



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**
**ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**
**ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ**
**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ**



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

Ανάπτυξη Ανιχνευτικού Συστήματος Κοσμικών Ακτίνων για τη Μελέτη Ανιχνευτή Micromegas

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

της Όλγας Ζορμπά

Επιβλέπων: Γεώργιος Σταυρόπουλος

Αθήνα, Ιούνιος, 2019



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**
**ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**
**ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ**
**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ**



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

Ανάπτυξη Ανιχνευτικού Συστήματος Κοσμικών Ακτίνων για τη Μελέτη Ανιχνευτή Micromegas

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ
της Όλγας Ζορμπά

Επιβλέπων: Γεώργιος Σταυρόπουλος

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή στις 14 Ιουλίου 2019.

.....
Γ. Σταυρόπουλος

.....
Θ. Αλεξόπουλος

.....
Θ. Γέραλης

Αθήνα, Ιούνιος, 2019

Περίληψη

Η εργασία αυτή έγινε στα πλαίσια του διατμηματικού μεταπτυχιακού προγράμματος σπουδών «Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές» και πραγματοποιήθηκε εξ ολοκλήρου στις εγκαταστάσεις του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.ΚΕ.Φ.Ε. «Δημόκριτος».

Στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας, πραγματοποιήθηκε η μελέτη και κατασκευή μιας διάταξης (Cosmic Stand, CS), που στοχεύει στην ανίχνευση κοσμικών μιονίων, και βασίζεται στην τεχνική της σύμπτωσης. Απώτερος στόχος ήταν η μελέτη των ανιχνευτών MicroMeGaS χρησιμοποιώντας ως σύστημα σκανδαλισμού την εν λόγω διάταξη.

Οι ανιχνευτές MicroMeGaS είναι ανιχνευτές αερίου και η μελέτη τους είναι σημαντική καθώς πρόκειται να εγκατασταθούν στην αναβάθμιση του New Small Wheel του πειράματος ATLAS στο CERN. Το CS αποτελείται από πλαστικούς σπινθηριστές συνδεδεμένους με φωτοπολλαπλασιαστές.

Η κατασκευή του τελικού Cosmic Stand, δεν ήταν εφικτή λόγω χρόνου και χώρου, όμως μελετήθηκαν 24 φωτοπολλαπλασιαστές με σκοπό να επιλεγούν οι 8 καλύτεροι και επιπλέον κατασκευάστηκε ένα πρωτότυπο με το οποίο λήφθηκαν οι πρώτες μετρήσεις.

Στο πρώτο μέρος της εργασίας, γίνεται μια θεωρητική αναφορά στους ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν, στις διαδικασίες και τα φαινόμενα αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας και ύλης και στην κοσμική ακτινοβολία. Στο δεύτερο μέρος παρουσιάζεται εκτενώς η διάταξη και η πορεία προς την κατασκευή της.

Abstract

This thesis was carried out within the framework of the postgraduate program "Physical and Technological Applications" and was carried out entirely at the Institute of Nuclear and Particle Physics of the NCSR "Demokritos".

In the context of this thesis, the study and construction of a device (Cosmic Stand, CS), aimed at the detection of cosmic muons, was based on the technique of coincidence. The ultimate goal was to study the MicroMeGaS detectors by using this apparatus as a triggering system.

The MicroMeGaS detectors are gaseous detectors and their study is important as they are going to be installed in the upgrade of the New Small Wheel of the ATLAS experiment at CERN. CS is made up of plastic scintillators connected to photomultipliers.

The construction of the final Cosmic Stand was not feasible due to time and space restrictions, but 24 photomultipliers were studied, in order to select 8 and in addition, a prototype was constructed with which the first measurements were taken.

In the first part of the thesis, a theoretical reference is made to the detectors used, the processes and phenomena associated with the interaction between radiation and matter and to cosmic radiation. In the second part, the layout and the course towards its construction is presented.

Ευχαριστίες

Ξεκινώντας, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντά μου, κύριο Γεώργιο Σταυρόπουλο, Ερευνητή Β' Βαθμίδας στο Ε.ΚΕ.Φ.Ε. «Δημόκριτος», για την καθοδήγηση και τις συμβουλές του καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης αυτής της διπλωματικής εργασίας. Τον κύριο Θεόδωρο Γέραλη, Ερευνητή Α' Βαθμίδας στο Ε.ΚΕ.Φ.Ε. «Δημόκριτος», που μου εμπιστεύτηκε αυτό το θέμα και που ήταν παρών σε ότι χρειάστηκε όλο αυτό το διάστημα. Τους ευχαριστώ και τους δυο για την αδιάλειπτη παρουσία τους και τη βοήθεια που μου προσέφεραν.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τον καθηγητή του ΕΜΠ, Θεόδωρο Αλεξόπουλο που δέχτηκε να συμμετάσχει στην αξιολόγηση αυτής της εργασίας, και τον κύριο Γεώργιο Φανουράκη, Ερευνητή Α' Βαθμίδας στο Ε.ΚΕ.Φ.Ε. «Δημόκριτος», για τις συμβουλές του. Επίσης ευχαριστώ τον υπεύθυνο Μηχανουργείου Μανώλη Τσοπανάκη για την πολύτιμη βοήθειά του σε όλες τις κατασκευές που χρειάστηκε να κάνω στο μηχανουργείο, αλλά κυρίως για την υπομονή του.

Επίσης, ένα μεγάλο ευχαριστώ σε όλα τα μέλη του εργαστηρίου, και συγκεκριμένα στον Κωνσταντίνο, την Εύα, το Στάθη, το Βασίλη, το Σταμάτη και την Άρτεμη που υπήρξαν πολύ υποστηρικτικοί και πρόθυμοι να βοηθήσουν σε ότι χρειάστηκε.

Τέλος, θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου και την ευγνωμοσύνη μου στην οικογένειά μου και τους φίλους μου για τη στήριξη και την αγάπη τους. Το μεγαλύτερο ευχαριστώ το οφείλω στον Αριστοτέλη για τη φροντίδα και την υποστήριξη που μου προσφέρει όλα αυτά τα χρόνια.

Περιεχόμενα

| | |
|---|----|
| Περίληψη | 1 |
| Abstract | 2 |
| Ευχαριστίες | 3 |
| Περιεχόμενα | 4 |
| Κεφάλαιο 1 - Αλληλεπίδραση σωματιδίων και ακτινοβολίας με την ύλη | 6 |
| 1.1 Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη | 6 |
| 1.1.1 Ιονισμοί-Διεγέρσεις | 6 |
| 1.1.2 Ακτινοβολία Πέδησης (Bremsstrahlung) | 8 |
| 1.1.3 Ακτινοβολία Cherenkov | 8 |
| 1.2 Αλληλεπίδραση φωτονίων με την ύλη | 9 |
| 1.2.1 Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο | 9 |
| 1.2.2 Φαινόμενο Compton | 10 |
| 1.2.3 Δίδυμη Γένεση | 11 |
| Κεφάλαιο 2 - Ανιχνευτές | 12 |
| 2.1 Σπινθηριστές – Ανιχνευτές σπινθηρισμού | 12 |
| 2.1.1 Λειτουργία | 12 |
| 2.1.2 Πλαστικοί Σπινθηριστές | 15 |
| 2.2 Φωτοπολλαπλασιαστές | 17 |
| 2.2.1 Δομή και Λειτουργία | 17 |
| 2.2.2 Φωτοκάθοδος | 18 |
| 2.2.3 Σύστημα Συλλογής των Ηλεκτρονίων | 20 |
| 2.2.4 Σύστημα πολλαπλασιασμού των ηλεκτρονίων | 20 |
| 2.2.5 Θόρυβος - Dark current | 21 |
| 2.3 Ανιχνευτές Αερίου | 23 |
| 2.3.1 Κίνηση ηλεκτρονίων και ιόντων στα αέρια | 24 |
| 2.3.2 Διάχυση (Diffusion) | 24 |
| 2.3.3 Ολίσθηση (Drift) | 25 |
| 2.3.4 Χιονοστιβάδα Townsend | 25 |
| 2.4 Ανιχνευτές MicroMeGas | 26 |
| 2.4.1 Δομή και αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή MicroMeGaS | 27 |
| 2.4.2 Επιλογή αερίου | 29 |

| | | |
|-------|--|----|
| 2.4.3 | Ανιχνευτές MicroMeGaS για το NSW Upgrade του ATLAS | 30 |
| | Κεφάλαιο 3 - Κοσμική Ακτινοβολία | 33 |
| 3.1 | Ιστορική Αναδρομή | 33 |
| 3.2 | Ενεργειακό Φάσμα Κοσμικής Ακτινοβολίας..... | 35 |
| 3.3 | Μιόνια | 37 |
| | Κεφάλαιο 4 - Πειραματική Διαδικασία | 39 |
| 4.1 | Κατασκευή του τελικού Cosmic Stand | 39 |
| 4.1.1 | Αξιολόγηση Φωτοπολλαπλασιαστών..... | 40 |
| 4.2 | Λήψη Μετρήσεων | 42 |
| 4.2.1 | Ρεύμα Συσκότισης (Dark current) | 42 |
| 4.2.2 | Το LASER | 45 |
| 4.3 | Κατασκευή του πρωτοτύπου | 47 |
| 4.3.1 | Σπινθηριστές..... | 48 |
| 4.3.2 | Φωτοπολλαπλασιαστές..... | 49 |
| 4.3.3 | Κατασκευή κουτιών..... | 51 |
| 4.4 | Λήψη Μετρήσεων | 53 |
| 4.4.1 | Μεθοδολογία | 53 |
| 4.4.2 | Ημερήσια Κατανομή Ατμοσφαιρικών Μιονίων..... | 56 |
| 4.4.3 | Σύμπτωση με ανιχνευτή MicroMeGaS | 57 |
| | Συμπεράσματα | 60 |
| | Βιβλιογραφία..... | 62 |
| | Παράθεμα..... | 64 |
| | Στατιστική Τυχαίων Γεγονότων..... | 64 |
| | Κατανομή Landau | 66 |

Κεφάλαιο 1 - Αλληλεπίδραση σωματιδίων και ακτινοβολίας με την ύλη

Η ανάπτυξη των ανιχνευτικών συστημάτων που χρησιμοποιούνται στη φυσική υψηλών ενεργειών, βασίζεται στον τρόπο με τον οποίο τα φορτισμένα σωματίδια και η ακτινοβολία αλληλεπιδρούν με την ύλη. Το γεγονός ότι υπάρχει πολύ μεγάλη ποικιλία στις αλληλεπιδράσεις αυτές, οδηγεί στην ύπαρξη πολλών ανιχνευτικών συστημάτων η καταλληλότητα των οποίων εξαρτάται από το είδος του πειράματος.

Συνοπτικά ο κύριος μηχανισμός αλληλεπίδρασης των φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη είναι η διέγερση και ο ιονισμός, για σχετικιστικά σωματίδια σημαντικός μηχανισμός είναι η εκπομπή ακτινοβολίας πέδησης (bremsstrahlung), ενώ τα ουδέτερα σωματίδια ανιχνεύονται έμμεσα, αν παράγουν δευτερογενή φορτισμένα σωματίδια. Τα φωτόνια αλληλεπιδρούν μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου, σκέδασης Compton και δίδυμης γένεσης.

1.1 Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη

1.1.1 Ιονισμοί-Διεγέρσεις

Τα φορτισμένα σωματίδια που διαπερνούν την ύλη χάνουν σταδιακά την κινητική τους ενέργεια, αλληλεπιδρώντας με δυνάμεις Coulomb με τα ατομικά ηλεκτρόνια του μέσου. Έτσι, διεγείροντας ή ιονίζοντας τα άτομα παράγουν χαμηλοενεργειακά φωτόνια τα οποία μπορούν εύκολα να ανιχνευθούν. Η μέση ελεύθερη διαδρομή μεταξύ δύο ιονισμών δίνεται από τη σχέση:

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

όπου N η ηλεκτρονιακή πυκνότητα και σ η ενεργός διατομή του ιονισμού.

Η απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους (stopping power) ενός φορτισμένου σωματιδίου σε ένα μέσο δίνεται από τη φόρμουλα Bethe-Bloch:

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

Όπου:

$$2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \text{ MeV cm}^2 / g$$

ρ : πυκνότητα του υλικού του μέσου

Z : ατομικός αριθμός του υλικού

A : ατομικό βάρος του υλικού

z : φορτίο του προσπίπτοντος σωματιδίου

β : $\beta = u/c$ του προσπίπτοντος σωματιδίου

γ : $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$

δ: density effect correction που οφείλεται στην πολωσιμότητα, χρήσιμο στη φυσική υψηλών ενεργειών

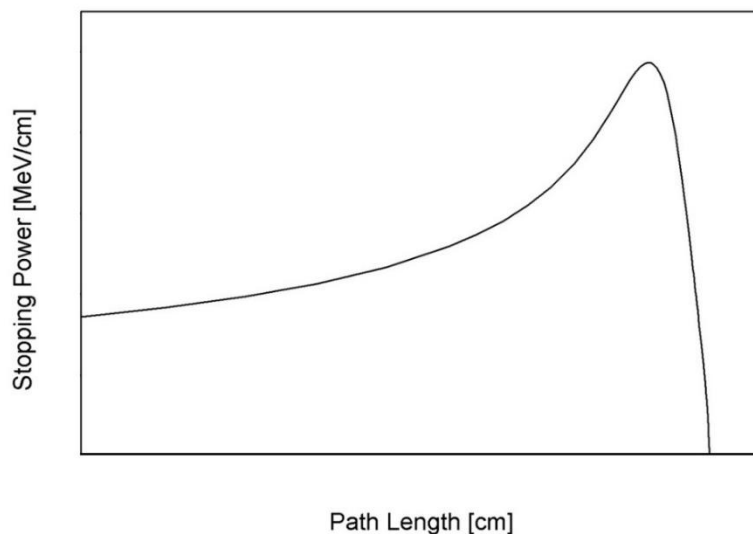
C/Z: correction close to shell boundaries

T_{\max} : μέγιστη μεταφορά ενέργειας σε ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο σε μια σύγκρουση

I: μέση ενέργεια διέγερσης

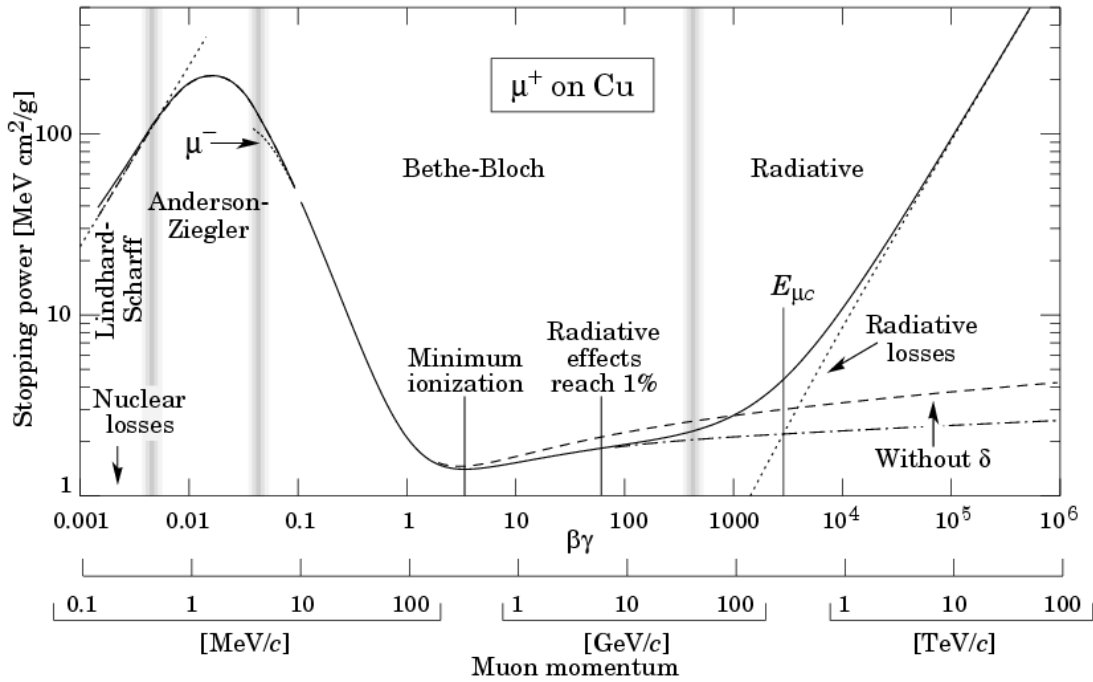
Στην εικόνα 1 φαίνεται ότι το σωματίδιο εναποθέτει στα πρώτα εκατοστά της κίνησής του μέσα στο υλικό, ένα μικρό ποσοστό της ενέργειάς του, ενώ το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας του, θα αποτεθεί στο τέλος της διαδρομής του. Αυτό αποκτά φυσική σημασία, με τη λογική ότι όταν έχει μικρότερη ταχύτητα, περνάει περισσότερο χρόνο κοντά σε ένα ηλεκτρόνιο οπότε η απώλεια ενέργειας γίνεται εντονότερη. Η καμπύλη που παρουσιάζεται στην εικόνα 1, είναι γνωστή ως καμπύλη Bragg και απεικονίζει τη μέγιστη απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους, στο τέλος της διαδρομής του σωματιδίου, ενώ έπειτα ακολουθεί μια περιοχή πτώσης της απώλειας ενέργειας ανά μονάδα μήκους λόγω ολικής απορρόφησης.

Ένα σημαντικό συμπέρασμα που μπορεί να εξαχθεί από τη σχέση (2) είναι η εξάρτηση της απώλειας ενέργειας από το $1/\beta^2$. Η εικόνα 2 αναπαριστά την καμπύλη Bethe-Bloch συναρτήσει της ορμής. Στην πρώτη περιοχή ($\beta\gamma < 0.03$) φαίνεται ότι η απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους αυξάνεται με το β . Στη δεύτερη περιοχή ($\beta\gamma < 3$) η απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους είναι ανάλογη με το $1/\beta^2$, ώσπου φτάνει σε μια ελάχιστη τιμή ιονισμού. Σχετικιστικά σωματάρια ($\beta \approx 1$) με απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους, που αντιστοιχεί σε αυτό το ελάχιστο αποκαλούνται σωματάρια ελάχιστης ιονιστικής δυνατότητας (minimum ionizing particles-MIPs). Στην τρίτη περιοχή ($\beta\gamma > 3.5$) η απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους παρουσιάζει λογαριθμική αύξηση, ενώ στην τελευταία περιοχή ($\beta\gamma > 1000$) κυριαρχεί η απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους, λόγω ακτινοβολίας Bremsstrahlung.



Εικόνα 1: Χαρακτηριστική καμπύλη Bragg. Φαίνεται η εξάρτηση της απώλειας ενέργειας από το βάθος διείσδυσης του προσπίπτοντος σωματιδίου. Το

μεγαλύτερο ποσό ενέργειας, αποτίθεται στο τέλος της διαδρομής του φορτισμένου σωματιδίου.



Εικόνα 2: Καμπύλη Bethe-Bloch κατά την είσοδο θετικά φορτισμένων μιονίων σε χαλκό συναρτήσει της ορμής. Ο άξονας y αφορά την απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους και ανά μονάδα πυκνότητας

1.1.2 Ακτινοβολία Πέδησης (Bremsstrahlung)

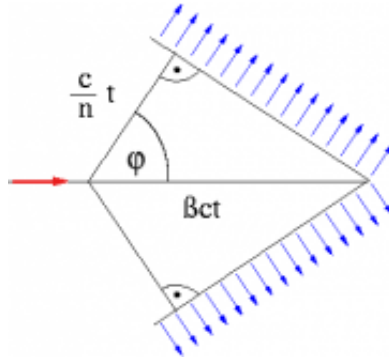
Η ακτινοβολία πέδησης προκύπτει όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο επιταχύνεται ή επιβραδύνεται από ένα πεδίο. Η διαφορά ενέργειας εκπέμπεται υπό τη μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Η σχέση της ενέργειας που αποδίδει το σωματίδιο συναρτήσει του χρόνου είναι:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{Z^2}{m^2} \quad (3)$$

Όπου Z είναι ο ατομικός αριθμός του πυρήνα και m η μάζα του σωματιδίου. Από τη σχέση αυτή είναι φανερό, ότι τα φορτισμένα σωματίδια μικρής μάζας παρουσιάζουν μεγάλη απώλεια ενέργειας συναρτήσει του χρόνου.

1.1.3 Ακτινοβολία Cherenkov

Η ακτινοβολία Cherenkov εκπέμπεται όταν σωματίδια κινούμενα σε ένα διαφανές μέσο έχουν ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα που θα είχε το φως στο μέσο αυτό ($u > c/n$, με το n να αντιστοιχεί στο δείκτη διάθλασης του υλικού και το u στην ταχύτητα του σωματιδίου). Πρόκειται για ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, που έχει έντονο μπλε χρώμα, ενώ το μέτωπο του κύματος έχει τη μορφή κώνου και εκπέμπεται υπό γωνία $\cos\varphi = 1/\beta n$.



Εικόνα 3: Σχηματική αναπαράσταση της γωνίας Cherenkov

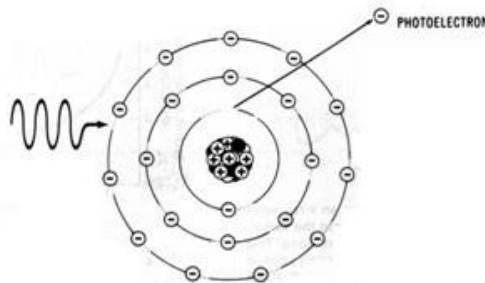
1.2 Αλληλεπίδραση φωτονίων με την ύλη

1.2.1 Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

Κατά τη διάρκεια του φωτοηλεκτρικού φαινομένου ένα φωτόνιο απορροφάται από ένα ατομικό ηλεκτρόνιο και συνοδεύεται από την εκπομπή ενός ηλεκτρονίου, το οποίο έχει ενέργεια

$$E = h\nu - E_B \quad (4)$$

Όπου E_B είναι η ενέργεια σύνδεσης του φωτοηλεκτρονίου στον αρχικό φλοιό. Το ηλεκτρόνιο που θα απορροφήσει το φωτόνιο πρέπει να είναι δέσμιο ώστε ο πυρήνας να απορροφήσει την ορμή ανάκρουσης, προκειμένου να διατηρηθεί η ορμή.



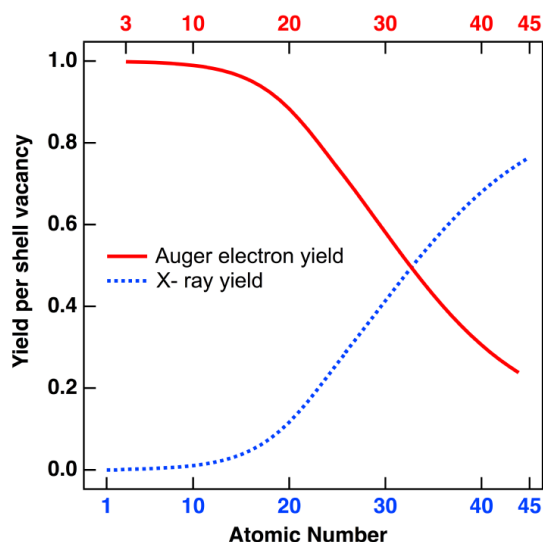
Εικόνα 4: Σχηματική απεικόνιση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου

Σαν συνέπεια του φωτοηλεκτρικού φαινομένου από εσωτερική στοιβάδα, μπορούν να συμβούν δευτερογενή φαινόμενα. Η κενή θέση στην Κ στοιβάδα μπορεί να καλυφθεί από ένα ηλεκτρόνιο εξωτερικής στοιβάδας με εκπομπή χαρακτηριστικής ακτινοβολίας-X με ενέργεια:

$$E = R_y (Z - 1)^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right] \quad (5)$$

Όπου R_y ($=-13.6$ eV) είναι η σταθερά Rydberg και n, m ο κύριος κβαντικός αριθμός των αντίστοιχων ατομικών στοιβάδων.

Εναλλακτικά αυτή η ενεργειακή διαφορά μπορεί να αποδοθεί σε ένα ηλεκτρόνιο του ίδιου ατόμου και να διαφύγει από το άτομο. Το φαινόμενο αυτό λέγεται φαινόμενο Auger και το ηλεκτρόνιο, ηλεκτρόνιο Auger. Βέβαια η διαδικασία εκπομπής ηλεκτρονίου Auger δεν είναι εξίσου πιθανή με την εκπομπή ακτινοβολίας-X. Στην εικόνα 5 φαίνεται η πιθανότητα εκπομπής ηλεκτρονίου Auger και ακτινοβολίας-X συναρτήσει του ατομικού αριθμού. Από το διάγραμμα γίνεται αντιληπτό ότι για μικρούς ατομικούς αριθμούς κυριαρχεί το φαινόμενο Auger ενώ από $Z > 30$ κυριαρχεί η εκπομπή ακτινοβολίας-X.



Εικόνα 5: Πιθανότητα εκπομπής ηλεκτρονίου Auger (κόκκινη γραμμή) και ακτινοβολίας-X (μπλε διάστικτη γραμμή), συναρτήσει του ατομικού αριθμού. Το διάγραμμα αναφέρεται στη στοιβάδα K.

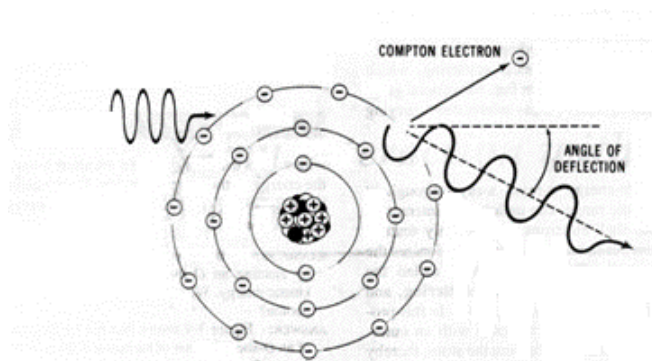
1.2.2 Φαινόμενο Compton

Πρόκειται για ανελαστική σκέδαση ενός φωτονίου με ένα ατομικό ηλεκτρόνιο, μέσα στο υλικό του απορροφητή. Εφαρμόζοντας την αρχή διατήρησης της ενέργειας και της ορμής μπορεί να υπολογιστεί η μεταφερόμενη ενέργεια συναρτήσει της γωνίας σκέδασης.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}} (1 - \cos \theta) \quad (6)$$

όπου m_0c^2 η ενέργεια ηρεμίας του ηλεκτρονίου, $h\nu$ και $h\nu'$ η αρχική και η τελική ενέργεια του φωτονίου αντίστοιχα και θ η γωνία που σχηματίζει το φωτόνιο με τον άξονα x μετά τη σκέδαση (angle of deflection).

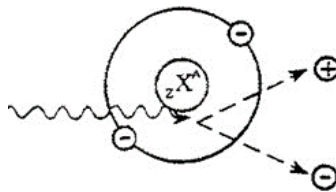
Επειδή η γωνία θ μπορεί να πάρει οποιαδήποτε τιμή η ενέργεια που μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο παρουσιάζεται ως συνεχές ενεργειακό φάσμα.



Εικόνα 6: Σχηματική απεικόνιση του φαινομένου Compton

1.2.3 Δίδυμη Γένεση

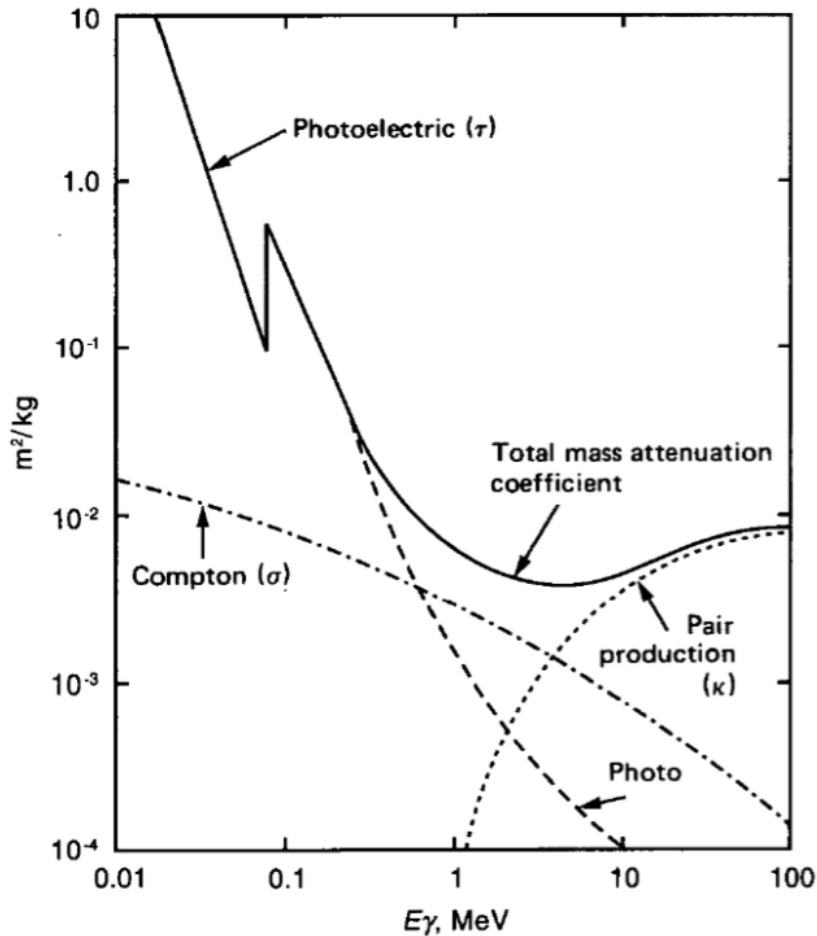
Στην περίπτωση που η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου ξεπερνάει το κατώφλι της διπλάσιας μάζας ηρεμίας του ηλεκτρονίου (1.02 MeV), το φωτόνιο αυτό μπορεί να εξαϋλωθεί και να πάρει τη θέση του ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Η διαδικασία αυτή μπορεί να πραγματοποιηθεί στο ηλεκτρικό πεδίο ενός πυρήνα ενώ το ποζιτρόνιο που δημιουργείται πολύ σύντομα θα εξαϋλωθεί με κάποιο ηλεκτρόνιο με ταυτόχρονη εκπομπή δυο φωτονίων ενέργειας 0.511 MeV.



Εικόνα 7: Σχηματική απεικόνιση της δίδυμης γένεσης

Οι διαδικασίες που αναφέρθηκαν παραπάνω δε συμβαίνουν με την ίδια πιθανότητα αλλά σε μεγάλο βαθμό εξαρτώνται από την ενέργεια της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

Στην εικόνα 8 παρουσιάζεται η γραφική παράσταση της ενεργού διατομής για τις προαναφερθείσες διαδικασίες αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας με την ύλη συναρτήσει της ενέργειας. Φαίνεται πως σε χαμηλές ενέργειες κυρίαρχο φαινόμενο είναι το φωτοηλεκτρικό, ενώ προφανώς η δίδυμη γένεση δεν πραγματοποιείται σε ενέργειες μικρότερες του 1.02 MeV.



Εικόνα 8: Ενεργός διατομή αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας με την ύλη συναρτήσει της ενέργειας.

Κεφάλαιο 2 - Ανιχνευτές

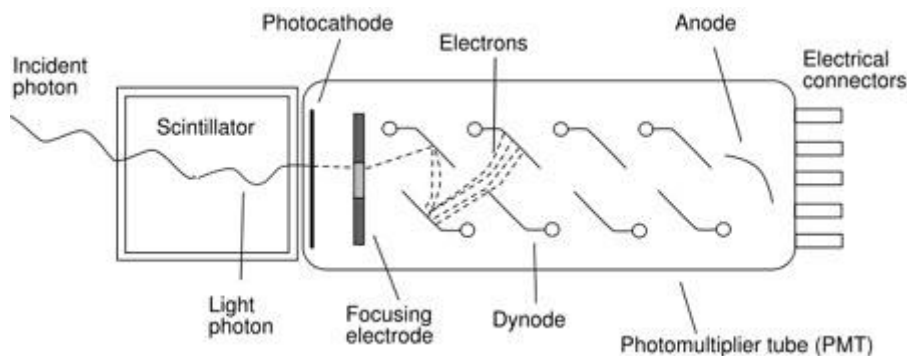
2.1 Σπινθηριστές – Ανιχνευτές σπινθηρισμού

Ο σπινθηριστής είναι ένας τύπος ανιχνευτή σωματιδίων, με ευρεία χρήση στην πυρηνική και σωματιδιακή φυσική. Η πρώτη συσκευή που χρησιμοποίησε σπινθηριστή, ήταν όταν το 1903 ο W. Crookes κατασκεύασε μια οθόνη ZnS, από την οποία παράγονταν σπινθηρισμοί κατά την πρόσπτωση σωματιδίων α. Οι σπινθηρισμοί που παράγονταν ήταν ορατοί μέσω μικροσκοπίου σε ένα σκοτεινό δωμάτιο. Η συσκευή αυτή ονομάστηκε σπινθηροσκόπιο και η εξέλιξή της ήρθε το 1944 όταν οι S. Curran και Baker σύνδεσαν σε αυτή ένα φωτοπολλαπλασιαστή, προκειμένου να αντικατασταθεί η μέτρηση με το μικροσκόπιο. Αυτή η διάταξη χρησιμοποιείται ευρέως μέχρι και σήμερα και είναι αυτή που θα χρησιμοποιηθεί στην παρούσα κατασκευή.

2.1.1 Λειτουργία

Για τη λειτουργία του σπινθηριστή απαιτούνται 2 μέρη τα οποία πρέπει να συζευχθούν. Ένα υλικό, ικανό να παράγει σπινθηρισμούς και ένας

φωτοπολλαπλασιαστής προσαρτημένος απευθείας ή μέσω οπτικών οδηγών (light guides). Η διέλευση της ακτινοβολίας μέσα από το υλικό του σπινθηριστή, προκαλεί τη διέγερση των μορίων του υλικού, τα οποία αποδιηγειρόμενα εκπέμπουν ορατό φως. Το εκπεμπόμενο φως μεταφέρεται στο φωτοπολλαπλασιαστή όπου μετατρέπεται σε ασθενές ρεύμα από φωτοηλεκτρόνια και εν συνεχεία ενισχύεται από ένα σύστημα πολλαπλασιασμού (ακολουθία δυνόδων).



Εικόνα 9: Σχηματική αναπαράσταση ανιχνευτή που αποτελείται από υλικό ικανό να παράγει σπινθηρισμούς συζευγμένο με φωτοπολλαπλασιαστή.

Πιο συγκεκριμένα, η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με την ύλη συμβαίνει μέσω τριών μηχανισμών: φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, σκέδαση Compton και δίδυμη γένεση. Ανάλογα με την ενέργεια της ακτινοβολίας διαφοροποιείται η πιθανότητα αλληλεπίδρασης για κάθε έναν από τους τρεις μηχανισμούς. Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο κυριαρχεί σε μικρές ενέργειες ($E < 100 \text{ keV}$), η σκέδαση Compton είναι πιθανότερη στις μεσαίες ενέργειες ($100 \text{ keV} < E < 1 \text{ MeV}$) ενώ η δίδυμη γένεση είναι πιθανή μόνο για $E > 1.02 \text{ MeV}$.

Σε γενικές γραμμές, το σήμα που παράγεται από το σπινθηριστή είναι ικανό να παράσχει πληροφορίες όπως:

Ευαισθησία στην ενέργεια. Υπάρχει ένα ενεργειακό κατώφλι πάνω από το οποίο οι περισσότεροι σπινθηριστές συμπεριφέρονται με σχεδόν γραμμικό τρόπο σε σχέση με την ενέργεια που αποτίθεται (το εκπεμπόμενο φως είναι ευθέως ανάλογο με τη διεγείρουσα ενέργεια). Ταυτόχρονα εάν ο φωτοπολλαπλασιαστής λειτουργεί σωστά, παρουσιάζει επίσης γραμμική συμπεριφορά. Έτσι το πλάτος του τελικού σήματος είναι ανάλογο της αρχικής ενέργειας και έτσι ο σπινθηριστής μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως ενεργειακός φασματογράφος.

Γρήγορος χρόνος απόκρισης. Ένα σημαντικό πλεονέκτημα των σπινθηριστών είναι ότι είναι πολύ γρήγοροι, αφού η απόκριση και ο χρόνος επαναφοράς του συστήματος είναι μικροί. Έτσι επιτρέπεται η λήψη της χρονικής διαφοράς μεταξύ δυο γεγονότων με μεγάλη ακρίβεια και η λήψη υψηλού ρυθμού μετρήσεων αφού ο νεκρός χρόνος (dead time) είναι μικρός.

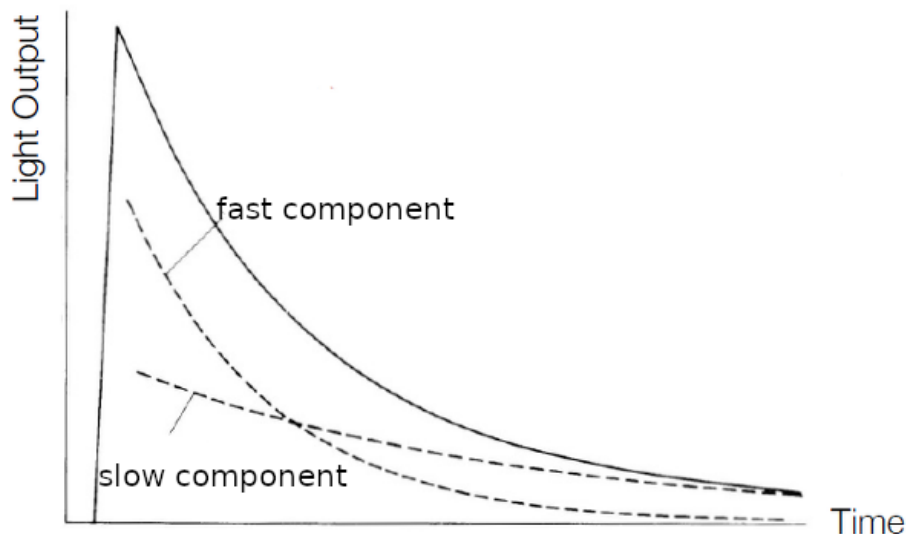
Pulse Shape Discrimination. Με συγκεκριμένους σπινθηριστές είναι εφικτό να ταυτοποιηθούν διαφορετικά είδη σωματιδίων αναλύοντας το σχήμα των φωτεινών παλμών.

Τα υλικά που προκαλούν σπινθηρισμούς παρουσιάζουν μια ιδιότητα που λέγεται φωτοβολία (luminescence). Όταν αυτά τα υλικά εκτεθούν σε συγκεκριμένες μορφές ενέργειας (φως, θερμότητα, ακτινοβολία) απορροφούν και επανεκπέμπουν την ενέργεια με τη μορφή ορατού φωτός. Αν η εκπομπή γίνει σε διάστημα 10^{-8} s, η διαδικασία λέγεται φθορισμός (fluorescence) ενώ αν καθυστερήσει, λόγω του ότι η διεγερμένη κατάσταση είναι μετασταθής, η διαδικασία λέγεται φωσφορισμός (phosphorescence ή afterglow). Η δεύτερη διαδικασία μπορεί να διαρκέσει από μερικά μs έως μερικές ώρες.

Η ακριβής περιγραφή της χρονικής εξέλιξης της επανεκπομπής είναι:

$$N = Ae^{-t/\tau_f} + Be^{-t/\tau_s} \quad (7)$$

Όπου N ο αριθμός των εκπεμπόμενων φωτονίων σε χρόνο t , τ_f και τ_s σταθερές αποδιέγερσης για τη γρήγορη και την αργή συνιστώσα αντίστοιχα και A και B σχετικά μεγέθη που εξαρτώνται από το υλικό. Σε αυτή την εξίσωση συνήθως κυριαρχεί η γρήγορη συνιστώσα (fast component), ενώ η μέθοδος pulse shape discrimination που αναφέρθηκε νωρίτερα βασίζεται στην ύπαρξη των δυο αυτών συνιστωσών.



Εικόνα 10: Απεικόνιση του χρόνου ανόδου και πτώσης (συνεχής γραμμή) καθώς και της γρήγορης και αργής συνιστώσας (διακεκομμένες γραμμές)

Τα υλικά που είναι κατάλληλα για χρήση σε σπινθηριστές πρέπει να πληρούν τα εξής κριτήρια:

- Υψηλή απόδοση στη μετατροπή της ενέργειας διέγερσης σε φθορίζουσα ακτινοβολία.

- Διαφάνεια στην φθορίζουσα ακτινοβολία του, έτσι ώστε να επιτρέπεται η μετάδοση του φωτός.
- Εκπομπή σε φασματική περιοχή συμβατή με τη φασματική απόκριση του φωτοπολλαπλασιαστή.
- Μικρό χρόνο αποδιέγερσης (decay time).

Σύμφωνα με τα προηγούμενα, τα υλικά που χρησιμοποιούνται ευρέως ως σπινθηριστές είναι:

- Οργανικοί κρύσταλλοι
- Οργανικά υγρά
- Πλαστικά υλικά
- Ανόργανοι κρύσταλλοι
- Αέρια
- Γυαλιά

2.1.2 Πλαστικοί Σπινθηριστές

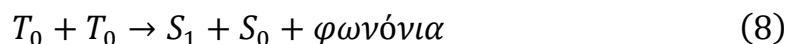
Οι πλαστικοί σπινθηριστές χρησιμοποιούνται ιδιαίτερα σε πειράματα πυρηνικής και σωματιδιακής φυσικής και είναι αυτοί που θα χρησιμοποιηθούν στην παρούσα διάταξη. Πρόκειται για οργανικά διαλύματα σε πλαστικό διαλυτικό μέσο. Οι συνηθέστεροι πλαστικοί σπινθηριστές είναι πολυβινυλοτολουόλιο, πολύφαινυλοβενζόλιο, πολυστυρένιο.

Οι οργανικοί σπινθηριστές, υποκατηγορία των οποίων είναι οι πλαστικοί σπινθηριστές, είναι ενώσεις αρωματικών υδρογονανθράκων, που περιέχουν δομές βενζολικών δακτυλίων. Το φως που παράγεται από αυτές τις δομές, προκύπτει από τις μεταβάσεις των ηλεκτρονίων σθένους των μορίων. Αυτά τα ηλεκτρόνια δεν ανήκουν σε κανένα άτομο και καταλαμβάνουν τροχιακά που είναι γνωστά ως π-μοριακά τροχιακά. Στην εικόνα 11 φαίνεται το ενεργειακό διάγραμμα των π-μοριακών τροχιακών για σπιν $S=0$ (singlet) και $S=1$ (triplet). Με S_0 συμβολίζεται η βασική στάθμη της singlet και με S_1, S_2, S_3 οι διεγερμένες, ενώ αντίστοιχα με T_1 είναι η χαμηλότερη στάθμη της triplet και T_2, T_3 οι διεγερμένες στάθμες της. Κάθε μια από τις ενεργειακές καταστάσεις υποδιαιρείται περαιτέρω και αυτές οι υποδιαιρέσεις αφορούν τις δονητικές καταστάσεις των μορίων και απεικονίζονται ως S_{00}, S_{01} κλπ. Τα ενεργειακά επίπεδα των ηλεκτρονίων έχουν διαφορές της τάξης των eV ενώ τα επίπεδα ταλάντωσης των μορίων απέχουν μερικά δέκατα του eV.

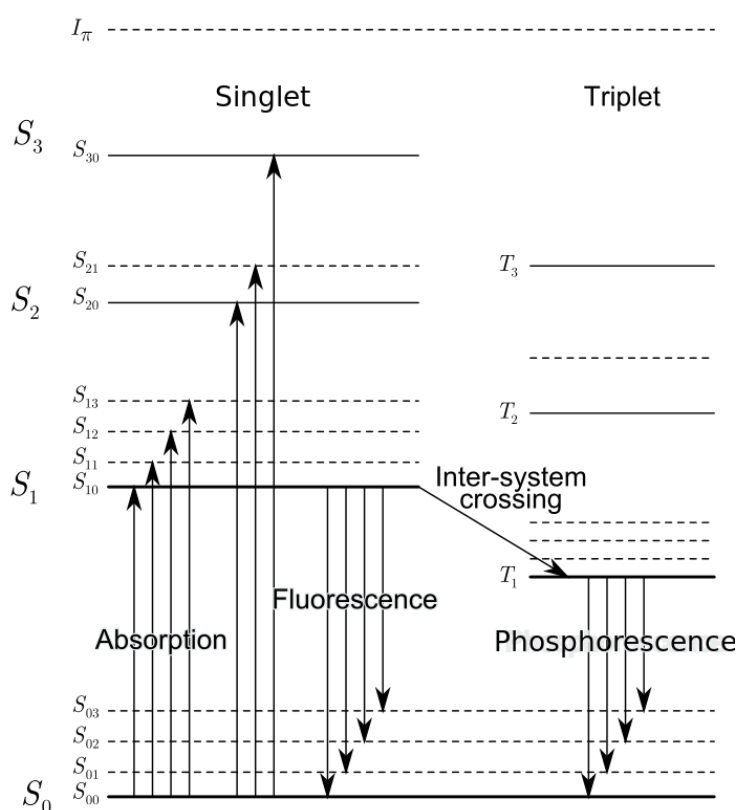
Κατά τη διέλευση ιονίζουσας ακτινοβολίας από το σπινθηριστή διεγείρονται και τα ηλεκτρόνια και τα δονητικά επίπεδα. Οι διεγέρσεις αναπαρίστανται με βέλη προς τα επάνω. Αποδιέγερση στην S_1 , δε συνοδεύεται από εκπομπή ακτινοβολίας (internal degradation) και πραγματοποιείται πολύ γρήγορα (~ps). Ταυτόχρονα κάθε διεγερμένη κατάσταση (π.χ. S_{11}, S_{12}) μεταβαίνει στην κατάσταση S_{10} πολύ σύντομα και στη συνέχεια κατά την αποδιέγερσή της σε

κάποια δονητική στάθμη της θεμελιώδους κατάστασης παράγεται ακτινοβολία φθορισμού η οποία αφορά τη γρήγορα συνιστώσα της σχέσης (7).

Όσον αφορά στην triplet, οι αποδιεγέρσεις προς την T_0 μπορούν να πραγματοποιηθούν χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας (internal degradation), ενώ οι μεταβάσεις από την T_0 στην S_0 είναι πιθανές αλλά απαγορευμένες από κανόνες επιλογής. Η T_0 στάθμη αποδιεγείρεται κυρίως αλληλεπιδρώντας με κάποιο άλλο διεγερμένο στην T_0 μόριο σύμφωνα με τη διαδικασία:



Η ακτινοβολία εκπέμπεται κατά της αποδιέγερση της S_1 σε S_0 , όπως αναφέρθηκε παραπάνω. Η εκπομπή της ακτινοβολίας παρουσιάζει μια καθυστέρηση και σχετίζεται με την αργή συνιστώσα της σχέσης (7).



Εικόνα 11: Σχηματική απεικόνιση π-μοριακών τροχιακών

Οι πλαστικοί σπινθηριστές παρουσιάζουν εξαιρετικά γρήγορο σήμα με σταθερά αποδιέγερσης της τάξης των 2-3 ns, ενώ εκπέμπουν μεγάλη ποσότητα φωτός.

Η χρονική εξέλιξη της επανεκπομπής για τους πλαστικούς σπινθηριστές δόθηκε από τους B. Bengston και M. Moszynski και είναι συνδυασμός μιας Γκαουσιανής $f(\sigma, t)$ και μιας εκθετικής:

$$N(t) = N_0 f(\sigma, t) e^{(-t/\tau)} \quad (9)$$

Οι πλαστικοί σπινθηριστές, έχουν πάρα πολύ γρήγορο σήμα, με σταθερά αποδιέγερσης $\tau = 2 - 3 \text{ ns}$ και υψηλή απόδοση φωτός. Λόγω της γρήγορης αποδιέγερσης, ο χρόνος ανόδου δε μπορεί να θεωρηθεί αμελητέος στη σχέση (7).

Στη συνέχεια παρατίθεται ο πίνακας 1 με ενδεικτικές τιμές για την τυπική απόκλιση (standard deviation) σ και τη σταθερά αποδιέγερσης (decay constant) τ και αφορά πλαστικούς σπινθηριστές.

| Scintillator | σ (ns) | τ (ns) |
|--------------|---------------|-------------|
| NE102A | 0.7 | 2.4 |
| NE111 | 0.2 | 1.7 |
| Naton 136 | 0.5 | 1.87 |

Πίνακας 1: Παράμετροι για τη Γκαουσιανή και την εκθετική κατανομή για την περιγραφή του φωτεινού παλμού τριών πλαστικών σπινθηριστών ^[1]

Τα πλεονεκτήματα των πλαστικών σπινθηριστών είναι πολλά εξ' ου και η ευρεία χρήση τους. Έτσι λοιπόν είναι ευέλικτοι, οικονομικοί, μπορούν να παραχθούν πολύ εύκολα και σε διάφορους τύπους (λεπτά υμένια, μεγάλα φύλλα, μπλοκ, κύλινδροι κλπ) ενώ προσφέρουν διαφοροποιήσεις στη διάδοση και την ταχύτητα του φωτός. Παρόλα αυτά θέλουν προσοχή κατά τη χρήση τους διότι μπορεί να καταστραφούν από οργανικά διαλύματα όπως η ακετόνη, ενώ ακόμα και τα οξέα του σώματος του χρήστη (πχ οξέα χεριών) μπορεί να προκαλέσουν ρωγμές.

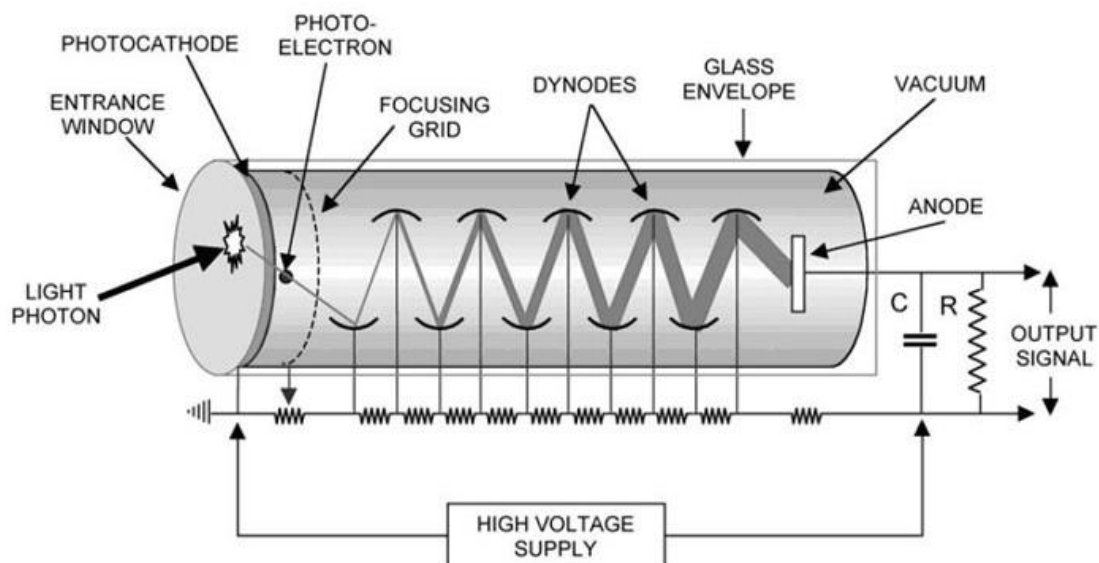
2.2 Φωτοπολλαπλασιαστές

Το 1934 οι H. Iams και B. Salzberg παρουσίασαν τον πρώτο φωτοπολλαπλασιαστή, ή τουλάχιστον την πρώτη συσκευή που ενοποιούσε μια κάθοδο στην οποία δημιουργούνται ηλεκτρόνια μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου και ένα σύστημα ενίσχυσης των ηλεκτρονίων με δευτερογενή εκπομπή, όλα αυτά μέσα σε ένα σωλήνα κενού. Ταυτόχρονα κατάφεραν να χαρακτηρίσουν τον φωτοπολλαπλασιαστή υπολογίζοντας την απολαβή του (gain), το οποίο ήταν περίπου 10. Η συσκευή τους αποτελούνταν από μια φωτοκάθοδο ημικυλινδρικού σχήματος, έναν εκπομπό δευτερογενών ηλεκτρονίων και ένα μικροπλέγμα συλλογής των δευτερογενών ηλεκτρονίων περιτυλιγμένο γύρω από τον εκπομπό.

2.2.1 Δομή και Λειτουργία

Έκτοτε η μορφή τους έχει διαφοροποιηθεί αρκετά κατά περιπτώσεις ενώ η απολαβή (gain) έχει αυξηθεί πολύ. Οι σημερινοί φωτοπολλαπλασιαστές αποτελούνται από μια κάθοδο φτιαγμένη από φωτοευαίσθητο υλικό, από ένα σύστημα συλλογής/κατεύθυνσης των φωτοηλεκτρονίων, την περιοχή πολλαπλασιασμού των ηλεκτρονίων και τέλος την άνοδο από την οποία γίνεται η λήψη του τελικού σήματος. Όλα τα προαναφερθέντα τμήματα βρίσκονται μέσα σε ένα γυάλινο σωλήνα κενού. Για τη λειτουργία τους απαιτείται εφαρμογή

υψηλής τάσης ενώ μπορούν να λειτουργήσουν με συνεχή ή παλμική ακτινοβολία.



Εικόνα 12: Σχηματική αναπαράσταση φωτοπολλαπλασιαστή

Σε γενικές γραμμές η χρησιμότητά τους έγκειται στη μετατροπή φωτός σε μετρήσιμο ηλεκτρικό ρεύμα γι' αυτό και συνεργάζονται άψογα με τους σπινθηριστές.

2.2.2 Φωτοκάθοδος

Η φωτοκάθοδος βρίσκεται αμέσως μετά το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή και ουσιαστικά πρόκειται για ένα λεπτό υμένιο από φωτοευαίσθητο υλικό. Καθώς το φως περνά από το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή προσπίπτει πάνω στο λεπτό υμένιο και μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου παράγονται φωτοηλεκτρόνια.

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι μια κβαντική διεργασία κατά την οποία απελευθερώνονται ηλεκτρόνια από μια επιφάνεια αγωγού όταν προσπέσει σε αυτή ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία συχνότητας τέτοιας ώστε τα ηλεκτρόνια να κατορθώσουν να υπερπηδήσουν το φράγμα δυναμικής ενέργειας που τα συγκρατεί στην επιφάνεια αυτή. Η ερμηνεία του φωτοηλεκτρικού φαινομένου έγινε το 1905 από τον Άλμπερτ Αϊνστάιν που πήρε το βραβείο Νόμπελ για αυτή την εργασία. Η σχέση του Αϊνστάιν για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι:

$$E = hf - b \quad (10)$$

όπου E είναι η κινητική ενέργεια του εκπεμπόμενου φωτοηλεκτρονίου, f η συχνότητα του προσπίπτοντος φωτός και b το έργο εξαγωγής του ηλεκτρονίου. Είναι λοιπόν φανερό ότι υπάρχει ένα κατώφλι συχνότητας, πάνω από το οποίο είναι πιθανή η εκπομπή φωτοηλεκτρονίων.

Η κβαντική απόδοση (quantum efficiency, QE) της φωτοκαθόδου αφορά τη φασματική της απόκριση και εξαρτάται από τη συχνότητα του προσπίπτοντος φωτός και από το υλικό της φωτοκαθόδου, ενώ δίνεται από τη σχέση:

$$QE = \frac{\text{αριθμός εκπεμπόμενων φωτοηλεκτρονίων}}{\text{αριθμός προσπίπτοντων φωτονίων στην κάθοδο} (\lambda)} \quad (11)$$

όπου λ το μήκος κύματος του προσπίπτοντος φωτονίου.

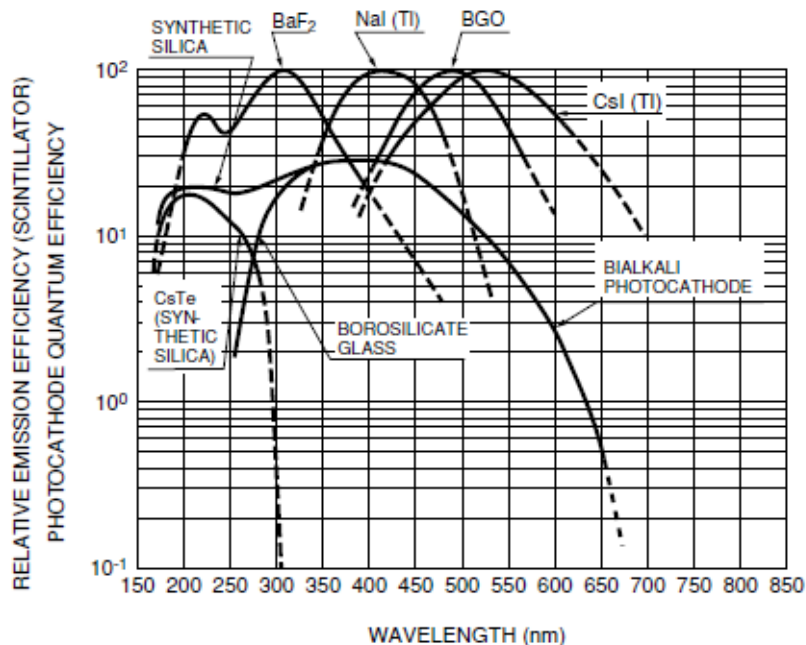
Ένα άλλο χαρακτηριστικό μέγεθος της φωτοκαθόδου είναι η ευαισθησία ακτινοβολίας καθόδου (radiant cathode sensitivity).

$$E(\lambda) = \frac{I_k}{P(\lambda)} \quad (12)$$

όπου I_k είναι το ρεύμα φωτοηλεκτρικής εκπομπής από την κάθοδο, $P(\lambda)$ η ισχύς προσπίπτουσας ακτινοβολίας, ενώ συνδέεται με την κβαντική απόδοση μέσω της σχέσης:

$$E(\lambda) = \lambda QE \frac{e}{hc} \quad (13)$$

Κατά την επιλογή ενός φωτοπολλαπλασιαστή, είναι σημαντικό να τονιστεί ότι είναι αποδοτικός για ένα συγκεκριμένο φάσμα συχνοτήτων. Οπότε πρέπει να υπολογιστεί αν είναι ευαίσθητος για το μήκος κύματος που πρόκειται να χρησιμοποιηθεί. Ενδεικτικά παρατίθεται το ακόλουθο διάγραμμα που αφορά την κβαντική απόδοση των συχνότερων τύπων φωτοκαθόδων.



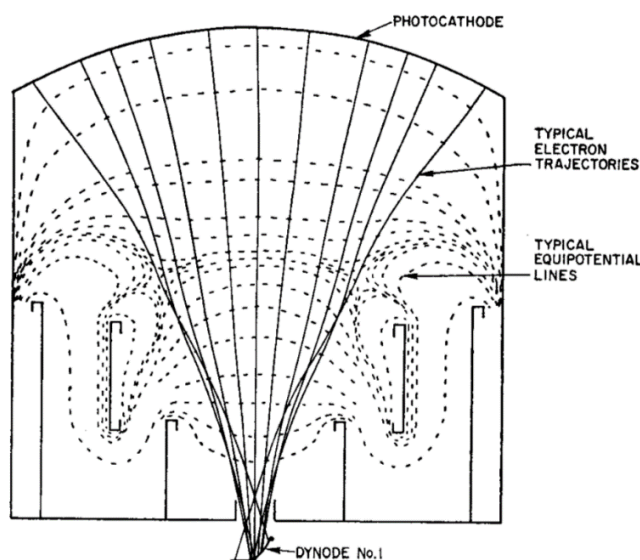
Εικόνα 13: Κβαντική απόδοση διαφόρων υλικών φωτοκαθόδων

2.2.3 Σύστημα Συλλογής των Ηλεκτρονίων

Μετά την εκπομπή τους, τα φωτοηλεκτρόνια πρέπει να συγκεντρωθούν προκειμένου να οδηγηθούν στο σύστημα πολλαπλασιασμού τους. Στους περισσότερους φωτοπολλαπλασιαστές η συλλογή επιτυγχάνεται με εφαρμογή ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων.

Τα χαρακτηριστικά που πρέπει να πληροί ένα τέτοιο σύστημα είναι τα ακόλουθα:

- Πρέπει να μπορούν να συλλεγούν όσο το δυνατόν περισσότερα ηλεκτρόνια, σε οποιαδήποτε θέση και αν παράχθηκαν.
- Ο χρόνος μετάβασης των ηλεκτρονίων στην πρώτη δύνοδο πρέπει να είναι ανεξάρτητος από το σημείο εκπομπής του. Αυτό το χαρακτηριστικό είναι πολύ σημαντικό για γρήγορους φωτοπολλαπλασιαστές, καθώς ρυθμίζει τη χρονική διακριτική ικανότητα (time resolution) του οργάνου.



Εικόνα 14: Αναπαράσταση δυναμικών γραμμών του συστήματος συλλογής των ηλεκτρονίων. (Πηγή: RCA Photomultiplier Manual. Technical Series PT-61, 1970)

2.2.4 Σύστημα πολλαπλασιασμού των ηλεκτρονίων

Καθώς τα φωτοηλεκτρόνια συνεχίζουν τη διαδρομή τους, μετά το σύστημα συλλογής, κατευθύνονται στο σύστημα πολλαπλασιασμού. Εκεί συναντούν μια σειρά από δυνόδους, οι οποίες είναι ηλεκτρόδια εκπομπής δευτερογενών ηλεκτρονίων. Η απολαβή (gain) κάθε ηλεκτροδίου είναι γνωστή ως παράγοντας δευτερογενούς εκπομπής δ .

Η ενέργεια των φωτοηλεκτρονίων που δημιουργήθηκαν στην φωτοκάθοδο, μεταφέρεται στα ηλεκτρόνια του υλικού της δυνόδου και εκπέμπονται δευτερογενή ηλεκτρόνια. Ταυτόχρονα μεταξύ των δυνόδων εφαρμόζεται

ηλεκτρικό πεδίο για να επιταχύνει τα ηλεκτρόνια και να τα οδηγεί στα επόμενα στάδια ενίσχυσης.

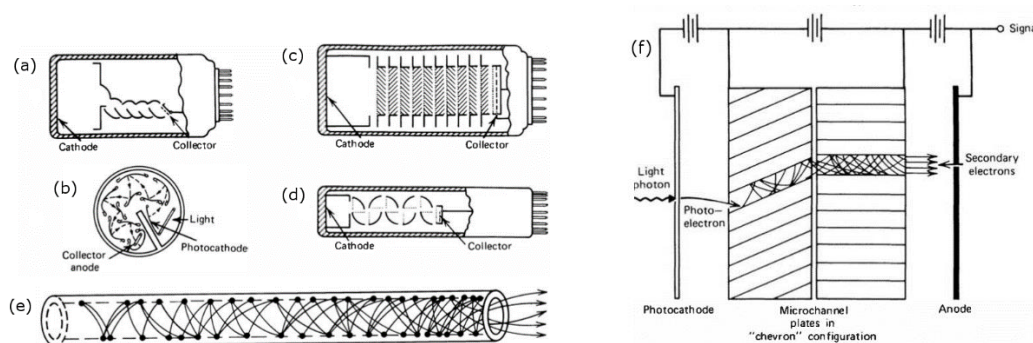
Τα υλικά των δυνόδων έχουν επιλεγθεί ούτως ώστε να βοηθούν στη δευτερογενή εκπομπή. Η συνήθης πρακτική είναι η δημιουργία κράματος αλκαλίου ή αλκαλικής γαίας με ένα πιο αδρανές μέταλλο. Κατά τη διάρκεια της μίξης μόνο το αλκάλιο οξειδώνεται, και έτσι δημιουργείται ένα λεπτό μονωτικό υμένιο πάνω στο αγωγίμο υπόστρωμα. Τέτοιοι συνδυασμοί υλικών είναι Ag-Mg, Cu-Be, Cs-Sb και ο λόγος που χρειάζονται είναι για να μην εμποδίζεται η παραγωγή δευτερογενών ηλεκτρονίων από τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας των μετάλλων.

Τα χαρακτηριστικά που πρέπει να πληρούν αυτά τα υλικά ώστε να είναι κατάλληλα για τις δυνόδους είναι:

- Υψηλός συντελεστής δευτερογενούς εκπομπής δ .
- Σταθερή εκπομπή δευτερογενών ηλεκτρονίων ακόμα και υπό υψηλά ρεύματα.
- Χαμηλή θερμοϊονική εκπομπή.

Οι συμβατικοί φωτοπολλαπλασιαστές διαθέτουν σύστημα πολλαπλασιασμού με 10-14 δυνόδους και συνολική απολαβή (gain) ως και 10^7 . Οι σχηματισμοί στους οποίους συναντώνται οι δύνοδοι είναι οι εξής:

- Linear focused
- Circular focused
- Venetian blind
- Box and Grid
- Channeltron
- Microchannel plate



Εικόνα 15: Διάφοροι σχηματισμοί δυνόδων (a) linear focused, (b) circular focused, (c) venetian blind, (d) box and grid, (e) channeltron, (f) microchannel plate

2.2.5 Θόρυβος - Dark current

Μια από τις βασικότερες πηγές θορύβου στο φωτοπολλαπλασιαστή είναι το ρεύμα συσκότισης (dark current), δηλαδή το ρεύμα που ρέει σε αυτόν ακόμα και

όταν δεν ακτινοβολείται και βρίσκεται σε συνθήκες πλήρους συσκότισης. Οι πηγές δημιουργίας του ρεύμα συσκότισης (dark current) είναι:

- *Θερμιονική εκπομπή από την κάθοδο και τις δυνόδους*, είναι η πιθανότερη πηγή με κατανομή που περιγράφεται από την εξίσωση

$$I = AT^2 e^{-eb/kT} \quad (14)$$

όπου A σταθερά, b το έργο εξαγωγής, T η θερμοκρασία και k η σταθερά του Boltzmann.

- *Διαρρέοντα ρεύματα*, είναι η αμέσως επόμενη μεγαλύτερη συνεισφορά στο ρεύμα συσκότισης (dark current) και οφείλεται στα ρεύματα που ρέουν στα μεταλλικά τμήματα του φωτοπολλαπλασιαστή, για παράδειγμα στα μεταλλικά στηρίγματα των ηλεκτροδίων.
- *Ραδιενεργή επιμόλυνση*, η ύπαρξη ραδιενεργών υλικών στα υποστηρίγματα ή στο γυαλί του παραθύρου του φωτοπολλαπλασιαστή μπορεί να προκαλέσει εκπομπή ηλεκτρονίων από τη φωτοκάθοδο ή τις δυνόδους.
- *Ιονισμοί*, μπορούν να προκληθούν από εναπομείναντα αέρια. Τα άτομα των αερίων αυτών μπορεί να ιονιστούν από ηλεκτρόνια και όντας θετικά φορτισμένα ιόντα να κινηθούν προς την κάθοδο ή τις δυνόδους και έτσι να απελευθερωθούν επιπλέον ηλεκτρόνια. Η διαδικασία αυτή εμφανίζεται ως afterpulse και διαρκεί όσο χρόνο χρειάζονται τα ιόντα να διασχίσουν το θάλαμο. (~ns-μs)
- *Φωτεινά φαινόμενα*, σε πολύ υψηλά ρεύματα μπορούν να δημιουργηθούν afterpulses από εκπομπή φωτός που συμβαίνει στις τελευταίες δυνόδους και κατευθύνεται προς τη φωτοκάθοδο. Φαινόμενο γνωστό ως electrode glow το οποίο εμφανίζεται ως παλμός διάρκειας 30-60 ns μετά τον κανονικό παλμό.

2.2.6 Στατιστικός θόρυβος

Ο στατιστικός θόρυβος είναι αποτέλεσμα της στατιστικής φύσης της εκπομπής μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου και της δευτερογενούς εκπομπής. Υπό συνεχή ακτινοβολία, ο αριθμός των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων θα παρουσιάζει διακύμανση με το χρόνο και κατά συνέπεια το ρεύμα της ανόδου θα διακυμαίνεται γύρω από μια μέση τιμή. Πηγές του στατιστικού θορύβου είναι η φωτοκάθοδος και το σύστημα πολλαπλασιασμού.

Σε γενικές γραμμές τα επίπεδα του θορύβου πρέπει να είναι χαμηλά της τάξης των nA. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί ελέγχοντας τακτικά τη θερμοκρασία καθώς ο θόρυβος εξαρτάται από αυτή. Επίσης η ύπαρξη μαγνητικών πεδίων μπορεί να επηρεάσει τους φωτοπολλαπλασιαστές και συγκεκριμένα το σύστημα συλλογής των ηλεκτρονίων. Τέλος το σύστημα πρέπει να διατηρείται σε πλήρη συσκότιση αφού είναι προφανές πως η παραμικρή έκθεση στο φως θα δημιουργήσει ροή ηλεκτρονίων η οποία θα παρουσιαστεί με τη μορφή θορύβου στο σήμα.

2.3 Ανιχνευτές Αερίου

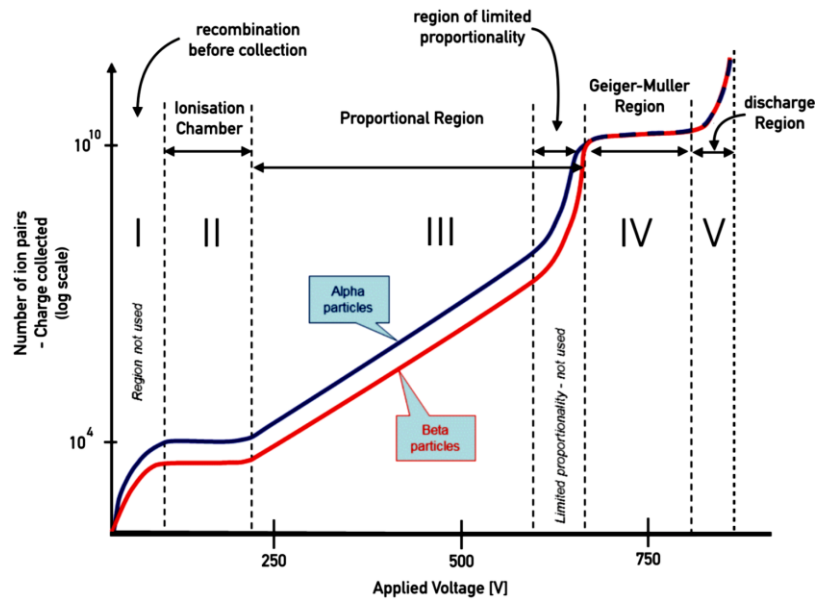
Οι ανιχνευτές αερίου είναι ανιχνευτικές διατάξεις, των οποίων η λειτουργία βασίζεται στην αρχή του ιονισμού. Τα εισερχόμενα σωματίδια αλληλεπιδρούν με τα μόρια του αερίου του ανιχνευτή και παράγονται ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων τα οποία πολλαπλασιάζονται και καταγράφονται ως σήμα. Υπάρχουν τρία είδη ανιχνευτών αερίου: ο θάλαμος ιονισμού, ο αναλογικός απαριθμητής και ο ανιχνευτής Geiger-Müller, οι οποίοι βασίζονται στην ίδια αρχή λειτουργίας.

Στην εικόνα 16 φαίνεται η γραφική παράσταση του φορτίου που συλλέχθηκε συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης. Στην περιοχή I φαίνεται η περιοχή της επανασύνδεσης αφού η εφαρμοζόμενη τάση είναι πολύ μικρή και τα ζεύγη ιόντων-φορτίων επανασυνδέονται λόγω της μεταξύ τους έλξης. Όσο αυξάνεται η εφαρμοζόμενη τάση παύει η επανασύνδεση των ιόντων-ηλεκτρονίων και έτσι παρατηρείται αύξηση του ρεύματος μιας και τα ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων συλλέγονται πριν επανασυνδεθούν. Από μια τιμή τάσης και έπειτα όλα τα ζεύγη ιόντων-ηλεκτρονίων έχουν συλλεχθεί οπότε περαιτέρω αύξηση της τάσης δεν έχει κανένα αποτέλεσμα. Σχηματικά αυτό αντιστοιχεί στο πρώτο πλατώ της εικόνας 16 ενώ ο ανιχνευτής που λειτουργεί στην περιοχή II είναι ο θάλαμος ιονισμού, μιας και συλλέγει τα φορτία που δημιουργούνται από τη διερχόμενη ακτινοβολία .

Αν η εφαρμοζόμενη τάση αυξηθεί παραπάνω από την περιοχή II, παρατηρείται αύξηση του ρεύματος. Σε αυτές τις περιοχές τάσης το ηλεκτρικό πεδίο είναι τόσο ισχυρό ώστε να επιταχύνει τα ηλεκτρόνια που δημιουργήθηκαν από τον αρχικό ιονισμό, σε τέτοιες ενέργειες ώστε να προκαλέσουν επιπρόσθετους ιονισμούς. Αποτέλεσμα αυτού είναι η διαδικασία χιονοστιβάδας (avalanche). Ο αριθμός των ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων στη χιονοστιβάδα και κατά συνέπεια το ύψος του καταγραφόμενου παλμού, είναι ευθέως ανάλογος με τον αριθμό των αρχικών ηλεκτρονίων και μπορεί να είναι της τάξης του 10^6 . Έτσι λοιπόν, η περιοχή III αντιστοιχεί στους αναλογικούς απαριθμητές.

Ανάμεσα στην περιοχή III και IV υπάρχει η περιοχή περιορισμένης αναλογικότητας, η οποία προκύπτει αν αυξηθεί η τάση πέρα από την περιοχή III. Στην περιοχή αυτή υπάρχει πολύ έντονος πολλαπλασιασμός του φορτίου και το χωρικό φορτίο που δημιουργείται διαταράσσει το ηλεκτρικό πεδίο κοντά στην άνοδο και έτσι χάνεται η αναλογικότητα. Αυτό που συμβαίνει είναι ότι αντί να δημιουργηθεί μια χιονοστιβάδα μικρής εμβέλειας, τοπική δηλαδή, πραγματοποιείται μια “αλυσιδωτή αντίδραση” από χιονοστιβάδες, οι οποίες δημιουργούνται από φωτόνια που εκπέμπονται κατά την αποδιέγερση μορίων και ταξιδεύουν κατά μήκος του ανιχνευτή και δημιουργούν επιπλέον ιονισμούς. Έτσι ο θάλαμος γεμίζει με φορτία, ενώ οι καταγραφόμενοι παλμοί έχουν ίδιο ύψος ανεξάρτητα από τον αρχικό ιονισμό. Στην περιοχή αυτή λειτουργούν οι

απαριθμητές Geiger-Müller. Σε αυτές τις περιοχές είναι απαραίτητη η ύπαρξη ενός αερίου που να απορροφά τις εκφορτίσεις (quenching gas).



Εικόνα 16: Περιοχές λειτουργίας ανιχνευτών αερίων

2.3.1 Κίνηση ηλεκτρονίων και ιόντων στα αέρια

Κατά τη διέλευση ενός σωματιδίου ή ενός φωτονίου μέσα από έναν ανιχνευτή αερίου, παρατηρείται αλληλεπίδραση αυτού με τα μόρια του αερίου η οποία συνεπάγεται τη δημιουργία ζευγών ιόντων-ηλεκτρονίων. Η κίνηση αυτών, υπό την επίδραση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου θα αναλυθεί στη συνέχεια. Τα φαινόμενα που παίζουν σημαντικό ρόλο είναι η διάχυση και η ολίσθηση.

2.3.2 Διάχυση (Diffusion)

Κατά την αλληλεπίδραση ακτινοβολίας με τα μόρια του αερίου, χωρίς την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που δημιουργούνται απομακρύνονται από το σημείο της αλληλεπίδρασης. Σταδιακά χάνουν την ενέργειά τους, έπειτα από πολλαπλές συγκρούσεις με τα μόρια του αερίου και όταν έρθουν σε θερμική ισορροπία με τα μόρια του αερίου, επανασυνδέονται. Οι ταχύτητες των ηλεκτρονίων και των ιόντων σε θερμικές ενέργειες, ακολουθούν την κατανομή Maxwell με μέση ταχύτητα:

$$u = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (15)$$

Όπου k η σταθερά Boltzmann, T η θερμοκρασία και m η μάζα του σωματιδίου. Από τον τύπο προκύπτει ότι η μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων είναι μεγαλύτερη από αυτή των ιόντων, λόγω της μικρής τους μάζας. Ταυτόχρονα η κατανομή των φορτίων, αφού έχουν υποστεί διάχυση για χρόνο t , μοιάζει με κατανομή Gauss.

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt} \quad (16)$$

Όπου N_0 είναι ο συνολικός αριθμός των φορτίων, x είναι η απόσταση από το σημείο δημιουργίας των φορτίων και D η σταθερά διάχυσης, η οποία μπορεί να υπολογιστεί από τον τύπο:

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi} p \sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}} \quad (17)$$

Όπου p είναι η πίεση του αερίου, k η σταθερά Boltzmann, T η θερμοκρασία του αερίου, σ_0 η ενεργός διατομή σύγκρουσης του φορτίου με τα άτομα του αερίου και m η μάζα του φορτίου. Από τη σχέση (17) είναι φανερό ότι η σταθερά διάχυσης εξαρτάται από τις παραμέτρους του αερίου (πίεση και θερμοκρασία).

2.3.3 Ολίσθηση (Drift)

Παρουσία ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που απελευθερώνονται, επιταχύνονται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών και κατευθύνονται στην άνοδο και την κάθοδο. Στην πορεία τους συγκρούονται με τα μόρια του αερίου και έτσι οριοθετείται η μέγιστη ταχύτητα που μπορούν να αποκτήσουν. Η μέση ταχύτητα που μπορεί να επιτευχθεί, ονομάζεται ταχύτητα ολίσθησης του φορτίου. Η κινητικότητα (mobility) ενός φορτίου μέσω της κινητικής θεωρίας των αερίων, ορίζεται ως:

$$\mu = \frac{u}{E} \quad (18)$$

Όπου u η ταχύτητα ολίσθησης του φορτίου και E η ένταση του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου.

Για θετικά ιόντα, η ταχύτητα διάδοσης είναι ανάλογη του E/p . Υπό σταθερή πίεση η κινητικότητα είναι σταθερή, ενώ για δεδομένη ένταση ηλεκτρικού πεδίου η κινητικότητα είναι αντιστρόφως ανάλογη της πίεσης.

Τα ηλεκτρόνια παρουσιάζουν πολύ μεγαλύτερη κινητικότητα, η οποία είναι συνάρτηση της έντασης του εφαρμοζόμενου πεδίου.

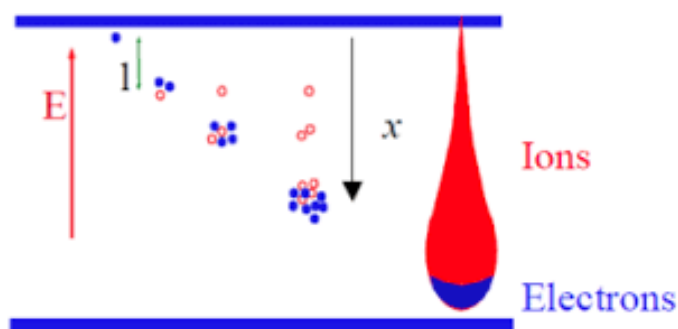
Για ιδανικά αέρια, στα οποία τα φορτία παραμένουν σε θερμική ισορροπία η σχέση μεταξύ της κινητικότητας και της σταθεράς διάχυσης είναι:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (19)$$

2.3.4 Χιονοστιβάδα Townsend

Τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται σε έναν ανιχνευτή αερίου κατά τη διέλευση σωματιδίων ή φωτονίων, πρέπει να πολλαπλασιαστούν ώστε να καταγραφούν ως ηλεκτρικό σήμα. Για να συμβεί αυτό πρέπει τα αρχικά ηλεκτρόνια να

αποκτήσουν αρκετή ενέργεια, επιταχυνόμενα από το ηλεκτρικό πεδίο, ώστε να προκαλέσουν ιονισμούς στα άτομα του αερίου και έτσι να ξεκινήσει μια αλυσίδα διαδοχικών ιονισμών ώσπου να δημιουργηθεί μια χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων. Κάθε “γενιά” ηλεκτρονίων έχει μεγαλύτερη κινητικότητα από την προηγούμενη οπότε η χιονοστιβάδα των ηλεκτρονίων έχει το σχήμα σταγόνας, όπου τα ηλεκτρόνια μαζεύονται στο κάτω μέρος της σταγόνας ενώ τα ιόντα που έχουν χαμηλότερες ταχύτητες ακολουθούν.



Εικόνα 17: Σχηματισμός της χιονοστιβάδας κάτω από την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου. Στα δεξιά φαίνεται το σχήμα της σταγόνας που δημιουργείται.

Αν l είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή ενός ηλεκτρονίου πριν δημιουργήσει δευτερογενείς ιονισμούς τότε $1/l$ είναι η πιθανότητα ενός ιονισμού ανά μονάδα μήκους και είναι γνωστή ως σταθερά Townsend. Αν υπάρχουν n ηλεκτρόνια σε μια διαδρομή dx τότε τα νέα ηλεκτρόνια που θα δημιουργηθούν θα είναι:

$$dn = nl dx \quad (20)$$

Ολοκληρώνοντας προκύπτει ο συνολικός αριθμός ηλεκτρονίων που δημιουργήθηκαν στη διαδρομή x , με n_0 να είναι ο αριθμός των αρχικών ηλεκτρονίων:

$$n = n_0 e^{lx} \quad (21)$$

και έτσι μπορεί να υπολογιστεί η απολαβή (gain) M η οποία έχει άνω όριο $M < 10^8$ ή $lx < 20$ (όριο Raether).

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{lx} \quad (22)$$

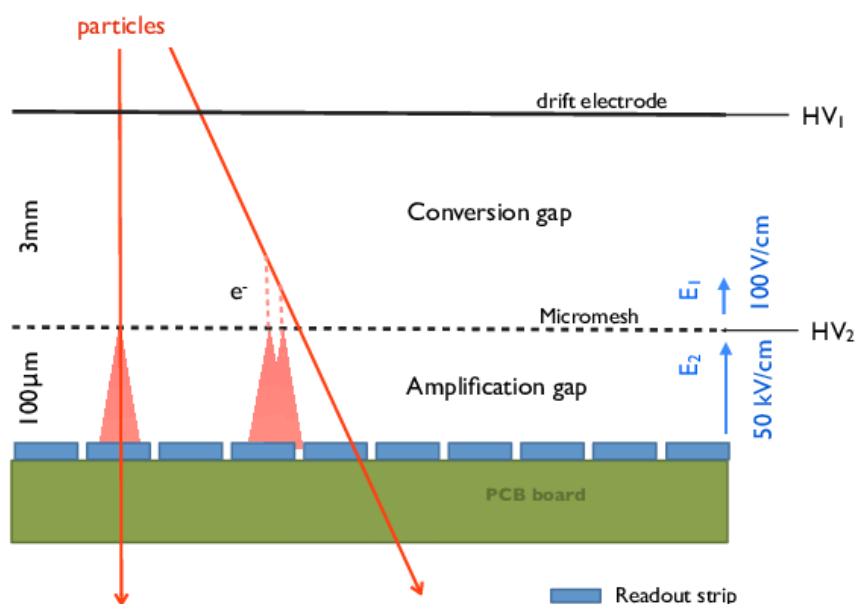
2.4 Ανιχνευτές MicroMeGas

Οι ανιχνευτές MicroMeGas (MicroMESH Gaseous Structure) ανήκουν στην κατηγορία των ανιχνευτών αερίου. Στις αρχές τις δεκαετίας του '90 ο Ιωάννης Γιοματάρης σε συνεργασία με τον Georges Charpak^[2], δημιούργησαν το συγκεκριμένο ανιχνευτή, βασισμένοι σε προηγούμενες διατάξεις που είχαν κατασκευαστεί από τους A. Oed, G. Charpak και F. Sauli. Τα πλεονεκτήματα αυτού του ανιχνευτή είναι η πολύ καλή χωρική ανάλυση, η γρήγορη απόκριση,

η αντοχή στην ακτινοβολία, η επίτευξη μεγάλων ρυθμών μέτρησης, η αρκετά καλή ενεργειακή ανάλυση και η δυνατότητα κάλυψης μεγάλων επιφανειών.

2.4.1 Δομή και αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή *MicroMeGaS*

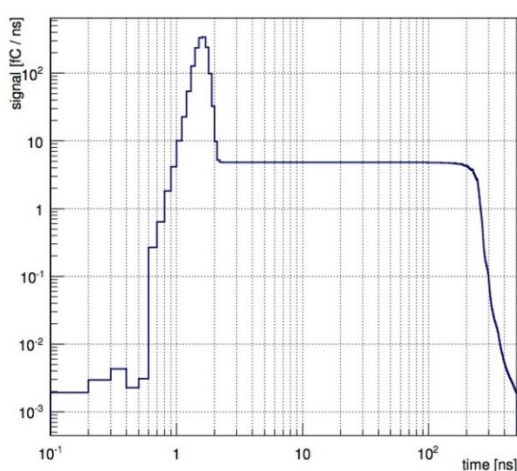
Οι ανιχνευτές *MicroMeGaS* αποτελούνται από ένα επίπεδο ηλεκτρόδιο που ονομάζεται κάθοδος (drift electrode), ένα λεπτό μεταλλικό μικροπλέγμα (micromesh) και ένα ακόμη επίπεδο ηλεκτρόδιο που ονομάζεται άνοδος (anode/read-out electrode). Όπως φαίνεται στη σχηματική αναπαράσταση της εικόνας 18, η περιοχή που σχηματίζεται μεταξύ της καθόδου και του μικροπλέγματος ονομάζεται περιοχή μετατροπής και ολίσθησης (conversion gap) ενώ η περιοχή μεταξύ του μικροπλέγματος και της ανόδου ονομάζεται περιοχή ενίσχυσης (amplification gap). Στο ηλεκτρόδιο καθόδου και το μικροπλέγμα εφαρμόζονται τάσεις HV_1 και HV_2 αντίστοιχα, έτσι ώστε στις δυο περιοχές να προκύπτουν ηλεκτρικά πεδία της τάξης 50 V/cm για την περιοχή μετατροπής και ολίσθησης και 100 kV/cm στην περιοχή ενίσχυσης. Τη διάταξη του ανιχνευτή *MicroMeGaS* συμπληρώνει το σύστημα εισόδου και εξόδου του επιλεγμένου αερίου καθώς και ο προενισχυτής για την ενίσχυση του παραγόμενου σήματος.



Εικόνα 18: Γραφική απεικόνιση ενός ανιχνευτή *MicroMeGaS*

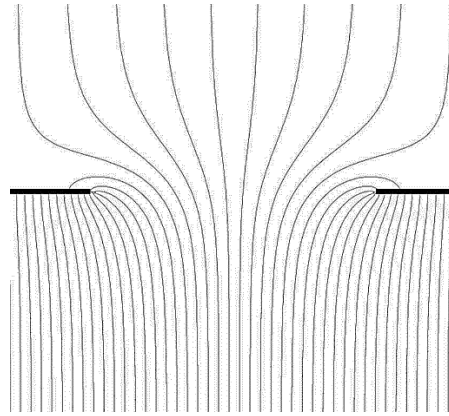
Η αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή *MicroMeGaS* δε διαφέρει από αυτά που αναφέρθηκαν προηγουμένως στους ανιχνευτές αερίου. Το φορτισμένο σωματίδιο αφού περάσει το ηλεκτρόδιο της καθόδου, αλληλεπιδρά με το αέριο που βρίσκεται στην περιοχή μετατροπής και ολίσθησης εναποθέτοντας ενέργεια στα μόρια του αερίου μέσω ιονισμού και διέγερσης. Τα ηλεκτρόνια που απελευθερώνονται από τα μόρια, μέσω του ηλεκτρικού πεδίου, ολισθαίνουν με σταθερή ταχύτητα προς το μικροπλέγμα, ενώ τα δημιουργούμενα ιόντα κινούνται στην αντίθετη κατεύθυνση. Μέσω του μικροπλέγματος, τα

ηλεκτρόνια κατευθύνονται στην περιοχή ενίσχυσης. Λόγω του μεγάλου ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης δημιουργείται μια χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων που κινούνται προς την άνοδο όπου και συλλέγονται, ενώ τα ιόντα κινούνται με μικρότερη ταχύτητα (περίπου 200 φορές μικρότερη) σε αντίθετη κατεύθυνση και συλλέγονται από το μικροπλέγμα. Έτσι ο παλμός που καταγράφεται από τα ηλεκτρόνια έχει διάρκεια 1 ns και είναι μη αξιοποιήσιμος λόγω της μικρής του διάρκειας. Μεγαλύτερη συνεισφορά στο καταγραφόμενο σήμα, έχει ο παλμός που προκύπτει από την κίνηση των ιόντων. Στην εικόνα 19 φαίνεται η διάρκεια των παλμών που προκύπτουν από τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα. Το γράφημα είναι προϊόν προσομοίωσης και δείχνει ένα γρήγορο παλμό που αφορά το σήμα των ηλεκτρονίων (~1-2ns) και έναν αργό παλμό που αφορά το σήμα των ιόντων (~200 ns).



Εικόνα 19: Προσομοίωση του ρεύματος που δημιουργείται στην περιοχή ενίσχυσης από τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα. Για την προσομοίωση χρησιμοποιήθηκε το Garfield++. Η περιοχή ενίσχυσης που θεωρήθηκε ήταν 128 μm και το αέριο ήταν 93% Ar και 7% CO_2 . [3]

Είναι σαφές πως το ηλεκτρικό πεδίο παίζει πολύ σημαντικό ρόλο στη λειτουργία του ανιχνευτή. Στην εικόνα 20 φαίνεται πως το ηλεκτρικό πεδίο είναι ομογενές στις δυο περιοχές και παραμορφώνεται κοντά στο μικροπλέγμα. Αυτό είναι πολύ σημαντικό διότι ουσιαστικά οδηγεί, το μεγαλύτερο μέρος των παραγόμενων ηλεκτρονίων από την περιοχή μετατροπής στην περιοχή ενίσχυσης.



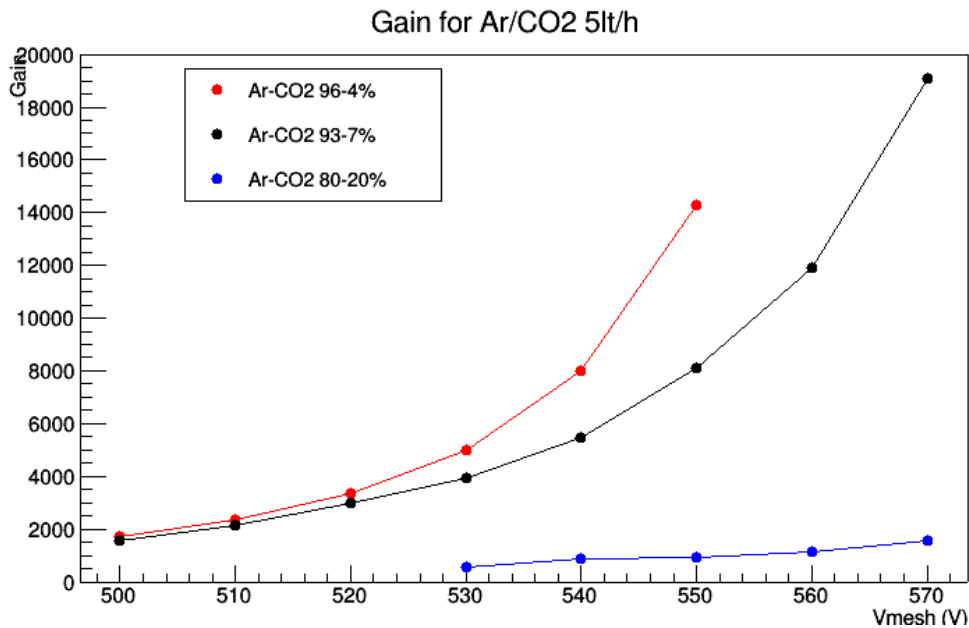
Εικόνα 20: Ηλεκτρικό πεδίο ανιχνευτή MicroMeGaS. Διακρίνεται η διαφορά στις εντάσεις των δυο περιοχών καθώς και η παραμόρφωση κοντά στο μικροπλέγμα.

2.4.2 Επιλογή αερίου

Στους ανιχνευτές MicroMeGaS, όπως και σε όλους τους ανιχνευτές αερίου, η πιο σημαντική ίσως παράμετρος είναι η επιλογή του κατάλληλου αερίου που θα γεμίσει τις δυο περιοχές του ανιχνευτή. Η επιλογή του αερίου πρέπει να πληροί αρκετές προϋποθέσεις όπως να έχει υψηλή απολαβή (gain) ακόμα και υπό χαμηλές τάσεις, να υπάρχει καλή αναλογικότητα και να είναι δυνατή η καταγραφή σε υψηλό ρυθμό, ενώ σε κάποιες περιπτώσεις ο οικονομικός παράγοντας καταδεικνύεται σημαντικός.

Τα ευγενή αέρια είναι συνήθως καλή επιλογή και το αργό είναι η συνηθέστερη επιλογή. Όμως η χρήση καθαρού αργού δεν ενδείκνυται λόγω των εκκενώσεων που παρατηρούνται στην περιοχή ενίσχυσης καθώς τα διεγερμένα άτομα αργού ($E_{\delta}=11.6 \text{ eV}$), αποδιεγειρόμενα δίνουν φωτόνια που με τη σειρά τους προκαλούν ιονισμούς στην κάθοδο και δημιουργούν επιπλέον χιονοστιβάδες. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να λυθεί με την προσθήκη κάποιου πολυατομικού αερίου, παραδείγματος χάριν διοξείδιο του άνθρακα ή ισοβουτάνιο. Η πρόσμιξη λειτουργεί ως απορροφητής (quencher) αυτών των φωτονίων, οπότε περιορίζεται ο αριθμός των χιονοστιβάδων.

Στην εικόνα 21 φαίνονται τα πειραματικά αποτελέσματα της απολαβής (gain) του ανιχνευτή MicroMeGaS συναρτήσει της τάσης του μικροπλέγματος για τρεις διαφορετικές αναλογίες αερίων. Στην αναλογία 93-7% Ar-CO₂ φαίνεται να έχει τη βέλτιστη λειτουργία καθώς μπορεί να αυξηθεί η τάση του μικροπλέγματος χωρίς να εμφανιστούν εκφορτίσεις (sparks).

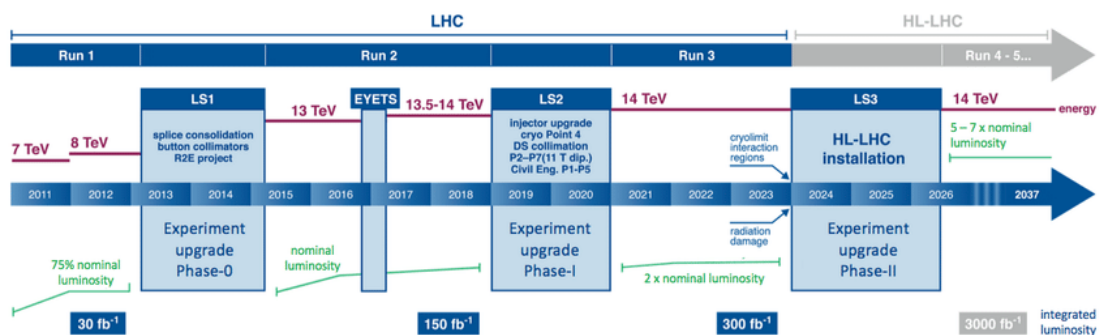


Εικόνα 21: Πειραματικά αποτελέσματα της απολαβής (gain) του ανιχνευτή *MicroMeGaS* συναρτήσει της εφαρμοζόμενης τάσης του μικροπλέγματος, για διαφορετικές αναλογίες αργού και διοξειδίου του άνθρακα

2.4.3 Ανιχνευτές *MicroMeGaS* για το NSW Upgrade του ATLAS

Στην παρούσα φάση ο LHC είναι απενεργοποιημένος καθώς διανύει περίοδο αναβάθμισης προκειμένου να αυξήσει τη φωτεινότητα (luminosity) σε επίπεδα της τάξης $\mathcal{L} \approx 2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Η μετάβαση από τον LHC στον HL-LHC (High Luminosity-LHC), το χρονοδιάγραμμα της οποίας φαίνεται στην εικόνα 22, είναι ιδιαίτερα απαιτητική καθώς πρέπει να εξασφαλιστεί η ομαλή λειτουργία όλων των συστημάτων κάτω από υψηλή ροή σωματιδίων.

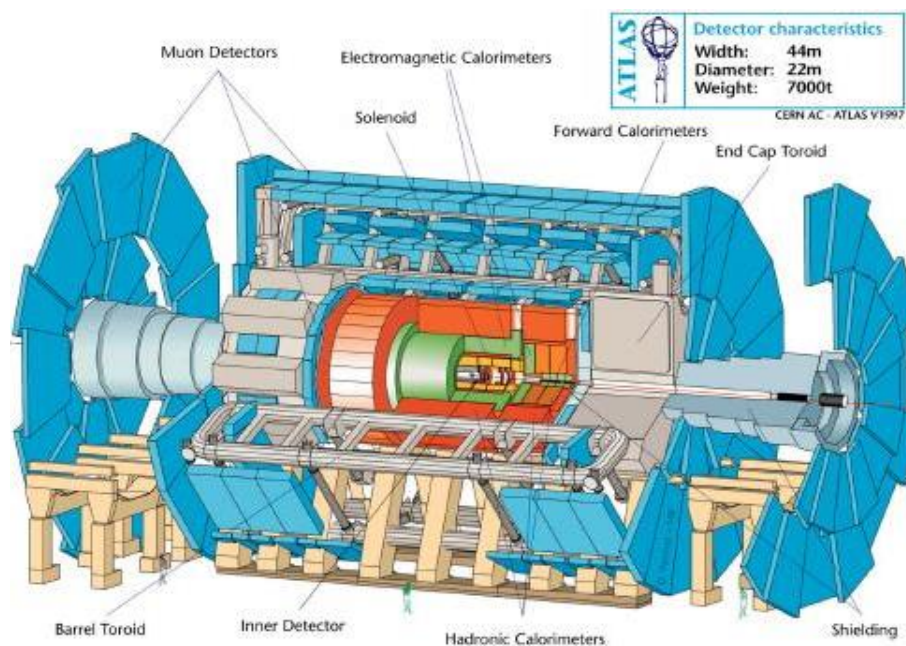
Εστιάζοντας στο πείραμα ATLAS οι αναβαθμίσεις αφορούν στην αλλαγή των επιμέρους ανιχνευτών προκειμένου να ανταποκριθούν στην αυξημένη ροή σωματιδίων. Ταυτόχρονα πρέπει να βελτιωθεί το σύστημα σκανδαλισμού (trigger system), λήψης δεδομένων (data acquisition system) και τέλος το σύστημα επεξεργασίας δεδομένων (computing system).



Εικόνα 22: Το βασικό χρονοδιάγραμμα του LHC

Συνοπτικά ο ανιχνευτής ATLAS αποτελείται από τέσσερα κύρια μέρη:

- Εσωτερικός ανιχνευτής (Inner Detector): απεικονίζεται με κίτρινο χρώμα και σκοπός του είναι η μέτρηση της ορμής των φορτισμένων σωματιδίων
- Θερμιδόμετρο (Electromagnetic, Hadronic Calorimeter): απεικονίζεται με πορτοκαλί και πράσινο χρώμα και σκοπός του είναι η μέτρηση της ενέργειας των σωματιδίων
- Μιονικό φασματόμετρο (Muon Detectors): απεικονίζεται με μπλε χρώμα και στοχεύει στην αναγνώριση των μιονίων και στον υπολογισμό της ορμής τους
- Σύστημα μαγνητών (Toroid): απεικονίζεται με γκρι χρώμα και ο λόγος ύπαρξής του είναι να προκαλεί καμπύλωση στις τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων προκειμένου να μετρηθεί η ορμή τους



Εικόνα 23: Γραφική αναπαράσταση του ανιχνευτή ATLAS (Πηγή: CERN)

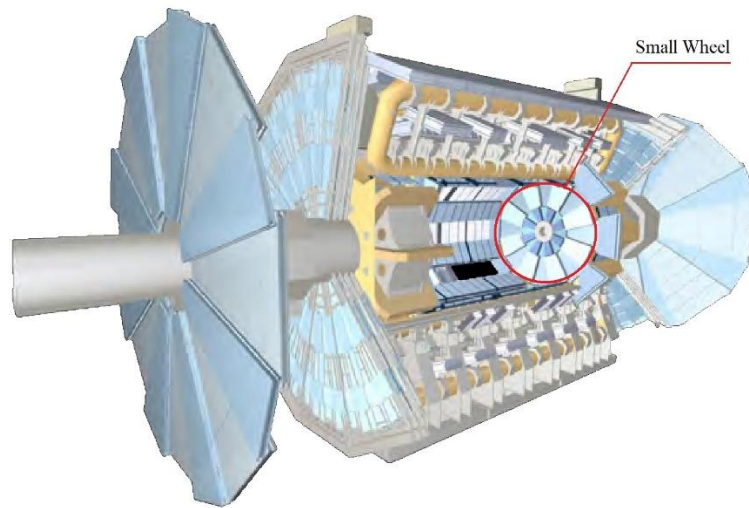
Το μιονικό φασματόμετρο (muon spectrometer) του πειράματος ATLAS, πρόκειται να αντικαταστήσει τους ανιχνευτές που βρίσκονται στην περιοχή που λέγεται Small Wheel, με νέους που μπορούν να έχουν πολύ καλή ακρίβεια στην ανίχνευση της τροχιάς των σωματιδίων και να λειτουργούν ταυτόχρονα ως ανιχνευτές σκανδαλισμού. Το New Small Wheel (NSW) θα περιλαμβάνει ανιχνευτές παρακολούθησης τροχιών και ανιχνευτών σκανδαλισμού, που είναι γρήγοροι και ικανοί να ανταποκρίνονται σε υψηλούς ρυθμούς ροής σωματιδίων με πολύ καλές χωρικές και χρονικές αναλύσεις σε πραγματικό χρόνο.

Το ανιχνευτικό σύστημα που θα χρησιμοποιηθεί στο NSW, θα περιλαμβάνει δυο είδη ανιχνευτών αερίου. Οι πρώτοι είναι οι πολυκαναλικοί θάλαμοι μικρολωρίδων (small-strip Thin Gap Chambers, sTGCs) και οι δεύτεροι είναι οι ανιχνευτές MicroMeGaS (MM). Η νέα διάταξη, που φαίνεται στην εικόνα 26, αποτελείται 16 τομείς, 8 μικρούς και 8 μεγάλους (small και large sectors). Σε κάθε έναν από αυτούς τους τομείς θα δημιουργηθεί μια ακολουθία τεσσάρων

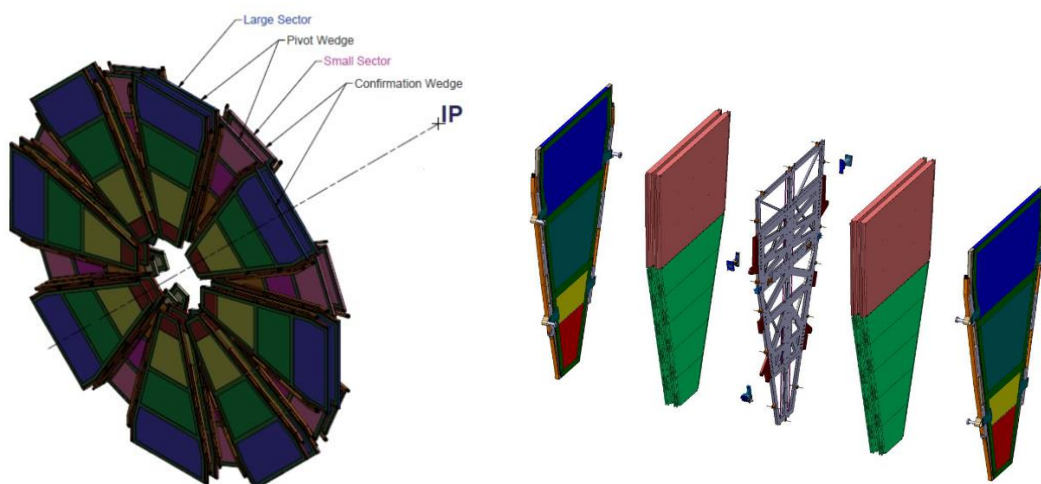
επιπέδων που θα απαρτίζονται από sTGCs και MM ως εξής: sTGC-MM-MM-sTGC.



Εικόνα 24: (α) Small Wheels, (β) New SmallWheels (Πηγή: CERN)



Εικόνα 25: Small Wheel, ανιχνευτής ATLAS (Πηγή: CERN)



Εικόνα 26: Στα αριστερά φαίνονται οι δύο τομείς (large και small sectors) του NSW. Κάθε ένας τομέας αποτελείται από 4 επίπεδα ανιχνευτών που εναλλάσσονται όπως φαίνεται στην εικόνα δεξιά. Το πρώτο και τέταρτο επίπεδο αποτελείται από 4 sTGCs, ενώ το δεύτερο και τρίτο από 2 MM

Κεφάλαιο 3 - Κοσμική Ακτινοβολία

Ο όρος κοσμική ακτινοβολία χρησιμοποιείται για να περιγράψει το σύνολο των σωματιδίων πολύ υψηλών ενεργειών (10^6 eV- 10^{21} eV) που προέρχονται από ενδογαλαξιακές ή εξωγαλαξιακές πηγές. Αποτελείται κατά 99% από πυρήνες ατόμων, απογυμνωμένους από τα ηλεκτρόνια τους, εκ των οποίων 90% είναι πρωτόνια, 9% σωματία α και 1% βαρύτεροι πυρήνες (HZE ions) και κατά 1% από ηλεκτρόνια ενώ σε πολύ μικρό ποσοστό υπάρχουν σωματίδια αντιύλης όπως ποζιτρόνια και αντιπρωτόνια.

3.1 Ιστορική Αναδρομή^[5]

Η συζήτηση για την ύπαρξη κοσμικής ακτινοβολίας ξεκίνησε το 1900 όταν οι Elster, Geitel και Wilson έφτασαν ανεξάρτητα στο συμπέρασμα, ότι ο καθαρός αέρας παρουσίαζε ηλεκτρική αγωγιμότητα, αν βρεθεί κλεισμένος σε δοχείο.

Το δίδυμο των αγαπημένων φίλων J. Elster και H. Geitel εργαζόταν πάνω στη μετεωρολογία, την πυρηνική φυσική και το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Είχαν κατασκευάσει μια συσκευή με την οποία απέδειξαν ότι ο καθαρός, χωρίς σκόνη αέρας άγει τον ηλεκτρισμό και κατόπιν παρατηρήσεων σε διαφορετικές τοποθεσίες έφτασαν στο συμπέρασμα ότι ο ατμοσφαιρικός αέρας ιονίζεται ως ένα βαθμό.

Ο C. T. R. Wilson έχοντας ως αφετηρία την έρευνα σχετικά με τη μετεωρολογία και το σχηματισμό των σύννεφων οδηγήθηκε στη δημιουργία του ομώνυμου θαλάμου (a.k.a. cloud chamber). Η ανακάλυψη αυτή, εκτός του ότι τιμήθηκε με το βραβείο Nobel, βοήθησε στο να μελετηθεί περαιτέρω ο ιονισμός των αερίων και φυσικά η φυσική των στοιχειωδών σωματιδίων.

Φυσικά το πρόβλημα ήταν να βρεθεί η αιτία του ιονισμού της ατμόσφαιρας. Λόγω του ότι είχε γίνει ήδη γνωστό ότι οι ακτίνες-X και η ραδιενέργεια συνδέονται με την αγωγιμότητα των αερίων, απέδωσαν τους ιονισμούς σε αυτή. Ο Wilson μάλιστα υπέθεσε ότι οι ιονισμοί προέρχονται από πολύ διεισδυτική ακτινοβολία εκτός της γήινης ατμόσφαιρας.

Καθώς η τεχνολογία της εποχής βελτιωνόταν, παρουσιάστηκε η δυνατότητα λήψης μετρήσεων προκειμένου να διευκρινιστεί ο ρόλος και η προέλευση αυτής της ακτινοβολίας. Έτσι λοιπόν οι πρώτες συσκευές στήθηκαν στον πύργο του Αιφελ και έπειτα σε αερόστατα που πετούσαν σε υψηλό υψόμετρο. Την περίοδο 1911-1913 λύθηκε ο γρίφος με τη βοήθεια του V. Hess ο οποίος πραγματοποίησε πτήσεις με αερόστατο σε διαφορετικά υψόμετρα. Κρατώντας σταθερή την πίεση στη μια από τις δυο συσκευές του, κατέγραψε 15-16 ιόντα/cm³ σε μια περιοχή που εκτεινόταν από την επιφάνεια της θάλασσας έως τα 2000 m ενώ στην περιοχή 4000 m - 5200 m κατέγραψε περίπου 34 ιόντα/cm³. Ήταν πια προφανές ότι η διεισδυτική ακτινοβολία-γ εισέρχεται στη γήινη ατμόσφαιρα από πάνω ενώ μπορεί να προκαλέσει ιονισμούς ακόμα και στα

χαμηλότερα στρώματα. Ταυτόχρονα τα δεδομένα του Hess δεν έδειχναν να διαφοροποιούνται με την ώρα της ημέρας άρα ο Ήλιος δε θα μπορούσε να θεωρηθεί πηγή αυτής της ακτινοβολίας. Εν συνεχεία, ο W. Kolhörster επιβεβαίωσε τα αποτελέσματα του Hess παίρνοντας μετρήσεις στα 9000 m και συχνότητα περίπου 80 ιόντα/cm³.

Το 1925 ο R. A. Milikan έδωσε σε αυτή την παράξενη ακτινοβολία το όνομα που χρησιμοποιείται ως σήμερα, δηλαδή κοσμικές ακτίνες (cosmic rays). Ωστόσο, πολλοί επιστήμονες, ακόμα και ο ίδιος ο Milikan, δεν αποδέχονταν ότι οι παρατηρούμενοι ιονισμοί, που αυξάνονταν με το υψόμετρο, οφείλονταν σε εξωγενή ακτινοβολία, αλλά σε ραδιενεργά στοιχεία που υπάρχουν στην ατμόσφαιρα. Το 1925-1926 όμως αυτοί οι ισχυρισμοί κάμφθηκαν και κατέληξαν ότι πρόκειται για ακτινοβολία-γ, όπως εξ' αρχής είχαν υποθέσει, αλλά ισχυρότερη λόγω του ότι ήταν εξαιρετικά διεισδυτική.

Σειρά είχε ο J. Clay ο οποίος πρώτη φορά έκανε λόγο για την ύπαρξη φορτισμένων σωματιδίων στις πρωτογενείς κοσμικές ακτίνες κοντά στη γη. Οδηγήθηκε σε αυτό το συμπέρασμα κατόπιν μετρήσεων στην ένταση των ιονισμών σε διάφορα γεωγραφικά πλάτη, στο γεωμαγνητικό Ισημερινό παρατηρήθηκαν 10-15% λιγότεροι ιονισμοί, όμως δε μπόρεσε να δώσει εξήγηση στο φαινόμενο. Αυτή η εξήγηση ήρθε από τους W. Bothe και W. Kolhörster το 1929. Χρησιμοποίησαν ένα σύστημα σύμπτωσης αποτελούμενο από ανιχνευτές Geiger-Muller προκειμένου να εντοπίσουν αυτά τα σωματίδια που απάρτιζαν τις κοσμικές ακτίνες. Όπως συχνά συμβαίνει στη φυσική, εντελώς συμπτωματικά ο D. Skobelzyn είχε ήδη παρατηρήσει τέτοια σωματίδια πολύ υψηλής ενέργειας.

Ο B. Rossi βελτιώνοντας την τεχνική της σύμπτωσης συμπέρανε ότι οι κοσμικές ακτίνες περιέχουν πολύ διεισδυτικά σωματίδια που έχουν τη δυνατότητα να προκαλέσουν δευτερογενή σωματίδια. Το ζήτημα της διαφοροποίησης της ροής ανάλογα με το γεωγραφικό πλάτος, επιβεβαιώθηκε το 1932 από τον A. Compton με μια σειρά από πειράματα σε 69 σημεία στον κόσμο. Επιπλέον, ανέφερε ότι η ενέργεια της πρωτογενούς κοσμικής ακτινοβολίας είναι από 5×10^9 eV έως $1,3 \times 10^{10}$ eV.

Κατά την είσοδο τους στην ατμόσφαιρα, τα σωματίδια διαφορετικού φορτίου υφίστανται διαχωρισμό λόγω του μαγνητικού πεδίου της Γης· αν ο αριθμός των θετικά φορτισμένων σωματιδίων είναι διαφορετικός από αυτό των αρνητικά φορτισμένων, παρατηρείται αυτή η ασυμμετρία μεταξύ ανατολής -δύσης. Το 1933 οι T. Johnson, L. Alvarez και A. Compton και ο B. Rossi, διαπίστωσαν ότι υπήρχε ασυμμετρία μεταξύ ανατολής-δύσης σε σχέση με το φορτίο των σωματιδίων που καταμετρούνταν και έτσι οδηγήθηκαν στο συμπέρασμα ότι οι πρωτογενείς κοσμικές ακτίνες αποτελούνται σε μεγάλο ποσοστό από πρωτόνια και βαρύτερους πυρήνες (Johnson, 1938).

Έτσι, 40 χρόνια μετά τις πτήσεις του Hess, είχε επιβεβαιωθεί ότι οι κοσμικές ακτίνες εισέρχονται στην ατμόσφαιρα της Γης και έχουν εξωγήινη προέλευση, ενώ, αποτελούνται από πρωτόνια και υψηλής ενέργειας πυρήνες. Ταυτόχρονα η εξέλιξη της τεχνολογίας τους επέτρεψε να κάνουν πτήσεις σε μεγαλύτερα υψόμετρα και να μελετήσουν τους καταγισμούς της κοσμικής ακτινοβολίας. Ενώ, η ανακάλυψη του ποζιτρονίου και η αλληλεπίδραση πρωτονίων και ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων με την ύλη, έκανε τους επιστήμονες να καταλάβουν το λόγο για τον οποίο ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια προκαλούν καταγισμούς, ενώ τα πρωτόνια όχι.

Το επόμενο βήμα ήταν να βρεθεί ή πηγή της κοσμικής ακτινοβολίας. Αυτό έγινε στις αρχές της δεκαετίας του '50 όταν παρουσιάστηκε η δυνατότητα να μελετηθούν οι κοσμικές ακτίνες μακριά από τη Γη. Η εξέλιξη του κλάδου της Αστροφυσικής της Κοσμικής Ακτινοβολίας, ακολουθεί τις ανακαλύψεις σωματιδίων και τη βελτίωση της τεχνολογίας των ανιχνευτών προκειμένου να βελτιώσει τις γνώσεις σε σχέση με την προέλευση και τη σύσταση των κοσμικών ακτίνων.

3.2 Ενεργειακό Φάσμα Κοσμικής Ακτινοβολίας

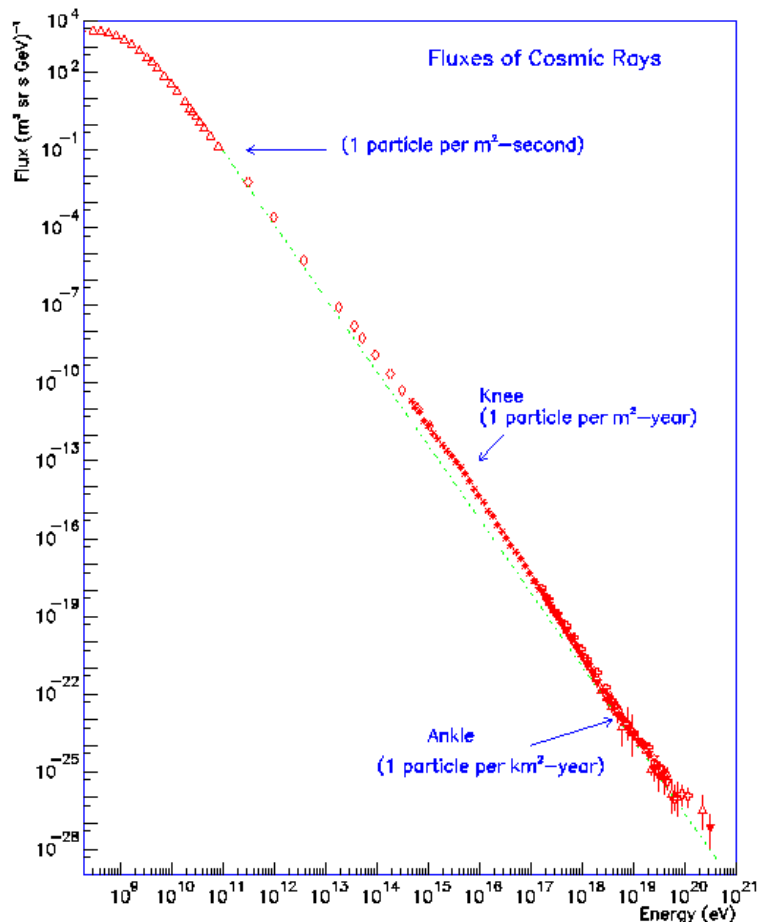
Η σχέση που παρουσιάζει τη μεταβολή της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας σε συνάρτηση με την ενέργεια είναι:

$$J(E) = kE^{-\gamma} \quad (23)$$

όπου k σταθερά και γ ο φασματικός εκθέτης (spectral index)

Το φάσμα της κοσμικής ακτινοβολίας φαίνεται στην εικόνα 27 και παρουσιάζεται σε λογαριθμική κλίμακα και στους δυο άξονες. Στην περιοχή 10^{10} eV- 10^{15} eV ο φασματικός εκθέτης γ ισούται με $\gamma \approx 2.7$, ενώ στην περιοχή 10^{15} eV - 10^{20} eV $\gamma \approx 3.1$.

Η περιοχή που ξεκινά στα 10^{15} eV, ονομάζεται γόνατο (knee) και παρατηρείται πιο απότομη κλίση ενώ στην περιοχή από τα 10^{18} eV και έπειτα, η κλίση τείνει να γίνει οριζόντια. Να σημειωθεί ότι τα δεδομένα γι' αυτή την περιοχή είναι λίγα, περίπου 1 σωματίδιο στα 10^{26} κοσμικά σωματίδια, ενώ γίνονται έρευνες για την πηγή αυτών των πολύ ενεργητικών σωματιδίων.

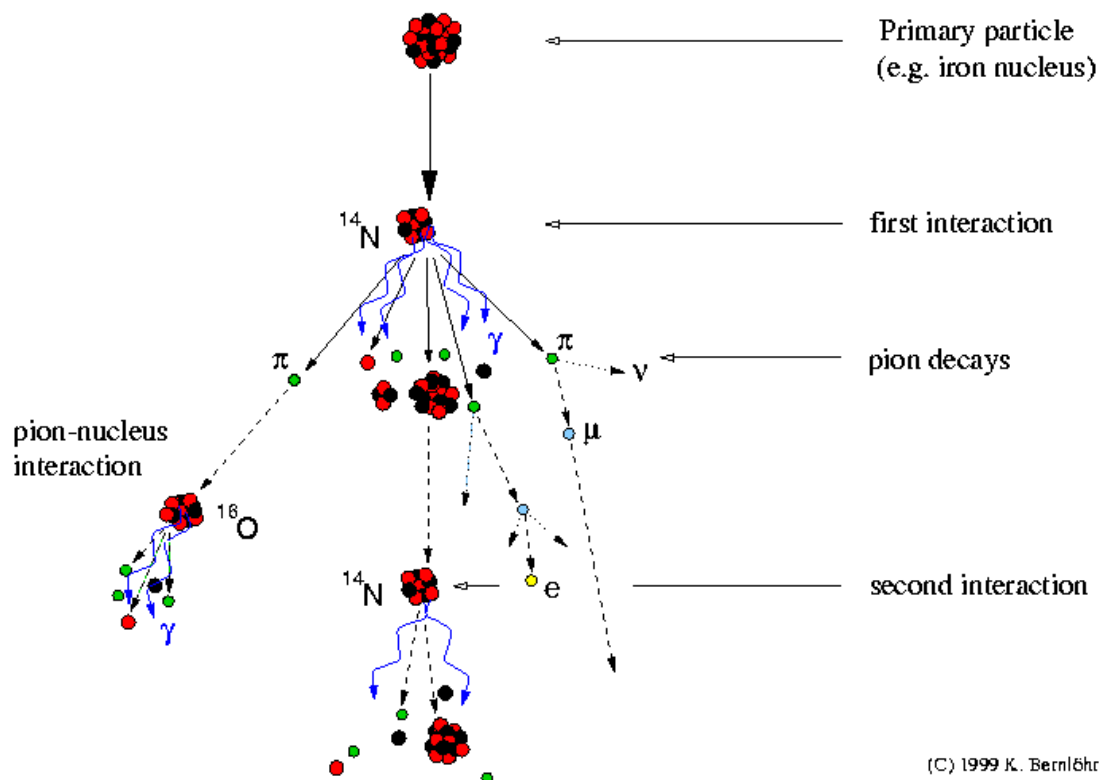


Εικόνα 27: Ενεργειακό φάσμα κοσμικής ακτινοβολίας
(Πηγή: <http://astronomy.nmsu.edu>)

Η κοσμική ακτινοβολία διακρίνεται σε πρωτογενή και δευτερογενή. Οι ηλιακές, οι γαλαξιακές και οι ανώμαλες κοσμικές ακτίνες συγκροτούν την πρωτογενή κοσμική ακτινοβολία και πηγάζουν από σταθερούς, παλλόμενους, καινοφανείς, υπερκαινοφανείς αστέρες, διαστρική ύλη και αστέρες εκλάμψεων. Συνοπτικά,

- Γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες: πηγάζουν εκτός του ηλιακού συστήματος και αποτελούνται από πρωτόνια, πυρήνες ηλίου (~7-10%) και βαρύτερους πυρήνες (~1%).
- Ηλιακές κοσμικές ακτίνες: πηγάζουν από τον Ήλιο και αποτελούνται από πρωτόνια, πυρήνες ηλίου (~10%) και βαρύτερους πυρήνες (<1%).
- Ανώμαλες κοσμικές ακτίνες: πηγάζουν από το διαπλανητικό χώρο πέραν της ηλιόπαυσης και αποτελούνται από πυρήνες ηλίου, πρωτόνια, άνθρακα και οξυγόνο.

Η δευτερογενής κοσμική ακτινοβολία προκύπτει από τη σύγκρουση των σωματιδίων της πρωτογενούς ακτινοβολίας με τα μόρια των ανώτερων στρωμάτων της ατμόσφαιρας. Όπως φαίνεται στην εικόνα 28, κατά τη σύγκρουση αυτή δημιουργούνται καταιγισμοί (showers) δευτερογενών σωματιδίων όπως πρωτόνια, νετρόνια, ηλεκτρόνια, μόνια και ακτινοβολία γ.



(C) 1999 K. Bernlöhr

Εικόνα 28: Καταιγισμός δευτερογενών σωματιδίων στην ατμόσφαιρα (Πηγή: <https://www.mpi-hd.mpg.de>)

Η δευτερογενής κοσμική ακτινοβολία περιέχει τρεις συνιστώσες:

- τη νουκλεονική συνιστώσα, που είναι η πιο σταθερή και αποτελείται από πρωτόνια και νετρόνια.
- τη σκληρή ή μεσονική συνιστώσα, που είναι ιδιαίτερα διεισδυτική και αποτελείται από μίονια και πιόνια.
- τη μαλακή ή ηλεκτροφωτονική συνιστώσα, που αποτελείται από φωτόνια και ηλεκτρόνια

3.3 Μίονια

Το 1936 οι C. D. Anderson και S. Neddermeyer ανακάλυψαν ένα νέο σωματίο, μελετώντας την κοσμική ακτινοβολία. Τα σωματίδια αυτά καμπύλωναν διαφορετικά από τα ηλεκτρόνια και τα άλλα γνωστά σωματίδια, κατά τη διέλευσή τους μέσα από μαγνητικό πεδίο. Υπέθεσαν ότι είχε αρνητικό φορτίο όπως και το ηλεκτρόνιο αλλά ότι είχε πολύ μεγαλύτερη μάζα. Η επιβεβαίωση ήρθε ένα χρόνο μετά από τους J. C. Street και E. C. Stevenson οι οποίοι πραγματοποιούσαν πειράματα με τη χρήση θαλάμου Wilson (cloud chamber). Ταυτόχρονα ο H. Yukawa προκειμένου να δώσει μια εξήγηση για το πυρηνικό δυναμικό, είχε προβλέψει την ύπαρξη σωματιδίων που συμμετέχουν, ως φορείς, στην ισχυρή αλληλεπίδραση. Έτσι, όταν ανακαλύφθηκαν αυτά τα νέα σωματίδια που είχαν πολύ μεγάλη μάζα, οι επιστήμονες σκέφτηκαν ότι είναι τα σωματίδια που περιέγραψε ο Yukawa. Στα χρόνια που ακολούθησαν, έγινε σαφές πως τα

σωματίδια αυτά δε θα μπορούσαν να παίξουν το ρόλο του φορέα της ισχυρής αλληλεπίδρασης ενώ η ανακάλυψη του πιονίου το 1947 ξεκαθάρισε το τοπίο.

Τα μόνια (μ^-) είναι στοιχειώδη σωματίδια με φορτίο ίσο με αυτό του ηλεκτρονίου, spin ίσο με $\frac{1}{2}$ και μάζα $105.66 \text{ MeV}/c^2$, δηλαδή πολύ μεγαλύτερη από τη μάζα του ηλεκτρονίου. Υπακούει στη στατιστική Fermi-Dirac καθώς κατατάσσεται στην κατηγορία των λεπτονίων, ενώ το αντισωματίο του είναι το αντιμόνιο (μ^+). Είναι ασταθές σωματίο με μέσο χρόνο ζωής $2.2 \text{ }\mu\text{s}$ ενώ συμμετέχει σε ηλεκτρομαγνητικές, ασθενείς, βαρυτικές αλληλεπιδράσεις.

Τα μόνια και τα αντιμόνια που φτάνουν στη Γη, δημιουργούνται κατά τη σύγκρουση υψηλοενεργειακών σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας με τα μόρια της ανώτερης ατμόσφαιρας της Γης ($\sim 15 \text{ km}$). Ουσιαστικά είναι προϊόν της διάσπασης των πονίων π^+ και π^- μέσω της αντίδρασης:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (24)$$

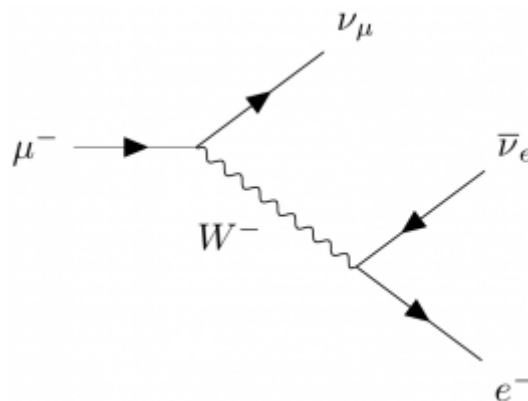
$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (25)$$

Λόγω της μεγάλης τους μάζας είναι ιδιαίτερα διεισδυτικά και μπορούν να ανιχνευθούν πολύ εύκολα στην επιφάνεια της θάλασσας αλλά και από υπόγειους ή υποθαλάσσιους ανιχνευτές.

Όπως αναφέρθηκε νωρίτερα τα μόνια και τα αντιμόνια έχουν μέσο χρόνο ζωής $\tau=2.2 \text{ }\mu\text{s}$ ενώ στη συνέχεια διασπώνται παράγοντας ηλεκτρόνια, ποζιτρόνια και νετρίνα δυο γεύσεων.

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (26)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (27)$$



Εικόνα 29: Διάγραμμα Feynman που απεικονίζει τη διάσπαση του μιονίου.

Κεφάλαιο 4 - Πειραματική Διαδικασία

Όπως έχει αναφερθεί, σκοπός της παρούσας εργασίας, ήταν η κατασκευή ενός σταθμού μέτρησης κοσμικών μιονίων (Cosmic Stand). Για να γίνει αυτό, μελετήθηκαν οι φωτοπολλαπλασιαστές (Hamamatsu H10682-210 και Hamamatsu R580-12) και οι πλαστικοί σπινθηριστές που υπήρχαν διαθέσιμοι στο εργαστήριο. Οι μετρήσεις που έγιναν στους φωτοπολλαπλασιαστές αφορούσαν σε μεγάλο βαθμό τον υπολογισμό του θορύβου τους, ενώ πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις με ακτινοβολία τους με laser. Ταυτόχρονα ελέγχθηκε και η λειτουργία των σπινθηριστών, προκειμένου να επιλεγούν οι πιο κατάλληλοι. Η διαδικασία περιλάμβανε τα εξής στάδια:

- Μετρήσεις θορύβου στους φωτοπολλαπλασιαστές Hamamatsu R580-12
- Ακτινοβολία με laser στους φωτοπολλαπλασιαστές Hamamatsu R580-12
- Μετρήσεις θορύβου στους φωτοπολλαπλασιαστές Hamamatsu H10682-210
- Εύρεση των κατάλληλων σπινθηριστών
- Κατασκευή του πρωτοτύπου, αποτελούμενο από τρία ζεύγη σπινθηριστών-φωτοπολλαπλασιαστών
- Μελέτη ανιχνευτή MicroMeGaS έχοντας ως σύστημα σκανδαλισμού (trigger) τη διάταξη του πρωτοτύπου
- Κατασκευή του τελικού Cosmic Stand, το οποίο λόγω χρόνου και χώρου δεν ολοκληρώθηκε, καθώς ο προβλεπόμενος χώρος για την εγκατάσταση της διάταξης δεν ήταν τελικά διαθέσιμος.

4.1 Κατασκευή του τελικού Cosmic Stand

Όπως αναφέρθηκε νωρίτερα, σκοπός αυτής της εργασίας ήταν η μελέτη, ο σχεδιασμός και η υλοποίηση μιας διάταξης που θα αποτελείται από 4 επίπεδα. Το πρώτο και τελευταίο επίπεδο θα αποτελούνται από 4 σειρές με 4 σπινθηριστές η κάθε μία. Κάθε τετράδα σπινθηριστών θα είναι συνδεδεμένη με ένα φωτοπολλαπλασιαστή R580-12. Συνεπώς κάθε επίπεδο θα αποτελείται από 16 σπινθηριστές που ανά 4 θα είναι συζευγμένοι με ένα φωτοπολλαπλασιαστή, όπως φαίνεται στην εικόνα 30.

Επιπλέον, θα υπάρχουν δυο ενδιάμεσα επίπεδα τα οποία θα μπορούν να κινούνται στο επίπεδο x-y. Στα δυο αυτά επίπεδα θα είναι δυνατό να τοποθετηθούν ένας ή δυο ανιχνευτές MicroMeGaS, ή δυο από τα ζεύγη σπινθηριστή-φωτοπολλαπλασιαστή που κατασκευάστηκαν ως πρωτότυπο, η κατασκευή των οποίων περιγράφεται αναλυτικά στη συνέχεια. Τα δυο ενδιάμεσα κουτιά μπορούν να τοποθετηθούν σε τέτοιες θέσεις ώστε να δημιουργηθεί επικάλυψη και συνεπώς καλύτερη χωρική πληροφορία.

Τα σήματα από κάθε φωτοπολλαπλασιαστή επεξεργάζονται ξεχωριστά και έτσι υπάρχει η δυνατότητα χωρικής πληροφορίας, για τη διέλευση μιονίου. Ο συνδυασμός της χωρικής αυτής πληροφορίας από τα τέσσερα επίπεδα, θα μπορούσε να οδηγήσει στην ανακατασκευή της τροχιάς του καταγραφόμενου μιονίου.

Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία^[19], η συνολική ροή της κοσμικής ακτινοβολίας που προσπίπτει σε οριζόντια επιφάνεια είναι

$$J_1 = 180 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (28)$$

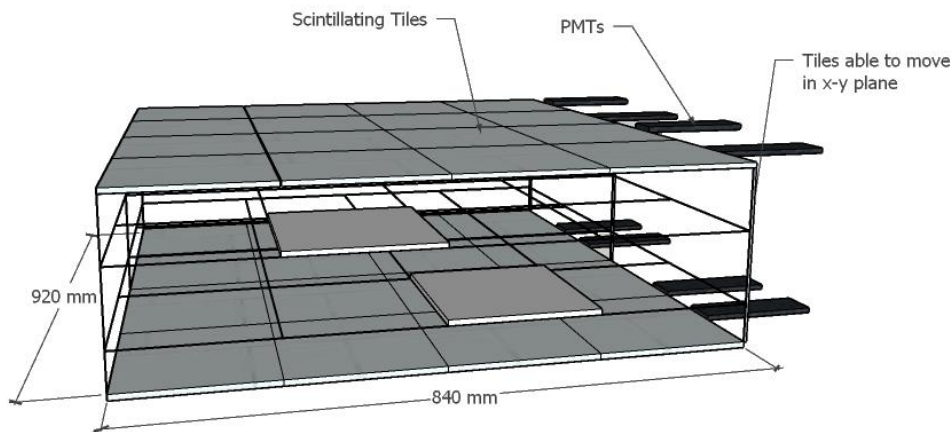
Η ροή της σκληρής συνιστώσας που σχεδόν ταυτίζεται με τη ροή των μιονίων είναι

$$J_h = 130 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (29)$$

ενώ η ροή της μαλακής συνιστώσας που σχεδόν ταυτίζεται με τη ροή των ηλεκτρονίων είναι

$$J_s = 50 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (30)$$

Η ενεργή περιοχή της τελικής διάταξης πρόκειται να έχει διαστάσεις $84\text{cm} \times 92\text{cm}$ δηλαδή $A = 7728 \text{ cm}^2$. Σύμφωνα με τις σχέσεις (28) και (29), η αναμενόμενη συχνότητα θα είναι $f_1 = 139 \text{ Hz}$, ενώ η αναμενόμενη συχνότητα των μιονίων θα είναι $f_h = 100 \text{ Hz}$.



Εικόνα 30: Πρόχειρο σχέδιο του τελικού Cosmic Stand. Ενδιάμεσα διακρίνεται μια πλατφόρμα που μπορεί να κινηθεί στο επίπεδο x-y, πάνω στην οποία μπορεί να τοποθετηθεί ανιχνευτής MicroMeGaS

4.1.1 Αξιολόγηση Φωτοπολλαπλασιαστών

Για την κατασκευή του τελικού Cosmic Stand ελέγχθηκαν 24 φωτοπολλαπλασιαστές (Hamamatsu R580-12) οι οποίοι παραχωρήθηκαν, μαζί με τους σπινθηριστές, στο εργαστήριο μετά το τέλος του πειράματος ZEUS του DESY.



Εικόνα 31: Φωτοπολλαπλασιαστής Hamamatsu R580-12

| Parameter | | R580-12 | Unit |
|---|------|-------------|------|
| Quantum efficiency ($\lambda=520\text{nm}$) | | 12-17% | |
| Nominal voltage | | 1200-1600 | V |
| Spectral Response range | | 300-650 | nm |
| Dark count (20° C) after 12h on high voltage | Typ. | 1 | nA |
| | Max. | 3 | |
| Number of stages | | 10 | |
| Useful photocathode diameter | | 34 | mm |
| Photocathode type | | bi-alkaline | |

Εικόνα 32: Χαρακτηριστικά των φωτοπολλαπλασιαστών (Πηγή: Hamamatsu Photonics)^[6]

Από τους 24 φωτοπολλαπλασιαστές που δοκιμάστηκαν, οι 11 λειτουργούσαν σωστά. Προκειμένου να αξιολογηθούν, συνδέονταν με τάση $V = 1600\text{ V}$. Κάποιοι από αυτούς εμφάνιζαν υπερβολικά υψηλό ή χαμηλό σήμα, ενώ άλλοι δε λειτουργούσαν καθόλου. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι αυτοί οι φωτοπολλαπλασιαστές ακτινοβολήθηκαν κατά τη διάρκεια του πειράματος στο DESY, καθώς βρίσκονταν στα καλορίμετρα ZEUS (1992) ενώ κατόπιν κρατήθηκαν σε άγνωστες συνθήκες φύλαξης (θερμοκρασία, υγρασία, προστασία από το φως) για αρκετά χρόνια.

| α/α | Code Number | Serial Number | Test | Comments |
|-----------------|-------------|---------------|------|-------------------------|
| 1 | 009506 | 14219 | | |
| 2 | 009404 | 13985 | | |
| 3 | 009564 | 14223 | | |
| 4 | 007301 | 13121 | | Υψηλό rate |
| 5 | 007204 | 13207 | | Υψηλό rate |
| 6 | 007303 | 13123 | | - |
| 7 | 004921 | 14744 | | |
| 8 | 008425 | 13301 | | - |
| 9 | 007203 | 13206 | | |
| 10 | 009439 | 13983 | | Δεν ανέβαινε η τάση |
| 11 | 007439 | 13185 | | Δεν ανέβαινε η τάση |
| 12 | 007438 | 13184 | | |
| 13 | 007437 | 13183 | | |
| 14 | 0025451 | 10899 | | |
| 15 | 009301 | 14221 | | |
| 16 | 002456 | 10776 | | Υψηλό rate/Ασταθής τάση |
| 17 | 002457 | 10869 | | Δεν ανέβαινε η τάση |
| 18 | 009485 | 13984 | | Υψηλό rate |
| 19 | 004785 | 13554 | | |
| 20 | 003384 | 13469 | | Υψηλό rate |
| 21 | 004935 | 13529 | | Χαμηλό rate |
| 22 | 002382 | 10933 | | Δεν ανέβαινε η τάση |
| 23 | 002384 | 10846 | | |
| 24 | 002381 | 10861 | | |

Πίνακας 2: Δοκιμή 24 φωτοπολλαπλασιαστών. Με κόκκινο σημειώνονται οι φωτοπολλαπλασιαστές που δεν αξιολογήθηκαν περαιτέρω λόγω μη λειτουργίας, με πορτοκαλί εκείνοι που δεν αξιολογήθηκαν λόγω υψηλής συχνότητας θορύβου, δεδομένου ότι δε θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν τελικά, ενώ με πράσινο αυτοί που αξιολογήθηκαν και είναι υποψήφιοι για επιλογή

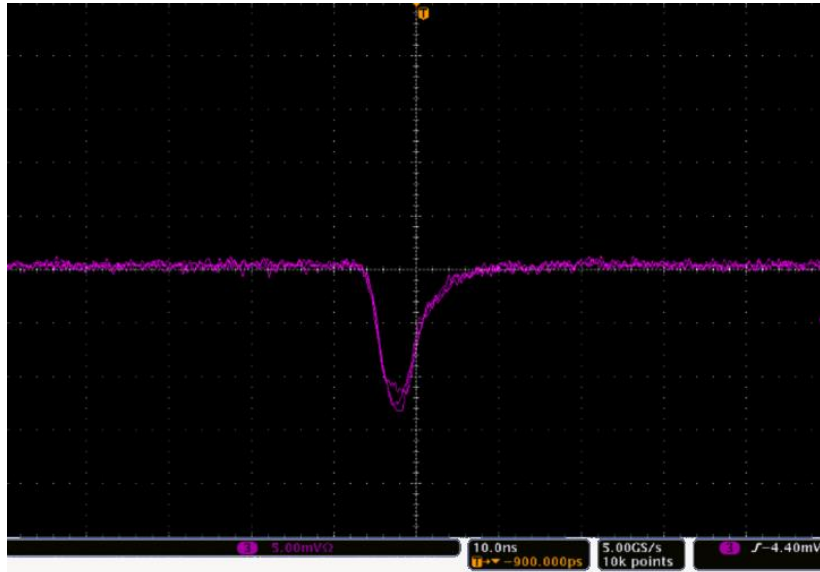
Οι 11 λειτουργικοί φωτοπολλαπλασιαστές τοποθετήθηκαν ένας-ένας με το προστατευτικό κλείστρο μέσα σε ειδική βαλίτσα, καλύπτονταν από χοντρό μαύρο πανί προκειμένου να επιτευχθεί, ει δυνατόν, πλήρης συσκότιση και συνδέονταν σε τάση $V=1600V$. Έμειναν συνδεδεμένοι σε τάση για περίπου μια ώρα και κατόπιν ξεκινούσαν οι μετρήσεις θορύβου.

4.2 Λήψη Μετρήσεων

4.2.1 Ρεύμα Συσκότισης (Dark current)

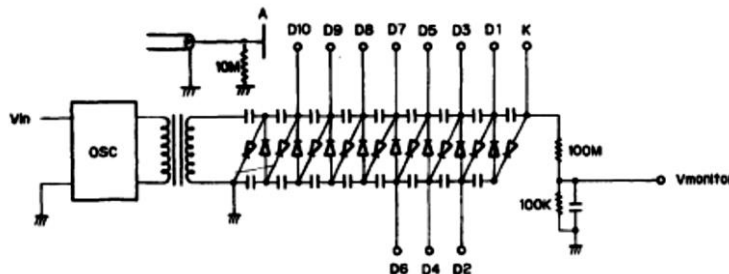
Οι πρώτες μετρήσεις αφορούσαν τον υπολογισμό του ρεύματος συσκότισης (dark current) που παρουσίαζε ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής.

Συνδέοντας το LEMO καλώδιο του φωτοπολλαπλασιαστή στον παλμογράφο (Tektronix DPO 7254) ρυθμιζόταν το όριο (threshold) του παλμογράφου, από $V_{\text{threshold}} = -6\text{mV}$, με βήμα 2mV και καταγράφονταν οι τιμές που έδειχνε ο καταμετρητής (Quad Scaler and Preset Counter Timer, CAEN MOD. N1145). Οι μετρήσεις είχαν διάρκεια 300 sec και συνεχίζονταν έως ότου ο αριθμός των counts που έδειχνε ο καταμετρητής να γίνει μονοψήφιος. Με αυτό τον τρόπο μπορούσε να υπολογιστεί η συχνότητα των παλμών σε κάθε όριο (threshold) και συνεπώς να επιβεβαιωθεί ή όχι, η εκθετική πτώση που αναμενόταν.

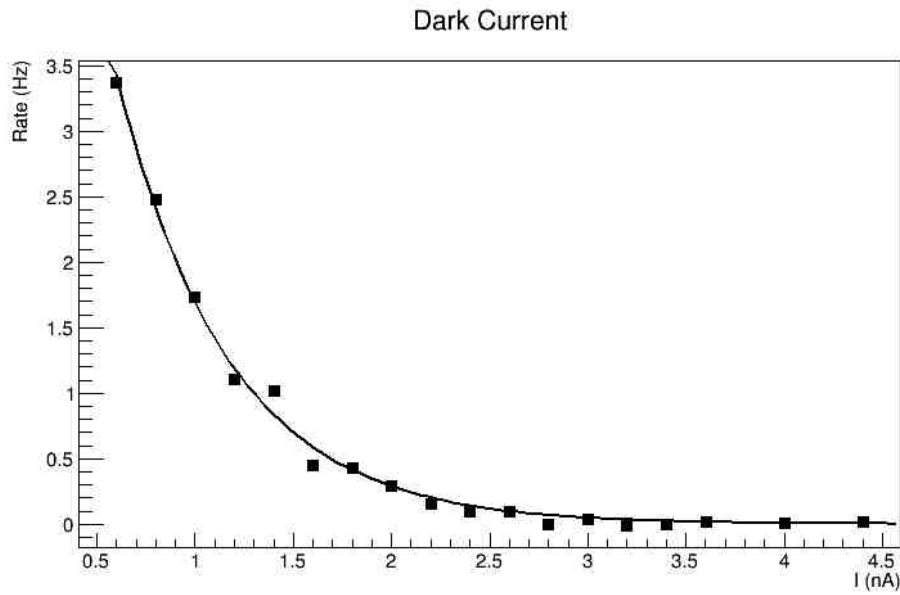


Εικόνα 33: Παλμός ρεύματος συσκότισης (dark current) με $V_{\text{threshold}} = -4.4\text{mV}$

Οι μετρήσεις που λήφθηκαν αφορούσαν counts από το όριο (threshold) και πάνω. Το όριο (threshold) δινόταν σε μονάδες τάσης (mV), μέσω του παλμογράφου. Κατόπιν πραγματοποιήθηκε μετατροπή της τάσης σε ηλεκτρικό ρεύμα, γνωρίζοντας ότι η αντίσταση του φωτοπολλαπλασιαστή R580-12 ήταν $R = 10\text{M}\Omega = 10^7\Omega$, οπότε μέσω του νόμου του Ohm ($I = V / R$) έγινε η μετατροπή της τάσης σε ηλεκτρικό ρεύμα.

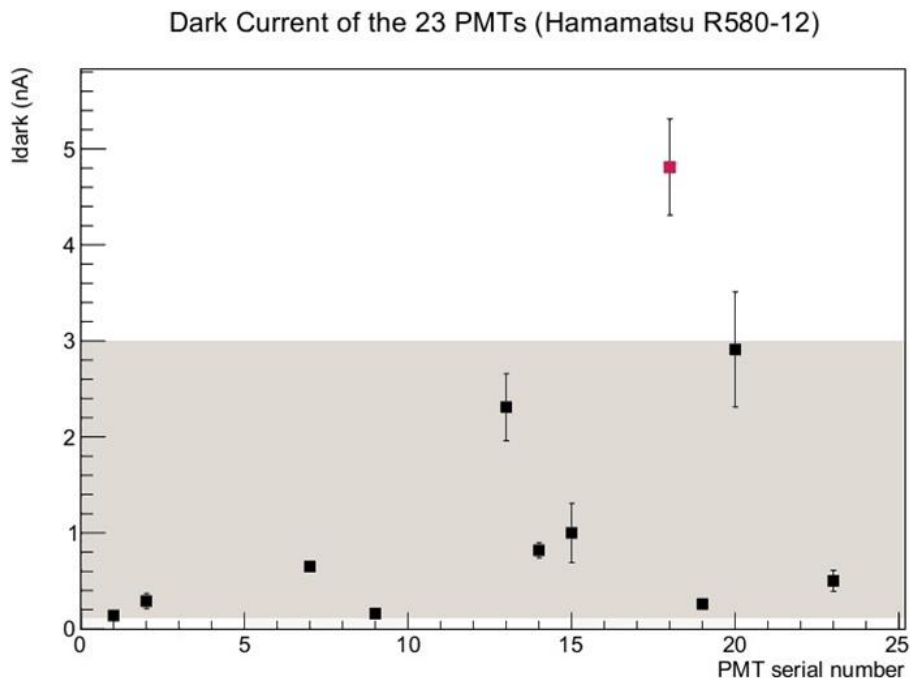


Εικόνα 34: Σχηματική αναπαράσταση του φωτοπολλαπλασιαστή R580-12



Εικόνα 35: Εκθετική μείωση της συχνότητας του σκοτεινού ρεύματος με την αύξηση του ρεύματος

Σύμφωνα με τα χαρακτηριστικά των συγκεκριμένων φωτοπολλαπλασιαστών^[6], το ρεύμα σκότους κυμαίνεται μεταξύ 0.1 nA-3 nA. Πράγματι, εκτός από έναν φωτοπολλαπλασιαστή που ήταν εκτός ορίων και δυο που ήταν οριακά εντός, όλοι οι φωτοπολλαπλασιαστές που μελετήθηκαν εμφάνιζαν ρεύμα σκότους μεταξύ αυτών των τιμών.

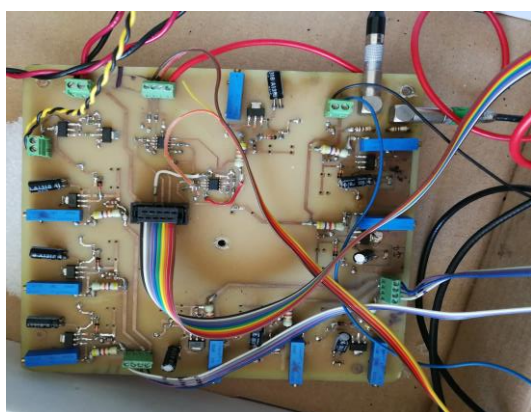


Εικόνα 36: Ρεύμα σκότους για τους φωτοπολλαπλασιαστές. Μόνο ο φωτοπολλαπλασιαστής με α/α 18 δεν ήταν εντός των ορίων της Hamamatsu.

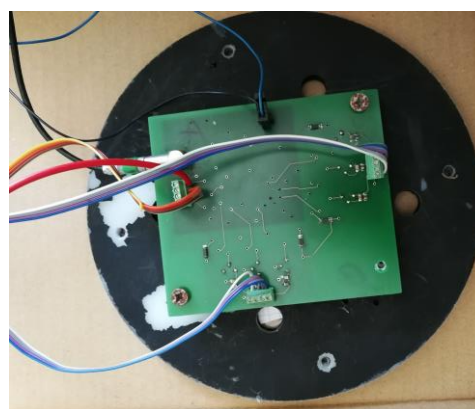
4.2.2 To LASER

Στη διάθεση του εργαστηρίου υπήρχε μια διάταξη με 3 ζεύγη LASER (405 nm, 450 nm και 520nm). Για την ενεργοποίησή τους απαιτούνταν η δημιουργία ενός τετραγωνικού παλμού πλάτους 2V, διάρκειας 500ns και συχνότητας που μπορούσε να ρυθμιστεί, ο οποίος δημιουργήθηκε με τη βοήθεια παλμογεννήτριας (Tektronix AWG 2021). Στη συνέχεια ο trigger παλμός από την παλμογεννήτρια, έφτανε στο κύκλωμα του LASER, το οποίο με τη σειρά του παρείχε τάση ~6V στο LASER που είχε επιλεγεί, παράγοντας ένα φωτεινό παλμό διάρκειας ~8ns. Επιλέχθηκε το LASER με μήκος κύματος $\lambda=450$ nm, προκειμένου να συνδεθεί μέσω οπτικής ίνας με τον κάθε φωτοπολλαπλασιαστή παρεμβάλλοντας και ένα λογαριθμικό φίλτρο προκειμένου να ρυθμίζεται η ποσότητα του φωτός.

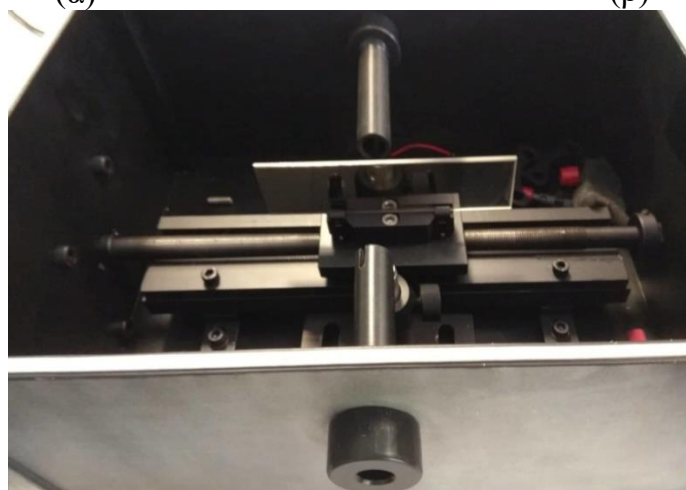
Σκοπός αυτών των μετρήσεων ήταν αφενός να μελετηθεί η συμπεριφορά των φωτοπολλαπλασιαστών με ακτινοβολία και αφετέρου η καταγραφή φάσματος single photon το οποίο όμως δεν επιβεβαιώθηκε.



(α)



(β)

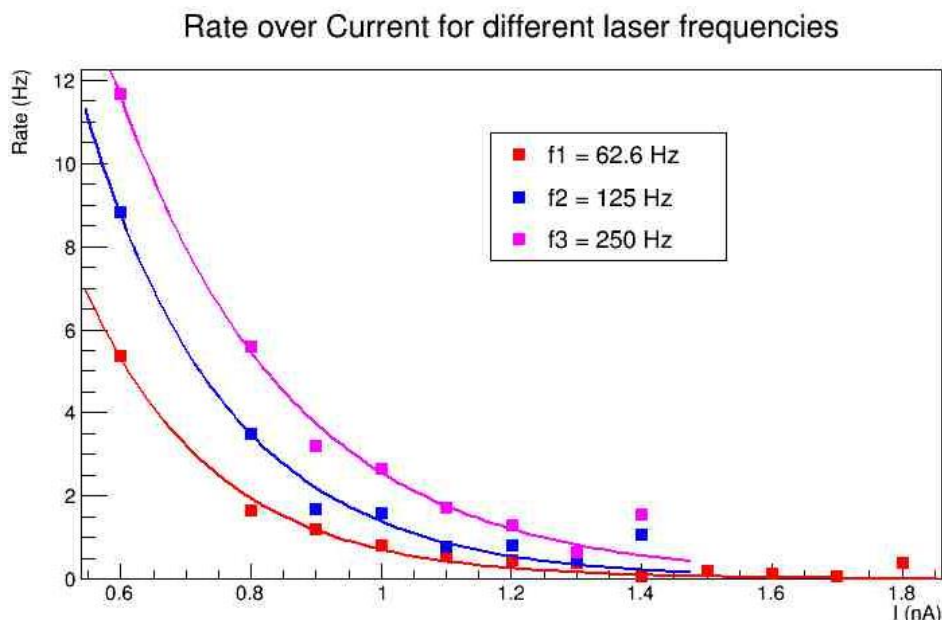


(γ)

Εικόνα 37: (α), (β) Διάταξη του LASER, (γ) λογαριθμικό φίλτρο

Έγινε λήψη αρκετών μετρήσεων ρυθμίζοντας τη διαπερατότητα του φωτός μέσω του λογαριθμικού φίλτρου και τη συχνότητα των παλμών του LASER.

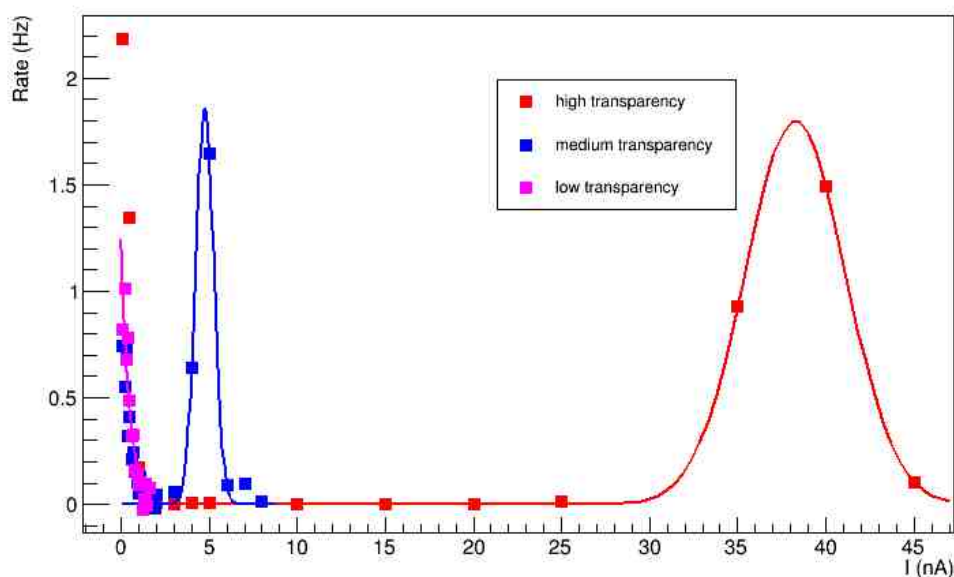
Όπως αναμενόταν παρατηρήθηκε η εκθετική μείωση της συχνότητας των παλμών του φωτοπολλαπλασιαστή. Στην εικόνα 38, παρατηρείται ότι η αύξηση της συχνότητας των παλμών του LASER, οδηγούσε σε αύξηση της συχνότητας των παλμών του φωτοπολλαπλασιαστή για το ίδιο κατώφλι ρεύματος.



Εικόνα 38: Συχνότητα παλμών φωτοπολλαπλασιαστή συναρτήσει του ρεύματος κατόπιν μεταβολής της συχνότητας του LASER. Οι μετρήσεις αφορούσαν έναν φωτοπολλαπλασιαστή από τους έντεκα.

Κρατώντας σταθερή τη συχνότητα του LASER ($f_{\text{LASER}}=7.6$ Hz) και μεταβάλλοντας τη διαπερατότητα του λογαριθμικού φίλτρου, παρατηρείται μεταφορά της κορυφής προς τα υψηλότερα ρεύματα, με την αύξηση της διαπερατότητας. Ταυτόχρονα η καμπύλη που αντιστοιχεί στη χαμηλή διαπερατότητα ακολουθεί την καμπύλη του θορύβου (εκθετική πτώση), χωρίς να εμφανίζεται κορυφή. Αυτό που φαίνεται στην εικόνα 39, ακολουθώντας για παράδειγμα την κόκκινη καμπύλη, η οποία αναπαριστά την πλήρη διαπερατότητα του φωτός, είναι το εξής: όταν το όριο (threshold) είναι μικρότερο από 2 nA καταγράφονται πάρα πολλοί παλμοί που όμως κυριαρχούνται από θόρυβο ο οποίος πέφτει εκθετικά. Όταν το όριο (threshold) είναι μεταξύ 2 nA και 30 nA καταγράφεται σταθερά μηδενική διαφορά στη συχνότητα, μεταξύ των δυο ορίων (thresholds). Πρόκειται για την περιοχή στην οποία ο φωτοπολλαπλασιαστής καταγράφει σταθερή ποσότητα φωτός από το LASER οπότε τα counts στο ένα όριο (threshold) είναι περίπου ίδια με τα counts στο επόμενο όριο (threshold). Από τα 30 nA και έπειτα, το κατώφλι είναι τόσο μεγάλο που αρχίζει να κόβει και το σήμα οπότε παρατηρούνται μεταβολές στη διαφορά της συχνότητας μεταξύ των ορίων (thresholds).

Different Transparencies



Εικόνα 39: Συχνότητα παλμών φωτοπολλαπλασιαστή συναρτήσει του ρεύματος κατόπιν μεταβολής της διαπερατότητας του λογαριθμικού φίλτρου

4.3 Κατασκευή του πρωτοτύπου

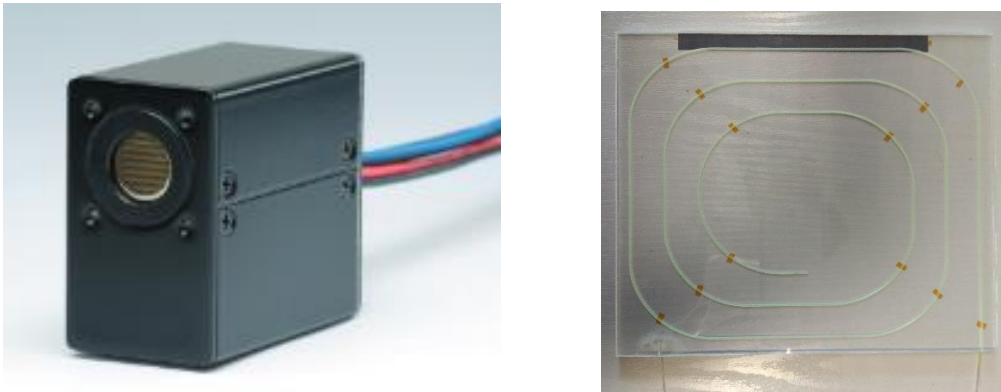
Όπως αναφέρθηκε, λόγω χώρου και χρόνου δεν ήταν δυνατή η κατασκευή της τελικής διάταξης του Cosmic Stand, ωστόσο προχωρήσαμε στην κατασκευή κουτιών που περιέχουν ζεύγη σπινθηριστή-φωτοπολλαπλασιαστή και μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την καταγραφή κοσμικών μιονίων ανεξάρτητα από το Cosmic Stand.

Οι ανιχνευτές που ήταν διαθέσιμοι για την κατασκευή αυτού του πρωτοτύπου ήταν 4 φωτοπολλαπλασιαστές Hamamatsu H10682-210 οι οποίοι είχαν χρησιμοποιηθεί σε μετρήσεις των οπτικών ιδιοτήτων του θαλασσινού νερού^[8] και σπινθηριστές που είχαν χρησιμοποιηθεί στο πείραμα ZEUS του DESY^[7].

Σκοπός ήταν να κατασκευαστούν τρία φωτοστεγανά κουτιά, τα οποία να περιέχουν ένα ζεύγος σπινθηριστή-φωτοπολλαπλασιαστή. Στο μπροστινό μέρος του κουτιού έπρεπε να υπάρχουν οι κατάλληλοι κονέκτορες για την τροφοδοσία και την έξοδο του φωτοπολλαπλασιαστή.

Η επιλογή των κατάλληλων φωτοπολλαπλασιαστών και σπινθηριστών έγινε κατόπιν μετρήσεων, προκειμένου να επιλεγεί ο βέλτιστος συνδυασμός ζεύγους σπινθηριστή-φωτοπολλαπλασιαστή.

Η παρούσα διάταξη, που αποτελείται από τρία πανομοιότυπα κουτιά, χρησιμοποιήθηκε προκειμένου να γίνουν οι πρώτες μετρήσεις κοσμικών μιονίων κατασκευάζοντας την απαραίτητη συνδεσμολογία και ως σύστημα σκανδαλισμού για τον ανιχνευτή MicroMeGaS (2 ζεύγη σπινθηριστών-φωτοπολλαπλασιαστών + 1 ανιχνευτής MicroMeGaS). Στην κατασκευή του τελικού Cosmic Stand τα δυο κουτιά είναι δυνατόν να τοποθετηθούν σε κινούμενες, στο x-y επίπεδο, βάσεις, για τη μέτρηση κοσμικών μιονίων (Εικόνα 30).



Εικόνα 40: (α) Φωτοπολλαπλασιαστής Hamamatsu H10682-210. Διακρίνονται τα 2 καλώδια τροφοδοσίας, το LEMO για την έξοδο του σήματος και το μπλε ως έξοδος over light detection (β) Πλαστικός σπινθηριστής

4.3.1 Σπινθηριστές

Οι σπινθηριστές που είχαν χρησιμοποιηθεί στο πείραμα ZEUS του DESY^[7], βρίσκονταν συσκευασμένοι σε ορθογώνιο κουτί διαστάσεων 274cm×24cm×5.5cm (Μ×Π×Υ). Κάθε κουτί περιείχε 13 πλαστικούς σπινθηριστές διαστάσεων 20.5cm×22.5cm×1.1cm (Μ×Π×Υ), οι κυματοδηγοί των οποίων, συνδέονταν στο μπροστινό μέρος όπως φαίνεται στην εικόνα 41. Στη δεξιά μεριά υπήρχε LED, με τη βοήθεια του οποίου μπορούσε να επιβεβαιωθεί η λειτουργία των σπινθηριστών. Από αυτά τα κουτιά επιλέχθηκαν 3 σπινθηριστές με κριτήριο τη φωτεινότητα στην έξοδο των κυματοδηγών.



Εικόνα 41: Εμπρόσθιο μέρος κουτιού αποθήκευσης των δεκατριών σπινθηριστών. Δεξιά φαίνεται το LED, το οποίο συνδεδεμένο με τάση περίπου 5V, άναβε προκειμένου να δοκιμαστούν οι σπινθηριστές. Αριστερά φαίνεται η έξοδος. Στο άκρο των κυματοδηγών διακρινόταν πράσινο φως.



Εικόνα 42: Το κουτί που φιλοξενούσε τους 13 φωτοπολλαπλασιαστές, αριστερά ανοιχτό και δεξιά κλειστό με το αλουμινένιο περίβλημα.

4.3.2 Φωτοπολλαπλασιαστές

Οι φωτοπολλαπλασιαστές που χρησιμοποιήθηκαν για την κατασκευή του πρωτοτύπου ήταν οι Hamamatsu H10682-210. Πρόκειται για μετρητές φωτονίων που αποτελούνται από φωτοπολλαπλασιαστή με κύκλωμα ταχείας μέτρησης φωτονίων και κύκλωμα παροχής υψηλής τάσης. Η παροχή υψηλής τάσης και το όριο (threshold) του διευκρινιστή, είναι προρυθμισμένα και έτσι επιτρέπεται η καταμέτρηση φωτονίων παρέχοντας στη διάταξη τάση $\sim 5\text{V}$. Επιπλέον, υπάρχει λειτουργία over light detection, προκειμένου να παράγεται σήμα σε περίπτωση που, λόγω υπερβολικής έντασης φωτός, υπάρξει πρόβλημα στην παραγωγή του παλμού.

Τα χαρακτηριστικά των φωτοπολλαπλασιαστών όπως δίνονται στο manual της Hamamatsu είναι:

| Parameter | | H10682-210 | Unit |
|-----------------------------|------|-------------------|-----------------|
| Input Voltage | | +4.75 to +5.25 | V |
| Max. input voltage | | +6 | V |
| Max. input current | | 40 | mA |
| Peak Sensitivity Wavelength | | 400 | nm |
| Count linearity | | 5.0×10^6 | s^{-1} |
| Dark count | Typ. | 50 | s^{-1} |
| | Max. | 100 | |
| Pulse-pair resolution | | 20 | ns |

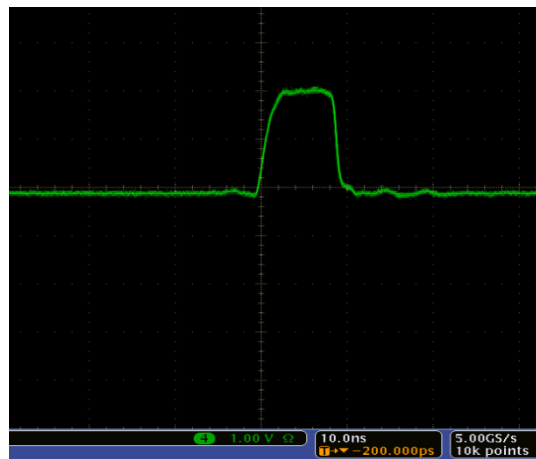
| | | | | |
|-------------------------------|-------------------------|------|----------------|----|
| Output pulse width | | | 10 | ns |
| Output pulse height | Load resistance 50 Ω | Min. | +2 | V |
| | | Typ. | +2.2 | |
| | Un-terminated | Min. | +4 | |
| | | Typ. | +4.4 | |
| Signal output logic | | | Positive logic | - |
| Over light detection output | High level | Min. | +3.5 | V |
| | Low level | Max. | +0,5 | |
| Operating ambient temperature | | | +5 to +40 | °C |
| Storage temperature | | | -20 to +50 | °C |
| Weight | | | 47 | g |

Πίνακας 3: Χαρακτηριστικά των φωτοπολλαπλασιαστών Hamamatsu H10682-210 (Πηγή: <https://www.hamamatsu.com>)

Όσον αφορά στους φωτοπολλαπλασιαστές, οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν προκειμένου να ελεγχθεί αν ανταποκρίνονται στα χαρακτηριστικά του κατασκευαστή, μετά από περίπου 2 χρόνια αποθήκευσης χωρίς χρήση, έδειξαν αποκλίσεις από τις αναγραφόμενες τιμές. Οι μετρήσεις που έγιναν αφορούσαν τη συχνότητα του ρεύματος συσκότισης (dark current) υπό τάση 5 V. Διαρκούσαν 300 sec, με τους φωτοπολλαπλασιαστές να βρίσκονται καλυμμένοι με μαύρο πανί, μέσα σε βαλίτσα επίσης καλυμμένη με μαύρο πανί, ενώ τα φώτα του δωματίου παρέμεναν σβηστά.

| | Rate (Hz) |
|------|-----------|
| PMT1 | 3.07±0.53 |
| PMT2 | 13.4±3.36 |
| PMT3 | 3.41±0.61 |
| PMT4 | 9.75±1.82 |

Πίνακας 4: Συχνότητα του ρεύματος συσκότισης (dark current) για κάθε έναν από τους τέσσερις φωτοπολλαπλασιαστές.



Εικόνα 43: Παλμός φωτοπολλαπλασιαστή H10682-210. Διακρίνεται το ύψος του ψηφιακού παλμού που είναι ίσο με 2V και η διάρκεια του περίπου 10 ns.

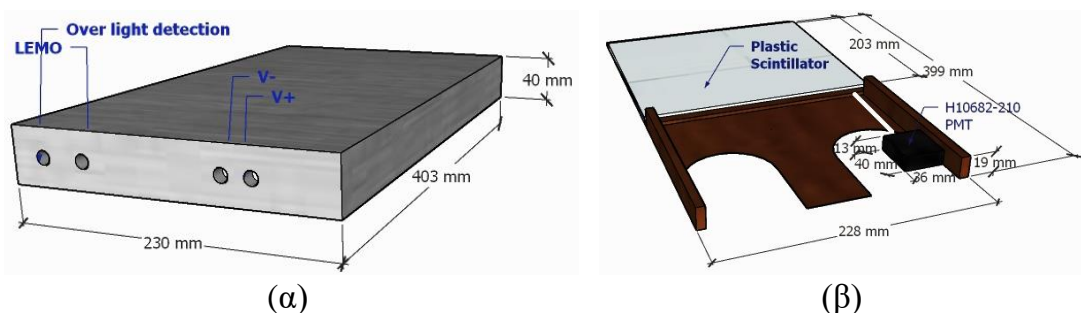
Αυτό που αξίζει να σημειωθεί είναι πως κανένας από τους τέσσερις φωτοπολλαπλασιαστές δεν πλησιάζει την τιμή των 50 Hz που εμφανίζεται στον πίνακα 3 και αφορά το ρεύμα συσκότισης. Αυτό ίσως να δηλώνει πτώση της απολαβής (gain) λόγω παλαιότητας ή ισχυρής ακτινοβολήσης στο παρελθόν. Η

εικόνα 43 δείχνει τον παλμό που περιγράφει ο πίνακας 3, παλμό διάρκειας 10 ns και ύψους 2 V.

4.3.3 Κατασκευή κουτιών

Το επόμενο βήμα ήταν να κατασκευαστούν κουτιά στο εσωτερικό των οποίων θα τοποθετούνταν ένας σπινθηριστής συνδεδεμένος με ένα φωτοπολλαπλασιαστή. Η απαίτηση ήταν να μην περνάει φως, όσο αυτό είναι δυνατό, στο εσωτερικό των κουτιών καθώς αυτό θα δημιουργούσε σήμα στο φωτοπολλαπλασιαστή.

Τα σχέδια που αφορούν το εσωτερικό και εξωτερικό των κουτιών δημιουργήθηκαν με την εφαρμογή SketchUp.



Εικόνα 44: (α) Εξωτερικό και (β) εσωτερικό τμήμα του κουτιού που χρησιμοποιήθηκε για το πρωτότυπο.

Η ιδέα για την κατασκευή, ήταν να χρησιμοποιηθούν τα κουτιά που φιλοξενούσαν τους σπινθηριστές μετά το τέλος του πειράματος ZEUS. Έτσι λοιπόν κόπηκαν σε κατάλληλες διαστάσεις ώστε να χωρέσουν ένα σπινθηριστή συνδεδεμένο με ένα φωτοπολλαπλασιαστή. Το εμπρόσθιο μέρος καλύφθηκε με ένα αλουμινένιο καπάκι στο οποίο υπήρχαν οι απαραίτητες υποδοχές για τα 4 καλώδια του φωτοπολλαπλασιαστή (2 υποδοχές τροφοδοτικού, LEMO κονέκτορας και μια τέταρτη υποδοχή για το καλώδιο του over-light detection). Στη συνέχεια χρησιμοποιήθηκε μαύρη ταινία για να αποκλειστεί η είσοδος του φωτός από χαραμάδες στις ενώσεις. Στις εικόνες που ακολουθούν φαίνεται η πορεία της κατασκευής.



(a)



(b)



(c)



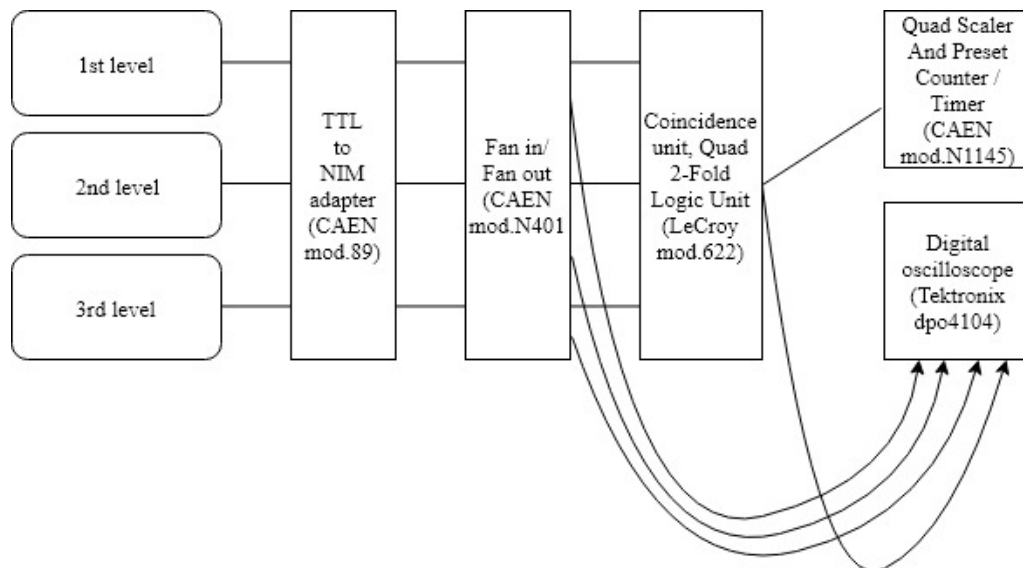
(δ)

Εικόνα 45: (α)-(δ) Στάδια κατασκευής κουτιού

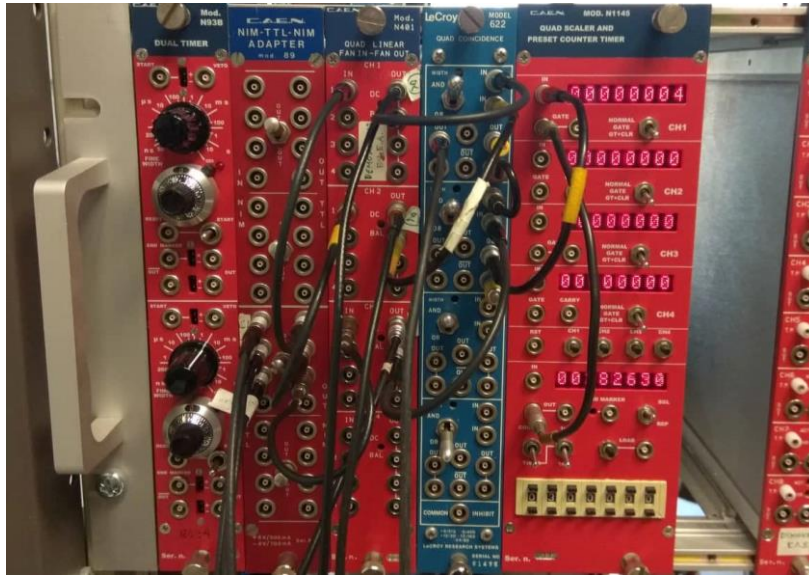
4.4 Λήψη Μετρήσεων

4.4.1 Μεθοδολογία

Μετά την κατασκευή των κουτιών ακολούθησε η λήψη των μετρήσεων. Αρχικά έπρεπε να επιβεβαιωθεί η σωστή λειτουργία τους. Συνδέθηκαν σε τάση $V = 5.25V$ και αφέθηκαν για περίπου μια ώρα. Στη συνέχεια πραγματοποιήθηκε λήψη μετρήσεων διάρκειας 300 second, σε κάθε κουτί ξεχωριστά.



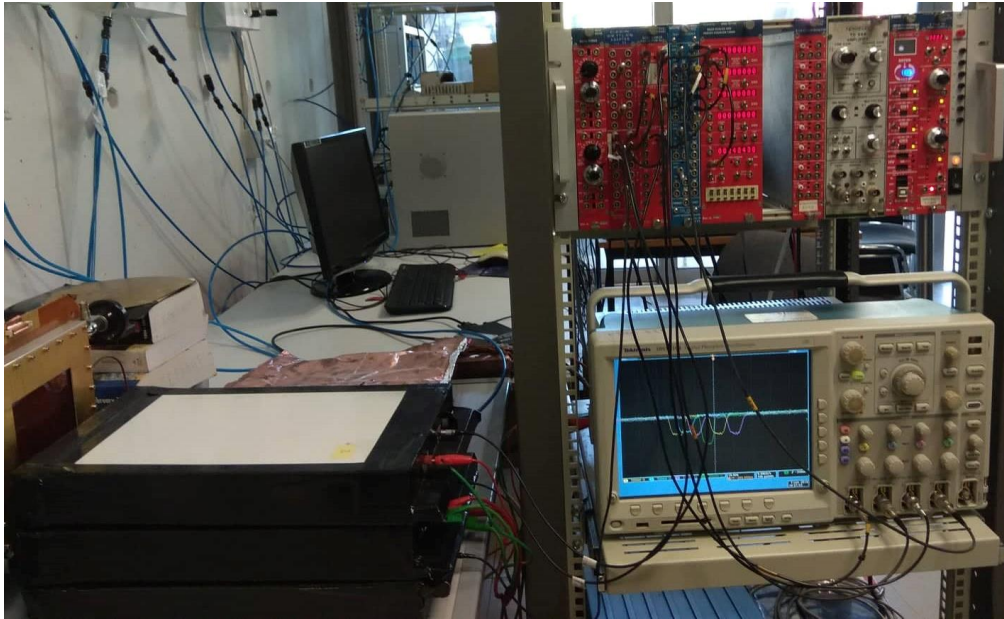
Εικόνα 46: Σχηματική απεικόνιση του κυκλώματος σύμπτωσης



Εικόνα 47: Κύκλωμα σύμπτωσης μεταξύ των τριών επιπέδων χρησιμοποιώντας τις μονάδες NIM του εργαστηρίου

Έπειτα έχοντας κατασκευάσει το κύκλωμα σύμπτωσης (coincidence circuit) που φαίνεται στις εικόνες 46 και 47, τα κουτιά τοποθετήθηκαν σε στοίβα ανά δυο, προκειμένου να επιβεβαιωθεί η διπλή σύμπτωση. Εν τέλει, τοποθετήθηκαν σε στοίβα και τα τρία κουτιά σε διάφορους συνδυασμούς.

Για να πραγματοποιηθεί το κύκλωμα σύμπτωσης που περιγράφεται στην εικόνα 46, τα LEMO καλώδια των φωτοπολλαπλασιαστών συνδέθηκαν με μια μονάδα μετατροπής παλμού TTL σε NIM (TTL to NIM adapter), αφού οι παλμοί των φωτοπολλαπλασιαστών ήταν τύπου TTL αλλά τα ηλεκτρονικά λειτουργούν με παλμούς NIM. Στη συνέχεια ο παλμός NIM συνδέθηκε σε μια μονάδα fan in/out προκειμένου το σήμα να κατευθυνθεί στον παλμογράφο και στη μονάδα σύμπτωσης (Coincidence Unit). Τέλος το σήμα εξόδου της σύμπτωσης συνδεόταν σε έναν καταμετρητή (Counter/Timer). Να σημειωθεί εδώ, πως στα κυκλώματα σύμπτωσης ο αρχικός παλμός περνάει από ένα διευκρινιστή (discriminator) προκειμένου να οριστούν όρια (thresholds) αποδοχής παλμών. Στη συγκεκριμένη περίπτωση αυτό δεν ήταν απαραίτητο καθώς ο παλμός των φωτοπολλαπλασιαστών H10682-210 έχει εκ κατασκευής καθορισμένο ύψος.



Εικόνα 48: Απεικόνιση ολόκληρης της διάταξης. Αριστερά φαίνονται τα τρία κουτιά τοποθετημένα σε στοίβα. Δεξιά πάνω το ικρίωμα με τις μονάδες NIM και κάτω ο παλμογράφος

| | | Counts <N> | $\delta<N>$ | Rate R (Hz) | δR |
|---|-------|-----------------|-------------|----------------|------------|
| Separately | B | 11247.20 | 141.75 | 37.49 | 0.47 |
| | C | 12634.40 | 119.96 | 42.11 | 0.40 |
| | A | 1663597.40 | 20714.67 | 5545.32 | 69.05 |
| Coincidence | B+A | 659.60 | 5.92 | 2.20 | 0.02 |
| | C+A | 651.60 | 15.94 | 2.17 | 0.05 |
| | B+C | 1147.40 | 15.87 | 3.82 | 0.05 |
| | B+C+A | 175.20 | 5.58 | 0.58 | 0.02 |
| Random Noise Experimental | B+A | 13.40 | 1.83 | 0.04 | 0.01 |
| | C+A | 10.00 | 2.07 | 0.03 | 0.01 |
| | B+C | 43.80 | 1.20 | 0.15 | 0.00 |
| | B+C+A | 0.00 | 0.00 | 0.00 | 0.00 |
| Random Noise Theoretical (T=10 ns) | B+A | $2R_1R_2T$ | | 0.004158 | |
| | C+A | $2R_1R_3T$ | | 0.004671 | |
| | B+C | $2R_2R_3T$ | | 0.000032 | |
| | B+C+A | $3R_1R_2R_3T^2$ | | 0.000000 | |

Πίνακας 5: Αποτελέσματα μετρήσεων

Ένα βασικό συμπέρασμα που μπορεί να εξαχθεί από τα αποτελέσματα του πίνακα 5, είναι ότι το κουτί A δεν παρουσιάζει την απαιτούμενη συμπεριφορά. Το ζεύγος σπινθηριστή-φωτοπολλαπλασιαστή, που βρίσκεται μέσα στο κουτί A παρουσιάζει πολύ υψηλή συχνότητα ενώ ο συνδυασμός των κουτιών με αρίθμηση B+A και C+A έχει πολύ χαμηλή συχνότητα. Αυτή η περίεργη συμπεριφορά οφείλεται στον φωτοπολλαπλασιαστή που βρίσκεται στο κουτί A

(PMT2 – πίνακας 4) καθώς εξαρχής είχε παρουσιάσει ασταθή συμπεριφορά και αυξημένο θόρυβο.

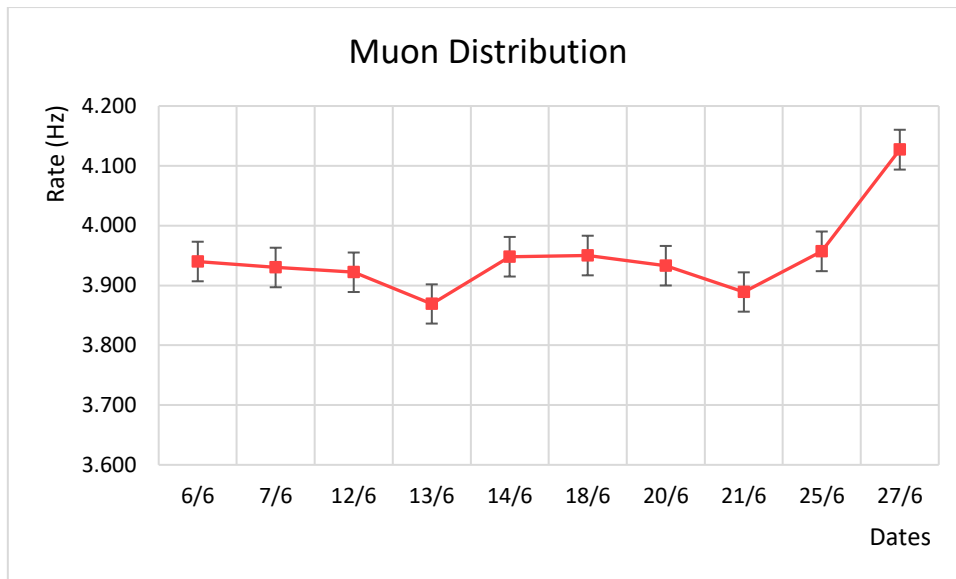
Ένα ερώτημα που έπρεπε να απαντηθεί ήταν ποια είναι η αναμενόμενη τιμή της συχνότητας των κοσμικών μιονίων. Σύμφωνα με τις σχέσεις (28), (29) και δεδομένου ότι το εμβαδόν του σπινθηριστή είναι $20.5\text{ cm} \times 22.5\text{ cm} = 461\text{ cm}^2$, αναμένεται συχνότητα $f_1 = 8.3\text{ Hz}$, $f_h = 6\text{ Hz}$ και $f_s = 2.3\text{ Hz}$. Ωστόσο λόγω της απόδοσης των σπινθηριστών και λόγω του ότι υπάρχει μπετόν πολύ μεγάλου πάχους στο κτήριο του εργαστηρίου αναμένεται συχνότητα περίπου ίση με 4 Hz . Επιπλέον η συχνότητα f_h αφορά τη σκληρή συνιστώσα της κοσμικής ακτινοβολίας που όμως δεν περιλαμβάνει μόνο μίονια.

Ωστόσο, επειδή είχαν ήδη γίνει δοκιμές με άλλους σπινθηριστές και με τον τέταρτο φωτοπολλαπλασιαστή (PMT4 - πίνακας 4) που δεν έδιναν πολύ καλύτερα αποτελέσματα, μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα πως οι δυο από τους τέσσερις φωτοπολλαπλασιαστές (PMT 2 και 4 του πίνακα 4) δεν έχουν καλή συμπεριφορά, οπότε θα χρησιμοποιηθούν τα κουτιά με αρίθμηση B και C (PMT 1 και 3 του πίνακα 4), μιας και έχουν πιο σταθερή συμπεριφορά όσον αφορά στη συχνότητα.

Ένα άλλο πρόβλημα που προέκυψε ήταν ο θεωρητικός υπολογισμός του θορύβου. Η περιγραφή της μεθόδου για το υπολογισμό του θορύβου αναλύεται στο παράθεμα. Ο πειραματικός υπολογισμός των τυχαίων παλμών θορύβου που καταγράφονται ως σύμπτωση είναι πολύ μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο θεωρητικό. Επιπλέον είναι περίεργο το γεγονός ότι τα κουτιά B+C, που είναι αυτά που επιλέχθηκαν, είναι αυτά που είχαν το μεγαλύτερο θόρυβο πειραματικά σε σχέση με τον αντίστοιχο θεωρητικό. Δεν έγινε κατανοητό αν αυτό οφείλεται σε κάποιο σφάλμα στη μεθοδολογία των μετρήσεων ή σε κάποιο άλλο παράγοντα. Σίγουρα πρόκειται για κάτι που πρέπει να μελετηθεί περαιτέρω.

4.4.2 Ημερήσια Κατανομή Ατμοσφαιρικών Μιονίων

Η διάταξη που αποτελείται από τα δυο κουτιά (B+C) τοποθετημένα σε στοίβα χρησιμοποιήθηκε προκειμένου να γίνει μια ημερήσια καταγραφή των κοσμικών μιονίων. Πραγματοποιήθηκαν ωριαίες μετρήσεις για 10 μέρες και τα αποτελέσματα φαίνονται παρακάτω.



Εικόνα 49: Ημερήσια κατανομή ατμοσφαιρικών μιονίων.

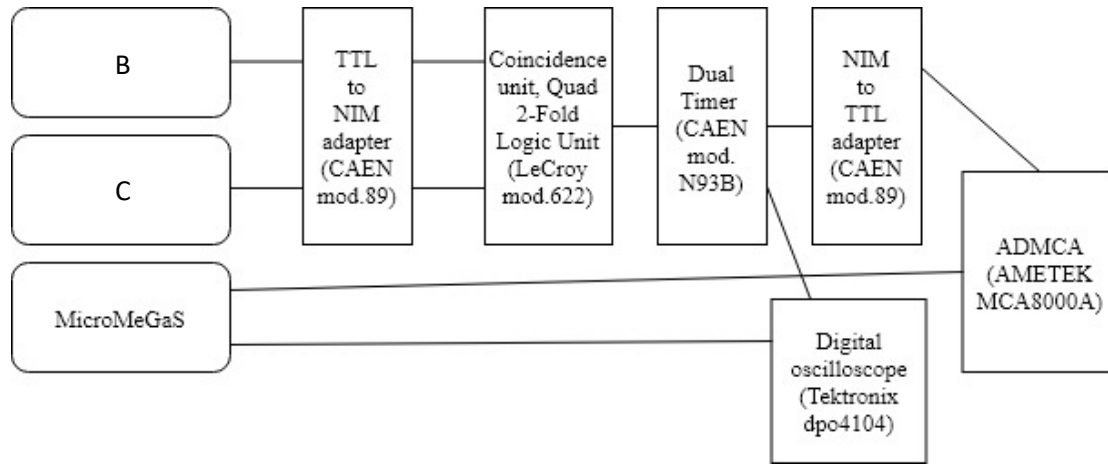
| Dates | Rate R (Hz) | δR |
|-------|-------------|------------|
| 6/6 | 3.940 | 0.033 |
| 7/6 | 3.930 | 0.033 |
| 12/6 | 3.922 | 0.033 |
| 13/6 | 3.869 | 0.033 |
| 14/6 | 3.948 | 0.033 |
| 18/6 | 3.950 | 0.033 |
| 20/6 | 3.933 | 0.033 |
| 21/6 | 3.889 | 0.033 |
| 25/6 | 3.957 | 0.033 |
| 27/6 | 4.127 | 0.033 |

Πίνακας 6: Αποτελέσματα Ημερήσιας Κατανομής Μιονίων

Αυτό που μπορεί να ειπωθεί είναι ότι η συχνότητα των κοσμικών μιονίων εμφανίζει σταθερή συμπεριφορά, ωστόσο το διάστημα των δέκα ημερών δεν είναι αρκετό για να βγουν ασφαλή συμπεράσματα.

4.4.3 Σύμπτωση με ανιχνευτή *MicroMeGaS*

Ένας από τους κυριότερους λόγους της κατασκευής αυτής της διάταξης (Cosmic Stand) ήταν ο συνδυασμός της με ανιχνευτή *MicroMeGaS*. Το σήμα σύμπτωσης των 2 κουτιών (B+C), χρησιμοποιήθηκε ως σύστημα σκανδαλισμού στον πολυκαναλικό αναλυτή (ADMCA), προκειμένου ο τελευταίος να καταμετρήσει τους παλμούς που έφταναν από τον *MicroMeGaS*, ρυθμίζοντας τους χρονισμούς όπου ήταν απαραίτητο. Σημαντικό σε αυτή τη διαδικασία ήταν να περιοριστεί στο ελάχιστο, το χρονικό παράθυρο που άνοιγε με το σήμα σύμπτωσης των δυο επιπέδων και κατά συνέπεια να μειωθεί ο ηλεκτρονικός θόρυβος.



Εικόνα 50: Κύκλωμα σύμπτωσης μεταξύ των δύο επιπέδων και ενός ανιχνευτή MicroMeGaS, χρησιμοποιώντας τις μονάδες NIM του εργαστηρίου

Το κύκλωμα που πραγματοποιήθηκε ήταν ίδιο με αυτό της εικόνας 46, για 2 ζεύγη σπινθηριστών-φωτοπολλαπλασιαστών. Στη συνέχεια το σήμα από τη διπλή σύμπτωση οδηγήθηκε στη μονάδα dual timer προκειμένου να δημιουργηθεί ένα gate διάρκειας 2 μ s ώστε να συμπέσει με τη διάρκεια του ανιχνευτή MicroMeGaS, που ήταν της τάξης των μ s. Ο παλμός μετατράπηκε σε TTL και οδηγήθηκε στο gate2 του πολυκαναλικού αναλυτή (Multi-Channel Analyzer-MCA), ενώ στο gate1 συνδέθηκε απευθείας ο παλμός του MicroMeGaS. Το κύκλωμα που περιγράφεται παραπάνω, απεικονίζεται σχηματικά στην εικόνα 50.

Η τάση καθόδου με την οποία τροφοδοτήθηκε ο ανιχνευτής MicroMeGaS ήταν $V_{drift} = 870 V$ ενώ η τάση του μικροπλέγματος ήταν $V_{mesh} = 570 V$. Χρησιμοποιήθηκε μείγμα αερίου Ar-CO₂ (93-7)% ενώ η διάρκεια της καταμέτρησης ήταν περίπου 20 ώρες, προκειμένου να συλλεγεί επαρκής στατιστική.

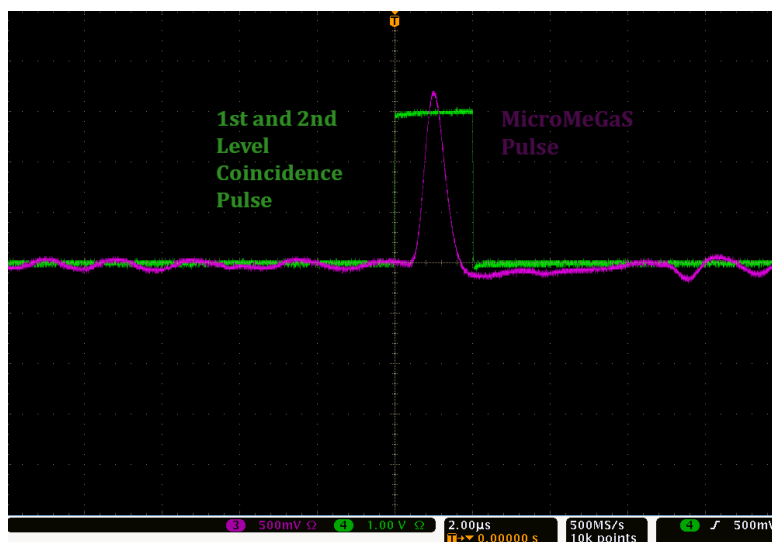
Το φάσμα που ελήφθη και το fit με κατανομή Landau φαίνεται στην εικόνα 52. Στον πίνακα 7 φαίνονται οι παράμετροι της κατανομής Landau. Το fit εκτιμάται να είναι καλό αφού αν διαιρέσουμε την τιμή FCN, που ταυτίζεται με το ολικό χ^2 , με τους βαθμούς ελευθερίας προκύπτει για 512 κανάλια – 3 βαθμούς ελευθερίας της κατανομής Landau:

$$\chi^2 = \frac{FCN}{n df} = \frac{667.556}{509} \approx 1.3/df \quad (31)$$

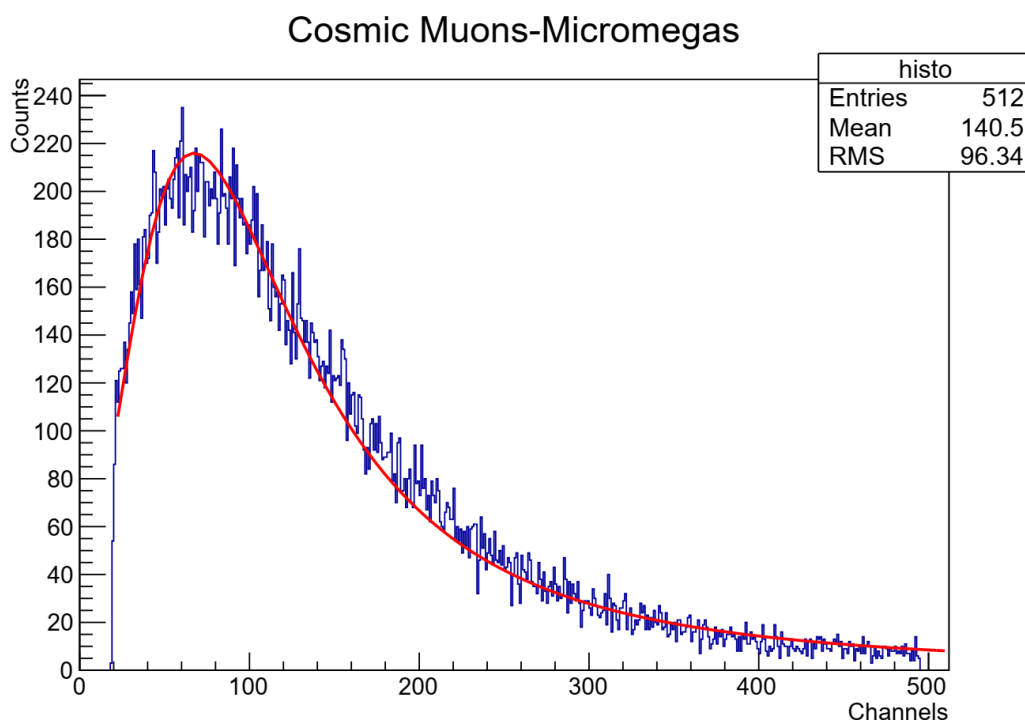
Στη συνέχεια έγινε βαθμονόμηση των καναλιών με πηγή Fe-55 για την οποία είναι γνωστό ότι σε τάση $V_{drift} = 870 V$ και $V_{mesh} = 570 V$ και με μείγμα αερίου Ar-CO₂ (93-7)% το κανάλι 351 αντιστοιχεί στην ενέργεια του σιδήρου $E_\gamma = 5.9 keV$. Κατά συνέπεια η πιο πιθανή τιμή (MPV) όπως φαίνεται από τον πίνακα 7, είναι στο κανάλι 75. Συνεπώς η πιο πιθανή τιμή ενέργειας που εναποθέτει το μόνιο, στον ανιχνευτή Micromegas, κατά την αλληλεπίδρασή του

με τα μόνια του αερίου είναι $E_{mu} = 1.26 \text{ keV}$. Με βάση τη μέση απώλεια ενέργειας στο αέριο αργό και την πυκνότητα του αερίου, η μέση απώλεια ενέργειας που αναμένεται για τα μόνια είναι 2.44 keV/cm συνεπώς για τον ανιχνευτή Micromegas που χρησιμοποιείται στο εργαστήριο (Resistive Bulk Micromegas) και έχει πάχος 0.5 cm η τιμή της μέσης απώλειας ενέργειας αναμένεται να είναι $E_{mu,th} = 1.22 \text{ keV}$.

Το συμπέρασμα είναι ότι η πειραματική και η θεωρητική τιμή είναι πολύ κοντά. Η μικρή διαφορά μεταξύ τους οφείλεται στην ακρίβεια της μέτρησης και στο γεγονός ότι δεν προσπίπτουν κάθετα στη διάταξη όλα τα μόνια, κατά συνέπεια κάποια διασχίζουν απόσταση μεγαλύτερη από 0.5 cm . Ωστόσο πρέπει να τονιστεί πως η στερεά γωνία καταγραφόμενων μιονίων δεν είναι ιδιαίτερα μεγάλη, καθώς υπάρχει και το σύστημα σύμπτωσης με τους 2 σπινθηριστές πάνω από τον ανιχνευτή MicroMeGas.



Εικόνα 51: Σύμπτωση του παλμού που δημιουργήθηκε από το κύκλωμα σύμπτωσης των δυο επιπέδων και του παλμού από τον ανιχνευτή MicroMeGas



Εικόνα 52: Φάσμα κοσμικών μιονίων που λήφθηκε χρησιμοποιώντας τον παλμό σύμπτωσης των κουτιών B+C ως trigger για τον ανιχνευτή Micromegas.

| FCN=667.556 FROM MIGRAD STATUS=CONVERGED 111 CALLS 112 TOTAL | | | | | |
|---|----------|-------------|----------|-----------|------------|
| EDM=2.58823e-007 STRATEGY=1 ERROR MATRIX UNCERTAINTY 2.0 per cent | | | | | |
| NO. | NAME | VALUE | ERROR | STEP SIZE | DERIVATIVE |
| 1 | Constant | 1195.360000 | 9.686580 | -0.275756 | 0.000120 |
| 2 | MPV | 74.530200 | 0.488637 | 0.005695 | -0.000465 |
| 3 | Sigma | 32.518700 | 0.257339 | 0.000014 | 0.280630 |

Πίνακας 7: Παράμετροι του Landau fit

Συμπεράσματα

Συνοψίζοντας αυτή την εργασία, μπορεί να γραφεί ότι έχουν μελετηθεί 24 φωτοπολλαπλασιαστές Hamamatsu R580-12 από τους οποίους οι 11 είχαν ικανοποιητική συμπεριφορά σύμφωνα με την πρότερή τους μελέτη^[6]. Επιπλέον έχουν μελετηθεί 4 μετρητές φωτονίων Hamamatsu H10682-210, εκ των οποίων μόνο οι δύο εμφανίζουν σταθερή συμπεριφορά. Αυτοί οι δύο βρίσκονται συνδεδεμένοι με σπινθηριστές στα κουτιά του πρωτοτύπου. Τα χαρακτηριστικά της διάταξης με τα ζεύγη σπινθηριστή-φωτοπολλαπλασιαστή (πρωτότυπο) έχουν μελετηθεί και έχουν δοκιμαστεί τόσο σε σύμπτωση μεταξύ τους, όσο και ως trigger σε ανιχνευτή Micromegas. Όλοι οι φωτοπολλαπλασιαστές έχουν δοκιμαστεί για τη σταθερότητά τους, όντας συνδεδεμένοι με τάση για εβδομάδες ή μήνες και οι ρυθμοί που καταμετρούνταν είναι σταθεροί. Υπάρχουν διαθέσιμοι εκατοντάδες σπινθηριστές, από τους οποίους μπορούν να επιλεγούν οι καλύτεροι.

Ο στόχος αυτής της εργασίας, επετεύχθη σε μεγάλο ποσοστό αφού έγιναν εκτενείς μελέτες στους διαθέσιμους ανιχνευτές, ενώ υπήρξε η δυνατότητα καταγραφής κοσμικών μιονίων από τον ανιχνευτή Micromegas. Δυστυχώς λόγω χώρου δεν ήταν δυνατή η κατασκευή του τελικού Cosmic Stand.

Ωστόσο η κατασκευή του πρωτοτύπου μπορεί να φανεί ιδιαίτερα χρήσιμη καθώς μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε ακτινοβολήση στον επιταχυντή TANDEM ή ως trigger σε ανιχνευτές Micromegas.

Βιβλιογραφία

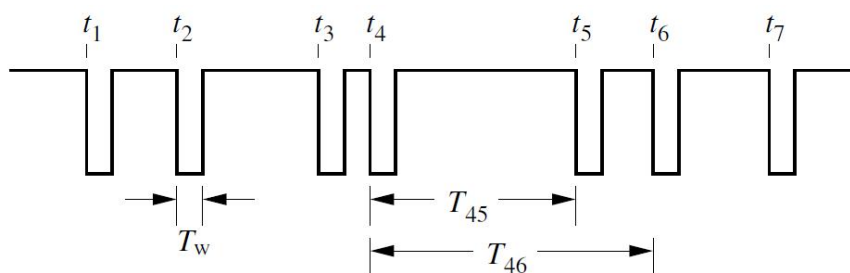
- [1] B. Bengtson, M. Moszynski, Nucl.Instr. and Meth. 117,227 (1974)
- [2] I. Giomataris, et al., MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, Nucl. Instr. and Meth. Vol. 376, p.29-35 (1996)
- [3] Georgios Iakovidis and Theodoros Alexopoulos. Research and Development in Micromegas Detector for the ATLAS Upgrade (Oct 2014)
- [4] B. Stelzer, Nuclear and Particle Physics Proceedings, 273–275 (2016) 1160–1165
- [5] Ginzburg, V.L., Cosmic ray astrophysics (history and general review), Phys.Usp. 39 (1996) 155-168, Usp.Fiz.Nauk 166 (1996) 169-1830
- [6] T. Ishii et al., Nucl. Inst. & Meth. A 320 (3), p. 449-459 (1992)
- [7] E. Hilger, The ZEUS uranium-scintillator calorimeter for HERA, Nucl.Instr. and Meth. Vol 257, p. 488-498 (1987)
- [8] Konstantia G. Balasi, Dimitrios Lenis, Manolis Maniatis, Nikolaos Maragos, Georgios Stavropoulos, A Method for Measuring the Optical Parameters of Deep-Sea Water, Front.in Phys. 6 (2018)
- [9] F. Kuger, Signal Formation Processes in Micromegas Detectors and Quality Control for large size Detector Construction for the ATLAS New Small Wheel
- [10] L.Liu, The speed and lifetime of cosmic ray muons, (2007)
- [11] T Kawamoto, S Vlachos, L Pontecorvo, J Dubbert, G Mikenberg, P Iengo, C Dallapiccola, C Amelung, L Levinson, R Richter, and D Lellouch. New Small Wheel Technical Design book. Number CERN-LHCC-2013-006. ATLAS-TDR-020 (2013). ATLAS New Small Wheel Technical Design book.
- [12] Konstantinos Ntekas and Theodoros Alexopoulos, “Performance characterization of the Micromegas detector for the New Small Wheel upgrade and Development and improvement of the Muon Spectrometer Detector Control System in the ATLAS experiment” (2016)
- [13] Melissinos A.C., Experiments in Modern Physics, “Detection of Cosmic Rays”, 2nd Edition, Academic Press, (2003)
- [14] Behnke O., Kroninger K., Schott G., Schorner-Sadenius T., Data Analysis in High Energy Physics: A Practical Guide to Statistical Methods
- [15] Leo W.R., “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, Springer-Verlag, (1987)

- [16] Grupen C. “Particle Detectors”, 2nd Edition, Cambridge University Press (2008)
- [17] Knoll G.F., Radiation Detection and Measurement (1999)
- [18] Pengra D., Counting statistics of random events: A tutorial
- [19] Partignani C. et al. (PDG), Review of Particle Physics, Chin. Phys. C, 40 100001 (2016)

Παράθεμα

Στατιστική Τυχαίων Γεγονότων^[18]

Κατά το σχεδιασμό ενός πειράματος φυσικής, ένα από τα πρώτα πράγματα που κανείς θα κληθεί να αντιμετωπίσει, είναι ο θόρυβος. Έτσι λοιπόν η μελέτη του θορύβου είναι σημαντική προκειμένου να γίνει σαφής η προέλευση και οι ιδιότητες του θορύβου, ώστε σε τελικό στάδιο να επιτευχθεί ή απεμπλοκή του σήματος από το θόρυβο. Το θετικό με τους παλμούς θορύβου είναι πως πρόκειται για τυχαίους παλμούς, ανεξάρτητους μεταξύ τους.



Εικόνα 53: Σχηματική αναπαράσταση ακολουθίας τυχαίων παλμών όπως εμφανίζονται σε παλμογράφο

Το παρόν πείραμα έγινε για να υπολογιστεί ο ρυθμός ροής των μιονίων και όπως αναφέρθηκε παραπάνω χρησιμοποιήθηκε διάταξη σύμπτωσης με δύο και τρία ζεύγη σπινθηριστών-φωτοπολλαπλασιαστών. Ταυτόχρονα έπρεπε να υπολογιστεί ο ρυθμός τυχαίων παλμών θορύβου που λανθασμένα καταγράφεται ως σύμπτωση.

Προκειμένου λοιπόν να υπολογίσουμε τη συχνότητα σύμπτωσης δυο ή τριών παλμών των φωτοπολλαπλασιαστών, που οφείλονται σε τυχαία γεγονότα και όχι σε σύμπτωση λόγω μιονίων χρησιμοποιήθηκαν οι ακόλουθες παραδοχές:

- Σύνθετες Πιθανότητες: Αν δυο γεγονότα A και B είναι ασυμβίβαστα τότε η πιθανότητα να πραγματοποιηθεί ένα από τα δύο είναι

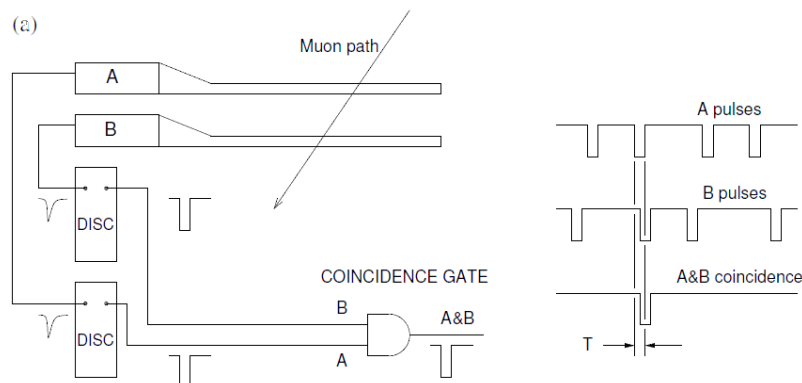
$$P(A \cup B) = P(A) + P(B) \quad (32)$$

- Ανεξάρτητες Πιθανότητες: Αν δυο γεγονότα A και B είναι ανεξάρτητα μεταξύ τους, τότε η πιθανότητα να πραγματοποιηθούν και τα δυο γεγονότα είναι

$$P(A \cap B) = P(A) \times P(B) \quad (33)$$

Στα πειράματα φυσικής υψηλών ενεργειών είναι πολύ συνήθης η χρήση σύμπτωσης μεταξύ ανιχνευτών διότι με αυτό τον τρόπο είναι δυνατόν να περιοριστεί ο θόρυβος. Για παράδειγμα, οι μετρήσεις που προκύπτουν από ένα ζεύγος σπινθηριστή-φωτοπολλαπλασιαστή είναι σε μεγάλο ποσοστό σε γεγονότα που δεν αφορούν μίονια, όπως ηλεκτρονικός θόρυβος, ακτινοβολία υποβάθρου κλπ. Αν ωστόσο τοποθετηθεί ένα δεύτερο ζεύγος σπινθηριστή-φωτοπολλαπλασιαστή σε σύμπτωση με το πρώτο, τότε τα τυχαία γεγονότα που

σχετίζονται με το θόρυβο εμφανίζονται με πολύ χαμηλή συχνότητα. Ταυτόχρονα τα μίονια έχουν πολύ μεγάλη ενέργεια ώστε να καταγραφούν και από τα δύο ζεύγη.



Εικόνα 54: Διάταξη σύμπτωσης δύο επιπέδων. Οι παλμοί των φωτοπολλαπλασιαστών οδηγούνται σε διευκρινιστή και ακολούθως στη μονάδα σύμπτωσης, η οποία παράγει παλμό NIM όταν συμπέσουν τα σήματα των δύο επιπέδων.

Έστω r_A η συχνότητα των τυχαίων παλμών θορύβου που καταγράφει το πρώτο ζεύγος και r_B η συχνότητα των τυχαίων παλμών θορύβου που καταγράφει το δεύτερο ζεύγος. Μόλις φτάσει ένας παλμός, είτε από το A είτε από το B, στο κύκλωμα σύμπτωσης “ανοίγει” ένα gate που διαρκεί χρόνο T . Αν φτάσει και ένας δεύτερος παλμός από το άλλο ζεύγος θα καταγραφεί ως γεγονός. Έστω R_2 η συχνότητα των τυχαίων παλμών και $R_2 dt$ η πιθανότητα να εμφανιστούν δυο τυχαίοι παλμοί θορύβου και να καταγραφούν ως σύμπτωση, σε χρονικό διάστημα dt .

$$R_2 dt = r_A dt \times r_B T + r_B dt \times r_A T \quad (34)$$

Επιπλέον δεδομένου ότι $rT \ll 1$, αφού ο χρόνος T είναι πολύ μικρός συγκριτικά με τις συχνότητες r_A και r_B , οπότε μπορεί να γίνει η παραδοχή $r dt \approx rT$.

$$R_2 = 2r_A r_B T \quad (35)$$

Ενώ αν η διάταξη σύμπτωσης περιλαμβάνει τρία ζεύγη σπινθηριστών-φωτοπολλαπλασιαστών η αντίστοιχη γίνεται:

$$R_3 dt = r_A dt \times r_B T \times r_C T + r_B dt \times r_A T \times r_C T + r_C dt \times r_A T \times r_B T \quad (36)$$

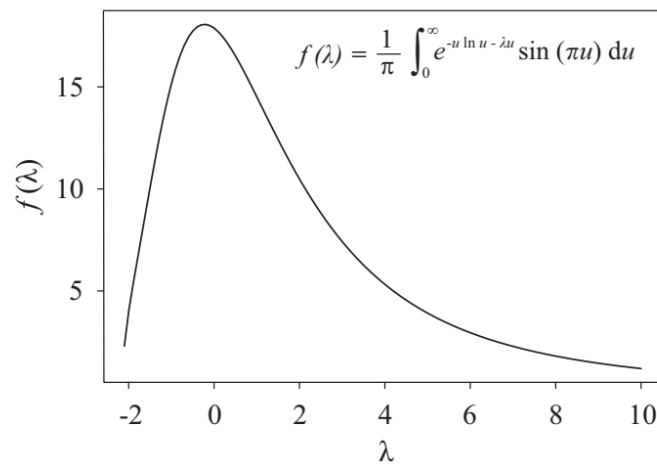
$$R_3 = 3r_A r_B r_C T^2 \quad (37)$$

Κατανομή Landau ^[14]

Καθώς ένα φορτισμένο σωματίδιο περνάει κοντά από ένα άτομο, τα ηλεκτρόνια του αποκτούν ενέργεια μέσω ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων. Το ποσό της ενέργειας που εναποθέτει το φορτισμένο σωματίδιο ακολουθεί την κατανομή Landau. Η κατανομή της πιθανότητας για την απώλεια ενέργειας, υπολογίστηκε από τον Landau και δίνεται από τη σχέση:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-u \ln u - \lambda u} \sin(\pi u) du \quad (38)$$

Όπου $\lambda = \frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}$. Η μεταβλητή Δ αντιστοιχεί στην πραγματική απώλεια ενέργειας, η Δ_0 αντιστοιχεί στην πιο πιθανή τιμή της κατανομής και ξ είναι μια σταθερά.



Εικόνα 55: Κατανομή Landau

Η κατανομή Landau αποτελείται από μια περιοχή στην οποία υπάρχει απότομη άνοδος της $f(\lambda)$, η κορυφή της κατανομής βρίσκεται στο Δ_0 ενώ ακολουθεί μια πολύ μακριά ουρά. Από άποψη φυσικής και δεδομένου ότι η μελέτη αφορά ανιχνευτή αερίου, πεπερασμένου πάχους, η ενέργεια που εναποθέτει το διερχόμενο σωματίδιο στα άτομα του αερίου μπορεί να καταγραφεί μόνο εάν η εναπόθεση γίνει στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Ωστόσο η καταγραφόμενη ενέργεια μπορεί να μην ταυτίζεται με την ενέργεια που εναποτέθηκε. Σε αυτό το γεγονός οφείλεται η μακριά ουρά της κατανομής Landau. Δηλαδή σε στατιστικές διακυμάνσεις κατά τη διαδικασία πολλαπλασιασμού των ηλεκτρονίων και σε ηλεκτρόνια-δ που αφήνουν μόνο μέρος της ενέργειάς τους στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή.