

ΑΝΙΧΝΕΥΤΕΣ ΜΕ ΑΕΡΙΟ ΓΕΜΙΣΜΑ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι ανιχνευτές με αέριο γέμισμα είναι τα παλαιότερα και περισσότερων τύπων όργανα που χρησιμοποιούνται στην Πυρηνική Φυσική. Είναι ευρύτατης χρήσης γιατί μπορούν να μετρήσουν υψηλούς ρυθμούς, μπορούν να χρησιμοποιηθούν στην μέτρηση της ενέργειας, της θέσης, η ακόμη και σε μετρήσεις χρονισμού, για όλους τους τύπους των φορτισμένων σωματιδίων και ακόμη ακτινοβολιών όπως οι α και οι γ . Είναι εύχρηστοι γιατί προσαρμόζονται εύκολα σε όλες τις πειραματικές συνθήκες με σχετικά χαμηλό κόστος παρά τις σχετικά μεγάλες διαστάσεις τους.

Ως μειονεκτήματά τους θεωρούνται η σχετικά χαμηλή ενεργειακή τους απόκριση και η ίδια η χρήση του αερίου γεμίματος το οποίο μπορεί να διαφεύγει. Μειονέκτημα θεωρείται επίσης η χρήση του ειδικού παράθυρου που απαιτείται στις μετρήσεις σωματιδίων χαμηλών ενεργειών και παρουσιάζει προβλήματα λόγω της λεπτότητάς του.

Οι κύριοι τύποι των ανιχνευτών αερίου γεμίματος είναι οι θάλαμοι ιονισμού, οι αναλογικοί απαριθμητές και οι απαριθμητές χιονοστιβάδας (Geiger-Müller). Θεωρούνται όργανα ρουτίνας σε μετρήσεις Πυρηνικής Φυσικής.

Για την κατανόηση του τρόπου λειτουργίας τους δίνεται παρακάτω μια σύντομη περιγραφή των διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα στην μέτρηση των ακτινοβολιών με τους ανιχνευτές αερίου γεμίματος.

2. ΒΑΣΙΚΕΣ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΕΣ ΠΟΥ ΣΥΜΜΕΤΕΧΟΥΝ ΣΤΗΝ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΤΩΝ ΑΝΙΧΝΕΥΤΩΝ ΜΕ ΑΕΡΙΟ ΓΕΜΙΣΜΑ

Τα φορτισμένα σωματίδια διασχίζοντας την αέριο ύλη αλληλεπιδρούν κυρίως μέσω “αλληλεπιδράσεων Coulomb”. Το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο του σωματιδίου όταν αλληλεπιδρά με εξωτερικά ηλεκτρόνια των ατόμων του αερίου παράγει διεγέρσεις και ιονισμούς. Από την αλληλεπίδραση αυτή το σωματίδιο υφίσταται απώλεια της ενέργειάς του. Οι πρωτογενείς “συγκρούσεις” δημιουργούν ζεύγη ηλεκτρονίων-θετικών ιόντων τα οποία είναι ικανά να αλληλεπιδράσουν εκ νέου με το αέριο. Τα χαρακτηριστικά των σημάτων εξόδου από τους διάφορους τύπους ανιχνευτών με αέριο γέμισμα συσχετίζονται με τον αριθμό των ζευγών που δημιουργήθηκαν αρχικά. Απουσία άλλων φαινομένων, τα ιόντα χάνουν γρήγορα την ενέργειά τους μέσω πολλαπλών συγκρούσεων με τα μόρια του αερίου ενώ τα ηλεκτρόνια σκεδάζονται μέσα στο αέριο.

2.1 ΑΠΩΛΕΙΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΣΤΑ ΑΕΡΙΑ.

2.1.1 Απώλεια ενέργειας των ελαφρών σωματιδίων.

Η απώλεια ενέργειας των σωματιδίων εξαρτάται από την ενέργεια που μεταφέρεται στα ηλεκτρόνια των μορίων του αερίου κατά τις αλληλεπιδράσεις. Η ποσοτική εκτίμηση της απώλειας ενέργειας dE ανά μονάδα μήκους διαδρομής dx έχει περιγραφεί από τους Bethe και Bloch και δίνεται από την σχέση (Τμήμα1, παράγραφος 2.2.1):

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_e \rho \frac{z^2 e^4}{m_0 c^2 \beta^2} \left[\ln \frac{2m_0 c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{C_k}{Z} \right] \quad [2.1.1]$$

όπου ρ η πυκνότητα του υλικού και N_e ο αριθμός των ηλεκτρονίων ανά μονάδα μάζας του υλικού, δηλ. $N_e = N_A \cdot Z/A$ όπου Z και A ο ατομικός και μαζικός αριθμός του υλικού, αντίστοιχα και N_A ο αριθμός Avogadro, I το ενεργό δυναμικό ιονισμού το οποίο με καλή προσέγγιση λαμβάνεται ως $I=I_0 Z$ με $I_0=12$ eV, m_0 και e η μάζα και το φορτίο του ηλεκτρονίου, $\beta = v/c$ η σχετική ταχύτητα του σωματιδίου, v και ze η

ταχύτητα και το φορτίο του σωματιδίου, C_K η διόρθωση λόγω των εσωτερικών στιβάδων (είναι συνήθως αμελητέα).

Στην εξίσωση [2.1.1] φαίνεται ότι η απώλεια ενέργειας του σωματιδίου είναι συνάρτηση της ταχύτητάς του και όχι της ενέργειάς του. Η απώλεια ενέργειας δίνεται ως γινόμενο δυο παραγόντων όπου ο ένας ελαττώνεται με την αύξηση της ταχύτητας του σωματιδίου, ενώ ο άλλος, που είναι μέσα στις αγκύλες, αυξάνει λογαριθμικά με την ταχύτητα του σωματιδίου. Σαντό τον δεύτερο όρο οφείλεται η αύξηση της απώλειας ενέργειας στην ρελατιβιστική περιοχή των ταχυτήτων.

Αν η ενέργεια εκφράζεται σε MeV και το πάχος του μέσου σε gr/cm^2 , τότε:

$$\frac{4\pi e^4 z^2 nZ}{m_0 v^2} = 0.307 \beta^{-2} z^2 \rho \frac{Z}{A} \quad \text{MeV}/(\text{gr} \cdot \text{cm}^{-2}) \quad [2.1.2]$$

όπου A και ρ είναι αντίστοιχα ο μαζικός αριθμός και η πυκνότητα του μέσου. Για μοριακά αέρια ή μείγμα αερίων λαμβάνεται η μέση τιμή των A , Z και I .

2.1.2 Απώλεια ενέργειας βαρέων ιόντων.

Η σχέση των Bethe και Bloch [2.1.1], προβλέπει με καλή ακρίβεια την απώλεια ενέργειας των πρωτονίων και των σωματιδίων άλφα. Οι ανιχνευτές με αέριο γέμισμα χρησιμοποιούνται κυρίως στην Πυρηνική Φυσική για την ανίχνευση βαρέων ιόντων. Για να εφαρμοστεί η σχέση [2.1.1] στα σωματίδια αυτά πρέπει να είναι γνωστή η κατάσταση του φορτίου z του σωματιδίου. Αυτό μεταβάλλεται με την ταχύτητα του σωματιδίου¹ και έτσι η σχέση [2.1.1] δεν χρησιμοποιείται. Επειδή η απώλεια ενέργειας καθώς και η εμβέλεια παίζουν σημαντικό ρόλο στην συμπεριφορά των βαρέων ιόντων, χρησιμοποιούνται ημι-εμπειρικές σχέσεις που έχουν προκύψει από μεγάλο αριθμό πειραματικών δεδομένων. Από τις πιο πρόσφατες σχέσεις είναι αυτές που χρησιμοποίησαν οι Hubert et al. (1990) θεωρώντας σαν αναφορά τα σωματίδια άλφα. Για παράδειγμα η απώλεια ενέργειας υπολογίζεται από την σχέση:

$$S_{ion} = S_{He} \frac{(\gamma_{1,2} Z_1)_{ion}^2}{(\gamma, Z_1)_{He}^2} \quad [2.1.3]$$

¹ Χρησιμοποιείται το ενεργό φορτίο z^* που δίνεται από την σχέση $z^*=z(\beta)$.

$$\gamma_{1,2} = \gamma_1 f(Z_1, Z_2)$$

όπου:

$$\gamma_1 = 1 - A(Z_1) \exp \frac{-0.88\nu}{\nu_0 Z_1^{0.65}}$$

Z_1 ο ατομικός αριθμός του σωματιδίου, Z_2 ο ατομικός αριθμός του μέσου και $f(Z_1, Z_2)$ συνάρτηση που προκύπτει από την προσαρμογή στα πειραματικά δεδομένα. Το ν είναι η ταχύτητα του σωματιδίου και το ν_0 σταθερά ίση με $2.188 \cdot 10^8$ cm/s. Οι εκφράσεις αυτές δίνουν πολύ καλά αποτελέσματα για όλα τα στοιχεία μεταξύ 2.5 και 500 MeV/νουκλεόνιο.

2.1.3 Αλληλεπιδράσεις φωτονίων.

Οι ανιχνευτές με αέριο γέμισμα μπορούν να χρησιμοποιηθούν επίσης και για την μέτρηση ακτινοβολίας α και γ . Στην ενεργειακή περιοχή των φωτονίων, που αφορούν στην Πυρηνική Φυσική, δηλαδή από 50 keV μέχρι περίπου 50 MeV, τρεις μηχανισμοί αλληλεπίδρασης οδηγούν στη μερική ή την πλήρη μεταφορά της ενέργειας του φωτονίου στο ηλεκτρόνιο το οποίο αποσπάται από το άτομο. Οι μηχανισμοί αυτοί είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, το φαινόμενο Compton και η παραγωγή ζεύγους. Και οι τρεις μηχανισμοί έχουν σαν τελικό προϊόν τουλάχιστον ένα ηλεκτρόνιο δηλαδή ένα άμεσα ιονιστικό σωματίδιο, το οποίο παίρνει ένα σημαντικό μέρος, ή και όλη την ενέργεια του αρχικού φωτονίου. Περισσότερα για τα φαινόμενα αυτά αναφέρονται στο Τμήμα 1, παράγραφος 2.3.

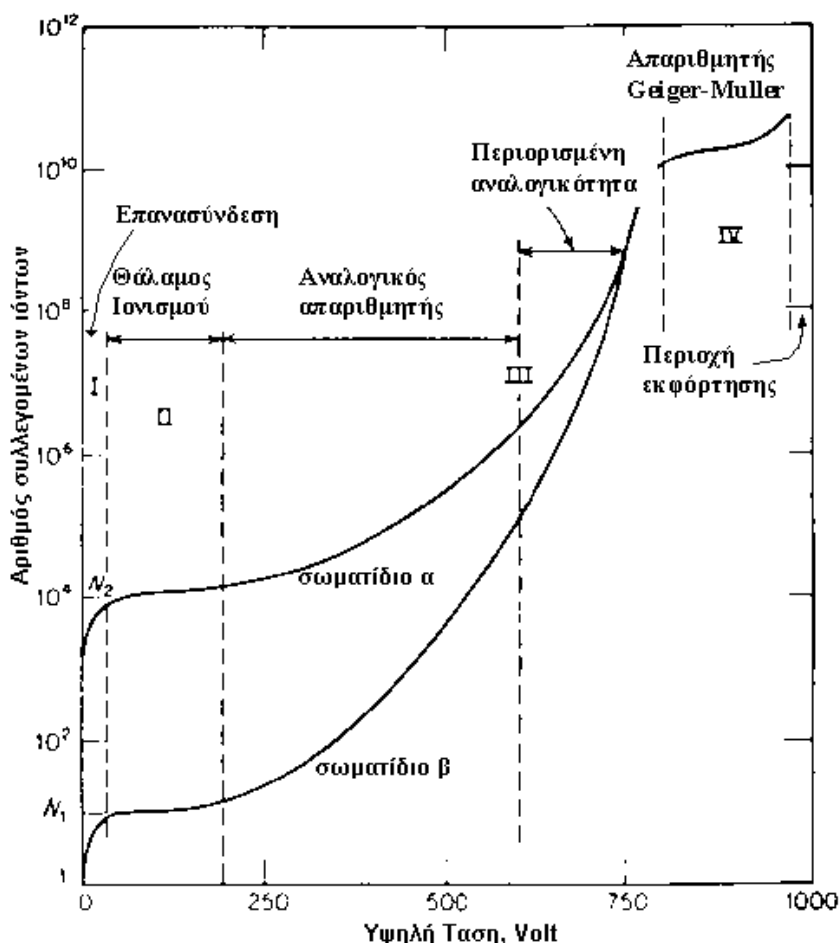
2.1.4 Το Φαινόμενο του Πολλαπλασιασμού.

Όταν μεταξύ δύο ηλεκτροδίων εφαρμόζεται υψηλό ηλεκτρικό πεδίο, τα αρχικώς δημιουργούμενα ηλεκτρόνια αποκτούν κινητική ενέργεια μεγαλύτερη από το δυναμικό ιονισμού των ατόμων του αερίου και έτσι μπορούν να προκαλέσουν δευτερογενείς ιονισμούς. Τα νέα ελεύθερα ηλεκτρόνια, που θα παραχθούν, θα επιταχυνθούν επίσης και θα προκαλέσουν περαιτέρω ιονισμούς, δημιουργώντας τελικώς το αντίστοιχο χιονοστιβάδας ηλεκτρικών φορτίων. Η ανάπτυξη μιας τέτοιας χιονοστιβάδας και η απόσβεσή της εξαρτώνται από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και την φύση του αερίου γεμίματος του απαριθμητή. Η μείξη αερίων στον ανιχνευτή επιλέγεται με κριτήριο να πληρούνται οι πειραματικές απαιτήσεις, δηλαδή υψηλό σήμα εξόδου, υψηλός ρυθμός καταμέτρησης και άλλα χαρακτηριστικά.

3. ΕΙΔΗ ΑΠΑΡΙΘΜΗΤΩΝ ΜΕ ΑΕΡΙΟ ΓΕΜΙΣΜΑ.

Η συλλογή των φορτίων εξαρτάται από την διαφορά δυναμικού που εφαρμόζεται μεταξύ ανόδου-καθόδου. Στο σχήμα 3.1.1 φαίνονται οι διαφορετικοί τρόποι λειτουργίας του ίδιου ανιχνευτή σαν συνάρτηση της διαφοράς δυναμικού μεταξύ ανόδου-καθόδου. Σε πολύ μικρές τάσεις η επανασύνδεση των ηλεκτρικών φορέων παίζει σημαντικό ρόλο. Με την αύξηση της τάσης, μπορεί να γίνει έως και ολική συλλογή φορτίου. Τότε ο απαριθμητής λειτουργεί σαν **θάλαμος ιονισμού**.

Όταν το ηλεκτρικό πεδίο γίνεται ακόμη πιο ισχυρό αρχίζει η διαδικασία πολλαπλασιασμού πλησίον της επιφάνειας της ανόδου. Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού μπο-



Σχήμα 3.1.1. Περιοχές λειτουργίας των απαριθμητών με αέριο γέμισμα. Οι δυο καμπύλες αντιστοιχούν σε σωματίδια που αποθέτουν διαφορετικά ποσά ενέργειας στο αέριο γέμισμα του απαριθμητή.

ρεί να είναι 10^4 . Στην περιοχή αυτή του πεδίου, ο ανιχνευτής λειτουργεί υπό *συνθήκες αναλογικότητας* καθόσον το συλλεγόμενο σήμα είναι ανάλογο του αποτιθέμενου αρχικού φορτίου. Με την περαιτέρω αύξηση της τάσης η αναλογικότητα χάνεται σταδιακά. Η λειτουργία του απαριθμητή καταλήγει σε *συνθήκες κόρου*, που είναι η περίπτωση του **απαριθμητή Geiger-Müller**. Τέλος για μεγαλύτερη ακόμα διαφορά δυναμικού ο ανιχνευτής καθίσταται αγωγίμος λόγω της συνεχούς ηλεκτρικής εκκένωσης με συνέπεια να μην μπορεί να ανιχνεύσει σωματίδια. Η ανάπτυξη τέτοιας διαφοράς δυναμικού οδηγεί σύντομα στην καταστροφή του ανιχνευτή, γι' αυτό πρέπει να αποφεύγεται.

Με τους απαριθμητές με αέριο γέμισμα μετράται ο ιονισμός που προκαλούν τα σωματίδια που διέρχονται από τον όγκο του αερίου γεμίματος. Σύμφωνα με τις περιοχές λειτουργίας των ανιχνευτών, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1.1, οι ανιχνευτές διακρίνονται στις παρακάτω κατηγορίες, παρόλο που οι περιοχές λειτουργίας δεν είναι αυστηρά καθορισμένες.

1. Θάλαμοι ιονισμού
2. Αναλογικοί απαριθμητές
3. Απαριθμητές Geiger-Müller

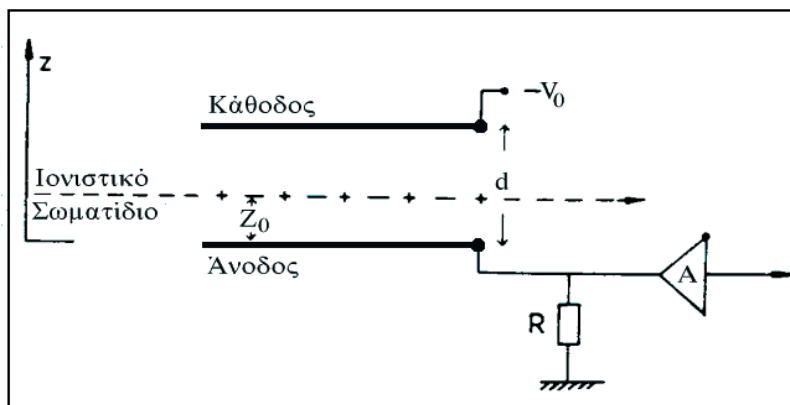
3.1 ΘΑΛΑΜΟΙ ΙΟΝΙΣΜΟΥ.

Με βάση το σήμα εξόδου από τον απαριθμητή μπορούμε να πούμε ότι είναι δυο τύπων: α) να δίνει στην έξοδό του ηλεκτρικό ρεύμα και β) να δίνει στην έξοδό του ηλεκτρικούς παλμούς. Στην πρώτη περίπτωση μετράται το μέσο ρεύμα DC που προκύπτει από την ροή των διερχομένων από τον απαριθμητή σωματιδίων. Στην δεύτερη περίπτωση μετράται ανεξάρτητα κάθε σωματίδιο που διαπερνά τον απαριθμητή, δίνοντας ένα ηλεκτρικό παλμό. Θα αναφερθούμε σε αυτή μόνο την περίπτωση γιατί μας ενδιαφέρει η μέτρηση του πλήθους των σωματιδίων.

Για την κατανόηση της δημιουργίας ενός παλμού θα ξεκινήσουμε από την απλούστερη περίπτωση ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου, όπως το σύστημα των δυο παράλληλων πλακών. Ας θεωρηθεί η διάταξη του σχήματος 3.1.2, όπου ανάμεσα στις δυο παράλληλες πλάκες περιέχεται αέριο πχ. Αργό (Ar). Η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου $|E| = E_Z = \frac{V_0}{d}$ πρέπει να είναι τόση που να επιτρέπει την πλήρη συλλογή στις πλάκες, των N θετικών και N αρνητικών φορτίων που παράγονται κατά μήκος της τροχιάς

σωματιδίου στο $Z=Z_0$. Δευτερογενείς ιονισμοί δεν παράγονται για την τιμή αυτή της τάσης που επιλέγεται, όπως άλλωστε έχει αναφερθεί στην παράγραφο 3.

Τα φορτία που δημιουργούνται, κινούμενα μέσα στο ηλεκτρικό πεδίο παράγουν φορτίο στις δυο πλάκες (όπως στον πυκνωτή). Ας τις ονομάσουμε από εδώ και πέρα άνοδο και κάθοδο (σχήμα 3.1.2). Τα φορτία ρέουν μέσω της αντίστασης R και μπορούν να μετρηθούν σαν παλμοί.



Σχήμα 3.1.2. Διάταξη θαλάμου ιονισμού παραλλήλων πλακών.

Αν το σωματίδιο περάσει παράλληλα προς τις πλάκες στο ύψος $Z=Z_0$, ο παλμός μπορεί να υπολογιστεί θεωρώντας διατήρηση της ενέργειας όταν N φορτία μετακινούνται από το Z_0 προς το Z :

$$\frac{1}{2} CV^2 = \frac{1}{2} CV_0^2 - N \int_{Z_0}^Z qE_Z dZ \quad [3.1.1]$$

Το C είναι η χωρητικότητα της ανόδου ως προς την γη. Από την παραπάνω σχέση λαμβάνεται:

$$\frac{1}{2} C 2V_0 \Delta V = -\frac{NqV_0}{d} (Z - Z_0) \quad [3.1.2]$$

$$\text{και} \quad \Delta V = -\frac{Nq}{Cd} (Z - Z_0) \quad [3.1.3]$$

Για σταθερή ταχύτητα ολίσθησης v^+ των ιόντων και v^- των ηλεκτρονίων (σχέση [2.2.4]) προκύπτει ότι :

$$\Delta V^+ = \frac{Ne}{Cd} (v^+) \Delta t^+ \quad [3.1.4]$$

$$\text{και} \quad \Delta V^- = -\frac{N(-e)}{Cd}(-v^-)\Delta t^- \quad [3.1.5]$$

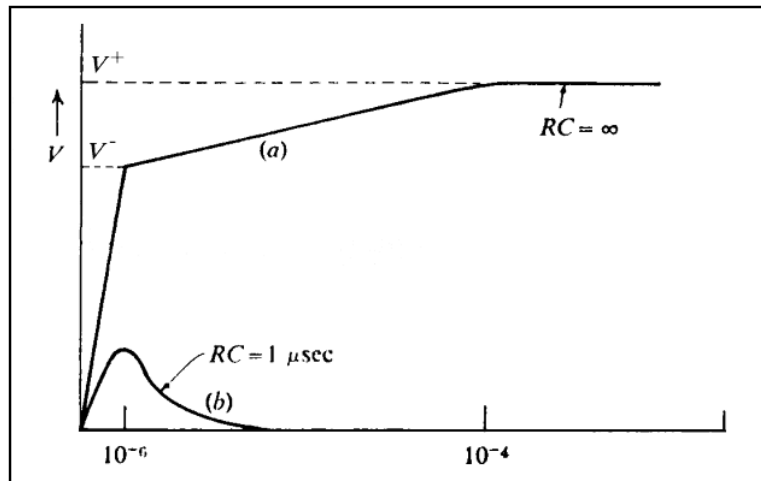
Η συνεισφορά των δυο τύπων φορτίων στον παλμό είναι η ίδια από άποψη πολικότητας γιατί τα αντίθετα φορτία μετακινούνται προς αντίθετες κατευθύνσεις (όπως διαπιστώνεται από τις σχέσεις 3.1.4 και 3.1.5). Επειδή τα ηλεκτρόνια μετακινούνται ταχύτερα από τα ιόντα, ο παλμός αυξάνει καταρχήν λόγω της κίνησης των ηλεκτρονίων έως την τιμή:

$$\Delta V^- = -\frac{NeZ_o}{Cd} \quad [3.1.6]$$

Ας ληφθεί προς το παρόν $RC \sim \infty$. Ο παλμός κατόπιν αυξάνει με μικρότερη κλίση λόγω της κίνησης των ιόντων, συγκλίνοντας ασυμπτωτικά προς την τιμή:

$$\Delta V^+ = -\frac{Ne}{C} \quad [3.1.7]$$

Η εξέλιξη του παλμού φαίνεται στο σχήμα 3.1.3.



Σχήμα 3.1.3. Χρονική εξέλιξη του παλμού σε θάλαμο ιονισμού παραλλήλων πλακών για σταθερά χρόνου $RC \sim \infty$ και $RC \sim 1 \mu\text{sec}$. Η πρώτη άνοδος του παλμού οφείλεται στην κίνηση των ηλεκτρονίων και φθάνει στην τιμή που προβλέπεται από την σχέση [3.1.6]. Η συνέχεια της ανόδου με την μικρότερη κλίση παράγεται από την κίνηση των θετικών ιόντων, σχέση [3.1.7].

Ο χρόνος συλλογής σε θάλαμο με γέμισμα Ar και με $d=5 \text{ cm}$ σε STP και ηλεκτρικό πεδίο 500 V/cm δίνει $\Delta t^- \sim 1 \mu\text{s}$ για τα ηλεκτρόνια και $\Delta t^+ \sim 1 \text{ ms}$ για τα ιόντα. Ο παλμός είναι ανεξάρτητος της θέσης Z_o όπου δημιουργήθηκε ο αρχικός ιονισμός μόνο αν η σταθερά χρόνου RC υπερβαίνει το Δt^+ των θετικών ιόντων. Ο χρόνος αυτός είναι πρακτικά πολύ μεγάλος για την μέτρηση σωματιδίων ένα προς ένα (μέτρηση

πλήθους). Είναι δυνατόν να μειωθεί με την εισαγωγή σύζευξης $R'C'$ πριν από τον ενισχυτή A (σχήμα 3.1.2). Αν λοιπόν επιλεγεί:

$$\Delta t^- < R'C' \ll \Delta t^+ \quad [3.1.8]$$

η συμμετοχή των ιόντων στον παλμό είναι αμελητέα και τότε ο παλμός θα δίνεται ως:

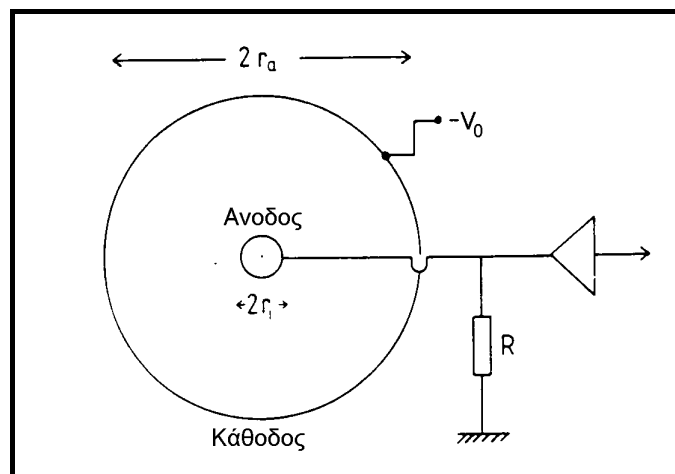
$$\Delta V = -\frac{Ne}{C} \cdot \frac{Z_o}{d} \quad [3.1.9]$$

Από την παραπάνω σχέση συμπεραίνεται ότι το ύψος του παλμού εξαρτάται από το Z_o , την θέση δηλαδή του πρώτου ιονισμού. Αν η σταθερά χρόνου επιλεγεί ακόμη πιο μικρή, όπως $R'C' \ll \Delta t$, τότε αναπτύσσεται μόνο το πρώτο μέρος του παλμού και το ύψος του γίνεται ανεξάρτητο της θέσης Z_o .

Αντί του ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου, όπως ήταν η περίπτωση του θαλάμου των παραλλήλων πλακών, μπορεί να χρησιμοποιηθεί κυλινδρική γεωμετρία, σχήμα 3.1.4. Το ηλεκτρικό πεδίο είναι συνάρτηση της απόστασης από τον άξονα του κυλίνδρου και δίνεται από την σχέση:

$$E(r) = \frac{V_o}{r \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \quad [3.1.10]$$

όπου r_a είναι η ακτίνα του κυλίνδρου και r_i η ακτίνα του σύρματος της ανόδου.



Σχήμα 3.1.4. Τομή κυλινδρικού θαλάμου ιονισμού.

Για τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται σε απόσταση $r=r_o$, ο χρόνος ολίσθησης ώσπου να φθάσουν στην άνοδο, είναι:

$$\Delta t^- = \int_{r_i}^{r_o} \frac{dr}{v^-} \quad [3.1.11]$$

Ο παλμός που δημιουργείται από την κίνηση των ηλεκτρονίων υπολογίζεται από την σχέση διατήρησης της ενέργειας (σχέση 3.1.1) :

$$\Delta V^- = -\frac{Ne}{C} \frac{\ln\left(\frac{r_o}{r_i}\right)}{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \quad [3.1.12]$$

Το ύψος του παλμού δεν εξαρτάται γραμμικά από την απόσταση μεταξύ του σημείου ιονισμού και της ανόδου (όπως στις παράλληλες πλάκες) αλλά λογαριθμικά. Η συμμετοχή των κινούμενων θετικών ιόντων υπολογίζεται κατά τον ίδιο τρόπο, όπως και για τα ηλεκτρόνια:

$$\Delta V^+ = -\frac{Ne}{C} \frac{\ln\left(\frac{r_o}{r_a}\right)}{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \quad [3.1.13]$$

Αν $r_a \gg r_i$ και αν ο κυλινδρικός θάλαμος ακτινοβολείται ομοιογενώς, η συμμετοχή των ηλεκτρονίων είναι η επικρατέστερη στο ύψος του παλμού. Σαν παράδειγμα μπορούμε να δούμε ότι, αν $\frac{r_a}{r_i} = 10^3$ και $r_o = \frac{r_a}{2}$ (στο μέσο δηλαδή της απόστασης μεταξύ ανόδου-καθόδου) ο λόγος $\frac{\Delta V^+}{\Delta V^-} = \frac{\ln 2}{\ln 500} = 0.1$, δηλαδή τα ιόντα συμμετέχουν στο ύψος του παλμού μόνον κατά 10%.

3.2 ΑΝΑΛΟΓΙΚΟΣ ΑΠΑΡΙΘΜΗΤΗΣ.

Ο απαριθμητής αυτός διαφέρει από τον θάλαμο ιονισμού ως προς την τάση λειτουργίας που είναι υψηλότερη (παράγραφος 3.1). Στους αναλογικούς απαριθμητές τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται κατά τους πρωτογενείς ιονισμούς βρίσκονται σε ηλεκτρικό πεδίο της τάξης 10^4 - 10^5 V/cm. Στο πεδίο αυτό τα ηλεκτρόνια μπορούν να αποκτήσουν, μεταξύ δυο συγκρούσεων, αρκετή κινητική ενέργεια ώστε να ιονίσουν άλλα άτομα ή μόρια του αερίου. Στο πεδίο που δημιουργείται σε απαριθμητή κυλινδρικής γεωμετρίας ένα πρωτογενές ηλεκτρόνιο αποκτά κινητική ενέργεια μεταξύ δυο συγκρούσεων, στα σημεία r_1 και r_2 , ίση με:

$$\Delta T = e \int_{r_1}^{r_2} E(r) dr = eV_0 \frac{\ln(\frac{r_2}{r_1})}{\ln(\frac{r_a}{r_i})} \quad [3.2.1]$$

Εφόσον το ΔT είναι μεγαλύτερο του δυναμικού ιονισμού του αερίου είναι δυνατόν να λάβουν χώρα δευτερογενείς ιονισμοί. Αλυσίδα τέτοιων αντιδράσεων οδηγούν σε χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων και ιόντων, που ονομάζεται **“χιονοστιβάδα Townsend”**. Το ποσό του φορτίου που ελευθερώνεται κατά την διαδικασία αυτή είναι ενισχυμένο κατά παράγοντα A , σε σχέση με τα φορτία που δημιουργούνται κατά τον πρωτογενή ιονισμό Ne . Ο παλμός που λαμβάνεται στα δυο ηλεκτρόδια, μεταξύ ανόδου-καθόδου, επίσης είναι ενισχυμένος κατά A (σύγκριση με σχέση 3.1.7) :

$$\Delta V = -A \frac{Ne}{C} \quad [3.2.2]$$

Το A ονομάζεται **παράγοντας πολλαπλασιασμού του αερίου** (παράγραφος 2.2.4).

Ο μετρούμενος παλμός είναι βέβαια ανάλογος και του πρωτογενούς φορτίου και αυτό γιατί ο παράγοντας πολλαπλασιασμού είναι μόνο ρυθμιστικός του πολλαπλασιασμού του φορτίου.

Η περιοχή αυτή του ηλεκτρικού πεδίου ονομάζεται **αναλογική περιοχή** (παράγραφος 2.2.3 και 2.2.4) και ο παράγοντας πολλαπλασιασμού A είναι της τάξης του 10^4 - 10^6 .

Το υψηλό ηλεκτρικό πεδίο που απαιτείται για τον πολλαπλασιασμό επιτυγχάνεται με λεπτό ηλεκτρόδιο ανόδου, διαμέτρου 20-100 μm . Σύμφωνα με την σχέση [3.1.10], εφόσον η ένταση του πεδίου είναι συνάρτηση της απόστασης από το ηλεκτρόδιο της ανόδου, οι δευτερογενείς ιονισμοί θα αρχίζουν πολύ κοντά στο ηλεκτρόδιο - άνοδο μόλις παραχθούν τα πρωτογενή ηλεκτρόνια.

Ο αριθμός των ζευγών ηλεκτρονίων ιόντων που παράγονται από ένα ηλεκτρόνιο σε διαδρομή 1cm, ονομάζεται **συντελεστής Townsend, α** . Υπολογίζεται γνωρίζοντας την σχέση ενεργού διατομής-ενέργειας για το δεδομένο αέριο του απαριθμητή, σχήμα 3.2.1. Έτσι $\alpha = \sigma_i N$ όπου σ_i η ενεργός διατομή ιονισμού και $N = 2.69 \cdot 10^{19}$ ατ/cm³ η ατομική πυκνότητα του ευγενούς αερίου σε STP. Το α , εξαρτάται γενικά από την ενέργεια, λόγω της εξάρτησης του σ_i από την ενέργεια, οπότε ο αριθμός $N(x)$ των ηλεκτρονίων, μετά από διαδρομή x των ηλεκτρονίων θα είναι $dN(x) = N(x)\alpha dx$ η εφόσον το α εξαρτάται από το x :

$$N = n_o \exp(\int a(x)dx) \quad [3.2.3]$$

όπου το n_o είναι ο αριθμός των πρωτογενών ηλεκτρονίων, στην θέση $x=0$ και το

$$A = \exp \int a(x)dx \quad [3.2.3a]$$

ο παράγοντας πολλαπλασιασμού (παράγραφος 2.2.5 και αυτή η παράγραφος).

Επειδή η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων στο αέριο είναι:

$$\lambda = \frac{1}{a} = \frac{1}{N\sigma_i} \quad [3.2.4]$$

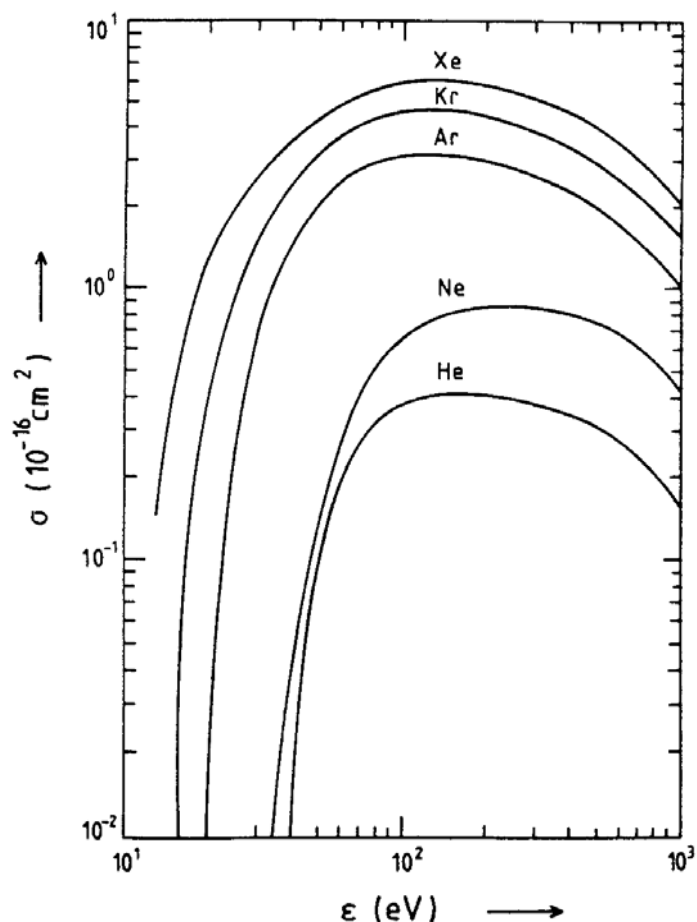
το A θα είναι:

$$A = \exp \int \frac{dx}{\lambda(x)} \quad [3.2.5]$$

Τα άτομα τα οποία διεγείρονται κατά τις συγκρούσεις αποδιεγείρονται δίνοντας φωτόνια της περιοχής του υπεριώδους. Με την σειρά τους τα φωτόνια αυτά παράγουν φωτοηλεκτρόνια, μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου, στα άτομα του αερίου η και στην επιφάνεια της κυλινδρικής καθόδου. Κατά την δημιουργία της χιονοστιβάδας που ξεκινά από n_o πρωτογενή ηλεκτρόνια, σχηματίζονται $n_o A$ ηλεκτρόνια. Ας υποθεθεί ότι στο ίδιο χρονικό διάστημα σχηματίζονται και $(n_o A)\gamma$ φωτοηλεκτρόνια, με $\gamma \ll 1$. Μέσω του πολλαπλασιασμού του αερίου τα φωτοηλεκτρόνια αυτά δίνουν με την σειρά τους $n_o A^2 \gamma$ ηλεκτρόνια. Έτσι μπορούμε να πούμε ότι στην χιονοστιβάδα σχηματίζονται $n_o A^2 \gamma^2$ φωτοηλεκτρόνια και ελευθερώνονται συνολικά $n_o A^3 \gamma^2$. Αν προστεθούν και τα ηλεκτρόνια που παράγονται κατά τα δευτερογενή στάδια προκύπτει ότι:

$$n_o A \gamma = n_o A \sum_{n_o \geq 0} (A \gamma)^n = \frac{n_o A}{1 - A \gamma} \quad [3.2.6]$$

όπου το $A \gamma$ είναι ο συνολικός παράγοντας πολλαπλασιασμού που συμπεριλαμβάνει και τα ηλεκτρόνια που παράγονται από τα φωτόνια των αποδιεγέρσεων. Για $A \gamma \sim 1$ η σχέση [3.2.6] τείνει στο άπειρο και το σήμα του απαριθμητή στην έξοδο δεν εξαρτάται πλέον από τον πρωτογενή ιονισμό. Η περιοχή αυτή χαρακτηρίζει την περιοχή λειτουργίας του απαριθμητή Geiger-Müller. Στην περιοχή αυτή $ax \sim 20$ και συνεπώς $A \sim 10^8$. Ανάμεσα στις δυο περιοχές υπάρχει περιορισμός της αναλογικότητας μεταξύ αρχικού ιονισμού και συνολικού φορτίου (σχήμα 3.1.1).



Σχήμα 3.2.1. Ενεργός διατομή ιονισμού για ηλεκτρόνια ενέργειας, ϵ , σε ευγενή αέρια.

3.3 Η ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ ΤΟΥ ΠΑΛΜΟΥ ΣΤΟΝ ΑΝΑΛΟΓΙΚΟ ΑΠΑΡΙΘΜΗΤΗ.

Θα επανέλθουμε στις σχέσεις [3.1.12] και [3.1.13] του κυλινδρικού θαλάμου ιονισμού. Οι φορείς φορτίου που ευθύνονται για τον παλμό δεν είναι πλέον τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που δημιουργήθηκαν κατά τις πρωτογενείς διαδικασίες αλλά τα φορτία που σχηματίστηκαν στις χιονοστιβάδες κοντά στο σύρμα της ανόδου. Η ακτινική απόσταση r_0 του σχηματισμού των φορέων περιορίζεται συνεπώς σε πολύ λίγες ελεύθερες διαδρομές, ας πούμε $r_0 = r_i + \kappa\lambda$. Τότε ο λόγος της συμμετοχής των ιόντων προς αυτή των ηλεκτρονίων στον παλμό είναι μεγάλος:

$$R = \frac{\Delta V^+}{\Delta V^-} \approx \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{\ln\left(\frac{r_i + \kappa\lambda}{r_i}\right)} \approx \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{\frac{\kappa\lambda}{r_i}} \quad [3.3.1]$$

Στον αναλογικό απαριθμητή η κύρια συμμετοχή στο σήμα εξόδου προέρχεται από τα ιόντα της χιονοστιβάδας, που απομακρύνονται αργά από το σύρμα της ανόδου, και από τα ηλεκτρόνια που κινούνται ταχύτερα προς την άνοδο. Η συμμετοχή των ηλεκτρονίων μπορεί να αυξηθεί μειώνοντας την πίεση του αερίου δηλαδή αυξάνοντας τη μέση ελεύθερη διαδρομή τους.

Ο χρόνος ανόδου του παλμού από τα ηλεκτρόνια (ή ο χρόνος συλλογής των ηλεκτρονίων) είναι:

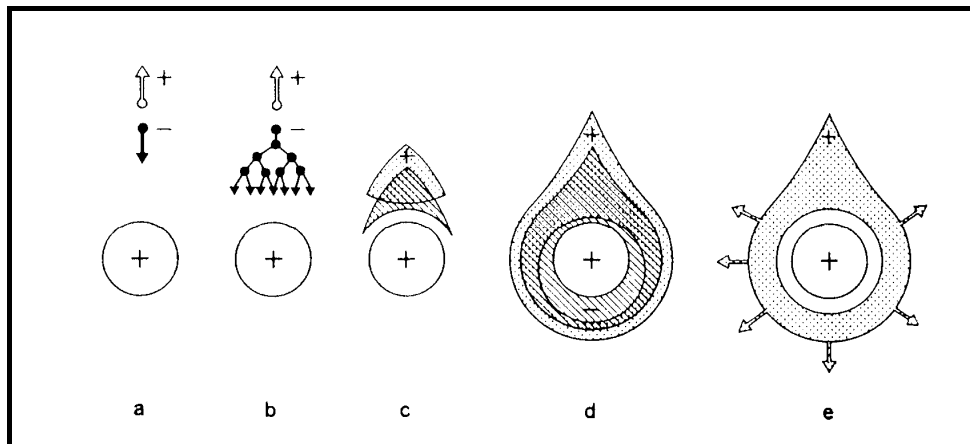
$$\Delta t^- = \frac{(r_o^2 - r_i^2) \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{2(\mu^-)V_o} \quad [3.3.2]$$

όπου μ^- είναι η ευκινησία του ηλεκτρονίου. Ο υπολογισμός δίνει $\Delta t^- \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ s.

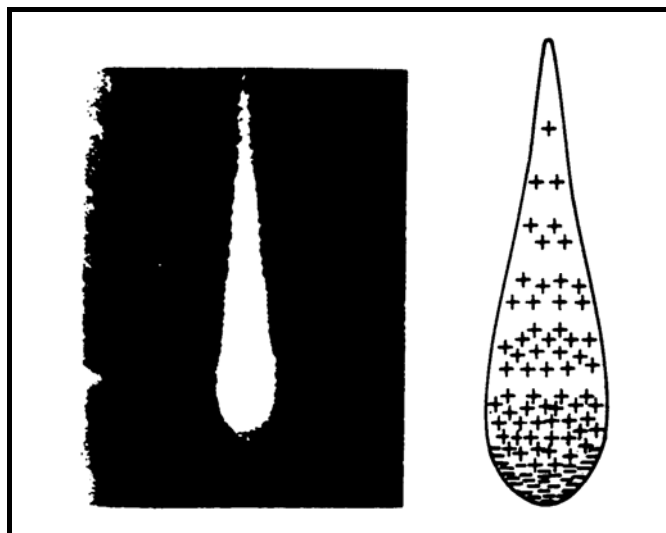
Αντίστοιχα για τα θετικά ιόντα προκύπτει πολύ μεγαλύτερος χρόνος γιατί η ευκινησία τους είναι περίπου $1 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ (σε σχέση με $10^2 - 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ των ηλεκτρονίων) και ακόμη η διαδρομή τους προς την κάθοδο είναι μεγαλύτερη. Έτσι το $\Delta t^+ \sim 10 \text{ ms}$.

Όταν απαιτούνται γρήγοροι παλμοί, η απόκριση του ανιχνευτή μπορεί να περιοριστεί σε παλμό μόνο των ταχέων ηλεκτρονίων εισάγοντας εξωτερική σταθερά σύζευξης RC πριν από τον προενισχυτή (όπως γίνεται και στον θάλαμο ιονισμού). Επιλέγοντας $RC \ll \Delta t^+$ η συμμετοχή των ιόντων στον παλμό γίνεται αμελητέα.

Αν η σταθερά χρόνου επιλεγεί εξαιρετικά μικρή π.χ. $RC \sim 1 \text{ ns}$, η λεπτή υφή του παλμού στην άνοδο εξαφανίζεται. Αυτό αποδεικνύει ότι το σήμα εξόδου αποτελείται από πολλούς μικρούς παλμούς. Κάθε ένας από αυτούς οφείλεται σε μια μικρή χιονοστιβάδα. Κάθε χιονοστιβάδα προέρχεται από ένα νέφος ηλεκτρονίων της πρωτογενούς διαδικασίας. Τα νέφη αυτά κινούνται προς την άνοδο και φθάνουν στο νήμα η μια μετά την άλλη. Σχηματική αναπαράσταση δίνεται στο σχήμα 3.3.1. Η εξάπλωση της χιονοστιβάδας των ηλεκτρονίων στο χώρο οδηγεί στην κατανομή τύπου “σταγόνας”, των θετικών και αρνητικών φορτίων γύρω από την άνοδο, όπως στο σχήμα 3.3.2. Η “σταγόνα” αποτελείται από ταχέα ηλεκτρόνια γύρω από την άνοδο και θετικά ιόντα που απομακρύνονται αργά.



Σχήμα 3.3.1. Χρονική εξέλιξη χιονοστιβάδας πλησίον της ανόδου αναλογικού απαριθμητή. a) Αρχικό ηλεκτρόνιο που κινείται προς την άνοδο b) Το ηλεκτρόνιο αποκτά κινητική ενέργεια μέσα στο ηλεκτρικό πεδίο και ιονίζει άλλα άτομα. Ξεκινά ο πολλαπλασιασμός. c) Τα νέφη ηλεκτρονίων και ιόντων μετακινούνται χωριστά το ένα από το άλλο. d) Το νέφος των ηλεκτρονίων φθάνει στο νήμα-άνοδος και το τυλίγει. e) Το νέφος των ιόντων απομακρύνεται από την άνοδο.



Σχήμα 3.3.2. Η “σταγόνα” αποτελεί κατανομή των φορτίων, στο χώρο, που σχηματίζουν χιονοστιβάδα. Ιόντα (+) και ηλεκτρόνια (-).

3.4 ΑΠΑΡΙΘΜΗΤΗΣ GEIGER-MÜLLER.

Η χιονοστιβάδα των ηλεκτρονίων, με την συγκεκριμένη μορφή γύρω από την άνοδο δεν είναι δυνατόν να διατηρηθεί περισσότερο όταν το ηλεκτρικό πεδίο είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο στην αναλογική περιοχή λειτουργίας του απαριθμητή. Ο λόγος είναι ότι ο αριθμός των φωτονίων που δημιουργούνται κατά την διαδικασία σχηματισμού της χιονοστιβάδας, αυξάνει υπερβολικά. Όταν ο συντελεστής που

περιγράφει το πλήθος των ηλεκτρονίων A και το πλήθος των φωτοηλεκτρονίων γA , στην χιονοστιβάδα, αυξηθεί τόσο ώστε $A\gamma \sim 1$, τότε η λειτουργία του απαριθμητή έχει φθάσει στην περιορισμένη αναλογικότητα (δηλαδή είναι και δεν είναι αναλογικός) (παράγραφος 3.2).

Τα φωτόνια διαδίδονται προς όλες τις κατευθύνσεις, τόσο κάθετα όσο και παράλληλα προς το ηλεκτρικό πεδίο. Παράγουν φωτοηλεκτρόνια σε όλο τον όγκο του αερίου γεμίματος και στα τοιχώματα του απαριθμητή. Η χιονοστιβάδα δεν είναι πλέον εντοπισμένη γύρω από την άνοδο, αλλά διαχέεται σε όλο τον απαριθμητή και οδηγεί σε πλήρη εκφόρτιση. Το φορτίο Q που απελευθερώνεται κατά την διαδικασία αυτή, είναι σαφώς ανεξάρτητο του πρωτογενούς ιονισμού. Εξαρτάται μόνο από την χωρητικότητα C του απαριθμητή και την τάση V_0 που εφαρμόζεται στα ηλεκτρόδια του απαριθμητή: $Q = C \cdot V_0$. Το ηλεκτρικό πεδίο, για το οποίο η περιοχή λειτουργίας αντιστοιχεί στην λειτουργία του απαριθμητή Geiger-Müller αναγνωρίζεται στο σχήμα 3.1.1 από το ότι ο αριθμός των ζευγών ιόντων που παράγονται είναι ο ίδιος για σωματίδια διαφορετικού αρχικού ιονισμού, όπως είναι για παράδειγμα στο σχήμα 3.1.1 τα σωματίδια β και τα α . Έτσι στην περιοχή αυτή υπάρχει μόνο μια καμπύλη, η ίδια και για τα δυο είδη σωματιδίων (σχήμα 3.1.3).

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού στον Geiger-Müller είναι $A \sim 10^8 - 10^{10}$.

3.5 ΑΠΟΣΒΕΣΗ ΚΑΙ ΑΥΤΟΑΠΟΣΒΕΣΗ ΤΩΝ ΑΠΑΡΙΘΜΗΤΩΝ.

Όταν το αέριο γέμισμα του απαριθμητή είναι ευγενές αέριο ή διατομικό αέριο, η διαδικασία της εκφόρτισης σταματά εξ αιτίας του νέφους των θετικών ιόντων, πλησίον της ανόδου. Η παρουσία τους προκαλεί μείωση του ηλεκτρικού πεδίου γύρω από την άνοδο και έτσι τα νέα ηλεκτρόνια που φθάνουν στην περιοχή δεν μπορούν να σχηματίσουν χιονοστιβάδες. Μόλις το νέφος των θετικών ιόντων απομακρυνθεί από το σύρμα της ανόδου (μετά από περίπου 1ms) και φθάσει στην κάθοδο, προκαλώντας δευτερογενή ηλεκτρόνια εκεί, τότε οι χιονοστιβάδες στην άνοδο ξαναρχίζουν και ο κύκλος επαναλαμβάνεται. Η εκφόρτιση μπορεί να κατασταλεί εξωτερικά με επιλογή και εδώ κατάλληλης εξωτερικής αντίστασης R , αρκετά υψηλής, ώστε η πτώση τάσης λόγω ανοδικού ρεύματος I να μειώνει στιγμιαία το δυναμικό της ανόδου σε $V_0 - IR$, κάτω από το όριο που απαιτεί η λειτουργία του απαριθμητή σαν Geiger-Müller.

Επειδή ο χρόνος απόσβεσης με εξωτερική αντίσταση θα είναι της τάξης των ms, που είναι μεγάλος, εφαρμόζεται η μέθοδος της **εσωτερικής αυτοαπόσβεσης**. Η ιδέα είναι η εξής: Η διάδοση των φωτονίων στον απαριθμητή μπορεί να παρεμποδιστεί προσθέτοντας στο αέριο γέμισμα του απαριθμητή άλλα αέρια με μεγάλα μόρια (πρόσμιξεις). Τα περισσότερα από τα αέρια που χρησιμοποιούνται για την απόσβεση είναι οργανικά αέρια όπως : C_2H_5OH , CH_4 , C_2H_6 κλπ. Τα μόρια αυτά μπορούν να απορροφήσουν τα φωτόνια στην περιοχή μήκους κύματος $100 \text{ nm} \leq \lambda \leq 200 \text{ nm}$. Εφόσον προστίθενται στην κατάλληλη συγκέντρωση, μειώνουν την εμβέλεια των φωτονίων σε διαστάσεις της διαμέτρου του σύρματος-ανόδου. Η εξάπλωση της εκφόρτισης λαμβάνει χώρα τώρα μόνο κατά μήκος της ανόδου ενώ τα θετικά ιόντα δημιουργούν ένα μανδύα γύρω της. Τα φωτόνια πλέον δεν μπορούν να φθάσουν στην κάθοδο και συνεπώς δεν μπορούν να δημιουργήσουν φωτοηλεκτρόνια. Επιπλέον, η δημιουργία δευτερογενών ηλεκτρονίων από τα θετικά ιόντα στην κάθοδο μειώνεται αισθητά γιατί τα ιόντα του αερίου γεμίματος του απαριθμητή μεταφέρουν τον ιονισμό τους στα άτομα του αερίου της απόσβεσης (που έχουν χαμηλότερο δυναμικό ιονισμού) και τα οποία δεν μπορούν βέβαια να αποκτήσουν αρκετή ενέργεια για δευτερογενή ιονισμό (γιατί είναι μεγάλα μόρια). Αν φθάσουν τελικώς ως την κάθοδο διασπώνται. Με τον τρόπο αυτό η εκφόρτιση σταματά μόνη της. Έτσι η εξωτερική αντίσταση R μπορεί να είναι αρκετά μικρότερη. Η σταθερά χρόνου RC μπορεί να γίνει πιο μικρή, της τάξης του 10^{-6} s .

Η διάσπαση των οργανικών ενώσεων θέτει περιορισμούς στην ζωή του απαριθμητή που είναι τυπικά της τάξης των 10^9 κρούσεις. Οι οργανικές ενώσεις έχουν αντικατασταθεί από αλογόνα (π.χ. χλώριο, βρώμιο) που λειτουργούν με παρόμοιο τρόπο. Τα αλογόνα διασπώνται επίσης όμως η πιθανότητα επανασύνδεσής τους είναι αρκετά μεγάλη ώστε να τα καθιστά προτιμητέα έναντι των οργανικών ενώσεων. Στην πράξη οι απαριθμητές με πρόσμιξη αλογόνο θεωρούνται ότι έχουν άπειρη διάρκεια ζωής. Η πρόσμιξη των αλογόνων μεταβάλλει τα χαρακτηριστικά των απαριθμητών GM, όπως: χαμηλότερη τάση κατωφλίου και τάση λειτουργίας, μεγαλύτερο πλατώ και μικρότερο νεκρό χρόνο.

3.6 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΠΟΣΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΑΠΑΡΙΘΜΗΤΩΝ.

Η ποιότητα της μέτρησης με τους απαριθμητές αερίου γεμίματος εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του απαριθμητή. Αναφέρονται στην συλλογή των παλμών (καταμέτρηση) που είναι η πληροφορία διέλευσης σωματιδίου από τον απαριθμητή.

Ως χαρακτηριστικές ποσότητες θεωρούνται:

- α) Η διακριτική ικανότητα
- β) Η απόδοση
- γ) Ο νεκρός χρόνος

Στην περίπτωση του αναλογικού απαριθμητή το ύψος των παλμών είναι ανάλογο του αρχικού ιονισμού (παράγραφος 3.2) άρα δίνει πληροφορία για το είδος του σωματιδίου και την ενέργειά του. Η πληροφορία λαμβάνεται από την συλλογή των παλμών ως συνάρτηση του ύψους των, δηλαδή το φάσμα τους (πλήθος-ύψος παλμών). Για την εκτίμηση των αποτελεσμάτων απαιτείται η γνώση και των τριών χαρακτηριστικών.

Στην περίπτωση του Geiger-Müller ο παλμός είναι ανεξάρτητος του αρχικού ιονισμού (παράγραφος 3.4). Έτσι όλοι οι παλμοί έχουν το ίδιο ύψος, εξαρτώμενοι μόνο από την χωρητικότητα του πυκνωτή ($Q=C \cdot V_0$). Άρα το ύψος του παλμού εξαρτάται για δεδομένο απαριθμητή G.M., μόνο από την τάση που εφαρμόζεται στον απαριθμητή. Δεν έχει έννοια συνεπώς η λήψη φάσματος και τα δυο μόνο χαρακτηριστικά του απαριθμητή αρκούν για την εξαγωγή συμπερασμάτων από την μέτρηση.

Η απόδοση του απαριθμητή συνίσταται από δυο παράγοντες: Ο ένας είναι α) η στερεά γωνία Ω που ορίζει το παράθυρο του απαριθμητή με κέντρο την πηγή της ακτινοβολίας και β) η εσωτερική απόδοση του απαριθμητή, ϵ_i .

α) **Η στερεά γωνία Ω** (Τμήμα 1, παράγραφος 2.5.1), υπολογίζεται από την γεωμετρία του πειράματος, σχήμα 3.6.1:

$$\Omega = 2\pi(1 - \sigma \nu \alpha) \quad (\text{sr})$$

Ορίζεται **παράγοντας γεωμετρίας** του πειράματος ο λόγος:

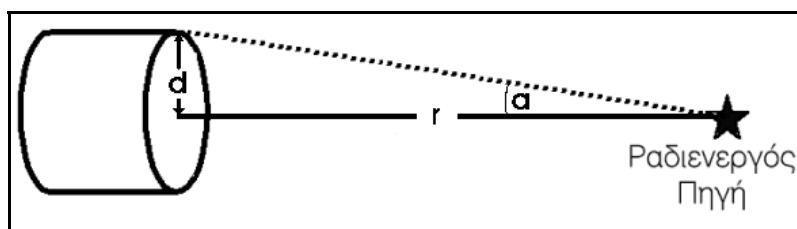
$$\eta = \frac{\Omega}{4\pi} \quad [3.6.1]$$

ο οποίος εκφράζει το ποσοστό του χώρου που αντιστοιχεί στη συγκεκριμένη στερεά γωνία Ω . Με βάση τις παραπάνω σχέσεις υπολογίζεται ο παράγοντας γεωμετρίας:

$$\eta = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi(1 - \sigma \nu \alpha)}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{r}{\sqrt{d^2 + r^2}} \right) \quad [3.6.2]$$

β) Η εσωτερική απόδοση του απαριθμητή ϵ_i , ορίζεται ως ο αριθμός των σημάτων εξόδου που καταγράφονται ως προς τον αριθμό των σωματιδίων που διέρχονται από την επιφάνεια του απαριθμητή.

Η εσωτερική απόδοση του απαριθμητή εξαρτάται από την πιθανότητα αλληλεπίδρασης του σωματιδίου, από την απόδοση συλλογής φορτίου και τα ηλεκτρονικά κατώφλια του απαριθμητή.



Σχήμα 3.6.1. Διευθέτηση σημειακής πηγής ακτινοβολίας και απαριθμητή.

Η εσωτερική απόδοση μειώνεται επίσης αν ο απαριθμητής δεν μπορεί να ξεκινήσει διαδικασία μέτρησης ενός γεγονότος γιατί βρίσκεται ακόμη σε διαδικασία μέτρησης προηγούμενου γεγονότος, είναι ας πούμε απασχολημένος. Το φαινόμενο αυτό απαντάται σε υψηλούς ρυθμούς μέτρησης και καλείται **νεκρός χρόνος**.

Σε όλους τους απαριθμητές κάθε σήμα εξόδου που καταμετράται ακολουθείται από ένα χρονικό διάστημα τ κατά το οποίο δεν καταμετρούνται αληθινά γεγονότα. Αν ο ρυθμός των αληθινών γεγονότων είναι R και καταγράφονται μόνον R' , το ποσοστό του χρόνου κατά τον οποίο ο απαριθμητής θεωρείται νεκρός, είναι $R'\tau$. Άρα ο ρυθμός των αληθινών γεγονότων που έχουν χαθεί (δεν έχουν δηλαδή μετρηθεί) είναι $R - R'\tau$. Επειδή η ποσότητα αυτή είναι ίση με $R - R'$, ο αληθινός ρυθμός θα δίνεται ως:

$$R = \frac{R'}{1 - R'\tau} \quad [3.6.3]$$

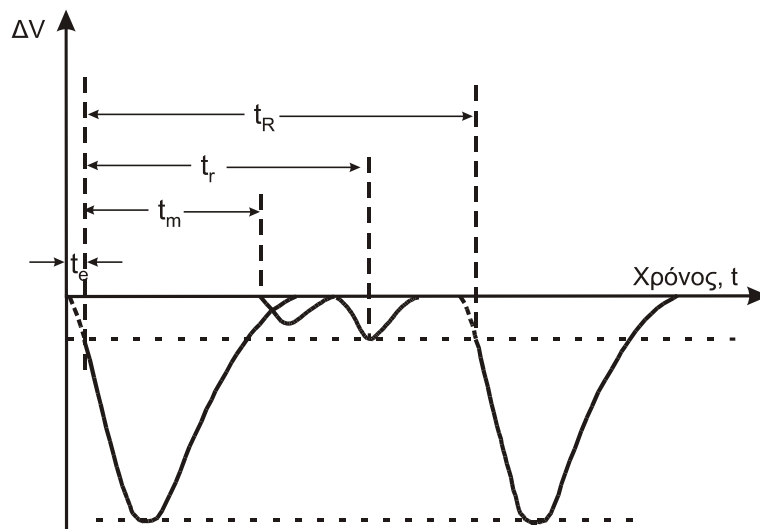
και ο ψευδής :

$$R' = R(1 - R'\tau) = R - R'^2\tau \quad [3.6.4]$$

Ο νεκρός χρόνος του απαριθμητή αναφέρεται στο γεγονός ότι αμέσως μετά την εκφόρτιση το ηλεκτρικό πεδίο του απαριθμητή είναι κάτω του ορίου λειτουργίας του σαν Geiger-Müller εξ αιτίας των θετικών φορτίων. Αν ένα σωματίδιο περάσει σε αυτό το διάστημα δεν θα δημιουργηθεί παλμός γιατί δεν μπορεί να λειτουργήσει η

διαδικασία του πολλαπλασιασμού. Όσον απομακρύνονται τα θετικά φορτία το ηλεκτρικό πεδίο επανέρχεται σταδιακά. Στο διάστημα της επανόδου ο απαριθμητής θα δίνει σήμα εξόδου, παλμό, όμως δεν θα είναι του ίδιου ύψους όπως ο κανονικός γιατί το ηλεκτρικό πεδίο είναι μικρότερο. Οι παλμοί αυτοί φαίνονται στο σχήμα 3.6.2. Επισημαίνεται η σταδιακή άνοδος του ύψους των έως ότου αυτό φθάσει το ύψος του κύριου παλμού, δηλαδή αυτού που αντιστοιχεί στην τάση V_0 . Αυτό επιτυγχάνεται όταν πλέον τα θετικά ιόντα φθάσουν στην άνοδο και το πεδίο στον απαριθμητή έχει επανέλθει πλήρως. Όπως φαίνεται και στο σχήμα πρακτικά θεωρούμε τον νεκρό χρόνο ως το χρονικό διάστημα μεταξύ του αρχικού παλμού και του χρόνου που αναπτύσσεται ο επόμενος παλμός ανεξάρτητα του ύψους του. Ο **νεκρός χρόνος, t_m** , του απαριθμητή Geiger- Müller είναι της τάξης των 50-100 μs (10^{-4} s).

Ο χρόνος μεταξύ των δυο παλμών πλήρους ύψους καλείται **χρόνος ανάληψης, t_R** . Ο χρόνος που απαιτείται για τον πρώτο παλμό που καταγράφεται εξαρτάται και από το ηλεκτρονικό κατώφλι του συστήματος καταμέτρησης (σχήμα 3.6.2) και καλείται **χρόνος διάκρισης, t_e** .



Σχήμα 3.6.2 Αναπαράσταση της εξέλιξης των παλμών εξόδου του απαριθμητή Geiger-Müller. Διακρίνεται ο νεκρός χρόνος του απαριθμητή t_m , και ο χρόνος ανάληψης t_R . Το ηλεκτρονικό κατώφλι του συστήματος καταμέτρησης t_e , φαίνεται επίσης.

Πειραματικά μπορούν να βρεθούν τόσο η απόδοση του απαριθμητή Geiger-Müller όσο και ο νεκρός του χρόνος ως εξής:

3.6.1 Απόδοση

Τίθεται σε απόσταση r πηγή έντασης I . Καταμετράται ο αριθμός των παλμών R σε δεδομένο χρονικό διάστημα t (δηλαδή ο ρυθμός dR/dt). Η απόδοση του απαριθμητή θα είναι ίση με τον ρυθμό καταμέτρησης, διορθωμένο ως προς τον νεκρό χρόνο, διαιρεμένο δια του αριθμού των σωματιδίων που εισέρχονται στον απαριθμητή $I\eta$:

$$\varepsilon = \frac{R}{I \cdot \eta} \quad [3.6.5]$$

3.6.2 Νεκρός χρόνος.

α) **Απ ευθείας μέτρηση στον παλμογράφο.** Μετράται το χρονικό διάστημα από την αρχή του κύριου παλμού έως τον επόμενο παλμό που εμφανίζεται, ανεξάρτητα του ύψους (όπως σχήμα 3.6.2). Ανάλογα μπορεί να μετρηθεί και ο χρόνος ανάληψης.

β) Η σχέση [3.6.3] επιτρέπει τον υπολογισμό του νεκρού χρόνου ενός απαριθμητή με την **μέθοδο των δυο πηγών**. Τοποθετείται μπροστά στον απαριθμητή πηγή 1. Έστω ότι μετράται ο ρυθμός R'_1 . Τοποθετείται η πηγή 2 σε συμμετρική θέση ως προς την πηγή 1, ούτως ώστε η γεωμετρία των δυο πηγών ως προς τον απαριθμητή να είναι η ίδια. Μετράται ο ρυθμός $R'_1 + R'_2$, όπου R'_2 ο ρυθμός της πηγής 2. Αποσύρεται η πηγή 1 και μετράται ο ρυθμός R'_2 της πηγής 2. Για τους αληθείς χρόνους θα πρέπει να ισχύει:

$$R_1 + R_2 = R_{1,2} \quad [3.6.6]$$

Έχει θεωρηθεί ότι το υπόστρωμα είναι αμελητέο καθώς και η διόρθωση λόγω νεκρού χρόνου.

Επειδή από τις μετρήσεις λαμβάνονται οι ψευδείς χρόνοι R'_1, R'_2 και $R'_{1,2}$, θα γίνει αντικατάσταση στην σχέση [3.6.6] με την βοήθεια της σχέσης [3.6.3]. Η επίλυση ως προς τ θα δώσει:

$$\tau = \frac{R'_1 + R'_2 - R'_{1,2}}{2R'_1R'_2} \quad [3.6.7]$$

3.7 ΙΔΙΑΙΤΕΡΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΟΥ ΑΠΑΡΙΘΜΗΤΗ GEIGER-MÜLLER.

Αν μεγεθυνθεί το τελευταίο τμήμα της καμπύλης του σχήματος 3.1.1, που αντιστοιχεί στην λειτουργία του Geiger-Müller θα ληφθεί η καμπύλη του σχήματος 3.7.1. Η καμπύλη αυτή του ρυθμού καταμέτρησης σαν συνάρτηση της τάσης που εφαρμόζεται στον απαριθμητή, είναι η χαρακτηριστική καμπύλη του απαριθμητή Geiger-Müller. Η τάση στην οποία αρχίζει η καταμέτρηση καλείται **τάση κατωφλίου**. Αυξάνοντας την τάση παρατηρείται απότομη αύξηση του ρυθμού καταμέτρησης. Περαιτέρω αύξηση της τάσης δεν επηρεάζει τον ρυθμό καταμέτρησης που παραμένει σταθερός. Η επίπεδη αυτή περιοχή καλείται **πλατώ του απαριθμητή** και χαρακτηρίζει τον απαριθμητή Geiger-Müller. Επειδή ο ρυθμός είναι ανεξάρτητος της τάσης δεν απαιτείται υψηλή σταθεροποίηση της, γεγονός που αποδίδεται στα πλεονεκτήματα του Geiger-Müller. Ένα τυπικό πλατώ του Geiger-Müller έχει μήκος περίπου 200 Volts.

Η **κλίση του πλατώ** δίνεται ως:

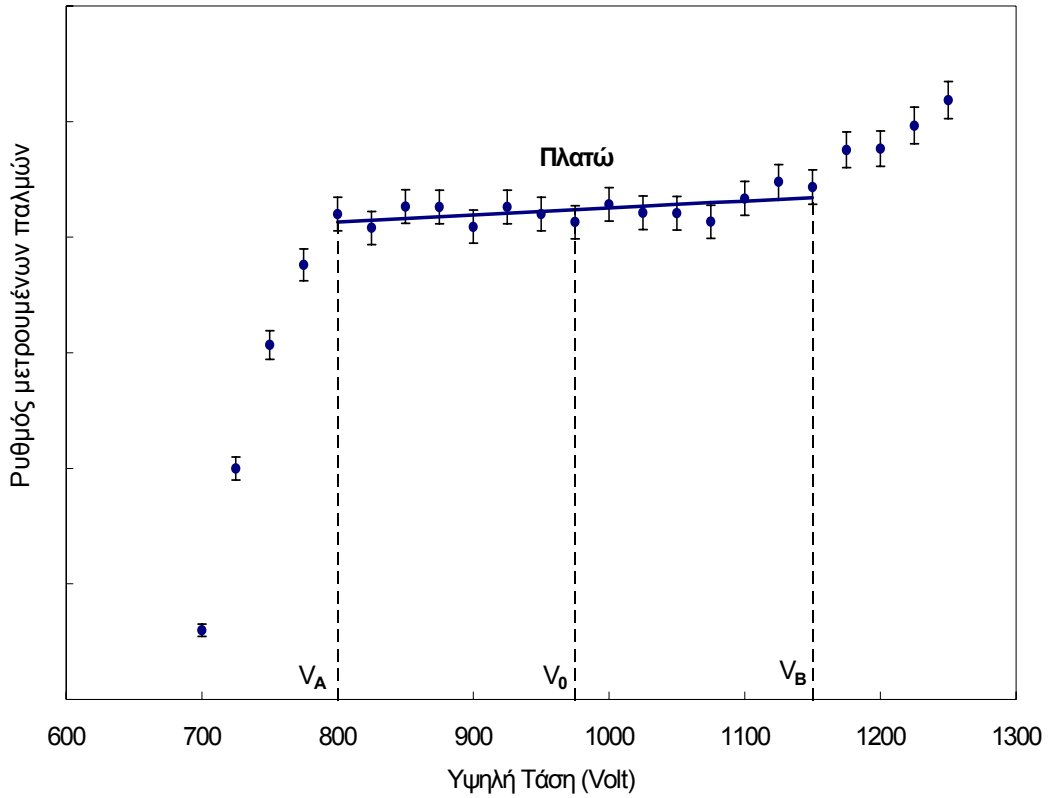
$$K = \frac{R_A - R_B}{V_A - V_B} \cdot 100 \quad [3.7.1]$$

και είναι της τάξης του 3-5% ανά 100 Volts.

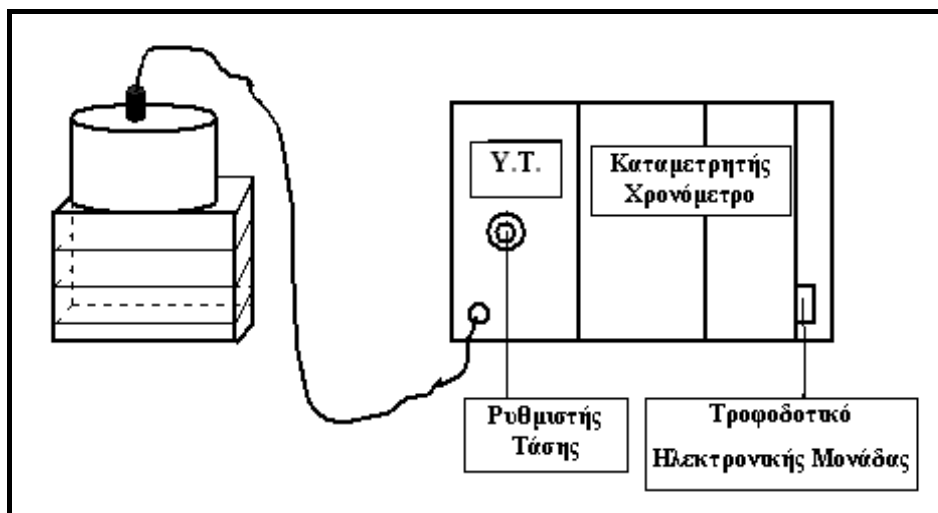
Ως **τάση λειτουργίας του απαριθμητή Geiger-Müller**, V_0 , λαμβάνεται συνήθως το μέσο του πλατώ.

Ο παλμός εξόδου στην περιοχή του πλατώ είναι της τάξης των Volts και έτσι δεν απαιτείται ενίσχυσή του πριν την καταμέτρηση, άλλο ένα πλεονέκτημα του απαριθμητή Geiger-Müller.

Από τον τρόπο λειτουργίας του απαριθμητή Geiger-Müller βγαίνει το συμπέρασμα ότι ο απαριθμητής αυτός μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο για την ανίχνευση ακτινοβολίας χωρίς να δίνει ιδιαίτερες πληροφορίες γι αυτή. Έχει το πλεονέκτημα όμως ότι δεν απαιτεί υψηλά ηλεκτρονικά όπως άλλωστε φαίνεται στο σχήμα 3.7.2.



Σχήμα 3.7.1. Τυπικό πλατώ απαριθμητή Geiger-Müller.



Σχήμα 3.7.2. Διάταξη μέτρησης με απαριθμητή Geiger-Müller.