# ΑΝΙΧΝΕΥΤΕΣ ΑΕΡΙΟΥ ΓΕΜΙΣΜΑΤΟΣ

# 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 -Χ 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 γεμίσματος 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 γεμίσματος 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 γεμίσματος.

# 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):

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

όπου  $\rho$  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  $I=I_oZ$  με  $I_o=12$  eV,  $m_o$  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. Σαυτό 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/cm², τότε:

$$\frac{4\pi e^4 z^2 nZ}{m_0 v^2} = 0.307 \beta^{-2} z^2 \rho \frac{Z}{A} \quad \text{MeV}/(\text{gr}\cdot\text{cm}^{-2})$$
[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 σωματιδίου<sup>1</sup> 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.

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

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

όπου:

$$\gamma_{1,2} = \gamma_1 f(Z_1, Z_2)$$
  
$$\gamma_1 = 1 - A(Z_1) \exp \frac{-0.88\nu}{\nu_0 Z_1^{0.65}}$$

 $Z_1$  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 v είναι η ταχύτητα του σωματιδίου και το  $v_o$  σταθερά ίση με 2.188.10<sup>8</sup> 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 -Χ 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.

# 2.2 ΣΧΕΣΗ ΜΕΤΑΞΥ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΠΟΥ ΑΠΟΤΙΘΕΤΑΙ ΣΤΑ ΑΕΡΙΑ ΚΑΙ ΣΥΛΛΟΓΗΣ ΦΟΡΤΙΟΥ.

# 2.2.1 Αριθμός δημιουργούμενων ζευγών ιόντων ηλεκτρονίων

Ανεξάρτητα από τον μηχανισμό προέλευσης, η ποσότητα που ενδιαφέρει πρακτικά για την ανίχνευση της ακτινοβολίας είναι ο συνολικός αριθμός ζευγών ιόντων που δημιουργούνται κατά μήκος της διαδρομής των σωματιδίων. Η μικρότερη ενέργεια,  $I_o$ , που αντιστοιχεί στην απόσπαση των ασθενέστερα συνδεδεμένων ηλεκτρονίων, σε κάθε αλληλεπίδραση είναι μεταξύ των 10 και 20 eV (ενέργεια ιονισμού). Βέβαια, άλλοι μηχανισμοί, όπως πχ. οι ατομικές διεγέρσεις είναι δυνατόν να λάβουν χώρα χωρίς την απόσπαση ηλεκτρονίου από το μόριο του αερίου. Έτσι, η μέση ενέργεια w, που αντιστοιχεί στην δημιουργία ζεύγους ιόντων είναι ουσιωδώς μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού. Η παράμετρος w δεν εξαρτάται πολύ από το σωματίδιο, την ενέργειά του η ακόμη και την φύση του αερίου. Στον πίνακα 2.2.1 δίνονται τιμές του w για σωματίδια άλφα και βήτα καθώς και για πρωτόνια πχ. 340 MeV, σε διάφορα αέρια. Από τον πίνακα συνάγεται ότι πχ. ένα σωματίδιο άλφα ενέργειας 10 MeV, δημιουργεί περίπου 3.10<sup>5</sup> ζεύγη ιόντων. Υπάρχουν βέβαια διακυμάνσεις στον αριθμό ζευγών ιόντων που έχουν σημαντική επίπτωση στην διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή.

Γίνεται έτσι σαφές ότι η απόθεση ενέργειας στον ανιχνευτή παίζει σημαντικό ρόλο στην διακριτική του ικανότητα. Σαν παράδειγμα μπορεί να αναφερθεί ο ρόλος της ενέργειας του σωματιδίου όπου στις χαμηλές ενέργειες έχει μεγαλύτερη μεταφορά ενέργειας στην ύλη παρά στις μεγάλες (καμπύλη *dE/dx-E* Τμήμα 1, Σχήματα 2.2.2-3).

Αέριο	Io	W	W	πρωτόνια
	eV	σωματίδια α	σωματίδια β	340 MeV
He	24,6	42,7	42,3	
Ne	21,6	36.8	36,6	
Ar	15.8	26,4	26,4	
Kr	14,0	24,1	24,2	
Xe	12,1	21,9	22,0	
H <sub>2</sub>	15,4	36,3	36,3	36,5
N <sub>2</sub>	15,5	36,4	34,9	34,7
O <sub>2</sub>	12,2	32,5	30,9	32,6
CO <sub>2</sub>	13,7	34,0	32,9	
CH <sub>4</sub>	13,1	29,0	27,3	

**Πίνακας 2.2.1.** Πραγματικό δυναμικό ιονισμού  $I_0$  και τιμές του w (eV/ ζεύγ. Ιόντ.) σε διάφορα αέρια για σωματίδια α, β και πρωτόνια 340 MeV.

#### 2.2.2 Ολίσθηση των ιόντων και των ηλεκτρονίων.

Στους ανιχνευτές με αέριο γέμισμα εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο το οποίο προκαλεί κίνηση των ιόντων και των ηλεκτρονίων κατά την διεύθυνσή του. Η ταχύτητα της κίνησης ονομάζεται **ταχύτητα ολίσθησης**, *v*. Αυτή έχει σαν αποτέλεσμα την αργή κίνηση που είναι γραμμικά ανάλογη της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου *E* και αντιστρόφως ανάλογη της πίεσης του αερίου γεμίσματος, *P*. Η σχέση που συνδέει την ταχύτητα ολίσθησης με τα μεγέθη *E* και *P* είναι:

$$v = \mu \frac{E}{P}$$
 [2.2.1]

όπου το  $\mu$  είναι η ευκινησία των φορτίων, δηλαδή των ηλεκτρονίων ή των ιόντων του αερίου.

Από την κρούση μεταξύ των εισερχομένων στο αέριο σωματιδίων με τα ηλεκτρόνια του αερίου, τα αποσπώμενα ηλεκτρόνια παίρνουν σημαντικό ποσό κινητικής ενέργειας με στατιστική κατανομή του τύπου:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})}$$
[2.2.2]

Το λ είναι η κανονικοποιημένη απόκλιση από την πιο πιθανή απώλεια ενέργειας.



**Σχήμα 2.2.1**. Ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων σε μείγμα Αργού-Μεθανίου σε διάφορες περιεκτικότητες σαν συνάρτηση του Ε/Ρ.

Τα ηλεκτρόνια αυτά, εξέρχονται σε γωνίες που δίνονται από την προσέγγιση του ελεύθερου ηλεκτρονίου:

$$\sigma v v^2 \vartheta = \frac{T}{T_m}$$
 [2.2.3]

όπου  $T_m$  η μέγιστη ενέργεια του ηλεκτρονίου, και μετακινούνται μέσα στο αέριο του γεμίσματος του απαριθμητή. Λόγω του μικρού μεγέθους τους, οι συγκρούσεις με τα μόρια του αερίου είναι λιγότερο πιθανές από τις αντίστοιχες των ιόντων. Έτσι τα ηλεκτρόνια αυτά κινούνται μέσα στο αέριο πολύ ταχύτερα από τα ιόντα, περίπου κατά 1000 φορές. Οι τυπικοί χρόνοι συλλογής των ηλεκτρονίων αυτών στους ανιχνευτές με αέριο γέμισμα είναι της τάξης των μες σε σύγκριση με τα msec που απαιτούνται για τα ιόντα. Η ταχύτητα ολίσθησης (σχέση 2.2.1) γίνεται για τα ηλεκτρόνια:

$$\upsilon = \frac{e}{2m} E\tau$$
 [2.2.4]

όπου το  $\tau$  είναι ο μέσος χρόνος μεταξύ δυο διαδοχικών συγκρούσεων. Το  $\tau$  εξαρτάται ισχυρά από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου *E* και επομένως και η κατανομή της ενέργειας των ηλεκτρονίων. Σαν παράδειγμα η ταχύτητα ολίσθησης, v, των ηλεκτρονίων στο αέριο θαλάμου ιονισμού είναι περίπου 5.10<sup>6</sup> cm/s.

#### 2.2.3 Επανασύνδεση

Κατά την διάρκεια των συγκρούσεων των ηλεκτρονίων με τα άτομα του αερίου γίνονται αλληλεπιδράσεις που έχουν σαν αποτέλεσμα την ουδετεροποίηση των ατόμων. Το φαινόμενο ονομάζεται επανασύνδεση και η πιθανότητα της εξαρτάται από την πυκνότητα των φορτισμένων φορέων και την πίεση του αερίου γεμίσματος. Το φαινόμενο είναι σημαντικό επειδή μερικά από τα αρχικά φορτία εξουδετερώνονται και έτσι δεν συνεισφέρουν στο σήμα εξόδου του ανιχνευτή.

Πιο σπάνια ένα ηλεκτρόνιο συλλέγεται από ένα ουδέτερο άτομο, δημιουργώντας αρνητικό ιόν.

Συγκρούσεις μεταξύ ιόντων και ουδετέρων ατόμων του αερίου είναι αρκετά πιθανές λόγω της πολύ μικρής μέσης ελεύθερης διαδρομής.

Επίσης είναι δυνατή η μεταφορά φορτίου σε ένα μόριο του ιδίου του αερίου ή ακόμη σε μόρια χαμηλότερου δυναμικού ιονισμού. Σε μείγματα αερίων, που είναι η συνήθης περίπτωση, αυτή η διαδικασία είναι πολύ πιθανή και ταχύτατα εξουδετερώνει όλα τα ιόντα εκτός από αυτά με το χαμηλότερο δυναμικό ιονισμού. Τα αρνητικά ιόντα μπορεί να επανασυνδεθούν με θετικά ιόντα δίνοντας ουδέτερα άτομα. Στην χειρότερη περίπτωση, αυτά τα αρνητικά ιόντα συντελούν στην μείωση των συλλεγομένων ιόντων μέσω της επανασύνδεσης τους με αντίθετα φορτία.

# 2.2.4 Το Φαινόμενο του Πολλαπλασιασμού.

Οταν 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 γεμίσματος 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 ιδίου 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<sup>4</sup>. 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 αγώγιμος 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 γεμίσματος. 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 παραλλήλων 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  $|E| = E_Z = \frac{V_o}{d}$  πρέπει να είναι τόση που να επιτρέπει την πλήρη συλλογή στις πλάκες, των Ν θετικών και Ν αρνητικών φορτίων που παράγονται κατά μήκος της τροχιάς

σωματιδίου στο  $Z=Z_o$ . 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  $Z=Z_o$ , ο παλμός μπορεί να υπολογιστεί θεωρώντας διατήρηση της ενέργειας όταν Ν φορτία μετακινούνται από το  $Z_o$  προς το Z:

$$\frac{1}{2}CV^2 = \frac{1}{2}CV_o^2 - N\int_{Z_o}^Z qE_Z dZ$$
[3.1.1]

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

$$\frac{1}{2}C2V_{o}\Delta V = -\frac{NqV_{o}}{d}(Z - Z_{o})$$
[3.1.2]

και

$$\Delta V = -\frac{Nq}{Cd}(Z - Z_o)$$
[3.1.3]

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

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

και 
$$\Delta V^{-} = -\frac{N(-e)}{Cd}(-v^{-})\Delta t^{-}$$
[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:

$$\Delta V^{-} = -\frac{NeZ_{o}}{Cd}$$
[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:

$$\Delta V^+ = -\frac{Ne}{C} \tag{3.1.7}$$

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  $RC \sim 1$  μsec. 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 cm σε STP και ηλεκτρικό πεδίο 500 V/cm δίνει  $\Delta t$ ~1μs για τα ηλεκτρόνια και  $\Delta t$ <sup>+</sup>~1 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  $\Delta t$ <sup>+</sup> 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:

$$\Delta t^{-} < R'C' << \Delta t^{+}$$

$$[3.1.8]$$

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

$$\Delta V = -\frac{Ne}{C} \cdot \frac{Z_o}{d}$$
[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:

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

όπου  $r_{\alpha}$ 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:

$$\Delta t^{-} = \int_{r_{i}}^{r_{o}} \frac{dr}{v^{-}}$$
[3.1.11]

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

$$\Delta V^{-} = -\frac{Ne}{C} \frac{\ln(\frac{r_o}{r_i})}{\ln(\frac{r_a}{r_i})}$$
[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:

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

Αν  $r_a >> r_i$  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:

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

Εφόσον το  $\Delta T$  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 ανόδουκαθόδου, επίσης είναι ενισχυμένος κατά A (σύγκριση με σχέση 3.1.7) :

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

Το Α 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 Α είναι της τάξης του 10<sup>4</sup>-10<sup>6</sup>.

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 α= $\sigma_i$ N όπου  $\sigma_i$  η ενεργός διατομή ιονισμού και N=2.69.10<sup>19</sup> ατ/cm<sup>3</sup> η ατομική πυκνότητα του ευγενούς αερίου σε STP. Το α, εξαρτάται γενικά από την ενέργεια, λόγω της εξάρτησης του  $\sigma_i$  από την ενέργεια, οπότε ο αριθμός N(x) των ηλεκτρονίων, μετά από διαδρομή x των ηλεκτρονίων θα είναι dN(x) = N(x)adx η εφόσον το α εξαρτάται από το x:

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

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

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

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

Επειδή η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων στο αέριο είναι:

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

το Α θα είναι:

$$A = \exp \int \frac{dx}{\lambda(x)}$$
[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  $n_o$  Α ηλεκτρόνια. Ας υποτεθεί ότι στο ίδιο χρονικό διάστημα σχηματίζονται και  $(n_o A)$ γ φωτοηλεκτρόνια, με γ<<1. Μέσω του πολλαπλασιασμού του αερίου τα φωτοηλεκτρόνια αυτά δίνουν με την σειρά τους  $n_o A^2$ γ ηλεκτρόνια. Έτσι μπορούμε να πούμε ότι στην χιονοστιβάδα σχηματίζονται  $n_o A^2 γ^2$  φωτοηλεκτρόνια και ελευθερώνονται συνολικά  $n_o A^3 γ^2$ . Αν προστεθούν και τα ηλεκτρόνια που παράγονται κατά τα δευτερογενή στάδια προκύπτει ότι:

$$n_o A \gamma = n_o A \sum_{n_o \ge 0} (A \gamma)^n = \frac{n_o A}{1 - A \gamma}$$
 [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  $A\gamma$ ~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 αχ~20 και συνεπώς A~ 10<sup>8</sup>. 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:

$$R = \frac{\Delta V^+}{\Delta V^-} \approx \frac{\ln(\frac{r_a}{r_i})}{\ln(\frac{r_i + \kappa\lambda}{r_i})} \approx \frac{\ln(\frac{r_a}{r_i})}{\frac{\kappa\lambda}{r_i}}$$
[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:

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

όπου μ<sup>-</sup> είναι η ευκινησία του ηλεκτρονίου. Ο υπολογισμός δίνει Δt-~10<sup>-8</sup>-10<sup>-9</sup>s.

Αντίστοιχα για τα θετικά ιόντα προκύπτει πολύ μεγαλύτερος χρόνος γιατί η ευκινησία τους είναι περίπου 1 cm<sup>2</sup>/V.s (σε σχέση με  $10^2-10^3$  cm<sup>2</sup>/V.s των ηλεκτρονίων) και ακόμη η διαδρομή τους προς την κάθοδο είναι μεγαλύτερη. Έτσι το  $\Delta t^+ \sim 10$  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*~1ns, 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 Α και το πλήθος των φωτοηλεκτρονίων γΑ, στην χιονοστιβάδα, αυξηθεί τόσο ώστε Αγ~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 γεμίσματος 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  $V_o$  που εφαρμόζεται στα ηλεκτρόδια του απαριθμητή:  $Q=C \cdot V_o$ . 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 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 Α~ 108-1010.

#### 3.5 Αποσβέση και αυτοαπόσβεση των απαριωμητών.

Όταν το αέριο γέμισμα του απαριθμητή είναι ευγενές αέριο η 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  $V_o$ -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 (προσμείξεις). Τα περισσότερα από τα αέρια που χρησιμοποιούνται για την απόσβεση είναι οργανικά αέρια όπως : C2H5OH, CH4, C2H6 κλπ. Τα μόρια αυτά μπορούν να απορροφήσουν τα φωτόνια στην περιοχή μήκους κύματος 100 nm  $\leq \lambda \leq 200$  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 γεμίσματος 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<sup>-6</sup> s.

Η διάσπαση των οργανικών ενώσεων θέτει περιορισμούς στην ζωή του απαριθμητή που είναι τυπικά της τάξης των 10<sup>9</sup> 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 πρόσμειξη 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 γεμίσματος 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 ( $Q=C \cdot V_o$ ). 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<sub>i</sub>.

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

$$\Omega = 2\pi (1 - \sigma v \alpha) \quad (sr)$$

Ορίζεται παράγοντας γεωμετρίας του πειράματος ο λόγος:

$$\eta = \frac{\Omega}{4\pi}$$
[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:

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

β) Η εσωτερική απόδοση του απαριθμητή ε<sub>i</sub>, 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'τ. Άρα ο ρυθμός των αληθινών γεγονότων που έχουν χαθεί (δεν έχουν δηλαδή μετρηθεί) είναι R R'τ. Επειδή η ποσότητα αυτή είναι ίση με R - R', ο αληθινός ρυθμός θα δίνεται ως:

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

και ο ψευδής :

$$R' = R(1 + R\tau) = R + R^2\tau$$
[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 ιδίου 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  $V_o$ . 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<sub>m</sub>**, του απαριθμητή

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,  $t_r$ .



**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  $I\eta$ :

$$\varepsilon = \frac{R}{I \cdot \eta}$$
[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:

$$R_1 + R_2 = R_{1,2} \tag{3.6.6}$$

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:

$$\tau = \frac{R_1' + R_2' - R_{1,2}'}{2R_1' R_2'}$$
[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:

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

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

 $\Omega_{\zeta}$  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.

# ΑΝΙΧΝΕΥΤΕΣ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΜΩΝ

# 1. ΕΙΣΑΓΩΓΉ

Οι σπινθηριστές ήταν από τα πρώτα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν για την ανίχνευση της ραδιενέργειας, χρησιμοποιούνται δε ευρέως έως και σήμερα. Η λειτουργία των ανιχνευτών σπινθηρισμών βασίζεται στον φθορισμό που παράγουν ορισμένα υλικά όταν φορτισμένο σωματίδιο διέλθει μέσα από αυτά. Τα φωτόνια φθορισμού που παράγονται, ανιχνεύονται και μετατρέπονται σε ηλεκτρικό παλμό από τον φωτοπολλαπλασιαστή (Σχήμα 1.1). Στα επόμενα θα περιγραφεί η λειτουργία του σπινθηριστή και του φωτοπολλαπλασιαστή.



Σχήμα 1.1 Αρχή λειτουργίας απαριθμητή σπινθηρισμών

# 2. ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΉΣ

Η απώλεια ενέργειας φορτισμένου σωματιδίου κατά την διέλευσή του μέσα από την ύλη περιγράφεται από την σχέση Bethe - Bloch (Τμήμα 1, σχέση 2.2.7), η οποία δεν περιλαμβάνει την ακτινοβολία πέδησης και την ακτινοβολία Cerenkov. Ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας που χάνει το φορτισμένο σωματίδιο προκαλεί ιονισμό ενώ ένα άλλο διέγερση ατόμων ή ιόντων του μέσου. Η ενέργεια διέγερσης τελικά παρουσιάζεται με μορφή φωτονίων που, στα περισσότερα υλικά, απορροφώνται μέσα στο ίδιο το υλικό με αποτέλεσμα αύξηση της θερμικής ενέργειας του υλικού. Στις περιπτώσεις αυτές έχουμε υλικά αδιαφανή στην ακτινοβολία που αυτά εκπέμπουν μετά την διέγερσή τους από ιονιστική ακτινοβολία.

Υπάρχουν όμως κάποια διηλεκτρικά υλικά που είναι διαφανή σε κάποιο τμήμα του φάσματος εκπομπής τους και τα παραγόμενα κατά την αποδιέγερσή τους φωτόνια, μπορούν να διανύσουν αρκετή απόσταση μέσα σε αυτά χωρίς να απορροφηθούν. Ο αριθμός αυτών των φωτονίων είναι ανάλογος προς την ενέργεια που απέθεσε το σωματίδιο στο υλικό, ιδιότητα που χρησιμοποιείται στην ενεργειακή διευκρίνηση των ακτινοβολιών. Τα υλικά αυτά λέγονται **σπινθηριστές**. Υπάρχουν και οργανικές ενώσεις που έχουν ιδιότητες σπινθηριστή και ανόργανες.

Ο φθορισμός των οργανικών σπινθηριστών οφείλεται στον βενζολικό δακτύλιο που περιέχεται στο μόριό τους. Συνεπώς οι οργανικές ουσίες που χρησιμοποιούνται σαν σπινθηριστές παρουσιάζουν το φαινόμενο του φθορισμού ανεξάρτητα από την φυσική κατάσταση της ουσίας.

Ο φθορισμός των ανόργανων σπινθηριστών είναι ιδιότητα της κρυσταλλικής κατάστασης του υλικού. Έτσι ο φθορισμός των υλικών αυτών είναι συνδεδεμένος με την στερεά κρυσταλλική φάση και δεν παρατηρείται στις άλλες φάσεις. Για τις ανάγκες των εργαστηρίων θα αναφερθούμε μόνο στους ανόργανους σπινθηριστές.

### 2.1 ΑΝΌΡΓΑΝΟΙ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΈΣ

Η πλειοψηφία των ανόργανων σπινθηριστών ενεργοποιείται από προσμίξεις (ενεργοποιητές) έτσι ώστε η φωταύγειά τους να οφείλεται κυρίως στην παρουσία μικρών συγκεντρώσεων πολύ καθορισμένων ακαθαρσιών. Αυτοί οι ενεργοποιημένοι

ανόργανοι σπινθηριστές έχουν ονομαστεί φωσφόροι. Οι καλύτερα γνωστοί ανόργανοι κρυσταλλικοί σπινθηριστές είναι το NaI και CsI με μικρή προσθήκη Θαλίου το οποίο βρίσκεται σε μορφή Tl<sup>+</sup>.

Ο μηχανισμός σπινθηρισμού στους ανόργανους φωσφόρους είναι πολύπλοκος και μόνο μια πάρα πολύ απλοποιημένη εικόνα για την ιδιαίτερη περίπτωση των ανόργανων κρυσταλλικών σπινθηριστών θα δοθεί εδώ.

Σ' έναν ιοντικό κρύσταλλο η ηλεκτρονική δομή μπορεί να περιγραφεί με βάση την θεωρία των ζωνών στα κρυσταλλικά στερεά. Τα ηλεκτρόνια σθένους, σε τέτοιους κρυστάλλους, βρίσκονται σε μια ευρεία ενεργειακή ζώνη παρά σε διακριτές στάθμες συνδεδεμένες με κάποια άτομα ή μόρια. Οι χαμηλότερες ενεργειακές ζώνες είναι πλήρεις και ξεχωρίζουν η μια από την άλλη μ' απαγορευμένες για τα ηλεκτρόνια ενεργειακές περιοχές γνωστές σαν απαγορευμένες ζώνες. Αυτή η συμπεριφορά δείχνεται στο σχήμα 2.1. Στους ιοντικούς κρυστάλλους η ενεργειακή ζώνη που καταλαμβάνεται από τα ηλεκτρόνια σθένους, ζώνη σθένους, είναι πλήρης και η επόμενη επιτρεπτή ζώνη είναι εντελώς κενή, χωρίζεται δε από την ζώνη σθένους, με μια μεγάλη απαγορευμένη περιογή. Το ενεργειακό γάσμα αυτό είναι πολύ μεγάλο συγκρινόμενο με την μέση θερμική ενέργεια των φωνονίων<sup>1</sup> στον κρύσταλλο. Η κίνηση των ηλεκτρονίων στην υψηλότερη, κενή κάτω από κανονικές συνθήκες, ζώνη συνεισφέρει στην αγωγιμότητα. Για τον λόγο αυτό η πρώτη κενή ζώνη πάνω από την ζώνη σθένους λέγεται ζώνη αγωγιμότητας. Αν ένα ηλεκτρόνιο από την ζώνη αγωγιμότητας μεταπέσει στην ζώνη σθένους θα εκπεμφθεί ένα φωτόνιο στην περιοχή του υπεριώδους.

Ο μηχανισμός σε κρυστάλλους με ατέλειες όπου συμπεριλαμβάνονται κι αυτοί που έχουν ενεργοποιηθεί με κάποιο βαρύ μέταλλο, όπως Θάλιο, δείχνεται στο σχήμα 2.1. Σ' έναν κρύσταλλο με ατέλειες υπάρχουν εντοπισμένες ενεργειακές στάθμες στα όρια της απαγορευμένης ζώνης. Υπάρχουν πολλές πηγές αυτών των σταθμών αλλά γενικά μπορούν να διακριθούν σε δύο κατηγορίες:

 κέντρα φωταύγειας που έχουν στάθμες συνδεδεμένες με βασικές και διεγερμένες καταστάσεις και

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Υπενθυμίζουμε ότι οι συχνότητες ταλάντωσης του πλέγματος είναι κβαντισμένες και καλούνται <u>φωνόνια</u> με ενέργεια hv (κατ΄ αναλογία με τα φωτόνια) όπου h η σταθερά του Planck και v η συχνότητα ταλάντωσης.

 παγίδες που παρουσιάζουν μόνο μία κατάσταση στο πάνω μέρος της απαγορευμένης ζώνης.



**Σχήμα 2.1** Σχηματική παράσταση της δομής των ηλεκτρονικών ζωνών σ' ένα μονωτικό υλικό. α) Τέλειος ιοντικός κρύσταλλος. (β) Ιοντικός κρύσταλλος με ατέλειες.

Τα κέντρα φωταύγειας προέρχονται από ακαθαρσίες, ενδόθετα ιόντα όπως TI+ και Nα+, στοιχειομετρικές ανωμαλίες κι άλλες ατέλειες που είναι θερμοδυναμικά ευνοϊκό να σχηματισθούν. Η διέγερση ενός κέντρου φωταύγειας απαιτεί την σύλληψη ενός ηλεκτρονίου από την ζώνη αγωγιμότητας και μιας θετικής οπής από την ζώνη σθένους είτε από απ' ευθείας σύλληψη εξιτονίου, ή από ταυτόχρονη σύλληψη ηλεκτρονίου κι οπής που ακολουθεί κάποιο μηχανισμό δυαδικής διάχυσης.

Ο μηχανισμός σπινθηρισμού έχει ως ακολούθως. Τα ηλεκτρόνια κατά την διέγερση του σπινθηριστή μεταβαίνουν από την ζώνη σθένους στην ζώνη αγωγιμότητας είτε με απ' ευθείας κρούση, είτε με διεγέρσεις Coulomb, είτε με απορρόφηση φωτονίων στο υπεριώδες. Αλληλεπιδρούν με τα φωνόνια του κρυστάλλου και τους δίνουν κάποιο μικρό ποσό της ενέργειάς τους ώστε να σχηματίσουν εξιτόνιο με μια οπή. Το εξιτόνιο συλλαμβάνεται από ένα κέντρο φωταύγειας εκπέμποντας φωνόνιο για να σχηματίσει διεγερμένη κατάσταση του κέντρου φωταύγειας. Η διεγερμένη κατάσταση του κέντρου μπορεί να αποδιεγερθεί στην βασική κατάσταση με δύο τρόπους:

- 1. εκπέμποντας φωτόνιο φθορισμού
- 2. χωρίς την εκπομπή φωτονίου αλλά φωνονίου.

Αυτή η απλή εικόνα δεν εξηγεί γιατί ένας κρύσταλλος μ' ατέλειες είναι διαφανής στην ακτινοβολία φθορισμού γιατί κατ' αρχήν τα φωτόνια φθορισμού μπορούν ν' απορροφηθούν από άλλα κέντρα φωταύγειας, κατόπιν να ξαναεκπεμφθούν κ.ο.κ. Για να εξηγήσουμε την διαφάνεια του κρυστάλλου είναι απαραίτητο να δούμε με μεγαλύτερη λεπτομέρεια τις ενεργειακές στάθμες του κέντρου και να λάβουμε υπόψη τις αλληλεπιδράσεις του με τα θερμικά φωνόνια πού υπάρχουν στον κρύσταλλο.



Συντεταγμένη θέσης χ

Σχήμα 2.2 Σχηματική παράσταση των ενεργειακών σταθμών ενός κέντρου φωταύγειας. Οι πλήρεις γραμμές είναι οι βασικές στάθμες του κέντρου κι οι διακεκομμένες είναι οι υποστάθμες κάθε στάθμης. Α μόνο φάσμα απορρόφησης, Β μόνο φάσμα εκπομπής, C αποδιέγερση χωρίς εκπομπή φωτονίου και D ή φάσμα απορρόφησης ή φάσμα εκπομπής.

Η δυναμική ενέργεια ενός κέντρου φωταύγειας σαν συνάρτηση της απόστασής του από κάποιο θετικό ιόν σε μια θέση του πλέγματος θα είναι της μορφής πού δείχνεται στο σχήμα 2.2. Επάνω στην κυρίως δυναμική ενέργεια του κέντρου επικάθονται υποστάθμες ταλάντωσης που σχηματίζονται από τις αλληλεπιδράσεις του κέντρου με τα φωνόνια. Αυτές οι υποστάθμες σημειώνονται με διακεκομμένες γραμμές. Η θερμική ταλάντωση του κέντρου σε κανονικές θερμοκρασίες εξαναγκάζει το κέντρο να βρίσκεται κοντά στο ελάχιστο της δυναμικής ενέργειας kT. Η δυναμική ενέργεια της διεγερμένης κατάστασης του κέντρου δείχνεται επίσης στο σχήμα 2.2 με τις δικές της υποστάθμες ταλάντωσης. Το ελάχιστο της δυναμικής ενέργειας της διεγερμένης κατάστασης βρίσκεται σ' άλλη απόσταση απ' ότι της βασικής κατάστασης. Αυτή η διαφορά οδηγεί στα παρακάτω παρατηρούμενα φαινόμενα.

Η μετάπτωση από την βασική κατάσταση στην πρώτη διεγερμένη κατάσταση συμβαίνει λόγω της απορρόφησης ενός φωτονίου στο υπεριώδες ή από την σύλληψη ενός εξιτονίου. Αυτό δείχνεται με τις κατακόρυφες ζώνες Α και D στο σχήμα 2.2 και συμβαίνει για μια περιοχή αποστάσεων κοντά στο ελάχιστο της δυναμικής ενέργειας. Η περιοχή αποστάσεων καθορίζεται από την θερμική ενέργεια του κέντρου που είναι kT. Οι διεγερμένες υποστάθμες της πρώτης διεγερμένης στάθμης, που γέμισαν με τον προηγούμενο μηχανισμό, αποδιεγείρονται χωρίς εκπομπή φωτονίων αλλά μ' εκπομπή φωνονίων στην περιοχή της θερμικής ταλάντωσης γύρω από το ελάχιστο του δυναμικού. Από εκεί αποδιεγείρονται στην βασική κατάσταση, ζώνες D και B. Αν η απόσταση είναι τέτοια ώστε οι διεγερμένες καταστάσεις να βρίσκονται στην ζώνη C τότε αποδιεγείρονται χωρίς να εκπέμπονται φωτόνια γιατί επικαλύπτονται με τις υποστάθμες ταλάντωσης της βασικής κατάστασης. Συνεπώς η ζώνη C αντιστοιχεί σ' αποπνιγμένη συνιστώσα της αποδιέγερσης της διεγερμένης κατάστασης ενός κέντρου φωταύγειας. Έτσι απορρόφηση ενέργειας συμβαίνει στις ζώνες Α και D κι εκπομπή φωτονίων φθορισμού στις ζώνες D και B. Η στενή περιοχή D αντιστοιχεί στην αλληλεπικάλυψη του φάσματος εκπομπής και του φάσματος απορρόφησης.

Ο κρύσταλλος λοιπόν είναι διαφανής στην ακτινοβολία φθορισμού μόνο στην ζώνη Β κι αδιαφανής ή ημιδιαφανής στην ζώνη D. Ετσι, το παρατηρούμενο φάσμα φθορισμού αντιστοιχεί σε φωτόνια στην ζώνη B.

Το παρατηρούμενο φάσμα φθορισμού προέρχεται από την μετατροπή ενός μικρού ποσοστού της αρχικής ενέργειας του φορτισμένου σωματιδίου π.χ. για το NaI(Tl) το ποσοστό αυτό είναι περίπου 12%.

# 3. ΦΩΤΟΠΟΛΛΑΠΛΑΣΙΑΣΤΉΣ

Η ευρεία χρήση των απαριθμητών σπινθηρισμών για την ανίχνευση ακτινοβολιών και την φασματοσκοπία θα ήταν αδύνατη χωρίς την ύπαρξη συσκευών που να μετατρέπουν τον εξαιρετικά μικρής έντασης φωτεινό παλμό ενός σπινθηριστή σε μετρήσιμο ηλεκτρικό σήμα. Ο φωτοπολλαπλασιαστής είναι ακριβώς το όργανο που μετατρέπει το φωτεινό σήμα που εκπέμπει ο σπινθηριστής και αποτελείται από μερικές εκατοντάδες φωτόνια σε ισχυρό ηλεκτρικό παλμό.

Πιο κάτω θα αναφερθούν μερικά από τα κύρια χαρακτηριστικά των φωτοπολλαπλασιαστών που έχουν ενδιαφέρον από την πλευρά των απαριθμητών σπινθηρισμών.



**Σχήμα 3.1** Χαρακτηριστικά στοιχεία ενός φωτοπολλαπλασιαστή τύπου εστίασης. 1-12 δύνοδοι, 14 ηλεκτρόδια εστίασης, 13 άνοδος, 15 φωτοκάθοδος.

Μια απλοποιημένη μορφή ενός φωτοπολλαπλασιαστή δείχνεται στο σχήμα 3.1. Ο φωτοπολλαπλασιαστής αποτελείται από δύο κυρίως στοιχεία: την <u>φωτοκάθοδο</u> και την πολλαπλασιαστική στήλη. Η φωτοκάθοδος αποτελείται από κράμα μικρού έργου εξόδου που αποτίθεται με εξάχνωση σε κάποιο υλικό διαφανές στο φως που εκπέμπει ο χρησιμοποιούμενος σπινθηριστής και μετατρέπει ένα μέρος από τα προσπίπτοντα φωτόνια σε ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια αυτά, φωτοηλεκτρόνια, είναι πολύ λίγα και το παραγόμενο σήμα είναι πάρα πολύ μικρό και δεν είναι ανιχνεύσιμο. Ο φωτοπολλαπλασιαστής συλλέγει αυτά τα ηλεκτρόνια με όσο το δυνατό καλύτερη γεωμετρία και κατόπιν τα πολλαπλασιάζει αυξάνοντας τον αριθμό τους. Ο μηχανισμός πολλαπλασιασμού του φωτοπολλαπλασιαστή είναι συνοπτικά ο ακόλουθος. Τα ηλεκτρόνια μετά την φωτοκάθοδο οδηγούνται με ένα ηλεκτρόδιο εστίασης στην πρώτη δύνοδο από εκεί στην δεύτερη κλπ μέχρι την άνοδο. Σε κάθε στάδιο τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται ώστε με την πρόσπτωσή τους στο επόμενο ηλεκτρόδιο, που αποτελείται από υλικό με μικρό έργο εξόδου, να εξάγουν πιο πολλά ηλεκτρόνια.

Το φορτίο συλλέγεται στην άνοδο ή στο ηλεκτρόδιο εξόδου του φωτοπολλαπλασιαστή. Εκείνο που επιδιώκεται στις πιο πολλές περιπτώσεις είναι η ενίσχυση να είναι γραμμική μ' αποτέλεσμα το φορτίο του παλμού στην έξοδο να είναι ανάλογο του αριθμού των φωτοηλεκτρονίων. Μετά τον πολλαπλασιασμό ένας τυπικός παλμός περιέχει 10<sup>7</sup> - 10<sup>10</sup> ηλεκτρόνια ικανά να δώσουν ένα ισχυρό σήμα. Αν ένας φωτοπολλαπλασιαστής έχει Ν δυνόδους κι ο παράγοντας πολλαπλασιασμού κάθε δυνόδου είναι δ, τότε η ολική ενίσχυση του φωτοπολλαπλασιαστή θα είναι:

#### ολική ενίσχυση = $\alpha \cdot \delta \cdot N$

όπου α το κλάσμα των φωτοηλεκτρονίων που φτάνουν στην πρώτη δύνοδο.

Οι φωτοπολλαπλασιαστές ανάλογα με τον τύπο και την διευθέτηση των δυνόδων χωρίζονται σε δύο κύριες κατηγορίες:

- 1. Βενετσιάνικου παραθυρόφυλλου
- 2. Εστίασης.



Σχήμα 3.2 Φωτοπολλαπλασιαστής τύπου βενετσιάνικου παραθυρόφυλλου.

# 3.1 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΆ ΦΩΤΟΠΟΛΛΑΠΛΑΣΙΑΣΤΉ

 Φασματική απόκριση. Είναι η εικόνα της απόκρισης του φωτοπολλαπλασιαστή σαν συνάρτηση του μήκους κύματος του φωτός που προσπίπτει στη φωτοκάθοδο. Καθορίζεται από το υλικό του παραθύρου και της καθόδου. Είναι πολύ σημαντικό να επιλέγεται το σύστημα σπινθηριστήςφωτοπολλαπλασιαστής έτσι ώστε να υπάρχει η μεγαλύτερη δυνατή επικάλυψη του φάσματος εκπομπής του σπινθηριστή με την φασματική απόκριση του φωτοπολλαπλασιαστή.

- 2. Κβαντική απόδοση. Είναι ο μέσος αριθμός φωτοηλεκτρονίων που εκπέμπονται από την φωτοκάθοδο ανά προσπίπτον φωτόνιο. Εξαρτάται από το υλικό της φωτοκαθόδου κι από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Η κβαντική απόδοση δεν μπορεί να αυξάνεται απεριόριστα. Πέραν των φυσικών περιορισμών υπάρχει και ο περιορισμός από την αύξηση του ρεύματος σκότους.
- 3. Ενίσχυση. Είναι ο ολικός παράγοντας πολλαπλασιασμού.
- 4. Ρεύμα σκότους. Είναι το ρεύμα που διαρρέει τον φωτοπολλαπλασιαστή όταν η κάθοδος δεν φωτίζεται. Η κύρια πηγή του ρεύματος σκότους είναι η θερμιονική εκπομπή από την κάθοδο και τις πρώτες δυνόδους. Το ρεύμα σκότους περιορίζει την ευαισθησία του φωτοπολλαπλασιαστή σε παλμούς φωτός πολύ μικρής έντασης. Το ρεύμα σκότους μπορεί, αν είναι αναγκαίο π.χ. ανίχνευση πολύ ασθενών φωτεινών παλμών, να μειωθεί με ψύξη του φωτοπολλαπλασιαστή.
- 5. Χρονικά χαρακτηριστικά. Είναι ο χρόνος ανόδου του παλμού στην άνοδο, το εύρος του παλμού (FWHM), ο χρόνος που χρειάζονται τα ηλεκτρόνια για να διανύσουν την απόσταση καθόδου ανόδου (χρόνος διέλευσης), η διασπορά του χρόνου αυτού ανάλογα με την θέση της καθόδου που πέφτει το φωτόνιο. Οι χρόνοι αυτοί καθορίζούν την χρήση και την ποιότητα του φωτοπολλα-πλασιαστή.

# 3.2 Τροφολοσία φωτοπολλαπλασίαστη

Η τροφοδοσία του φωτοπολλαπλασιαστή γίνεται με τροφοδοτικό υψηλής τάσης και χρήση κατάλληλου διαιρέτη τάσης. Είναι δυνατόν η φωτοκάθοδος να τροφοδοτείται με αρνητική τάση και η άνοδος να γειώνεται μέσω μιας μικρής αντίστασης ή η φωτοκάθοδος να είναι σε δυναμικό γης και η άνοδος να έχει θετική υψηλή τάση. Στην δεύτερη περίπτωση το σήμα από την άνοδο λαμβάνεται μέσω κατάλληλου πυκνωτή.



**Σχήμα 3.3** Διαιρέτες τάσης για την τροφοδοσία φωτοπολλαπλασιαστή. α) Η κάθοδος γειωμένη και θετική υψηλή τάση στην άνοδο. (i) Η άνοδος γειώνεται μέσω μιας μικρής αντίστασης R» (50  $\Omega$  - 10 k $\Omega$ ) κι αρνητική υψηλή τάση στην κάθοδο.

### 3.3 ΜΑΓΝΗΤΙΚΉ ΘΩΡΆΚΙΣΗ ΦΩΤΟΠΟΛΛΑΠΛΑΣΙΑΣΤΉ

Ο φωτοπολλαπλασιαστής επηρεάζεται από εξωτερικά μαγνητικά πεδία λόγω της χαμηλής ενέργειας των ηλεκτρονίων (της τάξης των 100 eV) ιδιαίτερα στο πρώτο στάδιο από την φωτοκάθοδο στην πρώτη δύνοδο. Ακόμα και το μαγνητικό πεδίο της γης είναι αρκετό για να επηρεάσει τις τροχιές των ηλεκτρονίων. Στις περιπτώσεις που ο φωτοπολλαπλασιαστής πρέπει να λειτουργεί κοντά σε μαγνητικά πεδία, πρέπει να προβλέπεται μαγνητική θωράκισή του για να προληφθούν μεταβολές της ενίσχυσής του. Ο πιο κοινός τρόπος θωράκισης των φωτοπολλαπλασιαστών είναι να περιτυλιχθούν μ' ένα φύλλο από μ-metal. Το μήκος του φύλλου πρέπει να είναι τέτοιο ώστε να περιβάλλει και μια περιοχή πέρα από την φωτοκάθοδο σε μήκος ίσο με την διάμετρο της φωτοκαθόδου για να υπάρχει πλήρης προστασία της φωτοκαθόδου. Το φύλλο αυτό πρέπει να διατηρείται στο δυναμικό της φωτοκαθόδου για ν' αποφεύγονται επιδράσεις ηλεκτροστατικών πεδίων στην φωτοκάθοδο και στην πρώτη δύνοδο, όπως και η ηλεκτρόλυση της φωτοκαθόδου.