικών απεικονίσεων με χρήση ακτίνων -X, της μελέτης περίθλασης νετρονίων, της ανίχνευσης μεμονωμένων φωτονίων κ.α. Συνέπεια των προηγούμενων χαρακτηριστικών, είναι ότι από τα πρώτα βήματα ανάπτυξης των πολυκαναλικών αναλογικών απαριθμητών (MWPC), οι επιστήμονες συνειδητοποίησαν ότι μπορούν να πάρουν χωρικές πληροφορίες μετρώντας απλά το χρόνο ολίσθησης των ηλεκτρονίων που προέρχονται από ένα φαινόμενο ιονισμού. Εάν ένας σκανδαλισμός (trigger) είναι διαθέσιμος να δώσει σήμα για την άφιξη ενός σωματιδίου και η ταχύτητα ολίσθησης είναι γνωστή, τότε η απόσταση από το σύρμα στο σημείο προέλευσης των ηλεκτρονίων είναι:

$$x = \int u dt$$

ολοκληρώνοντας από t_0 μέχρι t_1 , όπου t_0 είναι ο χρόνος άφιξης του σωματιδίου και t_1 είναι η χρονική στιγμή που ο παλμός εμφανίζεται στην άνοδο. Όπως είναι αναμενόμενο, στην πράξη, είναι επιθυμητό να εμφανίζεται μια σταθερή ταχύτητα ολίσθησης u και επομένως και ένα σταθερό ηλεκτρικό πεδίο έτσι ώστε να υπάρχει μια γραμμική σχέση ανάμεσα στο χρόνο και την απόσταση.

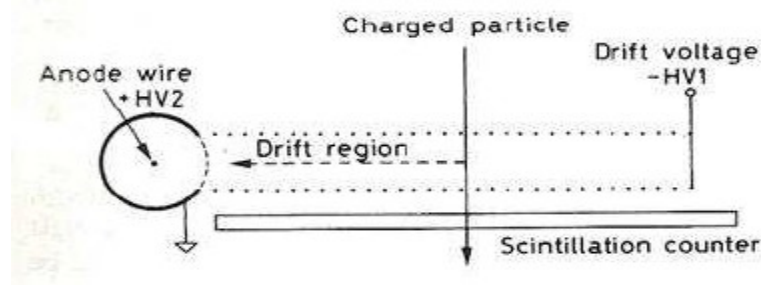


Σχήμα 8: Αναπαράσταση MWPC θαλάμου

Στο πάνω αριστερό μέρος της προηγούμενης εικόνας εμφανίζεται η αναπαράσταση ενός θαλάμου MWPC. Συγκεκριμένα, ένα επίπεδο από ισαπέχοντα σύρματα, είναι ορατό, τοποθετημένα στο μέσο ανάμεσα στα δυο επίπεδα καθόδου. Τυπικές αποστάσεις ανάμεσα στα σύρματα ανόδου είναι 1 έως 4 mm, ενώ τα δυο επίπεδα καθόδου κυμαίνονται από 5 έως 15 mm. Στην εικόνα μπορούμε ακόμα να δούμε τις γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου. Τα ηλεκτρόνια που παράγονται στην περιοχή σταθερού πεδίου θα ολισθήσουν προς το πιο κοντινό σύρμα ανόδου, όπου θα επιταχυνθούν και θα παράγουν χιονοστιβάδα υπό την πίεση του μεγαλύτερου πεδίου.

Στο πάνω δεξί μέρος της εικόνας, παρατηρούμε το σήμα που προκαλείται στο πιο κοντινό σύρμα και στα γειτονικά του. Θα είναι αρνητικό ως προς το προηγούμενο, ενώ θα είναι θετικό ως προς τα γειτονικά.

Τέλος, στο κάτω μέρος της εικόνας, με την υλοποίηση του δεύτερου επιπέδου συρμάτων που τοποθετούνται κάθετα στο πρώτο, βελτιώνονται οι χωρικές πληροφορίες.

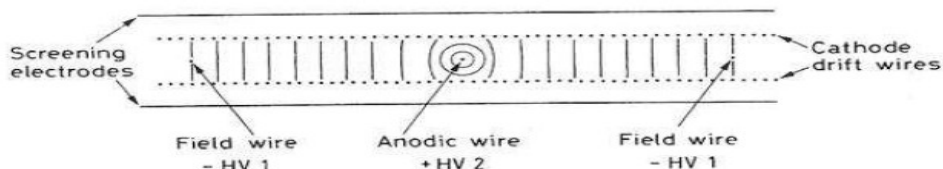


Σχήμα 9: Αρχή λειτουργίας MWPC θαλάμου

Στην παραπάνω εικόνα υπάρχει μια σχηματική αναπαράσταση της βασικής λειτουργίας ενός θαλάμου ολίσθησης. Ο θάλαμος ολίσθησης καθορίζεται στο ένα άκρο του από ένα ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης και στο άλλο άκρο του από την άνοδο ενός απλού αναλογικού απαριθμητή. Προκειμένου να δημιουργηθεί ένα σταθερό ηλεκτρικό πεδίο, χρησιμοποιούνται σειρές συρμάτων καθόδου τα οποία κρατώνται στο κατάλληλο δυναμικό υπογραμμίζοντας την περιοχή ολίσθησης.

Παρόλο που αυτές οι διαδρομές ολίσθησης, μήκους 50 cm, έχουν χρησιμοποιηθεί με αυτή την απλή διάταξη, η συνηθισμένη περιοχή ολίσθησης είναι περίπου 5-10cm. Μικρότερες διαδρομές ελαχιστοποιούν το αποτέλεσμα της διάχυσης και αποτρέπουν τη χρήση πολύ υψηλών τάσεων. Με τις τυπικές ταχύτητες ολίσθησης, περίπου 5 cm/μs, έχουμε χρόνους ολίσθησης της τάξης 1-2 μs. Αυτός ο χρόνος είναι γνωστός και με τον όρο χρόνος μνήμης του θαλάμου. Προκειμένου να καλύψουμε μια μεγάλη περιοχή, μπορούν να χρησιμοποιηθούν πολλά διαφορετικά κελιά. Με αυτό τον τρόπο κατασκευάζονται πολλά μέτρα θαλάμων ολίσθησης. Για να εξασφαλιστούν πολλά σημεία πάνω σε μια τροχιά, μπορούν να στοιβαχθούν πολλοί θάλαμοι ολίσθησης με διαφορετική προσαρμογή σύρματος ο καθένας.

Κατ' αρχήν η δομή του θαλάμου που χρησιμοποιούνταν για τους MWPC μπορούσε εξίσου να χρησιμοποιηθεί στους θαλάμους ολίσθησης. Τα σύρματα που χρησιμοποιούνται στους θαλάμους αυτούς, θα είναι προφανώς μεγαλύτερα έτσι ώστε να υπάρχει ένας χρόνος ολίσθησης πιο "λογικός". Όμως το πρόβλημα είναι η ανομοιομορφία του πεδίου στο κενό ανάμεσα στο σύρμα ανόδου. Προκειμένου να διορθωθεί το πρόβλημα αυτό, πολύ συχνά προστίθενται επιπλέον σύρματα πεδίου στο διάστημα ανάμεσα σύρματα ανόδου. Στην παρακάτω εικόνα μπορεί κανείς να δει ένα τέτοιο βελτιστοποιημένο σχέδιο για υψηλή ανάλυση. Στην περίπτωση αυτή το δυναμικό από τα σύρματα καθόδου δεν είναι σταθερό, αλλά απεναντίας είναι ομοιόμορφο διαβαθμισμένο προς τα κάτω, από το μηδέν (γείωση) στο σύρμα που αποτελεί την επίστρωση του σύρματος ανόδου, μέχρι πολύ αρνητικές τιμές δυναμικού για τα σύρματα καθόδου που διαμορφώνουν τις γραμμές του πεδίου σε κάθε πλευρά της ανόδου. Οι ισοδυναμικές γραμμές που απορρέουν φαίνονται πολύ παραστατικά στην ακόλουθη εικόνα.



Σχήμα 10: Ανοδικά σύρματα θαλάμου ολίσθησης με τα πεδία ανόδου

Παρ' όλο που η προηγούμενη εικόνα αποτυπώνει ένα δισδιάστατο σχέδιο, οι θάλαμοι ιονισμού μπορεί να είναι και σε κυλινδρική μορφή. Τέτοιοι θάλαμοι δίνουν τότε πληροφορίες για τις ρ και ϕ συντεταγμένες της τροχιάς των σωματιδίων. Οι συντεταγμένες αυτές χρησιμοποιούνται ευρέως σε επιταχυντές για απευθείας απεικόνιση των τροχιών των εξερχόμενων σωματιδίων, χωρίς να απαιτείται η μαθηματική προσαρμογή των (μη αδρανειακών) συντεταγμένων των σωματιδίων. Αυτό βέβαια απαιτεί να μετρηθούν πολλά σημεία της τροχιάς και αυτός είναι ο λόγος που χρειάζονται σύρματα υψηλής πυκνότητας. Αυτό, επιπλέον, έχει ως αποτέλεσμα την καλύτερη ανάλυση των κορυφών και των πολλαπλών τροχιών.

Το πλεονέκτημα των θαλάμων ολίσθησης είναι η σχετικά μικρή ποσότητα συρμάτων και ηλεκτρονικών που απαιτούνται, καθώς επίσης και το γεγονός ότι μπορούν να καλυφθούν περιοχές μεγάλης έκτασης. Σε γενικές γραμμές ο χειρισμός τους είναι απλός, όμως πρέπει να δίνεται μεγάλη προσοχή στο αέριο που τους γεμίζει και στην ομοιογένεια του πεδίου για την περίπτωση που απαιτείται καλή ανάλυση.

Όπως προαναφέρθηκε λοιπόν, από τη στιγμή που είναι απαραίτητη η ακριβής γνώση της ταχύτητας ολίσθησης ώστε να μπορέσει κανείς να χειριστεί ένα θάλαμο ολίσθησης, είναι πρωταρχικής σημασίας η επιλογή του αερίου. Τα βασικά κριτήρια για την επιλογή του αερίου είναι η απαίτηση για χαμηλή τάση λειτουργίας, μεγάλο gain, καλή αναλογικότητα και ικανότητα υψηλού

ρυθμού καταμέτρησης. Επιπλέον όμως, θα πρέπει να δίνεται ιδιαίτερη προσοχή στις ιδιότητες ολίσθησης.

Οποσδήποτε η καθαρότητα του αερίου αποτελεί ένα πολύ σημαντικό παράγοντα. Πιο συγκεκριμένα, παραδείγματος χάριν, εάν στο αέριο που χρησιμοποιείται βρίσκονται και ηλεκτραρνητικά αέρια, τα ηλεκτρόνια θα συλλαμβάνονται καθώς ολισθαίνουν στην άνοδο. Το επιτρεπτό όριο για αυτές τις προσμίξεις εξαρτάται από το μήκος της διαδρομής ολίσθησης. Όσο πιο μεγάλη είναι η διαδρομή αυτή, τόσο πιο ψηλά πρέπει να βρίσκεται το επίπεδο της καθαρότητας.

Προκειμένου να μεγιστοποιηθεί η σταθερότητα λειτουργίας, θα πρέπει να επιλεγεί ένα αέριο που να εκθέτει σε κορεσμό την ταχύτητα ολίσθησης σε όχι πολύ μεγάλα ηλεκτρικά πεδία. Όταν λειτουργούν σε αυτή την περιοχή, η ταχύτητα ολίσθησης είναι τότε λιγότερο ευαίσθητη στις ανομοιογένειες του πεδίου, στις αλλαγές της τάσης λειτουργίας, στη θερμοκρασία κ.λ.π.

Ένας άλλος πολύ σημαντικός παράγοντας που θα πρέπει να λάβει κανείς υπόψη του είναι η ταχύτητα ολίσθησης. Στην περίπτωση που ο θάλαμος πρόκειται να λειτουργήσει σε υψηλούς ρυθμούς μετρήσεων, τότε η ταχύτητα ολίσθησης θα πρέπει να είναι τόσο υψηλή όσο χρειάζεται για να ελαχιστοποιήσει το νεκρό χρόνο. Εάν, αντίθετα, είναι επιθυμητή υψηλή χωρική ανάλυση, απαιτείται χαμηλότερη ταχύτητα ολίσθησης ώστε να ελαχιστοποιηθούν τα χρονικά λάθη. Υψηλές ταχύτητες ολίσθησης παρατηρούνται σε αέρια όπως το methylether (DME), CO₂ και He - C₂H₆.

Η χωρική ανάλυση ενός θαλάμου ολίσθησης εξαρτάται από το πόσο καλή είναι η σχέση μεταξύ χρόνου ολίσθησης και χωρικών συντεταγμένων, καθώς επίσης και η ποσότητα της διάχυσης που υφίστανται τα ηλεκτρόνια καθώς ολισθαίνουν. Ο τελευταίος παράγοντας εξαρτάται από το μήκος της διαδρομής ολίσθησης. Εάν υποθέσουμε μια ενιαία ταχύτητα ολίσθησης, τότε η εξάπλωση του ηλεκτρονιακού νέφους μετά από απόσταση x θα είναι:

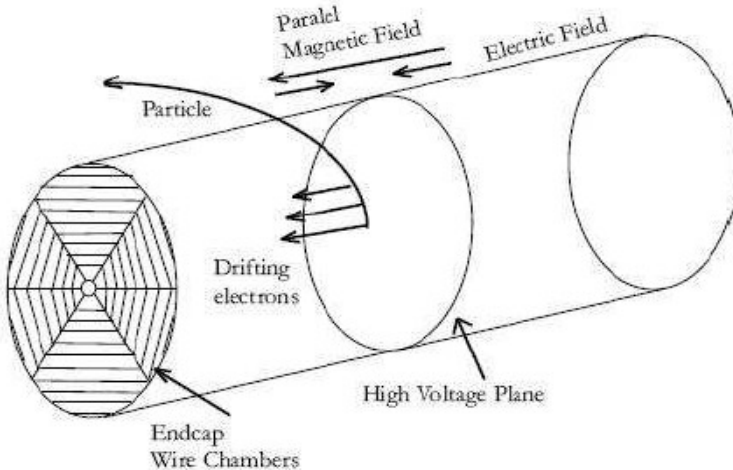
$$\sigma = \sqrt{\frac{2Dx}{\mu E}}$$

Το εύρος της κατανομής διάχυσης, όπως παρατηρούμε εξαρτάται από την τετραγωνική ρίζα της διαδρομής ολίσθησης.

Στα πειράματα φυσικής στοιχειωδών σωματιδίων είναι πολύ συνηθισμένο να τοποθετείται ο ανιχνευτής μέσα ή κοντά σε μαγνητικό πεδίο. Σε αυτές τις περιπτώσεις είναι προφανές ότι η διαδρομή των ολισθαίνοντων ηλεκτρονίων, καθώς επίσης και η ταχύτητα ολίσθησης θα μεταβάλλονται από τη δύναμη Lorentz. Στην περίπτωση αυτή είναι χρήσιμη η ακριβής γνώση του μαγνητικού πεδίου, έτσι ώστε να συσχετιστεί ο χρόνος ολίσθησης με τη θέση. Επίσης, σε ορισμένες περιπτώσεις είναι πιθανό να είναι δυνατόν να προσαρμοστεί η κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου έτσι ώστε να αντισταθμιστούν τα αποτελέσματα του μαγνητικού πεδίου.

Τρισδιάστατες πληροφορίες για τα σωματίδια έγιναν εφικτές με την κατασκευή των

θαλάμων Time Projection Chamber (TPC). Οι θάλαμοι αυτοί αποτελούν μια εκλεπτυσμένη συσκευή που συνδυάζει τα χαρακτηριστικά του θαλάμου ολίσθησης και των MWPC. Ένας τυπικός θάλαμος TPC φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα.

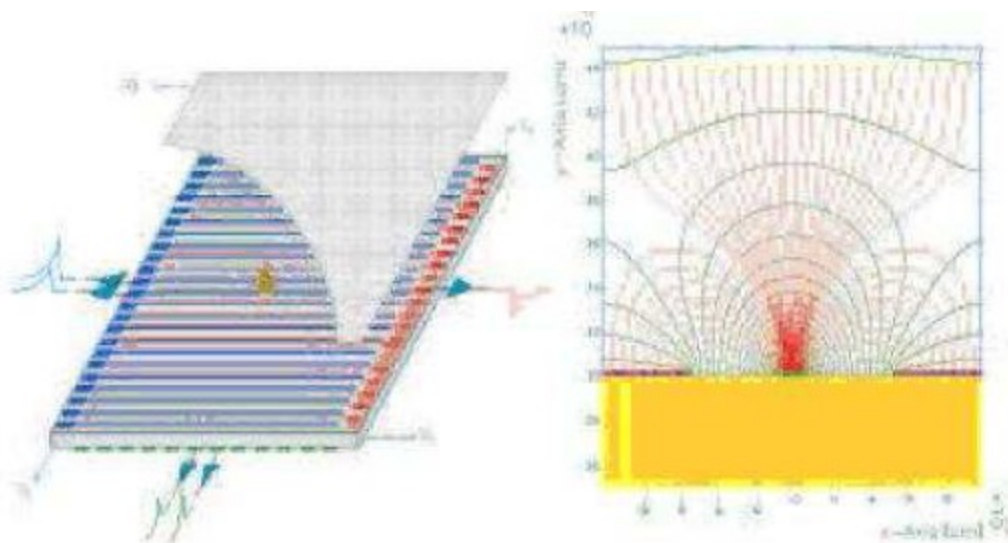


Σχήμα 11: Σχηματική αναπαράσταση θαλάμου TPC

Ο θάλαμος προβολής χρόνου (TPC) είναι ένας θάλαμος ολίσθησης ο οποίος παρέχει χωρική πληροφορία στις τρεις διαστάσεις, όπως επίσης και μετρήσεις του ρυθμού απώλειας ενέργειας (dE/dx) για ταυτοποίηση των σωματιδίων. Το βασικό χαρακτηριστικό ενός TPC είναι ότι το ηλεκτρικό πεδίο στον θάλαμο είναι παράλληλο στο μαγνητικό πεδίο. Αυτή η διεύθυνση μειώνει τη διάχυση των ηλεκτρονίων στο αέριο επειδή το μαγνητικό πεδίο αναγκάζει το ηλεκτρόνιο που ολισθαίνει να καμπυλωθεί γύρω από τις γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου. Σαν επακόλουθο, το ηλεκτρόνιο μπορεί να ολισθήσει σε μια μεγάλη απόσταση και ακόμα όμως να παρέχει καλή χωρική διακριτική ικανότητα. Ο ανιχνευτής έχει μεγάλη γεωμετρική αποδοχή και μπορεί ταυτόχρονα να μετράει ένα μεγάλο αριθμό τροχιών.

Όσο επιτυχείς κι αν ήταν όμως οι θάλαμοι αυτοί, μοιραία βρέθηκαν αντιμέτωποι με στοιχειώδεις περιορισμούς όταν εμφανίστηκαν στο προσκήνιο ζήτηση για καλύτερη χωρική ανάλυση και μεγαλύτερα ρυθμό καταμέτρησης. Τα σύρματα δεν μπορούσαν να τοποθετηθούν αρκετά κοντά χωρίς την ύπαρξη λειτουργικών προβλημάτων, ενώ όσον αφορά τα τους ρυθμούς, τα θετικά ιόντα δεν απομακρύνονταν αρκετά γρήγορα.

Προκειμένου να καλυφθούν αυτοί οι περιορισμοί, ο Oed ανακάλυψε τους Micro-strips Gas Chamber (MSGC), σηματοδοτώντας μια καινούρια στιγμή στην ιστορία των ανιχνευτών αερίου. Λαμβάνοντας τα περισσότερα πλεονεκτήματα από την ανάπτυξη των μικροηλεκτρονικών και την ανάπτυξη διαδικασιών φωτολιθογραφίας, πολύ λεπτά strips αποτυπώθηκαν σε μια άδεια πλακέτα, σαν συνέχεια στενών ανόδων και πιο πλατιών καθόδων, πιο κοντά από τα σύρματα σε ένα MWPC (τυπικές αποστάσεις είναι περίπου 50-100mm) Εξαιτίας της μορφής του ηλεκτρικού πεδίου, τα ιόντα που παράγονται από το φαινόμενο της χιονοστιβάδας, απομακρύνονται γρήγορα αυξάνοντας έτσι την ικανότητα μέτρησης του θαλάμου 100 φορές πάνω από την αντίστοιχη του MWPC φτάνοντας τα $10^6 \text{ counts mm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

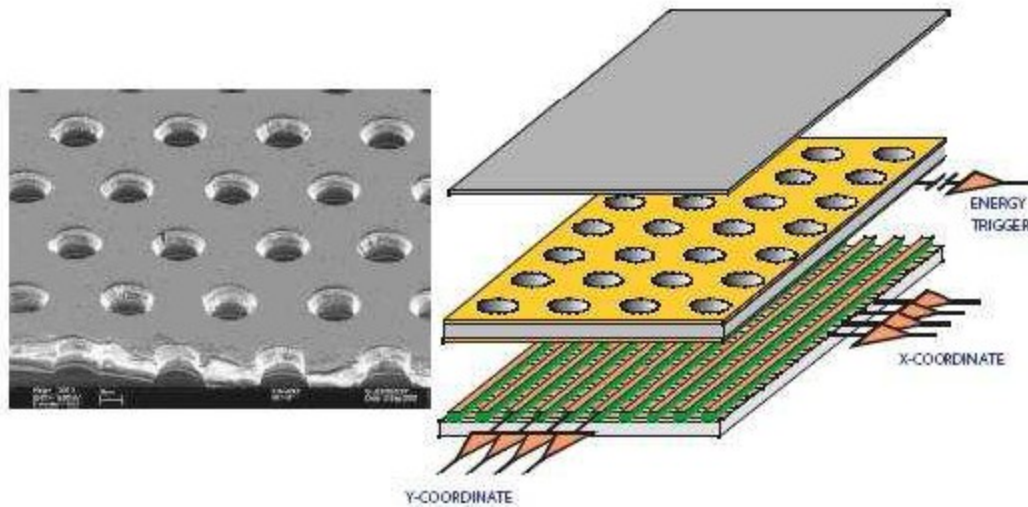


Σχήμα 12: Σχηματική αναπαράσταση θαλάμου MicroStrip Gas Chamber

Οι MSGC έγιναν γρήγορα ευπρόσδεκτοι και αναπτύχθηκαν έτσι ώστε να συμπεριληφθούν σε πειράματα υψηλής φωτεινότητας. Όπως παρατηρείται, λοιπόν, και στο παρακάτω σχήμα οι ανιχνευτές MSGC αποτελούνται από λεπτές λωρίδες (strips) ανόδου οι οποίες είναι χαραγμένες ανάμεσα από τους δύο τύπους λωρίδων. Τα φαινόμενα χιονοστιβάδας δημιουργούνται μπροστά από την άνοδο, όπου είναι εγκλωβισμένα τα ηλεκτρόνια, ενώ τα ιόντα συγκεντρώνονται πολύ γρήγορα στις γειτονικές καθόδους. Οι ανιχνευτές αυτοί όμως ήταν ευάλωτοι στη γήρανση και σε βλάβες εκφόρτισης. Έτσι ακολουθήθηκαν από μια σειρά άλλων ανακαλύψεων που οδήγησαν στο σχεδιασμό άλλων ανιχνευτών “Micro-Pattern”, οι οποίοι επωφελήθηκαν από τη νέα τεχνολογία στα μικροηλεκτρονικά και τη φωτολιθογραφία. Ο Compteur à Trous αποτέλεσε ένα από τα πρώτα

παραδείγματα το 1996. Την ίδια περίπου χρονική περίοδο εισήχθησαν και οι Micromegas.

2.2 Γενικά για ανιχνευτή Micromegas



Σχήμα 13: Τρισδιάστατη αναπαράσταση ανιχνευτή micromegas

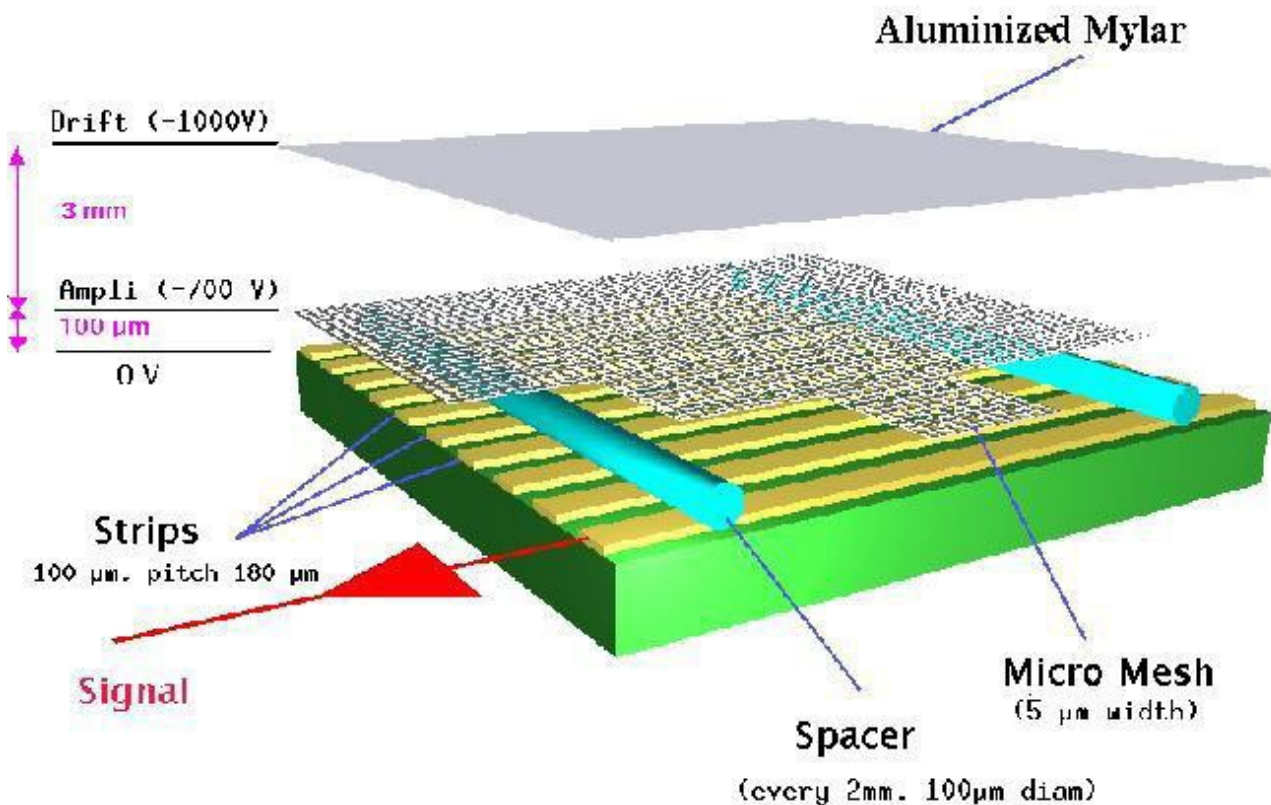
Η ονομασία του συγκεκριμένου ανιχνευτή προκύπτει από τα αρχικά των αγγλικών λέξεων Micro-mesh-gaseous detector. Πρόκειται για έναν ανιχνευτή αερίου γεμίσματος, η κατασκευή του οποίου βασίζεται σε μια γεωμετρία παράλληλων ηλεκτροδίων. Η συγκεκριμένη συσκευή αποτελεί αναλογικό απαριθμητή χιονοστιβάδας, ο οποίος μπορεί να ανιχνεύσει τόσο φορτισμένα σωματίδια, όπως μίονια ή ηλεκτρόνια όσο και ουδέτερα, όπως νετρόνια ή φωτόνια με κατάλληλη επιλογή των συνθηκών λειτουργίας. Ο συγκεκριμένος ανιχνευτής διαθέτει ανιχνευτική ικανότητα σωματιδίων πολύ χαμηλής ενέργειας, η οποία οφείλεται στο γεγονός του μεγάλου πολλαπλασιαστικού του παράγοντα. Είναι κατασκευασμένος από υλικά χαμηλού κόστους και εξαιτίας του σχετικά απλού μηχανικού σχεδιασμού του, μπορεί να κατασκευαστεί μαζικά. Σημαντικό παράγοντα αποτελεί και το γεγονός ότι δύναται να χρησιμοποιηθεί σε πειράματα που απαιτούν χαμηλό υπόβαθρο, λόγω της περιορισμένης ακτινοβολίας των υλικών από τα οποία είναι κατασκευασμένος. Παρουσιάζει, επίσης, πολύ καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα και εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα. Η σχετικά άμεση συλλογή του φορτίου που επιτυγχάνεται, επιτρέπει την μέτρηση πολύ μεγάλου αριθμού σωματιδίων σε σχετικά μικρό χρόνο. Αποτέλεσμα αυτού, είναι η επίτευξη μικρού νεκρού χρόνου που με την σειρά του συντελεί στην αποδοτικότερη λειτουργία του ανιχνευτή. Κατά συνέπεια, σε μεγάλες ροές σωματιδίων ο ανιχνευτής Micromegas δεν παρουσιάζει σημαντικά προβλήματα και συνεπώς παραμένει ανεπηρέαστη η λειτουργία του.

Η καινοτομία όσον αφορά στην κατασκευή, σε σχέση με προγενέστερους ανιχνευτές, είναι η αντικατάσταση της καλωδίωσης η οποία χρησιμοποιούνταν για την συλλογή του φορτίου, από ένα πυκνό πλέγμα εξαιρετικά μικρών διαστάσεων, της τάξης των μm. Η όλη διάταξη διαθέτει δύο περιοχές, οι οποίες διαχωρίζονται από την παρουσία ενός μικροπλέγματος. Οι περιοχές αυτές ονομάζονται περιοχή μετατροπής (και ολίσθησης) και περιοχή ενίσχυσης. Η ύπαρξη των δύο αυτών περιοχών επιτρέπει την εφαρμογή διαφορετικών τάσεων σε αυτές με σκοπό την επίτευξη σε κάθε μια τους των φυσικών διαδικασιών που περιγράφουν τα ονόματά τους. Πράγματι, με κατάλληλο ηλεκτρικό πεδίο (εν γένει χαμηλό) στην περιοχή της μετατροπής παρατηρείται η παραγωγή των ηλεκτρονίων και η ολίσθησή τους προς την περιοχή της ενίσχυσης, στην οποία με κατάλληλο ηλεκτρικό πεδίο (εν γένει υψηλό) παρατηρείται η ενεργειακή ενίσχυση τους με αποτέλεσμα την δημιουργία χιονοστιβάδας, με σκοπό την ανίχνευσή της.

2.3 Αρχή λειτουργίας

Η πρόσπτωση ενός σωματιδίου στο εσωτερικό του ανιχνευτή έχει ως αποτέλεσμα την αλληλεπίδραση του με αέριο που βρίσκεται σε αυτόν. Συνέπεια αυτής της αλληλεπίδρασης είναι η παραγωγή πρωτεύοντος φορτίου, δηλαδή ηλεκτρόνια. Κατόπιν, καθώς ολισθαίνουν τα ηλεκτρόνια αυτά προς την περιοχή της ενίσχυσης, λόγω κρούσεων παρατηρείται απώλεια ενέργειας και δημιουργία δευτερογενών φορτίων (ηλεκτρόνια και ιόντα). Με εφαρμογή κατάλληλου ηλεκτρικού πεδίου γίνεται εφικτός ο πολλαπλασιασμός του φορτίου αυτού. Τελικά, το φορτίο αυτό συλλέγεται δημιουργώντας έναν ηλεκτρικό παλμό ο οποίος με κατάλληλα ηλεκτρονικά συστήματα επεξεργάζεται για την εξαγωγή των όποιων συμπερασμάτων.

2.4 Στοιχεία του ανιχνευτή Micromegas



Σχήμα 14: Σχηματική αναπαράσταση τυπικού ανιχνευτή micromegas

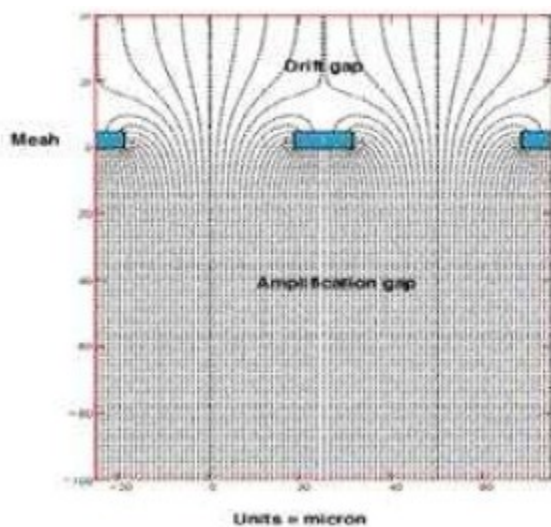
Στο παραπάνω σχήμα (σχήμα 14) παρουσιάζεται η σχηματική απεικόνιση ενός τυπικού ανιχνευτή Micromegas με τα μέρη που τον απαρτίζουν. Όπως είναι ορατό ένας τέτοιος ανιχνευτής αποτελείται από τρία βασικά επίπεδα. Το ανώτερο επίπεδο αποτελεί την κάθοδο. Στην ουσία είναι το ηλεκτρόδιο της ολίσθησης (drift electrode) στο οποίο εφαρμόζεται μία αρνητική τάση της τάξης των 1000V. Η δομή του είναι πλεγματική, φτιαγμένη από νικέλιο πάχους 100μm. Η διαφάνεια του προσεγγίζεται γύρω στα 80 % με αποτέλεσμα να επιτρέπεται η διέλευση μέσα από αυτό ποικίλες ραδιενεργές ακτινοβολίες, διατηρώντας όμως παράλληλα μεγάλη αποδοτικότητα.

Το κατώτερο επίπεδο αποτελεί το ηλεκτρόδιο της ανόδου. Είναι και αυτό πλεγματικής διάταξης, κατασκευασμένο από χάλκινες λωρίδες (strips), επικαλυμμένες με χρυσό, μήκους 150 μm. Το πάχος της κάθε χάλκινης λωρίδας είναι 5 μm. Οι λωρίδες αυτές τοποθετούνται, για κάθε μια από τις δύο διευθύνσεις, η μια παράλληλα με την άλλη με μια απόσταση ανάμεσά τους ίση με 200

μm. Οι τιμές αυτές είναι τυπικές καθώς τα κενά ανάμεσα τους όπως και το πλάτος των λωρίδων αυτών δύναται να μεταβληθεί αναλόγως με το πείραμα που λαμβάνει χώρα κάθε φορά. Όλες οι λωρίδες τοποθετούνται στην θέση τους μέσω διαφόρων τεχνικών επιμετάλλωσης σε ένα απομονωμένο στρώμα από αρωματικό πολυμερές (Kartton) πάχους 50 μm και γειώνονται μέσω προενισχυτών υψηλής ενίσχυσης (4 V/pC) και χαμηλού εσωτερικού θορύβου.

Το μεσαίο επίπεδο αποτελεί το μικρο-πλέγμα (micromesh), το οποίο φαινομενικά διαχωρίζει της δύο περιοχές της μετατροπής και της ενίσχυσης, παρόλα αυτά ο ρόλος του είναι πολλαπλός. Αποτελεί το μεσαίο ηλεκτρόδιο της όλης διάταξης. Πρόκειται για ένα μεταλλικό πλέγμα, πάχους 5 μm, με ανοίγματα 25μm με βήμα 50 μm. Είναι κατασκευασμένο από χαλκό, χρησιμοποιώντας την τεχνική της φωτολιθογραφίας. Είναι εύκαμπτο και προσδίδει στο στρώμα έναν υψηλό βαθμό ακρίβειας εναπόθεσης ηλεκτρονίων. Η τάση η οποία εφαρμόζεται σε αυτό είναι της τάξης των 500V.

2.5 Ηλεκτρικό πεδίο του ανιχνευτή Micromegas



Σχήμα 15: Ηλεκτρικές δυναμικές γραμμές, οι οποίες ξεκινούν από το μικρο-πλέγμα και καταλήγουν στα strips.

Η κατασκευαστική δομή του ανιχνευτή micromegas προσφέρει την ανάπτυξη του εσωτερικού χώρου του σε δυο διακριτές περιοχές λειτουργίας. Η πρώτη, η οποία αναφέρεται και σαν περιοχή μετατροπής ή ολίσθησης (conversion-drift gap), εκτείνεται στο άνω μέρος της ανιχνευτικής διάταξης κατέχοντας ένα ηλεκτρικό καθοριζόμενο από την αρνητική τάση που εφαρμόζεται στο μικρο-πλέγμα (mesh) και την ελαφρώς υψηλότερη αλλά επίσης αρνητική τάση που ασκείται στο ηλεκτρόδιο της καθόδου (drift). Το πεδίο αυτό είναι χαμηλό, λαμβάνοντας τιμές τάσεις στην περιοχή των 1–5kV/cm. Η συγκεκριμένη περιοχή λειτουργίας έχει πλάτος μερικά χιλιοστά (συνήθως 3mm) και είναι αυτή στην οποία λαμβάνει χώρα ο αρχικός ιονισμός και η ολίσθηση των ιόντων και των ηλεκτρονίων.

Η δεύτερη περιοχή, ή διαφορετικά περιοχή ενίσχυσης (amplification gap), εκτείνεται ανάμεσα στο μικρο-πλέγμα και την πλάκα της ανόδου. Πρόκειται για μία πολύ στενή περιοχή, πλάτους 20-150 μm. Το ηλεκτρικό πεδίο σε αυτήν την περιοχή έχει ιδιαίτερα υψηλή τιμή, της τάξης των 20-100 kV/cm. Το πεδίο αυτό είναι απαραίτητο για την παραγωγή ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων και της δημιουργίας του φαινομένου της χιονοστιβάδας, της οποίας συλλέγεται το σήμα από την άνοδο για επεξεργασία.

Η πρόσπτωση ενός φορτισμένου σωματιδίου έχει ως αποτέλεσμα την αλληλεπίδραση του σωματιδίου αυτού με τα άτομα του αερίου του ανιχνευτή και την εναπόθεση ενέργειας στην περιοχή μετατροπής. Πιο συγκεκριμένα, η διαδικασία εναπόθεσης της ενέργειας αυτής λαμβάνει χώρα μέσω του φαινομένου του ιονισμού των ατόμων του αερίου, το οποίο συνεπάγεται την δημιουργία των αρχικών ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια αυτά ολισθαίνουν μέσα στην περιοχή αυτή κατευθυνόμενα προς το πλέγμα και μέσω αυτού μεταφέρονται στην στενή περιοχή της ενίσχυσης. Εκεί με την δράση του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου της περιοχής, υφίστανται ενίσχυση δημιουργώντας έτσι τις κατάλληλες συνθήκες για την εμφάνιση του φαινομένου της χιονοστιβάδας. Κάτω από την δράση του υψηλού ηλεκτρικού πεδίου, η χιονοστιβάδα αυτή συλλέγεται στα strips της ανόδου, ενώ τα θετικά ιόντα ολισθαίνουν προς την αντίθετη κατεύθυνση και συλλέγονται από το μικρο-πλέγμα.

Το ηλεκτρικό πεδίο παρουσιάζεται ομογενές στο εσωτερικό τόσο της περιοχής ολίσθησης όσο και σε αυτό της περιοχής της ενίσχυσης. Κάτι τέτοιο επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας το μικρο-πλέγμα ως μεσαίο ηλεκτρόδιο. Εντούτοις, το πεδίο παρουσιάζει μορφή χοάνης πλησιάζοντας πολύ κοντά στα ανοίγματα του μικρο-πλέγματος. Η γνώση της μορφής των δυναμικών γραμμών του πεδίου κοντά στην περιοχή του μικρο-πλέγματος αποτελεί θεμελιώδες ζήτημα για την λειτουργία του ανιχνευτή. Ειδικότερα, η μορφή αυτών καθορίζει τον τρόπο με τον οποίο τα ηλεκτρόνια διέρχονται μέσα από το μικρο-πλέγμα, καθώς επίσης και το πόσο γρήγορα αναπτύσσεται η μετακίνηση και ως εκ τούτου η συλλογή των θετικών ιόντων στο πλέγμα.

Μαθηματικοί υπολογισμοί και προσεγγίσεις καταλήγουν ότι οι δύο παραπάνω διαδικασίες είναι συνάρτηση μίας παραμέτρου ξ , η οποία ισοδυναμεί με το λόγο ανάμεσα στην ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή της ενίσχυσης και την ένταση του πεδίου στην περιοχή της ολίσθησης:

$$\xi = \frac{E_{\text{amplification}}}{E_{\text{drift}}}$$

Η εξέλιξη της μορφής των δυναμικών γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου μέσα στον ανιχνευτή ποικίλει για διαφορετικές τιμές του λόγου ξ . Για χαμηλές τιμές του ξ οι περισσότερες γραμμές καθώς φεύγουν από το ηλεκτρόδιο της καθόδου με δυσκολία φθάνουν στο μικρο-πλέγμα. Σε αυτήν την περίπτωση η μετακίνηση των ηλεκτρονίων είναι ιδιαίτερος μικρή και ασήμαντη. Εάν όμως οι εντάσεις των ηλεκτρικών πεδίων ρυθμιστούν κατάλληλα και είναι ίδιες με αυτές που απαιτούνται για την καταλληλότερη λειτουργία της εκάστοτε πειραματικής διάταξης, οι περισσότερες από τις δυναμικές γραμμές του πεδίου ολίσθησης διέρχονται από τις οπές του πλέγματος και καταλήγουν απευθείας στο τρίτο ηλεκτρόδιο, αυτό της ανόδου. Σε αυτήν την περίπτωση πετυχαίνουμε πλήρη μεταφορά των ηλεκτρονίων από την μία περιοχή στην άλλη. Από την άλλη πλευρά οι περισσότερες από τις δυναμικές γραμμές του πεδίου που προέρχονται από την πλάκα της ανόδου σταματούν στο πλέγμα, με αποτέλεσμα τα θετικά ιόντα που δημιουργούνται κατά την διάρκεια του φαινομένου της χιονοστιβάδας να συλλέγονται από το πλέγμα με υψηλή απόδοση.

Διαπιστώνεται πως μόνο ένα μικρό τμήμα από τα θετικά ιόντα που δημιουργούνται, διαφεύγει στην περιοχή της μετατροπής. Το ποσοστό των ιόντων αυτών είναι αντιστρόφως ανάλογο προς το λόγο των εντάσεων των δύο ηλεκτρικών πεδίων. Συμπερασματικά, δύναται να ειπωθεί ότι όσο μεγαλύτερος είναι ο λόγος ξ , τόσο αποδοτικότερη γίνεται η μετάβαση των ηλεκτρονίων μέσα από το πλέγμα ενώ συγχρόνως η διέλευση των θετικών ιόντων είναι αρκετά μικρή, καθώς αυτά συλλέγονται άμεσα από το πλέγμα. Τέλος, θα πρέπει να σημειωθεί και η ύπαρξη μιας ακόμη παραμέτρου, η οποία αντιστοιχεί στην οπτική διαφάνεια του πλέγματος. Αυτή η παράμετρος, όμως, διαπιστώνεται πως δεν διαδραματίζει ουσιώδη ρόλο στη διαμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου, στην περίπτωση της κατάλληλης ρύθμισης του λόγου ξ των ηλεκτρικών πεδίων, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται η μεταφορά των ηλεκτρονίων από την μια περιοχή στην άλλη.

2.6 Στενή περιοχή ενίσχυσης και σήμα του ανιχνευτή Micromegas

Μία ιδιαίτερα ενδιαφέρουσα ιδιότητα του ανιχνευτή Micromegas είναι ότι λόγω της ύπαρξης της στενής περιοχής ενίσχυσης που κατέχει, όταν παρατηρούνται μικρές διαφοροποιήσεις αυτής, εξαιτίας συνήθως μηχανικών ατελειών, αυτές εξισορροπούνται από μία αντίστροφη μεταβολή του παράγοντα ενίσχυσης. Η συγκεκριμένη συμπεριφορά δύναται να εξηγηθεί από την ακόλουθη θεωρητική προσέγγιση. Ο πολλαπλασιασμός των ηλεκτρονίων, ο οποίος συμβολίζεται με M , στο ομογενές ηλεκτρικό πεδίο ανάμεσα στις δύο παράλληλες πλάκες σε συγκεκριμένο αέριο με μία πίεση p , περιγράφεται από την σχέση:

$$M = e^{ad}$$

όπου d είναι η απόσταση ανάμεσα στα δύο παράλληλα ηλεκτρόδια (πλέγμα και άνοδος) και a είναι ο συντελεστής Townsend, ο οποίος εκφράζει την μέση ελεύθερη διαδρομή ενός ηλεκτρονίου μεταξύ δύο διαδοχικών ιονισμών.

Ο τύπος των Rose και Korff αποτελεί μία καλή προσέγγιση για τον συντελεστή a :

$$a = pAe^{-\frac{Bp}{E}}$$

Στην παραπάνω σχέση με E δίνεται η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου, ενώ A και B είναι παράμετροι που καθορίζονται από το μείγμα των αέριων που χρησιμοποιούμε. Σε υψηλές τιμές ηλεκτρικού πεδίου παρατηρείται κορεσμός του συντελεστή Townsend για το λόγο ότι η τιμή του προσεγγίζει την μέση ελεύθερη διαδρομή που δίνεται από την ενεργό διατομή της ανελαστικής σκέδασης, η οποία είναι σταθερή.

Το ηλεκτρικό πεδίο δίνεται από τη σχέση:

$$E = \frac{V}{d}$$

όπου V είναι η εφαρμοζόμενη τάση.

Η αντικατάσταση της έκφρασης του συντελεστή a στην σχέση που περιγράφει το M , δίνει:

$$M = e^{A p d e^{-\frac{B p d}{V}}}$$

Παρατηρείται ότι ο παράγοντας πολλαπλασιασμού (ενίσχυσης) είναι μία συνάρτηση της ποσότητας $p \cdot d$. Κάνοντας διερεύνηση της παραπάνω σχέσης γίνεται κατανοητό ότι ο M αυξάνει καθώς αυξάνει η τιμή της απόστασης d , φθάνει σε μία μέγιστη τιμή και στη συνέχεια αρχίζει να μειώνεται για περαιτέρω αύξηση του d . Η μέγιστη τιμή του παράγοντα ενίσχυσης προκύπτει από την διαφόριση της προηγούμενης σχέσης για $d = V/B$ και πίεση ίση με 1 bar.

Για περιοχή ενίσχυσης της τάξης των 30-100 μm , ο παράγοντας ενίσχυσης γίνεται μέγιστος για συγκεκριμένο εφαρμοζόμενο δυναμικό. Το μέγιστο του M ποικίλει ελάχιστα με το δυναμικό V και την σύσταση του αέριου μείγματος.

Το συμπέρασμα στο οποίο καταλήγουμε είναι ότι το εύρος των τιμών της περιοχής ενίσχυσης d που χρησιμοποιούνται επί του παρόντος στους ανιχνευτές Micromegas είναι απόλυτα ικανοποιητικό καθώς με αυτές ο παράγοντας ενίσχυσης μεγιστοποιείται ενώ ταυτόχρονα εκμηδενίζονται διακυμάνσεις που εμφανίζονται εξαιτίας ατελειών στη τοποθέτηση του πλέγματος ή λόγω έλλειψης επιπεδότητας των δύο παράλληλων ηλεκτροδίων. Με λίγα λόγια τέτοια μικρά d είναι ιδανικά για μια ορθή λειτουργία ενός ανιχνευτή με παράλληλες πλάκες, καθώς με την επίτευξη αυτών μπορούν να αποφευχθούν κάθε είδους διακυμάνσεις που παρουσιάζονται είτε εξαιτίας μηχανολογικών ατελειών, είτε λόγω ατμοσφαιρικής πίεσης ή μεταβολών στη θερμοκρασία.

Η πειραματική επαλήθευση των παραπάνω υπολογισμών είναι ιδιαίτερα δύσκολη, καθώς απαιτείται μία μεγάλη ποικιλία από στενά d . Διαπιστώνεται ότι για δύο συγκεκριμένες τιμές της περιοχής ενίσχυσης ($d = 100$ και $50 \mu\text{m}$) οι υπολογισμοί έχουν επιβεβαιωθεί. Αντίθετα, αυτό που είναι ευκολότερο να επιβεβαιωθεί είναι η μεταβολή του παράγοντα M με την πίεση p , η οποία αναμένεται να είναι αντίστοιχη με αυτή για την απόσταση d .

Ο πρωταρχικός ιονισμός δημιουργεί μεγάλο αριθμό ηλεκτρονίων μέσα στο μείγμα του

αερίου με αποτέλεσμα να προκύπτει ένα σήμα ικανό να ανιχνευθεί από προενισχυτές υψηλής ενίσχυσης. Το νέφος των ηλεκτρονίων που δημιουργείται κοντά στο πάνω ηλεκτρόδιο της καθόδου, κάτω από την δράση του ηλεκτρικού πεδίου που εφαρμόζεται την περιοχή της μετατροπής, ολισθαίνει προς το μεσαίο ηλεκτρόδιο, το μικρο-πλέγμα, δίνοντας ένα σήμα. Ένα μέρος του νέφους των ηλεκτρονίων μεταφέρεται στην περιοχή της ενίσχυσης, όπου το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο έχει ως αποτέλεσμα να πάρουμε επίσης ένα σήμα. Από την στιγμή που γειώνουμε τα strips της ανόδου, μία αρνητική τάση αναπτύσσεται στο μικρο-πλέγμα και μία κάπως μικρότερη αλλά και πάλι αρνητική τάση εφαρμόζεται στο ηλεκτρόδιο ολίσθησης. Κάτω από αυτές τις συνθήκες τα ηλεκτρόνια που παράγονται στην περιοχή της μετατροπής μπορούν εύκολα να μεταφερθούν, μέσω του πλέγματος, στο κενό της ενίσχυσης.

Επομένως το σήμα που θα φθάνει στα strips της ανόδου είναι το άθροισμα του σήματος που δημιουργείται από την κίνηση των ηλεκτρονίων και του σήματος που προκαλείται από την κίνηση των ιόντων στη περιοχή αυτή. Όμως η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων είναι 100 φορές μεγαλύτερη από αυτή των ιόντων, με αποτέλεσμα ο παλμός του σήματος τους να είναι 100 φορές πιο σύντομος και 100 φορές υψηλότερος. Με τη χρήση ενός προενισχυτή χαμηλού θορύβου, η ύπαρξη του σήματος οφείλεται κυρίως στην ολίσθηση των θετικών ιόντων προς το ηλεκτρόδιο του μικρο-πλέγματος. Αυτή πραγματοποιείται συνήθως σε χρόνο 200 nsec, παρουσιάζοντας όμως εξάρτηση από την τιμή d που έχει το πλάτος της περιοχής της ενίσχυσης. Μία απότομη μείωση του πλάτους της περιοχής της ενίσχυσης στο μισό, δηλαδή από τα 100 στα 50 μm , έχει ως αποτέλεσμα ο χρόνος ανύψωσης του σήματος να ελαχιστοποιείται, καθώς αυτός γίνεται ίσος με το ένα τρίτο του αρχικού. Μια διαμόρφωση του σήματος γύρω στα 30 nsec μας επιτρέπει να συλλαμβάνουμε το πλήρες επαγόμενο φορτίο, δίνοντας έτσι την δυνατότητα για μια σωστή και χωρίς προβλήματα λειτουργία του ανιχνευτή σε λογικά επίπεδα τιμών του παράγοντα ενίσχυσης της τάξης των 3000 - 4000. Οι παραπάνω τιμές είναι αρκετά χαμηλές ώστε να εμποδίζεται η εμφάνιση σπινθήρων στον ανιχνευτή. Επίσης είμαστε σε θέση να παρατηρήσουμε πολύ γρήγορα σήματα που οφείλονται στη συλλογή του νέφους των ηλεκτρονίων στην άνοδο.

Κεφάλαιο 3^ο

Λογισμικά προγράμματα

3.1 Πρόγραμμα ανάλυσης φάσματος TV.

Το TV είναι ένα πρόγραμμα ανάλυσης φάσματος και πινάκων, το οποίο στηρίζεται στο λειτουργικό σύστημα UNIX, το οποίο επίσης έχει δοκιμαστεί, επιτυχώς, στα προγράμματα SUNOS 5.5.1, Ultrix 4.3A, HP-UX 9.01 και Linux. Το συγκεκριμένο πρόγραμμα αναπτύχθηκε από το πανεπιστήμιο της Κολωνίας και ειδικότερα από το τμήμα της πυρηνικής φυσικής του συγκεκριμένου πανεπιστημίου. Σκοπός του είναι με την χρήση απλών εντολών να αναλύει με μεγάλη ακρίβεια ληφθέντα φάσματα από διάφορες πειραματικές διαδικασίες.

Το πρόγραμμα TV χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια της συγκεκριμένης διπλωματικής εργασίας για την ανάλυση του φάσματος που ελήφθη για την μέτρηση, πειραματικά, της ροής των νετρονίων κατά την διάρκεια του πειράματος το οποίο έλαβε χώρα στις εγκαταστάσεις του “Δημόκριτου” στα τέλη του Ιανουαρίου του 2011.

Ο χειρισμός του συγκεκριμένου προγράμματος απαιτεί την εγκατάσταση του στο λειτουργικό σύστημα από το οποίο θα χρησιμοποιηθεί. Η εγκατάσταση αυτή είναι εύκολη και γίνεται απλά με βάση τις πληροφορίες οι οποίες παρέχονται από το Πανεπιστήμιο της Κολωνίας και ειδικότερα στην ιστοσελίδα του τμήματος πυρηνικής φυσικής αυτού:

http://ikp.uni-koeln.de/~fitz/Tv_user-manual.html.

Μετά την εγκατάσταση του προγράμματος, ο χρήστης δύναται να αποκτήσει πρόσβαση σε αυτό μέσω μιας κονσόλας (Terminal) πατώντας την εντολή “tv” ανεξάρτητα από τον φλοιό του λειτουργικού προγράμματος, στο οποίο βρίσκεται ο χρήστης.

Η εντολή αυτή εμφανίζει στην οθόνη το γραφικό του συγκεκριμένου προγράμματος το οποίο αποτελείται από δυο ξεχωριστά παράθυρα (edit & graphic window). Το πρώτο περιλαμβάνει τον χώρο μέσω του οποίου γίνεται η επικοινωνία χρήστη και μηχανής και το δεύτερο αποτελεί τον χώρο της γραφικής απόδοσης και αναπαράστασης των εντολών που δίνονται στο πρώτο, επιτρέποντας παράλληλα και αυτό την απευθείας επικοινωνία με τον χρήστη.

```
default: ""
tv> #
tv> # For customization of 'tv' create the startup file '.tvrc' in a
tv> # directory of your $TVPATH.
tv> # Aliases for some vs-commands are summarized in 'vs.tvrc'. To
tv> # activate them enter 'tv> @vs.tvrc' or add this command to your
tv> # '.tvrc'.
tv> #
closing command input file '/ikp/local/lib/tv/site.tvrc' after line 15
tv>
```

Σχήμα 16: Απόδοση του παραθύρου εντολών (edit mode)

```
tv-root
tv-root s0 c0(0) d0 m0(15) xy ??? ???
```

Σχήμα 17: Απόδοση του παραθύρου γραφικών (graphic mode)

Η ευκολία του συγκεκριμένου προγράμματος έγκειται στο γεγονός της χρήσης απλών εντολών, οι οποίες κωδικοποιούνται σε απλά γράμματα ή σύμβολα. Η αυτοματοποίηση αυτή καθιστά το TV εύκολο στην χρήση του, καθώς δεν προϋποθέτει από τον χρήστη την γνώση προγραμματισμού, αλλά και πολύ γρήγορο στην επιτέλεση των όποιων εφαρμογών που του ζητώνται.

3.2 Χαρακτηριστικές εντολές λειτουργίας

3.2.1 Χειρισμός των παραθύρων

Η μετάβαση από το ένα παράθυρο στο άλλο γίνεται απλά με το πάτημα του πλήκτρου ESC, φροντίζοντας όμως ο δείκτης του ποντικιού “cursor” να βρίσκεται κάθε φορά στο παράθυρο στο οποίο ο χρήστης επιθυμεί να μεταβεί.

3.2.2 Διάβασμα φάσματος από αρχείο

Το αρχείο, στο οποίο υπάρχει η πληροφορία του φάσματος, αποτελείται από τους αριθμούς των counts σε μία μόνο στήλη, ενώ όσον αφορά την ονομασία, για να είναι δυνατή η ανάγνωση του από το πρόγραμμα αρκεί στο τέλος του ονόματος να υπάρχει η κατάληξη .tv. Παραδείγματος χάριν, μια ενδεικτική ονομασία είναι της μορφής: fasma.tv

Η ανάγνωση του φάσματος από το πρόγραμμα προϋποθέτει την ύπαρξη του αρχείου του, στον ίδιο φλοιό από τον οποίο χρήστης ενεργοποίησε το tv. Διαφορετικά το πρόγραμμα δεν θα είναι σε θέση να αναγνωρίσει το φάσμα και ως εκ τούτου να το διαβάσει. Η εντολή με την οποία γίνεται η ανάγνωση του φάσματος, δίνεται στο παράθυρο εντολών και είναι η:

```
>s g όνομα αρχείου 1-16
```

όπου ο αριθμός στο τέλος δηλώνει το κανάλι του buffer στο οποίο ο χρήστης ζητάει από το πρόγραμμα να ανοίξει το φάσμα. Συνολικά υπάρχουν 16 κανάλια στο buffer, γεγονός που σημαίνει ότι ο χρήστης δύναται να ανοίξει και να διαχειριστεί 16 διαφορετικά φάσματα ταυτόχρονα.

3.2.3 Calibration

Το ενεργειακό calibration του φάσματος γίνεται με την λήψη του αντίστοιχου φάσματος από μια γνωστή, ως προς την ενέργεια των φωτοκορυφών της, πηγή. Από το φάσμα αυτό σημειώνονται για δύο κορυφές με γνωστές ενέργειες τα κανάλια τα οποία εμφανίζονται. Η πληροφορία αυτή για να μπορέσει να χρησιμοποιηθεί από το πρόγραμμα αποθηκεύεται με την εντολή:

```
>cal pos enter <␣
```

 (όπου το σύμβολο <␣ παριστάνει το πλήκτρο enter)

Κατόπιν σε αυτά τα οποία το πρόγραμμα εμφανίζει (αναπαριστώνται με κόκκινο), τοποθετείται η πληροφορία που λήφθηκε από το φάσμα που λήφθηκε για το calibration:

```
channel(0) : #1<␣ #2<␣  
channel(1) : #1<␣ #2<␣
```

όπου (για το channel(0)) στο #₁ τοποθετείται ο αριθμός του καναλιού που βρέθηκε η πρώτη γνωστή φωτοκορυφή και στο #₂ τοποθετείται η ενέργεια της φωτοκορυφής αυτής. Το ίδιο γίνεται και για την δεύτερη γνωστή φωτοκορυφή (στο channel(2)). Η αποθήκευση του αρχείου εκτελείται με την εντολή:

```
>cal pos w όνομα.cal<␣
```

Με την παραπάνω εντολή σώζεται σε ένα αρχείο το calibration του φάσματος με την ενδεικτική μορφή:

```
$_calibrations  
$_position  
2.69049  
0.199124
```

Η ανάγνωση του calibration από το πρόγραμμα και η αποτύπωση του πάνω στο υπό μελέτη φάσμα γίνεται εφικτή μέσω της εντολής:

```
>cal pos read όνομα.cal<↵
```

ενώ η διαγραφή του από το υπό μελέτη φάσμα γίνεται από την εντολή:

```
>cal pos del όνομα.cal<↵
```

3.2.4 Χειρισμός φάσματος

Ο χειρισμός του φάσματος είναι απλός λόγω του γεγονότος ότι οι εντολές μπορούν να δοθούν απευθείας στο παράθυρο γραφικών με την χρήση μεμονωμένων πλήκτρων. Ορισμένες χαρακτηριστικές εντολές δίνονται παρακάτω:

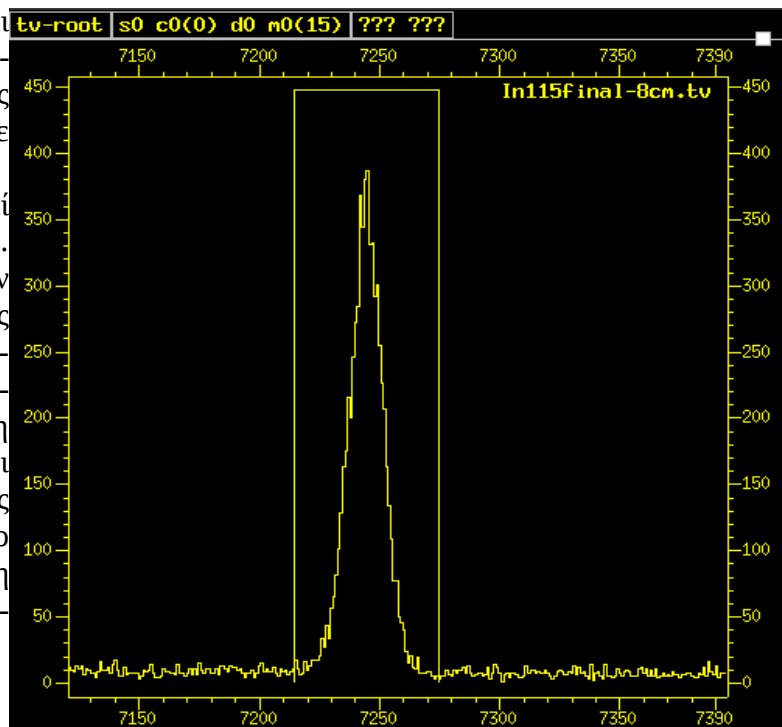
Μεγέθυνση (Zoom): Η επιλογή της μεγέθυνσης σε ένα μέρος του φάσματος καθίσταται εφικτή με την χρήση του πλήκτρου “spacebar” και του cursor του ποντικιού. Με την βοήθεια του cursor επιλέγει το αρχικό σημείο της περιοχής που επιθυμεί να μεγεθύνει ο χρήστης και πατάει το πλήκτρο “spacebar”. Όμοια πράττει και για το τελικό σημείο. Τέλος με το πλήκτρο “e” επιτυγχάνεται η μεγέθυνση σε μια συγκεκριμένη περιοχή του φάσματος. Η επαναφορά στο αρχικό μη μεγεθυμένο φάσμα επιτυγχάνεται με το πάτημα του πλήκτρου “f”.

3.2.5 Fitting

Για άμεσο και αυτόματο fitting μιας κορυφής ο χρήστης μπορεί να χρησιμοποιήσει το πλήκτρο “Q”, προσέχοντας ο cursor να βρίσκεται πάνω από την κορυφή που τον ενδιαφέρει. Το fitting αυτό αν και επιτελείται άμεσα, γρήγορα και αυτόματα δεν αφήνει στον χρήστη την δυνατότητα επιλογής των όποιων παραμέτρων, με βάση τις οποίες αυτό γίνεται. Αποτέλεσμα αυτού είναι να έχει αρκετά μεγάλο σφάλμα.

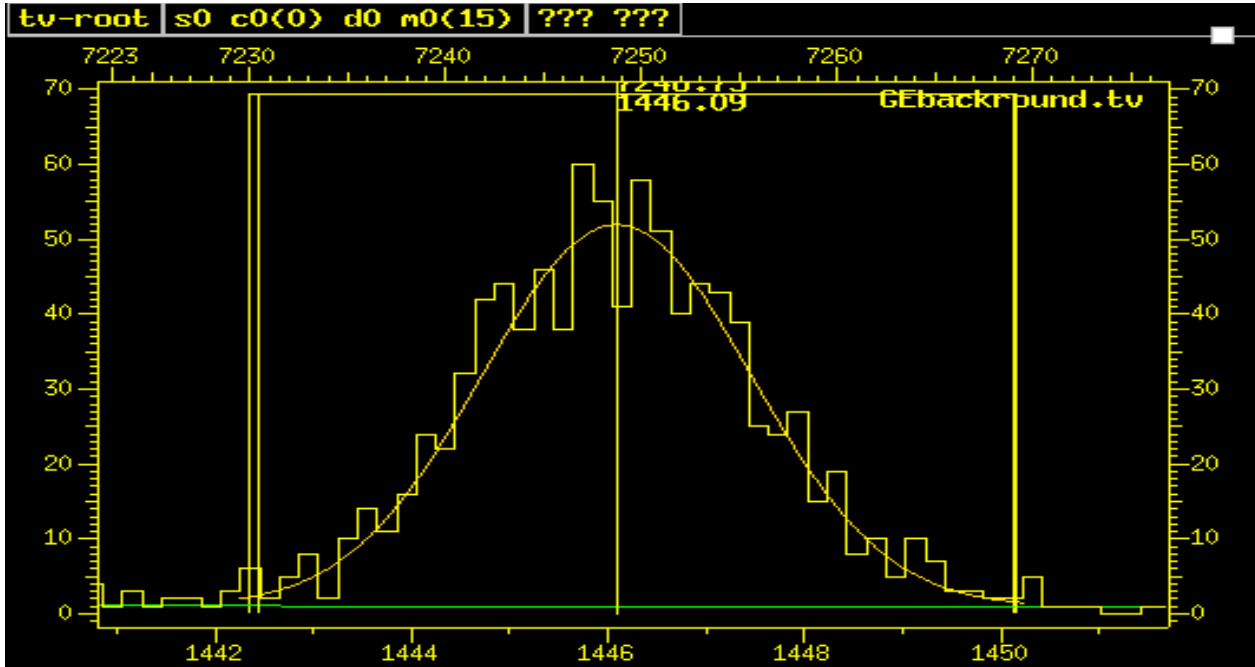
Το “χειροκίνητο” fitting αν και προϋποθέτει την συμμετοχή του χρήστη στην όλη διαδικασία υλοποίησής του, είναι απλό και εξίσου σύντομο με το προηγούμενο.

Η διαδικασία, αρχικά, απαιτεί την από τον χρήστη να θέσει το ROI. Αυτό γίνεται πολύ εύκολα με τον cursor και το πλήκτρο “r”. Ο χρήστης επιλέγει με τον cursor το αρχικό σημείο (π.χ. αριστερά από την φωτοκορυφή) από το οποίο επιθυμεί να γίνει η επεξεργασία του φάσματος και πατάει το πλήκτρο “r”, ενώ ακολουθώντας τον ίδιο τρόπο επιλέγει το σημείο στο οποίο επιθυμεί να ολοκληρωθεί η επεξεργασία (π.χ. δεξιά από την φωτοκορυφή).



Σχήμα 18: Επιλογή του ROI

Στην συνέχεια, σειρά έχει η επιλογή της κορυφής της φωτοκορυφής. Αυτή γίνεται τοποθετώντας τον cursor πάνω στην κορυφή και πατώντας το πλήκτρο “p”. Η διαδικασία του fitting ολοκληρώνεται με το πλήκτρο “F”, ενώ για την ολοκλήρωση της φωτοκορυφής απαιτείται η χρήση του “I”.



Σχήμα 19: Επεξεργασία φάσματος

```

0: ./GEbackground.tv
default: ""
integration of spectrum #0 './GEbackground.tv'
spectrum #0: ./GEbackground.tv

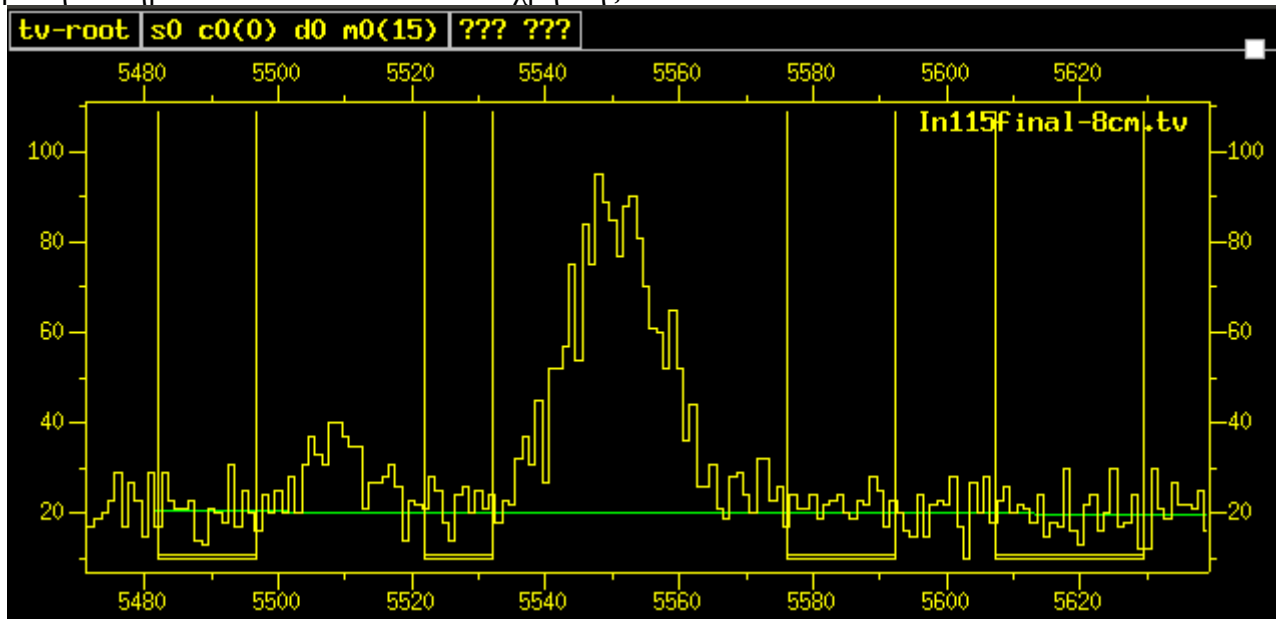
region (1442,1450) integrated Tue May 3 21:23:12 2011
type      position      width      volume      skewness
tot:      7248.66(24)    17.15(75)    951(31)     20(25)
bac:      7249.25(18)    27.18(47)    40.83(64)   39(35)
sub:      7248.63(25)    16.56(82)    910(31)     13(26)
tv>
    
```

Πίνακας 20: Ανάλυση φωτοκορυφής μετά από ολοκλήρωση

3.2.6 Λήψη Background

Ο χρήστης έχει, επίσης την δυνατότητα να θέσει ο ίδιος το background. Η επιλογή background γίνεται με τον ίδιο τρόπο ο οποίος περιγράφηκε για το ROI. Η μόνη διαφορά είναι ότι επιλέγονται κάθε φορά διαδοχικά ζυγός αριθμός σημείων αριστερά και δεξιά της φωτοκορυφής. Κατόπιν με το πλήκτρο B (ή με τα πλήκτρα shift + b) λαμβάνεται αυτόματα το background από το πρόγραμμα με

βάση τα σημεία αυτά τα οποία έδωσε ο χρήστης.



Σχήμα 21: Επιλογή του Background

Σημαντική λεπτομέρεια αποτελεί το γεγονός της επιλογής από τον χρήστη του βαθμού του πολυωνύμου, το οποίο θα χρησιμοποιηθεί για να την λήψη του background αυτού. Η εντολή είναι η ακόλουθη:

```
>fit parameter background degree #
```

(#: ο βαθμός του πολυωνύμου)

3.2.7 Ακύρωση - Αναίρεση

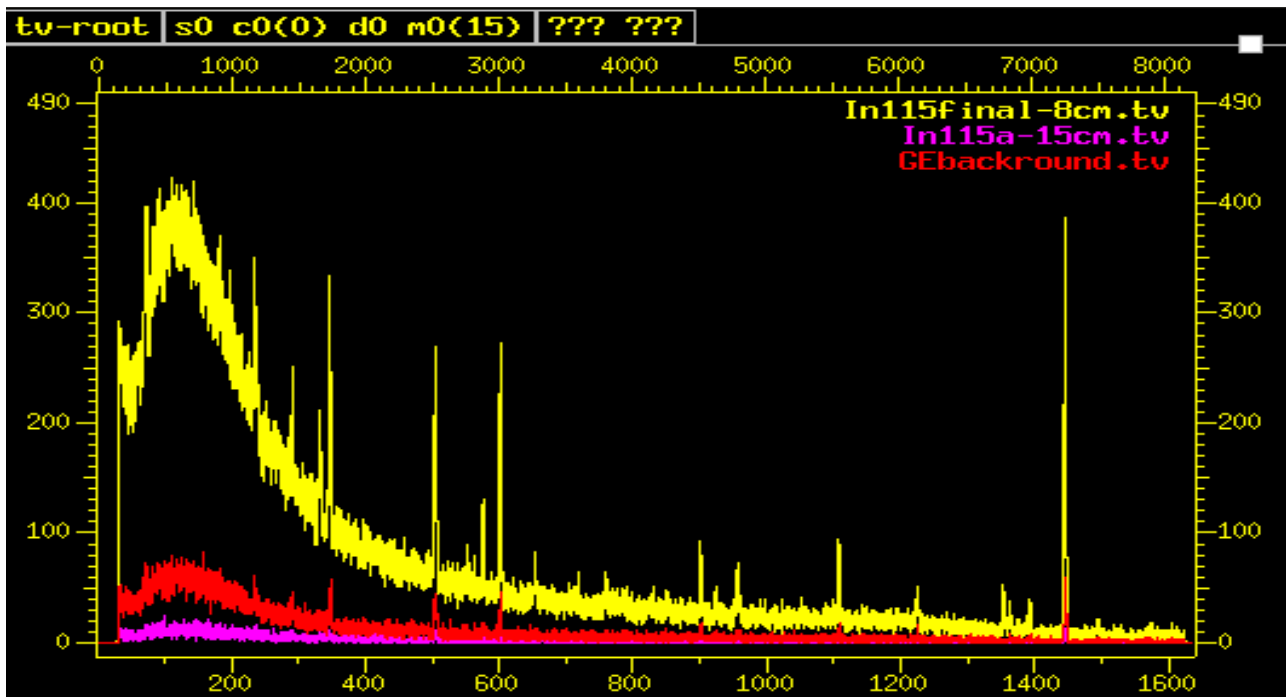
Για την ακύρωση των διαδικασιών χρησιμοποιούνται τα ίδια πλήκτρα, εισάγοντας όμως μπροστά τους το σύμβολο “-”. Έτσι, για παράδειγμα, αν επιθυμεί ο χρήστης την αναίρεση της λήψης του background, τότε αρκεί να πληκτρολογήσει “-B”. Αντίστοιχα, για την ακύρωση του fitting τα πλήκτρα είναι “-F”.

3.2.8 Command files

Το tv έχει την δυνατότητα να λάβει εντολές γραμμένες σε κώδικα, μέσω αρχείου (script). Η εντολή μέσω της οποίας το πρόγραμμα θα αναγνώσει το αρχείο αυτό είναι η εξής:

```
>@όνομα
```


3.2.9 Buffer



Σχήμα 22: Η λειτουργία του Buffer

Το buffer έχει την δυνατότητα να διαβάζει από 1 έως 16 φάσματα ταυτόχρονα. Μέσω της εντολής:

```
>s r όνομα #
```

(όνομα: το όνομα του αρχείου, #: αριθμός ο οποίος ορίζει το buffer στο οποίο θα φορτωθεί το φάσμα)

ορίζεται το buffer στο οποίο θα φορτωθεί κάποιο φάσμα, ενώ με την εντολή:

```
>spectrum delete #
```

(#: αριθμός ο οποίος ορίζει το buffer από το οποίο θα διαγραφεί το φάσμα)

```
ή(>s del #)
```

ένα φάσμα δύναται να διαγραφεί από το buffer.

Η ενεργοποίηση, τέλος, ενός αρχείου το οποίο βρίσκεται σε ένα buffer γίνεται μέσω της εντολής:

```
>spectrum activate #
```

(#: αριθμός ο οποίος ορίζει το buffer από το οποίο θα διαγραφεί το φάσμα)

```
ή(>s act #)
```

3.2.10 Αποθήκευση αποτελεσμάτων

Για την αποθήκευση των αποτελεσμάτων απαιτείται το άνοιγμα ενός αρχείου txt μέσω της εντολής:

```
>fit result-file appent-open όνομα
```

Μετά το πέρας της εκάστοτε διαδικασίας fitting αποθηκεύεται το κάθε φάσμα μέσω της εντολής:

```
>fit print
```

Στο τέλος της επεξεργασίας γίνεται η αποθήκευση πληκτρολογώντας την εντολή:

```
>fit result-file close
```

Κεφάλαιο 4^ο

Επιταχυντικές διατάξεις

4.1 Επιταχυντής Van De Graff

4.1.1 Ερευνητικό κέντρο «Δημόκριτος»

Η λειτουργία του Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών «Δημόκριτος» -ΕΚΕΦΕ «Δ» - ξεκίνησε στα τέλη της δεκαετίας του '50 ως ανεξάρτητη δημόσια υπηρεσία με την επωνυμία Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ». Το 1985 πήρε τη σημερινή του επωνυμία. Το ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ» βρίσκεται στην Αγία Παρασκευή Αττικής, σε μια έκταση 600.000 τ.μ με κτηριακή επιφάνεια 40.000 τ.μ.

Το ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» συντονίζεται από οχτώ Ινστιτούτα, μεταξύ αυτών και το ινστιτούτο πυρηνικής φυσικής στο οποίο διεξήχθη και το συγκεκριμένο test beam. Το συγκεκριμένο ινστιτούτο διαθέτει τον επιταχυντή Tandem με την βοήθεια του οποίου δοκιμάστηκαν οι ανιχνευτές Micromegas.

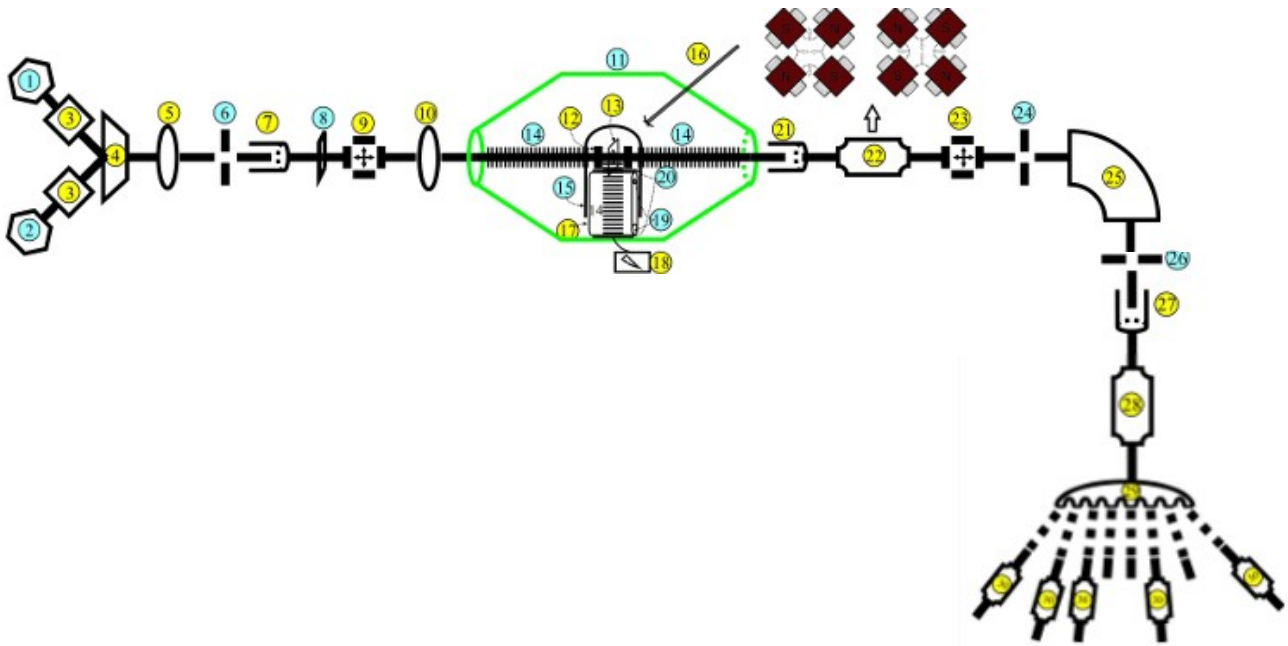
4.1.2 Ο επιταχυντής Van De Graaff Tandem στο Δημόκριτο.

Ο επιταχυντής που χρησιμοποιήθηκε κατά τη διάρκεια της διεξαγωγής του συγκεκριμένου test beam βρίσκεται στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών «Δημόκριτος». Πρόκειται για επιταχυντή τύπου Tandem, ο οποίος μέσω της ηλεκτροστατικής τεχνικής Van De Graff, και χρησιμοποιώντας υψηλή τάση από 0.4 έως 5.5 MV, έχει την δυνατότητα παραγωγής νετρονίων σε τρεις ενεργειακές περιοχές. Η όλη διαδικασία δύναται να επιτελεστεί μέσω τριών πυρηνικών αντιδράσεων επιταχύνοντας πρωτόνια και δευτέρια σε διαφορετικές ενέργειες.

Πιο συγκεκριμένα, τα χαμηλής ενέργειας νετρόνια (0,12 - 6,24 MeV) παράγονται μέσω της αντίδρασης ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, τα ενδιάμεσης ενέργειας νετρόνια (3,9 – 11,5 MeV) παράγονται μέσω της αντίδρασης ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$, ή εναλλακτικά από την αντίδραση δευτερίου – δευτερίου, ενώ τα υψηλής ενέργειας νετρόνια (16,4 - 25,7 MeV) παράγονται μέσω της αντίδρασης ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$.

4.1.2.1 Αρχή λειτουργίας επιταχυντή Van De Graaff Tandem

Ο επιταχυντής Van De Graff Tandem τον οποίο διαθέτει το ερευνητικό ινστιτούτο «Δημόκριτος» περιγράφεται σχηματικά στην παρακάτω εικόνα. Όπως είναι ορατό και στο σχήμα 23 η



Σχήμα 23: Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή Van De Graaff Tandem του «Δημόκριτου»

δέσμη αρνητικών ιόντων δύναται να ξεκινήσει από δύο εναλλακτικές πηγές. Από την πηγή duoplasmatron ή την πηγή αποσπάσεως ιόντων (sputter) ανάλογα με τα ιόντα που πρόκειται να επιταχυνθούν. Κατόπιν και με την βοήθεια κατάλληλου μαγνητικού πεδίου (μαγνήτης απόκλισης) γίνεται διαχωρισμός των αρνητικών ιόντων σύμφωνα με την μάζα τους και ακολούθως διοχετεύονται στη γραμμή μεταφοράς της δέσμης (επιταχυντικός σωλήνας). Εκεί επιταχύνονται προς τη γεννήτρια Van De Graaff, η οποία είναι τοποθετημένη στη δεξαμενή του ανιχνευτή. Η δεξαμενή περιέχει αέριο SF₆, σε πίεση περίπου 4,5 bar, το οποίο έχει μεγάλη διηλεκτρική αντοχή και εμποδίζει την πρόκληση ηλεκτρικών εκκενώσεων η οποία θα ήταν επιζήμια για τις αντιστάσεις μέσα στο χώρο της γεννήτριας. Στο μέσο περίπου της δεξαμενής είναι τοποθετημένο το λεγόμενο τερματικό ηλεκτρόδιο της γεννήτριας το οποίο φορτίζεται με θετικό φορτίο. Το αναπτυσσόμενο με τον τρόπο αυτό θετικό δυναμικό V έλκει τα αρνητικά ιόντα της δέσμης, τα οποία φτάνουν στο κέντρο του επιταχυντικού σωλήνα της δεξαμενής με κινητική ενέργεια $E=eV$. Στο σημείο αυτό, τα ιόντα που επιταχύνονται διέρχονται μέσα από ένα λεπτό υμένιο άνθρακα (ιονιστήρας) με επιφανειακή πυκνότητα 10 μg / cm² ή πάχος 0,044 μm, χάνουν τα ηλεκτρόνια τους και μετατρέπονται έτσι σε θετικά ιόντα. Με αυτόν τον τρόπο, το θετικό δυναμικό V του ηλεκτροδίου ασκεί απωστική δύναμη που τα επιταχύνει περισσότερο, αυξάνοντας έτσι την κινητική τους ενέργεια. Η ενέργεια αυτή μετά την έξοδό τους από το τερματικό ηλεκτρόδιο είναι ίση με:

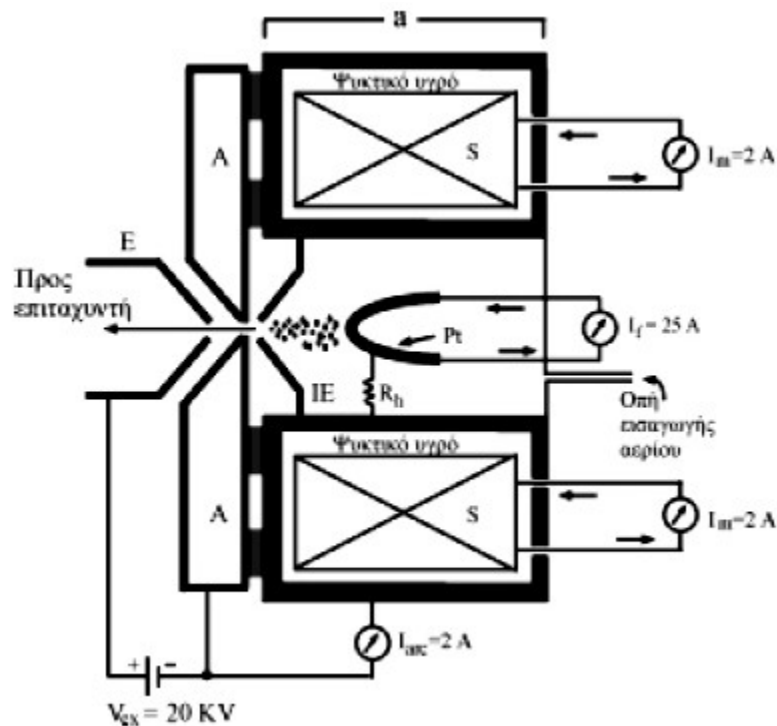
$$E = eV + qeV = (q+1)eV$$

όπου q είναι η «κατάσταση» φορτίου (charge state) των θετικών ιόντων (με q = 1,2,3... ανάλογα με τον ατομικό αριθμό Z του στοιχείου που επιταχύνεται) και e το φορτίο του ηλεκτρονίου. Επειδή η επιταχυνόμενη δέσμη μετά την έξοδό της από τη δεξαμενή έχει μεγαλύτερη ενέργεια από ότι πριν εισέλθει σε αυτή, για την εστίαση της είναι απαραίτητη όχι μόνο η χρήση ηλεκτροστατικών φακών αλλά και ισχυρών ηλεκτρομαγνητών. Η δέσμη αφού επανεστιαστεί περνάει από το μαγνήτη ανάλυσης όπου γίνεται η επιλογή των ιόντων με βάση το λόγο Q/m όπου: Q=qe και m η μάζα τους. Τα ιόντα που τελικά επιλέγονται περνούν από ένα σύστημα φραγμάτων τα οποία σχηματίζουν διάκενο της τάξης των 0,3 mm. Το διάκενο αυτό μπορεί να μεταβληθεί μικρομετρικά και χρησιμεύει στην ενεργειακή βαθμονόμηση της μηχανής. Ειδικότερα, όσο μικρότερο είναι, τόσο μικρότερη είναι και η ενεργειακή διασπορά στην ενέργεια των ιόντων της δέσμης. Τέλος, η δέσμη περνά μέσα από το μαγνήτη απόκλισης ο οποίος, ανάλογα με το πεδίο που έχει, κάνει επιλογή

ιόντων ανά ενέργεια και διοχετεύει τη δέσμη στον επιταχυντικό σωλήνα όπου διεξάγεται το εκάστοτε πείραμα.

4.1.2.2 Η πηγή duoplasmatron

Η πηγή αρνητικών ιόντων duoplasmatron αποτελείται από ένα σωληνοειδές (S) εντός του οποίου υπάρχει ένας εσωτερικός ομοαξονικός κύλινδρος και ένα ενδιάμεσο ηλεκτρόδιο (IE) το οποίο περιέχει την κάθοδο. Η τελευταία αποτελείται από ένα νήμα κατασκευασμένο από πλατίνα και επιχρισμένο με οξείδια μετάλλων με μικρό έργο εξόδου, όπως BaO και SrO. Το νήμα αυτό διαρρέεται από ρεύμα ίσο με 2A, που έχει σαν επακόλουθο την θέρμανσή του. Το αέριο το οποίο πρόκειται να ιονιστεί διοχετεύεται από μια μικρή οπή. Ο χώρος ανάμεσα στο νήμα και την άνοδο (A) διατηρείται σε σχετικό κενό αέρος, της τάξης των 0,01 Torr.



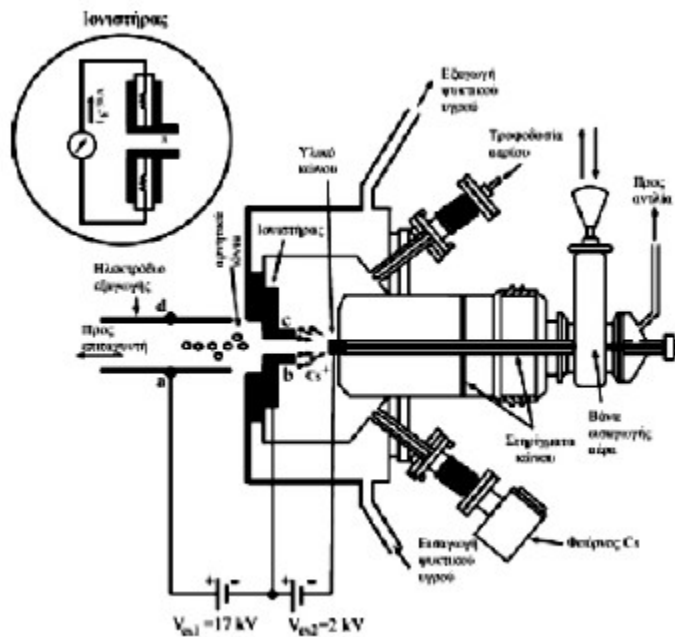
Σχήμα 24: Η πηγή αρνητικών ιόντων duoplasmatron

Κατά τη λειτουργία της πηγής λαμβάνει χώρα ηλεκτρική εκκένωση και δημιουργείται τόξο που διατηρείται σε χαμηλή τάση, περίπου 80 V και εκτείνεται στη γειτονία του άξονα της πηγής. Ο χώρος ανάμεσα στην άνοδο και την κάθοδο (νήμα Pt) γεμίζει από θετικά και αρνητικά ιόντα. Το ισχυρό μαγνητικό πεδίο των πηνίων σε συνδυασμό με τη γεωμετρία του χώρου περιορίζει το πλάσμα σε ένα μικρό όγκο προς την πλευρά της ανόδου σχηματίζοντας μαγνητική φιάλη. Ανάμεσα στο ενδιάμεσο ηλεκτρόδιο και τα πηνία κυκλοφορεί απιονισμένο νερό για την ψύξη του συστήματος λόγω των υψηλών ρευμάτων που δημιουργούνται. Το κοίλο σχήμα της μαγνητικής φιάλης εστιάζει τα ηλεκτρόνια που έρχονται από την κάθοδο δημιουργώντας με τον τρόπο αυτό μια περιοχή υψηλής πυκνότητας ηλεκτρονίων και μια περιοχή θετικών ιόντων, επίσης υψηλής πυκνότητας, η οποία βρίσκεται ανάμεσα στο ενδιάμεσο ηλεκτρόδιο και την άνοδο. Στην περιοχή αυτή τα θετικά ιόντα βρίσκονται στο κέντρο του πλάσματος ενώ τα αρνητικά ιόντα στην περιφέρεια. Προκειμένου να αντληθούν από το πλάσμα μόνο τα αρνητικά ιόντα, το σύστημα των πηνίων μαζί με το ενδιάμεσο ηλεκτρόδιο και το αέριο μετατοπίζεται μικρομετρικά σε σχέση με τον άξονα που σχηματίζεται από το ενδιάμεσο ηλεκτρόδιο, με τη βοήθεια βερνιέρου. Επιπλέον, μετά

την άνοδο υπάρχει ένα ηλεκτρόδιο εξαγωγής (E), με κατάλληλη θετική διαφορά δυναμικού, που έλκει τα αρνητικά ιόντα, τα οποία στη συνέχεια οδηγούνται προς επιτάχυνση. Λόγω της μετατόπισης του άξονα του ενδιάμεσου ηλεκτροδίου σε σχέση με τον άξονα του ηλεκτροδίου εξαγωγής για την «άντληση» αρνητικών ιόντων, η πηγή duoplasmatron που περιγράφηκε ονομάζεται πηγή duoplasmatron εκτός άξονα (off axis). Η συγκεκριμένη πηγή duoplasmatron εκτός άξονα η οποία βρίσκεται στο ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος είναι σε θέση να παράγει ρεύματα πρωτονίων της τάξης των 40 μA .

4.1.2.3 Η πηγή αποσπάσεως ιόντων

Η δεύτερη πηγή είναι γνωστή και ως sputter source και χρησιμοποιείται για την παραγωγή ιόντων βαρύτερων του H και He.



Σχήμα 25: Η πηγή αποσπάσεως ιόντων

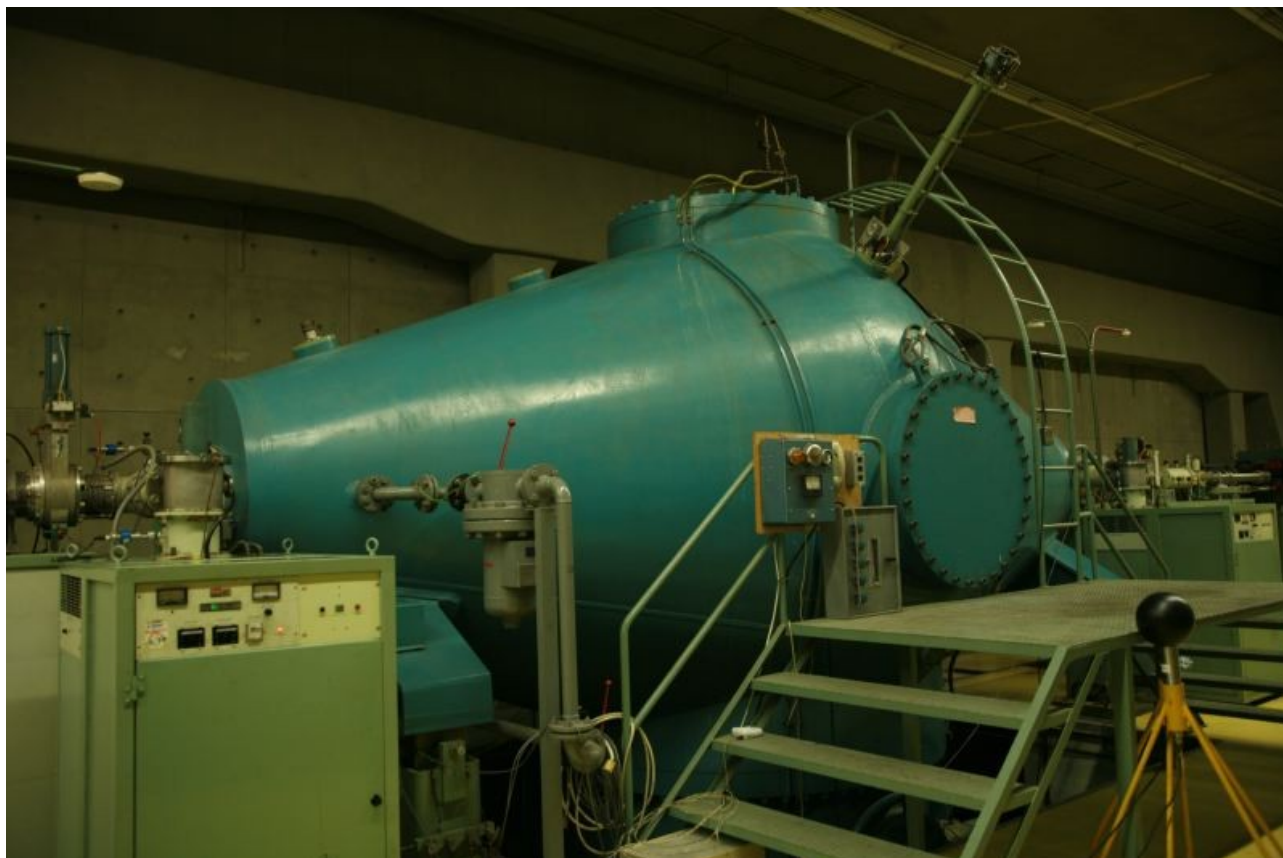
Η πηγή αποτελείται από μια πηγή ιόντων Cs (φούρνος Cs), το στήριγμα του κώνου και το ηλεκτρόδιο εξαγωγής. Κατά την λειτουργία της, η δεξαμενή Cs θερμαίνεται σε θερμοκρασία της τάξης των 200 °C. Αποτέλεσμα αυτού είναι η εξαχνωση του Cs, το οποίο αρχίζει ήδη να τήκεται από τους 28 °C. Στην συνέχεια, διοχετεύεται στον ιονιστήρα. Ο ιονιστήρας αποτελείται από W (βολφράμιο) πάνω στο οποίο τα άτομα του Cs διαχέονται. Η επιφάνεια του ιονιστήρα διατηρείται σε θερμοκρασία περίπου 1000 °C με τη διέλευση ρεύματος έντασης της τάξης των 30 A. Κατά τη λειτουργία της πηγής αποσπάσεως στο χώρο του ιονιστήρα υπάρχει σχετικό κενό της τάξης των 10^{-6} Torr, ενώ στην περιοχή του στόχου το κενό είναι της τάξης των 10^{-2} Torr. Λόγω του χαμηλού δυναμικού ιονισμού του Cs και του υψηλού έργου εξαγωγής του W, τα άτομα του Cs που εγκαταλείπουν την διάπυρη επιφάνεια του W είναι θετικά φορτισμένα. Ο λόγος των θετικών ιόντων Cs, N_i , προς τον αριθμό των ουδετέρων ατόμων του, N_0 , δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{N_i}{N_0} = e^{\left(-\frac{V_i - V_a}{kT}\right)}$$

Για θερμοκρασία $T=1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ λαμβάνουμε $N_i=N_0=355$, δηλαδή το 99.7% των εξαχνωμένων ατόμων Cs πάνω στην θερμή επιφάνεια του W μετατρέπεται σε θετικά ιόντα. Ανάμεσα στον ιονιστήρα και το στόχο επικρατεί διαφορά δυναμικού 2 kV. Η διαφορά αυτή επιταχύνει τα θετικά ιόντα Cs προς έναν κώνο. Από το υλικό που έχει τοποθετηθεί στον κώνο αυτόν αποσπώνται, λόγω ιονισμού, αρνητικά ιόντα. Ο κώνος στηρίζεται σε αγωγίμο σωλήνα ο οποίος ψύχεται με νερό για την απαγωγή της θερμότητας που αναπτύσσεται σε αυτόν. Τα ιόντα του υλικού που θα χρησιμοποιηθούν ως δέσμη, επιταχύνονται από τη διαφορά δυναμικού των 2 kV προς τον ιονιστήρα. Ανάμεσα στα τμήματα (a-b) και (d-c), όπως φαίνεται στο προηγούμενο σχήμα, αναπτύσσεται διάφορα δυναμικού της τάξης των 17 kV με πολικότητα ίδια με αυτή που αναφέρεται και στο σχήμα, η οποία επιταχύνει επιπλέον τα αρνητικά ιόντα από την περιοχή του ιονιστήρα προς το ηλεκτρόδιο εξαγωγής. Στη συνέχεια οδηγούνται στις βαθμίδες του επιταχυντή.

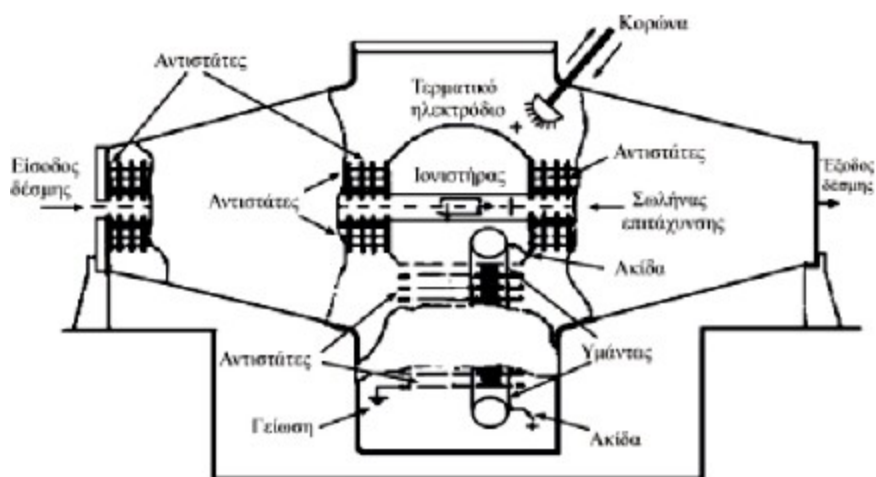
Η αλλαγή στόχου στην πηγή αποσπάσεως ιόντων γίνεται σχετικά εύκολα με έξοδο του σωλήνα που στηρίζει το στόχο, αφού προηγουμένως με τη βοήθεια της βαλβίδας εισαγωγής αέρα καταργηθεί το σχετικό κενό της περιοχής του στόχου. Τυπικές τιμές των ρευμάτων αρνητικών ιόντων που παρέχει η πηγή αποσπάσεως του «Δημοκρίτου» είναι της τάξης των 30 μA σε C^- και σε O^- και 1,5 μA σε L^+ .

4.1.2.4 Η γεννήτρια Van de Graaff



Σχήμα 26: Η Η γεννήτρια Van de Graaff του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»

Η γεννήτρια Van de Graaff βρίσκεται μέσα σε δεξαμενή υπό πίεση. Αποτελείται από τον ιμάντα μεταφοράς του φορτίου, το τεμαχικό ηλεκτρόδιο που παρέχει την τάση λειτουργίας του επιταχυντή, την κορώνα, τον ιονιστήρα και τη διάταξη των αντιστατών σε σχήμα T.



Σχήμα 27: Σχηματική αναπαράσταση της γεννήτριας Van de Graff

Το τερματικό ηλεκτρόδιο, που είναι ένα μεταλλικό ημισφαίριο, φορτίζεται σε θετικό δυναμικό. Τα θετικά φορτία μεταφέρονται σε αυτό με έναν ιμάντα από μονωτικό υλικό που περιστρέφεται μηχανικά. Η περιστροφή του ιμάντα εξασφαλίζεται με δυο τροχαλίες, η μια τοποθετημένη στο κάτω άκρο της κατακόρυφης κολόνας στήριξης και η άλλη στο τερματικό ηλεκτρόδιο. Η φόρτιση του ιμάντα γίνεται στη βάση της μηχανής μεταφοράς φορτίου με μεταλλικές ακίδες οι οποίες φορτίζονται από ένα μετασχηματιστή. Το θετικό φορτίο συλλέγεται στο τερματικό ηλεκτρόδιο από όμοιες ακίδες και έτσι φορτίζεται θετικά. Η υψηλή θετική τάση V στην οποία φτάνει το τερματικό ηλεκτρόδιο συνδέεται με το φορτίο Q και την χωρητικότητα C του ηλεκτροδίου με βάση τη σχέση $V=Q/C$. Έτσι η αύξηση της τάσης λειτουργίας του επιταχυντή εξασφαλίζεται με την αύξηση του φορτίου προς τον ιμάντα (η περιστροφή του παραμένει σταθερή), όποτε εναποτίθεται περισσότερο φορτίο στο τερματικό ηλεκτρόδιο. Ο ρυθμός αύξησης dV/dt της τερματικής τάσης V είναι τότε $dV/dt = I_{belt}/C$. Για τη διατήρηση επομένως της επιθυμητής τιμής της τάσης V , το φορτίο που μεταφέρεται από τον ιμάντα πρέπει να είναι σε ισορροπία με το ολικό φορτίο που διαφεύγει μέσω των ρευμάτων διαρροής. Τέτοια ρεύματα διαρροής συναντώνται στους μονωτές, στη αντιστάτων με μεγάλη τιμή αντιστάσεων καθώς επίσης και στην κορώνα. Τα παραπάνω ρεύματα συμβολίζονται ως I_{ins} , I_{res} και I_{corona} .

Η κορώνα είναι ένα ημισφαίριο που φέρει στην επιφάνεια του οπές από τις οποίες εξέρχονται ακίδες, ηλεκτρικά μονωμένες με το ημισφαίριο. Η κορώνα μπορεί να πλησιάζει το τερματικό ηλεκτρόδιο ή να απομακρύνεται από αυτό. Οι ακίδες της χρησιμεύουν στην πρόκληση ηλεκτρικής εκκένωσης ανάμεσα σε αυτές και το τερματικό ηλεκτρόδιο. Με τον τρόπο αυτό αφαιρείται φορτίο από το τερματικό ηλεκτρόδιο, οπότε και δημιουργείται ένα ρεύμα διαρροής στην κορώνα I_{corona} , τέτοιο ώστε να διατηρεί σταθερό το ρεύμα του ιμάντα I_{belt} . Έτσι το ρεύμα I_{belt} , το οποίο δημιουργείται λόγω των φορτίων που μεταφέρει ο ιμάντας, είναι άθροισμα των ρευμάτων της δέσμης I_{beam} και των ρευμάτων διαρροής:

$$I_{belt} = I_{beam} + I_{ins} + I_{res} + I_{corona}$$

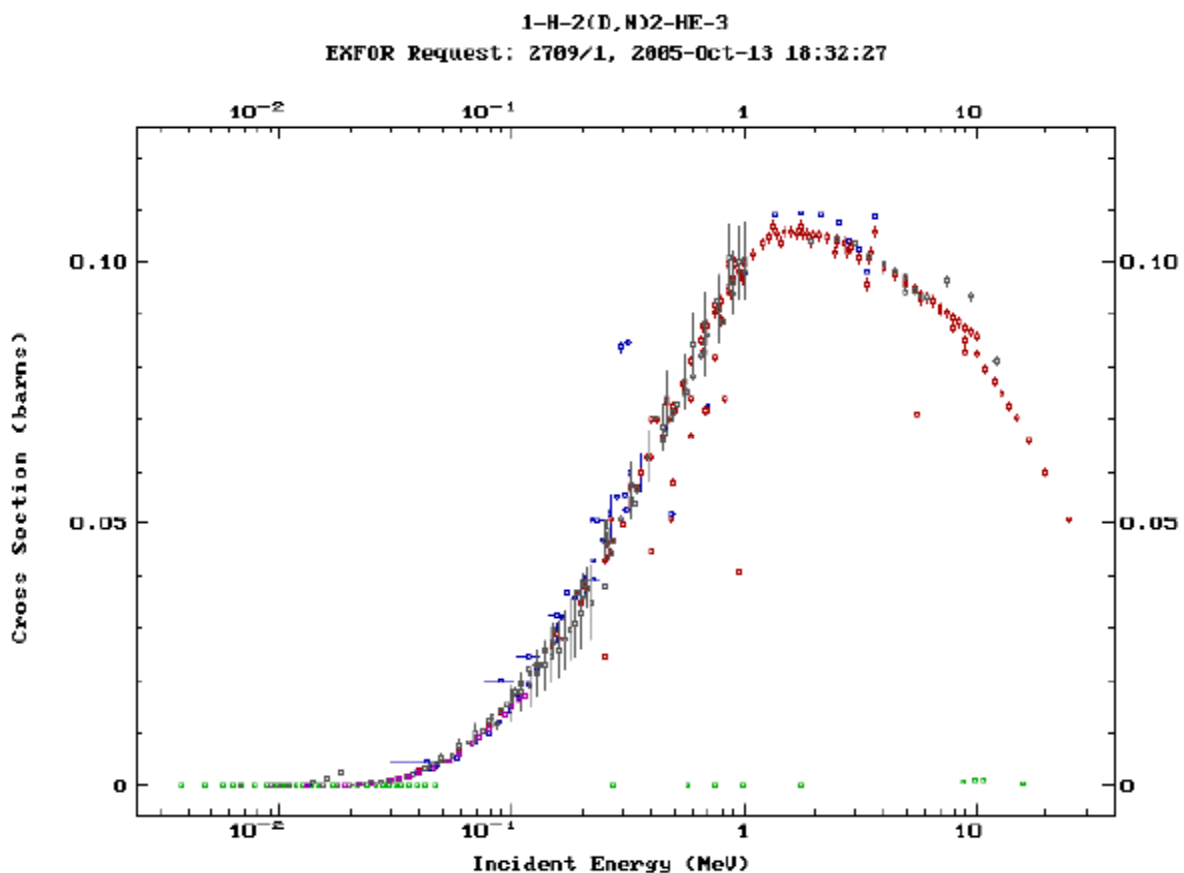
Από την τελευταία σχέση προκύπτει ότι η διατήρηση σταθερού ρεύματος δέσμης, I_{beam} , επιτυγχάνεται με κατάλληλη ρύθμιση των ρευμάτων I_{belt} , I_{ins} , I_{res} και I_{corona} . Προφανώς, η αύξηση του ρεύματος στην κορώνα συνοδεύεται από ελάττωση των ρευμάτων στις αντιστάσεις και αντίστροφα. Η ελάττωση του ρεύματος στην κορώνα πραγματοποιείται με αύξηση της απόστασης της κορώνας από το τερματικό ηλεκτρόδιο, αφού το SF_6 που υπάρχει εντός της γεννήτριας Van de Graaff για την προστασία των αντιστατών από τις ηλεκτρικές εκκενώσεις, είναι κακός αγωγός και έτσι λίγα

φορτία από το τερματικό ηλεκτρόδιο θα κατορθώσουν να φθάσουν στην κορώνα. Για μια δεδομένη τάση λειτουργίας, οι τρεις τελευταίοι όροι της σχέσης αποτελούν σταθερές ποσότητες και το ρεύμα της δέσμης προσδιορίζεται ουσιαστικά από την ποσότητα του φορτίου που μπορεί να μεταδοθεί από τον ιμάντα.

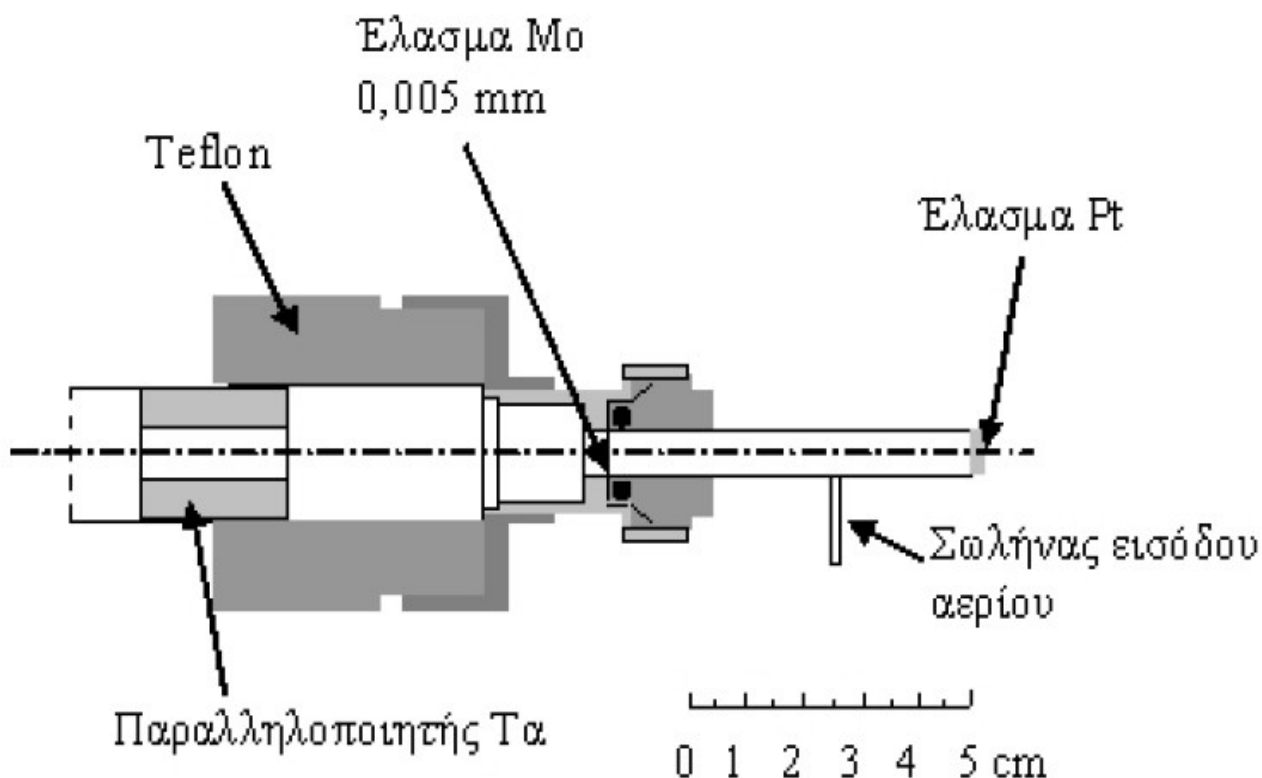
4.1.2.5 Δέσμη νετρονίων.

Η δέσμη η οποία χρησιμοποιήθηκε κατά την διάρκεια της πειραματικής διαδικασίας αποτελούνταν από νετρόνια ενέργειας 5.9MeV. Για την παραγωγή της δέσμης αυτής επιταχύνθηκαν σωματίδια δευτερίου, τα οποία προσέπιπταν στην συνέχεια πάνω σε στόχο αερίου δευτερίου και αλληλεπίδρασαν με αυτόν μέσω της αντίδρασης ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$.

Η αντίδραση ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ παρέχει μονοενεργειακά νετρόνια με μέγιστη ενέργεια 7,74MeV στις 0° , μέχρι το κατώφλι των 4,45 MeV, όπου και παρατηρείται η διάσπαση του δευτερίου. Η ρυθμός παραγωγής νετρονίων από την διάσπαση του δευτερίου αυξάνεται γρήγορα με την αύξηση της ενέργειας και γίνεται ίδιος με το ρυθμό παραγωγής πρωτευόντων νετρονίων για ενέργεια δευτερίου ίση με 9.5 MeV. Έτσι, η συγκεκριμένη αντίδραση χρησιμοποιείται συνήθως στους επιταχυντές Van de Graaff για παραγωγή δεσμών νετρονίων σε ένα ενδιάμεσο εύρος ενεργειών, μεταξύ 3 και 8 MeV. Η ενεργός διατομή παραγωγής νετρονίων μέσω της αντίδρασης ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ (σχήμα 28) έχει μετρηθεί με μεγαλύτερη ακρίβεια από ότι άλλες αλληλεπιδράσεις μεταξύ των υδρογονικών ισοτόπων, αφενός διότι η καθαρότητα των στόχων αερίου δευτερίου είναι υψηλότερη από ότι των στόχων τριτίου και αφετέρου επειδή οι γωνιακές κατανομές εκπομπής νετρονίων στο σύστημα του κέντρου μάζας είναι συμμετρικές ως προς $\pi/2$. Επιπλέον, η τιμή της Q, που είναι ίση με 3,269 MeV, επέτρεψε τη μέτρηση των γωνιακών κατανομών εκπομπής νετρονίων μέχρι και για πολύ μικρές ενέργειες του προσπίπτοντος δευτερίου, μέσω ανίχνευσης του ${}^3\text{He}$, επιτυγχάνοντας έτσι μεγαλύτερη ακρίβεια από αυτή που παρέχουν οι μετρήσεις της ανίχνευσης νετρονίων.



Σχήμα 28: Η ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$, ως συνάρτηση της ενέργειας των δευτερίων.

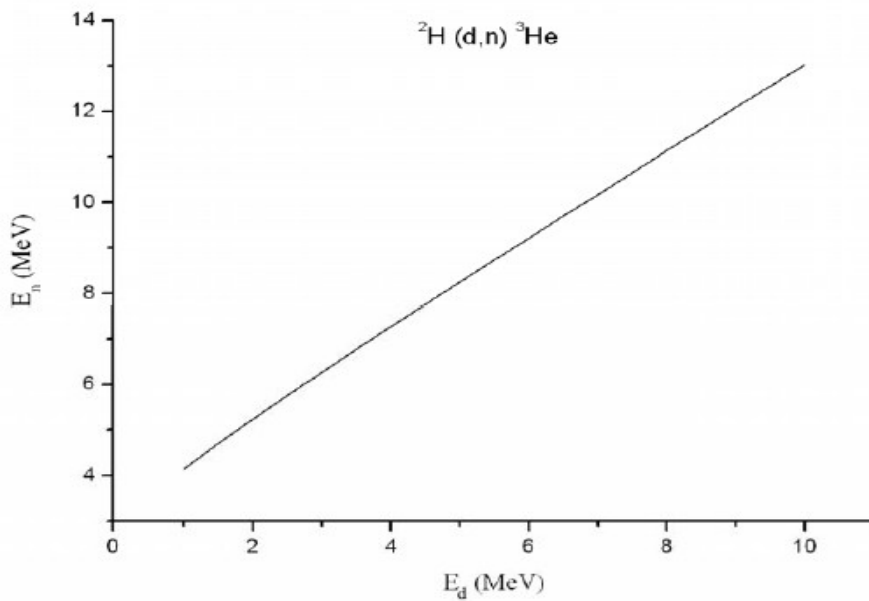


Σχήμα 29: Σχηματικό διάγραμμα της κυψελίδας αερίου για παραγωγή νετρονίων μέσω της αντίδρασης ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$.

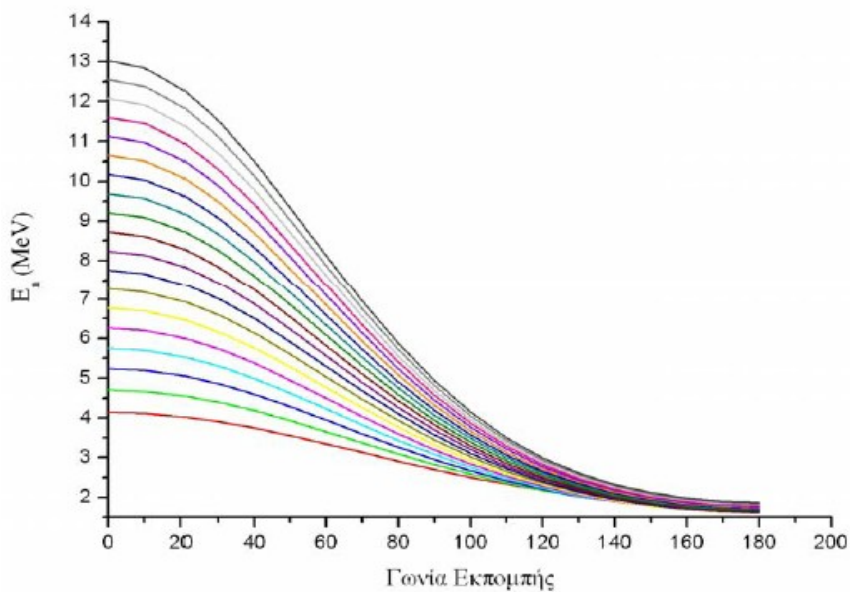
Στον επιταχυντή Van de Graaff του ινστιτούτου «Δημόκριτος» δύναται να παραχθούν νετρόνια μέσω της συγκεκριμένης αντίδρασης (${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$), με επιτάχυνση δευτερίων στο ενεργειακό εύρος 0,8 έως 8,4 MeV. Στο σχήμα 29 φαίνεται η κυψελίδα αερίου και τα επιμέρους τμήματα της διάταξης. Η κυψελίδα αερίου είναι κατασκευασμένη από ανοξείδωτο ατσάλι. Έχει κυλινδρικό σχήμα, τα τοιχώματά της έχουν πάχος 0,2 mm, έχει μήκος 5 cm και εξωτερική διάμετρο 1 cm. Η δέσμη σταματάει σε ένα έλασμα από Pt, πάχους 0,9 mm, επαργυρωμένο στην εσωτερική επιφάνεια, το οποίο και ψύχεται κατά τη διάρκεια της διεξαγωγής των πειραμάτων.

Ως υλικό για το παράθυρο εισόδου της κυψελίδας έχει επιλεγεί έλασμα Mo, πάχους 0,005 mm. Το έλασμα τοποθετείται στην επιφάνεια ενός μεταλλικού τμήματος. Με περιστροφή ενός οδοντωτού παξιμαδιού, η επιφάνεια της κυψελίδας πνέζει ένα o-ring στο έλασμα, γεγονός το οποίο εξασφαλίζει τη στεγανότητα της κυψελίδας. Το έλασμα Mo έχει περιορισμένο χρόνο ζωής, αλλά πειραματικές μελέτες έχουν δείξει ότι αν η πίεση στο αέριο της κυψελίδας δεν υπερβαίνει τα 1000 mbar και το ρεύμα της δέσμης δευτερίων τα 10 μA , το έλασμα μπορεί να αντέξει βομβαρδισμό περίπου 20 ωρών προτού αρχίσει να προκαλεί διαρροές στην κυψελίδα. Το έλασμα Mo προκαλεί ελάττωση στην ενέργεια της δέσμης δευτερίου ίση με 0,4 MeV. Ένα κομμάτι Teflon απομονώνει ηλεκτρικά την κυψελίδα από τον παραλληλοποιητή δέσμης (collimator), ο οποίος είναι κατασκευασμένος από Ta, έχει διάμετρο 3 mm και ψύχεται συνεχώς. Η πίεση του αερίου δευτερίου μέσα στην κυψελίδα ελέγχεται συνεχώς και αν πέσει κάτω από ένα ορισμένο επίπεδο, η κυψελίδα μπορεί να ξαναγεμίσει ηλεκτρονικά. Για ρεύμα δέσμης δευτερίου μέχρι 5 μA και για πίεση στην κυψελίδα ίση με 1,5 atm, η ροή νετρονίων στις 0° είναι της τάξης των $10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$.

Στο σχήμα 30 φαίνονται οι δυνατές ενέργειες επιτάχυνσης της δέσμης δευτερίων και οι αντίστοιχες ενέργειες των παραγόμενων νετρονίων, ενώ η μεταβολή της ενέργειας των νετρονίων σε συνάρτηση με τη γωνία εκπομπής τους φαίνεται στο σχήμα 31.

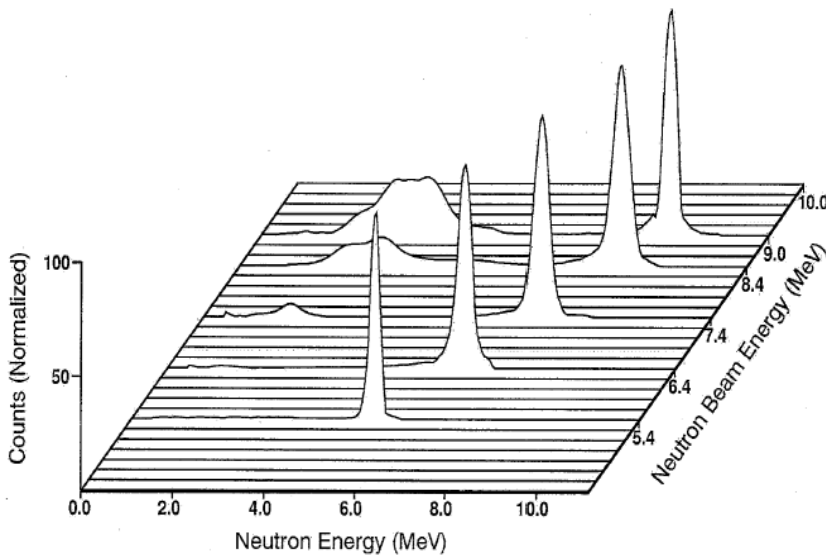


Σχήμα 30: Η ενέργεια των παραγόμενων νετρονίων ως συνάρτηση της ενέργειας των επιταχυνόμενων δευτερίων για την αντίδραση ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$.



Σχήμα 31: Η μεταβολή της ενέργειας των νετρονίων που παράγονται από την αντίδραση ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ σε συνάρτηση με τη γωνία εκπομπής τους.

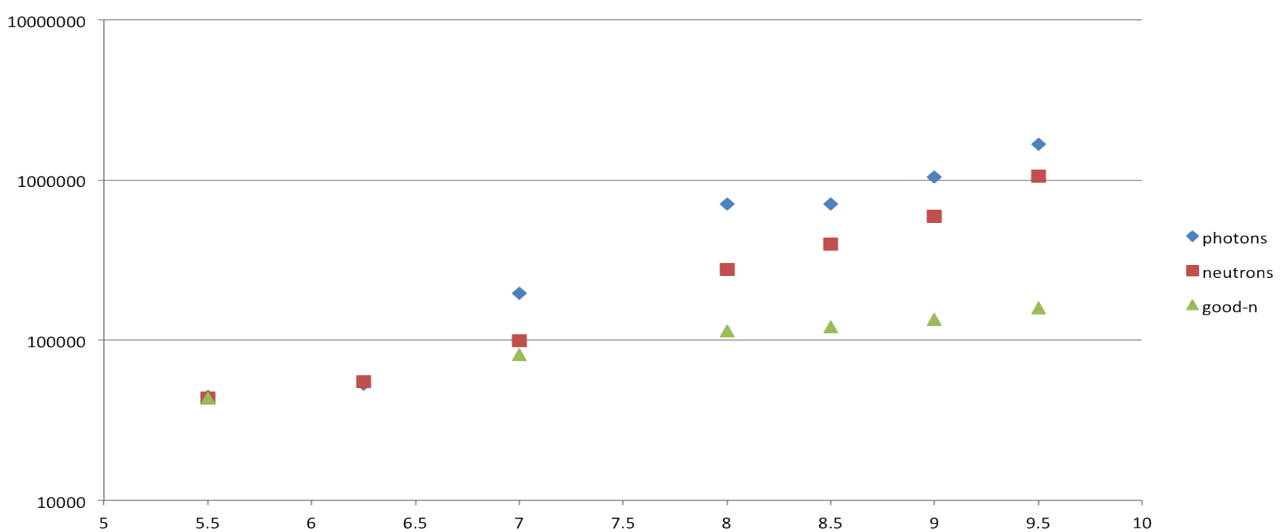
Η επιλογή της ενέργειας των παραγόμενων νετρονίων στα 5.9MeV δεν γίνεται τυχαία. Κατόπιν πειραματικών μελετών έχει αποδειχθεί πως τα νετρόνια τα οποία παράγονται έχοντας ενέργεια στο συγκεκριμένο τμήμα του ενεργειακού φάσματος, είναι νετρόνια μονοενεργειακά. Ειδικότερα, στο σχήμα 32, περιγράφεται το ενεργειακό φάσμα παραγόμενων νετρονίων και οι περιοχές σχετικής μονοχρωματικότητας τους, συναρτήσει της ενέργειας της δέσμης τους. Όπως είναι ορατό, για μικρές τιμές ενέργειας της δέσμης των νετρονίων, άνω του ενεργειακού κατωφλίου των 4.45 MeV (ανάμεσα στα 5.5 – 6 MeV), τα νετρόνια αυτά διαθέτουν μια κατανομή ενέργειας με



Σχήμα 32: Ενεργειακό φάσμα παραγόμενων νετρονίων και περιοχές σχετικής μονοχρωματικότητας τους.

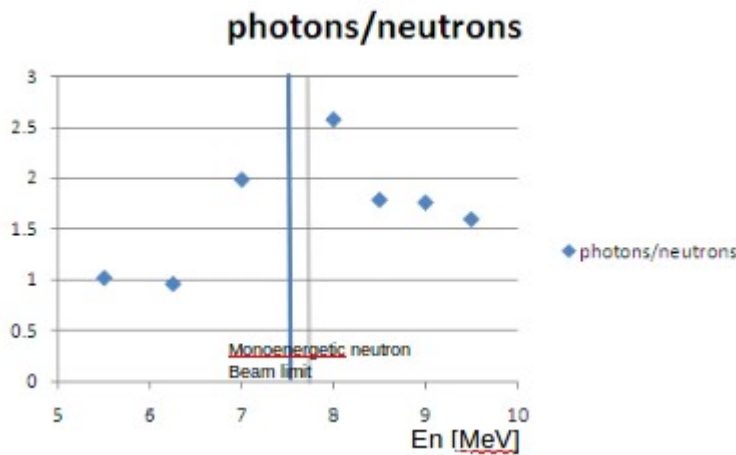
μικρό εύρος καμπύλης, τέτοιο που να προσεγγίζεται η μορφή συνάρτησης δέλτα (δ). Με άλλα λόγια τα νετρόνια αυτής της ενέργειας έχουν στατιστικά όλα, την ίδια ενέργεια. Κατά συνέπεια η δέσμη τους είναι μονοενεργειακή. Όσο αυξάνεται η ενέργεια της δέσμης, παρατηρείται το εύρος της ενεργειακής κατανομής τους να αυξάνει με αποτέλεσμα να χάνεται η μονοχρωματικότητά τους, αλλά και να εμφανίζονται και άλλες κατανομές, πάνω από την ενέργεια των 7.5 MeV, οφειλόμενες στην ύπαρξη παρασιτικών νετρονίων. Η ύπαρξη των νετρονίων αυτών οφείλεται στο γεγονός της προσέγγισης ενεργειακών κατωφλιών, άλλων αντιδράσεων, η οποία επισυμβαίνει αυξανόμενης της ενέργειας.

Στο περιβάλλον του ανιχνευτή, εκτός από νετρόνια υπάρχουν και φωτόνια, τα οποία προέρχονται από τις αλληλεπιδράσεις παραγωγής νετρονίων, αλλά και από τις διασπάσεις διεγερμένων πυρήνων, οι οποίοι είναι προϊόντα βομβαρδισμού. Οι τυπικές ενέργειες των συγκεκριμένων φωτονίων από τις διεργασίες αυτές κυμαίνονται από 100 keV μέχρι αρκετά MeV. Τα φωτόνια που δημιουργούνται βαθιά μέσα στο υλικό του ανιχνευτή απορροφώνται γρήγορα, ενώ αυτά που ανιχνεύονται από τους ανιχνευτές συνήθως παράγονται κοντά στην εξωτερική επιφάνεια του υλικού αυτού. Αυτά τα φωτόνια παράγουν με τη σειρά τους ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια δημιουργώντας



Σχήμα 33: Αριθμός φωτονίων, παρασιτικών νετρονίων και μονοενεργειακών νετρονίων συναρτήσει της ενέργεια της δέσμης.

έτσι, μαζί με τα παρασιτικά νετρόνια το μεγαλύτερο ποσοστό υποβάθρου ηλεκτρονίων χαμηλής ενέργειας στον ανιχνευτή και στον χώρο του πειράματος. Όπως είναι ορατό και στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 33), αυξάνοντας την ενέργεια της δέσμης, παρατηρείται αύξηση της εμφάνισης των φωτονίων και των παρασιτικών νετρονίων, σε σχέση με τα μονοενεργειακά νετρόνια τα οποία παρουσιάζουν μικρότερο ρυθμό αύξησης, ενώ αποκτούν και ένα πλατό μεταξύ 7 – 8.5 MeV.

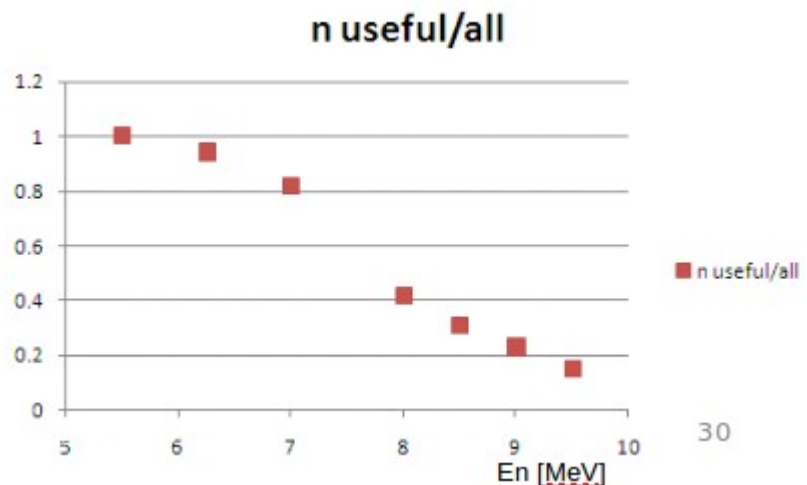


Σχήμα 34: Ο λόγος φωτονίων προς τα ολικά νετρόνια και η περιοχή μονοενεργειακών νετρονίων στα 7.5MeV περίπου.

Η μεταβολή όμως αυτή, των ολικών νετρονίων, είναι αποτέλεσμα της μεταβολής των παρασιτικών νετρονίων, καθώς όπως αναφέρθηκε πριν αυτά παρατηρούνται να έχουν μεγαλύτερο ρυθμό αύξησης από τα μονοχρωματικά. Καταλήγει, λοιπόν, κάποιος στο συμπέρασμα πως όταν ο λόγος αυτός μειώνεται, τότε η αιτία για αυτό είναι η αύξηση των παρασιτικών νετρονίων. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 34, το οποίο παρουσιάζει τον λόγο αυτόν συναρτήσει της ενέργειας, ο λόγος αυτός λαμβάνει την μέγιστη τιμή του για ενέργεια 7.5MeV περίπου, ενώ από εκεί και πάνω μειώνεται, δείγμα της αύξησης των παρασιτικών νετρονίων. Τα συμπεράσματα αυτά έρχονται σε συμφωνία και με το σχήμα 32, το οποίο πιστοποιεί την ύπαρξη μονοενεργειακών νετρονίων για ενέργειες δέσμης μέχρι τα 7.5MeV και την εμφάνιση και αύξηση των παρασιτικών νετρονίων για ενέργειες άνω των 7.5MeV.

Συμπερασματικά, η παραγωγή μονοενεργειακών νετρονίων ακολουθεί αυξητική πορεία και αποκτά το μέγιστο της για ενέργειες ίσες με 5.9MeV ενώ από την ενέργεια αυτή και πάνω παρατηρείται μείωση του αριθμού τους, με ταυτόχρονη αύξηση του αριθμού των παρασιτικών νετρονίων. Στο σχήμα 35, εμφανίζεται το μέγιστο αυτό, καθώς επίσης και η μείωση αυτή συναρτήσει της ενέργειας.

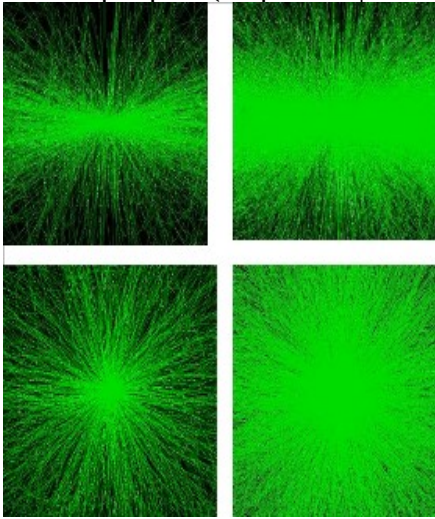
Σχήμα 35: Αριθμός μονοενεργειακών νετρονίων συναρτήσει της ενέργειας.



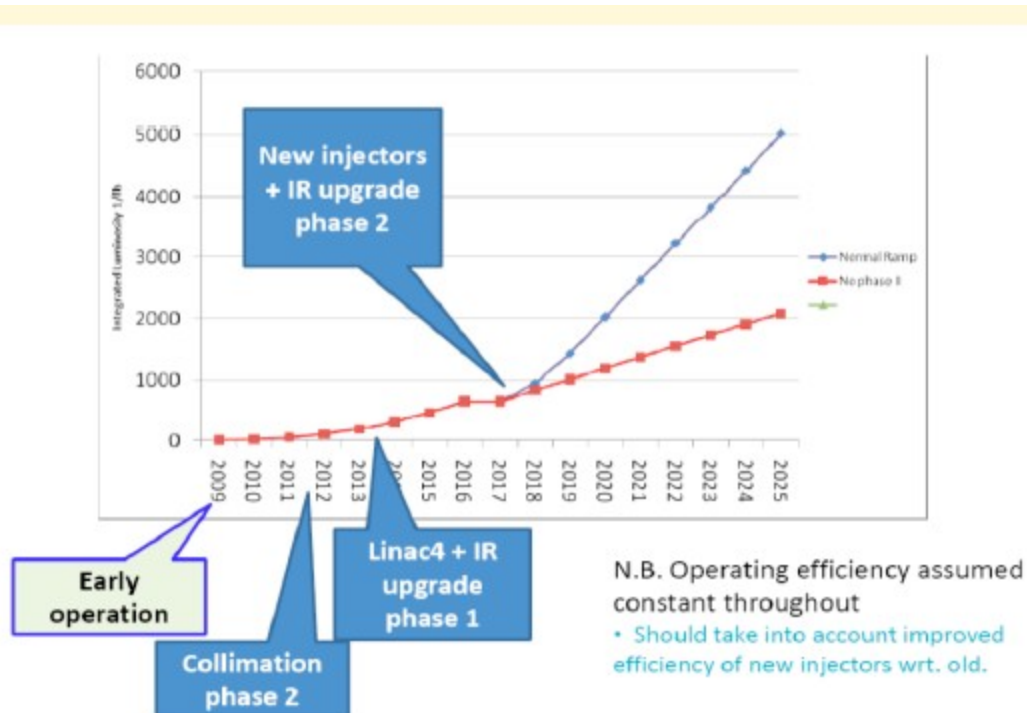
4.2 Επιταχυντής sLHC

Ο επιταχυντής sLHC είναι μια προτεινόμενη βελτίωση της ήδη υπάρχουσας επιταχυντικής συσκευής Large Hadron Collider, η οποία βρίσκεται στις ερευνητικές εγκαταστάσεις του CERN στη Γενεύη και σκοπεύεται να λειτουργήσει για 10 περίπου επιχειρησιακά έτη. Η βελτίωση στοχεύει στην αύξηση της φωτεινότητας της μηχανής κατά έναν παράγοντα 10, προσεγγίζοντας, έτσι, την τιμή $10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, παρέχοντας με τον τρόπο αυτό αύξηση της πιθανότητας ανίχνευσης και μελέτης σπάνιων φυσικών διεργασιών και παράλληλα στατιστική βελτίωση των οριακών μετρήσεων.

Η αύξηση της φωτεινότητας του επιταχυντή συνεπάγεται και ταυτόχρονη αναλογική αύξηση του υποβάθρου (νετρόνια, φωτόνια και αδρονικά σωματίδια), μέσα στο οποίο θα λειτουργούν οι ανιχνευτές. Το γεγονός αυτό θέτει σημαντικές προκλήσεις για τους ανιχνευτές σωματιδίων περίξ της περιοχής σύγκρουσης και συγκεκριμένα για αυτούς που βρίσκονται στην ευθεία που ορίζει η δέσμη. Οι συγκεκριμένοι δέχονται και το μεγαλύτερο ποσοστό των παραγόμενων σωματιδίων μετά από κάθε σύγκρουση, στοιχείο που τους καθιστά ιδιαίτερα ευάλωτους σε φθορές. Λόγω των γεγονότων αυτών, όπως επίσης και του γεγονότος της φθοράς των ήδη εγκατεστημένων ανιχνευτικών διατάξεων, έχει αποφασιστεί η ανάπτυξη και κατασκευή νέων διατάξεων, οι οποίοι θα αντικαταστήσουν τους ήδη εγκατεστημένους, αλλά πρωτίστως θα διαθέτουν τα κατάλληλα εκείνα χαρακτηριστικά με τα οποία θα είναι σε θέση να ανταποκριθούν στις υψηλές απαιτήσεις του sLHC. Στα πλαίσια της ανάπτυξης αυτής έχουν προταθεί ως πιθανοί αντικαταστάτες, οι ανιχνευτές Micromegas.

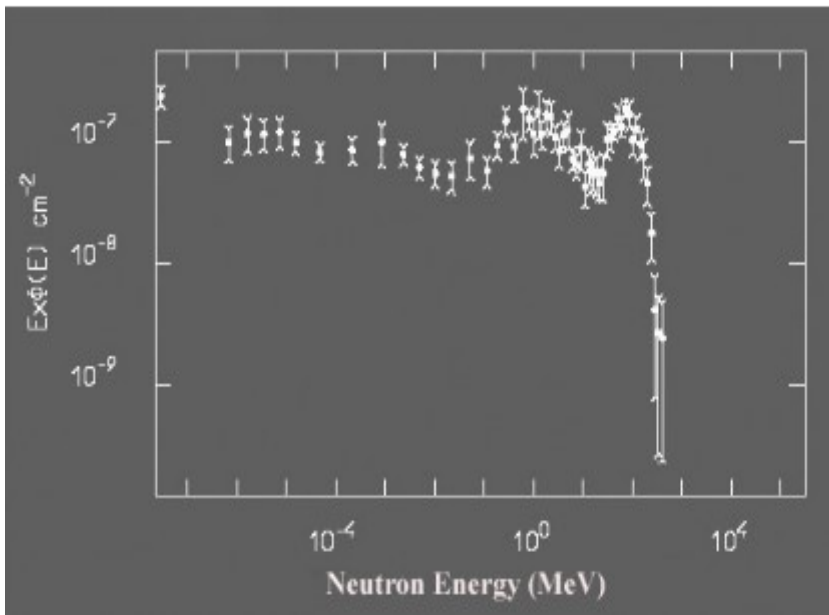


Σχήμα 36: Σχηματική απεικόνιση της δέσμης του LHC (δεξιά) και του sLHC (αριστερά), προφίλ (πάνω) και ανφάς (κάτω).



Σχήμα 37: Το προφίλ της φωτεινότητας της δέσμης μετά από κάθε αναβάθμιση.

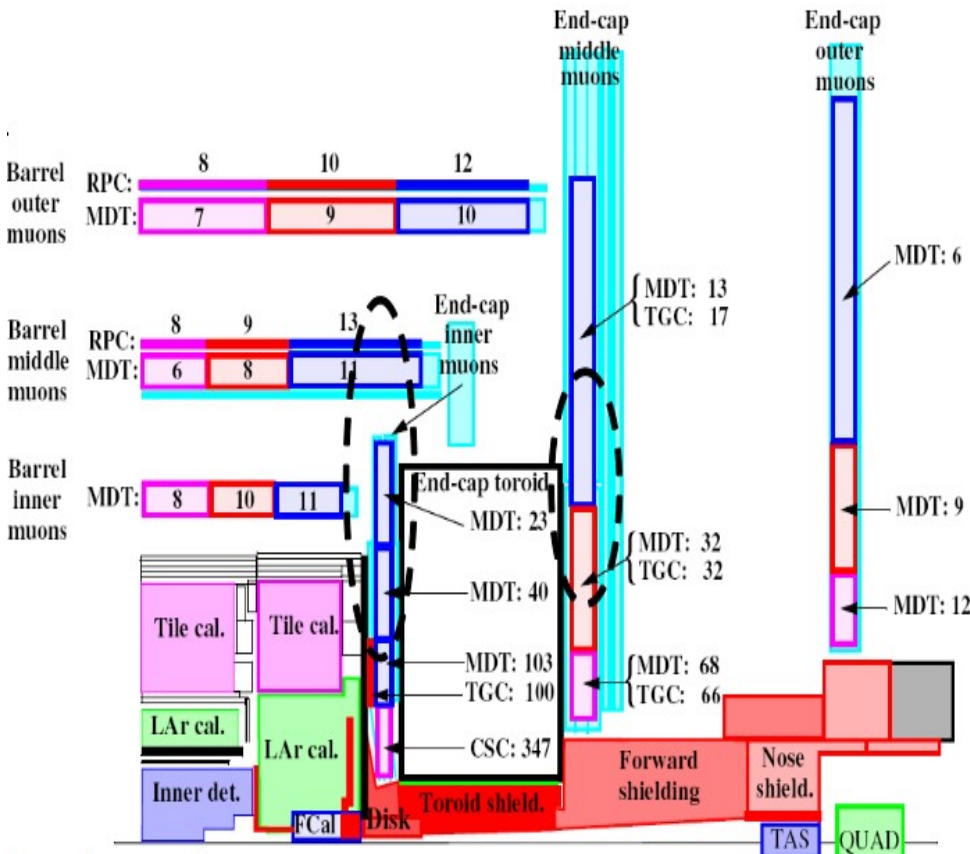
4.2.1 Προδιαγραφές ανιχνευτικών συστημάτων



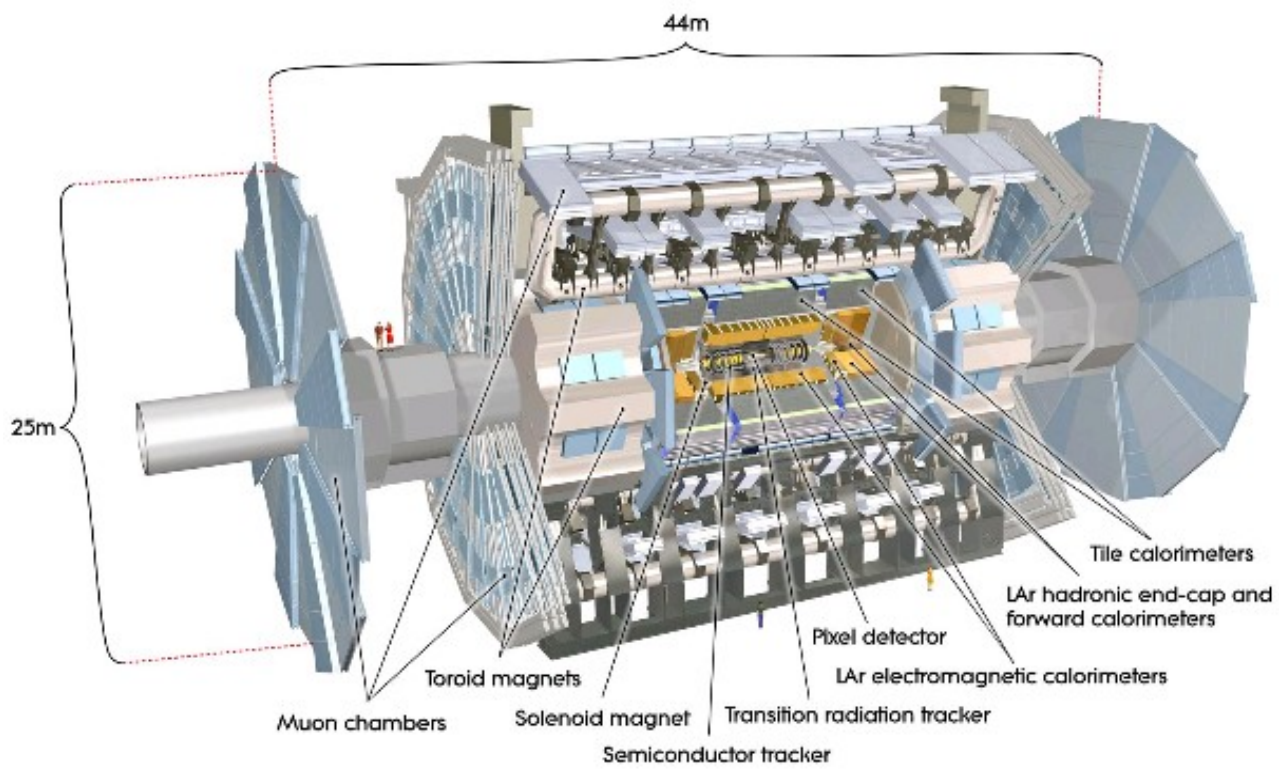
Σχήμα 38 : Το αναμενόμενο φάσμα της ενέργειας του υποβάθρου νετρονίων στον χώρο του πειράματος ATLAS.

80nm ($\theta < 45^\circ$), καθώς επίσης και χρονική ανάλυση (time resolution) της τάξης των 5ns. Σημαντικό είναι επίσης το γεγονός ο ανιχνευτής να είναι σε θέση να λειτουργεί σε επίπεδο σκανδαλισμού ένα (Level 1 triggering), όπως επίσης να έχει αντοχή απέναντι σε σκληρές ακτινοβολίες, παρουσιάζοντας ικανοποιητική λειτουργία μετά την παρέλευση εύλογου χρονικού διαστήματος (της τάξης των πέντε ετών).

Οι προδιαγραφές που θα πρέπει να πληρεί μια ανιχνευτική συσκευή για να καταφέρει να ανταποκριθεί στις υψηλές απαιτήσεις που θέτει ο επιταχυντής sLHC, είναι αυξημένες και αυτός είναι και ο λόγος που οι πιθανές συσκευές μελετώνται και εξελίσσονται διαρκώς. Η αύξηση της φωτεινότητας η οποία θα λάβει χώρα σε δύο φάσεις (φάση 1: $L=3L_{LHC-2014}$, φάση 2: $L=10L_{LHC-2017}$) δρομολογεί την απαίτηση μεγαλύτερης ικανότητας καταγραφής και λειτουργίας της συσκευής σε ρυθμούς, οι οποίοι προσεγγίζουν την τιμή 5 KHz/cm². Απαιτείται, επίσης, χωρική ανάλυση (spatial resolution) της τάξης των



Σχήμα 39: Περιοχές του ανιχνευτή ATLAS, συνολικής έκτασης 400m², οι οποίες χρήζουν αντικατάστασης.



Σχήμα 40: Ο ανιχνευτής ATLAS

Κεφάλαιο 5^ο

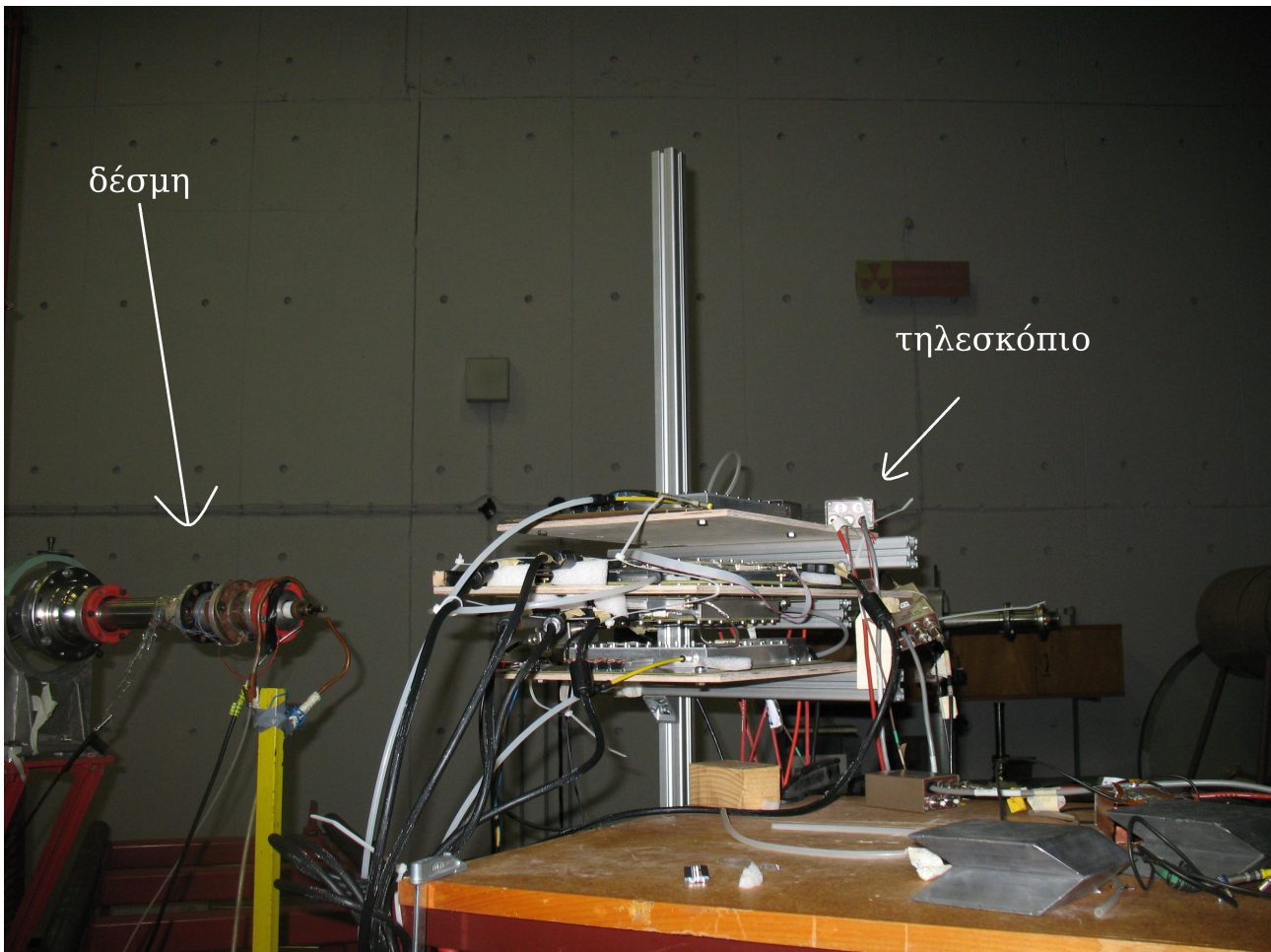
Πειραματική μελέτη του ανιχνευτή *Micromegas*.

5.1 Εισαγωγή

Σκοπός του συγκεκριμένου πειράματος είναι ο προσδιορισμός της ικανότητας των ανιχνευτών *Micromegas* ως προς την ανίχνευση συγκεκριμένων σωματιδίων μέσα σε ροές νετρονίων αντίστοιχων αυτών που συναντώνται στο περιβάλλον του πειράματος ATLAS στο CERN. Ειδικότερα, η έρευνα επικεντρώνεται στην ικανότητα του ανιχνευτή να καταγράφει ενέργειες κοσμικών μιονίων, εντός και εκτός ροής νετρονίων, καθώς επίσης και να συλλέγει τις κατάλληλες πληροφορίες, μέσω των οποίων δύναται να προσδιοριστεί η τροχιά του σωματιδίου μέσα στον ανιχνευτή.

5.2 Πειραματική διάταξη

Για τον λόγο αυτό, η επιλογή μιας συγκεκριμένης διάταξης είναι απαραίτητη έτσι ώστε να δίνεται η δυνατότητα στον ανιχνευτή να καταγράφει και να συλλέγει την πληροφορία διέλευσης ενός κοσμικού σωματιδίου ανεξάρτητα από το αν αυτός βρίσκεται μέσα σε μια ροή νετρονίων ή όχι. Η διάταξη αυτή, η οποία και χρησιμοποιείται τελικά και στο συγκεκριμένο πείραμα, περιλαμβάνει τέσσερις ανιχνευτές *micromegas* σε διάταξη κατακόρυφου τηλεσκοπίου. Η κατακόρυφη αυτή διάταξη αυξάνει κατά πολύ την ενεργή περιοχή ανίχνευσης, αυξάνοντας παράλληλα τον ρυθμό καταμέτρησης (*rate*) κοσμικών σωματιδίων, αυξάνοντας την πιθανότητα διέλευσής τους. Το τηλεσκόπιο αυτό τοποθετημένο μπροστά από οριζόντια δέσμη νετρονίων, η οποία προσπίπτει σε αυτό από το πλάι και κάθετα στον άξονα του δύναται να λειτουργήσει, ως προς την ανίχνευση των κοσμικών μιονίων μέσω της συσχέτισης (*coincidence*) των επιμέρους ανιχνευτών του.



Σχήμα 41: Απεικόνιση τηλεσκοπίου

Οι ανιχνευτές από τους οποίους αποτελείται το τηλεσκόπιο είναι οι R11, R16, R13 και R12 κατά σειρά τοποθέτησης τους στο τηλεσκόπιο με φορά προς τα κάτω.

5.3 Τεχνικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών

Οι συγκεκριμένοι ανιχνευτές που χρησιμοποιούνται αποτελούν πρωτότυπες κατασκευές. Κάθε ένας είναι διαφορετικός από τον άλλο σε ένα ή παραπάνω τεχνικά χαρακτηριστικά. Ο λόγος της διαφορετικότητας αυτής έγκειται στο γεγονός της αναζήτησης, μέσω της δοκιμής και του πειράματος επί των ανιχνευτών αυτών, των κατάλληλων χαρακτηριστικών που θα προσδώσουν τελικά αποτελεσματική, αποδοτική και άρτια λειτουργία.

Τα γενικά τεχνικά χαρακτηριστικά είναι κοινά και για τους τέσσερις ανιχνευτές. Κάθε ένας έχει ενεργή περιοχή ίση με $9 \times 8 \text{ cm}^2$. Μέσα σε αυτήν την ενεργή περιοχή υπάρχουν τα strips. Ο συνολικός αριθμός των strips είναι 360 στους πιο πρόσφατους ανιχνευτές R13 και R16. Είναι μοιρασμένα σε δύο ομάδες των 180, η κάθε μια, και τοποθετημένα με τέτοιο τρόπο, που να καταλαμβάνουν δύο κάθετες διευθύνσεις (x και y). Στους υπόλοιπους δυο ανιχνευτές τα συνολικά strips είναι λιγότερα και περιορίζονται μόνο σε μια διεύθυνση. Η απόδοση (gain) του καθενός ανιχνευτή για συγκεκριμένο αέριο είναι ίση με $2 - 3 \times 10^4$, ενώ η απόδοση αυτή λαμβάνει την τιμή 10^4 για σταθερή λειτουργία του ανιχνευτή.

Η μεγάλη διαφορά παρατηρείται στις τιμές των αντιστάσεων που εμφανίζουν οι ανιχνευτές ως προς την γείωση (ground) και ως προς τα strips. Οι αντιστάσεις αυτές είναι μεγάλης σημασίας καθώς παίζουν σημαντικό ρόλο στην ταχύτερη αποφόρτιση του ανιχνευτή μετά από κάθε γεγονός (event), αλλά και στην αποτελεσματικότερη ανίχνευση ενός σωματιδίου αντίστοιχα. Και τα δύο

αυτά, είναι καθοριστικά καθώς από την μια, η γρήγορη αποφόρτιση του ανιχνευτή είναι ζητούμενο για την ασφάλεια του, από την άλλη η αποτελεσματικότερη ανίχνευση συνεπάγεται την μεγαλύτερη απόδοση και άρτια λειτουργία του.

Οι ακριβείς τιμές των χαρακτηριστικών αυτών αποτυπώνονται στον παρακάτω πίνακα:

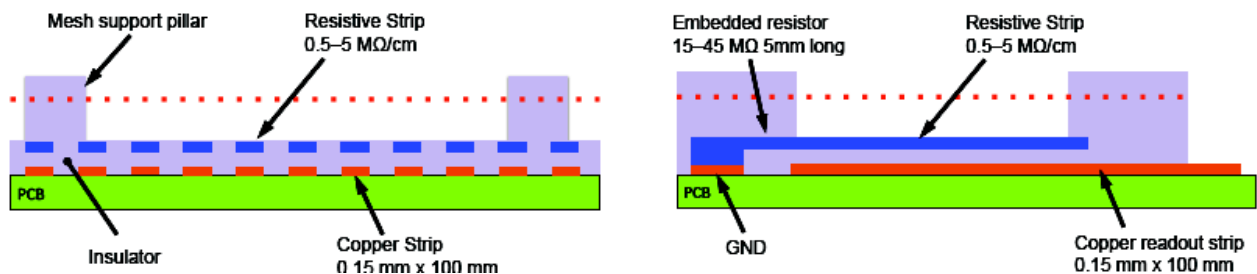
Ανιχνευτής	R_{GND} (MΩ)	R_{strip} (MΩ/cm)
R11	15	2
R12	45	5
R13	20	0,5
R16	55	35

Πίνακας 2: Χαρακτηριστικές τιμές αντιστάσεων των ανιχνευτών

5.4 Σχεδιασμός ανιχνευτή.

Ο ανιχνευτής είναι σχεδιασμένος με τέτοιο τρόπο, έτσι ώστε να είναι σε θέση να επιτελεί το έργο της συλλογής του φορτίου ενός γεγονότος, ενώ παράλληλα να προστατεύεται από τυχούσες φθορές ή δυσλειτουργίες που δύναται να του προκαλέσει το φορτίο αυτό.

Η όλη διάταξη δομείται πάνω σε ένα τυπωμένο ηλεκτρονικό κύκλωμα (PCB), το οποίο διαθέτει τα strips ανάγνωσης. Τα strips αυτά, τα οποία είναι κατασκευασμένα από χαλκό πάχους 18 μm, είναι καλυμμένα με ένα στρώμα ανθεκτικού, υψηλής αντίστασης μονωτικού υλικού, πάχους 64 μm. Στην επιφάνεια του υλικού αυτού είναι εμποτισμένα τα resistive strips, η αντίσταση των οποίων εί-



Σχήμα 42: Σχεδιασμός ανιχνευτή

ναι της τάξης των MΩ/cm, και τα οποία είναι γειωμένα από την μια τους άκρη το κάθε ένα μέσω μιας μεγάλης αντίστασης της τάξης των 15-50 MΩ. Οι δύο ομάδες των strips (ανάγνωσης και resistive) βρίσκονται γεωμετρικά παράλληλες, με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε κάθε strip της μιας ομάδας να βρίσκεται απέναντι από ένα άλλο της άλλης. Και οι δύο ομάδες είναι κατασκευασμένες με κοινά γεωμετρικά χαρακτηριστικά τα οποία περιγράφονται στον παρακάτω πίνακα:

Πλάτος (μm)	Μήκος (μm)	Πάχος (μm)	Strip pitch (μm)
150	~100	64	250

Πίνακας 3: Γεωμετρικά χαρακτηριστικά των strips

Η συγκεκριμένη διάταξη δημιουργεί, έτσι, δύο παράλληλους, όμοιους αγωγούς για κάθε ζεύγος strips σε απόσταση μεταξύ τους, με μονωτικό υλικό να γεμίζει τον χώρο ανάμεσα τους. Με τον τρόπο αυτό σχηματίζονται πυκνωτές τοποθετημένοι ο ένας δίπλα στον άλλο έχοντας όλοι κοινό διηλεκτρικό υλικό ανάμεσα στους σπλισμούς τους.

Συνέπεια αυτού, τελικά, είναι κατά την εμφάνιση ενός γεγονότος, το φορτίο το οποίο παράγεται μέσα στον ανιχνευτή, να συλλέγεται από τα resistive strips και μέσω μιας αρκετά μεγάλης αντίστασης να οδηγείται στη γείωση. Λόγω όμως της συγκεκριμένης αντίστασης ο χρόνος ο οποίος απαιτείται για να οδηγηθεί ολόκληρο το φορτίο προς την γείωση είναι μεγάλος με αποτέλεσμα την δημιουργία επαγόμενου φορτίου στα strips ανάγνωσης. Το επαγόμενο αυτό φορτίο είναι το οποίο συλλέγεται μέσω του συστήματος ανάγνωσης (readout) και οδηγείται για καταγραφή. Λόγω της διαδικασίας επαγωγής παρατηρείται μια απώλεια στο επαγόμενο φορτίο σε σχέση με το αρχικό της τάξης του 10–20%.

5.4.1 Σπινθηρισμοί - Αποφορτίσεις

Η συγκέντρωση μεγάλου φορτίου σε ένα συγκεκριμένο σημείου του χώρου λόγω της παρουσίας της οδηγεί στο φαινόμενο του σπινθηρισμού (sparking). Η συσσώρευση του φορτίου αυτού έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της ηλεκτροστατικής ενέργειας στον χώρο. Άμεσο επακόλουθο αυτού είναι η αύξηση του δυναμικού στο σημείο σε σχέση με τα διπλανά του. Η μεγάλη αυτή διαφορά του δυναμικού οδηγεί σε βίαιη αποφόρτιση η οποία λαμβάνει χώρα παράγοντας ένα σπινθήρα (εκκένωση).

Το φαινόμενο του σπινθηρισμού δημιουργείται μεταξύ του κενού των 50 – 100 μm το οποίο εμφανίζεται ανάμεσα στην άνοδο και στο mesh, όταν ο συνολικός πληθυσμός των ηλεκτρονίων του καταιγισμού ξεπεράσει το όριο Raether. Λόγω της απαίτησης για μεγάλη αποδοτικότητα του ανιχνευτή για την ανίχνευση μιονίων, τα οποία προκαλούν ιονισμούς μικρής ενέργειας, ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας - ενίσχυση (gain) του αερίου προσεγγίζει το 1000. Με αυτήν την ενίσχυση, οι διαδικασίες ιονισμού παράγουν άνω των 1000 ηλεκτρονίων ανά μονάδα διαδρομής, τιμή η οποία όμως είναι συγκρίσιμη με την τιμή της διάχυση (πλευρική έκταση - diffusion) που καταλαμβάνει ο καταιγισμός, θέτοντας την πιθανότητα ανάπτυξης σπινθήρα. Τέτοιου είδους διαδικασίες ιονισμού παράγονται από χαμηλής ενέργειας σωματίδια άλφα, αλλά και από αλληλεπιδράσεις νετρονίων με άτομα του αερίου ή των υλικών του ανιχνευτή.

Γενικότερα, το φαινόμενο του σπινθηρισμού μέσα σε έναν ανιχνευτή, όπως ο micromegas, χρήζει μεγάλης προσοχής. Ο λόγος είναι πως ένα τέτοιο φαινόμενο δύναται να προκαλέσει μια ποικιλία δυσλειτουργιών αλλά και ολοκληρωτική καταστροφή του ανιχνευτή. Τέτοιου είδους δυσλειτουργίες είναι η αύξηση του νεκρού χρόνου του ανιχνευτή (1ms/spark), λόγω της πτώσης της υψηλής τάσης, που επισυμβαίνει για την προστασία του, και της επανάκτησης της, η καταστροφή των ηλεκτρονικών, αλλά και η καταστροφή μερικών εκ των strips της συσκευής.

Όπως είναι κατανοητό, λοιπόν, η εύρεση των κατάλληλων τεχνικών αλλά και γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή είναι ζωτικής σημασίας για την εύρυθμη και αποδοτική λειτουργία του, δεδομένου ότι, έτσι, όχι μόνο θα είναι σε θέση να καλύπτει τις απαιτήσεις για την όποια χρήση του, αλλά πρωτίστως να διασφαλίζει την ανιχνευτική του ικανότητα.

5.5 Πειραματική εργασία

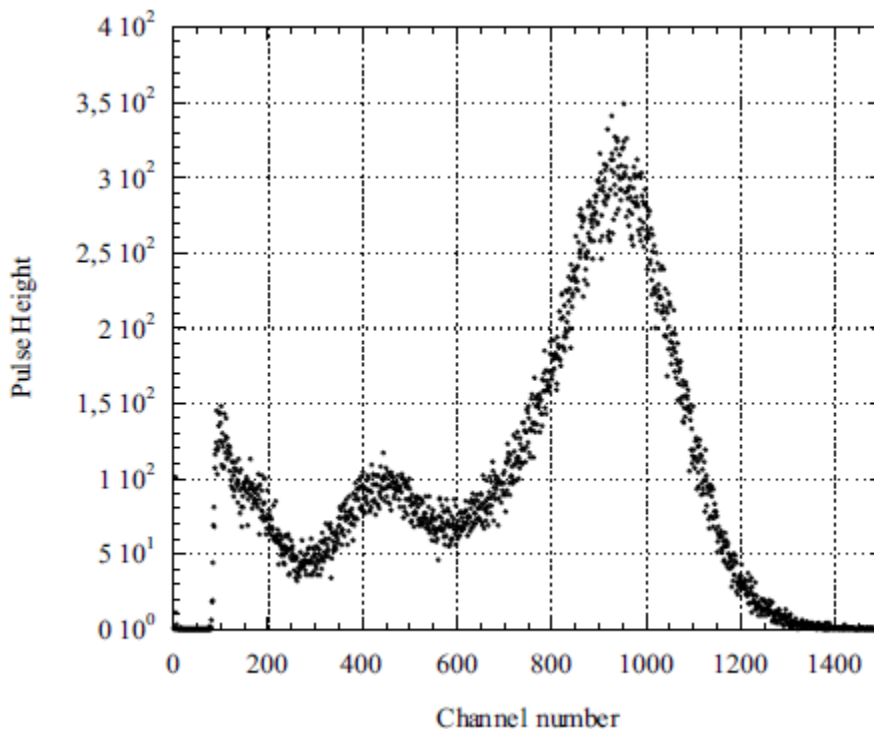
Για τον λόγο της διασφάλισης της ικανότητας και δυνατότητας του ανιχνευτή micromegas, μέσω της εξεύρεσης των κατάλληλων χαρακτηριστικών, δοκιμάστηκαν οι δύο ανιχνευτές R13, R16 διαφορετικών μεταξύ τους χαρακτηριστικών. Οι υπόλοιποι δύο R11, R12 συνετέλεσαν στην δημιουργία του τηλεσκοπίου. Το πείραμα θέτει την μελέτη της συμπεριφοράς των δύο ανιχνευτών ως προς το φαινόμενο των σπινθηρισμών σε δύο διαφορετικά αέρια και σε ένα ευρύ φάσμα τιμών της υψηλής τάσης λειτουργίας τους.

5.5.1 Πορεία πειράματος

Η διαδικασία της δοκιμής περιελάμβανε δυο στάδια. Στο πρώτο εξετάστηκε η απόκριση των ανιχνευτών στο αέριο (Ar:CO_2) 93:7, ενώ στο δεύτερο εξετάστηκε η απόκριση τους στο αέριο (Ar:CO_2) 80:20. Η ροή των νετρονίων με την οποία η πειραματική διαδικασία αρχικά έλαβε χώρα ήταν της τάξης των 1.4×10^6 n/cm² βάσει θεωρητικών υπολογισμών. Τεχνικοί λόγοι, ωστόσο, οδήγησαν σε πτώση της ροής αυτής κατά την διάρκεια του πειράματος, και συγκεκριμένα στο στάδιο το οποίο αφορούσε το αέριο 93:7, δίνοντας έτσι την ευκαιρία να δοκιμαστούν οι ανιχνευτές και σε διαφορετικές ροές νετρονίων για το αέριο αυτό και να εξαχθούν αντίστοιχα συμπεράσματα. Με την δεύτερη και τελική ροή, η οποία προσεγγίστηκε πειραματικά και βρέθηκε ίση με 8×10^4 n/cm², μελετήθηκε και το δεύτερο αέριο, οπότε και έλαβε χώρα η ολοκλήρωση του πειράματος.

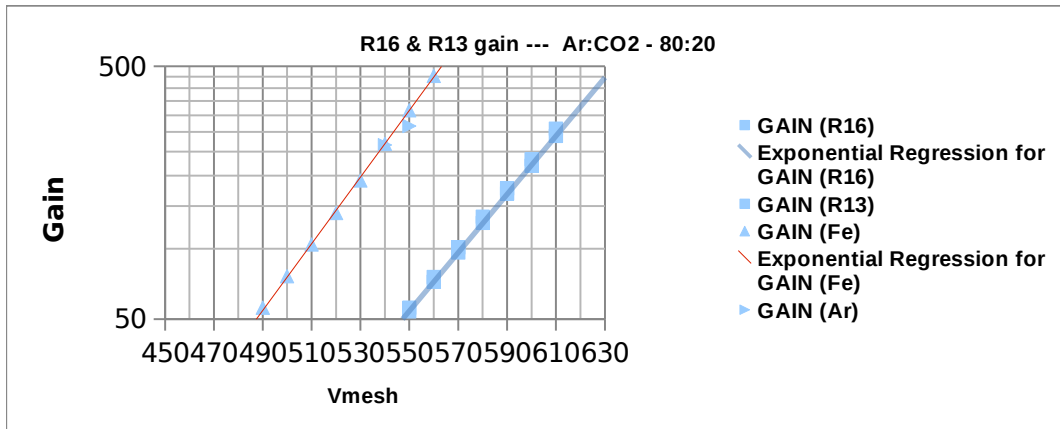
5.5.2 Ανάλυση δεδομένων

Τα δεδομένα τα οποία μελετήθηκαν ελήφθησαν μέσω της ανάγνωσης του σήματος το οποίο προέκυπτε από το mesh. Αρχικά, ελήφθησαν κάποια δεδομένα εκτός δέσμης για τον υπολογισμό του gain των αερίων. Αυτό πραγματοποιήθηκε με την βοήθεια μιας πηγής σιδήρου ⁵⁵Fe, η οποία τοποθετήθηκε πάνω στον ανιχνευτή. Η πηγή αυτή έχοντας τυπικό ρυθμό εκπομπής περίπου 2500 Hz, εκπέμπει φωτόνια γ ενέργειας 5.9 KeV. Το τελικό φάσμα το οποίο και λαμβάνεται αποτελείται και από την φωτοκορυφή με ενέργεια 2,9 KeV, η οποία αποδίδεται στο στοιχείο αργό (argon escape).



Σχήμα 43: Κορυφή του σιδήρου στα 5.9KeV και του αργού στα 2.9KeV

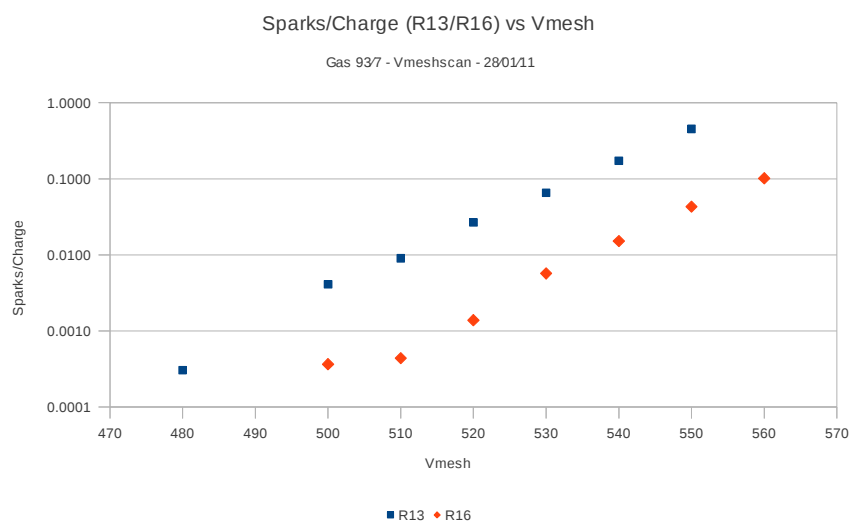
Ο υπολογισμός του gain του αερίου 80:20 πραγματοποιήθηκε και στους δύο ανιχνευτές, R13 και R16, με την βοήθεια της πηγής ^{55}Fe . Η μέτρηση αυτή επιβεβαίωσε το γεγονός πως το gain του αερίου εμφανίζεται κοινό και στους δύο ανιχνευτές. Το αποτέλεσμα αυτό φανερώνει πως και οι δύο συσκευές έχουν πανομοιότυπα λειτουργικά χαρακτηριστικά. Ως εκ τούτου, η μέτρηση για το gain του αερίου 93:7 πραγματοποιήθηκε με την ίδια πηγή, αλλά μόνο σε έναν εκ των δύο ανιχνευτικών συσκευών και συγκεκριμένα στον R16. Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζονται σε γράφημα τα αποτελέσματα των μετρήσεων αυτών.



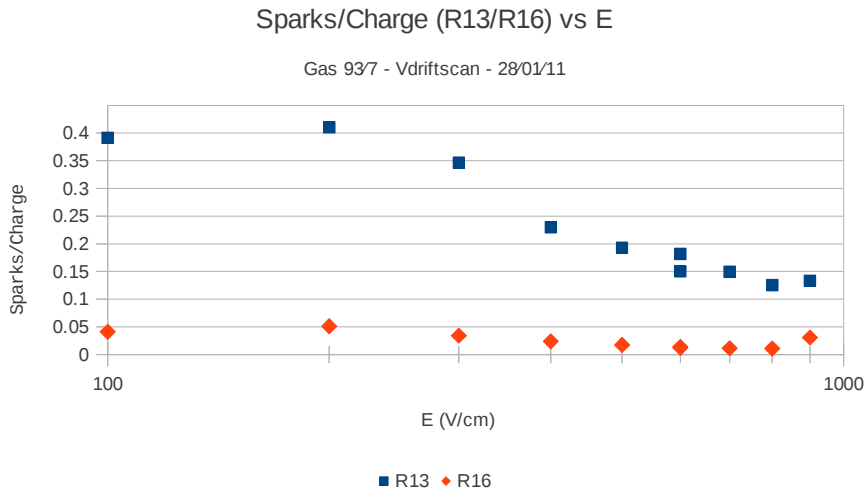
Σχήμα44: Υπολογισμός των gain των αερίων

Στο παραπάνω σχήμα η αριστερή ευθεία περιγράφει το gain του αερίου 93:7, ενώ η δεξιά αυτό του 80:20. Όπως είναι εμφανές, η δεξιά ευθεία, η οποία δημιουργήθηκε από δεδομένα και των δύο ανιχνευτών, αποτελείται από διπλά ταυτόσημα σημεία, γεγονός που μαρτυράει το συμπέρασμα για τα όμοια λειτουργικά χαρακτηριστικά μεταξύ των συσκευών. Από το συγκεκριμένο γράφημα, επίσης, παρατηρούνται και οι τυπικές τιμές της υψηλής τάσης του mesh, για τις οποίες το gain προσεγγίζει την τιμή 10^4 , οι οποίες για το 93:7 είναι 540V και για το 80:20 είναι περίπου 608V.

Με την παρουσία της ροής των νετρονίων, δόθηκε η ευκαιρία για σύγκριση των δύο συσκευών μεταξύ τους, ως προς την λειτουργική τους ικανότητα συναρτήσει του αριθμού των σπινθηρισμών που εμφανίζουν, δεδομένων των χαρακτηριστικών τους. Έτσι, έχοντας ως δεδομένα την αρχική ροή και το υπό μελέτη αέριο 93:7, λήφθηκαν τα παρακάτω σχήματα.



Σχήμα 45: Ο λόγος σπινθήρων ανά φορτίο συναρτήσει του Vmesh για τους R13, R16 με την αρχική ροή.



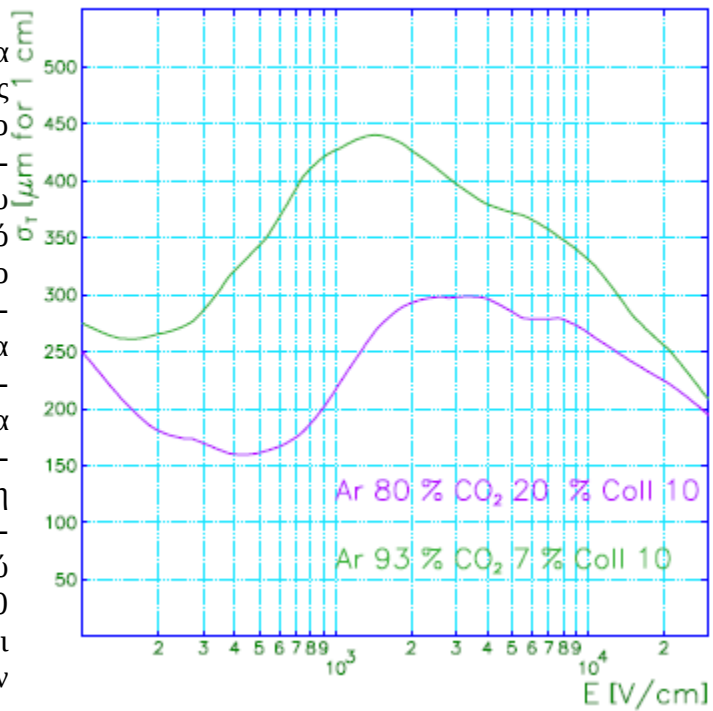
Σχήμα 46: Ο λόγος σπινθήρων ανά φορτίο συναρτήσει του E για τους R13, R16 με την αρχική ροή.

Στο πρώτο σχήμα περιγράφεται ο λόγος σπινθήρων ανά φορτίο (sp/ch), συναρτήσει της υψηλής τάσης λειτουργίας του mesh και για τους δύο ανιχνευτές, ενώ στο δεύτερο περιγράφεται ο ίδιος λόγος συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου.

Παρατηρείται, από το σχήμα 45, ότι η διαφορά των τιμών των λόγων των δύο ανιχνευτών για δεδομένη τάση, να είναι εμφανής και συγκεκριμένα να προσεγγίζει περίπου την μια τάξη μεγέθους. Με άλλα λόγια, στον R13, παρατηρείται 10 περίπου φορές μεγαλύτερο το πλήθος των σπινθηρισμών σε σχέση με το αντίστοιχο πλήθος στον R16. Συγκρίνοντας τις τιμές του πίνακα 2 διαπιστώνεται ότι το φαινόμενο αυτό παρουσιάζεται λόγω της διαφοράς των τιμών των αντιστάσεων των δύο ανιχνευτών που παρατηρούνται στα strips του καθενός αλλά και σε αυτή που οδηγεί το φορτίο προς στη γείωση. Μέσω των μεγαλύτερων αντιστάσεων που διαθέτει ο R16, είναι ικανός να απάγει ομαλότερα το φορτίο από κάθε γεγονός (event) με αποτέλεσμα την μείωση της εμφάνισης σπινθήρων σε αυτόν.

Και στο δεύτερο σχήμα (σχήμα 46) παρατηρείται το ίδιο φαινόμενο της διαφοράς των τιμών των λόγων των δυο ανιχνευτών για δεδομένη τιμή ενέργειας. Η τιμή της υψηλής τάσης του mesh είναι 540V. Είναι, επίσης, ορατό το γεγονός, πως για μικρές ενέργειες ο R13 εμφανίζει πιο πολλούς σπινθηρισμούς από τον R16, ενώ όσο η ενέργεια αυξάνεται το φαινόμενο του σπινθηρισμού μειώνεται και στους δύο. Τα αποτελέσματα αυτά έρχονται σε συμβατότητα με την θεωρητική προσέγγιση της εγκάρσιας διάδοσης (transverse diffusion - σχήμα 47) για τιμές ηλεκτρικού πεδίου ανάμεσα στο διάστημα 0 – 1000 V/cm. Η προσέγγιση αυτή περιγράφει πως η αύξηση της ενέργειας έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της διάχυσης.

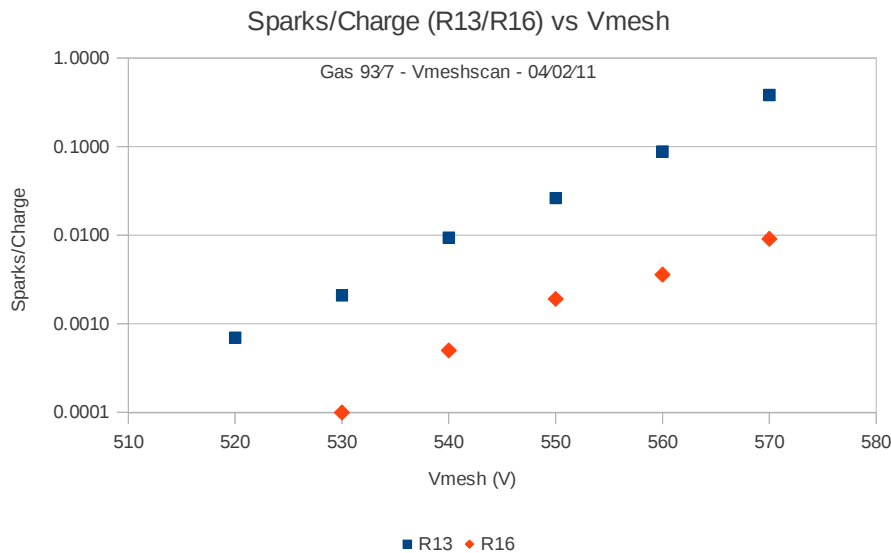
Transverse diffusion



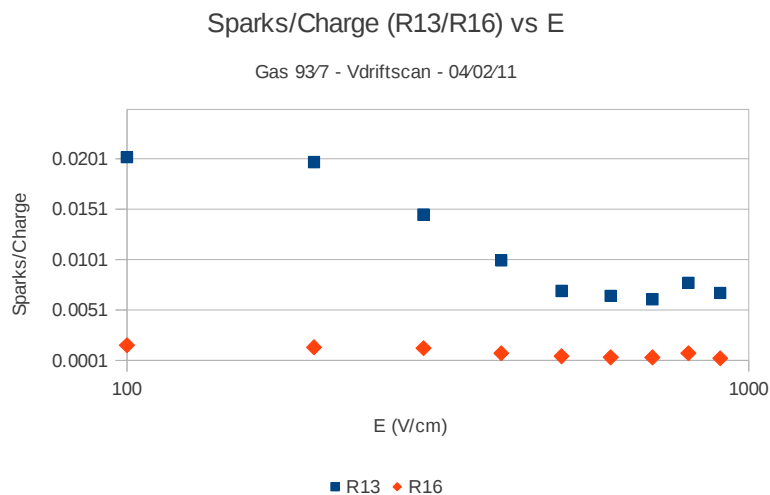
Σχήμα 47: θεωρητικός υπολογισμός της διάχυσης (Transverse diffusion).

Η αύξηση, όμως της τελευταίας, έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση του εύρους του καταιγισμού, γεγονός που σημαίνει πως λιγότερο φορτίο συσσωρεύεται ανά μονάδα όγκου, καθιστώντας έτσι ευκολότερη και γρηγορότερη την απαγωγή του από την υψηλή τάση στην άνοδο (strips) και, με αυτόν τον τρόπο, δυσκολότερη την εμφάνιση ενός σπινθήρα.

Οι ίδιες μετρήσεις λήφθηκαν και για την δεύτερη και τελική ροή, και προέκυψαν τα παρακάτω διαγράμματα.



Σχήμα 48: Ο λόγος σπινθήρων ανά φορτίο συναρτίζεται του Vmesh για τους R13, R16 με την τελική ροή.

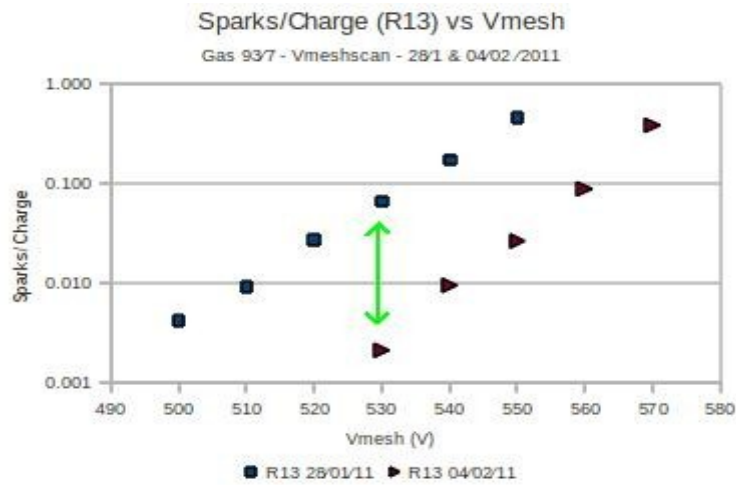


Σχήμα 49: Ο λόγος σπινθήρων ανά φορτίο συναρτίζεται του E για τους R13, R16 με την τελική ροή.

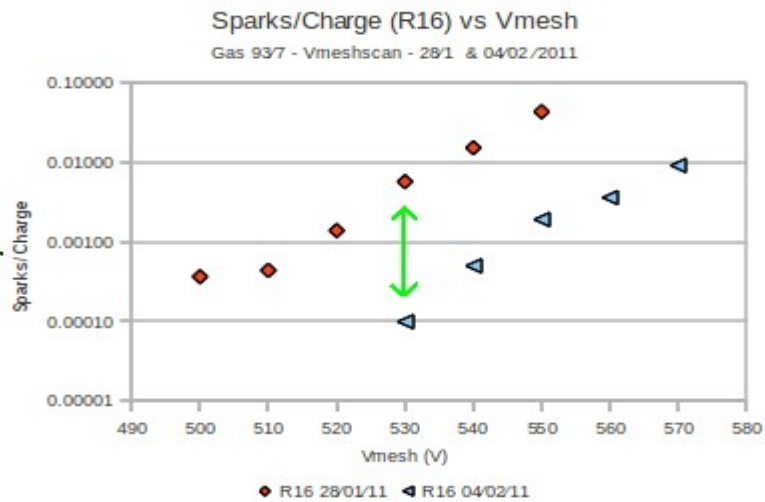
Και στα δύο προηγούμενα σχήματα είναι ορατή η πτώση της ροής από το γεγονός της μείωσης των σπινθηρισμών και στους δύο ανιχνευτές. Παρ' όλη την μείωση όμως, η οποία παρατηρείται στην ροή των νετρονίων, η διαφορά της μιας τάξης μεγέθους στον αριθμό των σπινθήρων, ανάμεσα στους δύο ανιχνευτές παραμένει υπαρκτή (σχήμα 48), επιβεβαιώνοντας την ύπαρξη της ανεξάρτητη από τις όποιες εξωτερικές συνθήκες, επαληθεύοντας, με αυτόν τον τρόπο, τα συμπεράσματα της πρώτης μέτρησης.

Όσον αφορά την μείωση της ροής, η πειραματική σύγκριση των αποτελεσμάτων της πρώτης και δεύτερης μέτρησης, για κάθε ανιχνευτή ξεχωριστά, φανερώνει πως η μείωση της ροής

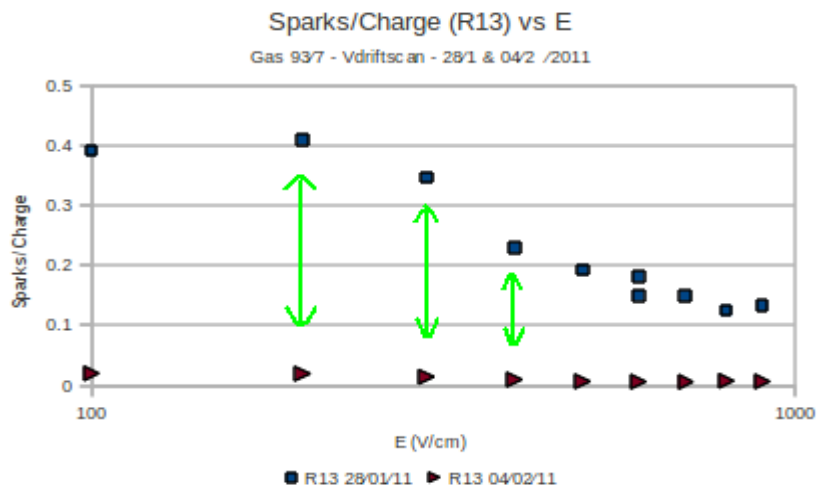
προσεγγίζει την μια τάξη μεγέθους. Όπως διαπιστώνεται και από τα παρακάτω διαγράμματα (σχήματα 50 & 51), η μείωση αυτή, συναρτήσεως του αριθμού των σπινθηρισμών, είναι σταθερή για κάθε δεδομένη τιμή τάσης, και ανεξάρτητη από τον ανιχνευτή.



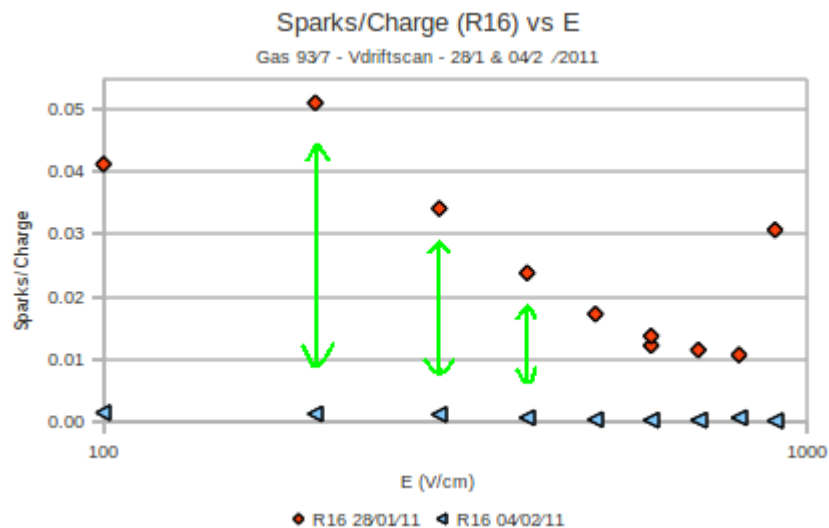
Σχήμα 50: Συγκριτικό διάγραμμα (Sp/ch vs Vmesh) αρχικής και τελικής ροής για τον R13.



Σχήμα 51: Συγκριτικό διάγραμμα (Sp/ch vs Vmesh) αρχικής και τελικής ροής για τον R16.



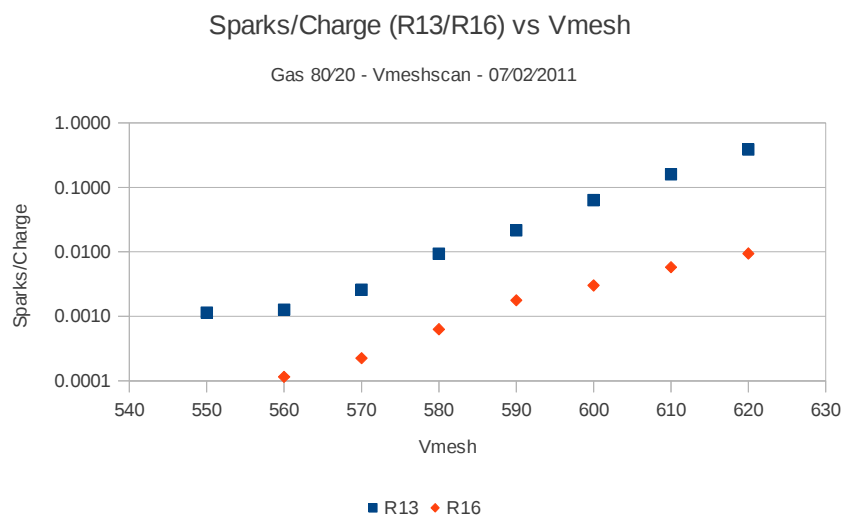
Σχήμα 52: Συγκριτικό διάγραμμα (Sp/ch vs E) αρχικής και τελικής ροής για τον R13.



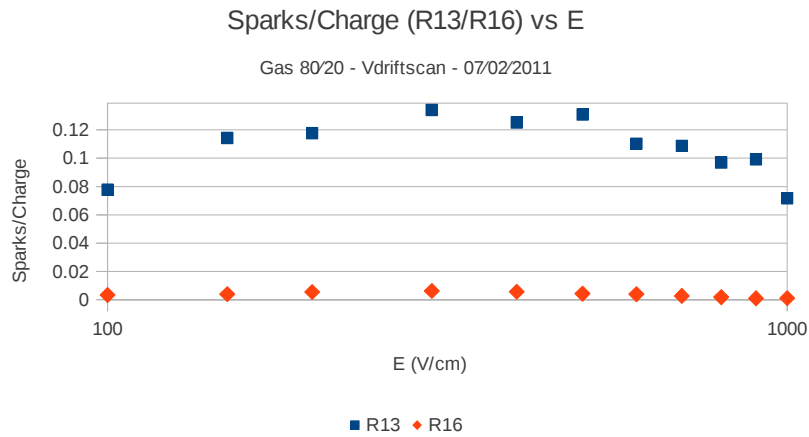
Σχήμα 53: Συγκριτικό διάγραμμα (Sp/ch vs E) αρχικής και τελικής ροής για τον R16.

Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων, που λήφθηκαν χρησιμοποιώντας το αέριο 80:20. Στα παρακάτω διαγράμματα επαναλαμβάνονται οι ίδιες μετρήσεις που έγιναν για το αέριο 93:7, με μόνη διαφορά την χρησιμοποίηση δυο τιμών υψηλής τάσης του mesh για την κατασκευή των διαγραμμάτων του λόγου σπινθήρων ανά φορτίο συναρτήσεως του ηλεκτρικού πεδίου. Η πρώτη τιμή είναι τυχαία (580V - 04/02/2011) ενώ η δεύτερη αντιστοιχεί στην τιμή αυτή (608V - 07/02/2011), στην οποία παρατηρείται gain ίσο με 10^4 (σχήμα 44). Η τελευταία τιμή τάσης είναι απαραίτητη, καθώς με βάση το κοινό gain, καθίσταται εφικτή η σύγκριση των δύο αερίων.

Στο παρακάτω διάγραμμα (σχήμα 54) αυτό το οποίο είναι παρατηρήσιμο είναι, πως και στο συγκεκριμένο αέριο, η διαφορά της μιας τάξης μεγέθους στον αριθμό των σπινθήρων που εμφανίζονται, ανάμεσα στους R13 και R16, είναι υπαρκτή. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνει το ότι η διαφορά αυτή οφείλεται εξολοκλήρου στα χαρακτηριστικά των ανιχνευτών αυτών και δεν σχετίζεται με εξωτερικές παραμέτρους. Η ίδια συμπεριφορά παρατηρείται και στο διάγραμμα του λόγου (sp/ch) vs E (σχήμα 55).

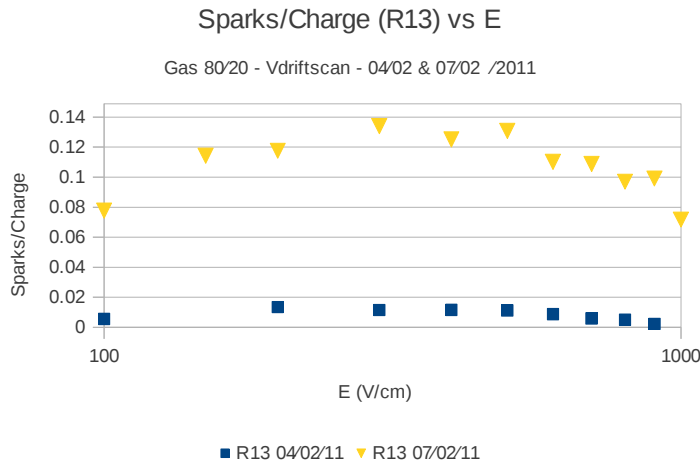


Σχήμα 54: Ο λόγος σπινθήρων ανά φορτίο συναρτήσεως του Vmesh για τους R13, R16 με την τελική ροή.

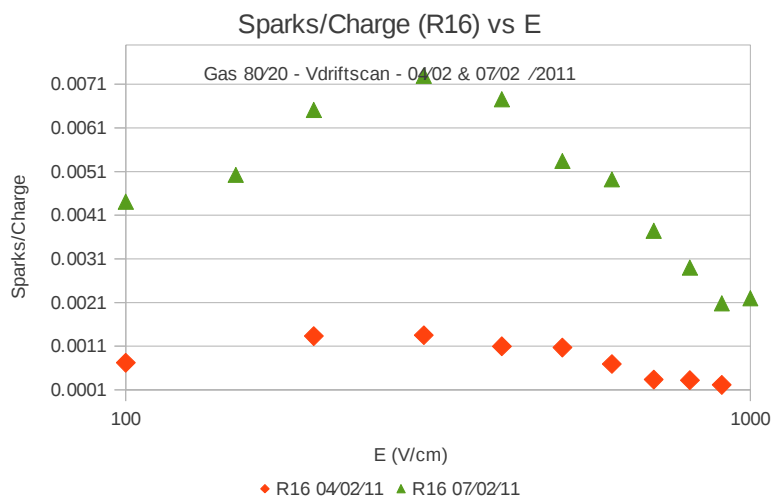


Σχήμα 55: Ο λόγος σπινθήρων ανά φορτίο συναρτήσει του E για τους R13, R16 με την τελική ροή.

Τα επόμενα δύο διαγράμματα (σχήματα 56, 57) παρουσιάζουν τον λόγο (sp/ch) συναρτήσει του πεδίου, για τις δύο τιμές υψηλής τάσης του mesh (580V – 04/02/2011 & 608V - 07/02/2011), για κάθε έναν ανιχνευτή ξεχωριστά. Όπως είναι αναμενόμενο η αύξηση του λόγου, και άρα και των σπινθήρων, είναι άμεση συνέπεια της αύξησης της υψηλής τάσης.

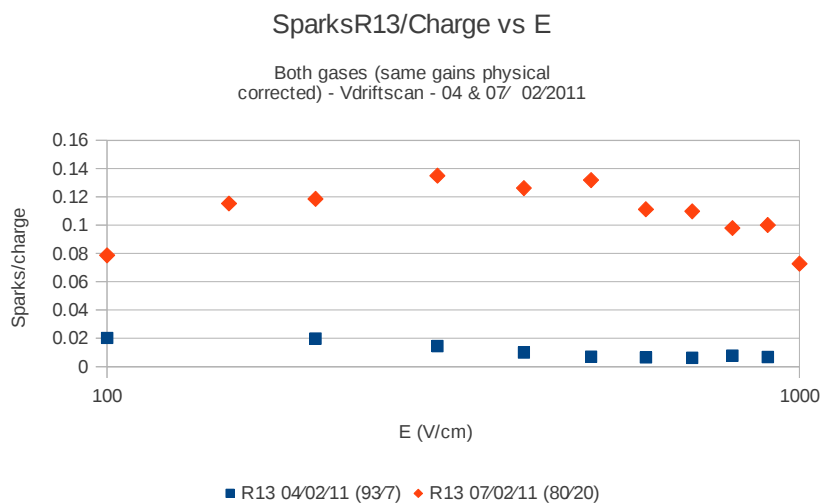


Σχήμα 56: Συγκριτικό διάγραμμα του λόγου (sp/ch) vs E, για τον R13, για δυο τιμές της τάσης του mesh (608-580V).

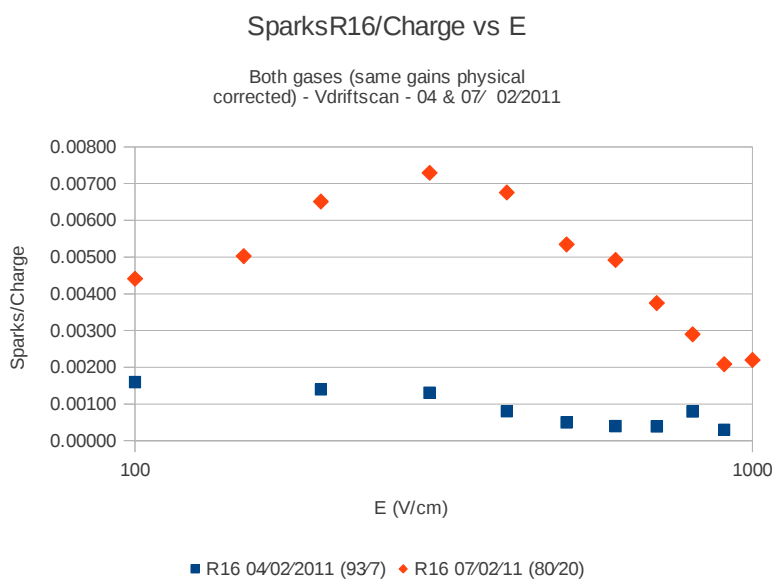


Σχήμα 57: Συγκριτικό διάγραμμα του λόγου (sp/ch) vs E, για τον R16, για δυο τιμές της τάσης του mesh (608-580V).

Στη συνέχεια (σχήματα 58, 59) παρουσιάζεται η σύγκριση των δύο αερίων μέσω της επίτευξης ίδιου gain και στα δύο, όπως αναλύθηκε προηγουμένως. Σε κάθε σχήμα περιγράφεται η συμπεριφορά του κάθε ανιχνευτή ξεχωριστά, και για τα δύο αέρια. Αυτό το οποίο παρατηρείται και στα δύο διαγράμματα είναι η εμφάνιση περισσότερων σπινθήρων, όταν αυτοί βρίσκονται σε λειτουργία, με το αέριο 80:20. Ένας λόγος για τον οποίο συμβαίνει αυτό είναι ότι η εγκάρσια διάδοση (transverse diffusion - σχήμα 47) είναι μικρότερη στο αέριο 80:20 σε σχέση με την τιμή του ίδιου μεγέθους στο αέριο 93:7. Αυτό πρακτικά σημαίνει πως κατά την εμφάνιση ενός γεγονότος, το εύρος του καταγισμού που αναπτύσσεται είναι μικρότερο στο 80:20, συγκριτικά με το εύρος του καταγισμού που αναπτύσσεται για ένα παρόμοιο γεγονός στο 93:7. Είναι γνωστό πως μεγαλύτερο εύρος καταγισμού συνεπάγεται και μικρότερη συσσώρευση φορτίου ανά μονάδα όγκου ή επιφάνειας, γεγονός που καθιστά την εμφάνιση σπινθήρων λιγότερη πιθανή.

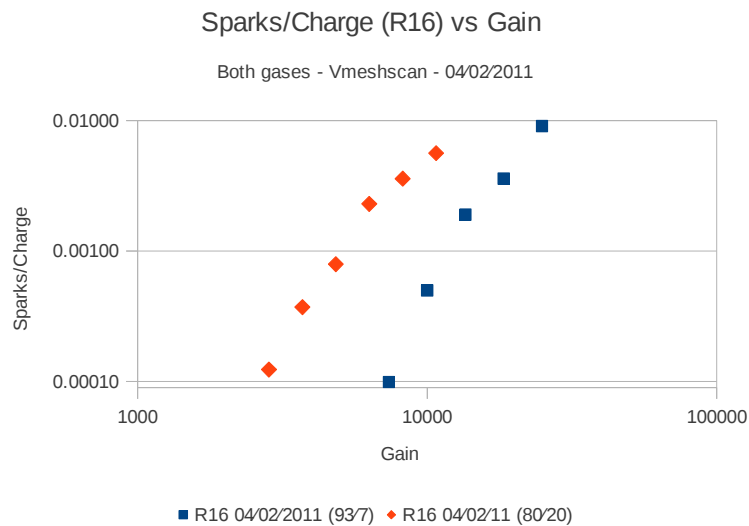


Σχήμα 58: Συγκριτικό διάγραμμα των δύο αερίων, μέσω της σύγκρισης του αριθμού των σπινθήρων στον R13, για το 80:20 και το 93:7.

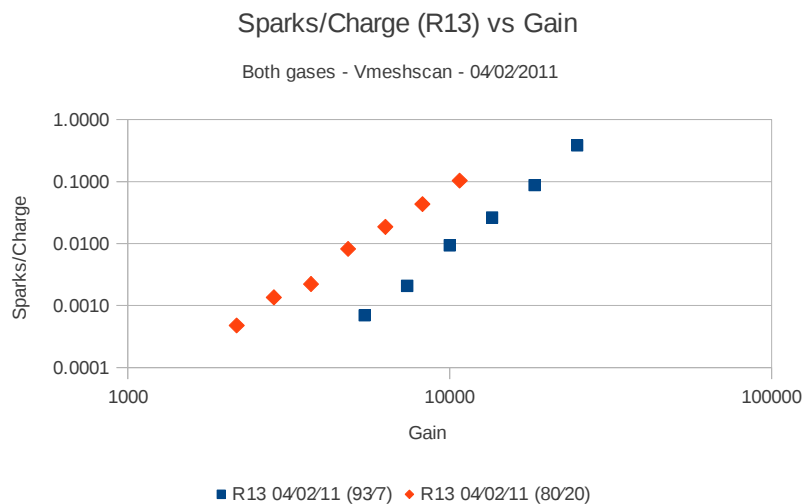


Σχήμα 59: Συγκριτικό διάγραμμα των δύο αερίων, μέσω της σύγκρισης του αριθμού των σπινθήρων στον R16, για το 80:20 και το 93:7.

Στα δύο επόμενα διαγράμματα (σχήματα 60, 61) παρουσιάζεται ο λόγος (sp/ch) συναρτήσει του gain των δύο αερίων. Στα διαγράμματα αυτά βρίσκεται η συνολική πληροφορία της μελέτης των δύο ανιχνευτών, αλλά και της σύγκρισης των δύο αερίων. Το κάθε ένα περιγράφει την απόκριση του κάθε ανιχνευτή για τα δύο αέρια. Είναι εμφανής, και στα δύο διαγράμματα, η εμφάνιση περισσότερων σπινθήρων στο αέριο 80:20 συγκριτικά με το 93:7, η οποία προσεγγίζει και αυτή την μία τάξη μεγέθους. Η σύγκριση, επίσης, των δύο διαγραμμάτων μεταξύ τους επαληθεύει και την διαφορά της μιας τάξης μεγέθους η οποία παρατηρείται στον αριθμό των σπινθήρων ανάμεσα στον R13 και R16. Ως εκ τούτου, τα δύο αυτά διαγράμματα εμπεριέχουν την συνολική πληροφορία για την μελέτη των ανιχνευτικών συσκευών R13 και R16, καθώς και για την σύγκριση των δύο αερίων 93:7 και 80:20.



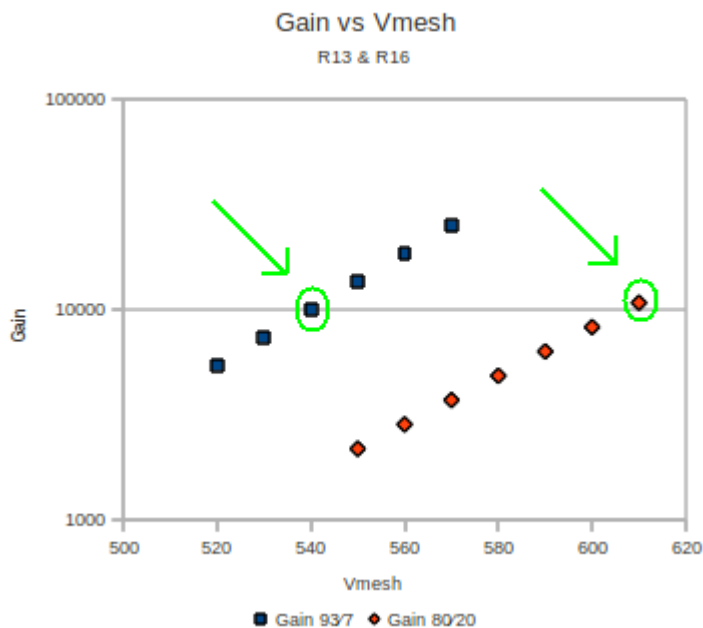
Σχήμα 60: Συγκριτικό διάγραμμα των δύο αερίων, μέσω της σύγκρισης του λόγου (sp/ch) vs gain, για τον R16.



Σχήμα 61: Συγκριτικό διάγραμμα των δύο αερίων, μέσω της σύγκρισης του λόγου (sp/ch) vs gain, για τον R13.

Τέλος στο παρακάτω διάγραμμα (σχήμα 62) παρουσιάζεται το διάγραμμα του gain vs Vmesh (υψηλή τάση του mesh), το οποίο επαληθεύει τα αποτελέσματα του σχήματος 44, σχετικά με τις τιμές της υψηλής τάσης για κάθε αέριο, οι οποίες είναι απαραίτητες, έτσι ώστε να

προσεγγίζεται η τιμή του gain 10^4 . Φαίνεται καθαρά, πως η τιμή αυτή για το αέριο 93:7 είναι στα 540V, ενώ για το αέριο 80:20 η τιμή αυτή βρίσκεται στα 608V περίπου.



Σχήμα 62: Διάγραμμα gain vs Vmesh. Εύρεση των κατάλληλων τιμών τάσης, έτσι ώστε τα δύο αέρια να παρουσιάζονται με το ίδιο gain.

5.6 Συμπεράσματα.

Συμπερασματικά, το γεγονός της διαφοράς στις τιμές των αντιστάσεων που παρατηρούνται στα strips των δύο ανιχνευτών, αλλά και σε αυτές οι οποίες παρατηρούνται στη γείωση του καθενός παίζουν καθοριστικό ρόλο ως προς την εμφάνιση σπινθηρισμών στις συσκευές κατά την διάρκεια της λειτουργίας τους. Πιο συγκεκριμένα, ο R16, ο οποίος παρουσιάζεται με μεγαλύτερες τιμές στις αντιστάσεις αυτές, φαίνεται να ανταποκρίνεται καλύτερα ως προς την μη εμφάνιση σπινθήρων, συγκριτικά με τον R13, ο οποίος εμφανίζεται με μικρότερες τιμές στα αντίστοιχα μεγέθη. Κατά συνέπεια, ανιχνευτές με αντιστάσεις μεγαλύτερες, δύνονται να ανταποκριθούν καλύτερα σε σχέση μικραίνοντας την πιθανότητα εμφάνισης σπινθήρα, τέτοιες όμως που να μην προκαλούν αργή απαγωγή φορτίου, η οποία θα προκαλέσει σύμπτωση γεγονότων με συνέπεια την μείωση του ρυθμού ανίχνευσης των γεγονότων.

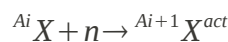
Οι συγκριτικές μελέτες μεταξύ των δύο αερίων, επίσης, κατέδειξαν πως η χρήση του αερίου Ar:CO₂ (93:7) ενδείκνυται για την διαδικασία της ανίχνευσης που επιτελούν οι ανιχνευτές micromegas. Ο λόγος είναι ότι το συγκεκριμένο αέριο συντελεί στην μικρότερη πιθανότητα εμφάνισης σπινθηρισμών, λόγω συγκεκριμένων χαρακτηριστικών του. Το γεγονός αυτό, συντελεί στην προστασία των συσκευών, δεδομένου ότι μειώνει τον κίνδυνο καταστροφής μέρους ή όλου του ανιχνευτή, μειώνει το νεκρό χρόνο, αυξάνοντας έτσι τον ρυθμό ανίχνευσης, και λόγω του ότι χρειάζεται μικρότερη τιμή υψηλής τάσης στο mesh, συντελεί με τον τρόπο αυτό στην εξοικονόμηση ενέργειας και χρηματικών πόρων.

Παράρτημα

Πειραματικός προσδιορισμός της ροής των νετρονίων ενέργειας 5,5 Mev.

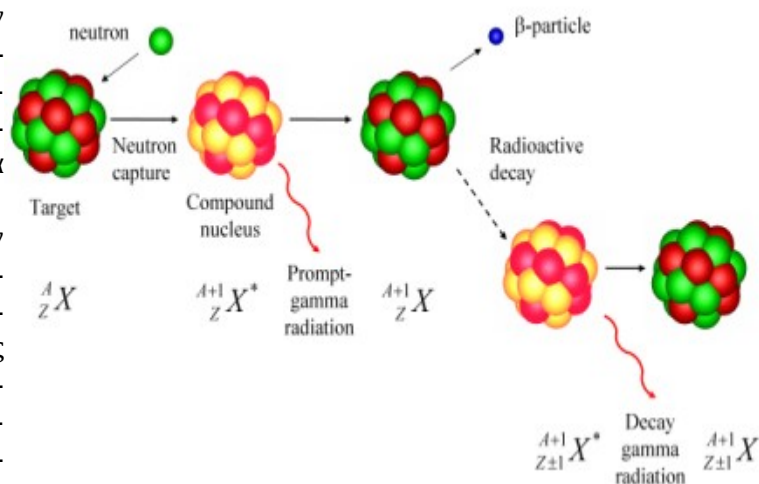
Π.1 Εισαγωγή

Η ροή των νετρονίων προσδιορίζεται πειραματικά μέσω της διαδικασίας της νετρονικής ενεργοποίησης μεταλλικού ελάσματος. Κατά την διαδικασία αυτή, πυρήνες ενός μεταλλικού ελάσματος ακτινοβολούνται από τη δέσμη των νετρονίων. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία σύνθετων πυρήνων στο μεταλλικό έλασμα, οι οποίοι βρίσκονται σε διεγερμένη κατάσταση. Η μορφή της αντίδρασης είναι :



Η ροή των νετρονίων αποτελεί συνάρτηση του πλήθους των διεγερμένων πυρήνων του μεταλλικού ελάσματος. Συνεπώς, η γνώση του πλήθους αυτού είναι απαραίτητη για την όλη διαδικασία του υπολογισμού της ροής αυτής.

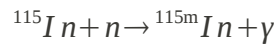
Η εύρεση του πλήθους των διεγερμένων αυτών πυρήνων καθίσταται εφικτή, καθώς σε κάθε μετάπτωση τους σε σταθερότερους (θυγατρικούς) πυρήνες, εκπέμπεται ένα σωματίδιο ή μια ακτινοβολία γάμμα συγκεκριμένης ενέργειας. Γνωρίζοντας, λοιπόν, τον αριθμό των σωματιδίων αυτών ή



Σχήμα 63: Νετρονική ενεργοποίηση

τον αριθμό των φωτονίων της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας γάμμα, γίνεται γνωστό το πλήθος των διεγερμένων πυρήνων οι οποίοι τα παρήγαγαν. Για τον λόγο αυτό, τα σωματίδια ή η εκπεμπόμενη ακτινοβολία συλλέγεται από ανιχνευτές.

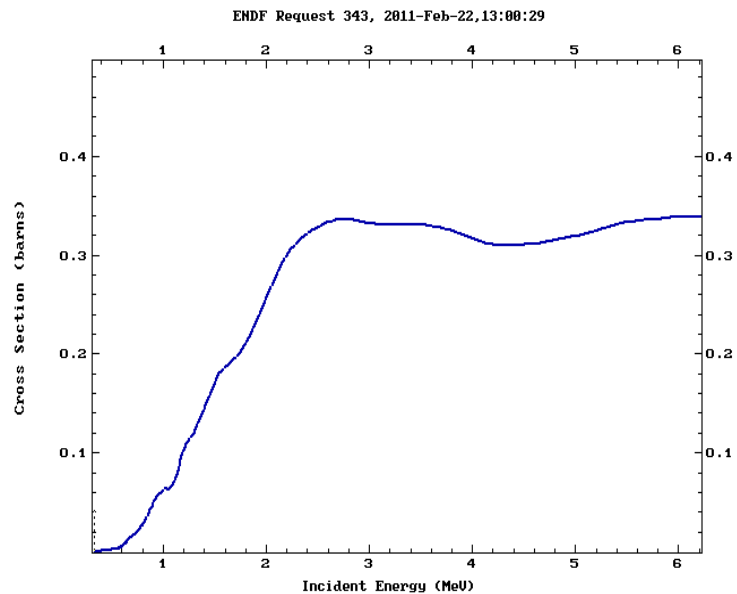
Για το συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε μεταλλικό έλασμα ^{115}In . Η ακτινοβόληση του συγκεκριμένου μετάλλου προκαλεί την αντίδραση:



της οποίας η ενεργός διατομή, όπως φαίνεται και στο παρακάτω διάγραμμα, είναι γνωστή και ίση με:

$$\sigma(b) = 3.32 \cdot 10^{-25}$$

Σχήμα 64: Ενεργός διατομή της αντίδρασης της νετρονικής ενεργοποίησης του $^{115\text{m}}\text{In}$ σε



Το $^{115\text{m}}\text{In}$, το οποίο παράγεται έχει χρόνο ημιζωής ίσο με 4,486 ώρες, και αποδιεγειρόμενο εκπέμπει φωτόνια ενέργειας 336,24 KeV, τα οποία συλλέγονται, κατόπιν της ακτινοβόλησης, σε έναν ανιχνευτή Ge. Γνωρίζοντας την μάζα και την περιεκτικότητα στο έλασμα του Ινδίου, και αναλύοντας το φάσμα που λαμβάνεται από τον ανιχνευτή Ge, υπολογίζεται η ολική ροή με βάση τον τύπο:

$$\Phi_n = \frac{N' \cdot e^{(-\lambda t_w)}}{(1 - e^{(-\lambda t_{act})}) \cdot \sigma \cdot \epsilon \cdot I_\gamma \cdot F_B \cdot N_o}$$

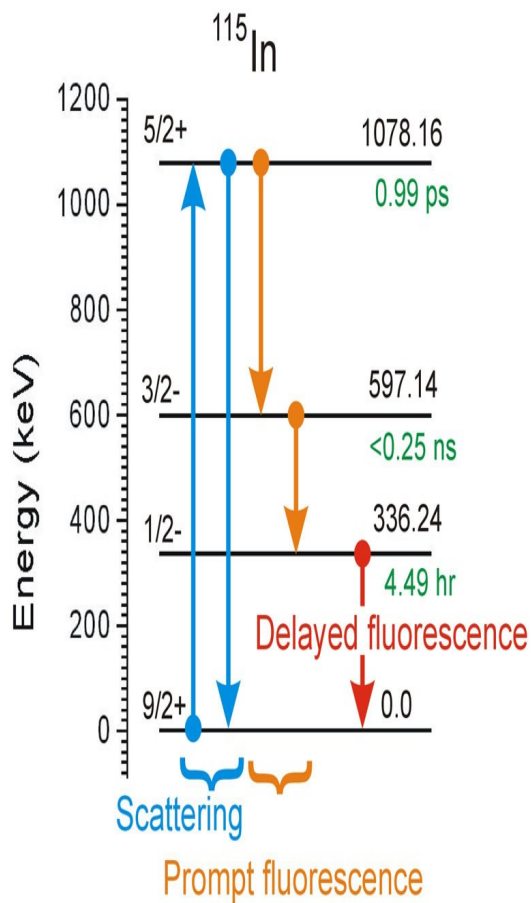
όπου:

- N' : ο αριθμός των φωτονίων που μετράει ο ανιχνευτής Ge, διορθωμένος ως προς το νεκρό χρόνο.

$$N' = N + \frac{N \cdot (t_{real} - t_{live})}{t_{real}}$$

όπου:

- N : ο αριθμός φωτονίων που μετράει ο ανιχνευτής Ge
- t_{real} : ο πραγματικός χρόνος διάρκειας της μέτρησης



- t_{live} : ο χρόνος κατά τον οποίο μετρούσε ο ανιχνευτής Ge

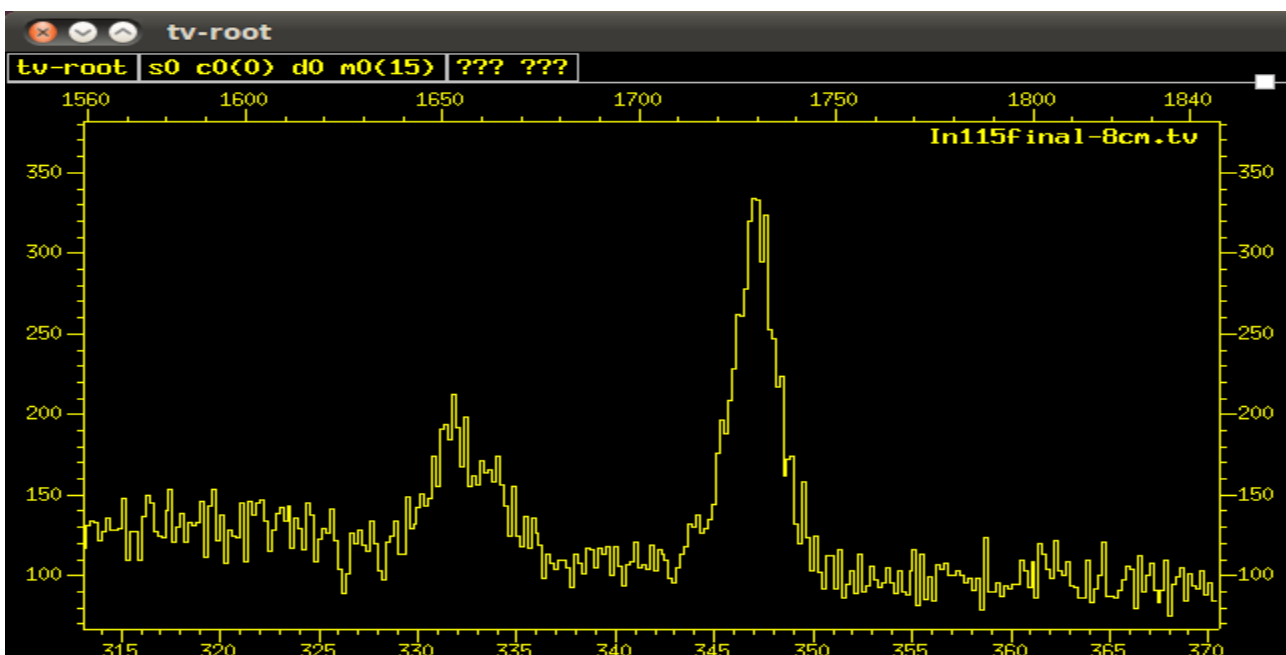
- t_w : ο χρόνος που μεσολαβεί μεταξύ του τέλους της ακτινοβόλησης του ελάσματος και της έναρξης της μέτρησης με τον ανιχνευτή Ge
- $\lambda = \ln 2 / t_{1/2} = 4,29 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$: η σταθερά διάσπασης του δημιουργούμενου ισότοπου
- t_{act} : ο χρόνος μέτρησης της αποδιέγερσης του In
- σ : η ενεργός διατομή της αντίδρασης
- ϵ : η απόδοση του ανιχνευτή Ge, η οποία υπολογίζεται μέσω μιας καλά βαθμονομημένης πηγής ^{152}Eu .
- $I_\gamma = 45,83\%$: η πιθανότητα της αντίδρασης των νετρονίων με το In
- F_B : διορθωτικός παράγοντας (στο συγκεκριμένο πείραμα είναι ίσος με την μονάδα), ο οποίος οφείλεται στην αποδιέγερση του ^{115m}In κατά τη διάρκεια ακτινοβόλησής του ελάσματος In και δίνεται από τον τύπο:

$$F_B = \frac{1 - e^{-\lambda t_{irr}}}{\lambda \cdot t_{irr}}$$

Σχήμα 65: Αποδιέγερση του ^{115}In

όπου:

- t_{irr} : ο χρόνος ακτινοβόλησης του ελάσματος In
- N_0 : ο αριθμός των πυρήνων στο έλασμα In:



Σχήμα 66: Η κορυφή του Ινδίου (αριστερά)

$$N_o = \frac{m_{Ind} \cdot A_N \cdot A}{A_w}$$

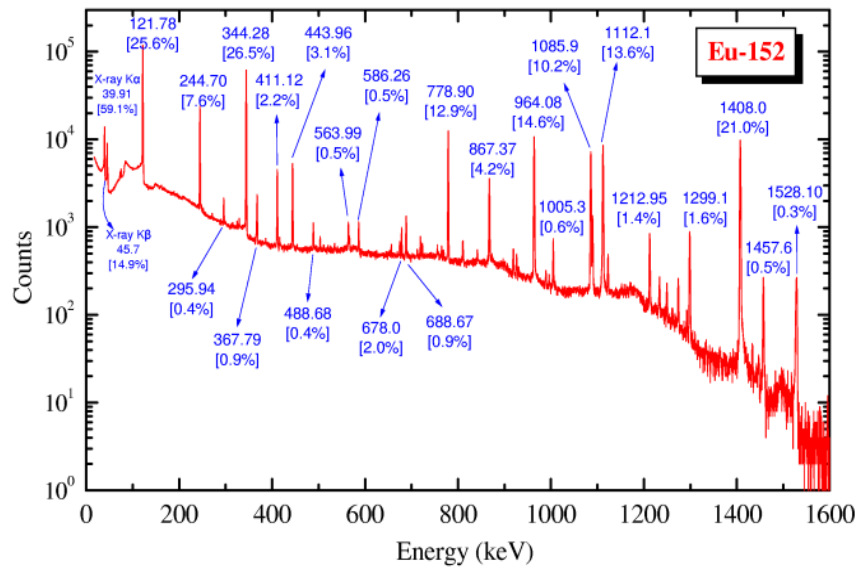
όπου:

- m_{Ind} : η μάζα του ελάσματος In,
- A_N : ο αριθμός Avogadro,
- $A=95,7\%$: η περιεκτικότητα του ελάσματος σε ^{115}In
- $A_w=114,818$: η ατομική μάζα του In.

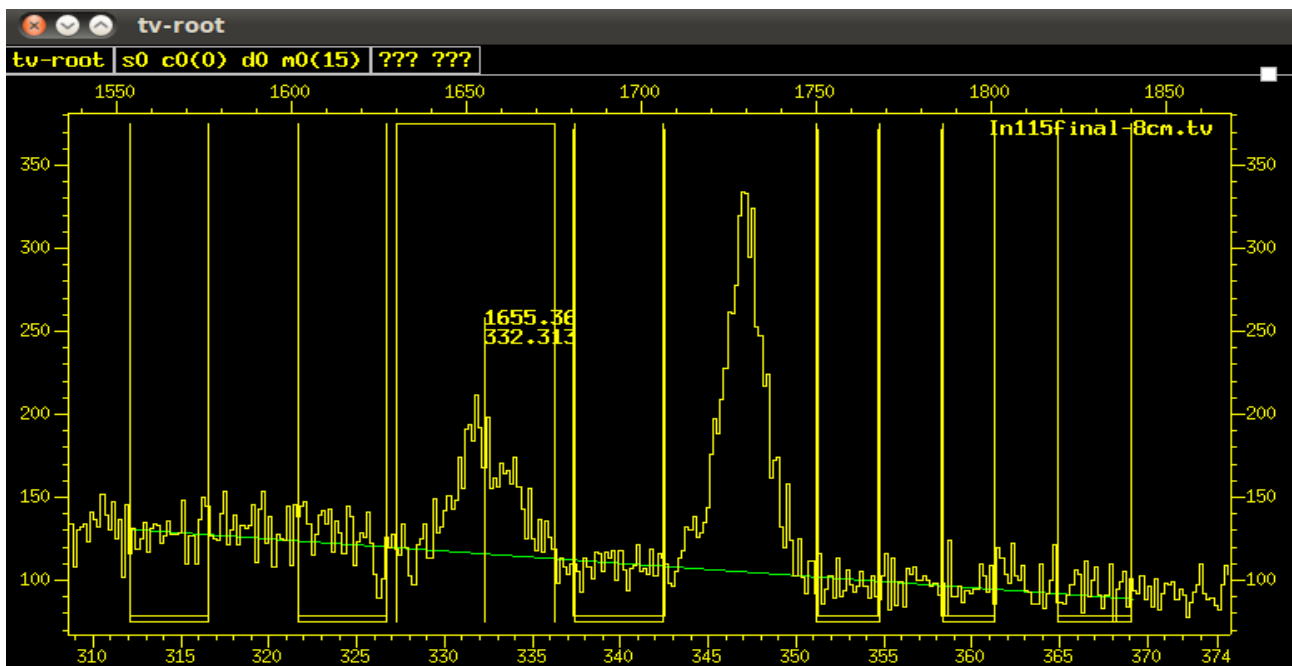
Π.2 Πειραματικός προσδιορισμός της απόδοσης ε του ανιχνευτή Γερμανίου Ge.

Η απόδοση (efficiency) του ανιχνευτή Ge αποτελεί σημαντικό στοιχείο για τον ακριβή προσδιορισμό της ροής των νετρονίων και ως εκ τούτου ο προσδιορισμός της αποτελεί κομβικό σημείο για την μελέτη της ροής αυτής.

Ένα μέρος των ακτίνων γάμμα που εκπέμπονται από την πηγή περνούν στον ανιχνευτή αφήνοντας τα ίχνη τους τα οποία παράγουν ηλεκτρικά σήματα ή αλλιώς γεγονότα (counts) για το σύστημα του ανιχνευτή.



Σχήμα 67: Πιθανότητες εκπομπής των φωτοκορυφών του ^{152}Eu .



Σχήμα 68: Ολοκλήρωση της κορυφής του Ινδίου (αριστερά).

Η πιθανότητα μια εκπεμπόμενη ακτίνα γάμμα να αλληλεπιδράσει με τον ανιχνευτή και να παράξει ένα τέτοιο γεγονός ονομάζεται απόδοση (efficiency) του ανιχνευτή. Η απόδοση αυτή των ανιχνευτών προσδιορίζεται με τη λήψη ενός φάσματος από μια πηγή γνωστής ενεργότητας, της οποίας είναι γνωστά ο αριθμός των φωτοκορυφών, που εμφανίζονται στο φάσμα αυτό, η ενέργεια τους και η πιθανότητα εμφάνισής τους. Η σύγκριση του πλήθους των γεγονότων σε κάθε αιχμή του φάσματος αυτού, με τον αντίστοιχο πλήθος γεγονότων που αναμένεται για την γνωστή αυτή πηγή οδηγεί στον υπολογισμό της απόδοσης του ανιχνευτή.

Ειδικότερα, με την συλλογή του πλήθους των γεγονότων για κάθε αναμενόμενη αιχμή της γνωστής πηγής, γίνεται ο υπολογισμός της απόδοσης του ανιχνευτή για κάθε μια από τις ενέργειες των αιχμών αυτών. Με την πληροφωρία αυτή, καθίσταται εφικτή η χάραξη της καμπύλης αποδοτικότητας για τις ενέργειες αυτές, μέσω της οποίας δύναται να καθοριστεί η αποδοτικότητα του ανιχνευτή και για ενέργειες διάφορες από αυτές που χρησιμοποιήθηκαν για να εξαχθεί η καμπύλη αυτή. Με τον τρόπο αυτό, επιτυγχάνεται η βαθμονόμηση του συστήματος του ανιχνευτή, σχετικά με την απόδοση του.

Για τον προσδιορισμό της απόδοσης του συγκεκριμένου ανιχνευτή, χρησιμοποιήθηκε η πηγή του ^{152}Eu . Η συγκεκριμένη πηγή τοποθετήθηκε σε απόσταση 15 cm από τον ανιχνευτή, και τα συνολικά γεγονότα τα οποία συλλέχθηκαν, σε χρόνο 1700sec, για κάθε κορυφή παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα:

E_γ (Kev)	I_γ	δN (counts)	N (counts)
121.78	25.6	503	221601
244.7	7.6	262	49529
344.28	28.5	387	137685
411.12	2.2	138	10180
443.96	3.1	144	13712
778.9	12.9	208	36955
867.38	4.2	131	11279
964.08	14.6	199	36301
1112.07	13.6	183	30666
1408.01	21	200	39658

Πίνακας 4: Πιθανότητες εμφάνισης και ο αριθμός των γεγονότων κάθε φωτοκορυφής του Eu.

Η απόδοση ϵ του ανιχνευτή σε κάθε ενέργεια υπολογίζεται από την εξίσωση:

$$\epsilon = \frac{N}{(I_\gamma/100) \cdot I \cdot t}$$

όπου :

N : ο αριθμός των εκπεμπόμενων φωτονίων σε κάθε ενέργεια,

I_γ : η πιθανότητα εκπομπής των φωτονίων της κάθε ενέργειας,

I : η ενεργότητα της πηγής την ημέρα διεξαγωγής του πειράματος,

t : ο χρόνος μέτρησης – λήψης του φάσματος, ($t = 1700$ sec).

Τα αποτελέσματα τα οποία προκύπτουν παρουσιάζονται στον επόμενο πίνακα:

$\epsilon \times 10^{-2}$
5.35E-001
4.03E-001
2.99E-001
2.86E-001
2.73E-001
1.77E-001
1.66E-001
1.54E-001
1.39E-001
1.17E-001

Πίνακας 5: Το τετράγωνο της απόδοσης του ανιχνευτή.

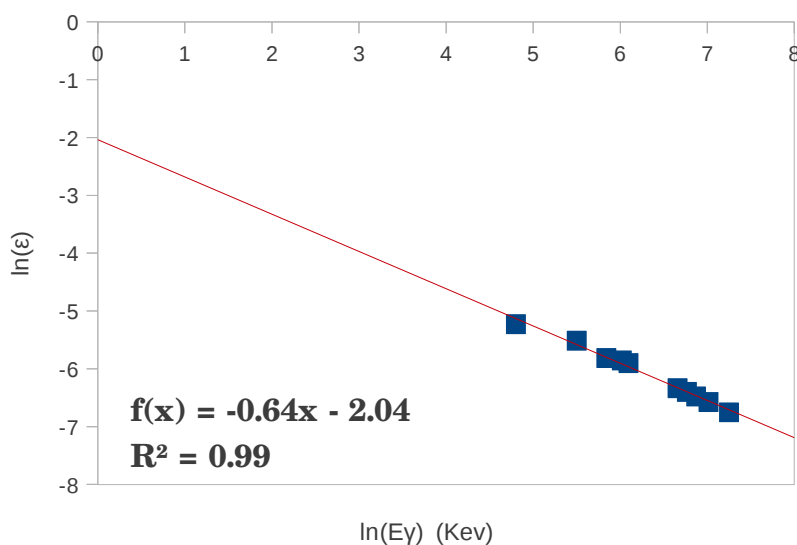
Κατόπιν αυτού, υπολογίζεται η γραφική παράσταση της συνάρτησης $\ln(E) = \ln(\epsilon)$:

E_γ (Kev)	$\epsilon \times 10^{-2}$	$\ln(E_\gamma)$	$\ln(\epsilon)$
121.78	5.35E-001	4.8022161382	-5.230412405
244.7	4.03E-001	5.5000329704	-5.514298921
344.28	2.99E-001	5.8414552798	-5.813655159
411.12	2.86E-001	6.0188851427	-5.856762398
443.96	2.73E-001	6.0957344683	-5.901871307
778.9	1.77E-001	6.6578826679	-6.336277421
867.38	1.66E-001	6.7654771737	-6.400903511
964.08	1.54E-001	6.8711742787	-6.477948323
1112.07	1.39E-001	7.0139784225	-6.575697836
1408.01	1.17E-001	7.2499326390	-6.753022845

Πίνακας 6: Λογάριθμοι της ενέργειας και της απόδοσης.

απ' όπου προκύπτει ότι:

Efficiency of Ge detector



Σχήμα 69: Γραφική παράσταση της συνάρτησης της απόδοσης του ανιχνευτή Ge.

Η εξίσωση:

$$\ln(\varepsilon) = -0.64 \cdot x - 2,04$$

αποδίδει την απόδοση ε του ανιχνευτή. Μέσω αυτής είναι εφικτό, τοποθετώντας τιμές ενέργειας που δεν ελήφθησαν για την εύρεση της, να υπολογιστεί η απόδοση του ανιχνευτή για τις ενέργειες αυτές.

Πράγματι, για την ενέργεια των 336.24 Kev της φωτοκορυφής του ^{115}In , προκύπτει τιμή για την απόδοση ε του ανιχνευτή ίση με:

$\varepsilon \times 10^{-4} (336.24 \text{ Kev})$
30.71725

Λόγω του γεγονότος ότι το ^{115}In , τοποθετήθηκε σε διαφορετική απόσταση (8cm) από τον ανιχνευτή, από ότι το είχε τοποθετηθεί το ^{152}Eu , η απόδοση του ανιχνευτή ανηγμένη ως προς την απόσταση αυτή υπολογίζεται από τον τύπο:

$$\varepsilon_{8\text{cm}} = \varepsilon_{15\text{cm}} \left(\frac{R_{15\text{cm}}^2}{R_{8\text{cm}}^2} \right)$$

και είναι ίση με:

$\varepsilon \times 10^{-4} (336.24 \text{ Kev})$
107.8175613181

Π.3 Προσδιορισμός της ενεργότητας της πηγής του ^{152}Eu την χρονική στιγμή της μέτρησης.

Η ενεργότητα της πηγής του ^{152}Eu στις 01/07/1983 είχε υπολογιστεί και βρεθεί, ίση με:

$$A = 398.1 \text{ KBq}$$

Η ενεργότητα στις 02/02/2011, ημέρα διεξαγωγής του πειράματος, υπολογίζεται βάση του τύπου:

$$I = I_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

όπου:

- $t = 10.079 \text{ days}$
- $\lambda = \ln 2 / t_{1/2} = 1,42 \cdot 10^{-4} \text{ d}^{-1}$
- $I_0 = 398,1 \cdot 1000 \text{ Bq} = 398.100 \text{ Bq}$

Αντικαθιστώντας στον αρχικό τύπο, υπολογίζεται η ενεργότητα, την ημέρα διεξαγωγής του πειράματος, και βρίσκεται ίση με:

$$I = 95.152,91 \text{ Bq.}$$

Π.4 Εύρεση της ροής

Οι παράμετροι οι οποίοι χρησιμοποιήθηκαν, τελικά, για τον υπολογισμό της ροής συνοψίζονται στον παρακάτω πίνακα:

N	$t_{real} (sec)$	$t_{live} (sec)$	N'	$T \frac{1}{2} (sec)$	λ
1289	60437.404	60423.325	1289.3002748	16149.16	0.0000429216

$m_{in} (g)$	A	A_N	A_w	N_o	$t_w (sec)$
0.145	0.957	6.022E+023	114.818	7.2780E+020	3843

F_B	$t_{act}(sec)$	$\sigma (b)$	$t_{irr} (sec)$	I_y
1	60437.404	3.32E-025	17220	0.4583

Πίνακας 7: Παράμετροι για τον υπολογισμό της ροής.

ενώ η ολική ροή, που δέχτηκε το έλασμα κατά την ακτινοβόληση του, και η οποία προκύπτει με βάση αυτές τις παραμέτρους είναι:

Total $\Phi_n (cm^{-2})$
1.38E+009

Για την εύρεση της ροής των νετρονίων ανα sec και ανα cm^{-2} , αρκεί να διαιρεθεί η ολική ροή με τον συνολικό χρόνο ακτινοβόλησης του ελάσματος t_{irr} . Έτσι, τελικά προκύπτει ότι:

$\Phi_n (sec^{-1}cm^{-2})$
7.99E+004

Βιβλιογραφία:

- Gilmore G, Hemingway J. *Practical Gamma-Ray Spectrometry*. John Wiley & Sons, Chichester: 1995,
- Knoll G, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc. NY:2000
- W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*
- S. Andriamonje, I. Giomataris, J. Pancin, *FAST NEUTRON DETECTORS BASED ON MICROMEAS TECHNOLOGY*
- Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert, G. Charpak, *MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*.
- Μ. Δρής, Σ. Μαλτέζος, *Οργανολογία*, ΕΜΠ 2004
- J. Burnens, R. de Oliveira, G. Glonti, O. Pizzirusso, V. Polychronakos, G. Sekhniaidze, J. Wotschack, *A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications*
- T. Alexopoulos, D. Attie, M. Boyer, P. Colas, J. Derre, F. Diblen, G. Fanourakis, E. Ferrer-Ribas, E. Gazis, T. Geralis, A. Giganon, I. Giomataris, S. Herlant, F. Jeanneau, S. Kirch, E. Ntomari, Th. Papaevangelou, M. Titov, A. Tomas and G. Tsipolitis, *Micromegas study for the sLHC environment*.
- J. Wotschack (CERN-ATM), *Development of muon chambers based on MicroMeas technology*.
- Παναγιώτα Σ. Σάββα, *ΜΕΛΕΤΗ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΕΩΝ ΠΡΩΤΟΝΙΟΥ-ΠΡΩΤΟΝΙΟΥ ΣΤΟΝ ΕΠΙΤΑΧΥΝΤΗ LHC (LARGE HADRON COLLIDER) ΤΟΥ CERN ΜΕ ΕΝΕΡΓΕΙΕΣ 14 TeV, ΜΕΣΩ ΑΝΙΧΝΕΥΤΩΝ ΜΙΟΝΙΩΝ ΣΕ ΠΕΡΙΟΧΕΣ ΥΨΗΛΟΥ ΥΠΟΒΑΘΡΟΥ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ*
- P. Desauvais, J. Jeanjean, V. Puill, *Performance of a New Type of Micromegas Detector with Stainless Steel Woven Wire Mesh and Resistive Anode Readout*
- Theo Alexopoulos NTU Athens, *Progress Report on Micromegas Chambers*
- Dmitri Denisov, Fermilab , *Detection of muon*
- Ελένη Β. Ντόμαρη, *Μελέτη του ανιχνευτή Micromegas*
- Nicholas Tsoulfanidis, *MEASUREMENT AND DETECTION OF RADIATION*
- Andreas Fitzler, *TV User Manual*
- V. Palladino, B. Sadoulet, *Application of classical theory of electrons in gases to drift proportional chambers*.
- G. Charpak, J Derre, Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, *Micromegas, a multipurpose gaseous detector*.
- A. Bay, J.-P. Perroud, F. Ronga, J. Derre, Y. Giomataris, A Delbart, Y. Papadopoulos, *Study of sparking in Micromegas chambers*.