



ΕΘΝΙΚΟ & ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ &
ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ & ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥΠΟΛΗ - ΙΛΙΣΙΑ, GR-15771 ΑΘΗΝΑ
Tel: 210 727 6885, e-mail: stiliaris@phys.uoa.gr



ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΑΚΕΣ ΑΣΚΗΣΕΙΣ

Εισαγωγής στην Πυρηνική Φυσική
&
τη Φυσική Στοιχειωδών Σωματιδίων



<http://eclass.uoa.gr/courses/PHYS364/>

Στην ιστοσελίδα αυτή θα αναρτώνται οι ανακοινώσεις και το εκπαιδευτικό υλικό που σχετίζονται με την λειτουργία του Εργαστηρίου Πυρηνικής & Σωματιδιακής Φυσικής

Περιεχόμενα

ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

A. ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΙΑ ΚΑΙ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΕΣ	11
A1. ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΣ ΔΙΑΣΠΑΣΕΙΣ ΚΑΙ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ	15
A1.1. α-διάσπαση, α-ακτινοβολία	15
A1.2. β-διάσπαση, β-ακτινοβολία	18
A1.3. Ακτινοβολία γ-ηλεκτρόνιο εσωτερικής μετατροπής	26
A2. ΝΟΜΟΣ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΣΠΑΣΕΩΝ	27
B. ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ-ΥΛΗΣ	33
B1. ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΦΩΤΟΝΙΩΝ-ΥΛΗΣ	34
B2. ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ-ΥΛΗΣ	44
Γ. ΑΝΙΧΝΕΥΤΙΚΕΣ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ	49
Γ1. Απαριθμητής Geiger-Müller	49
Γ2. Σπινθηριστές	54
Γ3. Φωτοπολλαπλασιαστής	57
Γ4. Πυρηνικά ηλεκτρονικά, χρησιμοποιούμενες μονάδες	62
Δ. ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ	67
Εισαγωγή	67
Δ.1. Παραδείγματα συναρτήσεων πιθανότητας	69
Δ2. Μέση Τιμή και Τυπική Απόκλιση	72
Δ3. Σφάλμα Μέσης Τιμής	73
Δ4. Σφάλμα - Αβεβαιότητα	74
Δ 5. Διάδοση Σφαλμάτων	76
Δ 6. Έλεγχος των υποθέσεων	77
Δ 7. Εκτίμηση των μεταβλητών μιας κατανομής	78
E. ΑΡΧΕΣ ΑΚΤΙΝΟΠΡΟΣΤΑΣΙΑΣ	81
E1. Περιβάλλον και ακτινοβολίες	81
E2. Ακτινοβολίες και βιολογικά συστήματα	82
E3. Στοιχεία ακτινοπροστασίας	86
E4. Εγκυμοσύνη και ακτινοβολία	88

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

ΠΦ1. ΑΣΚΗΣΗ 1

Μελέτη Χαρακτηριστικών του Ανιχνευτή Geiger-Müller..... 89

ΠΦ2. ΑΣΚΗΣΗ 2

Μετρήσεις Ακτινοβολίας γ με Ανιχνευτή Σπινθηρισμών 99

ΠΦ3 ΑΣΚΗΣΗ 3

Φασματοσκοπία γ 121

ΠΦ4. ΑΣΚΗΣΗ 4 Βρείτε τις οδηγίες για το Πείραμα 4 σε ξεχωριστό αρχείο στον φάκελο έγγραφα στο e-class
 Χρήση ανιχνευτή Geiger-Müller για τη στατιστική ανάλυση δεδομένων.....143

<https://eclass.uoa.gr/modules/document/index.php?course=PHYS364&openDir=/62274813x0jD>

A. ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΙΑ ΚΑΙ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΕΣ

Το άτομο είναι ένα δέσμιο σύστημα των συστατικών του και συμβολίζεται ως



όπου Z ο αριθμός των πρωτονίων και N ο αριθμός των νετρονίων που συγκροτούν τον πυρήνα του και $A=Z+N$ ο αριθμός των νουκλεονίων του, που καλείται **μαζικός αριθμός A** . Το ουδέτερο άτομο έχει Z ηλεκτρόνια και διαστάσεις $\sim 10^{-10}$ m ενώ ο πυρήνας του έχει ακτίνα $\sim 10^{-14}$ m.

Συνήθως ο **ατομικός αριθμός Z** , που καθορίζει τη θέση του ατόμου στο περιοδικό σύστημα και επομένως το χημικό σύμβολο του ατόμου, καθώς και ο αριθμός των νετρονίων του N παραλείπονται και ένα άτομο συμβολίζεται από το χημικό του σύμβολο και τον μαζικό του αριθμό, π.χ. ${}^{12}\text{C}$ αντί ${}^{12}_6\text{C}_6$ ή ${}^{137}\text{Cs}$ αντί ${}^{137}_{55}\text{Cs}_{82}$. Υπάρχουν ~ 100 διαφορετικά άτομα στο περιοδικό σύστημα των στοιχείων, αλλά ο αριθμός των διαφορετικών πυρήνων που συγκροτούν τα άτομα αυτά ανέρχεται σε ~ 3000 , δηλαδή τα άτομα συνήθως έχουν πολλά ισότοπα. Από αυτά ένας μικρός αριθμός, 274, είναι σταθερά που παραμένουν αναλλοίωτα στον χρόνο και τα περισσότερα είναι ραδιενεργά, που είναι ασταθή και τα οποία υφίστανται αυθόρμητες μεταστοιχειώσεις που ονομάζονται **ραδιενεργές διασπάσεις**. Για κάθε ραδιενεργό άτομο είναι γνωστός ο μηχανισμός διάσπασής του, το είδος και οι ενέργειες των εκπεμπόμενων ακτινοβολιών (βλέπε A1. ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΣ ΔΙΑΣΠΑΣΕΙΣ ΚΑΙ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ) καθώς και ο ρυθμός με τον οποίο γίνονται οι διασπάσεις αυτές (βλέπε A2. ΝΟΜΟΣ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΣΠΑΣΕΩΝ).

Οι συνήθεις ραδιενεργές διασπάσεις είναι η α -διάσπαση, η β -διάσπαση και η αυθόρμητα σχάση βαριών πυρήνων. Στις διασπάσεις αυτές συνήθως ο θυγατρικός πυρήνας σχηματίζεται σε διεγερμένη κατάσταση, που είναι ασταθής με μικρό χρόνο ζωής και τελικά ο διεγερμένος πυρήνας μεταπίπτει στη βασική του κατάσταση εκπέμποντας γ -ακτινοβολία. Όλες οι παραπάνω διαδικασίες υπακούουν στον νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων.

Οι μάζες των ατόμων είναι γνωστές με μεγάλη ακρίβεια. Η ακρίβεια αυτή επιτυγχάνεται μετρώντας τις ατομικές μάζες σχετικά με τη μάζα του ουδέτερου ατόμου ${}^{12}\text{C}$ για το οποίο ορίστηκε ότι έχει μάζα ίση με 12,00000 u, όπου u η ατομική μονάδα μάζας. Στο SI σύστημα μονάδων επομένως, η ατομική μονάδα μάζας u είναι:

$$1 u = \frac{1}{12} \times \frac{12 \times 10^{-3} \text{ kg}}{N_A} = 1,66053873 \times 10^{-27} \text{ kg} \quad (\text{A-1})$$

όπου $N_A = 6,0221415 \times 10^{23}$ είναι ο αριθμός (σταθερά) Avogadro. Από τη σχέση ισοδυναμίας μάζας-ενέργειας, $E = m \times c^2 = 1u \times c^2 = 931,494013 \text{ MeV}$, προκύπτει:

$$1 u = 931,494013 \text{ MeV} / c^2 \quad (\text{A-2})$$

Στον πίνακα A-1 δίνονται οι μάζες σε u και οι ενέργειες ηρεμίας σε MeV για το ηλεκτρόνιο, πρωτόνιο και νετρόνιο.

Electron	$m_e = 5,48597 \times 10^{-4} \text{ u}$	$m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$
Proton	$m_p = 1,008665 \text{ u}$	$m_p c^2 = 938,28 \text{ MeV}$
Neutron	$m_n = 1,007277 \text{ u}$	$m_n c^2 = 939,57 \text{ MeV}$

Πίνακας A-1

Μάζες και ενέργειες ηρεμίας ηλεκτρονίου, πρωτονίου και νετρονίου σε μονάδες u και MeV

Σε πρώτη προσέγγιση οι ατομική μάζα $m_{\text{atom}}(Z, A)$ ενός ατόμου με Z πρωτόνια, A-Z νετρόνια και Z ηλεκτρόνια σε μονάδες u και GeV/c^2 είναι:

$$m_{\text{atom}}(Z, A) \approx A u \approx A \text{ GeV} / c^2 \quad (\text{A-3})$$

Ο πυρήνας περιέχει σχεδόν όλη την μάζα του ατόμου. Η μάζα του πυρήνα $m_{\text{nucleus}}(Z, A)$ υπολογίζεται από τη μάζα $m_{\text{atom}}(Z, A)$ των ουδετέρων ατόμων που συνήθως παρουσιάζονται στους σχετικούς πίνακες ατομικών μαζών, αν αφαιρεθούν οι μάζες των Z ηλεκτρονίων και οι αντίστοιχες ενέργειες σύνδεσης των ηλεκτρονίων αυτών:

$$m_{\text{nucleus}}(Z, A)c^2 = m_{\text{atom}}(Z, A)c^2 - Z \times m_e c^2 - b_e \quad (\text{A-4})$$

όπου b_e είναι η συνολική ενέργεια σύνδεσης όλων των Z ηλεκτρονίων στο άτομο.

Η συνολική ενέργεια σύνδεσης των ηλεκτρονίων b_e είναι αμελητέα σε σχέση με τη συνολική ενέργεια του ατόμου $m_{\text{atom}}(Z, A)c^2$ και συνήθως αγνοείται στους υπολογισμούς, γιατί σε μια ραδιενεργό διάσπαση ουσιαστικά συμβαίνει μια ανακατανομή των ηλεκτρονίων των εξωτερικών στοιβάδων που έχουν ενέργειες σύνδεσης της τάξης του eV. Τα ισχυρότερα δέσμια ηλεκτρόνια όμως, έχουν ενέργειες

σύνδεσης σημαντικές. Π.χ. η ενέργεια σύνδεσης E_K των ηλεκτρονίων της Κ-στοιβάδας, δίνεται προσεγγιστικά από την σχέση

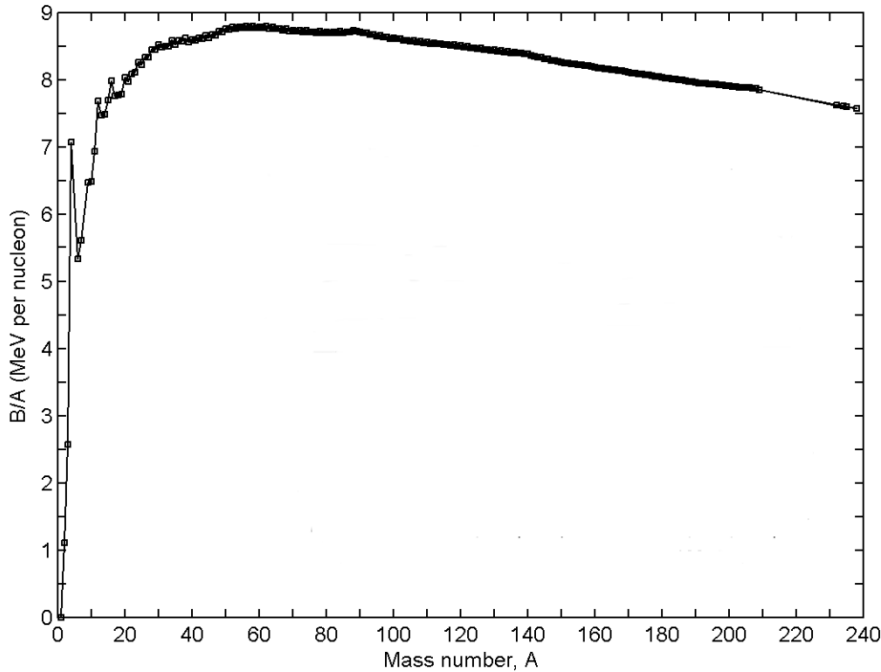
$$E_K = 13,6 \text{ eV } (Z-3)^2 \quad (\text{A-5})$$

Η σχέση αυτή δίνει τιμές 3,9 keV και 84,9 keV για το ${}_{20}\text{Ca}$ και τον ${}_{82}\text{Pb}$, αντίστοιχα, που μπορεί να συγκριθούν με τις πραγματικές τιμές 4,04 keV και 88,00 keV. Οι ενέργειες αυτές δεν είναι αμελητέες και καθορίζουν τα φάσματα στις περιπτώσεις που παρατηρείται εκπομπή ηλεκτρονίου (π.χ. ηλεκτρόνια εσωτερικής μετατροπής, σύλληψη ηλεκτρονίου) ή εκπομπή χαρακτηριστικής εκπομπής φθορισμού.

Η ενέργεια ηρεμίας $m_{\text{nucleus}}(Z,A)c^2$ του πυρήνα δίνεται από την σχέση

$$m_{\text{nucleus}}(Z,A) \times c^2 = \{Z \times m_p + N \times m_n\} \times c^2 - B \quad (\text{A-6})$$

όπου B είναι η ενέργεια σύνδεσης του πυρήνα, δηλαδή η ενέργεια που απαιτείται για να διασπαστεί ο πυρήνας στα συστατικά του, τα Z πρωτόνια και τα N νετρόνια. Στο σχήμα A-1 παρουσιάζεται η μεταβολή της μέσης ενέργειας σύνδεσης ανά νουκλεόνιο B/A , συναρτήσει του μαζικού αριθμού A .



Σχήμα A-1 Μέση ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο συναρτήσει του μαζικού αριθμού A

Παρατηρούμε ότι η μέση ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο B/A , ξεκινά από μικρές τιμές, 1,11 για το ${}^2\text{H}$ ($B=2,22$ MeV), φτάνει στη μέγιστη τιμή 8,79 για τον ${}^{56}\text{Fe}$ ($B=492,25$ MeV) και μετά πέφτει στα 7,57 για το ${}^{238}\text{U}$ ($B=1801,69$ MeV). Μερικά ενδιαφέροντα συμπεράσματα προκύπτουν από το σχήμα (A-1):

- i. Το B/A είναι περίπου σταθερό και ίσο με ~ 8 MeV/nucleon. Αυτό σημαίνει ότι οι **ελκτικές** δυνάμεις που ασκούνται μεταξύ των νουκλεονίων (p-p, n-n και n-p) έχουν μικρή εμβέλεια και το κάθε νουκλεόνιο αλληλεπιδρά μόνο με τα γειτονικά του, γιατί αν το κάθε νουκλεόνιο αλληλεπιδρούσε με τα υπόλοιπα $A-1$ νουκλεόνια, η ενέργεια σύνδεσης B θα ήταν ανάλογη του $A(A-1) \approx A^2$ και όχι του A . Η αλληλεπίδραση αυτή είναι η ισχυρή πυρηνική και έχει εμβέλεια $\sim 10^{-15}\text{m}$.
- ii. Το B/A ελαττώνεται στα μεγάλα A . Αυτό οφείλεται στις **απωστικές** δυνάμεις Coulomb μεταξύ των φορτισμένων πρωτονίων. Η αλληλεπίδραση αυτή έχει άπειρη εμβέλεια και το κάθε πρωτόνιο αλληλεπιδρά με τα υπόλοιπα $(Z-1)$ πρωτόνια, με αποτέλεσμα η αντίστοιχη ενέργεια να είναι ανάλογη του $Z(Z-1) \approx Z^2$. Επειδή το Z^2 αυξάνει ταχύτερα από ότι το A , οι βαρύτεροι πυρήνες έχουν περισσότερα νετρόνια από ότι πρωτόνια. Αυτός ο ανταγωνισμός μεταξύ των απωστικών δυνάμεων Coulomb μεταξύ των πρωτονίων και των ελκτικών ισχυρών πυρηνικών δυνάμεων μεταξύ γειτονικών νουκλεονίων δεν μπορεί να διαρκέσει στο άπειρο. Στοιχεία βαρύτερα από το Ουράνιο ΔΕΝ υπάρχουν στη φύση.
- iii. Το B/A , παρουσιάζει μέγιστη τιμή για $A \approx 60$. Αυτό σημαίνει ότι οι ενέργειες σύνδεσης μπορεί να αυξηθούν (σταθερότερα συστήματα) ή με **σύντηξη** ελαφρών πυρήνων ή αντίθετα με την **σχάση** βαρέων, υποδεικνύοντας τη σημασία παραγωγής πυρηνικής ενέργειας με σύντηξη ή σχάση.

A1. ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΣ ΔΙΑΣΠΑΣΕΙΣ ΚΑΙ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ

A1.1. α-διάσπαση, α-ακτινοβολία

Σωματίο-α ή α-ακτινοβολία: πυρήνας ηλίου ${}^4_2\text{He}$, αποτελείται από δύο πρωτόνια και δύο νετρόνια.

Κατά την α-διάσπαση ο μητρικός πυρήνας ${}^A_Z\text{X}$ διασπάται **αυθόρμητα** στο θυγατρικό ${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$ εκπέμποντας σωματίο α και απελευθερώνοντας ενέργεια Q_α σύμφωνα με την παρακάτω εξίσωση:



Από την αρχή διατήρησης της ενέργειας έχουμε:

$$m_X c^2 + K_X = m_Y c^2 + K_Y + m_\alpha c^2 + K_\alpha \quad (\text{A1.1-2})$$

Όπου m οι μάζες ηρεμίας και K οι κινητικές ενέργειες. Θεωρώντας ότι η διάσπαση γίνεται σε ηρεμία (η κινητική ενέργεια του μητρικού πυρήνα είναι μηδέν, $K_X = 0$) η εξίσωση (A1.1-2) γράφεται:

$$Q_\alpha \equiv m_X c^2 - m_Y c^2 - m_\alpha c^2 = K_Y + K_\alpha \quad (\text{A1.1-3})$$

Από την τελευταία εξίσωση διαπιστώνουμε ότι το ισοζύγιο των ενεργειών ηρεμίας είναι ίσο με το ισοζύγιο των κινητικών ενεργειών. Η ενέργεια διάσπασης Q_α που απελευθερώνεται μπορεί με ακρίβεια να υπολογιστεί από τις μάζες ηρεμίας. Αξίζει να σημειωθεί ότι σε αυτούς του υπολογισμούς μπορούν να χρησιμοποιηθούν οι ατομικές μάζες αντί των πυρηνικών μαζών. Η προσέγγιση μπορεί να γίνει για δύο λόγους:

- α) υπάρχει ηλεκτρονική ισορροπία όπως φαίνεται και από τη σχέση (A1.1-1) και
- β) ισορροπία στις ενέργειες σύνδεσης των ηλεκτρονίων δεδομένου ότι τα πιο ισχυρά συνδεδεμένα ηλεκτρόνια της K στοιβάδας παραμένουν πρακτικά αμετάβλητα.

Η ενέργεια διάσπασης Q_α διαμοιράζεται σε κινητική ενέργεια K_α του σωματίου- α και την ενέργεια ανάκρουσης K_Y του θυγατρικού πυρήνα. Η αρχή διατήρησης της ορμής απαιτεί η ορμή του α σωματίου να είναι ίση κατά απόλυτη τιμή με την ορμή

του θυγατρικού πυρήνα p_α , εφόσον ο μητρικός πυρήνας διασπάστηκε αυθόρμητα (βλέπε εξίσωση A1.1-1)

$$p_\alpha = p_Y \quad (\text{A1.1-4})$$

Για τις συνήθειες ενέργειες που μελετάμε εδώ τόσο το σωματίο α όσο και ο θυγατρικός πυρήνα μπορούν να θεωρηθούν μη σχετικιστικά, $p^2=2mK$. Έτσι η εξίσωση (A1.1-4) γράφεται (θυμίζεται ότι $m_{\text{atom}}(Z, A) \approx A u \approx A \text{ GeV}/c^2$):

$$\frac{K_\alpha}{K_Y} = \frac{m_Y}{m_\alpha} \approx \frac{A-4}{4} \quad (\text{A1.1-5})$$

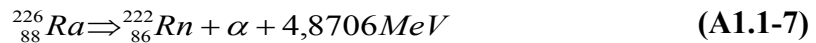
Από τις εξισώσεις (A1.1-3) και (A1.1-5) η κινητική ενέργεια K_α του εκπεμπόμενου σωματίου- α καθώς και η κινητική ενέργεια K_Y του θυγατρικού πυρήνα είναι:

$$K_\alpha \approx Q_\alpha \left(1 - \frac{4}{A}\right) \quad \text{και} \quad K_Y \approx Q_\alpha \frac{4}{A} \quad (\text{A1.1-6})$$

Συμπεραίνουμε λοιπόν, ότι το εκπεμπόμενο σωματίο α παίρνει διακριτές τιμές κινητικής ενέργειας η οποία αποτελεί και σημαντικό μέρος της ενέργειας διάσπασης.

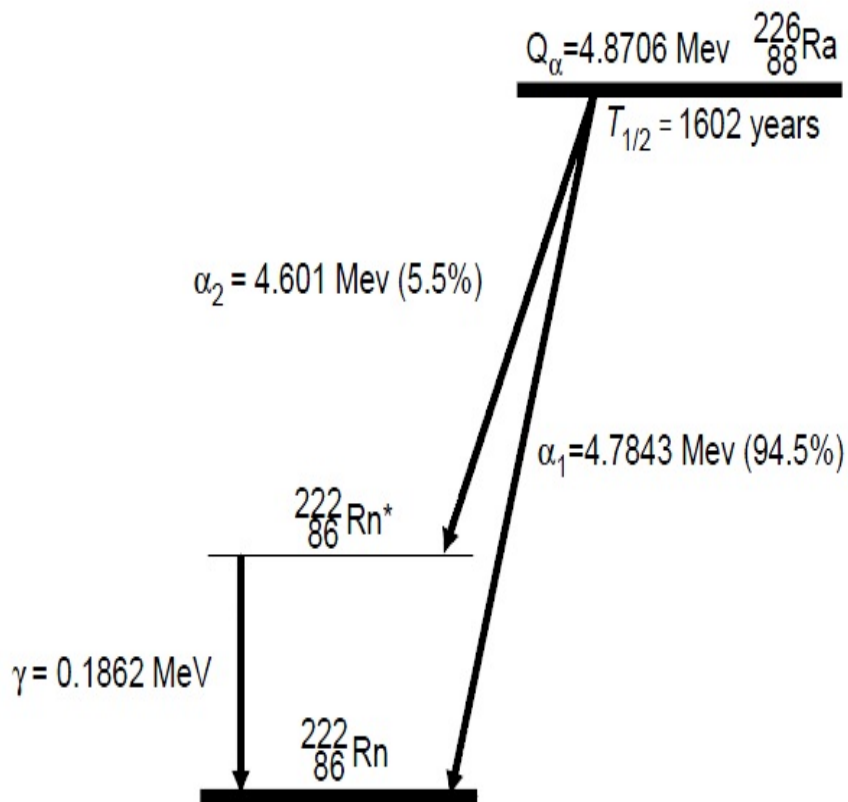
Σε όλους τους παραπάνω υπολογισμούς θεωρούμε ότι ο θυγατρικός πυρήνας παράγεται στη βασική του κατάσταση. Αυτό ωστόσο δεν είναι υποχρεωτικό. Ο θυγατρικός πυρήνας μπορεί να βρεθεί σε διεγερμένη κατάσταση. Αν αυτή η διεγερμένη κατάσταση έχει ενέργεια διέγερσης E^* πάνω από τη βασική κατάσταση, η υπόλοιπη ενέργεια του θυγατρικού πυρήνα είναι μικρότερη από αυτή την τιμή και συνεπώς η ενέργεια διάσπασης Q_α στην εξίσωση (A1.1-6) μπορεί να αντικατασταθεί με $Q_\alpha - E^*$.

Ένα τυπικό παράδειγμα διάσπασης α είναι το ^{226}Ra ($t_{1/2}=1600$ years):



Οι ατομικές μάζες είναι: $m_{\text{Ra}}=226,025403u$, $m_{\text{Rn}}=222,017571u$ και $m_\alpha=4,0026032u$ ενώ $1u= 931,4940\text{MeV}/c^2$ οπότε σύμφωνα με την εξίσωση (A1.1-3) η ενέργεια διάσπασης είναι $Q_\alpha= 4,8706 \text{ MeV}$. Η ενέργεια αυτή διαμοιράζεται σύμφωνα με την εξίσωση (A1.1-6) με αποτέλεσμα $K_\alpha=4,7843 \text{ MeV}$ και $K_{\text{Rn}}=0,0863 \text{ MeV}$.

Η παραπάνω διάσπαση συμβαίνει με πιθανότητα 94,5%, ενώ στο υπόλοιπο 5,5% των περιπτώσεων ο θυγατρικός πυρήνας καταλήγει στην πρώτη διεγερμένη στάθμη και μεταπίπτει στη βασική με εκπομπή γ ακτινοβολίας, ενέργειας 0,1862 MeV. Η κινητική ενέργεια του σωματίου α είναι $(4,7843-0,1862)\text{MeV}=4,60$ MeV. Στο σχήμα A1-1 συνοψίζεται το απλοποιημένο διάγραμμα διάσπασης του ^{226}Ra .

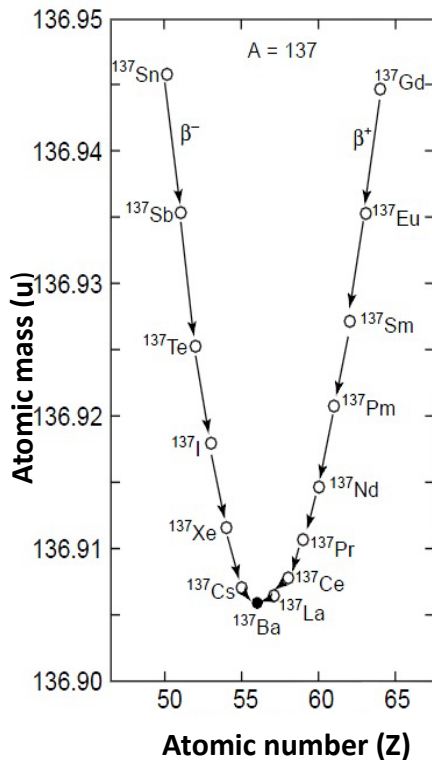


Σχήμα A1-1: Διάγραμμα διάσπασης ^{226}Ra

A1.2. β-διάσπαση, β-ακτινοβολία

Σωματίο-β: ηλεκτρόνιο ή ποζιτρόνιο

Η β-διάσπαση συμβαίνει μεταξύ ισοβαρών πυρήνων, πυρήνων δηλαδή που έχουν τον ίδιο μαζικό αριθμό A . Στην περίπτωση αυτή, οι ισχυρές ελκτικές πυρηνικές δυνάμεις που ασκούνται μεταξύ των γειτονικών νουκλεονίων συνεισφέρουν το ίδιο στις αντίστοιχες ενέργειες σύνδεσης (B/A σταθερό, βλέπε σχήμα (A-1) ενώ οι απωστικές δυνάμεις Coulomb μεταξύ των φορτισμένων πρωτονίων συνεισφέρουν ανάλογα του $Z(Z-1) \approx Z^2$. Αυτό σημαίνει ότι το διάγραμμα που δείχνει τις μάζες (ή τις ενέργειες σύνδεσης) ισοβαρών πυρήνων συναρτήσει του ατομικού αριθμού Z είναι παραβολή. Παράδειγμα, τέτοιας παραβολής δίνεται στο σχήμα (A1-2) για τους ισοβαρείς πυρήνες με $A=137$, όπου μόνο το ^{137}Ba που βρίσκεται στο ελάχιστο της παραβολής, είναι σταθερό, ενώ όλα τα υπόλοιπα μέλη της ισοβαρούς οικογένειας είναι ραδιενεργά, που τελικά μετά από διαδοχικές διασπάσεις καταλήγουν στο σταθερό ^{137}Ba .

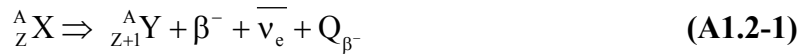


Σχήμα A1-2. Διάγραμμα ατομικής μάζας για την ισοβαρή οικογένεια $A=137$ συναρτήσει ατομικού αριθμού Z .

Το είδος των διασπάσεων αυτών ονομάζεται β από το ελληνικό γράμμα βήτα. Υπεύθυνη για τη β-διάσπαση είναι η ασθενής πυρηνική δύναμη. Υπάρχουν τρεις τύποι β-διάσπασης: α) η β^- διάσπαση β) β^+ διάσπαση και γ) η σύλληψη ηλεκτρονίου. Όπως διαπιστώνουμε από το σχήμα τα μέλη της ισοβαρούς οικογένειας με ατομικό αριθμό $Z < Z_{\min}$ (αριστερό κομμάτι της παραβολής) είναι β^- ραδιενεργά, ενώ τα μέλη της ισοβαρούς οικογένειας με ατομικό αριθμό $Z > Z_{\min}$ (δεξί κομμάτι της παραβολής) είναι β^+ ραδιενεργά ή/και διασπώνται με σύλληψη ηλεκτρονίου. Στη συνέχεια θα παρουσιαστούν αναλυτικά όλοι αυτοί οι τύποι β- διάσπασης.

β⁻- διάσπαση

Κατά την β⁻-διάσπαση ο μητρικός πυρήνας A_ZX διασπάται αυθόρμητα στο θυγατρικό ${}^A_{Z+1}Y$ εκπέμποντας σωματίο β⁻, αντινεutrίνο $\bar{\nu}_e$ και απελευθερώνοντας ενέργεια Q_{β^-}



Το β⁻ σωματίδιο είναι ηλεκτρόνιο και η παρουσία του στην αντίδραση (A1.2-1) ικανοποιεί την αρχή διατήρησης φορτίου, εφόσον ο μαζικός αριθμός παραμένει σταθερός περισσεύει ένα πρωτόνιο στο δεξί μέλος της αντίδρασης. Από την άλλη το αντινεutrίνο έχει σχεδόν μηδενική μάζα και καθόλου φορτίο και η παρουσία του στην αντίδραση (A1.2-1) επιβεβαιώνει τη διατήρηση των λεπτονίων. Δεδομένου ότι μέσα στον πυρήνα δεν υπάρχουν ηλεκτρόνια η μεταβολή του ατομικού αριθμού που παρατηρείται μεταξύ του μητρικού και θυγατρικού πυρήνα, οφείλεται στη μετατροπή ενός νετρονίου σε πρωτόνιο σύμφωνα με την εξίσωση:



Από την αρχή διατήρησης της ενέργειας έχουμε:

$$m_X c^2 + K_X = m_Y c^2 + K_Y + m_e c^2 + K_{\beta^-} + K_{\bar{\nu}} \quad (\text{A1.2-3})$$

Όπου m οι μάζες ηρεμίας (το $\bar{\nu}_e$ έχει αμελητέα μάζα) και K οι κινητικές ενέργειες (το $\bar{\nu}_e$ έχει κινητική ενέργεια). Θεωρώντας ότι η κινητική ενέργεια του μητρικού πυρήνα είναι μηδέν ($K_X = 0$) τότε η σχέση (A1.2-3) γράφεται:

$$Q_{\beta^-} \equiv m_X c^2 - m_Y c^2 - m_e c^2 = K_Y + K_{\beta^-} + K_{\bar{\nu}} \quad (\text{A1.2-4})$$

Προσοχή οι μάζες m_X και m_Y είναι οι πυρηνικές μάζες. Ξαναγράφοντας την σχέση (A1.2-4) σε όρους ατομικών μαζών M_X και M_Y παίρνουμε τελικά ότι η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά τη β⁻ διάσπαση είναι:

$$Q_{\beta^-} \equiv M_X c^2 - M_Y c^2 \quad (\text{A1.2-5})$$

Για αυθόρμητη διάσπαση πρέπει $Q_{\beta^-} > 0$, οπότε από την παραπάνω σχέση συμπεραίνουμε ότι η ατομική μάζα του μητρικού πυρήνα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από την ατομική μάζα του θυγατρικού, που αποτελεί και την ενεργειακή συνθήκη της β^- διάσπασης.

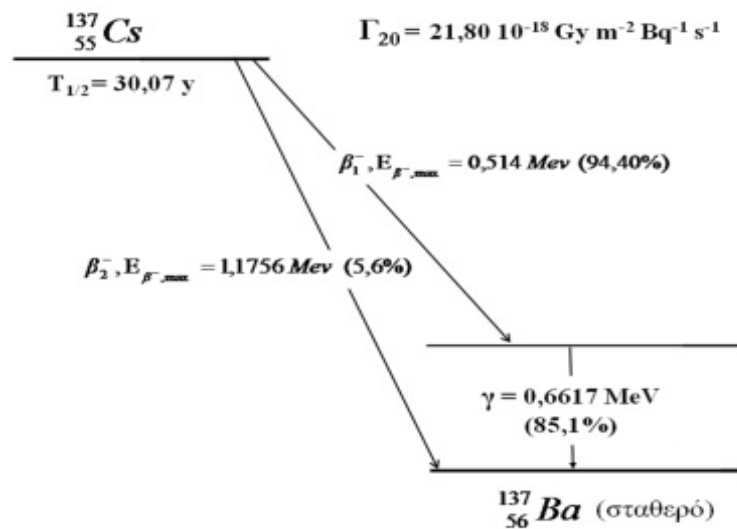
Η εξίσωση (A1.2-4) δείχνει ότι η ενέργεια διάσπασης Q_{β^-} , διαμοιράζεται σε τρία σωματίδια: στο θυγατρικό νουκλίδιο, στο β^- -σωμάτιο και στο αντινεutrino $\bar{\nu}_e$. Δεδομένου ότι η αρχή διατήρησης της ορμής επιβάλλει: $\vec{p}_X = 0 = \vec{p}_Y + \vec{p}_{\beta^-} + \vec{p}_{\bar{\nu}}$ καταλαβαίνουμε ότι δεν υπάρχει μοναδικός τρόπος κατανομής της ενέργειας. Ένα μικρό ποσοστό της ενέργειας διάσπασης μπορεί να μεταφερθεί στο θυγατρικό πυρήνα, λόγω της μεγάλης μάζας του, σε σχέση με το ηλεκτρόνιο και το αντινεutrino. Συνεπώς, σχεδόν όλη η ενέργεια μεταφέρεται τυχαία στο ζευγάρι λεπτονίων και γιαυτό το λόγο παρουσιάζουν *συνεχές* και όχι διακριτό φάσμα. Έτσι το β^- -σωμάτιο μπορεί να παίρνει οποιαδήποτε τιμή ενέργειας μέχρι τη μέγιστη δυνατή τιμή Q_{β^-} :

$$K_{\beta^-, \max} = Q_{\beta^-} \equiv M_X c^2 - M_Y c^2 \quad (\text{A1.2-6})$$

Για παράδειγμα στο σχήμα A1-3 δίνεται η διάσπαση του ^{137}Cs που έχει χρόνο ημιζωής 30,77 χρόνια. Το ^{137}Cs διασπάται εκπέμποντας β^- -ακτινοβολία ως εξής:

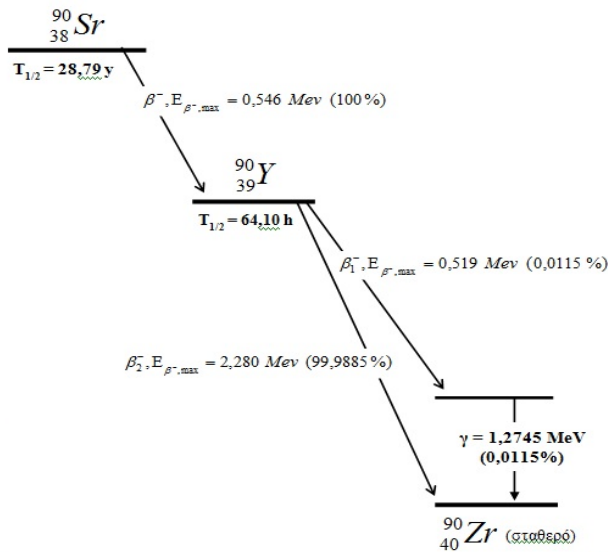
- Με πιθανότητα 5,6% καταλήγει στη βασική στάθμη του ^{137}Ba (βλέπε και Σχήμα A1-2) εκπέμποντας ένα σωματίο- β^- με μέγιστη ενέργεια η οποία υπολογίζεται από τη σχέση (A1.2-6): $K_{\beta^-, \max} = 1,1756 \text{ MeV}$, δεδομένου ότι η ατομική μάζα για το ^{137}Cs είναι 136,9070835u και για το ^{137}Ba είναι 136,9058214u. Με την υπόλοιπη πιθανότητα 94,4% καταλήγει στην πρώτη διεγερμένη κατάσταση του ^{137}Ba . Η ενέργεια διέγερσης της κατάστασης αυτής είναι 0,6617 MeV, επομένως η μέγιστη ενέργεια του εκπεμπόμενου β^- -σωματίου είναι $K_{\beta^-, \max} = 1,1756 \text{ MeV} - 0,6617 \text{ MeV} = 0,514 \text{ MeV}$. Ο χρόνος ημιζωής της διεγερμένης κατάστασης είναι 2,6 λεπτά, Αποδιέγερση στην βασική κατάσταση γίνεται είτε με εκπομπή γ -ακτινοβολίας ενέργειας $E_\gamma = 0,6617 \text{ MeV}$, είτε με εκπομπή ηλεκτρονίου εσωτερικής μετατροπής (βλέπε και A1.3. Ακτινοβολία γ -ηλεκτρονίου εσωτερικής μετατροπής).

- Όπως παρατηρούμε όμως στο διάγραμμα διάσπασης, ενώ η διεγερμένη κατάσταση σχηματίζεται στο 94,4% των β-διασπάσεων, η γ-ακτινοβολία παράγεται μόνο με πιθανότητα 85,1% (το υπόλοιπο ποσοστό αντιστοιχεί σε αποδιέγερση μέσω ηλεκτρονίου εσωτερικής μετατροπής). Επομένως σε κάθε διάσπαση του ^{137}Cs , θα πρέπει να υπολογίζουμε ότι εκπέμπονται κατά μέσο όρο 0,851 φωτόνια και όχι 1.



Σχήμα A1-3. Διάγραμμα διάσπασης του ^{137}Cs . Οι % πιθανότητες που δίνονται για κάθε δυνατή διάσπαση/μετάπτωση είναι κανονικοποιημένες ανά διάσπαση του μητρικού πυρήνα.

Στο σχήμα A1-4 δίνεται η διάσπαση του ^{90}Sr που έχει χρόνο ημιζωής 28 χρόνια.



Σχήμα A1-4. Διάγραμμα διάσπασης του ^{90}Sr . Οι % πιθανότητες που δίνονται για κάθε δυνατή διάσπαση/μετάπτωση είναι κανονικοποιημένες ανά διάσπαση του μητρικού πυρήνα.

Το ^{90}Sr διασπάται εκπέμποντας β-ακτινοβολία ως εξής:

- Με πιθανότητα 100% μεταστοιχειώνεται στο ^{90}Y εκπέμποντας ένα σωματίο-β με μέγιστη ενέργεια $K_{\beta^-, \text{max}} = 0,546 \text{ MeV}$. Ο θυγατρικός πυρήνας ^{90}Y , δεν είναι σταθερός αλλά ραδιενεργός με χρόνο ημιζωής 64 ώρες.
- Στη συνέχεια με πιθανότητα 99,99% το ^{90}Y καταλήγει στη βασική κατάσταση του ^{90}Zr , εκπέμποντας πάλι ένα σωματίο-β με μέγιστη ενέργεια 2,28 MeV. Με πιθανότητα μόλις 0,011% καταλήγει στην πρώτη διεγερμένη κατάσταση του ^{90}Zr εκπέμποντας σωματίο-β με μέγιστη ενέργεια 0,59 MeV και τέλος αποδιεγείρεται εκπέμποντας γ-ακτινοβολία ενέργειας $E_\gamma = 1,27 \text{ MeV}$ και πιθανότητα 0,0115%. Επομένως θα πρέπει να υπολογίζουμε ότι εκπέμπεται κατά μέσο όρο 1 φωτόνιο σε κάθε ~10000 διασπάσεις του ^{90}Sr ! Συμπεραίνουμε λοιπόν, ότι το ^{90}Sr είναι ουσιαστικά «καθαρή» πηγή β-ακτινοβολίας.

Το ελεύθερο νετρόνιο, δεν είναι σταθερό σωματίο, αλλά διασπάται με β-διάσπαση:

$$n \Rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e + 0.782 \text{ MeV}$$

β^+ - διάσπαση

Κατά την β^+ -διάσπαση το μητρικό νουκλίδιο ${}^A_Z X$ διασπάται αυθόρμητα στο θυγατρικό ${}^A_{Z-1} Y$ εκπέμποντας σωματίο β^+ , νεutrίνο ν_e και απελευθερώνοντας ενέργεια Q_{β^+}



Η μεταβολή του ατομικού αριθμού που παρατηρείται μεταξύ του μητρικού και θυγατρικού πυρήνα, οφείλεται στη μετατροπή ενός πρωτονίου σε νετρόνιο σύμφωνα με την εξίσωση (A1.2-8)

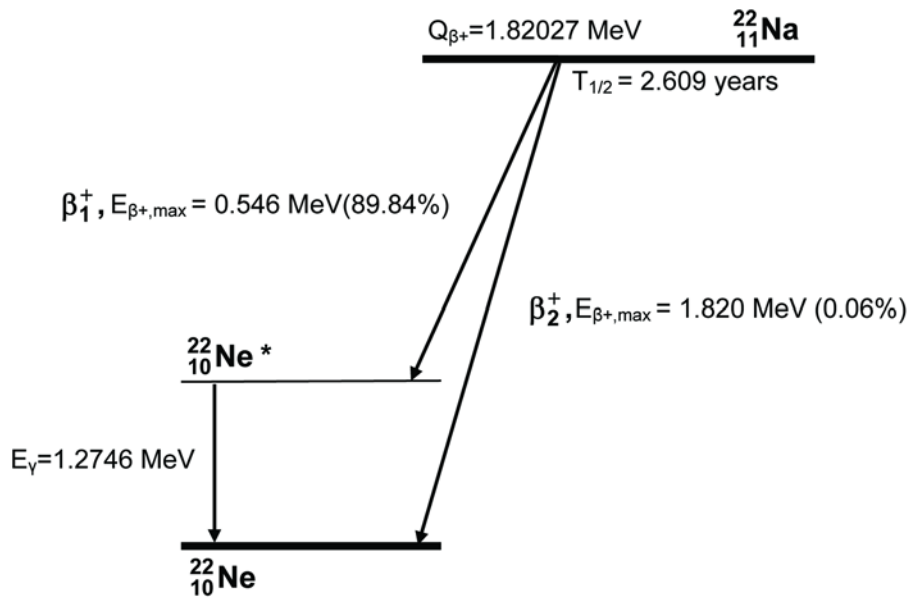


Ακολουθώντας τα ίδια βήματα όπως στη β^- διάσπαση, βρίσκουμε ότι η ενέργεια που απελευθερώνεται στη β^+ -διάσπαση είναι:

$$Q_{\beta^+} \equiv M_X c^2 - M_Y c^2 - 2 \times m_e c^2 \quad (\text{A1.2-9})$$

Για αυθόρμητη διάσπαση $Q_{\beta^+} > 0$, οπότε $M_X c^2 - M_Y c^2 > 2 \times m_e c^2 \approx 1,02 \text{ MeV}$ δηλαδή για να έχουμε εκπομπή ποζιτρονίου θα πρέπει η διαφορά μαζών μητρικού και θυγατρικού ατόμου να είναι μεγαλύτερη από $\sim 1,02 \text{ MeV}$. Η σχέση (A1.2-9) αποτελεί και την ενεργειακή συνθήκη της β^+ διάσπασης. Όπως και στη β^- διάσπαση, η ενέργεια αποσύνθεσης διαμοιράζεται πρακτικά στο ποζιτρόνιο και στο νεutrίνο, όπου και τα δυο παρουσιάζουν συνέχες φάσμα. Το β^+ - σωματίδιο μπορεί να πάρει οποιαδήποτε τιμή κινητικής ενέργειας μέχρι τη μεγίστη τιμή της Q_{β^+} που είναι: $K_{\beta^+, \max} = Q_{\beta^+} \equiv M_X c^2 - M_Y c^2 - 1,02 \text{ MeV}$

Ένα τυπικό παράδειγμα β^+ διάσπασης είναι αυτό του ${}^{22}\text{Na}$ με χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 2,609 \text{ years}$.



Σχήμα A1-5. Απλοποιημένο διάγραμμα β^+ - διάσπασης του ^{22}Na . Οι % πιθανότητες που δίνονται για κάθε δυνατή διάσπαση/μετάπτωση είναι κανονικοποιημένες ανά διάσπαση του μητρικού πυρήνα.

Σύλληψη ηλεκτρονίου

Η σύλληψη ηλεκτρονίου «αντιμάχεται» τη β^+ -διάσπαση. Κατά τη σύλληψη του ηλεκτρονίου, ο μητρικός πυρήνας ^A_ZX «συλλαμβάνει» ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο από την K ή την L στοιβάδα και αποδιεγείρεται αυθόρμητα στο θυγατρικό $^A_{Z-1}\text{Y}$, εκπέμποντας νετρίνο ενώ απελευθερώνεται και ενέργεια Q_{EC} σύμφωνα με την εξίσωση:



Η αρχή διατήρησης της ενέργειας απαιτεί:

$$m_X c^2 + K_X + m_e c^2 + K_e = m_Y c^2 + K_Y + K_\nu \quad (\text{A1.2-11})$$

Ξαναγράφοντας την εξίσωση (A1.2-11) και αγνοώντας τις κινητικές ενέργειες K_X και K_e (του μητρικού πυρήνα και του τροχιακού ηλεκτρονίου) έχουμε ότι η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά τη σύλληψη του ηλεκτρονίου είναι:

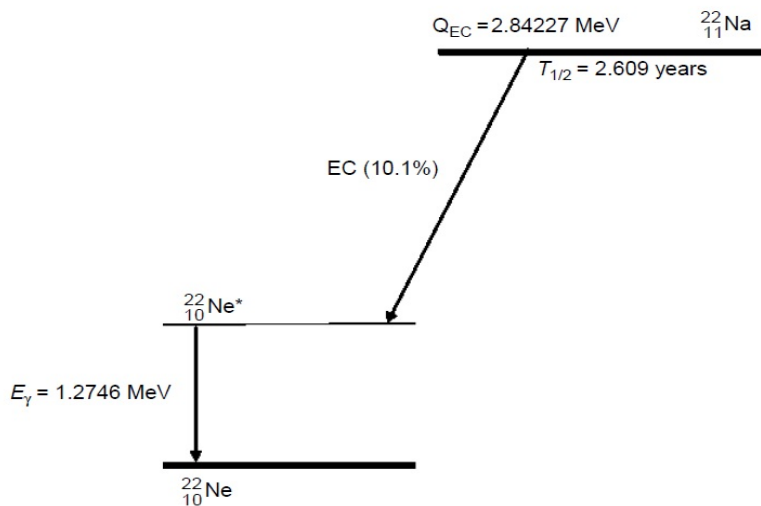
$$Q_{EC} \equiv m_X c^2 + m_e c^2 - m_Y c^2 = K_Y + K_\nu \quad (\text{A1.2-12})$$

Η σχέση (A1.2-12) σε όρους ατομικών μαζών M_X και M_Y αντί των πυρηνικών m_X και m_Y γράφεται τελικά:

$$Q_{EC} \equiv M_X c^2 - M_Y c^2 \quad (\text{A1.2-13})$$

Για αυθόρμητη διαδικασία $Q_{EC} > 0$ όποτε $M_X c^2 - M_Y c^2 > 0 \Rightarrow M_X > M_Y$ δηλαδή για να έχουμε σύλληψη ηλεκτρονίου θα πρέπει η μάζα του μητρικού πυρήνα να είναι μεγαλύτερη από και του θυγατρικού. Η σχέση (A1.2-13) αποτελεί την ενεργειακή συνθήκη της σύλληψης του ηλεκτρονίου. Η συνθήκη αυτή σε συνδυασμό με την ενεργειακή συνθήκη της β^+ - διάσπασης, προσφέρει έναν εναλλακτικό δρόμο διάσπασης μεταξύ δύο γειτονικών πυρήνων που βρίσκονται στη δεξιά πλευρά της ισοβαρούς παραβολής (βλ. σχήμα A1-2) και η διαφορά των μαζών ηρεμίας τους είναι θετική αλλά μικρότερη από $2 \times m_e c^2 \approx 1,02$ MeV. Το ηλεκτρόνιο που συλλαμβάνεται είναι ισχυρά συνδεδεμένο και συνήθως είναι ηλεκτρόνιο της K στοιβάδας, γι' αυτό και λέγεται και K- σύλληψη. Το κενό που δημιουργείται αναπληρώνεται από ηλεκτρόνια εξωτερικών στοιβάδων και όλη η διαδικασία συνοδεύεται από ακτινοβολία φθορισμού.

Στο σχήμα A1-6 δίνεται το σχετικό διάγραμμα διάσπασης.



Σχήμα A1-6. Απλοποιημένο διάγραμμα διάσπασης του ^{22}Na , μέσω ηλεκτρονίου εσωτερικής μετατροπής. Οι % πιθανότητες που δίνονται για κάθε δυνατή διάσπαση/μετάπτωση είναι κανονικοποιημένες ανά διάσπαση του μητρικού πυρήνα.

Συμπερασματικά, το ^{22}Na , μεταστοιχειώνεται στην πρώτη διεγερμένη κατάσταση του ^{22}Ne είτε με β^+ διάσπαση (πιθανότητα $\sim 90\%$) είτε με σύλληψη ηλεκτρονίου (πιθανότητα $\sim 10\%$). Αποδιέγερση στην βασική κατάσταση συνοδεύεται από εκπομπή γ -ακτινοβολίας. Επομένως εκπέμπεται σχεδόν ένα φωτόνιο ανά διάσπαση με ενέργεια $1,2746 \text{ MeV}$.

Το β^+ όμως που παράγεται (με πιθανότητα $\sim 90\%$) θα εξαϋλωθεί σε δύο φωτόνια που το καθένα θα έχει ενέργεια ίση με την ενέργεια ηρεμίας του ηλεκτρονίου, δηλ. $0,512 \text{ MeV}$. Άρα σε κάθε διάσπαση του ^{22}Na θα πρέπει να συνυπολογίζουμε την εκπομπή $\sim 2 \times 0,90 = 1,8$ φωτονίων με την χαρακτηριστική ενέργεια των $0,512 \text{ MeV}$.

A1.3. Ακτινοβολία γ -ηλεκτρόνιο εσωτερικής μετατροπής

Σωματίο- γ ή γ -ακτινοβολία: φωτόνιο

Η εκπομπή γ -ακτινοβολίας, δεν είναι ραδιενεργός μεταστοιχείωση (δεν αλλάζει ο μαζικός και ο ατομικός αριθμός), εξετάζεται όμως ως ραδιενεργός διάσπαση επειδή ακολουθεί την α και β διάσπαση και το νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων (βλ. A2). Κατά την α και β διάσπαση, οι θυγατρικοί πυρήνες βρίσκονται συχνά σε διεγερμένη κατάσταση. Οι διεγερμένες αυτές καταστάσεις έχουν συνήθως μικρό χρόνο ζωής και οι πυρήνες αποδιεγείρονται αυθόρμητα εκπέμποντας ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία πολύ μικρού μήκους κύματος. Η ακτινοβολία αυτή ονομάζεται ακτινοβολία- γ από το ελληνικό γράμμα γάμμα. Η μετάπτωση του θυγατρικού πυρήνα από τη διεγερμένη στη βασική του κατάσταση μπορεί απευθείας δηλ. εκπέμποντας μια μόνο ακτινοβολία- γ (π.χ. ^{137}Cs) ή με πολλαπλά βήματα δηλ. εκπέμποντας περισσότερες από μια ακτινοβολία γ (π.χ. ^{60}Co). Η ενέργεια E_γ της ακτινοβολίας- γ υπολογίζεται από την ενεργειακή διαφορά ΔE των εμπλεκόμενων ενεργειακών καταστάσεων: $\Delta E = E_{\text{initial}} - E_{\text{final}} = E_\gamma + K_{\text{recoil}}$, όπου K_{recoil} είναι η κινητική ενέργεια του ανακρουόμενου πυρήνα. Η ορμή της ακτινοβολίας- γ (E_γ/c) είναι αριθμητικά ίση με την ορμή του ανακρουόμενου πυρήνα (αρχή διατήρησης ορμής) οπότε η ενέργεια του ανακρουόμενου πυρήνα είναι:

$$K_{\text{recoil}} = \frac{E_\gamma^2}{2mc^2} \approx \frac{(\Delta E)^2}{2mc^2}.$$

Εφόσον η ΔE είναι στην ενεργειακή περιοχή 10 keV μέχρι 5 MeV , ενώ η ενέργεια ηρεμίας του ατόμου είναι αρκετά GeV , η ενέργεια του ανακρουόμενου πυρήνα είναι

της τάξης eV. Έτσι η ακτινοβολία-γ έχει ουσιαστικά ενέργεια ίση με την ένα ενέργεια διέγερσης.

Υπάρχει όμως και ένας άλλος μηχανισμός με τον οποίο ο διεγερμένος θυγατρικός πυρήνας μπορεί να αποδιεγερθεί. Η ενέργεια διέγερσης μπορεί να απορροφηθεί απευθείας από ένα εσωτερικό τροχιακό ηλεκτρόνιο, το οποίο εγκαταλείπει το άτομο, που παραμένει τώρα ιονισμένο. Το φαινόμενο αυτό λέγεται εσωτερική μετατροπή. Το εκπεμπόμενο ηλεκτρόνιο λέγεται ηλεκτρόνιο εσωτερικής μετατροπής και η ενέργεια του είναι ίση με τη διαφορά της περίσσειας ενέργειας ΔE με την ενέργεια σύνδεσης του εμπλεκόμενου ηλεκτρονίου, δηλαδή το φάσμα του είναι γραμμικό και όχι συνεχές.

A2. ΝΟΜΟΣ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΣΠΑΣΕΩΝ

Η πιθανότητα ένας ραδιενεργός πυρήνας να διασπασθεί στη μονάδα του χρόνου είναι σταθερή και ονομάζεται σταθερά διάσπασης, λ . Οι ραδιενεργές διασπάσεις είναι μια αυθόρμητη και στοχαστική διαδικασία και για το λόγο αυτό δεν μπορούμε να διακρίνουμε ποια ακριβώς άτομα θα διασπαστούν. Μπορούμε όμως να προβλέψουμε το μέσο αριθμό των διασπασθέντων πυρήνων σε συγκεκριμένο χρόνο, δηλαδή την ενεργότητα, $A(t)$ η οποία ορίζεται ως εξής:

$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} \quad (\text{A2.-1})$$

όπου $dN(t)$ είναι ο αριθμός των διασπάσεων που παρατηρούνται κατά το χρονικό διάστημα dt (το μείον υπάρχει διότι το $dN(t)/dt$ είναι αρνητικό λόγω της μείωσης του $N(t)$ με το χρόνο, ενώ η ενεργότητα, $A(t)$, παίρνει θετικές τιμές). Έχει βρεθεί πειραματικά ότι η ενεργότητα, $A(t)$, σε κάθε χρονική στιγμή είναι ανάλογη του αριθμού, $N(t)$, των ραδιενεργών μητρικών πυρήνων που υπάρχουν τη δεδομένη χρονική στιγμή.

$$A(t) = \lambda N(t) \quad (\text{A2.-2})$$

όπου λ είναι η σταθερά διάσπασης. Στο διεθνές σύστημα μονάδων (SI), η μονάδα μέτρησης της ενεργότητας είναι το becquerel (Bq): $1 \text{ Bq} = 1$ διάσπαση ανά δευτερόλεπτο $= 1 \text{ s}^{-1}$.

Η ενεργότητα παραδοσιακά μετρούνταν σε μονάδες curie (Ci). Ως 1 Ci ορίζονταν η ραδιενέργεια 1g καθαρού ^{226}Ra . Ο χρόνος υποδιπλασιασμού του ^{226}Ra είναι $T_{1/2}=1600$ χρόνια ($5,11 \cdot 10^{10}$ s).

Το γραμμοάτομο του ^{226}Ra περιέχει N_A άτομα και η μάζα του είναι προσεγγιστικά ίση με 226g. Κατά συνέπεια το 1g ^{226}Ra περιέχει $N_A/226$ άτομα και επομένως $N_A/226$ πυρήνες. Η ραδιενέργεια, A , που ορίζεται σαν το γινόμενο λN (σχέση A2-2) θα είναι:

$$A = \lambda N = (N \ln 2) / T_{1/2} = (N_A \ln 2) / (226 T_{1/2}) \approx 3,7 \cdot 10^{10} \text{ διασπάσεις/s}$$

Άρα: $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$.

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (A2.1) και (A2.2) έχουμε:

$$-\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t) \tag{A2-3}$$

Ολοκληρώνοντας αυτή τη διαφορική εξίσωση καταλήγουμε στην:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) \tag{A2-4}$$

όπου N_0 είναι ο αρχικός αριθμός των ραδιενεργών πυρήνων σε $t=0$, ή $N_0=N(0)$. Πολλαπλασιάζοντας και τα δύο μέλη της εξίσωσης (A2.3) με τη σταθερά διάσπασης λ και λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση (1) παίρνουμε για την ενεργότητα:

$$A(t) = A_0 \exp(-\lambda t) \tag{A2-5}$$

όπου A_0 είναι η αρχική ενεργότητα, $A_0=A(0)$.

Οι εξισώσεις (A2-4) και (A2-5) δίνουν τον εκθετικό νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων, σύμφωνα με τον οποίο ο αριθμός των πυρήνων που δεν έχουν διασπασθεί σε ένα δείγμα και η ενεργότητα του δείγματος μειώνονται εκθετικά με το χρόνο.

Ο χρόνος που απαιτείται ώστε να διασπαστούν οι μισοί πυρήνες του δείγματος (ή ισοδύναμα η ενεργότητα του δείγματος να μειωθεί στο μισό), ονομάζεται χρόνος υποδιπλασιασμού, $t_{1/2}$, και μπορεί να υπολογισθεί από την εξίσωση (A2-4) για $N(t_{1/2})=N_0/2$ (ή ισοδύναμα από την (A2-5) για $A(t_{1/2})=A_0/2$):

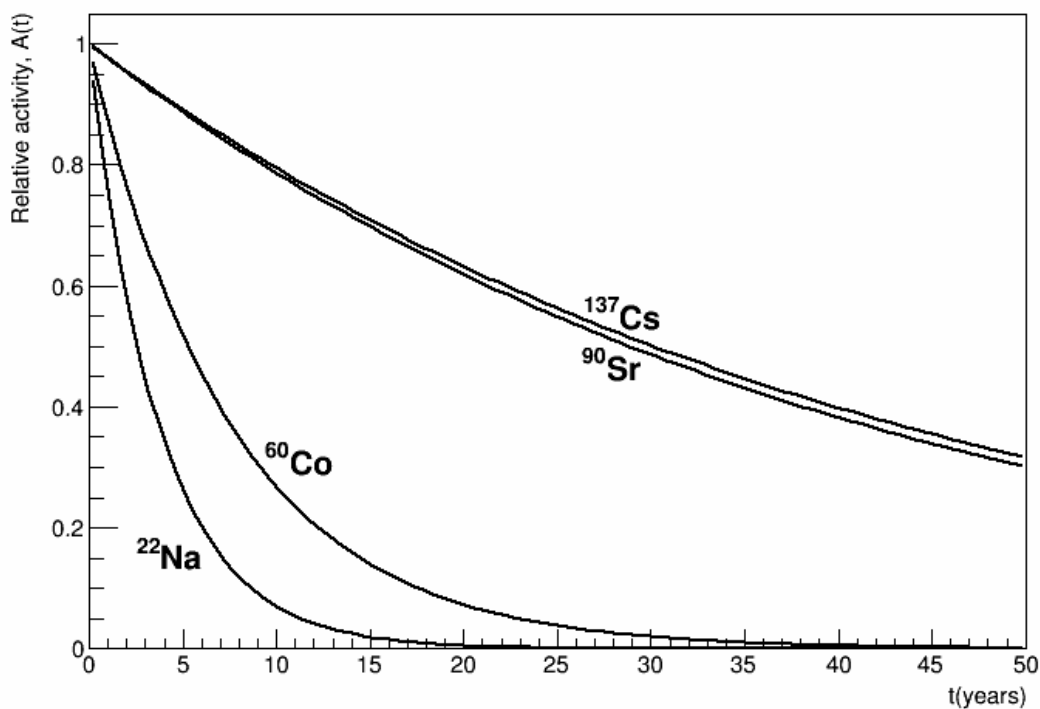
$$\frac{N_0}{2} = N_0 \exp(-\lambda t_{1/2}) \Rightarrow t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \tag{A2-6}$$

Ο μέσος χρόνος ζωής τ , ενός ραδιενεργού πυρήνα είναι η μέση τιμή του χρόνου, t , και υπολογίζεται από:

$$\tau = \langle t \rangle = \frac{\int_0^{\infty} t dN(t)}{\int_0^{\infty} dN(t)} = \frac{N_0 \int_0^{\infty} \lambda t \exp(-\lambda t) dt}{N_0} = \frac{1}{\lambda} \quad (\text{A2-7})$$

Δηλαδή ο μέσος χρόνος ζωής τ είναι το αντίστροφο της σταθεράς διάσπασης λ . Το αποτέλεσμα αυτό έχει φυσική σημασία εφόσον η σταθερά διάσπασης είναι η πιθανότητα διάσπασης, δηλαδή το ποσοστό των διασπάσεων που λαμβάνουν χώρα στη μονάδα του χρόνου. Στο χρόνο τ ο αρχικός αριθμός των πυρήνων μειώνεται κατά ένα παράγοντα e .

Το διάγραμμα (A2-1) αναπαριστά την εκθετική μείωση μοναδιαίας ενεργότητας με το χρόνο για διάφορα ραδιενεργά στοιχεία που χρησιμοποιούνται στο εργαστήριο.



Διάγραμμα A2-1 Εκθετική μείωση μοναδιαίας ενεργότητας με το χρόνο για

¹³⁷Cs ($t_{1/2}=30,07y$), ⁹⁰Sr($t_{1/2}=28,79y$), ⁶⁰Co($t_{1/2}=5,27y$) και ²²Na($t_{1/2}=2,60y$)

Ραδιενεργός αύξηση και διάσπαση

Ο υπολογισμός της ενεργότητας ραδιενεργών στοιχείων που διασπώνται διαδοχικά είναι αρκετά πολύπλοκος. Ας υποθέσουμε την αλυσιδωτή διάσπαση:



Στην αλυσίδα αυτή ο μητρικός πυρήνας N_1 με σταθερά διάσπασης λ_1 διασπάται στον θυγατρικό πυρήνα N_2 ο οποίος είναι επίσης ραδιενεργός, έχει σταθερά διάσπασης λ_2 και διασπάται στο στοιχείο N_3 το οποίο θεωρούμε σταθερό. Είναι φανερό ότι υπάρχει αύξηση της ποσότητας του ραδιενεργού στοιχείου N_2 λόγω της διάσπασης του N_1 αλλά και διάσπαση του N_2 αφού είναι και αυτό ραδιενεργό. Οι διεγερμένες πυρηνικές στάθμες που δημιουργούνται όταν ένας μητρικός πυρήνας διασπάται με εκπομπή α ή β ακτινοβολίας εμφανίζουν επίσης αύξηση και διάσπαση.

Για να περιγραφούν οι διαδοχικές διασπάσεις της σχέσης (A2-8) γράφουμε ένα σύστημα δυο διαφορικών εξισώσεων. Για λόγους απλότητας θεωρούμε ότι οι αριθμοί N_1 , N_2 και N_3 αναπαριστούν τον αριθμό των πυρήνων κάθε στοιχείου. Αν για $t=0$ υπάρχει μόνο το στοιχείο N_1 ($N_1(0) \neq 0$), τότε $N_2(0) = N_3(0) = 0$. Για το στοιχείο N_1 έχουμε:

$$-\frac{dN_1(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) \quad (\text{A2-9})$$

και με ολοκλήρωση καταλήγουμε στη σχέση: $N_1(t) = N_1(0)\exp(-\lambda_1 t)$ (A2-10)

η οποία δίνει τον αριθμό των πυρήνων του μητρικού στοιχείου που υπάρχουν τη χρονική στιγμή t , $N_1(t)$. Η αντίστοιχη ενεργότητα θα είναι:

$$A_1(t) = A_1(0) \exp(-\lambda_1 t) \quad (\text{A2-11})$$

Η διαφορική εξίσωση που περιγράφει την αύξηση και διάσπαση του θυγατρικού στοιχείου N_2 είναι:

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t) \quad (\text{A2-12})$$

όπου ο πρώτος όρος $\lambda_1 N_1$ στο δεύτερο μέλος αντιστοιχεί στην αύξηση του N_2 λόγω της διάσπασης του N_1 και ο δεύτερος όρος $\lambda_2 N_2$ αντιστοιχεί στη διάσπαση του ίδιου του N_2 . Αντικαθιστώντας την σχέση (A2-10) στη σχέση (A2-12) παίρνουμε:

$$\frac{dN_2(t)}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1(0) \exp(-\lambda_1 t) \quad (\text{A2-13})$$

η οποία με ολοκλήρωση δίνει:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(0) \{ \exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t) \} \quad (\text{A2-14})$$

$N_2(t)$ είναι ο αριθμός των πυρήνων του στοιχείου N_2 που υπάρχουν τη χρονική στιγμή t . Η ενεργότητα $A_2(t)$ θα είναι τότε:

$$A_2(t) = A_1(0) \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \{ \exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t) \} \quad (\text{A2-15})$$

Η ενεργότητα $A_2(t)$ φθάνει στη μέγιστη τιμή της όταν η παράγωγος ως προς το χρόνο μηδενίζεται ($dA_2/dt=0$). Ο χρόνος αυτός είναι:

$$t(A_2 = \max) = \frac{\ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (\text{A2-16})$$

Ενώ η ενεργότητα του στοιχείου N_1 , $A_1(t)$, μειώνεται με το χρόνο, η ενεργότητα του θυγατρικού στοιχείου N_2 , $A_2(t)$, αρχίζει από το 0 τη χρονική στιγμή $t=0$ όπως φαίνεται από τη σχέση (A2-14) και αυξάνεται με το χρόνο μέχρι να πάρει τη μέγιστη τιμή της. Ο χρόνος αυτός δίνεται από τη σχέση (A2-15) και είναι ο χρόνος στον οποίο οι δύο ενεργότητες, του μητρικού N_1 και του θυγατρικού N_2 , είναι ίσες.

Σε πολλές περιπτώσεις στη φύση συμβαίνει $\lambda_1 \ll \lambda_2$, που σημαίνει ότι ο χρόνος μισής ζωής του θυγατρικού N_2 είναι πολύ μικρότερος από το χρόνο ζωής του μητρικού N_1 . Κάνοντας τις κάτωθι προσεγγίσεις:

$$\lambda_2 - \lambda_1 \cong \lambda_2 \text{ και } \exp(-\lambda_2 t) \cong 0 \text{ για } t > t(A_2 = \max) \quad (\text{A2-17})$$

καταλήγουμε στην

$$\frac{A_2(t)}{A_1(t)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})}{e^{-\lambda_1 t}} \approx 1 \quad (\text{A2-18})$$

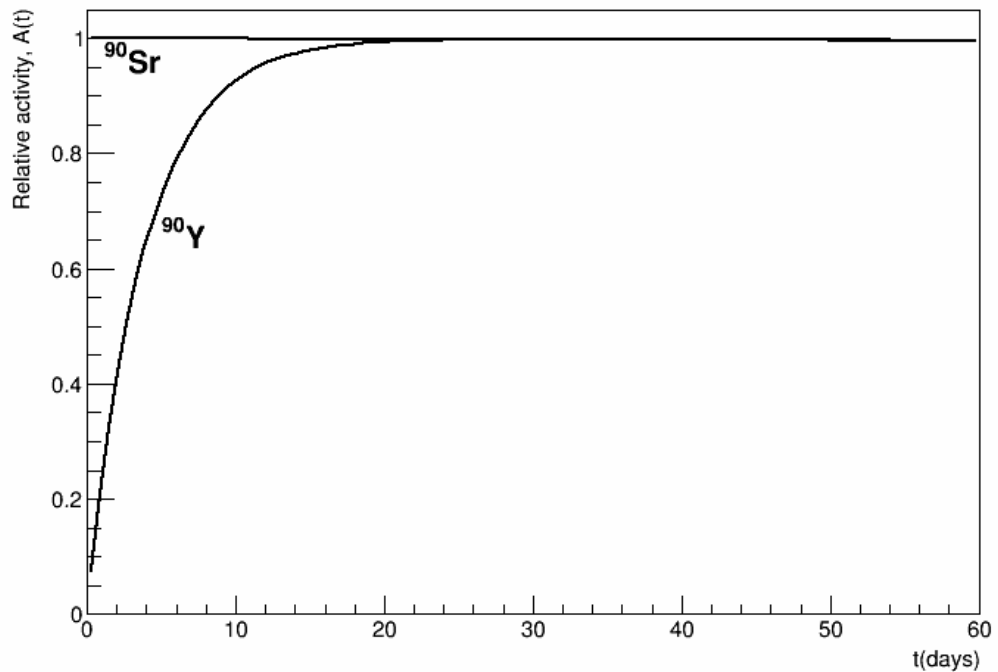
Δηλαδή

$$A_2(t) \cong A_1(t) = A_1(0) \exp(-\lambda_1 t) \quad (\text{A2-19})$$

Αυτό είναι ένα πολύ ενδιαφέρον αποτέλεσμα που επιτρέπει να υπολογιστεί με απλό τρόπο η ενεργότητα ενός θυγατρικού στοιχείου όταν αυτό έχει χρόνο ζωής πολύ μικρότερο από το μητρικό του. Όταν οι ενεργότητες του μητρικού και του θυγατρικού στοιχείου είναι ίσες, βρισκόμαστε στην κατάσταση της ιδανικής ισορροπίας. Το διάγραμμα (A2-2) απεικονίζει την περίπτωση της διάσπασης του ^{90}Sr μοναδιαίας ενεργότητας και την αντίστοιχη αύξηση και διάσπαση του ^{90}Y με το χρόνο. Για το ^{90}Sr , $t_{1/2}=28.79$ χρόνια και για το ^{90}Y $t_{1/2}=2.67$ ημέρες. Για τη διαδοχική

αυτή διάσπαση, $t(A_2=\max) \approx 20$ ημέρες. Άρα, στον υπολογισμό της ενεργότητας στο εργαστήριο για το ^{90}Sr , να υπολογιστεί ίση ενεργότητα και για το ^{90}Y .

Η αποκατάσταση ραδιενεργούς ισορροπίας, ισχύει ιδιαίτερα για την εκπομπή γ -ακτινοβολίας όπου οι χρόνοι ζωής των διεγερμένων καταστάσεων των πυρήνων είναι πολύ μικροί ($\sim 10^{-8}$ s) και επομένως ακολουθούν το νόμο των ραδιενεργών μετατροπών σύμφωνα με το μητρικό πυρήνα.



Διάγραμμα A2-2 Η διάσπαση του στοιχείου ^{90}Sr μοναδιαίας ενεργότητας και η αντίστοιχη αύξηση και διάσπαση του ^{90}Y με το χρόνο.

B. ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ-ΥΛΗΣ

Εισαγωγή

Η αλληλεπίδραση ακτινοβολίας με την ύλη εξαρτάται από το είδος της ακτινοβολίας, την ενέργειά της αλλά και το υλικό με το οποίο αλληλεπιδρά. Οι ακτινοβολίες διακρίνονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες, τις **ιονίζουσες** που έχουν αρκετή ενέργεια για να προκαλέσουν ιονισμό της ύλης και τις **μη-ιονίζουσες** που δεν μπορούν να προκαλέσουν ιονισμό (βλέπε και κεφάλαιο E).

Ως προς το είδος τους οι διάφορες ιονίζουσες ακτινοβολίες είναι χρήσιμο να διαχωριστούν όπως στον πίνακα (Δ-1):

Φορτισμένα σωμάτια Άμεσα Ιονίζουσες	Αφόρτιστα σωμάτια Έμμεσα Ιονίζουσες
Βαριά φορτισμένα (σωμάτια-α, πρωτόνια)	Νετρόνια
Ηλεκτρόνια (β-ακτινοβολία)	Φωτόνια (γ-ακτινοβολία, Ακτίνες-X)

Στην αριστερή στήλη είναι τα φορτισμένα σωμάτια, που λόγω του φορτίου που φέρουν αλληλεπιδρούν με δυνάμεις Coulomb, με τα ηλεκτρόνια του μέσου από το οποίο περνούν, χάνοντας σταδιακά την ενέργειά τους και αφήνοντας κατά μήκος της διαδρομής τους ένα σμήνος από διεγερμένα και ιονισμένα άτομα του υλικού. Στη δεξιά στήλη είναι τα αφόρτιστα νετρόνια και φωτόνια που η αλληλεπίδρασή τους με την ύλη είναι 'καταστροφική', με την έννοια ότι σε μια απλή σκέδαση μπορεί να χάσουν όλη ή μεγάλο μέρος της ενέργειάς τους. Οι πρώτες, δηλαδή οι ακτινοβολίες στην αριστερή στήλη λέγονται και **άμεσα** ιονίζουσες ακτινοβολίες, ενώ οι δεύτερες **έμμεσα** ιονίζουσες. Για να γίνει κατανοητός ο διαχωρισμός αυτός, σαν παράδειγμα αναφέρουμε ότι ένα ηλεκτρόνιο με ενέργεια 1MeV προκαλεί στην ύλη $\sim 10^5$ ιονισμούς, ενώ ένα φωτόνιο με την ίδια ενέργεια με ~ 10 αλληλεπιδράσεις θα απορροφηθεί πλήρως μεταφέροντας την ενέργειά του σε αντίστοιχο αριθμό ηλεκτρονίων που στη συνέχεια θα ιονίσουν (τα ηλεκτρόνια αυτά) την ύλη.

Ο διαχωρισμός των ακτινοβολιών στις δύο γραμμές, δηλαδή σε βαριά φορτισμένα -νετρόνια καθώς και σε ηλεκτρόνια-φωτόνια εξηγείτε ως εξής:

Τα βαριά φορτισμένα σωμάτια (π.χ. σωμάτια-α) κατά τη διαδρομή τους στην ύλη χάνουν την ενέργεια τους σταδιακά, μέσω πάρα πολλών σκεδάσεων αποδίδοντας κάθε φορά πολύ μικρό μέρος της ενέργειάς τους στα ηλεκτρόνια των ατόμων του απορροφητή και σκεδαζόμενα σε πολύ μικρές γωνίες σκέδασης, με αποτέλεσμα η διαδρομή τους στην ύλη να είναι πρακτικά ευθύγραμμη με πολύ μεγάλη πυκνότητα ιονισμών κατά μήκος της διαδρομής τους. Χαρακτηριστικά υπολογίζεται ότι η μέγιστη ενέργεια T_{\max} που μπορεί να χάσει σωμάτιο-α ενέργειας T κατά την ελαστική

σκέδαση με ελεύθερο ηλεκτρόνιο δίνεται από την σχέση $T_{\max} = T \frac{4m_e}{m_\alpha} \approx \frac{T}{2000}$, η

μέγιστη γωνία σκέδασης θ_{\max} που μπορεί να υποστεί από την σχέση $\sin \theta_{\max} = \frac{m_e}{m_\alpha}$ και

η εμβέλειά του στην ύλη είναι πολύ μικρή, π.χ. η εμβέλεια σε μαλακό ιστό για σωμάτια-α με ενέργεια μερικών MeV δεν υπερβαίνει τα $\sim 10\mu\text{m}$, όσο δηλαδή είναι ένα κύτταρο. Ομοίως τα αφόρτιστα νετρόνια, δεν αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρόνια του υλικού αλλά μόνο με τους πυρήνες, δίνοντας έτσι την ενέργειά τους σε αυτούς (βαριά φορτισμένα), με αποτέλεσμα, επίσης, μεγάλη πυκνότητα ιονισμών.

Αντίθετα, τα ηλεκτρόνια αλληλεπιδρώντας με τα ηλεκτρόνια του υλικού, μπορούν σε μια απλή σκέδαση να χάσουν όλη ή μεγάλο μέρος της ενέργειάς τους, δίνοντας την ενέργειά τους επίσης σε ηλεκτρόνια, η γωνία σκέδασης τους μπορεί να γίνει πολύ μεγάλη και γενικά η διαδρομή τους στην ύλη είναι πολύ ακανόνιστη και ο ιονισμός της ύλης εξαπλώνεται σε πολύ μεγάλες διαστάσεις (μικρή πυκνότητα ιονισμού). Παρόμοια τα φωτόνια, μεταφέροντας την ενέργειά τους σε ηλεκτρόνια, έμμεσα ιονίζουν την ύλη, με χαρακτηριστικό την μικρή πυκνότητα ιονισμών.

B1. ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΦΩΤΟΝΙΩΝ-ΥΛΗΣ

Τα φωτόνια κατά τη διαδρομή τους στην ύλη, αλληλεπιδρούν με τα άτομα του υλικού. Κατάλληλοι συντελεστές αλληλεπίδρασης περιγράφουν την πιθανότητα τέτοιων αλληλεπιδράσεων. Δύο τέτοιοι συντελεστές είναι ο γραμμικός *συντελεστής εξασθένησης* μ και ο γραμμικός *συντελεστής απορρόφησης* μ_a . Η τιμή τους εξαρτάται και από την ενέργεια των φωτονίων και από τον ατομικό αριθμό του υλικού. Το σχήμα (B1-1) δείχνει την ενεργειακή τους εξάρτηση τους για το αργίλιο, Al και ο πίνακας (B1-1) τις τιμές τους για κάθε ενέργεια. Στο S.I. σύστημα μονάδων

οι συντελεστές αυτοί εκφράζονται σε μονάδες m^{-1} , αλλά για πρακτικούς λόγους όταν οι αποστάσεις εκφράζονται σε cm συνηθίζεται η μονάδα cm^{-1} .

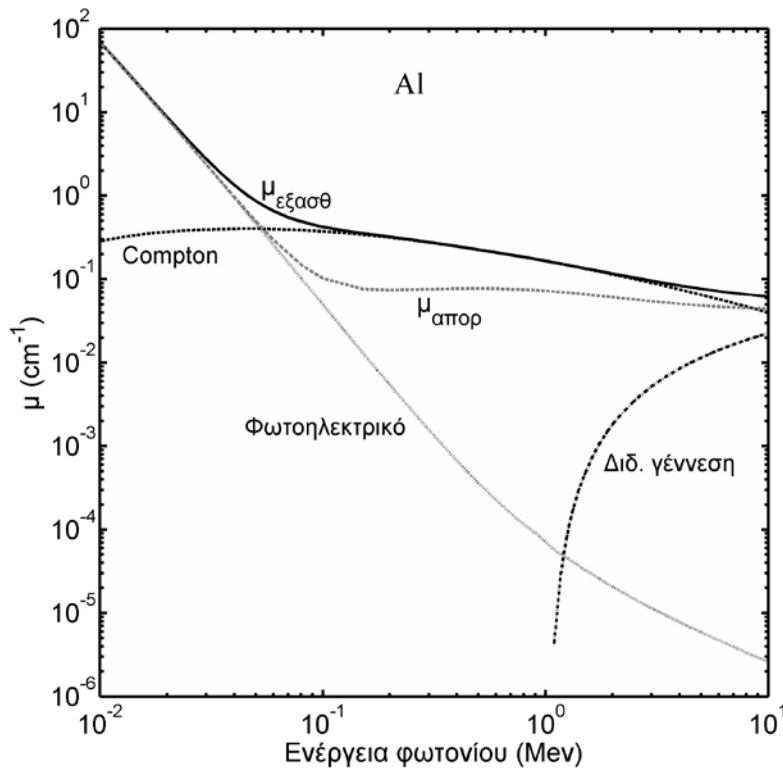
Ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης, μ , ενός υλικού εκφράζει την πιθανότητα αλληλεπίδρασης του φωτονίου, ανά μονάδα μήκους που διανύει στο υλικό. Επομένως, η πιθανότητα $P(x)$ που έχει ένα φωτόνιο να περάσει από ένα υλικό πάχους x χωρίς να αλληλεπιδράσει με το υλικό, είναι:

$$P_x = \exp(-\mu \times x) \tag{B1-1}$$

Ενώ η αλληλεπίδραση ενός φωτονίου σε ένα υλικό είναι στοχαστικό φαινόμενο, μπορούμε να προβλέψουμε ότι αν μια λεπτή δέσμη φωτονίων με ένταση (φωτόνια/ cm^2/s) I_0 προσπέσει σε ένα υλικό πάχους x , η ένταση I_x των εξερχομένων φωτονίων είναι:

$$I_x = I_0 \times \exp(-\mu \times x) \tag{B1-2}$$

Η ένταση I_x που υπολογίζεται με ακρίβεια στην τελευταία σχέση, αναφέρεται στα *ασκέδαστα* φωτόνια, εκείνα δηλαδή που θα έχουν την ίδια διεύθυνση και ενέργεια με τα αρχικά.



Σχήμα B1-1 Οι γραμμικοί συντελεστές αλληλεπίδρασης (μ) για το Al συναρτήσει της ενέργειας της γ -ακτινοβολίας

Σε μια μέτρηση απορρόφησης όμως, ο αριθμός που θα μετρηθεί μετά το υλικό πάχους x είναι συνήθως μεγαλύτερος γιατί αλληλεπίδραση δεν σημαίνει κατ' ανάγκη και απορρόφηση.

Επειδή αλληλεπίδραση, δεν σημαίνει αναγκαστικά και απορρόφηση του φωτονίου, εισάγεται ο γραμμικός συντελεστής απορρόφησης μ_a , που εκφράζει το κατά μέσο ποσοστό της αρχικής ενέργειας του φωτονίου E που θα μεταφερθεί σε ένα ηλεκτρόνιο κατά την αλληλεπίδραση του φωτονίου με ένα άτομο του υλικού, σύμφωνα με την σχέση:

$$\langle E_e \rangle = E \times \frac{\mu_a}{\mu} \quad (\text{B1-3})$$

Στη συνέχεια το ηλεκτρόνιο στο οποίο θα μεταφερθεί από το φωτόνιο η ενέργεια $\langle E_e \rangle$, θα απομακρυνθεί από το άτομο με κινητική ενέργεια T_e :

$$T_e = \langle E_e \rangle - E_{\text{shell}} \quad (\text{B1-4})$$

όπου E_{shell} είναι η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου στο άτομο.

Υπάρχουν πολλοί μηχανισμοί με τους οποίους ένα φωτόνιο μπορεί να αλληλεπιδράσει με την ύλη. Για ενέργειες φωτονίων μέχρι $\sim 1,5$ MeV που θα συναντήσετε στο εργαστήριο, μόνο το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και η σκέδαση Compton συνεισφέρουν στην εξασθένιση και σκέδαση των φωτονίων. Η δίδυμη γένεση, που συμβαίνει στο πεδίο του πυρήνα ενός ατόμου, κατά την οποία το φωτόνιο χάνεται και παράγεται ένα ζεύγος ηλεκτρονίων:

$$\gamma \Rightarrow e^+ + e^- \quad (\text{B1-5})$$

παρότι έχει ενεργειακό κατώφλι για να συμβεί $2m_e c^2 = 1,022$ MeV, πρακτικά έχει αμελητέα πιθανότητα να συμβεί για ενέργειες μικρότερες από ~ 5 MeV (βλέπε σχήμα B1-1 και σχήμα 2-5).

ΠΙΝΑΚΑΣ Β1-1: Al (Z=13, ρ = 2,699 g/cm³)

Ενέργεια φωτονίου (Mev)	μ_{Compton} (cm⁻¹)	μ_{Φωτοηλεκτρικό} (cm⁻¹)	μ_{εξασθένισης (ολικός) (cm⁻¹)}	μ_{απορρόφησης (ολικός) (cm⁻¹)}
1.000E-02	2.861E-01	6.909E+01	6.936E+01	6.864E+01
1.500E-02	3.428E-01	2.027E+01	2.062E+01	2.021E+01
2.000E-02	3.698E-01	8.367E+00	8.745E+00	8.351E+00
3.000E-02	3.941E-01	2.354E+00	2.753E+00	2.369E+00
4.000E-02	4.022E-01	9.447E-01	1.350E+00	9.719E-01
5.000E-02	4.049E-01	4.642E-01	8.664E-01	4.966E-01
6.000E-02	3.995E-01	2.580E-01	6.586E-01	2.966E-01
7.000E-02	3.941E-01	1.571E-01	5.506E-01	2.031E-01
8.000E-02	3.887E-01	1.020E-01	4.912E-01	1.487E-01
9.000E-02	3.806E-01	6.990E-02	4.507E-01	1.191E-01
1.000E-01	3.752E-01	4.966E-02	4.237E-01	1.024E-01
1.500E-01	3.428E-01	1.347E-02	3.563E-01	7.630E-02
2.000E-01	3.158E-01	5.398E-03	3.212E-01	7.410E-02
3.000E-01	2.753E-01	1.549E-03	2.780E-01	7.600E-02
4.000E-01	2.472E-01	6.694E-04	2.480E-01	7.725E-02
5.000E-01	2.259E-01	3.617E-04	2.264E-01	7.741E-02
6.000E-01	2.092E-01	2.267E-04	2.094E-01	7.695E-02
6.617E-01	2.005E-01	1.773E-04	2.005E-01	7.650E-02
8.000E-01	1.838E-01	1.147E-04	1.841E-01	7.498E-02
9.000E-01	1.741E-01	9.123E-05	1.741E-01	7.380E-02
1.000E+00	1.654E-01	7.125E-05	1.654E-01	7.250E-02
1.173E+00	1.528E-01	5.047E-05	1.530E-01	7.020E-02
1.250E+00	1.479E-01	4.561E-05	1.482E-01	6.923E-02
1.275E+00	1.466E-01	4.399E-05	1.466E-01	6.890E-02
1.332E+00	1.430E-01	4.075E-05	1.433E-01	6.820E-02
1.400E+00	1.387E-01	3.671E-05	1.390E-01	6.730E-02
1.500E+00	1.344E-01	3.293E-05	1.350E-01	6.615E-02
1.600E+00	1.285E-01	2.861E-05	1.293E-01	6.500E-02
1.761E+00	1.231E-01	2.518E-05	1.244E-01	6.340E-02
2.000E+00	1.147E-01	2.059E-05	1.166E-01	6.116E-02

Πλήρης απορρόφηση του φωτονίου συμβαίνει μόνο στο *φωτοηλεκτρικό φαινόμενο*, όπου *όλη* η ενέργεια του φωτονίου E μεταφέρεται σε ένα ατομικό ηλεκτρόνιο (συνήθως K-ηλεκτρόνιο) το φωτοηλεκτρόνιο. Στην σκέδαση *Compton*, το φωτόνιο δεν απορροφάται, αλλά σκεδάζεται με ελαττωμένη ενέργεια και σε άλλη διεύθυνση, μεταφέροντας μέρος μόνον της ενέργειάς του σε ένα ηλεκτρόνιο. Και στις δύο περιπτώσεις, το ηλεκτρόνιο που ελευθερώνεται, θα αποθέσει την ενέργειά του στο υλικό, δημιουργώντας χιλιάδες ιονισμούς κατά μήκος της τροχιάς του.

Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι η κύρια αλληλεπίδραση στις χαμηλές ενέργειες των φωτονίων. Είναι αλληλεπίδραση μεταξύ φωτονίου και ατόμου και δεν μπορεί να συμβεί μεταξύ φωτονίου και ελεύθερου ηλεκτρονίου, επειδή η τελευταία δεν διατηρεί ταυτόχρονα ορμή και ενέργεια. Επομένως πρόκειται για αλληλεπίδραση του φωτονίου με ένα δέσμιο ηλεκτρόνιο. Η ενέργεια του φωτονίου μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο και στο άτομο. Η ενέργεια που μεταφέρεται στο άτομο, σαν ενέργεια ανάκρουσης, είναι αμελητέα, λόγω της μεγάλης του μάζας. Πράγματι, και αν ακόμη όλη η ορμή του φωτονίου E/c επρόκειτο να μεταφερθεί στο άτομο, η κινητική ενέργεια ανάκρουσης του ατόμου $E^2/2mc^2$ είναι της τάξης του eV .

Το ηλεκτρόνιο εγκαταλείπει το άτομο με κινητική ενέργεια T_e την ενέργεια του φωτονίου E μείον την ενέργεια σύνδεσης E_{shell} του ηλεκτρονίου στο άτομο:

$$T_e = E - E_{shell} \quad (\text{B1-6})$$

Η τελευταία σχέση δείχνει ότι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο μπορεί να συμβεί μόνο αν το φωτόνιο έχει ενέργεια E μεγαλύτερη από την ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου στο άτομο E_{shell} . Τα ισχυρότερα δέσμια ηλεκτρόνια, είναι τα ηλεκτρόνια της K-στοιβάδας, η ενέργεια σύνδεσης E_K των οποίων σε υλικό με ατομικό αριθμό Z , δίνεται προσεγγιστικά από την σχέση (A-5):

$$E_K = 13,6 \text{ eV } (Z-3)^2 \quad (\text{B1-7})$$

Η σχέση αυτή δίνει τιμές 1,36 keV και 34,0 keV για το $_{13}\text{Al}$ και το $_{53}\text{I}$ αντίστοιχα, που μπορεί να συγκριθούν με τις πραγματικές τιμές 1,55 keV και 33,2 keV. Η πιθανότητα για φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι μεγάλη για τα K-ηλεκτρόνια. Όταν η ενέργεια του φωτονίου είναι μικρότερη από την E_K , τότε η αλληλεπίδραση γίνεται με L-ηλεκτρόνιο. Στο σχήμα (2-5) που αναφέρεται στο NaI, παρατηρούμε μια απότομη

ελάττωση των συντελεστών σε ενέργειες <30 keV, που οφείλονται στο ότι φωτόνια με ενέργεια μικρότερη από την E_K του Ιωδίου δεν μπορούν να αλληλεπιδράσουν με K-ηλεκτρόνια, και αλληλεπιδρούν με L-ηλεκτρόνια.

Δεν υπάρχει σχέση που να περιγράφει την πιθανότητα για φωτοηλεκτρικό φαινόμενο συναρτήσει της ενέργειας E ή/και του ατομικού αριθμού Z του υλικού. Μια χοντρική, αλλά χρήσιμη προσέγγιση δίνει τον γραμμικό συντελεστή εξασθένησης μ_ϕ λόγω φωτοηλεκτρικού φαινομένου (βλέπε και σχήμα B1-1):

$$\mu_\phi \propto \rho \frac{Z}{A} \frac{Z^3}{E^3} \approx \rho \frac{Z^3}{E^3} \quad (\text{B1-8})$$

Όπου ρ είναι η πυκνότητα του υλικού και η τελευταία προσέγγιση επειδή ο λόγος Z/A είναι περίπου σταθερός $\sim 1/2$ για όλα τα στοιχεία

Με την φωτοαπορρόφηση του φωτονίου, το άτομο παραμένει σε διεγερμένη κατάσταση. Το κενό που δημιουργείται από την εκπομπή ηλεκτρονίου από τις εσωτερικές στοιβάδες, συμπληρώνεται από εξωτερικά ηλεκτρόνια που μεταπίπτουν (αποδιέγερση) και το φαινόμενο ακολουθείται από εκπομπή χαρακτηριστικής ακτινοβολίας φθορισμού ή εκπομπή ηλεκτρονίου Auger.

Σκέδαση Compton

Στην *σκέδαση Compton*, το φωτόνιο δεν απορροφάται, αλλά σκεδάζεται με ελαττωμένη ενέργεια και σε άλλη διεύθυνση, μεταφέροντας μέρος μόνον της ενέργειάς του σε ένα ηλεκτρόνιο. Υποθέτοντας ότι το ηλεκτρόνιο είναι ελεύθερο και σε ηρεμία, η σχέση μεταξύ της ενέργειας E_{sc} που θα έχει το φωτόνιο μετά την σκέδαση σε γωνία θ , είναι:

$$E_{sc} = E \frac{1}{1 + (E/m_e c^2)(1 - \cos\theta)} \quad (\text{B1-9})$$

όπου E είναι η αρχική ενέργεια του φωτονίου και $m_e c^2$ ($=0,511\text{MeV}$) η ενέργεια ηρεμίας του ηλεκτρονίου. Η κινητική ενέργεια T_e που θα μεταφερθεί στο ηλεκτρόνιο, είναι:

$$T_e = E - E_{sc} = E \frac{(E/m_e c^2)(1 - \cos\theta)}{1 + (E/m_e c^2)(1 - \cos\theta)} \quad (\text{B1-10})$$

Οι εξισώσεις (B1-9) και (B1-10) δείχνουν ότι τόσο η ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου E_{sc} , όσο και η ενέργεια T_e που μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο, εξαρτώνται όχι μόνον από τη γωνία σκέδασης θ , αλλά και από την αρχική ενέργεια E του φωτονίου. Η μέγιστη μεταφορά ενέργειας συμβαίνει όταν το φωτόνιο σκεδάζεται σε γωνία $\theta=180^\circ$, δηλαδή όταν $\cos\theta=-1$. Στην περίπτωση αυτή από την εξίσωση (B1-10) προκύπτει $T_e=796,5$ keV για $E=1$ MeV (80% της αρχικής ενέργειας) και $T_e=1144$ keV για $E=60$ keV (19% της αρχικής). Οι υπολογισμοί αυτοί δείχνουν ότι ένα φωτόνιο με μεγάλη σχετικά ενέργεια μπορεί να χάσει μεγάλα ποσοστά της ενέργειάς του σε μια απλή σκέδαση, σε αντίθεση με τα φωτόνια χαμηλότερης ενέργειας που χάνουν την ενέργειά τους σε μικρότερα ποσοστά.

Η πιθανότητα που έχει ένα φωτόνιο με ενέργεια E να σκεδαστεί από ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο σε γωνία θ , δίνεται από την σχέση των Klein-Nishina (KN):

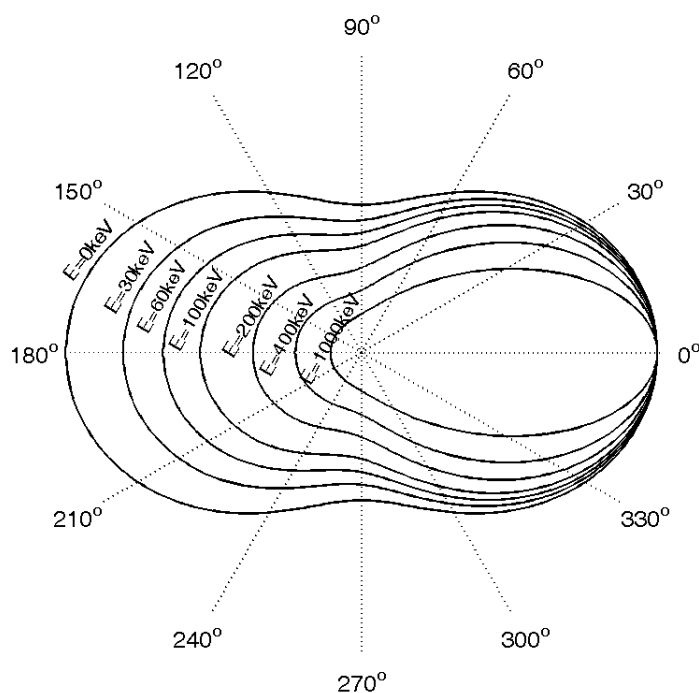
$$\frac{d(\sigma_e^{KN})}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E_{sc}}{E} \right)^2 \left(\frac{E}{E_{sc}} + \frac{E_{sc}}{E} - \sin^2 \theta \right) \quad (B1-11)$$

όπου σ_e^{KN} , είναι η ενεργός διατομή των Klein-Nishina και $r_e (=2,818 \cdot 10^{-15}$ m) είναι η κλασική ακτίνα του ηλεκτρονίου. Το σχήμα (B1-2) δείχνει την γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων για ενδεικτικές τιμές της αρχικής ενέργειας E του φωτονίου. Όπως φαίνεται στο σχήμα, όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια του φωτονίου, η πιθανότητα το φωτόνιο να σκεδαστεί σε μεγάλη γωνία είναι μικρή, αντίθετα τα φωτόνια μικρότερης ενέργειας έχουν μεγάλη πιθανότητα να σκεδαστούν σε μεγάλες γωνίες.

Η κατά μέσο όρο ενέργεια $\langle E_{sc} \rangle$ του σκεδαζόμενου φωτονίου υπολογίζεται από την σχέση:

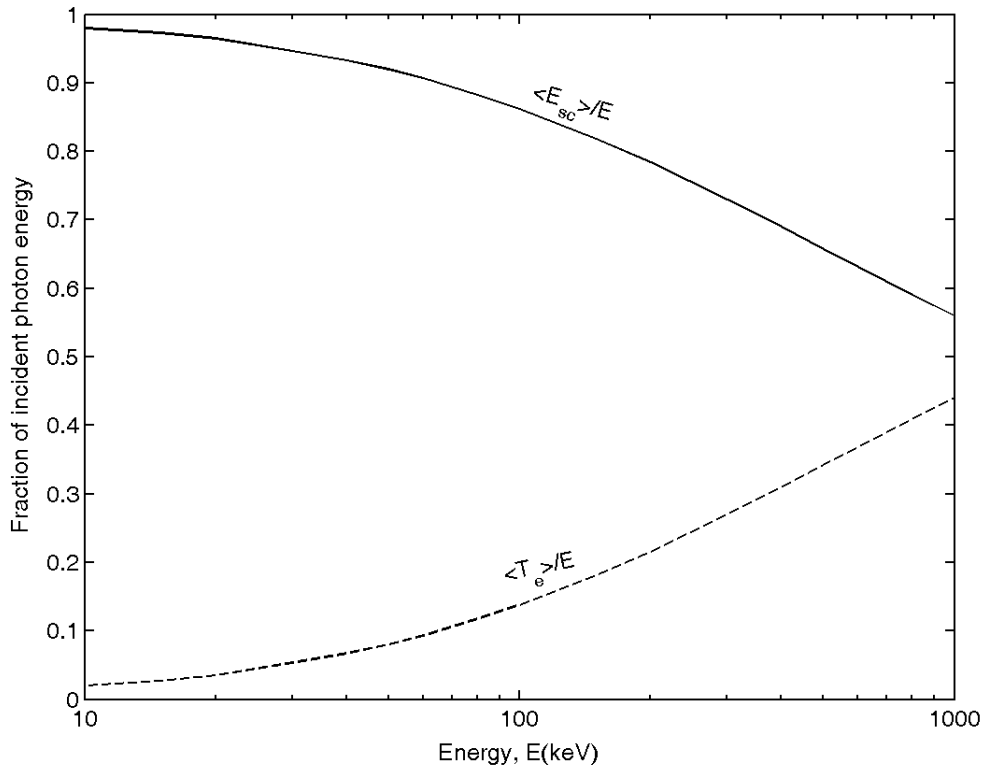
$$\langle E_{sc} \rangle = \int_{\Omega} E_{sc} d\sigma_e^{KN} \quad (B1-12)$$

Αποτελέσματα από τους υπολογισμούς αυτούς δίνονται στο σχήμα (B1-3), όπου το ποσοστό $\langle E_{sc} \rangle / E$ της αρχικής ενέργειας του φωτονίου που κατά μέσο όρο σκεδάζεται και το ποσοστό $\langle T_e \rangle / E$ της αρχικής ενέργειας που μεταφέρεται κατά μέσο όρο στο ηλεκτρόνιο, παρουσιάζονται σαν συνάρτηση της αρχικής ενέργειας E του φωτονίου. Παρατηρούμε, ότι τα φωτόνια με μεγάλη σχετικά ενέργεια, κατά μέσο όρο, χάνουν και επομένως μεταφέρουν στα ηλεκτρόνια, μεγάλο μέρος της ενέργειάς τους και κατά συνέπεια η ενέργεια του φωτονίου μειώνεται σημαντικά.



Σχήμα Β1-2 Γωνιακές κατανομές των σκεδαζόμενων φωτονίων

Σε χαμηλότερες ενέργειες, μόνο ένα μικρό ποσοστό της ενέργειας του φωτονίου μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο, με συνέπεια να απαιτούνται πολλές σκεδάσεις ώστε το φωτόνιο να απορροφηθεί πλήρως. Συνδυάζοντας τα αποτελέσματα από τα σχήματα (Β2-2) και (Β2-3), συμπεραίνουμε πως ένα φωτόνιο σχετικά μεγάλης ενέργειας κατά μέσο όρο χάνουν μεγάλα ποσοστά από την ενέργειά τους και σκεδάζονται κατά μέσο όρο σε μικρές γωνίες. Αντίθετα, τα φωτόνια μικρότερης ενέργειας μπορούν να σκεδαστούν με αυξημένη πιθανότητα σε μεγάλες γωνίες, χάνοντας ωστόσο κατά μέσο όρο, μικρό ποσοστό της ενέργειάς τους.



Σχήμα B1-3 Ποσοστό της μέσης ενέργειας της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας $\langle E_{sc} \rangle$ και της μέσης ενέργειας του σκεδαζόμενου ηλεκτρονίου $\langle T_e \rangle$ ως προς την ενέργεια E του φωτονίου, σε συνάρτηση με την ενέργεια E του φωτονίου.

Η ενεργός διατομή σ_{KN} των Klein-Nishina που περιγράφει την σκέδαση φωτονίου ενέργειας E από ελεύθερο ηλεκτρόνιο προκύπτει από την ολοκλήρωση της σχέσης (B1-11), αφού αντικατασταθεί η E_{sc} από την σχέση (B1-9), ως προς την στερεά γωνία:

$$\begin{aligned} \sigma_{KN} &= \int_0^\pi \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} 2\pi \sin \theta d\theta = \\ &= \frac{3}{4} \sigma^{Th} \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \end{aligned} \quad (B1-13)$$

όπου σ^{Th} είναι η ενεργός διατομή Thomson ($=0,662$ barn/e) και η αδιάστατη ποσότητα $\alpha = E/m_e c^2$ δίνει την αρχική ενέργεια του φωτονίου ως προς την ενέργεια ηρεμίας του ηλεκτρονίου. Υποθέτοντας ότι όλα τα ηλεκτρόνια ενός ατόμου ή μορίου συνεισφέρουν ισοδύναμα στην σκέδαση, προκύπτει ο γραμμικός συντελεστής εξασθένισης μ_{KN} λόγω της ελαστικής σκέδασης φωτονίου-ελευθέρου ηλεκτρονίου:

$$\mu_{KN} = \rho \times (Z/A) \times \sigma^{KN} \tag{B1-13}$$

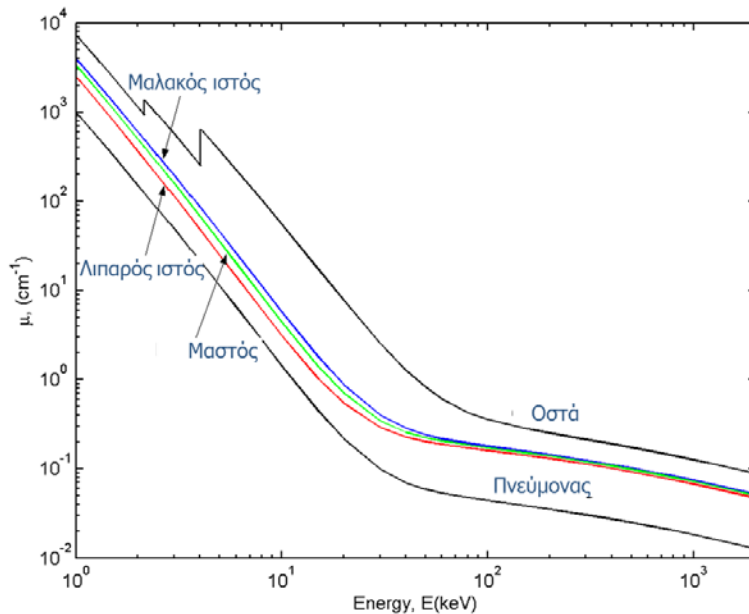
Η τελευταία σχέση δείχνει ότι το φαινόμενο έχει μικρή εξάρτηση από το υλικό (σε αντίθεση με το φωτοηλεκτρικό) και ουσιαστικά ‘βλέπει’ διαφορές στην πυκνότητα, αφού ο λόγος Z/A είναι περίπου σταθερός και ίσος με $\sim 1/2$, τουλάχιστον για τα ελαφρά στοιχεία.

Η προσέγγιση του φαινομένου Compton από την ελαστική σκέδαση με ελεύθερο ηλεκτρόνιο είναι πολύ ικανοποιητική για ενέργειες φωτονίου μεγαλύτερες από τις ενέργειες σύνδεσης των ηλεκτρονίων. Αποκλίσεις παρουσιάζονται σε σχετικά μικρές ενέργειες των φωτονίων και κυρίως βαριά υλικά. Και στις δύο περιπτώσεις αυτές, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο υπερτερεί και επομένως οι διορθώσεις λόγω δέσμιων και όχι ελεύθερων ηλεκτρονίων, δεν είναι σημαντικές.

Ο γραμμικός συντελεστής εξασθένισης μ είναι το άθροισμα των μερικών μ_{ϕ} (λόγω φωτοηλεκτρικού) και μ_{KN} (λόγω Compton):

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{KN} \tag{B1-14}$$

Στο σχήμα (B1-1) παρουσιάζονται οι συντελεστές αυτοί για το Al και στο σχήμα (2-5) για το υλικό του σπινθηριστή NaI.



Σχήμα B1-4 Γραμμικός συντελεστής εξασθένισης, μ , για διάφορους ιστούς συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων, E

Το σχήμα (B1-4) παρουσιάζει την ενεργειακή εξάρτηση του γραμμικού συντελεστή εξασθένισης για διάφορους ιστούς. Παρατηρούμε ότι στην ενεργειακή περιοχή 80-100 keV (στην περιοχή αυτή επικρατεί το φαινόμενο Compton), όπου συνήθως γίνονται οι ιατρικές απεικονίσεις (ακτινογραφία, αξονική τομογραφία) οι διαφορές στην πυκνότητα μεταξύ των ιστών είναι ικανές να τους απεικονίσουν αξιόπιστα. Δεν συμβαίνει όμως αυτό για τους ιστούς ‘μαλακός’, ‘λιπαρός’ και ‘μαστός’, που διαφέρουν ελάχιστα στην πυκνότητα. Αναγκαστικά σε μια μαστογραφία, χρησιμοποιείται μικρότερης ενέργειας ακτινοβολία για να αξιοποιηθεί η διαφορά στην σύσταση μεταξύ των ιστών αυτών και επομένως η μεγάλη εξάρτηση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου από το Z των υλικών. Μικρότερη όμως ενέργεια σημαίνει μεγαλύτερο μ , μεγαλύτερη απορρόφηση, μεγαλύτερη δόση!

B2. ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ-ΥΛΗΣ

Η αλληλεπίδραση φωτονίων-ύλης που συζητήθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο υποδεικνύει την μεταφορά της ενέργειας από το φωτόνιο σε ένα ατομικό ηλεκτρόνιο, σαν αποτέλεσμα φωτοηλεκτρικού φαινομένου ή φαινομένου Compton. Τα ηλεκτρόνια, σαν φορτισμένα σωμάτια, στη διαδρομή τους στην ύλη αλληλεπιδρούν με δυνάμεις Coulomb, που έχουν άπειρη εμβέλεια, με πολλά από τα ηλεκτρόνια του υλικού. Σε κάθε μια από τις σκεδάσεις αυτές, και ανάλογα με την απόσταση το ηλεκτρόνιο μεταφέρει ενέργεια στο ατομικό ηλεκτρόνιο, που ή απομακρύνεται από το άτομο (ιονισμός) ή μετακινείται σε στοιβάδα μικρότερης ενέργειας (διέγερση). Επειδή η σκέδαση γίνεται μεταξύ ομοίων σωματίων (ηλεκτρόνιο με ηλεκτρόνιο) η απώλεια ενέργειας σε μια απλή σκέδαση μπορεί να είναι πολύ μεγάλη, όπως και η γωνία σκέδασης, η διαδρομή των ηλεκτρονίων στην ύλη είναι πολύ ακανόνιστη, όπως ακανόνιστα κατανέμονται οι ιονισμοί και διεγέρσεις που δημιουργούνται. Καθένα από τα ηλεκτρόνια του υλικού που προσλαμβάνουν ενέργεια, συνεισφέρουν στη διέγερση και ιονισμό του υλικού.

Ένας άλλος μηχανισμός με τον οποίον τα ηλεκτρόνια χάνουν ενέργεια είναι η εκπομπή ακτινοβολίας πέδης, *bremsstrahlung*, λόγω των επιβραδύνσεων που υφίστανται στο υλικό.

Οι συντελεστές εξασθένισης και απορρόφησης που χρησιμοποιούνται για να περιγράψουν την αλληλεπίδραση φωτονίων-ύλης, δεν είναι κατάλληλοι για τις αλληλεπιδράσεις ηλεκτρονίων-ύλης. Αντίθετα με τα φωτόνια που σε μία ή λίγες αλληλεπιδράσεις χάνουν την ενέργειά τους, ηλεκτρόνια με την ίδια ενέργεια χρειάζονται εκατοντάδες χιλιάδες ή και εκατομμύρια σκεδάσεις πριν χάσουν όλη την ενέργειά τους. Για την περιγραφή της αλληλεπίδρασης ηλεκτρονίων (και άλλων φορτισμένων σωματίων) με την ύλη χρησιμοποιείται η ανασχετική ισχύς (*stopping power*) S , που είναι η μέση απώλεια ενέργειας dT_e των ηλεκτρονίων, ανά μονάδα μήκους διαδρομής dx :

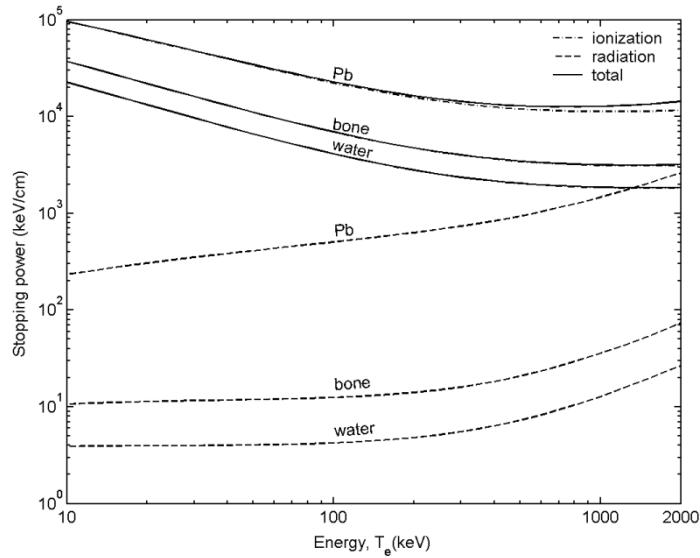
$$S = -\frac{dT_e}{dx} = \left(-\frac{dT_e}{dx}\right)_{ion} + \left(-\frac{dT_e}{dx}\right)_{ras} \quad (\text{B2-1})$$

όπου ο πρώτος όρος $\left(-\frac{dT_e}{dx}\right)_{ion}$ περιγράφει την απώλεια ενέργειας λόγω σκεδάσεων που οδηγούν σε ιονισμούς και διεγέρσεις (ο όρος αυτός λέγεται και *linear energy transfer*, LET) και ο δεύτερος $\left(-\frac{dT_e}{dx}\right)_{ras}$ την απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας (πέδη).

Το σχήμα (B2-1) δείχνει γραφικά την εξάρτηση της ισχύος ανασχεσης S (ολικής και μερικών) σε μονάδες keV/cm από την κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου T_e , για το νερό (που είναι ισοδύναμο με τον μαλακό ιστό), το κόκαλο και το μόλυβδο, Pb.

Παρατηρούμε ότι η συνεισφορά της ακτινοβολίας είναι σχετικά σημαντική μόνο για τα υλικά μεγάλου ατομικού αριθμού Z και μόνο για μεγάλες ενέργειες ηλεκτρονίων. Για τα μικρού Z βιολογικά υλικά η συνεισφορά αυτή είναι αμελητέα.

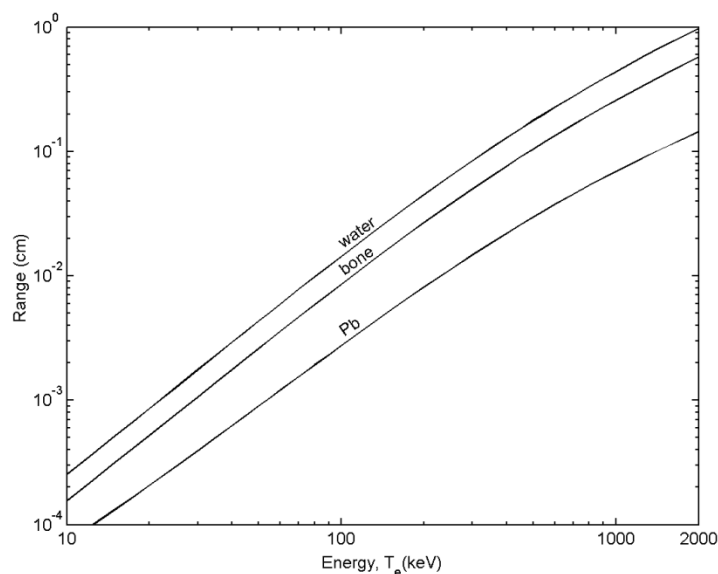
Η εμβέλεια ενός ηλεκτρονίου, είναι η απόσταση που ταξιδεύει μέχρι να μηδενιστεί η ενέργειά του. Επειδή η ισχύς ανασχεσης S είναι η κατά μέσο όρο απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους διαδρομής, το αντίστροφο της S δίνει την απόσταση που διανύει το ηλεκτρόνιο ανά μονάδα απώλειας ενέργειας. Επομένως, υποθέτοντας ότι η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου αλλάζει με συνεχή τρόπο όπως επιβραδύνεται μέχρι να σταματήσει, η εμβέλεια $R(T_e)$ του ηλεκτρονίου, κάτω από τον διεθνή όρο *continuously slowing down approximation (csda)*, υπολογίζεται από την σχέση:



Σχήμα B2-1 Ισχύς ανάσχεσης S σε keV/cm , συναρτήσει της κινητικής ενέργειας T_e του ηλεκτρονίου, για νερό, κόκκαλο και μόλυβδο

$$\text{csda range: } R(T_e) = \int_0^{T_e} S^{-1} dr \quad (\text{B2-2})$$

Τα ηλεκτρόνια όπως είδαμε, αντίθετα με τα βαριά φορτισμένα σωμάτια, δεν κινούνται σε ευθύγραμμες τροχιές, αλλά έχουν πολύπλοκες και ακανόνιστες τροχιές λόγω της πιθανότητας για σκεδάσεις σε μεγάλες γωνίες. Επομένως η *csda-εμβέλεια* που υπολογίζεται από την εξίσωση (B2-2), είναι μόνο κατά προσέγγιση ίση με την μέση απόσταση που το ηλεκτρόνιο διανύει.



Σχήμα B2-2 *csda-εμβέλεια* $R(T_e)$ σε cm , συναρτήσει της κινητικής ενέργειας T_e του ηλεκτρονίου, για νερό, κόκκαλο και μόλυβδο.

Το σχήμα (B2-2) δείχνει την ενεργειακή εξάρτηση της *csda-εμβέλειας* $R(T_e)$ σε cm, για δύο βιολογικά υλικά (~μικρού Z) και μολύβδου ($Z=82$). Η εμβέλεια αυτή είναι μικρότερη από 1 mm στα βαριά υλικά, ακόμη και για ενέργειες ηλεκτρονίων στην περιοχή του MeV.

Η β-ακτινοβολία (βλέπε κεφ. A1.2) είναι ηλεκτρόνια με χαρακτηριστικό το συνεχές φάσμα ενεργειών. Λόγω αυτού του συνεχούς φάσματος η απορρόφησή τους στην ύλη βρέθηκε πειραματικά ότι είναι σχεδόν εκθετική

$$I_x \approx I_0 \times \exp(-\mu \times x) \approx I_0 \exp\left[-\left[\frac{\mu}{\rho}\right] \times [\rho x]\right] \quad (\text{B2-3})$$

Μια εμπειρική σχέση που δίνει προσεγγιστικά τον μαζικό συντελεστή εξασθένησης μ/ρ σε συνάρτηση της E_{\max} των σωματίων β είναι η ακόλουθη:

$$\mu/\rho = \frac{17}{E_{\max}^{1.14}} \quad \text{για} \quad 0,1 \text{ MeV} < E_{\max} < 4 \text{ MeV} \quad (\text{B2-4})$$

όπου η E_{\max} εκφράζεται σε MeV και ο μ/ρ σε $\text{gr}^{-1} \text{ cm}^2$.

Μια άλλη εμπειρική σχέση που δίνει προσεγγιστικά την εμβέλεια των σωματίων-β στην ύλη, είναι:

$$R_{\max} = 412 E_{\max}^n \quad \text{για} \quad 0,01 \text{ MeV} < E_{\max} < 3 \text{ MeV} \quad (\text{B2-5})$$

όπου $n = 1,265 - 0,0954 \ln E_{\max}$. Η R_{\max} βρίσκεται σε $\text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ όταν η E_{\max} δοθεί σε MeV.

Η β^+ ακτινοβολία απορροφάται με τον ίδιο τρόπο. Επειδή όμως είναι αντι-ύλη, όταν το β^+ χάσει την ενέργειά του, σε ηρεμία αλληλεπιδρά με ένα ηλεκτρόνιο και τα δύο αφανίζονται, σύμφωνα με την αντίδραση:



με το καθένα φωτόνιο να έχει ενέργεια ίση με την ενέργεια ηρεμίας του ηλεκτρονίου, δηλ. 0,511MeV.

Βιβλιογραφία

1. Hubbell, J.H., Review of photon cross interaction section data in the medical and biological context, *Phys. Med. Biol.*, 44, R1, 1999.
2. Hubbell, J.H., and Seltzer, S.M., Tables of x-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients (available online: <http://physics.nist.gov/xaamdi>), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899. Originally published as NISTIR 5632, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1995.
3. Scofield, J.H., Theoretical Photoionization Cross-sections from 1 to 1500 keV, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-51326, 1973.
4. Hubbell, J.H., Veigele, Wm.J., Briggs, E.A., Brown, R.T., Cromer, D.T., and Howerton, R.J., Atomic Form Factors, Incoherent Scattering Functions, and Photon Scattering Cross-sections, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 4, 471. [Erratum: *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 6, 615, 1975]
5. Klein, O., and Nishina, Y., Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac, *Z. Physik*, 52, 853, 1929.

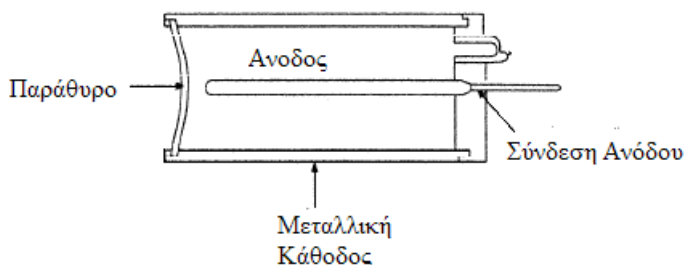
Γ. ΑΝΙΧΝΕΥΤΙΚΕΣ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ

Στο Εργαστήριο Πυρηνικής Φυσικής χρησιμοποιούνται δύο είδη ανιχνευτών: Α) Ανιχνευτές αερίου και Β) Σπινθηριστές. Στο κεφάλαιο αυτό περιγράφονται αντιπροσωπευτικοί τύποι τέτοιων ανιχνευτών και οι αρχές λειτουργίας τους καθώς και μερικά από τα κύρια συνοδευτικά ηλεκτρονικά όργανα που χρησιμοποιούνται για τη δημιουργία, επεξεργασία και καταγραφή των σημάτων που παράγονται από τους ανιχνευτές αυτούς

Γ1. Απαριθμητής Geiger-Müller

Ο ανιχνευτής Geiger Müller (εν συντομία G-M) ανακαλύφθηκε το 1928 και από τότε εξακολουθεί να χρησιμοποιείται ευρέως. Ο ανιχνευτής έχει απλή κατασκευή χαμηλό κόστος, μικρό βάρος και προσαρμόζεται σε διαφορετικά είδη μετρήσεων. Χρησιμοποιείται στους περισσότερους φορητούς μετρητές ακτινοβολίας.

Ο ανιχνευτής G-M είναι ανιχνευτής αερίου δηλαδή χρησιμοποιεί ως ανιχνευτικό μέσο αέριο, το οποίο ιονίζεται κατά την πρόσπτωση ακτινοβολίας. Στην πιο συνηθισμένη μορφή του (Σχήμα Γ.1-1), αποτελείται από έναν μεταλλικό κύλινδρο στον άξονα του οποίου τοποθετείται λεπτό σύρμα. Το σύρμα είναι η άνοδος (θετικά φορτισμένο ηλεκτρόδιο) και ο ίδιος ο μεταλλικός κύλινδρος η κάθοδος (αρνητικά φορτισμένο). Ο σωλήνας γεμίζεται με αέριο ή μίγμα αερίων και κλείνεται αεροστεγώς. Το πρόσωπο του κυλίνδρου (παράθυρο) είναι φτιαγμένο από υλικό μικρού πάχους και πυκνότητας. Οι ιδιότητες αυτές απαιτούνται, ώστε να μπορούν να διέρχονται σωματίδια μικρής ενέργειας χωρίς απορρόφηση.



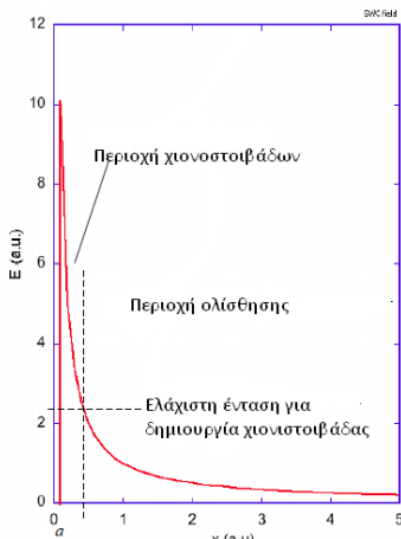
Σχήμα Γ1-1 Κατασκευή ανιχνευτή G.M.

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο περνά μέσα από ένα αέριο δημιουργεί ζεύγη ιόντων δηλαδή ελευθερώνει ένα ηλεκτρόνιο και αφήνει ένα θετικό ιόν. Τα ιόντα επανασυνδέονται με τα ηλεκτρόνια μετά από μικρό χρόνο, εκτός και αν εφαρμόσουμε ηλεκτρικό πεδίο, όποτε τα ηλεκτρόνια αναγκάζονται να κινηθούν προς την άνοδο και τα θετικά ιόντα προς την κάθοδο. Η ενέργεια που χρειάζεται για την δημιουργία των ιόντων, εξαρτάται από το είδος του αερίου. Επίσης πολλά αέρια κυρίως το οξυγόνο, συμπεριφέρονται ηλεκτροαρνητικά δηλαδή έλκουν και δεσμεύουν τα ηλεκτρόνια. Γι' αυτό επιλέγουμε ευγενή αέρια, συνήθως αργόν ή νέον τα οποία δεν δεσμεύουν τα ηλεκτρόνια. Επίσης η πίεση στο σωλήνα του απαριθμητή είναι μικρή (100-500 mbar) για να αυξήσει την ευκινησία των ηλεκτρονίων.

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο περνά μέσα από το αέριο του ανιχνευτή δημιουργεί ένα μικρό αριθμό ιόντων $20 \sim 30$ ιόντα/cm κατά μήκος της τροχιάς του. Κατά συνέπεια, η ανίχνευση ενός μοναδικού σωματιδίου από τον πρωτογενή ιονισμό είναι δύσκολη λόγω του μικρού φορτίου που παράγεται. Απαιτείται λοιπόν ένας μηχανισμός ενίσχυσης, ώστε το τελικό φορτίο που παράγεται να είναι πολύ μεγαλύτερο από το αρχικό, όπως περιγράφεται αμέσως παρακάτω.

Πολλαπλασιασμός, φαινόμενο χιονοστιβάδας

Τα ηλεκτρόνια κινούνται προς την άνοδο και επιταχύνονται από το ηλεκτρικό πεδίο. Το ηλεκτρικό πεδίο γύρω από ένα σύρμα είναι ανάλογο του $1/r$ όπου r η απόσταση από το κέντρο του σύρματος. Επιλέγοντας λεπτό σύρμα με ακτίνα περίπου $50 - 150 \mu\text{m}$ και εφαρμόζοντας υψηλή τάση το ηλεκτρικό πεδίο είναι αρκετά ισχυρό ώστε τα ηλεκτρόνια που έχουν παραχθεί αποκτούν μεγάλη κινητική ενέργεια και μπορούν να ελευθερώσουν άλλα ηλεκτρόνια από το αέριο.



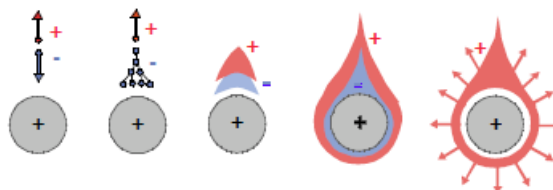
Το ηλεκτρικό πεδίο γύρω από την άνοδο δίνεται από τη σχέση:

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$

Οι μονάδες στο διάγραμμα είναι αυθαίρετες.

Σχήμα Γ1-2 Ένταση ηλεκτρικού πεδίου γύρω από την άνοδο ως συνάρτηση της απόστασης.

Η διαδικασία επαναλαμβάνεται και ο τελικός αριθμός ηλεκτρονίων που παράγονται είναι από 10^6 ως 10^7 για κάθε αρχικό ηλεκτρόνιο. Το φαινόμενο ονομάζεται φαινόμενο χιονοστιβάδας. Εκτός από τον ιονισμό με κρούσεις ηλεκτρονίων έχουμε και αποδιέγερση των ατόμων του αερίου με εκπομπή φωτονίων υπεριώδους τα οποία με την σειρά τους ιονίζουν. Έτσι εμφανίζεται μια πολύ γρήγορη μετάδοση του ιονισμού, και τελικά η άνοδος περιβάλεται από ένα νέφος ιόντων. Τα ηλεκτρόνια συλλέγονται από την άνοδο ενώ, τα θετικά ιόντα κινούνται προς την κάθοδο όπου και εκφορτίζονται.



Σχήμα Γ1-3 Εξέλιξη της χιονοστιβάδας γύρω από την άνοδο

Το τελικό φορτίο που συλλέγεται στην άνοδο εξαρτάται από την τάση της ανόδου και όχι από τον ιονισμό που δημιουργεί το σωματίδιο που πέρασε. Δηλαδή το ύψος του ηλεκτρικού παλμού δεν παρέχει καμία πληροφορία για την ενέργεια ή το είδος του σωματιδίου που πέρασε. Επιπλέον, το ύψος του παλμού στην άνοδο είναι μερικά Volt για κάθε φορτισμένο σωματίδιο που περνά καθιστώντας εύκολη την καταμέτρησή του ακόμη και με συσκευές παλιάς τεχνολογίας.

Νεκρός χρόνος

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, τα ηλεκτρόνια συλλέγονται στην άνοδο. Όμως το θετικό νέφος που τα περιβάλλει εμποδίζει την εκφόρτιση και την έναρξη νέας χιονοστιβάδας. Ο παλμός που παρατηρούμε δημιουργείται όταν τα θετικά ιόντα απομακρύνονται τελικά από την άνοδο. Το εύρος του παλμού εξαρτάται από το χρόνο πτήσης των θετικών ιόντων και είναι σχετικά μεγάλος (συνήθως μεγαλύτερος από 100 μs). Όμως ακόμη και αν έχει απομακρυνθεί αρκετά το θετικό νέφος, ο πολλαπλασιασμός παραμένει μειωμένος, ωστόσο το νέφος φθάσει στην κάθοδο. Ο χρόνος που απαιτείται για να μπορέσει ο ανιχνευτής να καταμετρήσει δύο διαδοχικά σωματίδια ονομάζεται νεκρός χρόνος. Λόγω του νεκρού χρόνου, ο μέγιστος ρυθμός καταμέτρησης ενός G-M, είναι από 10 ως 100 kHz. Ο πραγματικός ρυθμός, N_{π} , υπολογίζεται από τον μετρούμενο, N_{μ} , και τον νεκρό χρόνο, τ , με τη σχέση:

$$N_{\pi} = \frac{N_{\mu}}{1 - \tau N_{\mu}} \quad (\Gamma 1-1)$$

Εκκενώσεις, απόσβεση

Τα θετικά ιόντα που φθάνουν στην κάθοδο, κατά την πρόσκρουση είναι δυνατόν να ελευθερώσουν ένα ηλεκτρόνιο ή κατά την αποδιέγερσή τους να ελευθερώσουν φωτόνιο, το οποίο μπορεί να ιονίσει κάποιο άλλο άτομο και η διαδικασία του πολλαπλασιασμού να επαναληφθεί. Η διαδικασία αυτή είναι το ξεκίνημα μιας αυτοσυντηρούμενης εκκένωσης και αν αφεθεί χωρίς έλεγχο οδηγεί σε σύντομη καταστροφή του ανιχνευτή διότι διαβρώνει το σύρμα της ανόδου. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται ένας φυσικός μηχανισμός απόσβεσης. Η πρόσθεση ενός πολυατομικού αερίου, συνήθως αλκοόλης ή ισοβουτάνιου σε ποσοστό 5-10%, οδηγεί στην απορρόφηση της ενέργειας των διεγερμένων ατόμων του αργού. Το αέριο αποδιεγείρεται με διάσπαση του μορίου του, χωρίς την παραγωγή φωτονίων. Με το μηχανισμό αυτό, περιορίζεται η παραγωγή ηλεκτρονίων και σταματά η εκκένωση. Επειδή μετά από έναν αριθμό παλμών, της τάξης 10^8 , εξαντλείται το οργανικό αέριο, σε πολλούς ανιχνευτές χρησιμοποιείται αέριο αλογόνο (Cl_2 ή Br_2).

Απόδοση

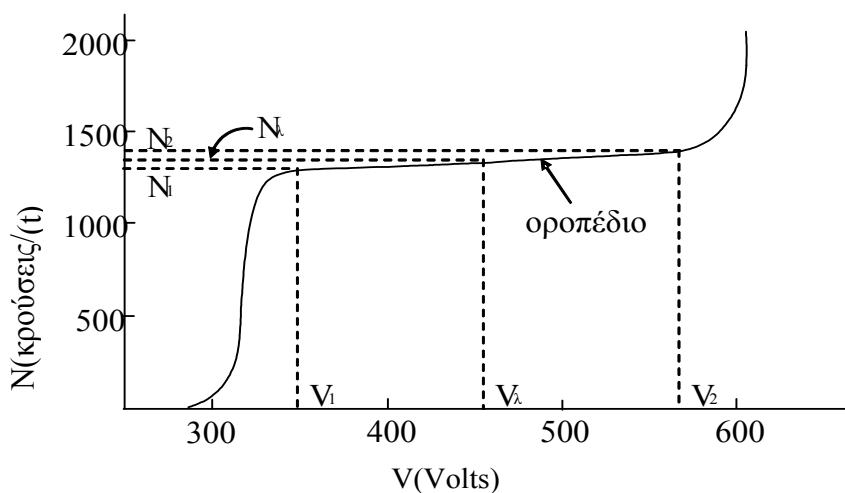
Η λειτουργία του G-M στηρίζεται στον ιονισμό που δημιουργεί έναν φορτισμένο σωματίδιο. Δηλαδή μετρά ακτινοβολία β και α . Η απόδοσή του στη φορτισμένη ακτινοβολία είναι πολύ μεγάλη, μεταξύ 90% και 99%.

Μέτρηση ακτινοβολίας γ

Λόγω της μικρής πυκνότητας του αερίου, η ακτινοβολία γ αντιδρά πολύ σπάνια μέσα στο ανιχνευτή. Παρατηρείται απόδοση της τάξης του 1%, η οποία οφείλεται στην αλληλεπίδραση των ακτίνων γ με τα τοιχώματα του ανιχνευτή. Αν όμως ο ανιχνευτής καλυφθεί με μεταλλικό φύλλο, τότε παράγονται δευτερογενή ηλεκτρόνια από φωτοηλεκτρικό φαινόμενο ή Compton κατά την πρόσπτωση των ακτίνων γ , οδηγώντας σε έμμεση ανίχνευσή τους.

Οροπέδιο, τάση λειτουργίας

Η μέτρηση του ρυθμού καταγραφής ακτινοβολίας ως συνάρτηση της τάσης, αποδίδει τη χαρακτηριστική καμπύλη λειτουργίας. Βασικό χαρακτηριστικό στην καμπύλη είναι η περιοχή του οροπέδιου. Στην αρχή της καμπύλης και ενώ η τάση είναι μικρή, ο πολλαπλασιασμός είναι περιορισμένος και ο ηλεκτρικός παλμός δεν είναι αρκετά υψηλός για να καταμετρηθεί. Στη συνέχεια ο ρυθμός παραμένει σχεδόν σταθερός και ανεξάρτητος από την τάση, ορίζοντας έτσι την περιοχή του οροπέδιου (Σχ. Γ1-4). Στην τελευταία περιοχή παρατηρείται αύξηση των μετρήσεων, η οποία οφείλεται στα ηλεκτρόνια που παράγονται από την κρούση των ιόντων στην κάθοδο. Αυτός είναι θόρυβος και δεν αντιστοιχεί σε πραγματικές μετρήσεις.



Σχήμα Γ1-4 Χαρακτηριστική καμπύλη ανιχνευτή G.M.

Το οροπέδιο παρουσιάζει μικρή κλίση 3-5% που οφείλεται στη μικρή αύξηση της περιοχής πολλαπλασιασμού. Επίσης υπάρχει συνεισφορά από ηλεκτρόνια που παράγονται στη άνοδο και η οποία γίνεται πιο έντονη με την αύξηση της τάσης. Όταν ο ανιχνευτής έχει “γεράσει” και δεν έχει αρκετή απόσβεση, η κλίση είναι μεγαλύτερη και χαρακτηρίζει την κατάσταση του ανιχνευτή.

Ως τάση λειτουργίας, επιλέγεται η τάση στην οποία η απόδοση είναι μεγάλη χωρίς όμως μέτρηση σημαντικού θορύβου. Η συνήθης επιλογή είναι στο μέσο του οροπεδίου. Πρόσθετος πρακτικός λόγος για την επιλογή αυτή είναι ότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί τροφοδοτικό υψηλής τάσης χωρίς καλή σταθεροποίηση, οπότε η αλλαγή στον καταμετρούμενο ρυθμό εξαιτίας της αστάθειας τάσης είναι αμελητέα.

Βιβλιογραφία

1. Geiger counter tubes, H. Friedman, I.R.E. Proceedings 1949 p. 791
2. Methods of experimental physics vol v Nuclear Physics, L. Marton 1961.
3. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, F. Sauli, CERN 77-09

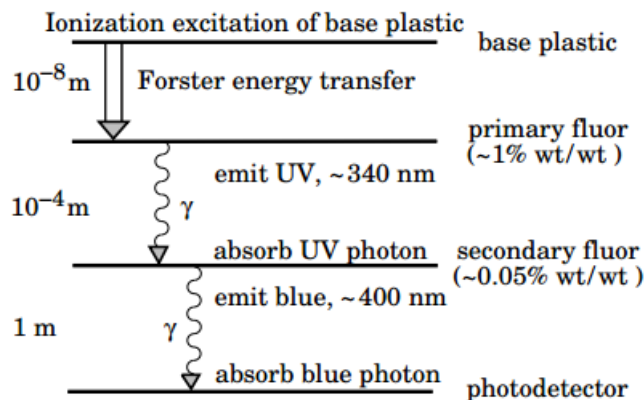
Γ2. Σπινθηριστές

Οργανικοί σπινθηριστές

Πολλές οργανικές ενώσεις παρουσιάζουν το φαινόμενο της φωταύγειας ή φθορισμού. Δηλαδή τα μόρια της ένωσης, απορροφούν φωτόνια μικρού μήκους κύματος και εκπέμπουν φωτόνια μεγαλύτερου μήκους κύματος (μικρότερης ενέργειας). Το φαινόμενο αυτό εκμεταλλευόμαστε για την ανίχνευση φορτισμένων σωματιδίων.

Τα φορτισμένα σωματίδια ιονίζουν τα μόρια του υλικού και κατά την αποδιέγερση εκπέμπονται φωτόνια. Αν το υλικό είναι διαφανές στο μήκος κύματος εκπομπής, τότε μπορούμε να ανιχνεύσουμε τα φωτόνια. Στην εφαρμογή η διαδικασία είναι ποιο πολύπλοκη επειδή οι οργανικές ενώσεις, έχουν ζώνες εκπομπής και απορρόφησης όχι γραμμές.

Τα υλικά που χρησιμοποιούνται εμφανίζουν αποδιέγερση στο υπεριώδες, το οποίο απορροφάται μετά από μικρή διαδρομή. Γι'αυτό προστίθεται στο υλικό ένας ακόμη φθοριστής που απορροφά το υπεριώδες και εκπέμπει στο μπλε ή πράσινο. Επειδή υπάρχει επικάλυψη ανάμεσα στις ζώνες εκπομπής και απορρόφησης οι οργανικοί σπινθηριστές παρουσιάζουν μικρό σχετικά μήκος εξασθένησης για το διαδιδόμενο φως. Αν χρειάζεται μεγαλύτερο μήκος, προστίθεται και ακόμη ένας φθοριστής που απορροφά στο μπλε και εκπέμπει στο πράσινο ή ακόμη και στο κόκκινο.



Σχήμα Γ2-1 Τα διάφορα στάδια παραγωγής φωτονίων από έναν οργανικό σπινθηριστή.

Το ανθρακένιο έχει την μεγαλύτερη απόδοση σε παραγωγή φωτός και χρησιμοποιείται σαν μέτρο σύγκρισης με τους άλλους οργανικούς σπινθηριστές. Όμως δεν έχει καλές μηχανικές ιδιότητες και χρησιμοποιείται για σπινθηριστές μικρού μεγέθους.

Πλαστικοί σπινθηριστές

Οι πλαστικοί σπινθηριστές είναι ειδική κατηγορία οργανικών υλικών που έχουν την ιδιότητα να σπινθηρίζουν όταν προσπίπτει ακτινοβολία σε αυτά. Συνηθισμένα υλικά είναι το πολυστυρένιο, το πολυτολουόλιο ή το ακρυλικό. Τα υλικά αυτά κατασκευάζονται σε φύλλα ή ράβδους και είναι εύκολο να κοπούν σε διάφορα σχήματα. Τα πλεονεκτήματα είναι κατασκευή ανιχνευτών με μεγάλη επιφάνεια, διαφορετικά σχήματα και δυνατότητα προσαρμογής σε διαφορετικές γεωμετρίες.

Ο χρόνος αποδιέγερσης είναι μικρός. Στους γρήγορους σπινθηριστές, ο χρόνος ανόδου του φωτεινού παλμού ξεκινά από 1,5 ns και ο χρόνος απόσβεσης από

5 ns. Έτσι μπορούν να χρησιμοποιηθούν για μέτρηση χρόνου πτήσης ενός σωματιδίου ή μετρήσεις μεγάλου ρυθμού σωματιδίων.



Σχήμα Γ2-2 Ανιχνευτής από πλαστικό σπινθηριστή.

Οι πλαστικοί σπινθηριστές χρησιμοποιούνται και στην κατασκευή οπτικών ινών. Το φως που παράγεται, ταξιδεύει κατά μήκος της οπτικής ίνας και ανιχνεύεται στα άκρα της χωρίς σημαντική πτώση της αρχικής έντασης. Οι οπτικές ίνες χρησιμοποιούνται στα καλορίμετρα τα οποία είναι ανιχνευτές που μετρούν την ενέργεια σωματιδίων, με εφαρμογές κυρίως στη σωματιδιακή φυσική.

Η απόδοση σε παραγωγή φωτός, δηλαδή ο λόγος ενέργειας που απορροφάται προς την φωτεινή ενέργεια που εκπέμπεται, είναι περίπου 2,5% ως 3% για τους περισσότερους σπινθηριστές και 5% για το ανθρακένιο. Κατά προσέγγιση για κάθε 100 eV απορροφούμενης ενέργειας παράγεται 1 φωτόνιο. Η απορροφούμενη ενέργεια, είναι η γνωστή απώλεια λόγω ιονισμού dE/dx και για τα υλικά αυτά είναι περίπου 2 MeV/g cm^2 . Όταν περάσει ένα σωματίδιο ελάχιστου ιονισμού από 1cm σπινθηριστή παράγονται περίπου 2×10^4 φωτόνια.

Βασικό χαρακτηριστικό των σπινθηριστών που τους καθιστά ικανούς να χρησιμοποιηθούν για τη μέτρηση της ενέργειας ηλεκτρονίων, πρωτονίων και σωματίων α είναι ότι ο αριθμός των παραγόμενων φωτονίων είναι περίπου ανάλογος με την ενέργεια που εναποτίθεται.

Επειδή οι πλαστικοί σπινθηριστές έχουν μικρή πυκνότητα ($1 - 1,2 \text{ gr/cm}^3$) δεν είναι κατάλληλοι για την μέτρηση της ακτινοβολίας γ . Αυτό μπορεί να ξεπεραστεί μέσω προσθήκης μολύβδου στο υλικό του σπινθηριστή οπότε η απορρόφηση ακτίνων

γ αυξάνεται ραγδαία. Αντίστοιχα, για την ανίχνευση νετρονίων μπορεί να χρησιμοποιηθεί πρόσμειξη Β (βόριο), ZnS (θειούχος ψευδάργυρος) ή άλλα μέταλλα.

Υγροί σπινθηριστές

Οι υγροί σπινθηριστές έχουν αντίστοιχες ιδιότητες και χρησιμοποιούν σαν βάση έναν διαλύτη όπως το τολουένιο. Πλεονέκτημα είναι το χαμηλό κόστος και χρησιμοποιούνται όταν η ποσότητα σπινθηριστή που χρειάζεται είναι μεγάλη. Επίσης είναι εύκολη η παρασκευή του κατάλληλου διαλύματος για το είδος και την ενέργεια της ακτινοβολίας που χρειάζεται να μετρήσουμε.

Βιβλιογραφία

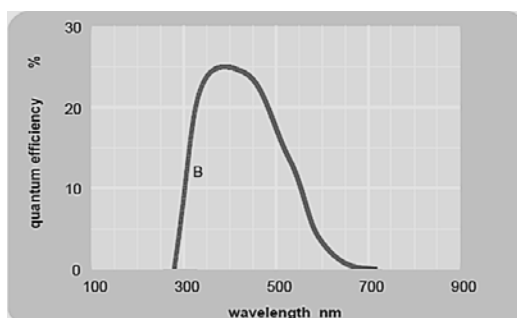
- (1) [Particle Data Book, Organic scintillators.](#)

Γ3. Φωτοπολλαπλασιαστής

Ο φωτοπολλαπλασιαστής (PM) είναι ένα όργανο που μετατρέπει ένα ποσοστό (περίπου 20%) των φωτονίων που παράγονται π.χ. σ' ένα σπινθηριστή από τη διέλευση ενός φορτισμένου σωματιδίου σε ηλεκτρόνια τα οποία εν συνεχεία πολλαπλασιάζονται κατά 10^4 - 10^7 και τελικά παράγεται ένα ηλεκτρικό σήμα που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για πολλούς σκοπούς. Οι φωτοπ/στές χρησιμοποιούνται στα πιο πολλά πειράματα Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής.

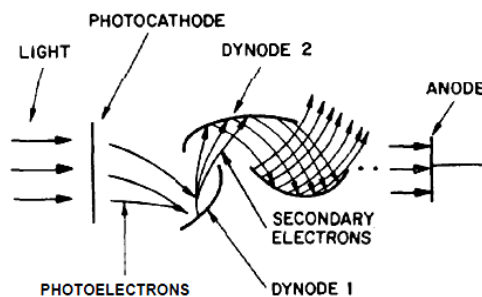
Ο φωτοπολλαπλασιαστής αποτελείται από ένα γυάλινο σωλήνα, κενό αέρος, που περικλείει την φωτοκάθοδο και τις δυνόδους (σχήμα Γ3-2). Στο εμπρόσθιο μέρος του σωλήνα τοποθετείται το παραθύρο. Η εσωτερική πλευρά του παραθύρου είναι επικαλυμμένη με ένα λεπτό στρώμα φωτοευαίσθητου υλικού το οποίο ονομάζεται φωτοκάθοδος. Όταν ένα φωτόνιο απορροφηθεί από το φωτοευαίσθητο υλικό, το τελευταίο ελευθερώνει ένα ηλεκτρόνιο με την προϋπόθεση ότι η ενέργεια του φωτονίου είναι μεγαλύτερη από το έργο εξαγωγής του ηλεκτρονίου. Το υλικό της φωτοκαθόδου προσδιορίζει την περιοχή στην οποία είναι ευαίσθητος ο φωτοπολλαπλασιαστής, δηλαδή στο υπέρυθρο το ορατό ή το υπεριώδες. Το υλικό του παραθύρου είναι διαφανές στην περιοχή του φάσματος, που ανιχνεύει ο φωτοπολλαπλασιαστής. Ως φωτοκάθοδο χρησιμοποιούμε συνήθως, έναν ημιαγωγό με μικρό έργο εξαγωγής, όπως το Κάλιο Καΐσιο Αντιμόνιο (KCsSb). Ένα ποσοστό

φωτονίων θα παράγει ηλεκτρόνια, ενώ τα υπόλοιπα θα διαπεράσουν την φωτοκάθοδο. Το ποσοστό των ηλεκτρονίων που παράγονται προς τα φωτόνια που προσπίπτουν, ονομάζεται κβαντική απόδοση. Για το υλικό KCSb η κβαντική απόδοση στο μπλε φως είναι περίπου 25%, δηλαδή 1 στα 4 φωτόνια ελευθερώνει 1 ηλεκτρόνιο.



Σχήμα Γ3-1 Κβαντική απόδοση συναρτήσει μήκους κύματος

Οι δύνοδοι είναι μεταλλικά ηλεκτρόδια, τοποθετημένα σε σειρά τα οποία βρίσκονται σε διαδοχικά αυξανόμενη τάση. Είναι επιμεταλλωμένα με υλικό που έχει μικρό έργο εξαγωγής ηλεκτρονίων, συνήθως BeCu ή CsSb . Το ηλεκτρόνιο που έχει παραχθεί στην φωτοκάθοδο επιταχύνεται και όταν χτυπά στην πρώτη δύνοδο έχει αρκετή ενέργεια για να ελευθερώσει από το μέταλλο 2-5 ηλεκτρόνια. Ο αριθμός αυτός ονομάζεται πολλαπλασιαστικός παράγοντας. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται σε κάθε δύνοδο και ο αριθμός των ηλεκτρονίων αυξάνεται εκθετικά. Το τελευταίο ηλεκτρόδιο ονομάζεται άνοδος και ο ηλεκτρονικός παλμός στην άνοδο, είναι το σήμα εξόδου του φωτοπολλαπλασιαστή.



Σχήμα Γ3-2 Σχηματική αναπαράσταση φωτοπολλαπλασιαστή.

Το κέρδος του φωτοπολλαπλασιαστή είναι λόγος του πλήθους των ηλεκτρονίων στην άνοδο προς τα πλήθος των ηλεκτρονίων που παράγονται στην φωτοκάθοδο. Αν η τάση μεταξύ των δυνόδων είναι η ίδια το κέρδος είναι $g=a^n$ όπου a ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας και n ο αριθμός των δυνόδων. Επειδή ο παράγοντας εξαρτάται από την ενέργεια που έχει αποκτήσει το ηλεκτρόνιο, μεταβάλλοντας την τάση, ρυθμίζουμε την τιμή του κέρδους. Επιπλέον είναι δυνατό να κατασκευαστούν διαφορετικά σχήματα δυνόδων, ώστε να χρησιμοποιηθούν ανάλογα με τα ζητούμενα χαρακτηριστικά της λυχνίας. Τα πιο διαδεδομένα σχήματα δυνόδων είναι τα παρακάτω:

Οι γραμμικά εστιασμένες, δημιουργούν εστιασμένη δέσμη ηλεκτρονίων, με μικρή χρονική διαφορά στο χρόνο πτήσης των ηλεκτρονίων. Ο χρόνος πτήσης για τα παραγόμενα ηλεκτρόνια έχει μικρή διασπορά και γι' αυτό, ο χρόνος ανόδου του παλμού είναι μικρός 1 - 4 ns. Το κέρδος είναι της τάξης του 10^7 . Χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές όπου ζητάμε να προσδιορίσουμε με ακρίβεια τον χρόνο διέλευσης ενός σωματιδίου. Συνδιάζονται με πλαστικούς σπινθηριστές, που έχουν μικρό χρόνο αποδιέγερσης. Επίσης χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές, όπου ο αριθμός των φωτονίων είναι μικρός, όπως σε ανιχνευτές Cerenkov. Για ανίχνευση μοναδικού ηλεκτρονίου, απαιτείται κέρδος $1-3 \times 10^7$. Οι λυχνίες αυτές έχουν συνήθως 10 -12 βαθμίδες δυνόδων.

Οι δύνοδοι σε σχήμα γρίλιας έχουν μικρό όγκο και καλή συλλογή ηλεκτρονίων. Ο χρόνος ανόδου του παλμού είναι της τάξης των 10 -30 ns.



(3) Linear-focused Type



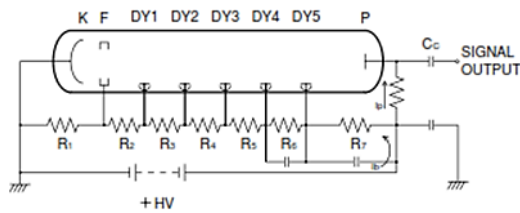
(4) Venetian Blind Type

Σχήμα Γ3-3 Διάφοροι τύποι δυνόδων

Χρησιμοποιούνται συνήθως, σε ανιχνευτές ακτινοβολίας όπου ο χρόνος ανόδου δεν ενδιαφέρει, όπως είναι ο σπινθηριστής NaI. Στις εφαρμογές αυτές, το κέρδος που χρειάζεται είναι συνήθως $10^5 - 10^6$ και πραγματοποιείται με 8-10 βαθμίδες.

Υπάρχουν αρκετοί άλλοι τύποι που χρησιμοποιούνται σε διαφορετικές εφαρμογές, όπως η οπτική φασματοσκοπία, η αστρονομία, η τομογραφία, αλλά δεν ενδιαφέρουν στο παρόν αντικείμενο και επομένως δε θα μελετηθούν.

Στο σχήμα Γ.3-4 απεικονίζεται ο διαιρέτης τάσης που χρησιμοποιείται συνήθως για την τροφοδοσία των δυνόδων Η υψηλή τάση εφαρμόζεται ανάμεσα στην κάθοδο και την άνοδο. Ο διαιρέτης αποτελείται από μια σειρά αντιστάσεων και κάθε δύνοδος συνδέεται στον διαιρέτη έτσι ώστε να βρίσκεται σε υψηλότερο δυναμικό από την προηγούμενη.



Σχήμα Γ3-4 Διαιρέτης τάσης

Θωράκιση Φωτοπολλαπλασιαστή

Η κίνηση των ηλεκτρονίων επηρεάζεται από τα εξωτερικά ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία, με αποτέλεσμα ένα ποσοστό ηλεκτρονίων να μην προσπίπτουν στις δυνόδους. Για την ηλεκτροστατική θωράκιση περιβάλλουμε τον φωτοπολλαπλασιαστή με αγωγίμο χρώμα ή λεπτό μεταλλικό φύλλο, συνδεδεμένο στο δυναμικό της φωτοκάθodu. Για την μαγνητική θωράκιση χρησιμοποιούμε κύλινδρο από υλικό με μεγάλη μαγνητική διαπερατότητα (μ -metal).

Θόρυβος Φωτοπολλαπλασιαστή

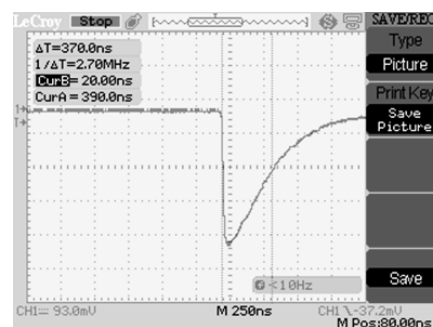
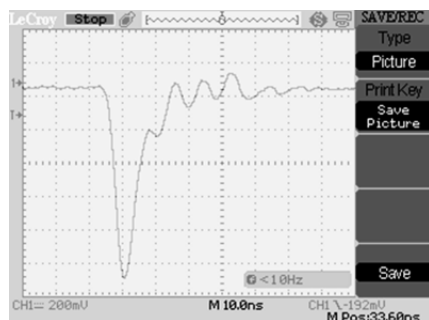
Λόγω θερμικής κίνησης των ηλεκτρονίων είναι δυνατόν να ελευθερωθούν ηλεκτρόνια από την φωτοκάθοδο. Τα ηλεκτρόνια αυτά επιταχύνονται από τις δυνόδους και δίνουν σήμα στην άνοδο. Το ίδιο μπορεί να συμβεί με ηλεκτρόνια που ελευθερώνονται από τις δυνόδους. Ο παλμός που δημιουργείται έχει μικρό ύψος και αντιστοιχεί σε παλμό ενός φωτοηλεκτρονίου. Αυτοί οι παλμοί αποτελούν το θόρυβο του φωτοπολλαπλασιαστή ο οποίος μπορεί να αποκλειστεί εύκολα με την κατάλληλη επιλογή της τάσης κατωφλίου του διευκρινιστή. Θόρυβος μεγαλύτερου ύψους δημιουργείται όταν ιονιστούν άτομα αερίου που παρανένουν στη λυχνία. Τα ιόντα προσκρούουν στην φωτοκάθοδο και ελευθερώνουν σημαντικό αριθμό

ηλεκτρονίων. Το φαινόμενο είναι εντονότερο στις παλιές λυχνίες λόγω διαπίδυσης ατόμων ηλίου, μέσα από το γυάλινο κέλυφος.

Σε υψηλές τάσεις είναι δυνατόν να ελευθερωθούν ηλεκτρόνια από τις δυνόδους λόγω του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου. Ο κατασκευστής προσδιορίζει την μέγιστη τάση λειτουργίας ώστε να μην δημιουργείται το συγκεκριμένο φαινόμενο.

Ο φωτοπολλαπλασιαστής της άσκησης ΠΦ2 και ΠΦ3

Έχει παράθυρο διαμέτρου 5 cm και φωτοκάθοδο φτιαγμένη από (KCsSb). Έχει 10 δυνόδους με επίκαλυψη CsSb σε διάταξη «γρίλιας». Επειδή ο αριθμός των φωτονίων που παράγει ο κρύσταλλος NaI είναι μεγάλος, το κέρδος που απαιτείται στην τάση λειτουργίας, είναι μέτριο δηλαδή από 10^5 μέχρι 10^6 .



Σχήμα Γ3-5 Παλμός στην άνοδο του φωτοπολλαπλασιαστή που παράγεται από πλαστικό σπινθηριστή. Το εύρος του παλμού στο μισό ύψος είναι περίπου 7ns (αριστερά). Παλμός στην άνοδο του φωτοπολλαπλασιαστή που παράγεται από σπινθηριστή NaI. Το εύρος του παλμού στο μισό ύψος είναι περίπου 370ns (δεξιά)

Γ4. Πυρηνικά ηλεκτρονικά, χρησιμοποιούμενες μονάδες

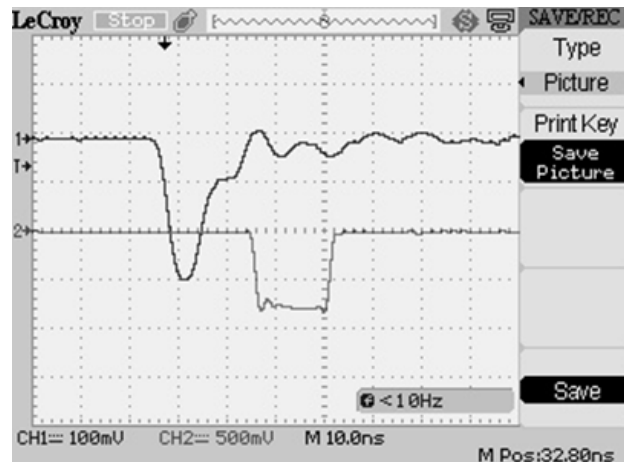
Πρότυπο NIM (Nuclear Instrumentation Module)

Το πρότυπο αυτό καθιερώθηκε από το DOE (DOE/ER 457) το 1963 και ανανεώνονταν μέχρι το 1990, με σκοπό να απλοποιήσει και να τυποποιήσει τις συσκευές που χρησιμοποιούνταν στα πειράματα πυρηνικής φυσικής. Το πρότυπο προβλέπει ότι οι όλες οι μονάδες έχουν συγκεκριμένες διαστάσεις (πλάτος 1,35 και ύψος 8,75 ίντσες) και τοποθετούνται σε ένα πλαίσιο (NIM BIN) που παρέχει την τροφοδοσία που χρειάζονται να λειτουργήσουν. Οι τάσεις προσδιορίζονται στα $\pm 6V$, $\pm 12 V$, $\pm 24V$. Η τιμή της αντίστασης εισόδου και εξόδου των διαφόρων μονάδων έχει οριστεί στα 50 Ω , ενώ το επίπεδο των λογικών σημάτων έχει προσδιοριστεί ως λογικό μηδέν τα 0V, και λογικό 1 τα -0,8 V (για την ακρίβεια, 16 mA στα 50 Ω). Τα λογικά σήματα έχουν μικρό χρόνο ανόδου 1-2 ns και γι' αυτό καθιερώθηκε ο όρος «ταχεία λογική» (fast logic). Το NIM BIN παρέχει μόνο τροφοδοσία και κοινή γείωση και η επικοινωνία των μονάδων γίνεται με υποδοχές στο πρόσωψη των μονάδων. Οι παλαιότερες μονάδες χρησιμοποιούσαν υποδοχές τύπου BNC ενώ οι νεώτερες που έχουν μεγαλύτερο αριθμό κυκλωμάτων και καναλιών, χρησιμοποιούν τύπου LEMO οι οποίες έχουν μικρότερες διαστάσεις.

Διευκρινιστής (Discriminator)

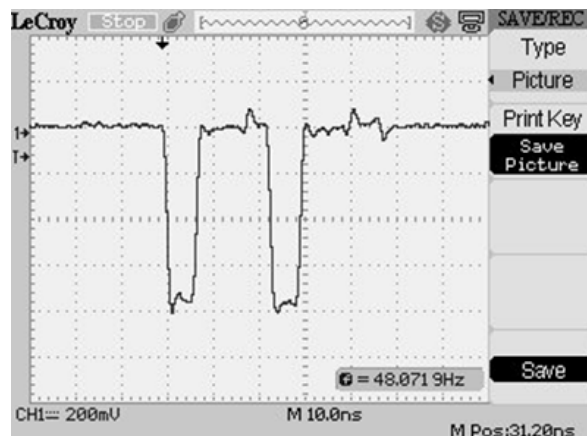
Ηλεκτρονική μονάδα που δημιουργεί ένα λογικό σήμα στην έξοδο της, όταν ο αναλογικός παλμός στην είσοδο είναι μεγαλύτερος από κάποια τιμή που ονομάζουμε κατώφλι (threshold). Η είσοδος είναι ένα αναλογικό σήμα και έξοδος ένας λογικός παλμός. Η λειτουργία του διευκρινιστή στηρίζεται στο ηλεκτρονικό κύκλωμα που ονομάζεται Schmitt trigger. Όταν η τάση εισόδου γίνει μεγαλύτερη από την τάση κατωφλίου η έξοδος του κυκλώματος παίρνει την μέγιστη τιμή και επανέρχεται στην ελάχιστη όταν η τάση εισόδου γίνει μικρότερη από το κατώφλι.

Ο διευκρινιστής ξεχωρίζει το σήμα που μας ενδιαφέρει από το θόρυβο ή από σήμα χωρίς ενδιαφέρον.



Σχήμα Γ4-1 Βασική λειτουργία διευκρινιστή. Απεικονίζονται ο αναλογικός παλμός στην είσοδο και ο λογικός (τετραγωνικός) παλμός NIM στην έξοδο.

Γρήγοροι διευκρινιστές χρησιμοποιούνται με πλαστικούς σπινθηριστές και φωτοπολλαπλασιαστές για την καταγραφή σωματιδίων τα οποία διέρχονται από τον σπινθηριστή. Η είσοδος δέχεται το αρνητικό σήμα χωρίς ενίσχυση. Το κατώφλι στους διευκρινιστές είναι ρυθμιζόμενο. Η ελάχιστη τιμή είναι -20 ή -30 mV. Το πλάτος του παλμού εξόδου μπορεί να γίνει μικρό μέχρι 5 ns. Δηλαδή ο διευκρινιστής αυτός μπορεί να διακρίνει παλμούς που έρχονται με ρυθμό 200 MHz. Η έξοδος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μέτρηση χρόνου πτήσης επειδή η χρονική διασπορά είναι μικρή.

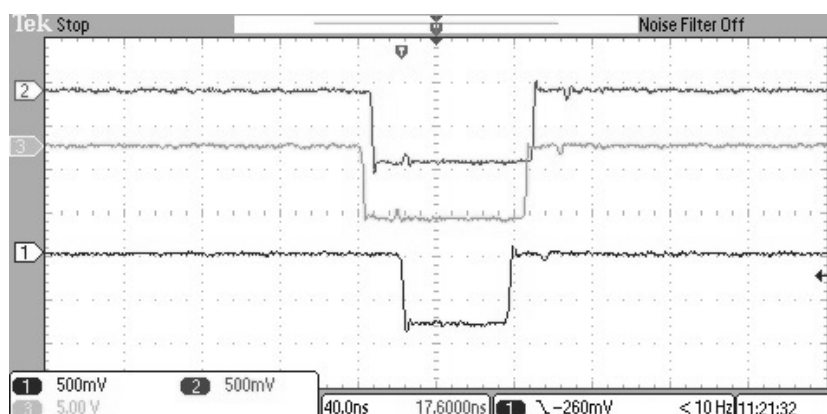


Σχήμα Γ4-2 Ο λογικός παλμός έχει πλάτος 6 ns. Ο διευκρινιστής είναι έτοιμος να δεχτεί νέο παλμό αμέσως μετά.

Οι διευκρινιστές που χρησιμοποιούνται στη φασματοσκοπία δέχονται αντεστραμένο (θετικό) και ενισχυμένο σήμα και χρησιμοποιούνται για να ξεχωρίζουν το σήμα με ενδιαφέρον, για παράδειγμα, φασματικές γραμμές από το σήμα λόγω φαινομένου Compton.

Μονάδα Λογικής Σύμπτωσης (Coincidence)

Η μονάδα αυτή είναι ένα γρήγορο λογικό κύκλωμα AND. Έχει δύο ή περισσότερες εισόδους που δέχονται λογικούς παλμούς NIM και παράγει λογικό παλμό στην έξοδο όταν υπάρχει επικάλυψη των παλμών. Τη χρησιμοποιούμε για παράδειγμα όταν θέλουμε να προσδιορίσουμε την τροχιά ενός σωματιδίου που περνά από δύο ανιχνευτές. Τα σήματα των δύο ανιχνευτών βρίσκονται σε σύμπτωση και η μονάδα δίνει λογικό 1 στην έξοδο.



Σχήμα Γ4-3 Τα ίχνη 2 και 3 είναι δύο παλμοί NIM σε σύμπτωση, το 1 είναι η έξοδος του κυκλώματος σύμπτωσης.

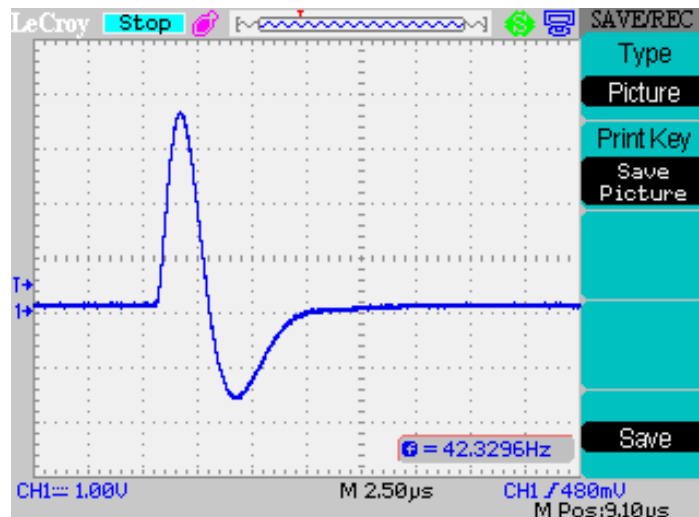
Ενισχυτής (Amplifier)

Σε πολλές περιπτώσεις είναι αναγκαία η μορφοποίηση του σήματος, ώστε να χρησιμοποιηθεί στο επόμενο στάδιο επεξεργασίας. Το είδος του ενισχυτή και η ενίσχυση εξαρτώνται από το ύψος ή το φορτίο του αρχικού σήματος.

Ενισχυτής μορφοποίησης

Στο εργαστήριο χρησιμοποιείται μονάδα προενισχυτή – ενισχυτή η οποία ενισχύει το σήμα και το μορφοποιεί. Ο παλμός της λυχνίας προενισχύεται και ατιστρέφεται η πολικότητα του δηλ γίνεται θετική. Στη συνέχεια ενισχύεται και διαφορίζεται για να γίνει διπολικός. Το κέρδος δηλαδή ο λόγος ενίσχυσης είναι πολύ μεγάλος πάνω από 200. Ο παλμός που προκύπτει έχει ύψος μερικά Volt. Λόγω του περιορισμένου εύρους ζώνης, του ενισχυτή, αυξάνεται ο χρόνος ανόδου και καθόδου του παλμού και το συνολικό εύρος του παλμού γίνεται μερικά μ s. Με τη διαφορίση ο παλμός μετατρέπεται σε διπολικό για να μικρύνει ο χρόνος μηδενισμού της εξόδου.

Η διαδικασία αυτή χρειάζεται για να έχει ο παλμός κατάλληλο ύψος και χρόνο ανόδου ώστε να λειτουργήσει ο μετατροπέας αναλογικού σήματος σε ψηφιακό. Με τη σημερινή τεχνολογία δεν είναι απαραίτητη η μεγάλη ενίσχυση, όμως έχει επικρατήσει, ειδικά στην πυρηνική φυσική. Η τεχνολογία αυτή έχει και ορισμένα πλεονεκτήματα: Λόγω του περιορισμένου εύρους ζώνης και του μεγάλου ύψους παλμού, το σήμα είναι αναισθητό στις διάφορες μορφές θορύβου και για αυτό χρησιμοποιείται ακόμη στη φασματοσκοπία. Ο θόρυβος αυξάνει το εύρος των φασματικών γραμμών. Η ίδια μονάδα έχει ενσωματωμένο ρυθμιζόμενο διευκρινιστή και με την κατάλληλη ρύθμιση μπορούμε να κόψουμε τον θόρυβο του φωτοπολ/τη που αποτελείται κυρίως από παλμούς μικρού ύψους.



Σχήμα Γ4-4 Η έξοδος του ενισχυτή μορφοποίησης. Το ύψος του παλμού είναι 3.5 V και ο χρόνος μέχρι την αποκατάσταση της εξόδου είναι περίπου 7 μ s.

Απαριθμητής παλμών (Counter)

Ηλεκτρονική μονάδα τύπου NIM, η οποία δέχεται στην είσοδο τους ψηφιακούς παλμούς του διευκρινιστή, τους οποίους και καταμετρά. Η λειτουργία της μονάδας μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε ελεύθερα, είτε για συγκεκριμένο χρόνο που ορίζεται από ενσωματωμένο ρολόι, είτε σε συνδυασμό με εξωτερικό παλμό.

Πολυδιαυλικός Αναλυτής (Multichannel Analyzer)

Σημαντικό εργαστηριακό όργανο, το οποίο επιτρέπει την απεικόνιση του ενεργειακού φάσματος μιας πηγής.

Το βασικό κύκλωμα του οργάνου αυτού είναι ο μετροπέας αναλογικού σήματος σε ψηφιακό (ADC, Analog-to-Digital Converter). Στην είσοδο το σήμα περνά από

έναν αναλογικό ενισχυτή του οποίου η έξοδος είναι σε σταθερή τάση, ίση με το μέγιστο του παλμού. Στη συνέχεια η τάση συγκρίνεται με μια τάση που αυξάνεται κατά βήματα. Η διαδικασία σταματά όταν η μετρούμενη τάση γίνει μικρότερη από την τάση αναφοράς. Ο αριθμός των βημάτων που χρειάστηκαν αντιστοιχεί στο ύψος του παλμού. Ο αριθμός αυτός, οργανώνεται σε μία ψηφιακή λέξη (byte) και αποθηκεύεται σε μία μνήμη. Η μνήμη αυτή προβάλλεται με τη μορφή ιστογράμματος στην οθόνη. Η διαδικασία ψηφιοποίησης διαρκεί από 10 ως 100 μ s. Στο διάστημα αυτό ο αναλύτης δε δέχεται άλλη είσοδο.

Δ. ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Εισαγωγή

Στη διαδικασία μέτρησης ενός φυσικού μεγέθους η πραγματική του τιμή είναι άγνωστη. Μόνο μετά από εκτέλεση μεγάλου αριθμού μετρήσεων και με την προϋπόθεση ότι η κατάσταση του αντίστοιχου συστήματος παραμένει κατά προσέγγιση ίδια περιμένουμε η μέση τιμή των μετρήσεων να συγκλίνει στην πραγματική τιμή του παρατηρούμενου μεγέθους. Αυτή η μορφή άγνοιας που είναι θεμελιώδης αρχή για τη Πειραματική Φυσική έχει τις ρίζες της στην έλλειψη πληροφορίας ενός παρατηρητή για το σύστημα που μελετά και πηγάζει από δυο κυρίως παράγοντες:

- Το υπό μελέτη σύστημα είναι κατά κανόνα ανοικτό, δηλ. αλληλεπιδρά, έστω και πολύ ασθενικά, με το περιβάλλον του (η μετρητική συσκευή αποτελεί μέρος του περιβάλλοντος). Μια πλήρης γνώση αυτής της αλληλεπίδρασης είναι αδύνατη, καθώς απαιτεί τη διαχείριση απείρου πλήθους βαθμών ελευθερίας που αντιστοιχούν στο περιβάλλον.
- Οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των βαθμών ελευθερίας που απαρτίζουν το σύστημα είναι συνήθως μη αρμονικές και έχουν ως αποτέλεσμα την εξαιρετικά ευαίσθητη εξάρτηση της χρονικής εξέλιξής του από τις αρχικές συνθήκες. Η πλήρης γνώση των αρχικών συνθηκών είναι επίσης πρακτικά αδύνατη, καθώς απαιτεί τη διαχείριση απείρου πλήθους αριθμητικών ψηφίων.

Έτσι η έλλειψη πληροφορίας, που εμφανίζεται ως απροσπέλαστη αδυναμία τού παρατηρητή, εισάγει την έννοια του τυχαίου στη διαδικασία της μέτρησης φυσικών μεγεθών και επιδέχεται μαθηματική περιγραφή με τη χρήση στατιστικών μεθόδων. Οι δύο παράγοντες που προαναφέρθηκαν αφορούν την εμφάνιση στοχαστικής συμπεριφοράς, κυρίως σε κλασικά μακροσκοπικά συστήματα. Θα μπορούσε κανείς να ισχυριστεί ότι στο μικρόκοσμο οι δύο παράγοντες που αναφέρθηκαν πιο πάνω είναι δυνατόν να τεθούν υπό έλεγχο και επομένως δεν έχουν επίπτωση στη διαδικασία μέτρησης. Όμως στα μικροσκοπικά συστήματα η εμφάνιση στοχαστικών χαρακτηριστικών έχει ακόμη πιο θεμελιώδη προέλευση, καθώς επάγεται από τη πιθανοκρατική περιγραφή που επιβάλλει η κβαντική τους υπόσταση. Έτσι, σύμφωνα

με τη κβαντική θεωρία, τα περισσότερα φυσικά φαινόμενα έχουν στοχαστικό χαρακτήρα. Ένα τυπικό παράδειγμα είναι η διάσπαση ραδιενεργών πυρήνων. Τα ραδιενεργά υλικά διασπώνται σε χρόνους που εμφανίζονται ως τυχαίοι. Για κάθε ραδιενεργή ουσία όμως υπάρχει καθορισμένη πιθανότητα κάποιος πυρήνας να διασπασθεί σε δεδομένο χρονικό διάστημα. Αυτή η πιθανότητα προσδιορίζεται στα πλαίσια της Κβαντικής Μηχανικής και εξαρτάται μόνο από το είδος του πυρήνα, δηλαδή είναι η ίδια για όλους τους πυρήνες αυτού του είδους. Δεν υπάρχει τρόπος να προβλέψει κανείς το χρόνο στον οποίο θα διασπαστεί ένας ραδιενεργός πυρήνας, καθώς η διαδικασία αυτή είναι καθαρά στοχαστική. Όταν όμως διασπασθεί ένα μεγάλο πλήθος από όμοιους πυρήνες τότε μπορεί να καθορισθεί με ακρίβεια ένας μέσος ρυθμός διάσπασης που χαρακτηρίζει μονοσήμαντα το είδος τους. Αν επιλέξει κανείς να μετρήσει το ρυθμό διάσπασης παρατηρώντας τον αριθμό διασπάσεων σε προκαθορισμένο μικρό χρονικό διάστημα εύρους Δt αυτός θα παρουσιάζει διακυμάνσεις γύρω από τη μέση τιμή. Η πειραματική μελέτη των πυρηνικών διασπάσεων μιας ραδιενεργού πηγής εστιάζεται στη στατιστική περιγραφή των διακυμάνσεων αυτών. Το αποτέλεσμα μιας τυχαίας διαδικασίας μπορεί να περιγραφεί από μια (ή και περισσότερες) τυχαία μεταβλητή x , η οποία ενδέχεται να είναι διακριτή ή συνεχής. Για παράδειγμα ο αριθμός διασπάσεων μια ραδιενεργούς πηγής σε κάποιο χρονικό διάστημα είναι μια διακριτή τυχαία μεταβλητή, ενώ ο χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών διασπάσεων αποτελεί συνεχή τυχαία μεταβλητή. Η πιθανότητα η τυχαία μεταβλητή x να λάβει κάποια συγκεκριμένη τιμή δίνεται από μία συνάρτηση, έστω $f(x)$. Αν η τυχαία μεταβλητή x είναι διακριτή τότε η συνάρτηση $f(x)$ αποτελεί την ίδια την πιθανότητα. Αν η τυχαία μεταβλητή x είναι συνεχής, τότε η συνάρτηση $f(x)$ έχει διαστάσεις αντίστροφου x , έτσι ώστε το ολοκλήρωμα $\int f(x)dx$ να εκφράζει την αδιάστατη πιθανότητα να πάρει η μεταβλητή x τιμή μέσα σε ένα διάστημα $x, x+dx$. Σε αυτήν την περίπτωση η συνάρτηση $f(x)$ ονομάζεται συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας (*p.d.f.*). Υπάρχει προφανώς άπειρος αριθμός συναρτήσεων πιθανότητας, αλλά είναι χρήσιμο να παρουσιαστούν περιληπτικά οι πιο σημαντικές από αυτές.

Δ.1. Παραδείγματα συναρτήσεων πιθανότητας

i) Διωνυμική κατανομή

Αν p είναι η πιθανότητα να συμβεί ένα γεγονός και g η πιθανότητα να μη συμβεί, τότε η συνάρτηση πιθανότητας είναι:

$$P(1) = p, \quad P(0) = g$$

με $p \geq 0$, $g \geq 0$ και $p + g = 1$. Αν επαναλάβουμε το πείραμα N φορές και έχουμε n επιτυχίες τότε συνάρτηση πιθανότητας είναι η **διωνυμική** κατανομή.

$$P(n) = \binom{N}{n} p^n g^{N-n} = \frac{N!}{(N-n)!n!} p^n g^{N-n} \quad (\Delta-1)$$

Η διωνυμική κατανομή έχει δύο παραμέτρους τα p , N .

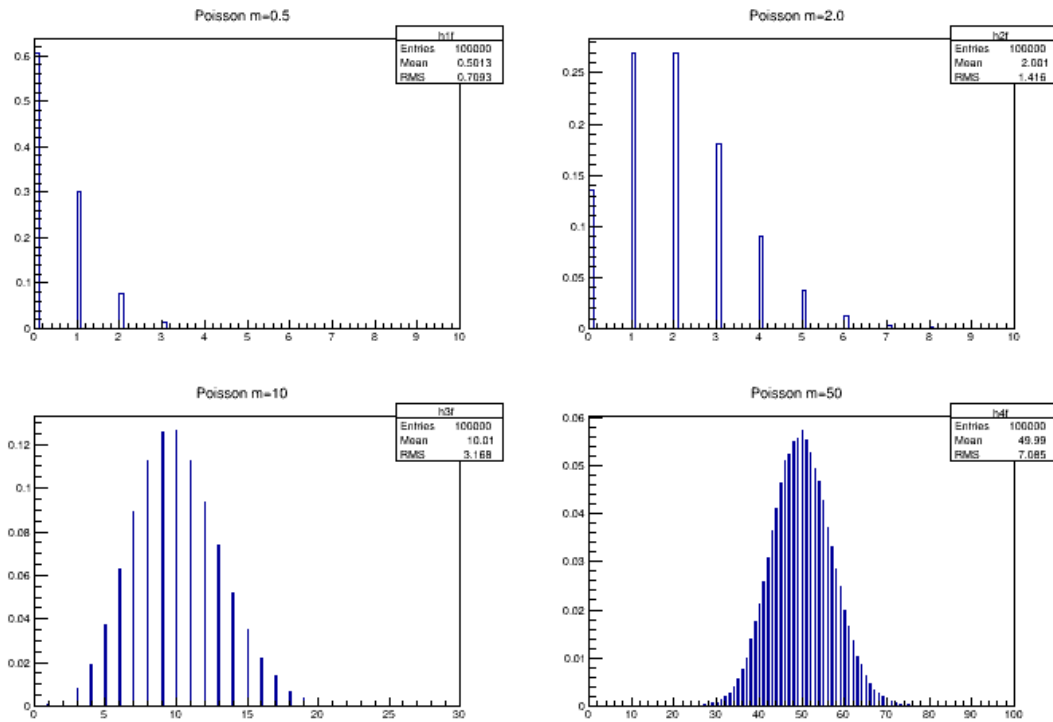
ii) Κατανομή Poisson

Η κατανομή Poisson

$$P(n) = \frac{m^n}{n!} \exp(-m) \quad (\Delta-2)$$

περιγράφει την πιθανότητα να καταγραφούν n γεγονότα, όταν αναμένονται κατά μέσο όρο m . Το n λαμβάνει διακριτές τιμές, $0, 1, 2, \dots$ ενώ η παράμετρος της κατανομής m είναι συνεχής.

Παράδειγμα: Την κατανομή αυτή ακολουθούν οι διασπάσεις των ραδιενεργών πυρήνων (Βλ. σχήμα Δ-1).



Σχήμα Δ-1

iii) Κανονική κατανομή

Η διωνυμική κατανομή και η κατανομή Poisson εφαρμόζονται σε τυχαίες μεταβλητές που λαμβάνουν διακριτές τιμές. Όταν η μεταβλητή είναι συνεχής, εξαιρετική σημασία αποκτά η κανονική κατανομή ή **κατανομή Gauss**. Η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας της κανονικής κατανομής δίνεται από την έκφραση (βλέπε σχήμα Δ-2):

$$f(x) = (\sigma\sqrt{2\pi})^{-1} \exp\left[-(x - m)^2 / 2\sigma^2\right] \quad (\Delta-3)$$

Με το μετασχηματισμό:

$$y \rightarrow (x - m) / \sigma$$

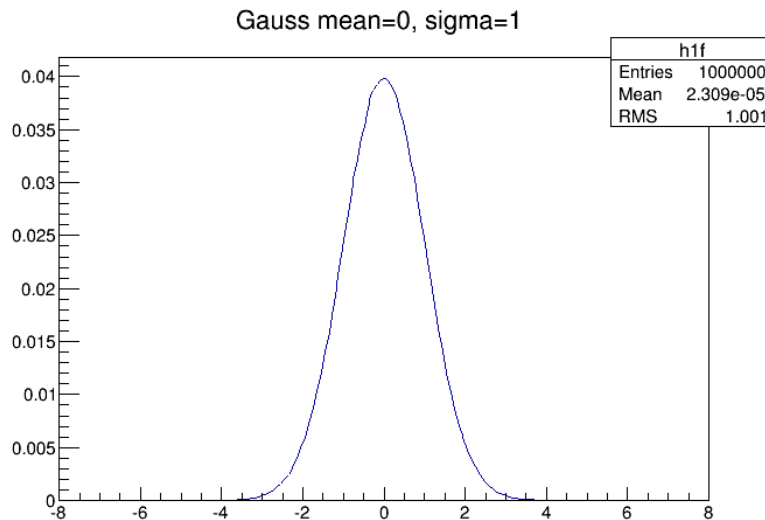
η (Δ-3) μετατρέπεται στην

$$f(y) = (\sqrt{2\pi})^{-1} \exp(-y^2 / 2) \quad (\Delta-4)$$

η (Δ-4) λέγεται τυποποιημένη κανονική κατανομή (μέση τιμή μηδέν και διασπορά μονάδα) και δίνεται σε πίνακες όπως και το ολοκλήρωμά της

$$F(y) = (\sqrt{2\pi})^{-1} \int_0^y \exp(-y^2/2) dy \quad (\Delta-5)$$

Η κανονική κατανομή έχει τεράστια σημασία και εφαρμογή, διότι σύμφωνα με το **Κεντρικό Οριακό Θεώρημα**, το άθροισμα, και επομένως **η μέση τιμή, μεγάλου αριθμού ανεξάρτητων μετρήσεων, ακολουθεί κατά προσέγγιση κανονική κατανομή**, ανεξαρτήτως από το ποια κατανομή ακολουθούν οι μετρήσεις.



Σχήμα Δ-2

Παρατήρηση: Η διωνυμική κατανομή προσεγγίζεται από την κατανομή Gauss για $N \rightarrow \infty$. Η κατανομή Poisson προσεγγίζεται από την Gauss για $m \rightarrow \infty$ (πρακτικά για $m > 30$). Η διωνυμική κατανομή προσεγγίζεται από την Poisson για $N \rightarrow \infty$, $p \rightarrow 0$ έτσι, ώστε $N_p = m = \text{σταθερό}$ (και μικρότερο του 30).

iv) Εκθετική κατανομή

Η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας δίνεται από τη σχέση:

$$f(x) = \alpha \cdot \exp(-\alpha x) \text{ για } x \geq 0 \text{ και } \alpha > 0 \quad (\Delta-6)$$

Η κατανομή Maxwell -Boltzmann είναι αυτής της μορφής με $\alpha = 1/kT$.

vii) Ομοιόμορφη κατανομή

Η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας δίνεται εδώ από τη σχέση:

$$f(x) = 1/(\beta - \alpha) \quad \alpha \leq x \leq \beta \quad (\Delta-7)$$

Δ2. Μέση Τιμή και Τυπική Απόκλιση

Υποθέτουμε ότι επαναλαμβάνουμε μια μέτρηση N φορές. Τα N αποτελέσματα x_1, x_2, \dots, x_N λέμε ότι αποτελούν ένα «δείγμα» N τάξεως από τον «πληθυσμό» όλων των δυνατών μετρήσεων. Το ποσοστό με το οποίο παρουσιάζεται κάθε αποτέλεσμα σε ολόκληρο τον πληθυσμό παρέχει την πιθανότητα για το αντίστοιχο γεγονός. Χαρακτηριστικά μεγέθη ενός πληθυσμού αποτελούν:

α) Η μέση τιμή x

$$\bar{x} = \sum_i x_i P(x_i) \quad (\Delta-8)$$

για διακριτές κατανομές ή

$$\bar{x} = \int x dP(x) = \int xf(x)dx \quad (\Delta-9)$$

για συνεχείς κατανομές.

β) Η τυπική απόκλιση σ που παρέχεται από την σχέση:

$$\sigma^2 = \sum_i (x_i - \bar{x})^2 P(x_i) \quad (\Delta-10)$$

για διακριτές κατανομές, ή

$$\sigma^2 = \int (x_i - \bar{x})^2 f(x)dx \quad (\Delta-11)$$

για συνεχείς κατανομές. Η σ αποτελεί μέτρο της διασποράς των αποτελεσμάτων x_i από τη μέση τιμή x . Το μέγεθος σ^2 λέγεται διασπορά. Η μέση τιμή x και η τυπική απόκλιση σ για ορισμένες κατανομές δίνονται στον Πίνακα (Δ-1).

Πίνακας (Δ-1)

Κατανομή		Μέση Τιμή	Τυπική Απόκλιση	Παράμετροι
διωνυμική	(Δ1)	Np	\sqrt{Npq}	N, p
Poisson	(Δ2)	m	\sqrt{m}	m
Gauss	(Δ3)	m	σ	m, σ
ομοιόμορφη	(Δ7)	$(\alpha + \beta)/2$	$(\beta - \alpha)/\sqrt{12}$	β, α
εκθετική	(Δ6)	$1/\alpha$	$\sqrt{2/\alpha}$	α

Παρατήρηση: Ο αριθμός των σωματιδίων που καταγράφονται σε έναν ανιχνευτή σε κάποιο χρονικό διάστημα ακολουθεί την κατανομή Poisson. Η τυπική απόκλιση της κατανομής Poisson, όπως φαίνεται στον Πίνακα Δ-1, είναι η τετραγωνική ρίζα της μέσης τιμής. Ως εκ τούτου η αβεβαιότητα στον αριθμό των σωματιδίων που καταγράφονται σε έναν ανιχνευτή από μία μέτρηση είναι η τετραγωνική ρίζα του αριθμού αυτού.

Δ3. Σφάλμα Μέσης Τιμής

Η τυπική απόκλιση ενός πληθυσμού δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma^2 = (1/N) \sum_{i=1}^N (x_i - m)^2 \tag{Δ-12}$$

όπου m η αναμενόμενη τιμή του x . Επειδή η αναμενόμενη τιμή είναι άγνωστη, εκτιμούμε την τυπική απόκλιση, χρησιμοποιώντας τη μέση τιμή του δείγματος από τη σχέση

$$\sigma^2 = [1/(N-1)] \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \tag{Δ-13}$$

η μέση τιμή x του δείγματος δίνεται από τη σχέση:

$$\bar{x} = (1/N) \sum_{i=1}^N x_i \quad (\Delta-14)$$

Αν επαναλάβουμε k φορές ένα πείραμα θα έχουμε αντίστοιχα k μέσες τιμές $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_k$. Αν θεωρήσουμε ως στατιστική μεταβλητή τη μέση τιμή του δείγματος τότε αυτή ακολουθεί μια κατανομή Gauss με μέση τιμή τη μέση τιμή του πληθυσμού και τυπική απόκλιση ίση με:

$$\sigma_{\bar{x}} = \sigma/\sqrt{N} \quad (\Delta-15)$$

Την τυπική απόκλιση $\sigma_{\bar{x}}$ ονομάζουμε σφάλμα της μέση τιμής:

$$\delta_{\bar{x}} = \sigma_{\bar{x}}$$

Δ4. Σφάλμα - Αβεβαιότητα

Όπως αναφέραμε προηγουμένως, η μέση τιμή ενός δείγματος ακολουθεί κανονική κατανομή. Το εμβαδόν που περικλείεται μεταξύ δύο τιμών της μεταβλητής δίνει την πιθανότητα να βρίσκεται η μεταβλητή μας μεταξύ των δύο αυτών τιμών. Αυτό γίνεται με την ολοκλήρωση της σχέσης:

$$P(x_1 \leq x \leq x_2) = (1/\sigma\sqrt{2\pi}) \int_{x_1}^{x_2} \exp[-(x-m)^2/2\sigma^2] dx$$

Προτιμότερη είναι η χρησιμοποίηση της σχέσης (Δ-5), όπου το ολοκλήρωμα

$$P_{\alpha} = F(\alpha) = 2/\sqrt{2\pi} \int_0^{\infty} \exp(-y^2/2) dy$$

Μας δίνει την πιθανότητα P_{α} να βρίσκεται μια μέτρηση σε απόσταση μεγαλύτερη από τη μέση τιμή, m, α φορές την τυπική απόκλιση σ (βλ. Πίνακα (Δ-2))

Πίνακας Δ-2

Απόκλιση	Πιθανότητα (%)
1σ	31,7
2σ	4,56
3σ	0,270
4σ	0,00633
5σ	0,0000573

Παραδείγματα

Υποθέτουμε ότι σε μια σειρά μετρήσεων βρίσκουμε:

$$\bar{x} = 0,50 \quad \sigma_{\bar{x}} = 0,02 \quad (\Delta-16)$$

Τι εμπιστοσύνη μπορώ να έχω στην εκτίμηση αυτή; Μπορεί η πραγματική τιμή m να είναι μεγαλύτερη από 1;

Στην περίπτωση αυτή η μέτρηση θα απέχει από την πραγματική τιμή m κατά

$$\alpha = [\bar{x} - m] / \sigma_{\bar{x}} = 25$$

Όπως είναι φανερό από τον Πίνακα (Δ-2), η πιθανότητα στην περίπτωση αυτή είναι απειροελάχιστη.

Αντίθετα με τις ίδιες τιμές (Δ-16) η πιθανότητα η πραγματική τιμή m να είναι μεγαλύτερη από 0,52 ($\alpha = 1$) είναι:

$$P(m > 0,502) = 0,317 / 2$$

Το αποτέλεσμα για την εκτίμηση συνήθως δίνεται με τη μορφή:

$$(\bar{x} \pm \delta\bar{x}) \quad (\Delta-17)$$

και θα πει (Πίνακας (Δ-2)) ότι το διάστημα $(\bar{x} - \delta\bar{x}, \bar{x} + \delta\bar{x})$ έχει 68,3% πιθανότητα να περιέχει την πραγματική τιμή m . Μερικές φορές αντί της (Δ-17) χρησιμοποιείται η σχέση:

$$\bar{x} \begin{matrix} + \delta x_1 \\ - \delta x_2 \end{matrix} \quad (\Delta-18)$$

Αυτό γίνεται όταν η κατανομή δεν είναι συμμετρική, π.χ. επειδή το x προέκυψε ως συνάρτηση των μετρούμενων μεγεθών. Και πάλι η έννοια της (Δ-18) είναι ότι το διάστημα $(\bar{x} - \delta x_2, \bar{x} + \delta x_1)$ έχει 68,3% πιθανότητα να περιέχει την πραγματική τιμή m .

Δ5. Διάδοση Σφαλμάτων

Έστω ότι μετράμε τα **ανεξάρτητα**¹ μεγέθη x_1, x_2, \dots, x_n και από αυτά υπολογίζουμε την συνάρτηση:

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (\Delta-19)$$

Αν τα μεγέθη x_1, \dots, x_n μετρηθήκανε με σφάλματα $\delta x_1, \dots, \delta x_n$ η συνάρτηση y θα υπολογιστεί με κάποιο σφάλμα δy , που θα οφείλεται στα αντίστοιχα των $\delta x_1, \dots, \delta x_n$ σφάλματα $\delta y_1, \dots, \delta y_n$. Εφ' όσον τα δx_i , είναι μικρά η συνεισφορά τους στη διασπορά της y , υπολογίζεται ως:

$$(\delta y_i)^2 = [(\partial f / \partial x_i) \delta x_i]^2 \quad (\Delta-20)$$

Ως εκ τούτου η τυπική απόκλιση που χρησιμοποιείται ως αβεβαιότητα που τίθεται στην y θα είναι:

$$\delta y = \sqrt{\sum_i (\partial f / \partial x_i)^2 (\delta x_i)^2} \quad (\Delta-21)$$

¹ Για την περίπτωση που τα μεγέθη x_1, x_2, \dots, x_n δεν είναι ανεξάρτητα, στον υπολογισμό της συνολικής αβεβαιότητας θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε ολόκληρο τον πίνακα συνδιασποράς των μεγεθών αυτών.

Παράδειγμα

$$y = \alpha x_1 + \beta x_2$$

και $\delta x_1 = 0.1$ και $\delta x_2 = 1$

τότε $\delta y = \sqrt{(\alpha^2/100 + \beta^2)}$

Αν $\alpha \approx \beta$ τότε $\delta y \approx \beta$ και η μεγάλη ακρίβεια με την οποία γνωρίζουμε το x_1 δεν ωφελεί. Αντίθετα, αν $\alpha \gg \beta$ τότε απαιτείται, για σχετικά μέτρια γνώση της τιμής του x_2 , πολύ καλύτερη γνώση της τιμής του x_1 .

Το σχετικό σφάλμα ϵ της y ορίζεται από τον τύπο:

$$\epsilon = \delta y / y$$

Δ6. Έλεγχος των υποθέσεων

Έστω ότι εκτελείται ένα πείραμα και δίνει τα αποτελέσματα $x_i, i = 1, \dots, k$ με συχνότητα n_i . Η θεωρία προβλέπει τα αποτελέσματα x_i με πιθανότητα εμφάνισης $P(x_i)$ για κάθε x_i . Αν η θεωρία είναι σωστή και

$$N = \sum_{i=1}^k n_i$$

$$\bar{P}(x_i) = n_i / N = n_i / \sum_{i=1}^k n_i \rightarrow P(x_i) \quad \text{για} \quad N \rightarrow \infty \quad (\Delta-22)$$

Επομένως για μεγάλες τιμές του N περιμένουμε:

$$\bar{P}(x_i) \approx P(x_i) \quad (\Delta-23)$$

Το πρόβλημα που παρουσιάζεται είναι αν οι παρατηρούμενες διαφορές, μεταξύ των $\bar{P}(x_i)$ και των $P(x_i)$ είναι σημαντικές ή όχι: Στην πρώτη περίπτωση συνάγεται ότι

η θεωρία δεν είναι σωστή (υπόθεση H_1), ενώ στη δεύτερη ότι είναι σωστή (υπόθεση H_0). Το πρόβλημα αντιμετωπίζεται ως εξής:

α) Κατασκευάζεται ένα μέτρο, z , της διαφοράς των $\bar{P}(x_i)$ από τα $P(x_i)$ π.χ. υπολογίζεται η τιμή του χ^2 και βρίσκεται η συνάρτηση πιθανότητας που ακολουθεί το z .

β) Υπολογίζεται η πιθανότητα, P , αν επαναληφθεί το πείραμα να βρεθεί για το z μεγαλύτερη τιμή από την υπολογισθείσα.

γ) Αν η τιμή που βρέθηκε στο (β) είναι μικρότερη από μια προκαθορισμένη τιμή, τότε η θεωρία απορρίπτεται (δηλ. δεχόμαστε την υπόθεση H_1), αλλιώς η θεωρία κρίνεται σωστή (δηλ. δεχόμαστε την υπόθεση H_0).

Παρατήρηση Το επίπεδο εμπιστοσύνης εξαρτάται κάθε φορά από τη συγκεκριμένη περίπτωση. Συνήθως, ως σύμβαση για να αποκλείσουμε νέα φαινόμενα που δεν περιγράφονται από την υπάρχουσα θεωρία χρησιμοποιούμε το 5%, ενώ για να υποστηρίξουμε μια καινούρια ανακάλυψη απαιτείται πιθανότητα σε επίπεδο 5σ (βλ. Πίνακα Δ-2).

Δ 7. Εκτίμηση των μεταβλητών μιας κατανομής

Πολλές φορές χρειάζεται να εκτιμηθούν οι παράμετροι μιας κατανομής από το δείγμα των μετρήσεων. Υπάρχουν διάφοροι τρόποι γι' αυτό.

α) **Μέθοδος του ελαχίστου χ^2** . Με τη μέθοδο αυτή οι παράμετροι εκλέγονται έτσι, ώστε το χ^2 , δηλαδή το μέτρο της διαφοράς των αναμενόμενων τιμών από τις παρατηρούμενες, να γίνεται ελάχιστο.

β) **Μέθοδος της μέγιστης πιθανοφάνειας, Η**. Με τη μέθοδο αυτή οι παράμετροι εκλέγονται έτσι, ώστε η πιθανότητα να παρατηρηθούν τα αποτελέσματα που έδωσε το πείραμα να γίνεται μέγιστη.

Για μεγάλα δείγματα οι δύο τρόποι δίνουν τα ίδια αποτελέσματα, ενώ για την κατανομή Gauss είναι ταυτόσημοι.

Η ποιότητα της προσαρμογής μπορεί να βρεθεί όπως και προηγούμενα από την τιμή του χ^2 ή της πιθανοφάνειας και τη συνάρτηση κατανομής που ακολουθεί. Οι

τιμές του χ^2 ή της πιθανοφάνειας, H, παρουσιάζουν ακρότατο για τις αναζητούμενες τιμές των μεταβλητών, α_i , και άρα:

$$\partial(\chi^2)/\partial\alpha_i = 0 \quad \text{ή} \quad \partial H/\partial\alpha_i = 0 \quad (\Delta-24)$$

Από την επίλυση των (Δ-24) προκύπτουν οι τιμές των παραμέτρων, α_i . Τα διάφορα «διαστήματα εμπιστοσύνης» παρέχονται από τις σχέσεις:

$$\Delta(\chi^2) = (\partial^2 \chi^2 / \partial \alpha_i^2) (\delta \alpha_i)^2 \quad \text{ή} \quad \Delta H = (\partial^2 H / \partial \alpha_i^2) (\delta \alpha_i)^2 \quad (\Delta-25)$$

Από την (Δ-25) βρίσκονται τα «σφάλματα $\delta \alpha_i$, κατά την εκτίμηση των παραμέτρων α_i ». π.χ. για το διάστημα 68% $\Delta H \approx (1/2)H_{\max}$ και τα $\partial^2 H / \partial \alpha_i^2$ υπολογίζονται στο μέγιστο της H.

Παράδειγμα 1

Υποθέτουμε ότι οι μετρήσεις μας ακολουθούν κατανομή Poisson με άγνωστη την μέση τιμή m. Παίρνουμε N μετρήσεις και έστω ότι παρατηρήθηκε x_i , $i = 0, 1, 2, 3, \dots$ φορές η τιμή i.

α) Η εκτίμηση μας με τη μέθοδο ελαχίστου χ^2 για τη μέση τιμή m είναι εκείνη για την οποία η παράσταση

$$\chi^2 = \sum [(x_i - \alpha_i)^2 / \alpha_i]$$

γίνεται ελάχιστη, όπου $a_i = N \cdot \frac{m^i}{i!} e^{-m}$, η θεωρητική συχνότητα του i.

Παράδειγμα 2

Υποθέτουμε N μετρήσεις που ακολουθούν κατανομή Gauss με άγνωστες παραμέτρους m και σ .

α) Με τη μέθοδο ελαχίστου χ^2 έχουμε:

$$\chi^2 = \sum ((x_i - m)/\sigma)^2 = \text{ελάχιστο}$$

Οπότε $m = (1/N) \sum_i x_i$ η μέση τιμή του δείγματος.

β) Με τη μέθοδο μέγιστης πιθανοφάνειας, είναι:

$$H \approx \prod_i \exp\left(-\frac{(x_i - m)^2}{2\sigma^2}\right) = \exp\left(-\sum_i \frac{(x_i - m)^2}{2\sigma^2}\right) = \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right)$$

Η παραπάνω έκφραση μεγιστοποιείται όταν το χ^2 γίνεται ελάχιστο δίνοντας ταυτόσημη εκτίμηση για τη μέση τιμή της κατανομής Gauss m .

Βιβλιογραφία:

1. Θ. Κάκουλλου, Μαθήματα Θεωρίας Πιθανοτήτων.
2. Θ. Κάκουλλου, Μαθήματα Στατιστικής
3. Σ.Ε. Τζαμαρίας, Στατιστικές Μέθοδοι Ανάλυσης Πειραματικών Δεδομένων
4. J. Topping, Errors of Observation and Their Treatment.
5. Pugh - Winslow, The analysis of Physical Measurements.
6. R.J. Barlow, Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences
7. M. Drogg, Dealing with Uncertainties, A Guide to Error Analysis
8. W.T. Eadie, Statistical Methods in Experimental Physics.

E. ΑΡΧΕΣ ΑΚΤΙΝΟΠΡΟΣΤΑΣΙΑΣ

E1. Περιβάλλον και ακτινοβολίες

Ακτινοβολίες πάντα υπήρχαν στο περιβάλλον. Έρχονται από το διάστημα, τον Ήλιο και τα άλλα αστέρια, εκπέμπονται από τα ραδιενεργά στοιχεία που υπάρχουν στο έδαφος, ακόμη και στο ίδιο μας το σώμα. Ακτινοβολία είναι το φως που βλέπουμε, ακτινοβολία (που δεν την βλέπουμε) εκπέμπει η θερμάστρα και μας ζεσταίνει, ακτινοβολία περνάει από το σώμα μας (ακτίνες- γ) όταν κάνουμε ακτινογραφία, ακτινοβολία εκπέμπει το κινητό τηλέφωνο. Οι ακτινοβολίες αυτές διαφέρουν ως προς την ενέργεια που έχουν, κι ανάλογα με την ενέργεια τους είναι και η δράση τους, η αλληλεπίδρασή τους με το περιβάλλον και τον άνθρωπο.

Ιονίζουσες ακτινοβολίες (ionizing radiation) λέμε τις ακτινοβολίες εκείνες που έχουν αρκετά μεγάλη ενέργεια, ώστε να μπορούν να ιονίσουν την ύλη. Μη-ιονίζουσες ακτινοβολίες (non-ionizing radiation) είναι οι ακτινοβολίες, όπως το ορατό φως και τα μικροκύματα, που δεν έχουν αρκετή ενέργεια να ιονίσουν την ύλη. Οι ιονίζουσες ακτινοβολίες μπορεί να είναι ηλεκτρομαγνητικής φύσεως (φωτόνια), αλλά και σωματιδιακής όπως τα σωματίδια α και β που εκπέμπονται όταν ένας ραδιενεργός πυρήνας διασπαστεί ή και νετρόνια που παράγονται σε μεγάλους αριθμούς στους πυρηνικούς αντιδραστήρες καθώς και κατά την έκρηξη πυρηνικών όπλων.

Παρακάτω παρουσιάζεται ένα τυπικό παράδειγμα που δείχνει τις ιονίζουσες ακτινοβολίες που υπάρχουν στο περιβάλλον που ζούμε. Οι ακτινοβολίες αυτές είναι φυσικής προέλευσης και πρακτικά ήταν οι ίδιες σ' όλη τη διάρκεια της εξέλιξη της ζωής (και του ανθρώπου) στον πλανήτη μας.

Περίπου 100.000 κοσμικά νετρόνια και άλλα 400.000 δευτερογενή σωματίδια περνάνε από το σώμα μας κάθε ώρα.

Περίπου 30.000 ραδιενεργά άτομα διασπώνται κάθε ώρα στους πνεύμονές μας

Περίπου 15.000.000 ραδιενεργά άτομα καλίου-40 και 7.000 ουρανίου διασπώνται κάθε ώρα στο σώμα μας.

Περισσότερες από 200.000.000 ακτίνες- γ περνάνε από το σώμα μας κάθε ώρα

Η βιολογική δράση των μη-ιονιζουσών ακτινοβολιών (ζεσταινόμαστε από τη θερμάστρα, μαυρίζουμε στον ήλιο...) ερμηνεύεται από την απόθεση-απορρόφηση μεγάλης ποσότητας ενέργειας από τον οργανισμό μας. Αντίθετα η βιολογική δράση

των ιονίζουσών ακτινοβολιών δεν μπορεί να ερμηνευτεί με τον ίδιο τρόπο, όπως θα δούμε στη συνέχεια. Προηγούμενα όμως θα αναφέρουμε συνοπτικά πως παράγονται οι ιονίζουσες ακτινοβολίες και πως αλληλεπιδρούν με την ύλη.

E2. Ακτινοβολίες και βιολογικά συστήματα

Κρίσιμος στόχος: DNA

Κρίσιμη βλάβη: διπλή θραύση DNA

Κατά την αλληλεπίδραση ιονίζουσας ακτινοβολίας – βιολογικού συστήματος επέρχεται διέγερση και ιονισμός των βιολογικών μορίων (άμεση δράση) και σχηματίζονται δραστικές ελεύθερες ρίζες (από την υδρόλυση του νερού). Οι ρίζες αυτές αντιδρούν έντονα με το DNA (έμμεση δράση). Το αποτέλεσμα είναι χημικές αλλαγές σε κυτταρικό επίπεδο. Το πιθανό βιολογικό αποτέλεσμα (σωματική ή/και γενετική επιβάρυνση) είναι επακόλουθο της μη έγκαιρης και σωστής επιδιόρθωσης της βλάβης και εξαρτάται από την **ποσότητα** και την **ποιότητα** της ενέργειας της ακτινοβολίας που απορροφήθηκε.

Η δόση εκφράζει την ποσότητα της ενέργειας της ακτινοβολίας που απορροφήθηκε:

$$\text{Δόση} = (\text{Ενέργεια που απορροφήθηκε από ακτινοβολία}) / (\text{μονάδα μάζας})$$

Στο σύστημα μονάδων SI η δόση μετριέται σε Gy. Παλαιότερα ήταν σε χρήση το rad, όπου: $1\text{Gy} = 1\text{ J/kg} = 100\text{ rad}$ ($=6,24 \times 10^{12}\text{ MeV/kg} \approx 0,24\text{ cal/kg}$)

Η ισοδύναμη δόση εκφράζει το συνδυασμένο αποτέλεσμα της ποσότητας (δόση) και της ποιότητας (παράγοντας ποιότητας Q) της ακτινοβολίας:

$$\text{Ισοδύναμη Δόση} = \text{Δόση} \times Q$$

Στο σύστημα μονάδων SI η ισοδύναμη δόση μετριέται σε Sv (Sievert). Παλαιότερα ήταν σε χρήση το rem, όπου $1\text{ Sv} = 100\text{ rem} = 1\text{ Gy} \cdot Q$.

Ο παράγοντας Q εκφράζει την ποιότητα της ακτινοβολίας και παίρνει τις τιμές $Q=1$ (για φωτόνια και ηλεκτρόνια σε όλες τις ενέργειες), $Q=20$ (για τα σωματία-α) και $Q=5-20$ (για τα νετρόνια).

Το πιθανό βιολογικό αποτέλεσμα εξαρτάται από την ισοδύναμη δόση. Αυτό σημαίνει για παράδειγμα πως για δόση 1 Gy από φωτόνια ή σωματία-α, η επιβάρυνση

από τα σωματίδια-α θα είναι πολύ μεγαλύτερη (αυτό συνδέεται με την πολύ μεγαλύτερη πυκνότητα ιονισμών κατά μήκος της πολύ μικρής τροχιάς των σωματίων-α, και επομένως της αυξημένης πιθανότητας για διπλή θραύση της αλυσίδας του DNA). Στο συγκεκριμένο παράδειγμα η ισοδύναμη δόση θα είναι 1 Sv από τα φωτόνια και 20 Sv από τα σωματίδια-α.

Τα βιολογικά αποτελέσματα της ακτινοβολίας χωρίζονται σε **στοχαστικά** και **μη-στοχαστικά**. Τα **μη-στοχαστικά** (τριχόπτωση, καταρράκτης οφθαλμών, στειρώση, ακόμη και θάνατος) είναι τα άμεσα αποτελέσματα της ακτινοβολίας, παρουσιάζονται όταν η δόση υπερβεί κάποιο κατώφλι, και με την αύξηση της δόσης γίνονται σφοδρότερα.

Παράδειγμα θανατηφόρου δόσης: Ολόσωμη ακτινοβόληση με 5 Gy στα θηλαστικά είναι πολύ πιθανό να οδηγήσει στον θάνατο. Και όμως η συνολική ποσότητα της ενέργειας που απορροφήθηκε από το σώμα είναι μόλις $5 \text{ Gy} \times (\sim 70 \text{ Kg}) = 359 \text{ Joule} = \mathbf{84 \text{ cal}}$ (να συγκριθεί με την ενέργεια 120 kcal που παίρνουμε τρώγοντας ένα σοκολατάκι!). Η ελάχιστη αυτή ποσότητα ενέργειας (84 cal) που αν απορροφηθεί από ιονίζουσα ακτινοβολία είναι θανατηφόρος για τον άνθρωπο, δεν φτάνει για να αυξηθεί η θερμοκρασία του ούτε κατά ένα χιλιοστό του 1°C . Θανατηφόρα για το κύτταρο απορρόφηση δόσης από **μη-ιονίζουσα** ακτινοβολία θα πρέπει να είναι δεκάδες φορές μεγαλύτερη ώστε να αυξηθεί η θερμοκρασία περισσότερο από 44°C .

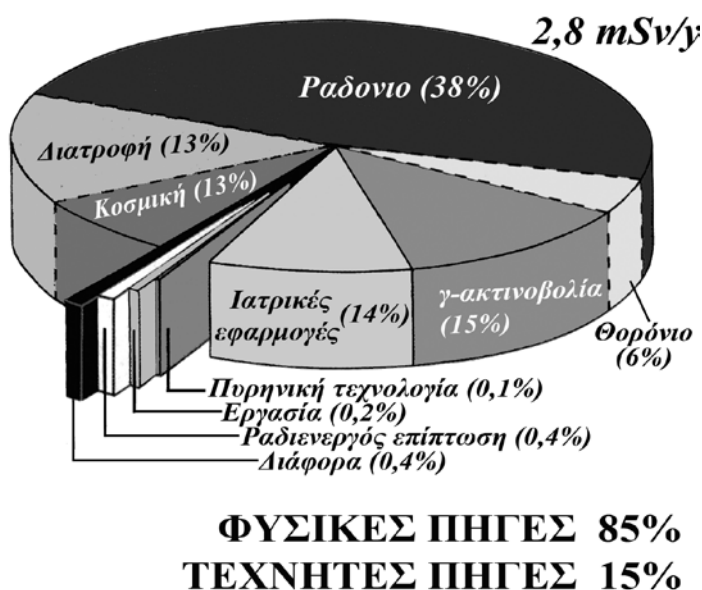
Τα **στοχαστικά** αποτελέσματα της ακτινοβολίας (καρκινογένεση, γενετική επιβάρυνση) είναι απώτερα, ΔΕΝ παρουσιάζουν κατώφλι, και με την αύξηση της δόσης αυξάνει η πιθανότητα εμφάνισης της βλάβης.

Καμιά δόση οσοδήποτε μικρή δεν θεωρείται ασφαλής

Αυτό βέβαια δεν σημαίνει πως μπορούμε να μηδενίσουμε τη δόση που δεχόμαστε. Ο άνθρωπος κατά μέσο όρο δέχεται 2,8 mSv τον χρόνο. Στο σχήμα (E-1) παρουσιάζεται η συνεισφορά των διαφόρων πηγών ακτινοβολίας, φυσικής και τεχνητής προέλευσης στην **μέση ετήσια παγκόσμια** ισοδύναμη δόση, που ανέρχεται σε **2,8 mSv**. Παρατηρούμε ότι το ~85% οφείλεται σε φυσικές πηγές ακτινοβολίας και το ~15% σε τεχνητές πηγές. Από τις τελευταίες το μεγαλύτερο μέρος αναφέρεται σε ιατρικές εφαρμογές. Θα πρέπει βέβαια να τονιστεί ότι το αντίστοιχο όφελος για την υγεία των

ασθενών είναι κατά πολύ μεγαλύτερο από την αύξηση της πιθανότητας εμφάνισης κάποιας ακτινοπροκλητής βλάβης (στοχαστικής φύσεως).

Στον πίνακα E-1 παρουσιάζονται ενδεικτικά ολόσωμες ισοδύναμες δόσεις για τις συνηθέστερες ιατρικές διαγνωστικές εξετάσεις με χρήση ιονίζουσών ακτινοβολιών (κλασική ακτινογραφία, αξονική τομογραφία (CT), ποζιτρονική τομογραφία (PET)). Για κάθε εξέταση η δόση συγκρίνεται με μία τυπική ακτινογραφία θώρακος καθώς και με τη μέση δόση από την ακτινοβολία υποβάθρου.

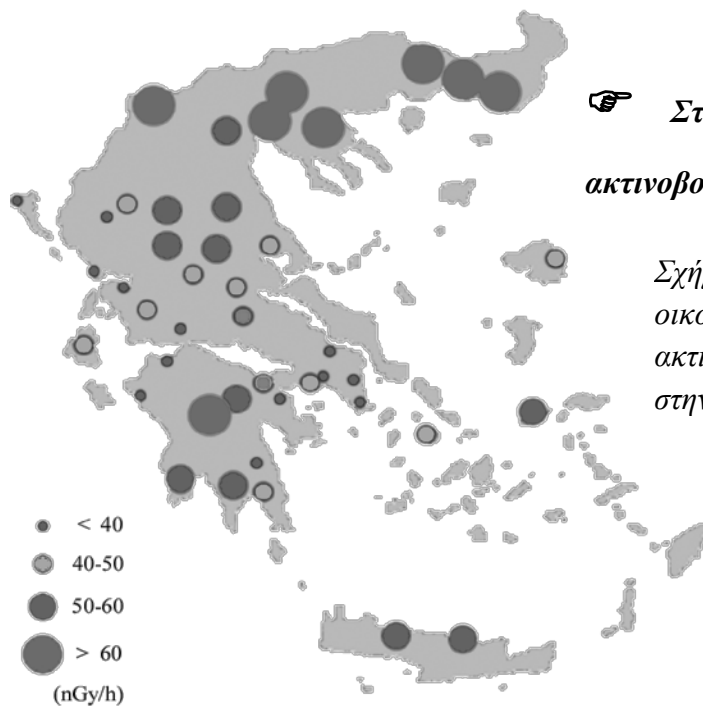


Σχήμα E-1 Συνεισφορά των διαφόρων πηγών ακτινοβολίας, φυσικής και τεχνητής προέλευσης στην μέση ετήσια παγκόσμια ισοδύναμη δόση

Στο σχήμα (E-2) παρουσιάζονται πειραματικά αποτελέσματα που δείχνουν τα επίπεδα της ακτινοβολίας από οικοδομικά υλικά και κοσμική ακτινοβολία στο εσωτερικό κατοικιών στην χώρα μας. Παρατηρούμε σχετικά αυξημένες τιμές στη βόρεια Ελλάδα και πολύ μικρές τιμές στην Αττική (συγκριτικά με τις άλλες Ευρωπαϊκές χώρες, η χώρα μας έχει χαμηλότερες τιμές φυσικής ακτινοβολίας).

Εξέταση	Ολόσωμη ισοδύναμη δόση (mSv)	Ισοδύναμος αριθμός ακτινογραφιών θώρακος	Ισοδύναμη περίοδος ακτινοβολίας υποβάθρου
Α/φία θώρακος	0,02	1	3 ημέρες
Α/φία κοιλίας	1,0	50	6 μήνες
Αξονική εγκεφάλου	2,3	115	1 έτος
Αξονική θώρακος	8	400	3,6 έτη
Αξονική κοιλίας	10	500	4,5 έτη
Σπινθηρογράφημα θυρεοειδούς	1	50	6 μήνες
Ποζιτρονική Τομογραφία (PET)	5	250	2,3 έτη

Πίνακας E-1 Ολόσωμες ισοδύναμες δόσεις για τις συνηθέστερες ιατρικές διαγνωστικές εξετάσεις με χρήση ιονιζουσών ακτινοβολιών



☞ Στο χώρο του εργαστηρίου τα επίπεδα ακτινοβολίας υποβάθρου είναι ~60 nGy/h

Σχήμα E2-2 Επίπεδα ακτινοβολίας από οικοδομικά υλικά και κοσμική ακτινοβολία στο εσωτερικό κατοικιών στην χώρα μας

E3. Στοιχεία ακτινοπροστασίας

Σκοπός της ακτινοπροστασίας είναι ο περιορισμός των στοχαστικών και η αποφυγή των μη-στοχαστικών αποτελεσμάτων της αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με την έμβια ύλη. Σε διεθνές επίπεδο η εφαρμογή της ακτινοπροστασίας προς δημόσιο όφελος ελέγχεται και προωθείται από τη Διεθνή Επιτροπή Ακτινοπροστασίας (International Commission on Radiological Protection, ICRP, <http://www.icrp.org/>), ιδρυθείσα το 1928. Η ICRP εκδίδει οδηγίες προστασίας και συστάσεις βασιζόμενη στις θεμελιώδεις αρχές ακτινοπροστασίας από ιονίζουσες ακτινοβολίες. Σε εθνικό επίπεδο η αρμόδια αρχή για θέματα ακτινοπροστασίας γενικού πληθυσμού, εργαζομένων και περιβάλλοντος από τις ιονίζουσες ακτινοβολίες καθώς και για θέματα αντιμετώπισης πυρηνικών/ραδιολογικών ατυχημάτων είναι η Ελληνική Επιτροπή Ατομικής Ενέργειας (ΕΕΑΕ, <http://www.eeae.gr/gr/>). Οι κανονισμοί ακτινοπροστασίας καθώς και οι διαδικασίες ελέγχου και αδειοδότησης της χρήσης πηγών ιονίζουσας ακτινοβολίας είναι κατά νόμο ευθύνη της ΕΕΑΕ ως επιστημονικού συμβούλου του Υπουργείου Ανάπτυξης. Ο ισχύων Κανονισμός Ακτινοπροστασίας έγινε βάσει της Υπουργικής Απόφασης 1014 (ΦΟΡ) 94, *Έγκριση Κανονισμών Ακτινοπροστασίας, ΦΕΚ 216/6 Μαρτίου 2001, Τεύχος Δεύτερο*.

Κανονισμός Ακτινοπροστασίας – Βασικές αρχές

Ο κανονισμός ακτινοπροστασίας περιλαμβάνει τις βασικές προϋποθέσεις και απαιτήσεις ακτινοπροστασίας για την άσκηση δραστηριοτήτων που εγκυμονούν κινδύνους από ιονίζουσες ακτινοβολίες καθώς και την προστασία του γενικού πληθυσμού. Οι γενικές αρχές πάνω στις οποίες βασίζεται ο Κανονισμός Ακτινοπροστασίας είναι:

α. **Αρχή Αιτιολόγησης** : κάθε πρακτική με ιονίζουσες ακτινοβολίες, πρέπει να κριθεί αιτιολογημένα βάσει των κοινωνικο-οικονομικών ή άλλων πλεονεκτημάτων που παρέχει σε σχέση με την βλάβη στην υγεία την οποία μπορεί να προκαλέσει. Οι μη αιτιολογημένες εκθέσεις απαγορεύονται.

β. **Αρχή Βελτιστοποίησης** : για κάθε αιτιολογημένη έκθεση σε ιονίζουσα ακτινοβολία, πρέπει να ακολουθείται πρακτική τέτοια ώστε η συνεπαγόμενη δόση, ο αριθμός των εκτιθέμενων ατόμων και η πιθανότητα να προκύψουν μη αναμενόμενες εκθέσεις, να διατηρούνται στα χαμηλότερα δυνατά επίπεδα όσο αυτό είναι λογικά εφικτό.

γ. Αρχή Ορίων Δόσεων: δεν επιτρέπεται υπέρβαση των θεσπισμένων ορίων δόσεων παρά μόνο σε ειδικές περιπτώσεις και αφού ληφθεί υπόψιν η Αρχή της Αιτιολόγησης.

Η αρχή αυτή δεν ισχύει για τις ιατρικές εκθέσεις. Τα όρια αυτά δόσεων είναι:

- ✓ 20 mSv ανά έτος για τους επαγγελματικά εκτιθέμενους και 100 mSv για περίοδο πέντε συνεχόμενων ετών
- ✓ 1 mSv ανά έτος για άτομα του κοινού. Στο όριο αυτό δεν περιλαμβάνονται οι δόσεις που οφείλονται σε ιατρικές εφαρμογές και στη φυσική ακτινοβολία

Ειδικότερα για **μαθητευόμενους ή σπουδαστές** που εμπλέκονται σε χρήση ιονίζουσών ακτινοβολιών ο κανονισμός ακτινοπροστασίας προβλέπει:

- ✓ για άνω των 18 χρονών και σπουδές όπου είναι αναγκαία η χρήση ιονίζουσών ακτινοβολιών ή οδηγούν σε επάγγελμα που συνεπάγεται τη χρήση τους το όριο είναι ίδιο με αυτό των επαγγελματικά εκτιθέμενων
- ✓ από 16 έως 18 ετών το όριο είναι 6 mSv ανά έτος για μαθητευόμενους ή σπουδαστές όπως στην προηγούμενη κατηγορία
- ✓ για άνω των 16 ετών που δεν υπάγονται στις δύο προηγούμενες κατηγορίες το όριο δόσης είναι ίδιο με τα άτομα του κοινού.

Γενικότερα, βασική αρχή της ακτινοπροστασίας είναι η αποφυγή κάθε περιττής έκθεσης σε ακτινοβολία και ο περιορισμός της δόσης όταν η έκθεση κρίνεται αναγκαία. Στην πράξη οι βασικές αρχές και κανόνες ακτινοπροστασίας μπορούν να συνοψιστούν στα ακόλουθα:

- ☞ Ελαχιστοποίηση του **χρόνου** έκθεσης στην ακτινοβολία
- ☞ Μεγιστοποίηση **απόστασης** από την πηγή ακτινοβολίας
- ☞ Χρησιμοποίηση κατάλληλης **θωράκισης** μεταξύ του εκτιθέμενου και της πηγής ακτινοβολίας

Το εργαστήριο Πυρηνικής Φυσικής αποτελεί χώρο όπου χρησιμοποιούνται πηγές ακτινοβολίας (ραδιενεργά ισότοπα) και επομένως οι παραπάνω αρχές και κανονισμοί θα πρέπει να εφαρμόζονται. Η ισχύς των χρησιμοποιούμενων πηγών είναι αρκετά μικρή και η θωράκιση των χώρων φύλαξης των πηγών επαρκής ώστε συνολικά η έκθεση των ασκούμενων φοιτητών να καθίσταται ελάχιστη και πάντως πολύ μικρότερη από περιοχές με υψηλά επίπεδα φυσικής ακτινοβολίας. Παρόλα αυτά η ορθή πρακτική χρήσης των πηγών είναι αναγκαία με βάση την αρχή της βελτιστοποίησης. Στα πλαίσια αυτά σε κάθε βήμα της εκάστοτε άσκησης θα πρέπει να χρησιμοποιείται μόνο η αντίστοιχη απαραίτητη πηγή, η οποία μετά το πέρας της χρήσης της θα πρέπει να επιστρέφεται για φύλαξη. **Η άσκοπη χρήση πηγών είναι**

περιττή ακτινοβολήση. Τέλος θα πρέπει να τονιστεί ότι σε καμία περίπτωση δεν θα πρέπει να αλλοιώνονται το περιβλήμα και το κάλυμμα κάθε πηγής με κανένα τρόπο, οπότε και θα υπήρχε πιθανότητα απευθείας επαφής με το ραδιενεργό ισότοπο και πιθανή μεταφορά του στον οργανισμό, όπου θα ακτινοβολεί από μικρή απόσταση με μικρή ισχύ για πολύ ΜΕΓΑΛΟ χρονικό διάστημα. Οι ραδιενεργές πηγές του εργαστηρίου, αν και ακίνδυνες κατά τη χρήση τους στα πλαίσια των ασκήσεων, ΔΕΝ ΕΙΝΑΙ ΠΑΙΧΝΙΔΙ. Τέλος καλό θα ήταν μετά το πέρας της άσκησης οι Φοιτητές να πλένουν τα χέρια τους, ώστε να μηδενιστεί η όποια πιθανότητα ραδιομόλυνσης.

E4. Εγκυμοσύνη και ακτινοβολία

Η έκθεση σε ιονίζουσα ακτινοβολία εγκύων συνεπάγεται, εκτός των άλλων, πιθανούς κινδύνους και για το κύημα/έμβρυο. Η βιολογική επίδραση της ακτινοβολίας στο κύημα/έμβρυο (στοχαστικά και μη αποτελέσματα) πέρα από την απορροφούμενη δόση εξαρτάται και από τη φάση ανάπτυξής του κατά την ακτινοβολήση. Τα άμεσα αποτελέσματα (μη στοχαστικά) αφορούν σε εμφάνιση δυσπλασιών και νοητική καθυστέρηση στο παιδί ή διακοπή της κύησης. Η πιθανότητα εμφάνισης των απωτέρων αποτελεσμάτων (στοχαστικά τα οποία αφορούν κυρίως σε καρκινογενέσεις και λευχαιμία) αυξάνεται ανάλογα με τη δόση που δέχεται το έμβρυο και εκτιμάται περίπου σε 0,015% ανά 1 mSv.

Ανάλογα με τη φάση ανάπτυξης του κυήματος/εμβρύου οι επιδράσεις της ακτινοβολίας στο παιδί που θα γεννηθεί είναι:

- ✓ 1η φάση (1^η-2^η εβδομάδα): Θεωρείται ότι το παιδί που θα γεννηθεί δεν θα εμφανίσει βλάβες εξαιτίας της ακτινοβολήσης κατά την φάση αυτή, χωρίς ωστόσο οι στοχαστικοί κίνδυνοι (απώτερα αποτελέσματα) να μπορούν να αποκλεισθούν εντελώς. Η φάση αυτή θεωρείται χαμηλού κινδύνου.
- ✓ 2η φάση (3^η-8^η εβδομάδα): Κατά τη διάρκειά της και για δόσεις στο κύημα μεγαλύτερες των 100 mSv, υπάρχει πιθανότητα εμφάνισης δυσπλασίας.
- ✓ 3η φάση (8^η εβδομάδα - τοκετός): Το πρώτο διάστημα (8^η-15^η εβδομάδα) της φάσης αυτής, κατά το οποίο συντελείται η βασική διάπλαση του κεντρικού νευρικού συστήματος, έκθεση του εμβρύου σε υψηλές δόσεις (πάνω από 100 mSv) μπορεί να οδηγήσει σε μείωση του δείκτη νοημοσύνης.

Η τιμή αυτή των 100 mSv είναι πολύ υψηλή και υποδηλώνει ότι οποιαδήποτε απεικονιστική τεχνική σε έγκυο είναι πλήρως τεκμηριωμένη (βλέπε π.χ. δόσεις συνηθέστερων ιατρικών διαγνωστικών εξετάσεων, πίνακας E-1). Οι δόσεις που μπορεί να δεχτεί μία φοιτήτρια κατά την άσκησή της στο εργαστήριο Πυρηνικής Φυσικής είναι εκατοντάδες χιλιάδες φορές μικρότερη από την τιμή αυτή.

ΠΦ1. ΑΣΚΗΣΗ 1**Μελέτη Χαρακτηριστικών του Ανιχνευτή Geiger-Müller****Σκοπός**

Η μελέτη των χαρακτηριστικών του G-M και ειδικότερα της χαρακτηριστικής του καμπύλης, του οροπεδίου, του νεκρού χρόνου και της απόδοσής του για β και γ ακτινοβολία.

Θεωρία

Ο ανιχνευτής G-M είναι το απλούστερο όργανο ανίχνευσης πυρηνικών ακτινοβολιών (βλέπε θεωρητικό μέρος Γ1). Η γραφική παράσταση του αριθμού N των καταμετρούμενων σωματίων στο χρόνο t σε συνάρτηση με την τάση V έχει τη μορφή του σχήματος (Γ1-4).

Η τάση V_1 , απ' όπου ο αριθμός των καταμετρούμενων κρούσεων γίνεται σχεδόν ανεξάρτητος από την υψηλή του τάση, καλείται **κατώφλι** (threshold). Η περιοχή καμπύλης που αντιστοιχεί σε τάση μεταξύ V_1 και V_2 λέγεται **οροπέδιο** (plateau). Σαν **τάση λειτουργίας** V_λ εκλέγουμε μια τάση στο μέσο περίπου του οροπεδίου. Η λειτουργία του G-M σε τάση μεγαλύτερη από V_2 έχει σαν αποτέλεσμα, εκτός από πιθανή καταστροφή του ανιχνευτή, ο αριθμός των καταμετρούμενων κρούσεων να μην αντιπροσωπεύει τον πραγματικό αριθμό σωματίων.

Η κλίση b του οροπεδίου δίνεται συνήθως επί τοις εκατό ανά 100 Volts σύμφωνα με τη σχέση:

$$b = 100(N_2 - N_1)/N_1 \cdot 100/(V_2 - V_1) \quad (1-1)$$

Επίσης μπορεί να υπολογισθεί σαν εφαπτόμενη της αντίστοιχης γωνίας, δηλαδή:

$$b = (N_2 - N_1)/(V_2 - V_1) \quad (1-2)$$

Η κλίση ενός καλού ανιχνευτή G-M είναι της τάξης του 3% ανά 100 Volts. Όσο χρησιμοποιείται ο G-M το οροπέδιό του γίνεται στενότερο και η κλίση του μεγαλύτερη. Ο χρόνος ζωής ενός ανιχνευτή G-M είναι της τάξης των 10^{10} ανιχνευομένων σωματίων και εξαρτάται από το χρόνο ζωής του αερίου (συνήθως αλκοόλη) που χρησιμοποιείται στον G-M για την απόσβεση της εκκένωσης.

Στο σχήμα (1-1) φαίνεται η μορφή του παλμού στην έξοδο του G-M. Ο νεκρός χρόνος (dead time) είναι χαρακτηριστικό μέγεθος του ανιχνευτή και ορίζεται σαν ο μικρότερος χρόνος που πρέπει να μεσολαβήσει στη διέλευση δύο σωματίων ώστε να δώσουν χωριστούς παλμούς. Ο χρόνος διαχωρισμού (resolving time) ορίζεται σαν ο μικρότερος χρόνος που πρέπει να μεσολαβήσει στη διέλευση δύο σωματίων ώστε να καταμετρηθούν, και είναι χαρακτηριστικό μέγεθος ολόκληρου του **μετρητικού** συστήματος. Για τον G-M ο νεκρός χρόνος είναι αρκετά μεγάλος (100 έως 200μsec) και έτσι στην περίπτωση που το ηλεκτρονικό σύστημα είναι γρήγορο ο χρόνος διαχωρισμού είναι πρακτικά ίσος με το νεκρό χρόνο του ανιχνευτή. Προφανώς ενδιαφέρει ο χρόνος διαχωρισμού να είναι ο ελάχιστος δυνατός, ειδικά αν πρόκειται να καταμετρηθεί μεγάλος ρυθμός (κρούσεις/sec). Η διόρθωση που θα πρέπει να γίνει στον καταμετρούμενο ρυθμό λόγω της ύπαρξης μη μηδενικού χρόνου διαχωρισμού υπολογίζεται ως εξής:

Αν τ ο χρόνος διαχωρισμού,

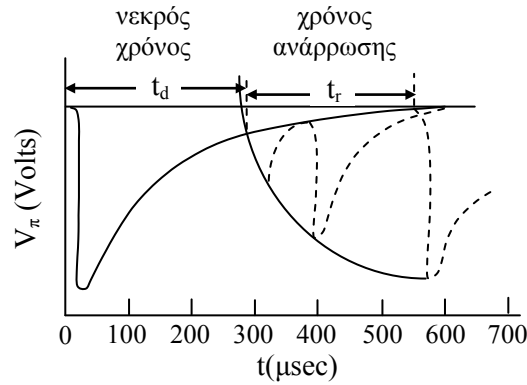
n ο ρυθμός καταμετρούμενων σωματίων και

N ο αντίστοιχος ρυθμός όταν $\tau \rightarrow 0$

τότε, $n\tau$ είναι το ποσοστό του χρόνου που ο ανιχνευτής (το σύστημα) δεν είναι ευαίσθητος

Nnr είναι ο αριθμός των κρούσεων που «χάνονται» στη μονάδα του χρόνου και επομένως:

$$N - n = Nnr \quad \text{ή} \quad N = n/(1 - nr) \quad (1-3)$$



Σχήμα (1-1)

Για να υπολογίσουμε πειραματικά το νεκρό χρόνο του G-M (ίσως πρακτικά με το χρόνο διαχωρισμού), χρησιμοποιούμε τη μέθοδο των δύο πηγών:

Μετράμε το ρυθμό n_1 με μια πηγή, μετά προσθέτουμε, συμμετρικά ως προς την πρώτη, δεύτερη όμοια πηγή και μετράμε το ρυθμό n_{12} με τις δύο πηγές ταυτόχρονα. Αφαιρούμε την πρώτη πηγή χωρίς να μετακινήσουμε τη δεύτερη και μετράμε το ρυθμό n_2 . Τέλος παίρνουμε μια μέτρηση n_b του υπόβαθρου, χωρίς πηγή. Αν N_1, N_2, N_{12} και N_b είναι οι αντίστοιχοι ρυθμοί των n_1, n_{12} και n_b για $r \rightarrow 0$, έχουμε:

$$N_1 + N_2 = N_{12} + N_b \tag{1-4}$$

επειδή καθένας από τους ρυθμούς N_1, N_2 και N_{12} συμπεριλαμβάνει τον πραγματικό ρυθμό των καταμετρούμενων σωματίων και το ρυθμό από το υπόβαθρο. Αν χρησιμοποιήσουμε τις προσεγγίσεις:

$$n/(1 - nr) \cong n + n^2 r \quad \text{και} \quad n_b/(1 - n_b r) \cong n_b$$

η σχέση (1-4) με τη βοήθεια της (1-3) δίνει τελικά:

$$t_d = r = (n_1 + n_2 - n_{12} - n_b) / (n_{12}^2 - n_1^2 - n_2^2) \tag{1-5}$$

Ένα από τα βασικά χαρακτηριστικά ενός ανιχνευτή είναι και η απόδοσή του που καθορίζει το ποσοστό της προσπίπτουσας (στον ανιχνευτή) ροής που ανιχνεύεται. Ισχύει δηλαδή:

$$A = N_{\text{κατ}} / N_{\text{εισ}} \tag{1-6}$$

όπου $N_{κατ}$ είναι ο αριθμός των καταμετρούμενων στη μονάδα χρόνου σωματίων και $N_{εισ}$ ο αριθμός των εισερχόμενων στον ανιχνευτή σωματίων. Σε ένα ανιχνευτή G-M η απόδοση για φορτισμένα σωματάρια είναι αρκετά μεγάλη ενώ αντίθετα για ουδέτερα σωματάρια και φωτόνια η απόδοση γίνεται πολύ μικρή.

Η απόδοση εξαρτάται από πολλούς παράγοντες ακόμα και από τη γεωμετρία της χρησιμοποιούμενης διάταξης ή και τον τύπο του ανιχνευτή. Για τον τύπο των ανιχνευτών G-M που χρησιμοποιούμε στο εργαστήριο και προκειμένου για ανίχνευση **β ακτινοβολίας** μια λεπτομερής ανάλυση μπορεί να γίνει ως εξής:

Αν C είναι η ενεργότητα της πηγής β ακτινοβολίας, ο ρυθμός $N_{κατ}$, των καταμετρούμενων σωματίων δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{\Delta N_{κατ}}{\Delta t} = C G f_b f_s f_w f_r f_m \epsilon_\beta \quad (1-7)$$

όπου G ο παράγοντας γεωμετρίας για τη χρησιμοποιούμενη διάταξη

f_b ο παράγοντας οπισθοσκέδασης

f_s ο παράγοντας (αυτο-) απορρόφησης της πηγής

f_w ο παράγοντας διόρθωσης για την απορρόφηση μεταξύ της πηγής και του εσωτερικού του ανιχνευτή

f_r ο παράγοντας διόρθωσης λόγω νεκρού χρόνου

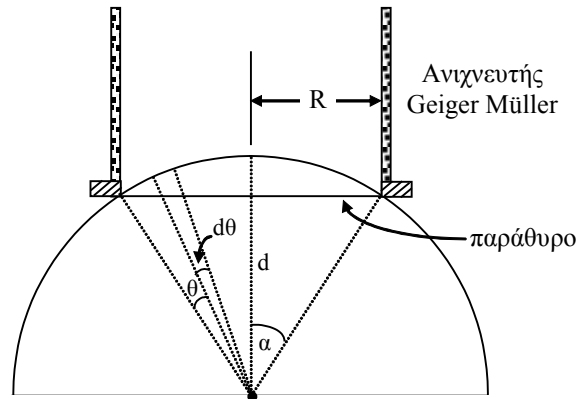
f_m ο παράγοντας διόρθωσης λόγω πολλαπλών εκκενώσεων και

ϵ_β η εσωτερική απόδοση του ανιχνευτή G-M για τη β ακτινοβολία.

Για τον υπολογισμό των $N_{εισ}$ εισερχόμενων σωματίων από τους διορθωτικούς παράγοντες λαμβάνουμε υπόψη μόνο την ενεργότητα C της πηγής διορθωμένη ως προς τον χρόνο υποδιπλασιασμού και τον παράγοντα γεωμετρίας G της διάταξης.

Αν θεωρήσουμε την πηγή σημειακή και την ακτινοβολία β που εκπέμπεται ισοκατανομημένη σε όλες τις διευθύνσεις και επιπλέον ότι η πηγή βρίσκεται στην προέκταση του άξονα του ανιχνευτή, με τη βοήθεια του σχήματος (1-2), μπορούμε να υπολογίσουμε τον παράγοντα γεωμετρίας G . Ο παράγοντας G καθορίζει το ποσοστό των σωματίων β που εκπέμπονται από την πηγή μέσα στον κώνο που ορίζεται με κορυφή την πηγή και βάση το παράθυρο του G-M. Επομένως ο

παράγοντας G ισούται με το λόγο της επιφάνειας της σφαίρας που αντιστοιχεί στο παράθυρο του ανιχνευτή προς την ολική επιφάνεια της σφαίρας. Άρα:



Σχήμα 1-2 Υπολογισμός γεωμετρικού παράγοντα

$$G = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + R^2}} \right] \quad (1-8)$$

με R την ακτίνα του παραθύρου του G-M και d την απόσταση πηγής-παραθύρου.

Ο παράγοντας f_b οφείλεται στην οπισθοσκέδαση των σωματιών β και μπορεί να πάρει τιμές από 1 έως 2. Επειδή ο f_b εξαρτάται πολύ από το πάχος και τον ατομικό αριθμό του υλικού που προκαλεί την οπισθοσκέδαση, οι ραδιενεργές πηγές κατασκευάζονται σε τρόπο ώστε το υλικό που προκαλεί την οπισθοσκέδαση (συνήθως υλικό πάνω στο οποίο τοποθετείται η πηγή (backing material) να είναι πολύ λεπτό ώστε $f_b = 1$ ή ικανοποιητικού πάχους ώστε ο f_b να πάρει την τιμή κύρου.

Ο παράγοντας f_s οφείλεται στην επίδραση του πάχους της πηγής στον αριθμό των εκπεμπομένων σωματιών προς την διεύθυνση του ανιχνευτή. Δύο είναι τα ανταγωνιζόμενα φαινόμενα το ένα αυξάνει τον αριθμό των σωματιών που φτάνουν στον ανιχνευτή λόγω της σκέδασης των σωματιών προς τη διεύθυνση του ανιχνευτή (οπισθοσκέδαση) και το άλλο ελαττώνει λόγω απορρόφησης από τα άτομα της ίδιας πηγής. Όταν οι πηγές είναι πολύ λεπτές $f_s = 1$.

Ο παράγοντας f_w οφείλεται στην απορρόφηση των σωματίων β από τον αέρα, το παράθυρο του ανιχνευτή ή ακόμη και σε άλλους απορροφητές που μπορεί να υπάρξουν μεταξύ πηγής και ανιχνευτή (για παράδειγμα το κάλυμμα της πηγής). Αν d_m είναι το ολικό πάχος, σε mg/cm^2 , του παραθύρου του ανιχνευτή, του αέρα και του τυχόντος απορροφητή και μ_m ο μέσος μαζικός συντελεστής απορρόφησης για τα αντίστοιχα υλικά και την ενέργεια E_{\max} των σωματίων β , ο f_w δίνεται από τη σχέση:

$$f_w = \exp(-\mu_m d_m) \quad (1-9)$$

Ο μ_m μπορεί να υπολογισθεί πειραματικά αν ληφθούν υπόψη οι νόμοι της απορρόφησης β ακτινοβολίας (βλέπε θεωρητικό μέρος B1) ή θεωρητικά από την εμπειρική σχέση:

$$\mu_m (\text{cm}^2/\text{mgr}) = 0,017/[E_{\max} (\text{MeV})]^{1,43} \quad (1-10)$$

Ο παράγοντας f_r οφείλεται στο νεκρό χρόνο του ανιχνευτή και μπορεί να υπολογισθεί με τη βοήθεια της σχέσης (1-3) αν είναι γνωστός ο νεκρός χρόνος (= χρόνος διαχωρισμού τ):

$$f_r = n/N = 1 - n\tau \quad (1-11)$$

Ο παράγοντας f_m είναι ο λόγος των κρούσεων, μετά τη διόρθωση λόγω νεκρού χρόνου, προς τον αριθμό των πρωτογενών εκκενώσεων στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Ο λόγος αυτός είναι λίγο μεγαλύτερος από τη μονάδα λόγω πολλαπλών εκκενώσεων που μπορούν να αντιστοιχούν σε ένα σωματίο. Όσο ο ανιχνευτής «γερνάει», επομένως όσο το αέριο απόσβεσης δευτερογενών εκκενώσεων ελαττώνεται, ο f_m αυξάνει. Επίσης αυξάνει ανάλογα με τη χρησιμοποιούμενη τάση.

Τέλος ο παράγοντας ϵ_β , η εσωτερική δηλαδή απόδοση του G-M για τη β ακτινοβολία, ορίζεται σαν ποσοστό των σωματίων β που εισερχόμενα στον ενεργό όγκο του G-M παράγουν εκκένωση. Ο ϵ_β (τονίζουμε **ειδικά** για ανιχνευτή G-M και β ακτινοβολία) είναι σχεδόν μονάδα. Η εσωτερική απόδοση ϵ_γ , του G-M για τη γ ακτινοβολία είναι της τάξης του 1%.

Σύμφωνα με την παραπάνω ανάλυση, μπορούμε να υπολογίσουμε την άγνωστη ενεργότητα C_α μιας πηγής σωματίων β συγκρίνοντάς την με την γνωστή ενεργότητα C_γ άλλης πηγής σωματίων β από τη σχέση:

$$C_{\alpha}/C_{\gamma} = (N_{\alpha} - N_b)/(N_{\gamma} - N_b) \quad (1-12)$$

όπου N_{γ} ο καταμετρούμενος ρυθμός για την πηγή γνωστής ενεργότητας,

N_{α} ο καταμετρούμενος ρυθμός για την πηγή άγνωστης ενεργότητας και

N_b ο καταμετρούμενος ρυθμός για το υπόβαθρο.

Η σχέση (1 -12) ισχύει με την προϋπόθεση πως οι παράγοντες G , ϵ_b , f_m , f_r , f_w , f_b και f_s έχουν την ίδια τιμή και κατά τη μέτρηση του N_{α} και κατά τη μέτρηση N_{γ} .

Βιβλιογραφία

1. G.F. Knoll, “Radiation Detection and Measurement”
2. Εισαγωγή (§ 1.3 & Κεφ. III).
3. K.N. Mukhin, “Experimental Nuclear Physics”
4. D.H. Perkins, “Εισαγωγή στη Φυσική Υψηλών Ενεργειών”
5. Burham and Jobes, “Nuclear and Particle Physics”

Όργανα

1. Ανιχνευτής G-M
2. Μετρητικό σύστημα (τροφοδοτικό – απαριθμητής - χρονόμετρο)
3. Ραδιενεργές πηγές ^{90}Sr και ^{60}Co γνωστής ενεργότητας
4. Πηγή ^{90}Sr άγνωστης ενεργότητας.
- 5.

Τα διαγράμματα διάσπασης των πηγών παρουσιάζονται

στο θεωρητικό μέρος Ε.



Εκτέλεση

1. Να πάρετε μετρήσεις για τη χάραξη της χαρακτηριστικής καμπύλης του ανιχνευτή G-M. Προς τούτο:
 - α. Τοποθετείστε ραδιενεργό πηγή ^{90}Sr (πηγή ακτίνων-β) σε μικρή απόσταση $d \approx 5\text{cm}$ από το παράθυρο του ανιχνευτή [σημειώστε προσεκτικά τα στοιχεία που αναγράφονται πάνω στην πηγή και την ακριβή απόσταση d].
 - β. Αυξήστε την τάση τροφοδοσίας V αργά μέχρι να παρατηρήσετε παλμούς.
 - γ. Πάρτε μετρήσεις του αριθμού N των καταγραφομένων παλμών σε χρόνο $\Delta t = 60\text{s}$ σε συνάρτηση με την εκάστοτε τάση τροφοδοσίας V . Το βήμα μεταβολής της τάσης να είναι 10 V . **Η τάση V να μη ξεπεράσει τα 500 V .**
Σχεδιάστε πρόχειρα τη σχετική καμπύλη $N=f(V)$ και επιλέξτε **τάση λειτουργίας**
2. Στην τάση λειτουργίας V_2 που επιλέξατε, πάρτε τρεις μετρήσεις των τριών λεπτών ($\Delta t = 3\text{min}$) εκάστη για αποστάσεις $d = 5\text{ cm}$, $d = 10\text{ cm}$ και $d = 15\text{ cm}$. [σημειώστε με προσοχή τις τρεις αποστάσεις που χρησιμοποιήσατε].
3. Παραδώστε την πηγή ^{90}Sr και επαναλάβετε τις προηγούμενες μετρήσεις 2. για άλλη ραδιενεργό πηγή ^{90}Sr *άγνωστης* ενεργότητας.
4. Παραδώστε την πηγή ^{90}Sr *άγνωστης* ενεργότητας και πάρτε μια μέτρηση των τριών λεπτών ($\Delta t = 3\text{min}$) με ραδιενεργό πηγή ^{60}Co (πηγή ακτίνων-γ) για απόσταση $d = 5\text{ cm}$. Επαναλάβετε την προηγούμενη μέτρηση τοποθετώντας μεταξύ πηγής και ανιχνευτή δύο φύλλα Al (το καθένα έχει πάχος $0,65\text{mm}$) προσέχοντας να διατηρήσετε σταθερή τη γεωμετρία της μέτρησης (να μην μετακινηθεί καθόλου η πηγή, για να παραμείνει σταθερός ο παράγοντας γεωμετρίας)
5. Παραδώστε την πηγή ^{60}Co και πάρτε μια μέτρηση χωρίς πηγή για την εκτίμηση του υποβάθρου.

Επεξεργασία των μετρήσεων

- A. α. Να χαράξετε την καμπύλη $N = f(V)$. Κάθε σημείο να παριστάνεται με το στατιστικό του σφάλμα $\pm \sqrt{N}$. (σημειώστε πάνω στο σχήμα την τάση λειτουργίας V_λ που επιλέξατε).
- β. Υπολογίστε την κλίση του οροπεδίου με τη βοήθεια των σχέσεων (1-1), (1-2).
- γ. Θεωρώντας ότι το οροπέδιο μεταξύ των τάσεων V_1 και V_2 περιγράφεται από την ευθεία: $N = aV + b$ υπολογίστε την κλίση του με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων (βλέπε θεωρητικό μέρος Δ).
- δ. Σχεδιάστε την καμπύλη $N = aV + b$ πάνω στην καμπύλη του οροπεδίου.
- ε. Συγκρίνετε το αποτέλεσμα της γ με αυτό της (1 -2).

B. Να υπολογίσετε την απόδοση A του ανιχνευτή (σχέση 1-6) για κάθε μέτρηση $N = f(V)$ για το ^{90}Sr και να σχεδιάσετε την αντίστοιχη καμπύλη $A = f(V)$. Στους υπολογισμούς να θεωρήσετε ότι οι αναγραφόμενες ενεργότητες έχουν σφάλμα $\pm 5\%$ και οι αποστάσεις σφάλμα $\pm 2\text{mm}$. Σημειώνεται ότι σε κάθε διάσπαση του ^{90}Sr θα πρέπει να θεωρηθεί ότι εκπέμπονται δύο (2) σωμάτια-β, ένα από το ^{90}Sr και ένα από τον θυγατρικό πυρήνα ^{90}Y . Στους υπολογισμούς σας να λάβετε υπόψη και την μέτρηση του υποβάθρου. Να σχολιάσετε τα αποτελέσματα.

Γ. Να χαράξετε την καμπύλη $N = f(d)$ για τις τρεις μετρήσεις που πήρατε για αποστάσεις $d=5\text{ cm}$, $d=10\text{ cm}$ και $d=15\text{ cm}$. Ακολουθούν οι μετρήσεις σας τον νόμο των αντιστρόφων τετραγώνων $1/d^2$; Να σχολιάσετε τα αποτελέσματα.

Δ. Να υπολογίσετε την άγνωστη ενεργότητα (μετρήσεις 3.) και το σφάλμα της μέτρησης. Να σχολιάσετε / προτείνετε μέτρηση για τον υπολογισμό της άγνωστης ενεργότητας.

E. Να υπολογίσετε την απόδοση του ανιχνευτή σας για τις δύο μετρήσεις που πήρατε στο 4 με πηγή ^{60}Co . Σημειώνεται ότι σε κάθε διάσπαση του ^{60}Co εκπέμπονται δύο (2) ακτίνες-γ και ένα (1) σωματίο-β (βλέπε διάγραμμα διάσπασης του ^{60}Co στην άσκηση ΠΦ2). Γιατί διαφέρουν οι δύο τιμές που

υπολογίσατε; Λάβετε υπόψη ότι ο απορροφητής που χρησιμοποιήσατε αποκόβει (απορροφά) μόλις το 2% των ακτίνων- γ . Από το σύνολο των μετρήσεων που διαθέτετε ποιες αποδόσεις έχετε να προτείνετε για β - και γ -ακτινοβολία με ανιχνευτή G-M.

ΠΦ2. ΑΣΚΗΣΗ 2

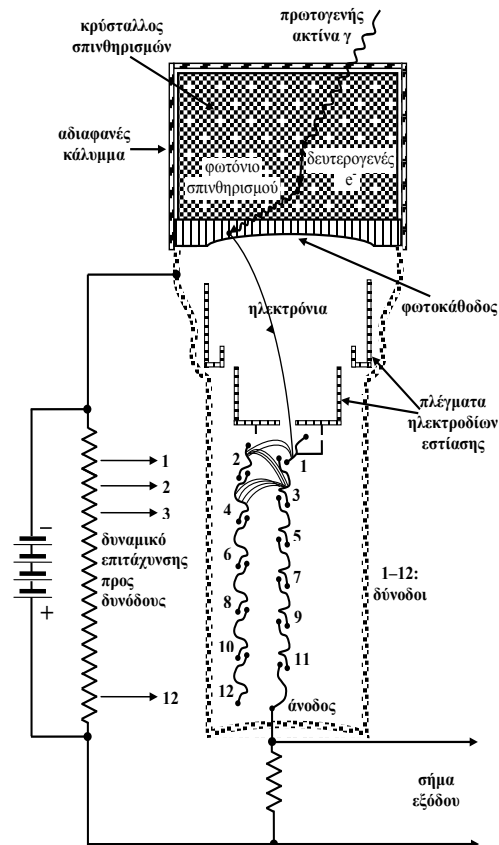
Μετρήσεις Ακτινοβολίας γ με Ανιχνευτή Σπινθηρισμών

Σκοπός

Αρχές λειτουργίας σπινθηριστών. Ιδιότητες ανιχνευτή NaI, λειτουργία φωτοπολλαπλασιαστή. Μηχανισμοί απορρόφησης ακτινοβολίας γ . Υπολογισμός απόδοσης σπινθηριστή NaI. Μετρήσεις ενεργότητας πηγών ακτινοβολίας γ .

Σπινθηριστής

Όταν φορτισμένα σωματίδια περνούν μέσα από την ύλη, ιονίζουν τα άτομα του υλικού. Τα άτομα στη συνέχεια αποδιεγείρονται με εκπομπή φωτονίων. Ορισμένα υλικά εκπέμπουν φωτόνια στην ορατή περιοχή του φάσματος και αν είναι διαφανή, τότε μπορούμε να ανιχνεύσουμε το φως που παράγεται κατά τη διέλευση του φορτισμένου σωματιδίου. Τα υλικά αυτά, ονομάζονται σπινθηριστές. Μπορεί να είναι ανόργανες ενώσεις (NaI, CsI) ή οργανικές (Ανθρακένιο, Πολυστυρένιο). Ένας ανιχνευτής σπινθηρισμών αποτελείται βασικά από ένα σπινθηριστή σε οπτική επαφή με έναν φωτοπολλαπλασιαστή (βλέπε θεωρητικό μέρος Γ2 και Γ3).



Σχήμα 2-1

Στην άσκηση θα μελετηθεί η συμπεριφορά του ανιχνευτή σπινθηρισμών Ιωδιούχου Νατρίου (NaI), ο οποίος χρησιμοποιείται ευρύτατα στην ανίχνευση, αλλά και τη μέτρηση της ενέργειας, (φασματοσκοπία βλέπε άσκηση ΠΦ3) της γ -ακτινοβολίας.

Απορρόφηση της ακτινοβολίας από τον σπινθηριστή

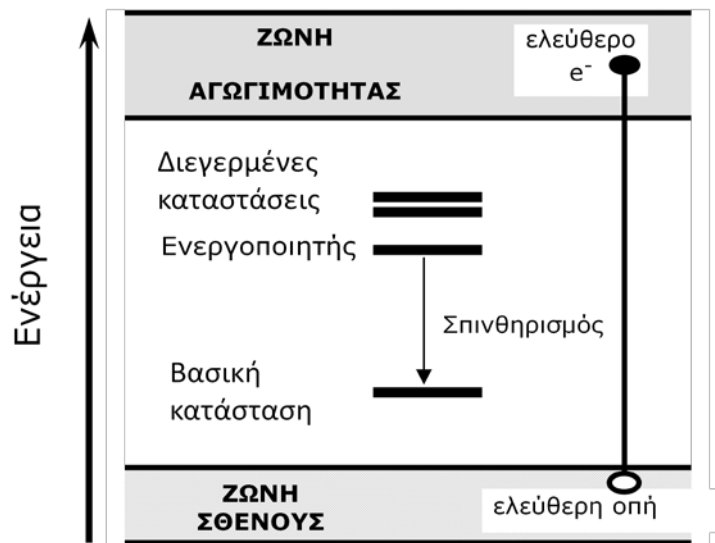
Για παράδειγμα θεωρείστε την απορρόφηση στο κρύσταλλο του NaI ενός φωτονίου ενέργειας 1 MeV μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου (βλέπε θεωρητικό μέρος Β και άσκηση ΠΦ3). Η ενέργεια του φωτονίου θα μεταφερθεί σε ένα

ηλεκτρόνιο το οποίο θα ελευθερωθεί από το άτομο. Το ηλεκτρόνιο που κινείται στο υλικό, θα χάσει ενέργεια, διεγείροντας ή ιονίζοντας τα άτομα του υλικού και τελικά θα απορροφηθεί πλήρως στον κρύσταλλο.

Σε ένα κρύσταλλο ιωδιούχου νατρίου θα παραχθούν $\sim 4 \times 10^4$ φωτόνια /1MeV, που το καθένα θα έχει ενέργεια ~ 3 eV. Επιτυγχάνεται δηλαδή η μετατροπή ενός φωτονίου μεγάλης ενέργειας, σε μεγάλο αριθμό φωτονίων μικρής ενέργειας.

Ο μηχανισμός παραγωγής των φωτονίων του NaI, περιγράφεται με το ενεργειακό διάγραμμα στο σχήμα (2-2). Τα ηλεκτρόνια στους μονωτές και ημιαγωγούς σχηματίζουν τη ζώνη σθένους (που αντιπροσωπεύει τα ηλεκτρόνια που πρακτικά είναι συνδεδεμένα στις θέσεις του κρυσταλλικού πλέγματος) ή στην ζώνη αγωγιμότητας (για εκείνα τα ηλεκτρόνια που έχουν αρκετή ενέργεια, ώστε να κινούνται ελεύθερα στον κρύσταλλο). Ανάμεσα στις δύο αυτές ζώνες, υπάρχει μια απαγορευμένη ζώνη ενεργειών στην οποία τα ηλεκτρόνια δεν μπορούν να βρεθούν.

Απορρόφηση ενέργειας από ένα ηλεκτρόνιο της ζώνης σθένους μπορεί να το μεταφέρει στη ζώνη αγωγιμότητας αφήνοντας μια ‘οπή’ στη ζώνη σθένους. Το ηλεκτρόνιο θα πέσει στη χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη μετά από κάποιο χρόνο. Αν ο χρόνος ζωής της διεγερμένης κατάστασης είναι μεγάλος, το χρονικό εύρος του



Σχήμα 2-2

παλμού είναι μεγάλο και το ύψος του μικρό. Όμως με την προσθήκη κατάλληλης πρόσμιξης μπορούν να δημιουργηθούν ενδιάμεσες στάθμες με μικρότερο χρόνο ζωής.

Στον κρύσταλλο NaI προστίθεται μικρή ποσότητα θαλίου ($\sim 10^{-3}$ ανά mole). Για τον λόγο αυτό, ο σπινθηριστής ιωδιούχου νατρίου, συμβολίζεται ως: NaI(Tl). Η πρόσμιξη, λέγεται ‘ενεργοποιητής’ και ο ρόλος της φαίνεται στο σχήμα (2-2): δημιουργούνται ενεργειακές καταστάσεις μέσα στην απαγορευμένη ζώνη, μέσω των οποίων το ηλεκτρόνιο μπορεί να αποδιεγερθεί στη ζώνη σθένους.

Στο NaI(Tl) ~12% της απορροφούμενης ενέργειας μετατρέπεται σε σπινθηρισμούς.

Η εκπομπή των φωτονίων μετά την απορρόφηση της ακτινοβολίας, ακολουθεί την εκθετική σχέση:

$$N = \text{σταθ} [1 - \exp(-t/\tau)] \quad (2-1)$$

όπου N ο αριθμός των φωτονίων που εκπέμπονται σε χρόνο t μετά την απορρόφηση της ακτινοβολίας και τ ο μέσος χρόνος ζωής των διεγερμένων καταστάσεων.

$$\text{Στο NaI(Tl): } \tau=230 \text{ ns} \quad (2-2)$$

Φωτοπολλαπλασιαστής

Ο φωτοπολλαπλασιαστής (σχήμα 2-1) αποτελείται από ένα γυάλινο σωλήνα που περικλείει την φωτοκάθοδο και την δομή των δυνόδων. Ο σωλήνας είναι κενός αέρος.

Η διαδικασία ανίχνευσης των φωτονίων, επιγραμματικά είναι:

- Τα φωτόνια περνούν από το παράθυρο.
- Τα φωτόνια ελευθερώνουν ηλεκτρόνια στο εσωτερικό του σωλήνα.
- Τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται, εστιάζονται και προσπίπτουν στην πρώτη δύνοδο όπου ελευθερώνουν ηλεκτρόνια.
- Τα ηλεκτρόνια που ελευθερώνονται επιταχύνονται και κινούνται στην επόμενη δύνοδο. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται στις επόμενες δυνόδους.
- Τα ηλεκτρόνια από την τελευταία δύνοδο συλλέγονται από την άνοδο.

Το παράθυρο τοποθετείται συνήθως στο εμπρόσθιο μέρος του σωλήνα. Το υλικό του παραθύρου είναι διαφανές στην περιοχή του φάσματος, που σχεδιάστηκε να ανιχνεύσει π.χ. στο ορατό, υπέρυθρο, υπεριώδες.

Η εσωτερική πλευρά του παραθύρου είναι επικαλυμμένη με ένα λεπτό στρώμα φωτοευαίσθητου υλικού το οποίο ονομάζεται φωτοκάθοδος. Όταν ένα φωτόνιο προσπέσει στο φωτοευαίσθητο υλικό, ελευθερώνει ένα ηλεκτρόνιο, αν η ενέργεια του φωτονίου είναι μεγαλύτερη από το έργο εξαγωγής του ηλεκτρονίου. Συνήθως

χρησιμοποιείται ένας ημιαγωγός. με μικρό έργο εξαγωγής, όπως το Κάλιο Καΐσιο Αντιμόνιο (KCsSb). Ένα ποσοστό φωτονίων θα παράγει ηλεκτρόνια, ενώ τα υπόλοιπα θα διαπεράσουν την φωτοκάθοδο. Το ποσοστό των ηλεκτρονίων που παράγονται προς τα φωτόνια που προσπίπτουν, ονομάζεται κβαντική απόδοση. Για το υλικό KCsSb η κβαντική απόδοση στο μπλε φως είναι περίπου 25%, δηλαδή 1 στα 4 φωτόνια ελευθερώνει 1 ηλεκτρόνιο.

Οι δύνοδοι είναι μεταλλικά ηλεκτρόδια τα οποία βρίσκονται σε διαδοχικά αυξανόμενη τάση. Είναι επιμεταλλωμένα με υλικό που έχει μικρό έργο εξαγωγής ηλεκτρονίων, συνήθως BeCu ή CsSb . Το ηλεκτρόνιο από την φωτοκάθοδο επιταχύνεται και όταν χτυπά στην πρώτη δύνοδο έχει αρκετή ενέργεια για να ελευθερώσει από το μέταλλο 2-5 ηλεκτρόνια. Ο αριθμός αυτός ονομάζεται πολλαπλασιαστικός παράγοντας. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται σε κάθε δύνοδο και ο αριθμός των ηλεκτρονίων αυξάνεται εκθετικά.

Το τελευταίο ηλεκτρόδιο ονομάζεται άνοδος και σχεδιάζεται έτσι ώστε να συλλέγει τα ηλεκτρόνια που έχουν παραχθεί. Ο ηλεκτρονικός παλμός στην άνοδο, είναι το σήμα εξόδου του φωτοπολλαπλασιαστή (βλέπε σχήμα Γ3-5).

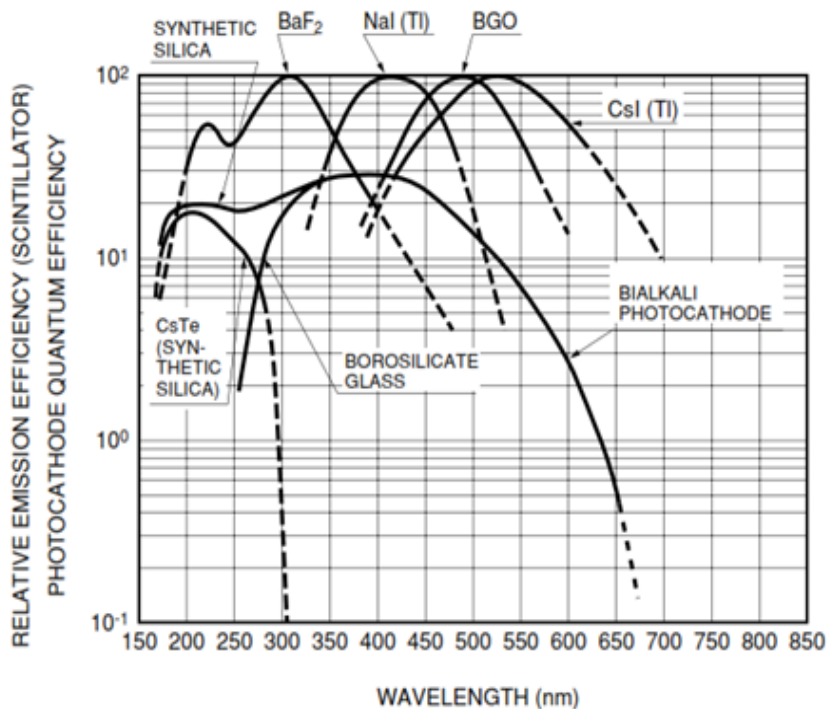
Το κέρδος του PMT είναι λόγος του πλήθους των ηλεκτρονίων στην άνοδο προς τα ηλεκτρόνια στην φωτοκάθοδο. Αν η τάση μεταξύ των δυνόδων είναι η ίδια το κέρδος είναι $g=a^n$ όπου a ο πολλαπλασιαστικός παράγον και n ο αριθμός των δυνόδων. Ο αριθμός των ηλεκτρονίων που παράγονται στις δυνόδους, εξαρτάται από την κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων που προσπίπτουν σε αυτές άρα από την τάση ανάμεσα στις δυνόδους. Έτσι, μεταβάλλοντας την τάση, ρυθμίζουμε την τιμή του κέρδους.

Στο παράδειγμα της απορρόφησης ενός φωτονίου ενέργειας 1 MeV που προαναφέρθηκε, παράγονται 10^4 φωτόνια, υποθέτουμε ότι 0,50 από αυτά συλλέγονται στην φωτοκάθοδο και με κβαντική απόδοση 0,25, παράγονται $1,25 \times 10^3$ φωτοηλεκτρόνια.

Αν το σύνολο των δυνόδων έχει κέρδος 10^6 θα συλλεχθούν στην τελευταία δύνοδο του φωτοπολλαπλασιαστή $1,25 \times 10^9$ ηλεκτρόνια!

Στο σχήμα (2-3) βλέπουμε την κβαντική απόδοση (φωτοηλεκτρόνια προς φωτόνια) της φωτοκαθόδου Bialcali και το φάσμα εκπομπής διαφόρων σπινθηριστών. Είναι προφανές πως για να έχουμε μεγαλύτερη απόδοση θα πρέπει, το

φάσμα εκπομπής του σπινθηριστή να επικαλύπτει την καμπύλη της απόδοσης της φωτοκαθόδου.



Σχήμα 2-3 Κβαντική απόδοση φωτοκαθόδου και φάσμα εκπομπής διαφόρων σπινθηριστών.

Θόρυβος Φωτοπολλαπλασιαστή

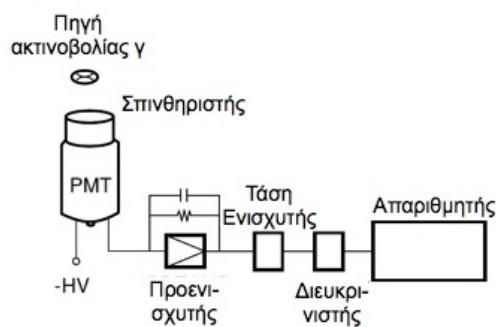
Θερμιοική εκπομπή ηλεκτρονίων από την φωτοκάθοδο. Λόγω θερμικής κίνησης των ηλεκτρονίων είναι δυνατόν να ελευθερωθούν ηλεκτρόνια από την φωτοκάθοδο. Τα ηλεκτρόνια αυτά επιταχύνονται από τις δυνόδους και δίνουν σήμα στην άνοδο. Το ίδιο μπορεί να συμβεί με ηλεκτρόνια που ελευθερώνονται από τις δύνοδους. Ο παλμός που δημιουργείται έχει μικρό ύψος και αντιστοιχεί σε παλμό ενός φωτοηλεκτρονίου. Αυτοί οι παλμοί εύκολα αποκλείονται με την κατάλληλη επιλογή της τάσης κατωφλίου του διευκρινιστή. Θορυβος μεγαλύτερου ύψους δημιουργείται όταν ιονιστούν άτομα αερίου που είναι κλεισμένο στη λυχνία. Τα ιόντα προσκρούουν στην φωτοκάθοδο και ελευθερώνουν σημαντικό αριθμό ηλεκτρονίων. Το φαινόμενο είναι εντονότερο στις παλιές λυχνίες λόγω διαπίδυσης ατόμων ηλίου, μέσα από το γυάλινο κέλυφος.

Ο φωτοπολ/τής της άσκησης

Έχει παράθυρο διαμέτρου 5 cm και φωτοκάθοδο από KCsSb. Έχει 10 δυνόδους με επικάλυψη CsSb. Επειδή ο αριθμός των φωτονίων που παράγει ο κρύσταλλος NaI είναι μεγάλος, το κέρδος που χρειαζόμαστε στην τάση λειτουργίας, είναι μέτριο δηλαδή από 10^5 μέχρι 10^6 .

Κατασκευή ανιχνευτή

Τα φωτόνια που δημιουργούνται στο σπινθηριστή πρέπει να φτάσουν στη φωτοκάθοδο του φωτοπολλαπλασιαστή που είναι σε οπτική επαφή με τον σπινθηριστή. Για το λόγο αυτό πρέπει το υλικό του σπινθηριστή να είναι διαφανές στο μήκος κύματος των παραγόμενων φωτονίων. Τα φωτόνια εκπέμπονται ισότροπα προς όλες τις διευθύνσεις. Για να αυξήσουμε την απόδοση, ο σπινθηριστής περιβάλλεται από ανακλαστικά τοιχώματα ώστε τα φωτόνια να κατευθύνονται προς τον φωτοπολλαπλασιαστή (βλ. Σχήμα 2-1). Ανάμεσα στην επιφάνεια του κρυστάλλου και του φωτοπολλαπλασιαστή παρεμβάλουμε ένα λεπτό στρώμα από οπτικό γράσσο ώστε να μην παρεμβάλλεται αέρας. Όταν παρεμβάλλεται αέρας δημιουργούνται ανακλάσεις στις ενδιάμεσες επιφάνειες και έχουμε απώλεια φωτονίων. Ο κρύσταλλος μαζί με τον φωτοπολλαπλασιαστή κλείνονται σε αδιαφανές περίβλημα για να προστατεύεται ο τελευταίος.



Σχήμα 2-4 Σχηματικό διάγραμμα της διάταξης της άσκησης.

Υπολογισμός απόδοσης ανιχνευτή NaI

Το NaI έχει πυκνότητα $\rho=3.67\text{g/cm}^3$, περιέχει άτομα μεγάλου ατομικού αριθμού (το Ιώδιο έχει ατομικό αριθμό $Z=53$) και χρησιμοποιείται για ανίχνευση ακτινοβολίας γ . Οι οργανικοί σπινθηριστές (ανθρακένιο, πλαστικοί σπινθηριστές) αποτελούνται κυρίως από άτομα μικρού ατομικού αριθμού και είναι κατάλληλοι για ανίχνευση β -ακτινοβολίας.

Ένας κατά προσέγγιση υπολογισμός της απόδοσης του ανιχνευτή σπινθηρισμών για την γ ακτινοβολία μπορεί να γίνει αν υπολογιστεί το ποσοστό των ακτίνων- γ που απορροφούνται στο πέρασμά τους μέσα από το σπινθηριστή. Ο υπολογισμός αυτός θα στηρίζεται στην υπόθεση πως σε κάθε γ που απομακρύνεται από τη δέσμη μέσα στο σπινθηριστή (ανεξάρτητα αν σκεδάζεται ή απορροφάται) αντιστοιχεί ένας παλμός στην έξοδο του ανιχνευτή.

Η πιθανότητα $P(x)$ που έχει ένα φωτόνιο να περάσει από ένα υλικό πάχους x χωρίς να αλληλεπιδράσει με το υλικό, είναι

$$P(x)=\exp(-\mu x) \quad (2-3)$$

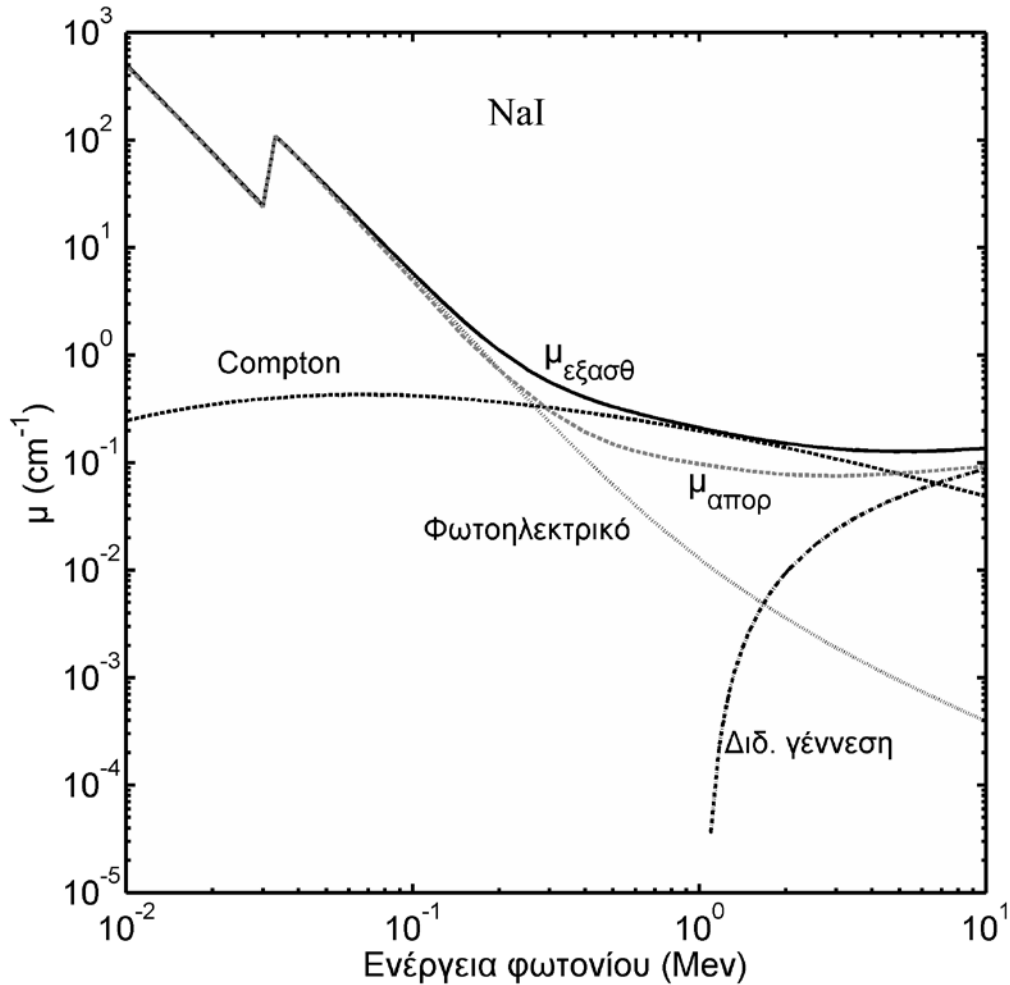
Επομένως η πιθανότητα ε (εσωτερική απόδοση του κρυστάλλου), που έχει ένα φωτόνιο να αλληλεπιδράσει μέσα στο υλικό πάχους x , είναι

$$\varepsilon=1-P(x)=1-\exp(-\mu x) \quad (2-4)$$

Στις παραπάνω σχέσεις, μ είναι ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης του υλικού για την συγκεκριμένη ενέργεια του φωτονίου. Για το Ιωδιούχο Νάτριο, η εξάρτηση του γραμμικού συντελεστή εξασθένησης μ από την ενέργεια του φωτονίου δίνεται στον πίνακα (2-1) και η γραφική του παράσταση στο σχήμα (2-5).

Ενέργεια φωτονίου (MeV)	μ_{Compton} (cm^{-1})	$\mu_{\text{Φωτοηλεκτρι}}$ κό (cm^{-1})	$\mu_{\text{εξασθένισης}}$ (ολικός) (cm^{-1})	$\mu_{\text{απορρόφησης}}$ (ολικός) (cm^{-1})
1.000E-02	2.470E-01	5.065E+02	5.065E+02	4.894E+02
1.500E-02	3.086E-01	1.677E+02	1.681E+02	1.642E+02
2.000E-02	3.472E-01	7.560E+01	7.597E+01	7.441E+01
3.000E-02	3.927E-01	2.426E+01	2.463E+01	2.396E+01
3.317E-02	4.000E-01	1.094E+02	1.097E+02	1.088E+02
4.000E-02	4.147E-01	6.679E+01	6.716E+01	6.700E+01
5.000E-02	4.257E-01	3.707E+01	3.743E+01	4.330E+01
6.000E-02	4.294E-01	2.242E+01	2.286E+01	2.632E+01
7.000E-02	4.294E-01	1.464E+01	1.505E+01	1.526E+01
8.000E-02	4.257E-01	1.009E+01	1.050E+01	9.360E+00
9.000E-02	4.257E-01	7.230E+00	7.670E+00	6.505E+00
1.000E-01	4.184E-01	5.358E+00	5.799E+00	4.880E+00
1.500E-01	3.927E-01	1.685E+00	2.077E+00	1.488E+00
2.000E-01	3.670E-01	7.413E-01	1.108E+00	7.279E-01
3.000E-01	3.252E-01	2.378E-01	5.615E-01	3.032E-01
4.000E-01	2.940E-01	1.097E-01	4.037E-01	1.915E-01
5.000E-01	2.697E-01	6.166E-02	3.318E-01	1.486E-01
6.000E-01	2.503E-01	3.964E-02	2.899E-01	1.277E-01
6.617E-01	2.400E-01	3.138E-02	2.716E-01	1.199E-01
8.000E-01	2.206E-01	2.052E-02	2.411E-01	1.076E-01
9.000E-01	2.088E-01	1.607E-02	2.250E-01	1.017E-01
1.000E+00	1.985E-01	1.281E-02	2.114E-01	9.724E-02
1.173E+00	1.835E-01	9.248E-03	1.930E-01	9.110E-02
1.250E+00	1.780E-01	8.221E-03	1.868E-01	8.889E-02
1.275E+00	1.762E-01	7.927E-03	1.846E-01	8.820E-02
1.332E+00	1.721E-01	7.303E-03	1.806E-01	8.680E-02
1.500E+00	1.618E-01	5.872E-03	1.703E-01	8.341E-02
1.630E+00	1.545E-01	5.065E-03	1.640E-01	8.140E-02
1.761E+00	1.483E-01	4.441E-03	1.589E-01	7.970E-02
2.000E+00	1.380E-01	3.582E-03	1.512E-01	7.766E-02

ΠΙΝΑΚΑΣ 2-1: NaI ($\rho=3,67 \text{ g/cm}^3$)



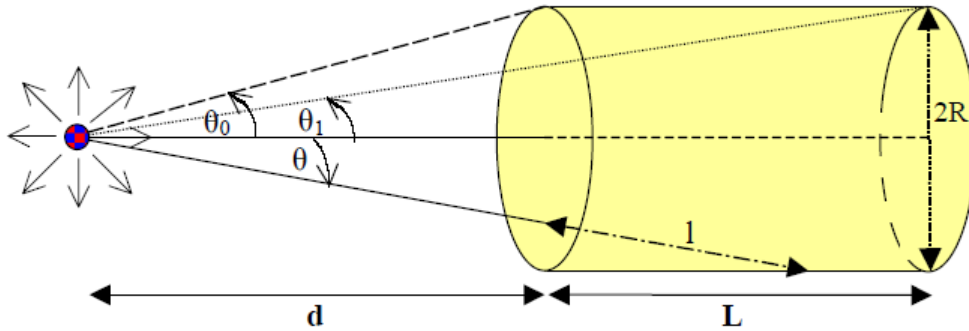
Σχήμα 2-5 Οι γραμμικοί συντελεστές αλληλεπίδρασης (μ) για το NaI συναρτήσει της ενέργειας της γ -ακτινοβολίας .

Αν λοιπόν θεωρήσουμε παράλληλη δέσμη μονοενεργειακών (ενέργειας E_γ) ακτίνων- γ , η οποία προσπίπτει κάθετα σε ανιχνευτή NaI πάχους L , η εσωτερική απόδοση ϵ_γ του κρυστάλλου θα είναι:

$$\text{Εσωτερική απόδοση } \epsilon_\gamma \text{ NaI, πάχους } L: \quad \epsilon_\gamma = 1 - \exp(-\mu L) \quad (2-5)$$

όπου μ είναι ο γραμμικός συντελεστής εξασθένισης του NaI για την συγκεκριμένη ενέργεια E_γ του φωτονίου και L το ύψος-πάχος του κρυστάλλου.

Αν η πηγή ακτίνων γ είναι σημειακή και τοποθετηθεί στην προέκταση του άξονα του κρυστάλλου, όπως φαίνεται στο σχήμα (2-6), όλες οι ακτίνες γ ΔΕΝ θα διέσχιζαν ακριβώς το ίδιο μήκος L μέσα στον σπινθηριστή (τα φωτόνια εισέρχονται στον κρύσταλλο με τυχαία γωνία θ , στην οποία αντιστοιχεί τυχαίο πάχος l) και επομένως ΔΕΝ θα είχαν την ίδια πιθανότητα να αλληλεπιδράσουν με τον κρύσταλλο.



Σχήμα 2-6 Γεωμετρία πηγής και κρυστάλλου NaI

Για να υπολογίσουμε λοιπόν την εσωτερική απόδοση του κρυστάλλου θα πρέπει να λάβουμε υπ' όψη μας το γεγονός ότι το πραγματικό πάχος του κρυστάλλου που διανύει το κάθε φωτόνιο δεν είναι το ίδιο όπως βλέπουμε στο σχήμα. Για να το πετύχουμε αυτό, μπορούμε να υπολογίσουμε αναλυτικά το μέσο πάχος κρυστάλλου που «βλέπει» η πηγή, ή να χρησιμοποιήσουμε προσομοίωση Monte-Carlo για να υπολογίσουμε τη μέση απόδοση για μια συγκεκριμένη γεωμετρία.

Για να υπολογίσουμε αναλυτικά το μέσο πάχος του κρυστάλλου που διανύουν τα φωτόνια, αρκεί να διαπιστώσουμε ότι ουσιαστικά έχουμε δύο διαφορετικής συμπεριφοράς γωνιακές περιοχές του κρυστάλλου:

$$l = \begin{cases} \frac{L}{\cos \theta} & \theta \leq \theta_1 \\ \frac{R - d \cos \theta}{\sin \theta} & \theta > \theta_1 \end{cases}$$

Για να βρούμε το μέσο l_m , δηλαδή την απόσταση που κατά μέσο όρο διανύουν τα φωτόνια στην περίπτωση της γεωμετρίας του σχήματος 2-5, θα πρέπει να βρούμε το ολοκλήρωμα

$$l_m = \frac{\int x d\Omega}{\int d\Omega} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_1} \frac{L}{\cos \theta} \sin \theta d\theta d\varphi + \int_0^{2\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_0} \frac{R - d \cos \theta}{\sin \theta} \sin \theta d\theta d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta d\varphi}$$

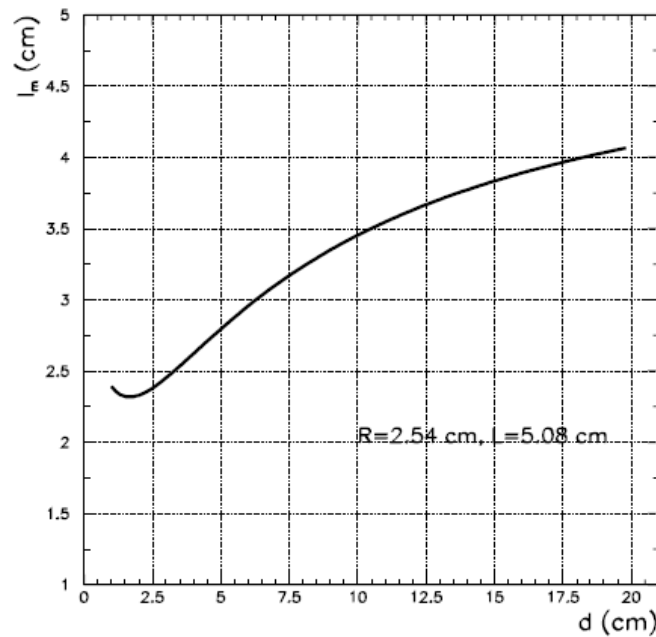
Κάνοντας την ολοκλήρωση προκύπτει:

$$l_m(R, L, d) = \frac{1}{1 - \cos \theta_0} \left[L \ln \left(\frac{1}{\cos \theta_1} \right) + R(\theta_0 - \theta_1) - d \ln \left(\frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_0} \right) \right] \quad (2-6)$$

όπου από το σχήμα (2-3) έχουμε ότι:

$$\cos \theta_0 = \frac{d}{\sqrt{R^2 + d^2}} \quad \text{και} \quad \cos \theta_1 = \frac{d + L}{\sqrt{R^2 + (d + L)^2}}$$

Στο σχήμα (2-7) παρουσιάζονται γραφικά τα αποτελέσματα για την μέση απόσταση l_m που διανύουν τα φωτόνια για διάφορες αποστάσεις d πηγής-ανιχνευτή (σχήμα 2-6) όταν ο κρύσταλλος είναι κυλινδρικός, ακτίνας $R=2,54$ cm και πάχους $L=5,08$ cm.



Σχήμα 2-7 Η μέση τιμή του l_m ως συνάρτηση της απόστασης d πηγής – σπινθηριστή

Παρατηρούμε ότι το μέσο μήκος l_m που διανύουν τα φωτόνια είναι πάντα μικρότερο από το πάχος L του κρυστάλλου (όσο μεγαλώνει η απόσταση d , τόσο το l_m πλησιάζει το L) και επομένως η εσωτερική απόδοση του κρυστάλλου θα είναι:

$$\epsilon_\gamma = 1 - \exp(-\mu l_m) < 1 - \exp(-\mu L) \quad (2-7)$$

Στην πραγματικότητα η απόδοση που υπολογίζεται με αυτό τον τρόπο δεν είναι ακριβής: θα έπρεπε για κάθε φωτόνιο i που εκπέμπεται σε γωνία θ , να υπολογιστεί η πιθανότητα $\epsilon_i = 1 - \exp(-\mu l_i)$ και να βρεθεί η μέση τιμή των πιθανοτήτων αυτών για όλες τις γωνίες θ στο διάστημα 0 έως θ_0 . Με τεχνικές προσομοίωσης Monte-Carlo οι υπολογισμοί αυτοί είναι σχετικά απλοί και δείχνουν ότι για την γεωμετρία και τις ραδιενεργές πηγές (^{137}Cs , ^{60}Co) που θα χρησιμοποιηθούν στην άσκηση, η πραγματική εσωτερική απόδοση του κρυστάλλου NaI είναι μικρότερη από εκείνη

που υπολογίζεται με την σχέση (2-7). Ο παρακάτω πίνακας παρουσιάζει τις αναμενόμενες εσωτερικές αποδόσεις κρυστάλλου NaI (2'' x 2'') για πηγές ^{137}Cs και ^{60}Co για απόσταση $d=10\text{ cm}$, για τις τρεις μεθόδους που αναφέρονται:

	Εσωτερική Απόδοση		
	$l=L$	$l=l_m$	MC
^{137}Cs	0,748	0,608	0,552
^{60}Co	0,601	0,475	0,441

ΠΙΝΑΚΑΣ 2-2: Εσωτερικές αποδόσεις κρυστάλλου NaI

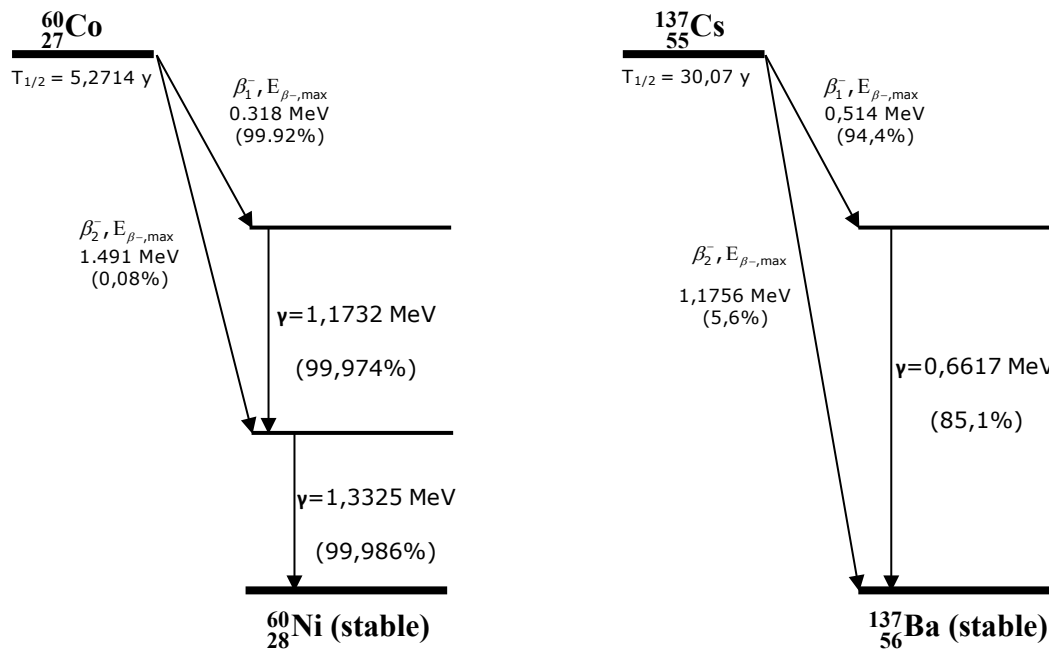
Η απόδοση A ενός ανιχνευτή, ορίζεται από το γενικό τύπο (βλ. άσκηση ΠΦ1):

$$A=N_{\text{κατ}}/N_{\text{εισ}} \quad (2-8)$$

όπου: $N_{\text{κατ}}$ αριθμός των παλμών που καταμετρούνται στον ανιχνευτή σε χρόνο Δt και $N_{\text{εισ}}$ αριθμός των σωματίων/φωτονίων που εισέρχονται στον ανιχνευτή στον ίδιο χρόνο. Ο υπολογισμός των $N_{\text{εισ}}$ γίνεται με βάση την ενεργότητα της ραδιενεργής πηγής που θα χρησιμοποιηθεί, το αντίστοιχο διάγραμμα διάσπασης και τον παράγοντα γεωμετρίας (βλέπε άσκηση ΠΦ1, σχέση 1-8).

Στην εκτέλεση της άσκησης θα χρησιμοποιηθούν σημειακές ραδιενεργές πηγές ^{137}Cs και ^{60}Co (σε κάθε πηγή αναγράφεται ο χρόνος t_0 κατασκευής της και η αρχική ενεργότητα C_0), τα διαγράμματα διάσπασης των οποίων παρουσιάζονται στο σχήμα (2-8).

Το ^{137}Cs διασπάται με β -ακτινοβολία (βλέπε θεωρητικό μέρος A1.2). Με πιθανότητα 5,6% καταλήγει στη βασική στάθμη του ^{137}Ba εκπέμποντας ένα σωματίο- β με μέγιστη ενέργεια 1,1756 MeV και την υπόλοιπη πιθανότητα 94,4% να οδηγεί στην πρώτη διεγερμένη κατάσταση του ^{137}Ba , εκπέμποντας ένα σωματίο- β με μέγιστη ενέργεια 0,514 MeV. (Τα σωματίια- β δεν έχουν αρκετή ενέργεια να διαπεράσουν το μεταλλικό παράθυρο του ανιχνευτή (πάχους $\sim 2\text{ mm}$) και επομένως δεν καταμετρούνται από τον κρύσταλλο NaI).



Σχήμα 2-8 Διαγράμματα διάσπασης ^{137}Cs και ^{60}Co

Η αποδιέγερση του θυγατρικού πυρήνα ^{137}Ba στην βασική του κατάσταση, γίνεται με εκπομπή γ -ακτινοβολίας με ενέργεια $E_\gamma=0,6617\text{ MeV}$. Παρατηρούμε όμως στο διάγραμμα διάσπασης, ότι ενώ η διεγερμένη κατάσταση σχηματίζεται στο 94,4% των β -διασπάσεων, η γ -ακτινοβολία παράγεται μόνο με πιθανότητα 85,1% (το υπόλοιπο ποσοστό αντιστοιχεί σε αποδιέγερση μέσω ηλεκτρονίου εσωτερικής μετατροπής). Επομένως σε κάθε διάσπαση του ^{137}Cs , θα πρέπει να υπολογίζουμε ότι εκπέμπεται κατά μέσο όρο 0,851 φωτόνιο και όχι 1. Για την ενέργεια του φωτονίου αυτού $E_\gamma=0,6617\text{MeV}$, ο γραμμικός συντελεστής εξασθένισης για το NaI είναι (πίνακας 2-1): $\mu_{\text{εξασθένισης}}=0,2714\text{cm}^{-1}$. Στον ίδιο πίνακα δίνονται και οι αντίστοιχοι μερικοί συντελεστές αλληλεπίδρασης $\mu_{\text{φωτοηλεκτρικό}}$ και μ_{Compton} . Οι συντελεστές αυτοί περιγράφουν τις σχετικές πιθανότητες με τις οποίες το φωτόνιο θα αλληλεπιδράσει με τον κρύσταλλο. Στην συγκεκριμένη περίπτωση η πιθανότητα για φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι $0,03138/0,2716=0,116$ ή 11,6% και η πιθανότητα για φαινόμενο Compton $0,240/0,2716=0,884$ ή 88,4%. Αν γίνει φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, το φωτόνιο χάνεται και όλη η ενέργειά του μεταφέρεται σε ένα ηλεκτρόνιο, το φωτοηλεκτρόνιο. Το φωτοηλεκτρόνιο θα απορροφηθεί πλήρως στον κρύσταλλο και επομένως ο παλμός που θα δημιουργηθεί θα αντιστοιχεί σε πλήρη

απορρόφηση της ενέργειας του φωτονίου. Αν γίνει αλληλεπίδραση Compton, το φωτόνιο θα σκεδαστεί σε κάποια γωνία ϕ και ανάλογα με τη γωνία σκέδασης θα χάσει ενέργεια που θα μεταφερθεί στο ηλεκτρόνιο Compton (βλέπε άσκηση ΠΦ3, σχέση 3-3). Επομένως ο παλμός που θα δημιουργηθεί θα αντιστοιχεί σε μέρος μόνο της ενέργειας του φωτονίου, δηλαδή θα έχει μικρότερο ύψος από εκείνον που αντιστοιχεί στην φωτο-απορρόφηση (το φάσμα Compton είναι συνεχές - βλέπε φασματοσκοπία, άσκηση ΠΦ3). Στον πίνακα (2-1) δίνεται επίσης και ο γραμμικός συντελεστής απορρόφησης $\mu_{\text{απορρόφησης}}$. Ο συντελεστής αυτός είναι υπολογισμένος έτσι ώστε το πηλίκο $\mu_{\text{απορρόφησης}}/\mu_{\text{εξασθένησης}}$ να μας δίνει κατά μέσο όρο το ποσοστό της ενέργειας του φωτονίου που θα μεταφερθεί σε ένα ηλεκτρόνιο κατά την αλληλεπίδραση. Δηλαδή κατά μέσο όρο η ενέργεια T που θα αποκτήσει το ηλεκτρόνιο (και άρα θα οδηγήσει στον καταγραφόμενο παλμό) είναι:

$$T = (\mu_{\text{απορρόφησης}}/\mu_{\text{εξασθένησης}}) E_{\gamma} \quad (2-9)$$

Για την περίπτωση του ^{137}Cs , $T = (0,1199/0,2716)0,6617\text{MeV} = 0,29 \text{ MeV}$, δηλαδή ο παλμός που θα σχηματιστεί θα αντιστοιχεί κατά μέσο όρο στην απορρόφηση από τον κρύσταλλο ενέργειας $0,29 \text{ MeV}$.

Το ^{60}Co διασπάται με β -ακτινοβολία. Από το διάγραμμα διάσπασής του παρατηρούμε ότι σε κάθε διάσπαση του ^{60}Co παράγονται (σχεδόν) δύο φωτόνια, το ένα με ενέργεια $1,1732 \text{ MeV}$ και το άλλο με ενέργεια $1,3325 \text{ MeV}$. Οι ενέργειες αυτές είναι μεγαλύτερες από την ενέργεια $0,6617\text{MeV}$ του ^{137}Cs , και άρα αντιστοιχούν σε μικρότερο συντελεστή απορρόφησης (πίνακας 2-1), δηλαδή περιμένουμε μικρότερη εσωτερική απόδοση στον κρύσταλλο NaI. Σημειώνεται ότι η πιθανότητα για φωτοηλεκτρικό φαινόμενο σε κρύσταλλο NaI, για τα φωτόνια του ^{60}Co υπολογίζεται με βάση τα δεδομένα του πίνακα 2-1, ότι είναι μικρότερη από 5%. Ενδιαφέρον παρουσιάζει και ο υπολογισμός της μέσης ενέργειας που θα απορροφηθεί στον κρύσταλλο (σχέση 2-9) θα είναι $T \approx 0,60 \text{ MeV}$ δηλαδή περιμένουμε κατά μέσο όρο ότι οι παλμοί στην περίπτωση του ^{60}Co θα έχουν περίπου διπλάσιο ύψος από ότι στην περίπτωση του ^{137}Cs .

Στην συζήτηση μέχρι τώρα αγνοήσαμε το σκεδαζόμενο φωτόνιο Compton. Αυτό, μπορεί να δραπετεύσει από τον κρύσταλλο χωρίς να αλληλεπιδράσει ή μπορεί και να αλληλεπιδράσει ανάλογα με την νέα του ενέργεια και τις διαστάσεις του κρυστάλλου (βλέπε σχέση 2-7). Όπως θα δούμε στην άσκηση ΠΦ3, αν ο

κρύσταλλος είναι αρκετά μεγάλος η πιθανότητα να διαφύγει το σκεδαζόμενο φωτόνιο είναι σχετικά μικρή. Στην περίπτωση αυτή, όλη η ενέργεια του φωτονίου απορροφάται στον κρύσταλλο και ο παλμός που θα καταγραφεί θα είναι σαν να έγινε φωτοηλεκτρικό φαινόμενο (απορρόφηση όλης της ενέργειας του φωτονίου).

Αν μεταξύ πηγής και ανιχνευτή τοποθετηθεί απορροφητής πάχους x , η ένταση I_x της ακτινοβολίας που θα διέλθει από τον απορροφητή, είναι μικρότερη από εκείνη I_0 που θα μετρούσαμε χωρίς τον απορροφητή, σύμφωνα με την εκθετική σχέση:

$$I_x = I_0 \exp(-\mu x) \quad (2-10)$$

Όπου μ είναι ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης για το υλικό του απορροφητή στην συγκεκριμένη ενέργεια της γ -ακτινοβολίας. Στην τελευταία σχέση η ένταση I_x αναφέρεται στα ασκέδαστα φωτόνια (από τα I_0), τα φωτόνια δηλαδή που ΔΕΝ αλληλεπίδρασαν με τον απορροφητή. Τα φωτόνια όμως που αλληλεπίδρασαν με τον ανιχνευτή, δηλαδή $I_0 - I_x$, δεν εξαφανίστηκαν αναγκαστικά. Αν η αλληλεπίδραση ήταν Compton, τα σκεδαζόμενα φωτόνια (με ενέργεια μικρότερη από την αρχική) μπορεί να διαπεράσουν τον απορροφητή και να μετρηθούν από τον ανιχνευτή. Στην περίπτωση αυτή ο ανιχνευτής θα καταμετρήσει μια ένταση $I > I_x$.

Η εξάρτηση του γραμμικού συντελεστή εξασθένησης μ από την ενέργεια του φωτονίου δίνεται για το **AI** στο θεωρητικό μέρος B1.1.

Βιβλιογραφία

1. G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement
2. R. Singru, Introduction to experimental nuclear physics (4.6, 6.4, 7.2)
3. W. Burcham, Nuclear Physics (6.1,5)
4. H. Enge, Introduction to Nuclear Physics (sec. 7-7)

Όργανα

6. Ανιχνευτής σπινθηρισμών NaI(Tl)
7. Μετρητικό σύστημα (ενισχυτής-τροφοδοτικό-χρονόμετρο κ.λπ.)

8. Ραδιενεργές πηγές ^{137}Cs και ^{60}Co γνωστής ενεργότητας
9. Πηγή ^{60}Co άγνωστης ενεργότητας.

Εκτέλεση – Επεξεργασία

1. Να πάρετε μετρήσεις για τη χάραξη της χαρακτηριστικής καμπύλης του ανιχνευτή σπινθηρισμών δηλαδή $N=N(V)$:
 - α. Τοποθετήστε πηγή ^{137}Cs σε μικρή απόσταση $d \approx 10\text{cm}$ από το παράθυρο του ανιχνευτή, τον διευκρινιστή στο χαμηλότερο σημείο δηλ. στα 50mV και το gain επίσης στην μικρότερη τιμή του, δηλαδή 4.
 - β. Αυξήστε την τάση V αργά μέχρι να παρατηρήσετε παλμό.
 - γ. Πάρτε μετρήσεις του αριθμού N των καταγραφομένων παλμών σε χρόνο 30s (ή άλλο κατάλληλο χρονικό διάστημα) σε συνάρτηση με την εκάστοτε τάση τροφοδοσίας V . Το βήμα μεταβολής της τάσης να είναι 50 V . Η τάση V να μη ξεπεράσει τα 1200 V .
Σχεδιάστε πρόχειρα τη σχετική καμπύλη $N=f(V)$
 - δ. Από την καμπύλη $N=f(V)$ επιλέγουμε τάση λειτουργίας του ανιχνευτή (στις συγκεκριμένες συσκευές είναι $\sim 850\text{-}900\text{ V}$).
2. Κρατώντας σταθερή την υψηλή V , να πάρετε μετρήσεις για τη χάραξη της καμπύλης του διευκρινιστή, δηλαδή του αριθμού N των καταγραφομένων κρούσεων σε 30s σε συνάρτηση με την εκάστοτε τάση του διευκρινιστή V_d (μεταβάλλετε την τάση του διευκρινιστή με βήμα 100 mV). Το gain να παραμείνει στην τιμή 4.
Σχεδιάστε πρόχειρα τη σχετική καμπύλη $N=f(V_d)$. Από την καμπύλη αυτή, μπορείτε να βρείτε την τάση κατωφλίου ώστε να απορρίψετε τους παλμούς που προέρχονται από θόρυβο;
3. Να πάρετε μια μέτρηση των 2 min στην τάση λειτουργίας και τον διευκρινιστή στα 1000 mV . Να επαναλάβετε την μέτρηση τοποθετώντας μεταξύ πηγής και ανιχνευτή απορροφητή Al πάχους $\sim 1\text{cm}$ και προσέχοντας να διατηρήσετε σταθερή τη γεωμετρία της μέτρησης.

4. Παραδώστε την πηγή ^{137}Cs (αφού σημειώσετε με προσοχή τα χαρακτηριστικά της) και επαναλάβετε τις μετρήσεις 2. και 3. με πηγή ^{60}Co , προσέχοντας να διατηρήσετε σταθερή τη γεωμετρία της μέτρησης. Ειδικά για τις μετρήσεις του διευκρινιστή, να θυμηθείτε ότι κατά μέσο όρο περιμένουμε παλμούς μεγαλύτερου ύψους και επομένως το βήμα που θα χρησιμοποιηθεί μπορεί να είναι μεγαλύτερο, π.χ. 200 mV.
5. Παραδώστε την πηγή ^{60}Co (αφού σημειώσετε με προσοχή τα χαρακτηριστικά της) και επαναλάβετε τις μετρήσεις 1. χωρίς πηγή, για να εκτιμήσετε το υπόβαθρο των μετρήσεών σας (το βήμα μεταβολής της τάσης να είναι 100 V).
6. Με βάση τις μετρήσεις 4. και 5. να σχεδιάσετε ένα μικρό πείραμα για την μέτρηση της ενεργότητας μιας πολύ ασθενικής πηγής ^{60}Co (ενεργότητα $\sim 0,3\text{kBq}$) [συμβουλή: μεγιστοποιήσετε τον παράγοντα γεωμετρίας]
7. Να σχεδιάσετε στο ίδιο διάγραμμα τις χαρακτηριστικές καμπύλες $N = f(V)$ για το ^{137}Cs , και το υπόβαθρο. Για την καλύτερη παρουσίαση των δεδομένων, χρησιμοποιήστε ημι-λογαριθμικό χαρτί. Κάθε σημείο παριστάνεται με το στατιστικό σφάλμα $\pm \sqrt{N}$. Δώστε συνοπτικά μία ποιοτική εξήγηση της μορφής της χαρακτηριστικής καμπύλης $N = f(V)$.
8. Να υπολογίσετε την απόδοση A του ανιχνευτή (σχέση 2-8) την τάση λειτουργίας της λυχνίας και του διευκρινιστή, για το ^{137}Cs και το ^{60}Co (στο κοβάλτιο καταγράφεται η μία ακτίνα επειδή οι δύο ακτίνες γ εκπέμπονται σε αντίθετη φορά). Στους υπολογισμούς να θεωρήσετε ότι οι αναγραφόμενες ενεργότητες έχουν σφάλμα 5% και οι αποστάσεις σφάλμα $\pm 2\text{mm}$. Οι διαστάσεις του κρυστάλλου NaI αναγράφονται σε κάθε ανιχνευτή. Να υπολογίσετε τις εσωτερικές αποδόσεις ϵ_γ σύμφωνα με τις σχέσεις 2-5 και 2-7 και για τις δύο πηγές και να τις τοποθετήσετε στο διάγραμμα. Να σχολιάσετε τα αποτελέσματα.
9. Με βάση τις μετρήσεις που πήρατε για την απορρόφηση της γ -ακτινοβολίας από απορροφητή Al, να υπολογίσετε την εξασθένιση που μετρήσατε για το ^{137}Cs και το ^{60}Co καθώς και την αναμενόμενη (θεωρητική τιμή) σε κάθε περίπτωση. Οι αντίστοιχοι συντελεστές αλληλεπίδρασης για τις δύο πηγές είναι (βλέπε θεωρητικό μέρος B1):

Για το ^{137}Cs (ενέργεια φωτονίου 0,661keV): **2,005E-01cm⁻¹**

Για το ^{60}Co (ενέργειες φωτονίων 1,173MeV και 1,332MeV):
 $1,530\text{E}-01\text{cm}^{-1}$ και $1,433\text{E}-01\text{cm}^{-1}$ αντίστοιχα. Να σχολιάσετε τα αποτελέσματα.

10. Να σχεδιάσετε τις καμπύλες $N = f(V_d)$ και για τις δύο πηγές στο ίδιο διάγραμμα και να σχολιάσετε τα αποτελέσματα. Εξηγήστε τη λειτουργία του διευκρινιστή.
11. Να παρουσιάσετε και να σχολιάσετε τις μετρήσεις 5. που πήρατε για την μέτρηση της ενεργότητας της ασθενικής πηγής ^{60}Co . Δώστε το αποτέλεσμα των μετρήσεών σας και το σφάλμα της μέτρησης.
12. Χρησιμοποιείστε τον παλμογράφο και παρατηρήστε το σήμα του φωτοπολλαπλασιαστή πριν και μετά την ενίσχυση. Συγκρίνατε το σήμα για πηγές Cs και Co.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ: Ηλεκτρονικές μονάδες NIM

Τροφοδοτικό υψηλής τάσης NIM (H.V. Power supply Canberra 3102D)

• **Γενική περιγραφή μονάδας**

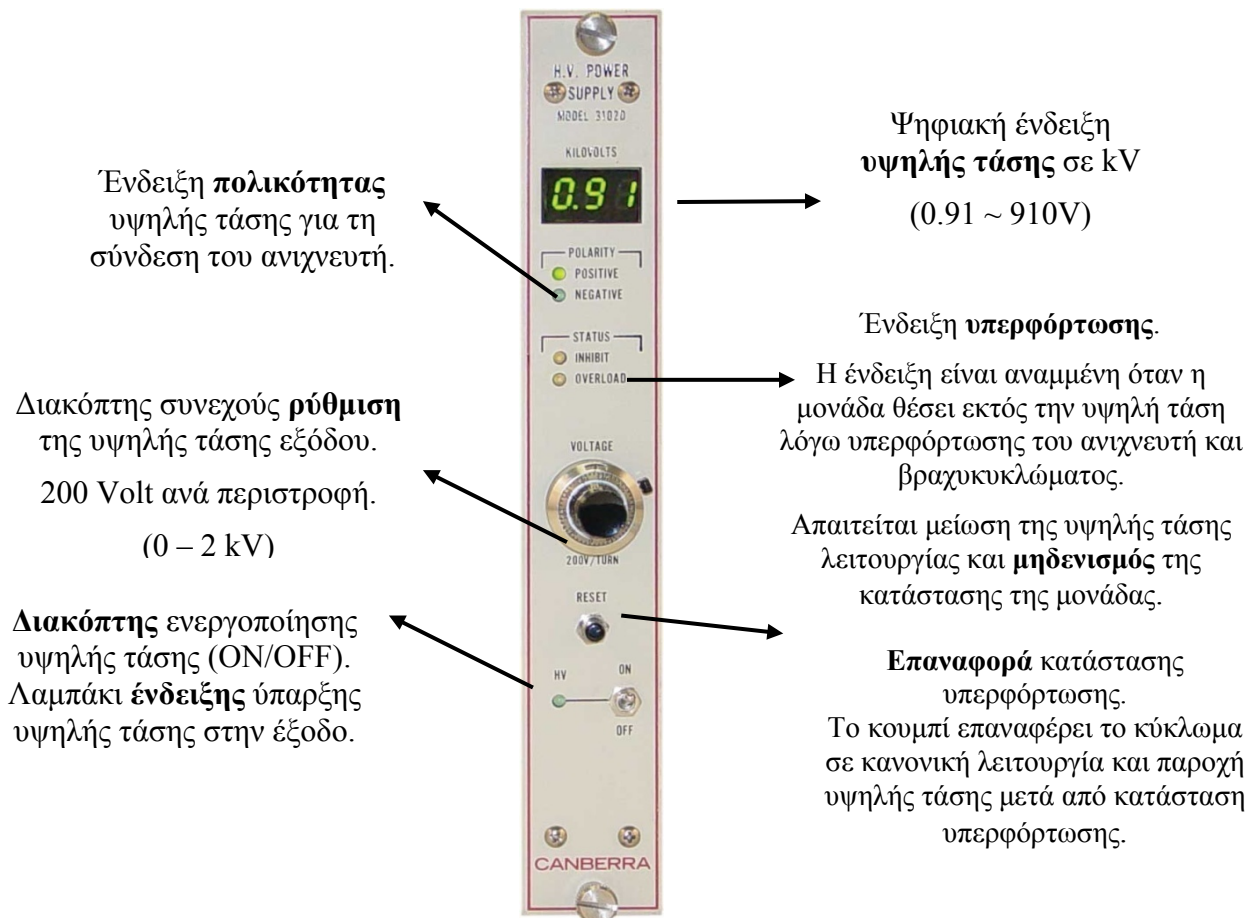
Η μονάδα NIM model 3102D της CANBERRA είναι μια μονάδα παροχής υψηλής τάσης για χρήση κυρίως με φωτοπολλαπλασιαστές. Μπορεί βεβαίως να χρησιμοποιηθεί και με κάθε ανιχνευτή που απαιτεί υψηλή τάση λειτουργίας μέχρι 2000 V και ρεύμα λιγότερο από 1 mA.

Η έξοδος της μονάδας δίνει δυνατότητα για συνεχή ρύθμιση της υψηλής τάσης από ±15 έως 2000 V dc. Δίνεται επίσης από δεύτερη έξοδο η δυνατότητα παροχής τάσης στο 1/10 του κανονικού της εύρους. Η τάση εξόδου μετράται και απεικονίζεται από βολτόμετρο με ψηφιακή οθόνη τριών ψηφίων. Επιπλέον η μονάδα αυτή επιτρέπει στο χρήστη να επιλέξει την πολικότητα της τάσης εξόδου με εσωτερικό διακόπτη.

Η μονάδα 3102D μπορεί να ανταπεξέλθει σε κάθε κατάσταση υπερφόρτωσης ή βραχυκυκλώματος για απεριόριστο χρονικό διάστημα. Απαιτείται χειροκίνητη επαναφορά, μέσω του κατάλληλου διακόπτη, όταν πάψει η λανθασμένη τροφοδοσία και το βραχυκύκλωμα.

Ο χρόνος ανόδου της τάσης εξόδου είναι 5 s, έτσι ώστε να προστατεύονται οι προενισχυτές και οι ανιχνευτές από ρεύματα εξάρσης κατά την φόρτιση.

• **Περιγραφή λειτουργιών μονάδας**



**Προενισχυτής – Ενισχυτής – Διευκρινιστής ύψους παλμών NIM
(Preamplifier-Amplifier-Discriminator, Canberra model 814A)**

• **Γενική περιγραφή μονάδας**

Η μονάδα NIM Model 814A της CANBERRA περιέχει έναν προενισχυτή διπολικής εισόδου, ένα γραμμικό ενισχυτή με μέγιστη ενίσχυση 600 και ένα διευκρινιστή ύψους παλμών. Το 814A δέχεται σαν είσοδο το αρνητικό ή θετικό σήμα εξόδου ενός ανιχνευτή σπινθηρισμών, ενός αναλογικού απαριθμητή αερίου, ενός κρυστάλλου Ge(Li) ή ενός NaI(Tl) και παρέχει έναν σχεδόν γκαουσιανό διπολικό παλμό εξόδου από τη μονάδα ενίσχυσης.

Η ενίσχυση ρυθμίζεται με επιλογείς στο εμπρός μέρος της μονάδας. Ένας περιστροφικός επιλογέας πέντε θέσεων παρέχει αδρή ρύθμιση της ενίσχυσης (16:1), ενώ ένα περιστροφικό ποτενσιόμετρο παρέχει μια λεπτομερή ρύθμιση της ενίσχυσης (3:1). Διακόπτης στο πίσω μέρος της μονάδας επιτρέπει την τη ρύθμιση του μηδενικού επιπέδου του ενισχυτή.

Η μονάδα 814A μπορεί να δεχθεί θετικό ή αρνητικό σήμα εισόδου στον προενισχυτή ή τον ενισχυτή με τη χρήση κατάλληλου διακόπτη πολικότητας. Ο διευκρινιστής ύψους παλμών παρέχει ένα θετικό τετραγωνικό παλμό 8 V στην έξοδο του διευκρινιστή, για κάθε παλμό εξόδου του ενισχυτή που ξεπερνά το προεπιλεγόμενο κατώφλι. Η έξοδος του ενισχυτή παρέχεται και ξεχωριστά. Το κατώφλι του διευκρινιστή ρυθμίζεται με περιστροφικό ποτενσιόμετρο (10 περιστροφές) από 50 mV έως 10 V.

• **Περιγραφή λειτουργιών μονάδας**

Διακόπτης επιλογής ενίσχυσης. Επιλέγει ένα από τους πέντε παράγοντες ενίσχυσης.

Ενεργοποίηση ή όχι του προενισχυτή. (PREAMP IN/OUT)

Έξοδος διευκρινιστή. Παρέχει ένα λογικό παλμό για κάθε παλμό εξόδου του ενισχυτή που ξεπερνά το κατώφλι τάσης του διευκρινιστή.

Είσοδος Ενισχυτή. Δέχεται θετικούς ή αρνητικούς αναλογικούς παλμούς διάρκειας 50 μs

Είσοδος ελέγχου. Δέχεται αναλογικούς παλμούς από γεννήτρια αναφοράς. Χρησιμοποιείται για τον έλεγχο της λειτουργίας και της ευαισθησίας των μονάδων ενίσχυσης

Περιστροφικό ποτενσιόμετρο ρύθμισης μεταβλητής λεπτομερούς ενίσχυσης (3:1)

Κατώφλι τάσης διευκρινιστή ύψους παλμών. (0,05V – 10V)

Διακόπτης ρύθμισης της πολικότητας του σήματος εισόδου στον ενισχυτή. Εάν έχει ενεργοποιηθεί ο προενισχυτής, ο διακόπτης αυτός πρέπει να τεθεί στην αντίθετη πολικότητα από αυτή του σήματος στην είσοδο του προενισχυτή.

Έξοδος ενισχυτή. Παρέχει διπολικούς παλμούς έως 10 V

Είσοδος προενισχυτή. Δέχεται θετικούς ή αρνητικούς παλμούς από ανιχνευτές.

Μονάδα NIM διπλού Απαριθμητή/Χρονομέτρου (Dual Counter/Timer, Canberra model 2071A)

• **Γενική περιγραφή μονάδας**

Η μονάδα NIM 2071A της CANBERRA παρέχει δύο μονάδες απαρίθμησης (Α και Β), χρονομέτρο ακριβείας και διάταξη προκαθορισμού μετρούμενων τιμών. Φυσιολογικά δουλεύει ως απαριθμητής γεγονότων για προκαθορισμένο χρόνο ή ως μετρητής χρόνου για προκαθορισμένο αριθμό γεγονότων. Παρόλα αυτά το 2071A μπορεί να λειτουργήσει ως διπλός απαριθμητής σε προκαθορισμένο χρόνο χωρίς όμως απεικόνιση των προκαθορισμένων τιμών.

Οι δύο εισοδοί των απαριθμητών δέχονται ταχείς αρνητικούς ή θετικούς παλμούς. Παρέχονται διευκρινιστές ύψους παλμών για θετικά σήματα εισόδου (κατώφλι +100 mV έως +10 V). Ο μέγιστος ρυθμός καταμέτρησης είναι 10^8 cps (100 MHz) για αρνητικά σήματα εισόδου και $25 \cdot 10^6$ cps (25 MHz) για θετική είσοδο. Το χρονομέτρο παρέχει υποδιαιρέσεις των 0,01 s ή 0,01 min και διακριτική ικανότητα παλμών στο χρόνο 1 μ s.

Η οθόνη μπορεί να παρουσιάσει τα δεδομένα των μετρήσεων από κάθε μια από τις μονάδες απαρίθμησης με έξι ψηφία. Όταν η μέτρηση ξεπεράσει το διαθέσιμο εύρος παρουσιάζονται τα έξι περισσότερο ή λιγότερο σημαντικά ψηφία μαζί με την ένδειξη X100, που υποδεικνύει την παρουσία 8 ψηφίων για τις καταμετρούμενες τιμές. Ο έλεγχος των προκαθορισμένων τιμών γίνεται με τρεις περιστροφικούς διακόπτες, παρέχοντας εύρος από 1 έως 99×10^6 διαβαθμίσεων. Η προκαθορισμένη τιμή έχει τη μορφή $NM \times 10^P$.

• **Περιγραφή λειτουργιών μονάδας**

Διακόπτης επιλογής οθόνης

Επιλέγει την απεικόνιση των δεδομένων του καναλιού Α ή Β για απεικόνιση στην οθόνη

Προκαθορισμένη τιμή $NM \times 10^P$

Θέτει την απόλυτη τιμή για την οποία θα καταγράφονται τιμές στον καταμετρητή. Το Μ θέτει μονάδες, το Ν δεκάδες και το Ρ τη δύναμη του δέκα με την οποία πολλαπλασιάζεται

Διακόπτης επιλογής SINGLE/RECYCLE

Επιλέγει λειτουργία ενός κύκλου μετρήσεων ή ανακύκλωση της λειτουργίας όταν φτάσει την προκαθορισμένη τιμή

Πύλη ελέγχου καναλιού Α / Σήμα ενεργοποίησης

Ελέγχει την καταμέτρηση στο κανάλι Β.

Είσοδος Α/Β

Δέχεται θετικούς παλμούς τάσης, ή αρνητικούς παλμούς ρεύματος για καταμέτρηση.

Οθόνη παρουσίασης μετρήσεων. Μπορεί να δείχνει τις μετρούμενες κρούσεις (διακόπτης οθόνης θέση Α) ή το χρόνο που έχει παρέλθει. Κατά τη διάρκεια της μέτρησης αναβοσβήνει η ένδειξη CNT.

Διακόπτης μηδενισμού δεδομένων του απαριθμητή

Διακόπτης επιλογής 0,01 sec / count B / 0,01 min

Επιλέγει το αν η προκαθορισμένη τιμή θα αφορά σε χρόνο με την εκάστοτε κλίμακα, ή τις τιμές εισόδου του Β. Στη δεύτερη περίπτωση η κλίμακα χρόνου είναι 0,01 second.

Διακόπτης START/STOP

Το START μηδενίζει τους απαριθμητές και ξεκινά τον κύκλο μέτρησης. Το STOP σταματά τον κύκλο μέτρησης.

Διευκρινιστής Α/Β

Θέτει το κατώφλι του διευκρινιστή ύψους παλμών μεταξύ 100 mV και 10 V για θετική είσοδο.

Πύλη ελέγχου καναλιού Β

Ελέγχει την καταμέτρηση στο κανάλι Β.



ΠΦ3. ΑΣΚΗΣΗ 3

Φασματοσκοπία γ

Σκοπός

Σκοπός της παρούσας άσκησης είναι η πειραματική μελέτη της ακτινοβολίας γ και η αλληλεπίδρασή της με την ύλη, κάνοντας χρήση βασικών αρχών φασματοσκοπίας με τη βοήθεια σπινθηριστή NaI

Θεωρητικό Υπόβαθρο

Κατά την εκτέλεση της πειραματικής άσκησης θα μελετηθούν συστηματικά οι βασικές αρχές που διέπουν την αποδιέγερση πυρήνων μέσω εκπομπής ακτίνων γ , θα εξετασθούν οι βασικοί τρόποι αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας γ με την ύλη και πιο συγκεκριμένα μέσω της καταγραφής της από έναν ανιχνευτή σπινθηρισμού NaI. Θα ταυτοποιηθούν και θα αναλυθούν οι κορυφές του φάσματος και θα μελετηθεί η επίδραση της πειραματικής διάταξης στη μορφή του.

Αλληλεπίδραση Ακτινοβολίας γ με τον Ανιχνευτή

Στις τυπικές ενέργειες πυρηνικής φυσικής η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας γ με την ύλη γίνεται με τους ακόλουθους τρεις βασικούς μηχανισμούς:

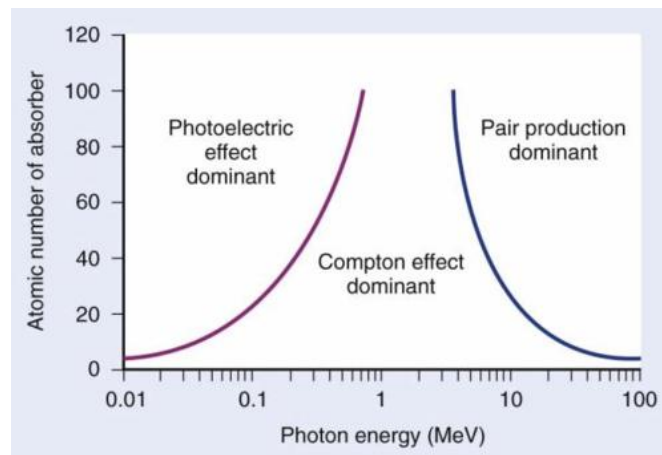
- Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο
- Το φαινόμενο Compton και
- Τη δίδυμη γένεση.

Καθένας από τους παραπάνω μηχανισμούς παρουσιάζει εξάρτηση, τόσο από την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου, όσο και από τον ατομικό αριθμό Z του υλικού με το οποίο αλληλεπιδρά. Η περιοχή στην οποία υπερισχύει το καθένα από τα φαινόμενα αυτά φαίνεται απλουστευμένα στο διάγραμμα του Σχήματος (3-1).

Για τυπικές ενέργειες εκπομπής της ακτινοβολίας γ από συνηθισμένες ραδιοπηγές (από μερικές εκατοντάδες keV έως και μερικά MeV) και για ένα μέσο Z υλικού, ο κύριος μηχανισμός αλληλεπίδρασης είναι το φαινόμενο Compton. Η

σκέδαση Compton αποτελεί κατά συνέπεια το βασικό μηχανισμό μέσω του οποίου η ακτινοβολία γ εναποθέτει ενέργεια στο υλικό του ανιχνευτή.

Στο σχήμα (3-2) συνοψίζονται σχηματικά οι προαναφερθέντες βασικοί μηχανισμοί αλληλεπίδρασης ενός εκπεμπόμενου από μια ραδιενεργή πηγή γ -φωτονίου με το υλικό ενός κρυσταλλικού σπινθηριστή του ανιχνευτικού συστήματος. Στα επόμενα αναλύεται καθένας από τους μηχανισμούς αυτούς ξεχωριστά και μελετάται η ενεργειακή του συνεισφορά στο ανιχνευόμενο φάσμα.



Σχήμα 3-1: Εξάρτηση των τριών βασικών μηχανισμών αλληλεπίδρασης φωτονίου με την ύλη (φωτοηλεκτρικό φαινόμενο – σκέδαση Compton – δίδυμη γένεση) από την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου και του ατομικού αριθμού Z του υλικού. Στο διάγραμμα διακρίνονται οι περιοχές όπου υπερισχύει καθένας από αυτούς τους μηχανισμούς. Οι οριακές γραμμές ορίζουν τις συνθήκες όπου οι ενεργές διατομές (πιθανότητες) δύο γειτνιαζόντων μηχανισμών εξισώνονται.

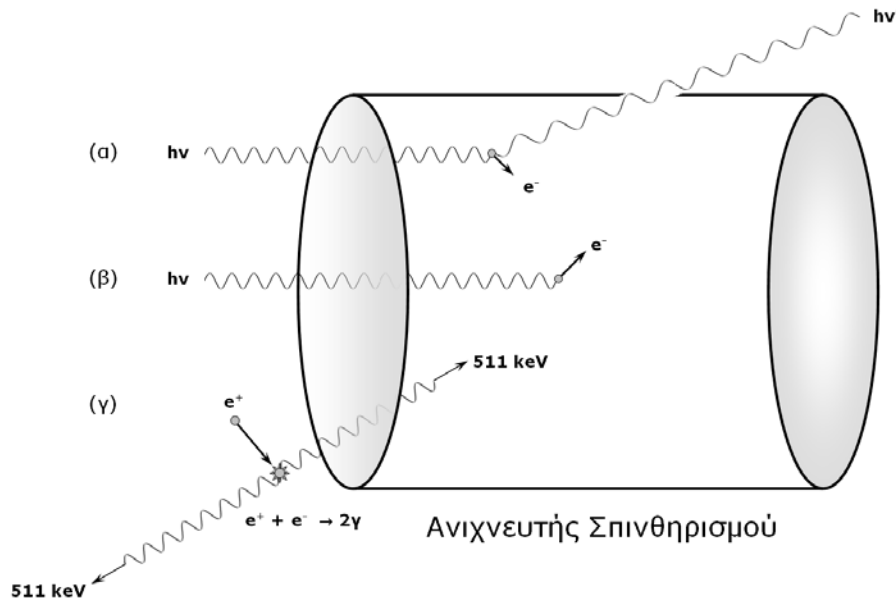
α) Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Η ακτίνα γ ενέργειας $E_0 = h\nu$ απορροφάται και ένα ατομικό ηλεκτρόνιο ελευθερώνεται με κινητική ενέργεια:

$$T = E_0 - E_B \quad (3-1)$$

όπου E_B η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου, η οποία εξαρτάται από τη στάθμη στην οποία ανήκε το ηλεκτρόνιο. Αμέσως μετά, η φωτοηλεκτρική απορρόφηση ακολουθείται από εκπομπή ακτίνας (ν -ων) X ολικής ενέργειας E_B . Επειδή δε η ενεργός διατομή του φωτοηλεκτρικού φαινομένου είναι πολύ μεγάλη στις χαμηλές

ενέργειες E_B , οι ακτίνες X απορροφούνται μέσα στον κρύσταλλο και η ενέργειά τους μεταφέρεται σε άλλα φωτοηλεκτρόνια (βλέπε κεφ.Β1 και ασκ.ΠΦ2).



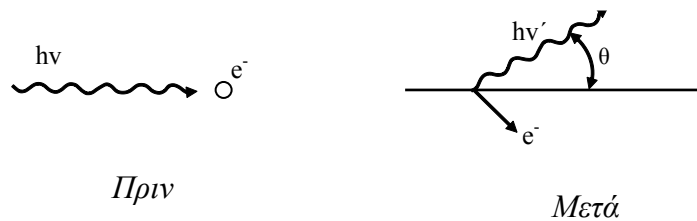
Σχήμα 3-2: Οι βασικοί μηχανισμοί μέσω των οποίων εναποτίθεται ενέργεια από την προσπίπτουσα γ ακτινοβολία των συνηθισμένων εργαστηριακών ραδιενεργών πηγών στο υλικό του ανιχνευτή σπινθηρισμού: **(α)** Σκέδαση Compton **(β)** Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο **(γ)** Στην περίπτωση που η ραδιενεργή πηγή είναι β^+ , το εκπεμπόμενο ποζιτρόνιο εξαυλώνεται με ένα ηλεκτρόνιο και (κυρίως) μέσω της αντίδρασης $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ παράγει δύο ισοενεργειακά φωτόνια, καθένα από τα οποία φέρει ενέργεια ίση με την μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου $m_0c^2=511 \text{ keV}$.

Ο συντελεστής εξασθένισης ακτινοβολίας γ σε κρύσταλλο NaI ως συνάρτηση της ενέργειας δίνεται στο σχήμα (2-5) (άσκηση ΠΦ2). Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι σημαντικό για μικρές ενέργειες $E < 0,2 \text{ MeV}$, ενώ στην ενέργεια των $\approx 0,25 \text{ MeV}$ το φωτοηλεκτρικό είναι ίσο με το Compton και για ενέργειες μεγαλύτερες των $\approx 0,5 \text{ MeV}$ υπερισχύει η απορρόφηση των φωτονίων μέσω φαινομένου Compton. Για ενέργειες από τα $1,02 \text{ MeV}$ και πάνω ενισχύεται η συμμετοχή της δίδυμης γένεσης. Ειδικότερα, παρατηρούμε ότι στις χαμηλότερες ενέργειες της εξασθένισης λόγω φωτοηλεκτρικού φαινομένου εμφανίζονται αιχμές απορρόφησης, οι οποίες αντιστοιχούν στις ενέργειες σύνδεσης

του ηλεκτρονίου των εσωτερικών στοιβάδων του ατόμου του απορροφητή. Στο σχήμα (2-5) για το NaI διακρίνεται η *K-αιχμή απορρόφησης* (K-edge), που αντιστοιχεί στην ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου της K-στοιβάδας στα 32 keV.

(β) Σκέδαση Compton

Η ακτίνα γ ενέργειας $E_0=hn$ σκεδάζεται από ηλεκτρόνιο του ανιχνευτή με αποτέλεσμα η ενέργεια αυτή να κατανέμεται ανάμεσα στο σκεδαζόμενο φωτόνιο hn' και το ηλεκτρόνιο ανάκρουσης Compton. Σχηματικό διάγραμμα της σκέδασης δίνεται παρακάτω.



Με το μηχανισμό αυτό, κατά τη σκέδαση Compton η προσπίπτουσα ακτίνα γ δίνει μέρος της αρχικής ενέργειάς της σε ηλεκτρόνιο του ανιχνευτή. Χρησιμοποιώντας τους νόμους της διατήρησης της ενέργειας και της ορμής μπορούμε να υπολογίσουμε την ενέργεια $E_{\gamma'}$ του φωτονίου μετά τη σκέδαση και να βρούμε

$$E_{\gamma'}(\theta) = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0(1 - \cos\theta)}{m_0c^2}} \tag{3-2}$$

όπου $m_0c^2=511$ keV η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου. Δεδομένου ότι $E_0=E_{\gamma'}+E_e$, και θεωρώντας αμελητέα την ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου, η αντίστοιχη ενέργεια του ανακρουόμενου ηλεκτρονίου E_e θα δίνεται από τη σχέση:

$$E_e(\theta) = \frac{E_0}{1 + \frac{m_0c^2}{E_0(1 - \cos\theta)}} \tag{3-3}$$

Είναι προφανές από τις παραπάνω σχέσεις ότι

- η ενέργεια που απορροφάται από το ηλεκτρόνιο εξαρτάται από τη γωνία

σκέδασης θ του φωτονίου και την ενέργεια E_0 .

- η ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου εξαρτάται από τη γωνία θ και την ενέργεια E_0 . (βλέπε κεφ. B1)

Διερευνώντας τη παραπάνω σχέση (3-3) διακρίνουμε επιπλέον δύο ακραίες περιπτώσεις:

- Για γωνία σκέδασης $\theta \approx 0$ η ενέργεια του σκεδαζόμενου ηλεκτρονίου $E_e \approx 0$, που σημαίνει ότι η σκεδαζόμενη ακτινοβολία $h\nu'$ έχει περίπου την ίδια ενέργεια με την προσπίπτουσα.
- Για γωνία σκέδασης $\theta = \pi$, περίπτωση κατά την οποία το αρχικό φωτόνιο οπισθοσκεδάζεται, η ενέργεια του σκεδαζόμενου ηλεκτρονίου λαμβάνει τη μέγιστη τιμή της

$$T_{\max} = E_e(\pi) = \frac{E_0}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_0}} \quad (3-4)$$

Η μέγιστη αυτή τιμή, T_{\max} , αποκαλείται αιχμή Compton (Compton edge) και αποτελεί το ανώτατο όριο στο ανιχνευόμενο ενεργειακό φάσμα για τον μηχανισμό σκέδασης Compton του προσπίπτοντος φωτονίου αρχικής ενέργειας E_0 .

Η σκέδαση της αρχικής ακτίνας γ σε γωνίες $0^\circ < \theta < 180^\circ$ θα δώσει μέρος της ενέργειάς της, από μηδέν έως T_{\max} , στο ηλεκτρόνιο Compton. Αυτό αποτελεί και το εναποτιθέμενο στον ανιχνευτή ποσοστό ενέργειας που εμφανίζεται στο ενεργειακό φάσμα. Η σκεδασμένη τώρα γ ακτίνα μπορεί:

- Να απορροφηθεί πλήρως στον κρύσταλλο (διαδοχικές απορροφήσεις Compton), οπότε όλη η αρχική ενέργεια E_0 θα μετατραπεί τελικά σε σπινθηρισμούς. Κατά συνέπεια, το φάσμα θα παρουσιάζει μια κορυφή στην ενέργεια E_0 (φωτοκορυφή), όπως στην περίπτωση της φωτοηλεκτρικής απορρόφησης (α). Άρα η φωτοκορυφή E_0 που εμφανίζεται στο σχήμα (3-3) δεν σημαίνει φωτοηλεκτρικό φαινόμενο αλλά είναι κορυφή πλήρους απορρόφησης του φωτονίου μέσω διαδοχικών σκεδάσεων Compton.
- Να απομακρυνθεί από τον κρύσταλλο χωρίς να απορροφηθεί, οπότε μόνο η ενέργεια E_e του ηλεκτρονίου Compton θα μετατραπεί σε σπινθηρισμούς. Στην περίπτωση αυτή το φάσμα θα είναι συνεχές από μηδέν μέχρι T_{\max} και

θα παρουσιάζει μια μικρή κορυφή κοντά στην αιχμή Compton.

Στις χαμηλές ενέργειες του φάσματος Compton παρουσιάζεται μια μικρή κορυφή (κορυφή οπισθοσκέδασης). Η κορυφή αυτή οφείλεται σε σκέδαση Compton σε 180° γωνία από υλικά που βρίσκονται κοντά στην πηγή των ακτίνων γ (ή και από την ίδια την πηγή γ ακόμη). Οι οπισθοσκεδασμένες ακτίνες γ εισέρχονται στον κρύσταλλο με ενέργεια:

$$E_b = E_\gamma(\pi) = \frac{E_0}{1 + \frac{2E_0}{m_0c^2}} \quad (3-5)$$

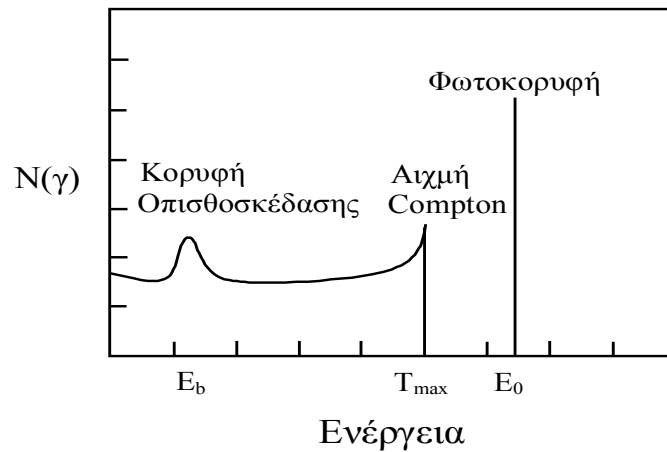
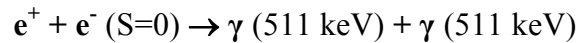
που προφανώς είναι ίση με $E_0 - T_{\max}$. Καθαρὰ θεωρητικά λοιπόν, χωρίς να λαμβάνεται υπόψη η διακριτική ικανότητα της συσκευής και θεωρώντας μόνο φωτοηλεκτρική και απορρόφηση Compton, αναμένεται ένα φάσμα της μορφής του σχήματος (3-3).

(γ) Δίδυμη Γένεση και Εξαϋλωση Ποζιτρονίου

Η δίδυμη γένεση ($\gamma \rightarrow e^- + e^+$ με $E_\gamma > 1,022 \text{ MeV}$) για τις συνήθεις ενέργειες των ραδιενεργών πηγών είναι μια διαδικασία που χαρακτηρίζεται από πολύ μικρή πιθανότητα. Όπως φαίνεται από το σχήμα (2-6) ο συντελεστής εξασθένησης από το μηχανισμό της δίδυμης γένεσης στην ενεργειακή περιοχή μερικών MeV πάνω από το κατώφλι είναι μικρότερη της επικρατούσης σκέδασης Compton για το υλικό του ανιχνευτή σπινθηρισμών NaI. Κατά συνέπεια, στην παρούσα άσκηση η αλληλεπίδραση αυτή θεωρείται αμελητέα και δεν λαμβάνεται περαιτέρω υπόψη.

Ένα βασικό φαινόμενο, όμως, το οποίο χρήζει ιδιαίτερης προσοχής στη φασματοσκοπία ακτινοβολίας γ , είναι η περίπτωση ραδιενεργών πηγών β^+ . Όπως είναι γνωστό από την Ατομική Φυσική, το εκπεμπόμενο ποζιτρόνιο από μια τέτοια πηγή σχηματίζει στιγμιαία με ένα από τα διαθέσιμα ηλεκτρόνια του περιβάλλοντος την πηγή υλικού ένα «εξωτικό» άτομο $e^+ - e^-$, αποκαλούμενο positronium. Στην πιο συνηθισμένη περίπτωση που το συνολικό σπιν του συστήματος είναι $S=0$ (αντιπαράλληλα σπιν ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου), το σύστημα ονομάζεται para-positronium και χαρακτηρίζεται από τον μικρό χρόνο ζωής του ($\sim 10^{-10}$ s). Κανόνες διατήρησης ενέργειας-ορμής και σπιν επιβάλλουν την εξαϋλώσή του σε δύο

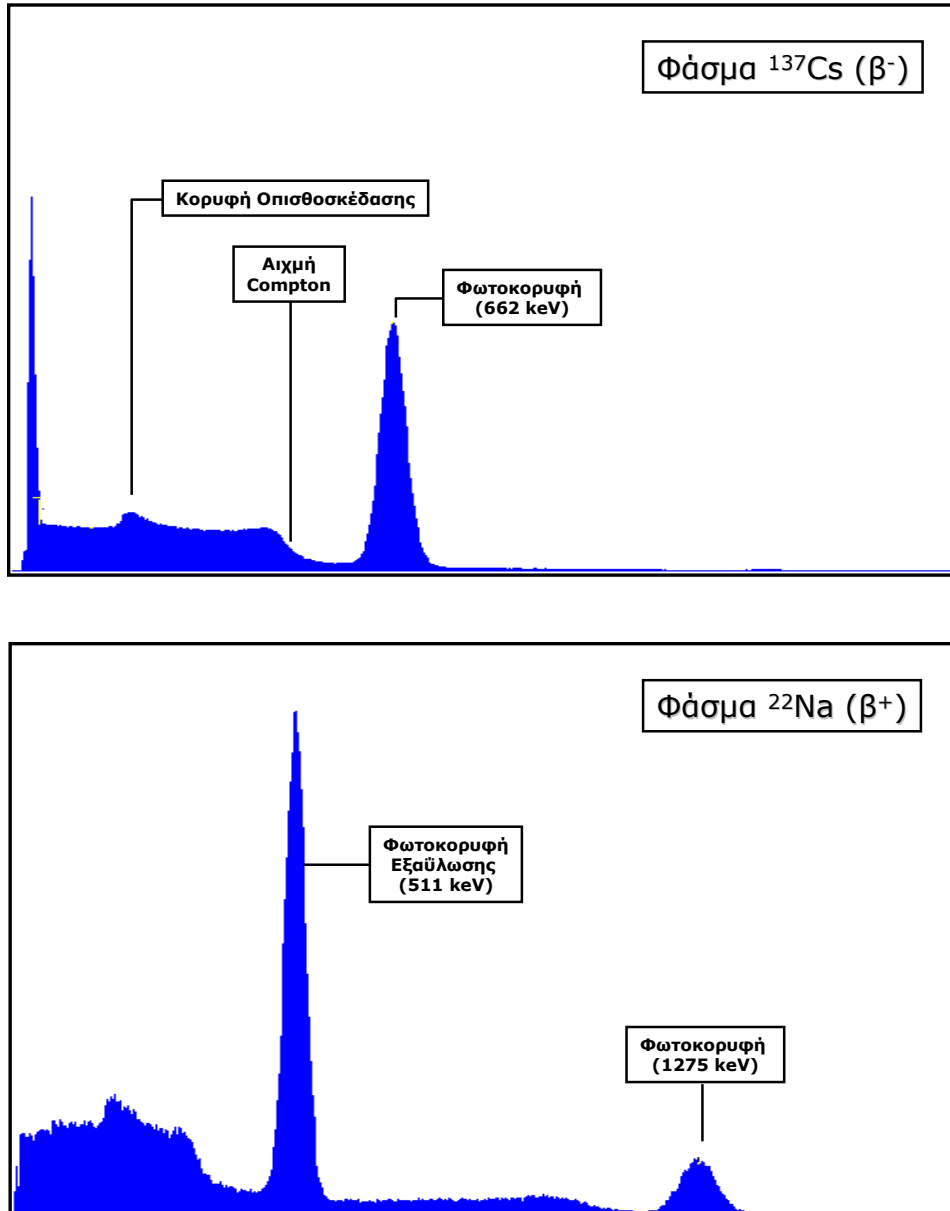
φωτόνια ενέργειας $m_0c^2=511$ keV έκαστο, όσο δηλαδή και η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου, αντιδιαμετρικά εκπεμπόμενα [περίπτωση (γ) του σχήματος (3-2)]:



Σχήμα 3-3: Αναμενόμενο ενεργειακό φάσμα ακτίνων γ αρχικής ενέργειας E_0 , λαμβάνοντας υπόψη τους δύο βασικούς μηχανισμούς αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με την ύλη: Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και την σκέδαση Compton. Η πεπερασμένη διακριτική ικανότητα του ανιχνευτικού συστήματος δεν έχει ληφθεί υπόψη στο παράδειγμα αυτό.

Άμεση συνέπεια του γεγονότος αυτού είναι η έντονη εμφάνιση χαρακτηριστικής φωτοκορυφής στην ενέργεια των 511 keV. Η φωτοκορυφή αυτή, αποκαλούμενη και φωτοκορυφή εξαύλωσης, αποτελεί χαρακτηριστικό γνώρισμα κάθε φάσματος ραδιενεργού πηγής β^+ εκπομπής ποζιτρονίων, όπως του ^{22}Na που χρησιμοποιείται στην παρούσα άσκηση.

Παράδειγμα φασμάτων γ δύο τυπικών ραδιενεργών πηγών του εργαστηρίου φαίνεται στο παρακάτω Σχήμα (3-4).



Σχήμα 3-4: Χαρακτηριστικά φάσματα ραδιενεργών πηγών ακτινοβολίας γ . Πάνω: Φάσμα της β^- ραδιενεργού πηγής ^{137}Cs , όπου, πέρα από τη φωτοκορυφή στα 662 keV, είναι ευδιάκριτες η κορυφή οπισθοσκέδασης και η αιχμή Compton. Κάτω: Φάσμα της β^+ ραδιενεργού πηγής ^{22}Na , όπου, εκτός της φωτοκορυφής στα 1275 keV, εμφανίζεται έντονα και η φωτοκορυφή εξαύλωσης των 511 keV.

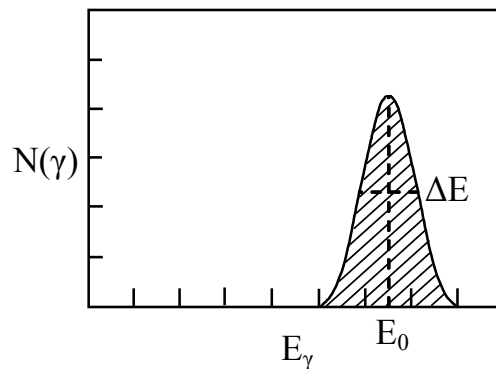
Διακριτική ικανότητα

Θεωρητικά περιμένουμε ένα γραμμικό φάσμα με μια λεπτή φωτοκορυφή που θα αντιστοιχεί στην ενέργεια E_0 (σχήμα 3-3). Πειραματικά όμως, αυτή η λεπτή γραμμή στην τιμή E_0 φαίνεται να παρουσιάζει τη μορφή μιας κανονικής (Gaussian) κατανομής ενέργειας, ανάλογης με εκείνη του σχήματος (3-5). Η μορφή αυτή είναι αποτέλεσμα της πεπερασμένης διακριτικής ικανότητας του συστήματος.

Η διακριτική ικανότητα (resolution) R ορίζεται ως:

$$R = \frac{\Delta E}{E_0} \quad (3-6)$$

όπου ΔE είναι το ολικό πλάτος στο μισό του μεγίστου της φωτοκορυφής. Η ποσότητα αυτή είναι μέτρο της ικανότητας ενός φασματόμετρου να διαχωρίζει δύο κορυφές που είναι πολύ κοντά μεταξύ τους.



Σχήμα 3-5 Πειραματικά παρατηρούμενη μονοενεργειακή κατάσταση ονομαστικής ενέργειας E_0 και ο ορισμός της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας από τη σχέση $R = \Delta E / E_0$. Το εύρος ΔE αντιπροσωπεύει το ολικό πλάτος στο μισό του μεγίστου της κορυφής.

Η διαδικασία της μετατροπής της προσπίπτουσας ακτίνας γ σε παλμό στην έξοδο του ανιχνευτή σπινθηρισμών περιλαμβάνει τα παρακάτω στάδια:

- Μετατροπή της γ σε σπινθηρισμούς.
- Διάδοση και συλλογή σπινθηρισμών από την φωτοκάθοδο.
- Μετατροπή σπινθηρισμών σε φωτοηλεκτρόνια.
- Εστίαση φωτοηλεκτρονίων από δυνόδους και πολλαπλασιασμός των

Σε όλα αυτά τα στάδια έχουμε συνεισφορά λόγω στατιστικών διακυμάνσεων στη διαπλάτυνση της γραμμής. Η κύρια συνεισφορά προέρχεται από τη στατιστική διαδικασία της μετατροπής της ακτινοβολίας γ σε φωτόνια μικρότερου μήκους κύματος (σπινθηρισμούς). Το υλικό του σπινθηριστή με τον ενεργοποιητή είναι αυτά που πρωτίστως καθορίζουν την τιμή της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του συστήματος. Επειδή λοιπόν ενδιαφερόμαστε για μικρή τιμή R θα πρέπει κυρίως ο κρύσταλλος, που χρησιμοποιούμε, καθώς και ο φωτοπολλαπλασιαστής να είναι καλής ποιότητας. Η διακριτική ικανότητα εξαρτάται και από την ενέργεια E_γ της γ ακτινοβολίας σύμφωνα με την εμπειρική σχέση:

$$R^2 = a + b/E_\gamma \quad (3-7)$$

όπου a και b σταθερές.

Εξαιτίας της ενεργειακής εξάρτησης, η διακριτική ικανότητα για έναν ανιχνευτή σπινθηρισμών δίνεται πάντοτε για συγκεκριμένη ενέργεια. Συνήθως χρησιμοποιείται ως σημείο αναφοράς η ενέργεια εκπομπής των ακτίνων γ του ^{137}Cs ($E_0=662 \text{ keV}$). Έτσι για τον κρύσταλλο NaI(Tl) (Sodium Iodide), που θα χρησιμοποιηθεί στην εκτέλεση της άσκησης, η διακριτική του ικανότητα είναι περίπου 7,7%.

Επίδραση του πάχους του ανιχνευτή στο καταγραφόμενο φάσμα

Όπως αναφέρθηκε στα προηγούμενα ο κύριος μηχανισμός αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας γ με το υλικό του ανιχνευτή είναι μέσω της σκέδασης Compton. Πλήρης απορρόφηση της μονοενεργειακής ακτίνας γ , αρχικής ενέργειας E_0 , είτε μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου είτε με αλληλάλληλες σκεδάσεις Compton, οδηγούν στην εμφάνιση της φωτοκορυφής E_0 . Οποιαδήποτε άλλη περίπτωση, όπου η αρχική ακτίνα γ μετά την αλληλεπίδραση Compton διαφεύγει του ανιχνευτή, οδηγεί σε μερική εναπόθεση ενέργειας στο σύστημα, γεγονός που εκδηλώνεται με την ύπαρξη του συνεχούς υποβάθρου Compton στο καταγραφόμενο φάσμα. Είναι ευνόητο ότι οι διαστάσεις του ανιχνευτή διαδραματίζουν βασικό ρόλο στο λόγο της μετρούμενης ακτινοβολίας Φωτοκορυφής:Compton. Ένας υποθετικός ανιχνευτής με μεγάλες διαστάσεις, όπου η δυνατότητα διαφυγής της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας θα ήταν πρακτικά ανύπαρκτη, θα έδινε φάσμα μόνο με τη φωτοκορυφή E_0 .

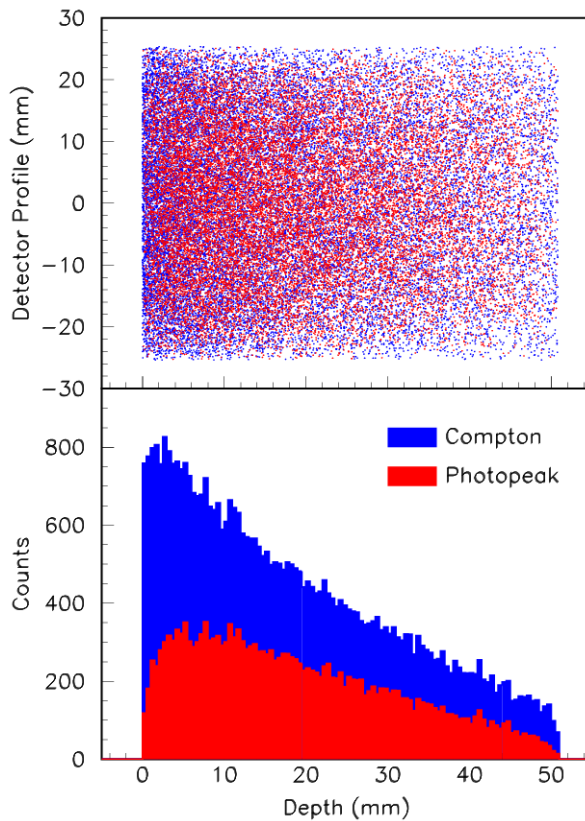
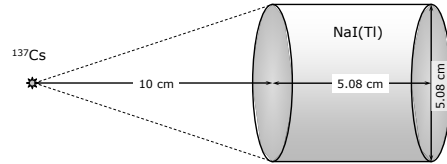
Συγκριτική ποσοτική μελέτη της αναμενόμενης σχετικής έντασης Φωτοκορυφής:Compton γίνεται εύκολα με τεχνικές Monte-Carlo. Για το ανιχνευτικό σύστημα του σπινθηριστή NaI του εργαστηρίου, το οποίο έχει κυλινδρικό σχήμα διαστάσεων 5,08cm (διάμετρος) \times 5,08cm (πάχος) τα αποτελέσματα της προσομοίωσης για πηγή ^{137}Cs τοποθετημένη σε απόσταση 10 cm από την πρόσοψη του ανιχνευτή με την βοήθεια του κώδικα GEANT4 (ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις) φαίνονται στα παρακάτω σχήματα.

Στο σχήμα (3-6) δίνεται η εικόνα της κατανομής των αλληλεπιδρόντων γ -φωτονίων με ενέργεια $E_0=662$ keV της πηγής ^{137}Cs κατά μήκος του άξονα του ανιχνευτή. Οι θέσεις που η αλληλεπίδραση οδηγεί σε πλήρη απορρόφηση (φωτοκορυφή) είναι διαφορετικά χρωματισμένες από τις σκεδάσεις Compton, οι οποίες συνοδεύονται με διαφυγή του σκεδαζόμενου φωτονίου (μερική απορρόφηση).

Ποσοτική επεξεργασία των αποτελεσμάτων αυτών οδηγεί τόσο στην πραγματική εκτίμηση της εσωτερικής απόδοσης του ανιχνευτή για το δεδομένο πάχος του, όσο και για τη σχετική αναλογία των καταγραφόμενων αλληλεπιδράσεων πλήρους και μερικής απορρόφησης. Τα αποτελέσματα αυτά συνοψίζονται στον πίνακα 3-1.

Είναι προφανές από τον πίνακα 3-1 πως στην περίπτωση της παρούσας άσκησης όπου το πάχος του ανιχνευτή είναι 5,08 cm, ο λόγος των καταγραφόμενων γεγονότων πλήρους απορρόφησης (γεγονότα Φωτοκορυφής) προς τα μερικώς απορροφούμενα (γεγονότα Compton) 1:1.15 είναι πολύ διαφορετικός από το λόγο της γραμμικής εξασθένισης του $\mu_{\text{Photon}}:\mu_{\text{Compton}} \approx 1:8$ για την δεδομένη ενέργεια και υλικό του ανιχνευτή.

Το αποτέλεσμα αυτό δείχνει ότι το πάχος του ανιχνευτή επιτρέπει την περαιτέρω απορρόφηση με αλληπάλληλες σκεδάσεις Compton. Καθώς δε το πάχος του ανιχνευτή σταδιακά μειώνεται, ο λόγος γεγονότων Φωτοκορυφής:Compton τείνει ασυμπτωτικά στον αντίστοιχο λόγο των γραμμικών απορροφήσεων $\mu_{\text{Photo}}:\mu_{\text{Compton}}$. Η επίδραση αυτή του πάχους του ανιχνευτή στη μορφή των ενεργειακών φασμάτων είναι προφανής. Για τις μελετηθείσες αυτές περιπτώσεις, τα αντίστοιχα ενεργειακά φάσματα δίνονται στο Σχήμα (3-7).

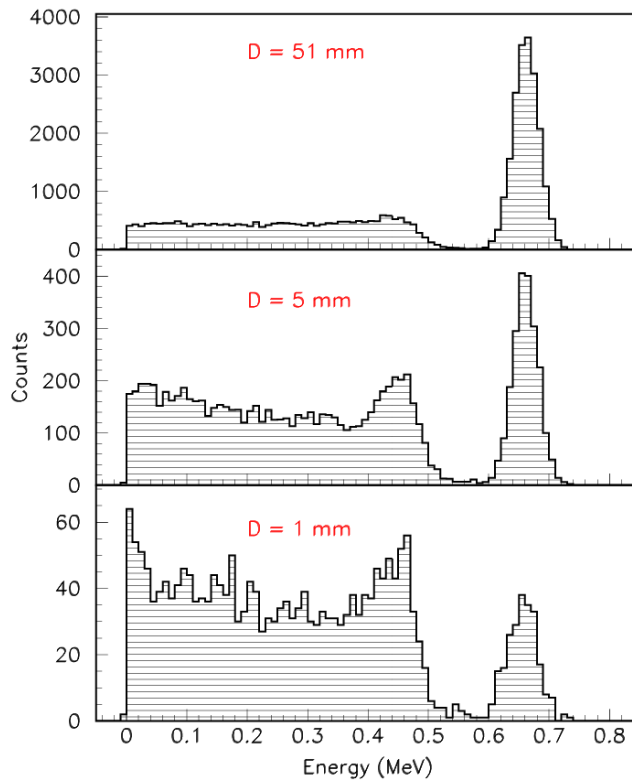


Σχήμα 3-6:

Αποτελέσματα προσομοίωσης (GEANT4) αλληλεπίδρασης φωτονίων γ αρχικής ενέργειας $E_0=662 \text{ keV}$ εκπεμπόμενα από πηγή ^{137}Cs με το υλικό του ανιχνευτή σπινθηρισμών NaI(Tl) στη γεωμετρία του παραπάνω σχήματος. Στο πάνω αριστερά διδιάστατο διάγραμμα δίνονται τα σημεία αλληλεπίδρασης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας με Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο ή σκέδαση Compton για την κατά μήκος του άξονα τομή του ανιχνευτή. Γεγονότα που οδηγούν στην ενέργεια φωτοκορυφής E_0 είναι διαφορετικά χρωματισμένα από τα γεγονότα Compton. Η συχνότητα εμφάνισής τους δίνεται στην προβολική εικόνα του σχήματος κάτω αριστερά.

Πάχος Ανιχνευτή	Συνολική Απόδοση <u>Καταγραφόμενα</u> Εκπεμπόμενα	Λόγος Γεγονότων <u>Φωτοκορυφής</u> Compton
50,8 mm	55 %	1 : 1,15
5,0 mm	13 %	1 : 3,50
1,0 mm	2,8 %	1 : 8,24

Πίνακας 3-1



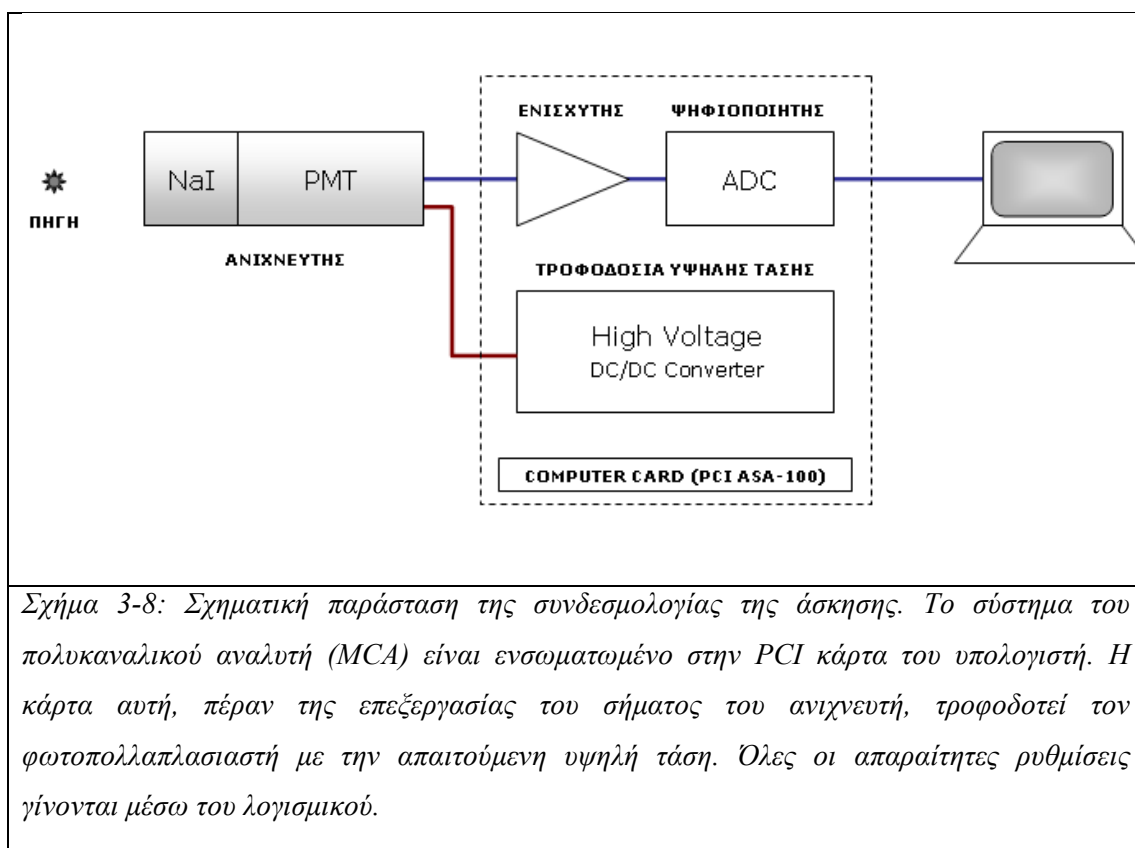
Σχήμα 3-7 Επίδραση του πάχους του ανιχνευτή στην αναλογία γεγονότων πλήρους απορρόφησης (Φωτοκορυφής) προς τα γεγονότα μερικής απορρόφησης (Compton).

Βιβλιογραφία

1. Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 3rd Edition, Wiley, 2000.
2. G. Gilmore and J.D. Hemingway, Practical Gamma-Ray Spectrometry, 1st Edition, Wiley, 1995.
3. W.N. Cottingham and D.A. Greenwood, Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική, Εκδόσεις Δαρδανός «τυπωθήτω», 1992.
4. Canberra, Gamma and X-Ray Detection, <http://www.canberra.com/>
5. GEANT4 – A Simulation Toolkit, NIM A **506** (2003) 250-303.

Οργανολογία

1. **Ανιχνευτής σπινθηρισμών** αποτελούμενος από κρύσταλλο NaI(Tl) διαστάσεων διάμετρος × πάχος = 5,08 cm × 5,08 cm (2in × 2in) και λυχνία φωτοπολλαπλασιαστή (PMT: PhotoMultiplier Tube).
2. **Ηλεκτρονικός υπολογιστής** με την ενσωματωμένη PCI κάρτα πολυκαναλικού αναλυτή (MCA: Multi Channel Analyzer, Canberra, ASA-100), η οποία περιλαμβάνει:
 - Τροφοδοσία υψηλής τάσης (max 1000 V) για τον εν χρήσει φωτοπολλαπλασιαστή
 - Γραμμικό ενισχυτή για το σήμα εισόδου
 - Ψηφιοποιητή (ADC: Analog to Digital Converter) 1024 καναλιών
3. Το λογισμικό **GENIE-2000** για την οδήγηση της παραπάνω κάρτας, την λήψη και ανάλυση φάσματος γ-ακτινοβολίας.
4. Πηγές ακτίνων γ: ^{137}Cs , ^{60}Co και ^{22}Na καθώς και πηγή ακτίνων γ άγνωστης σύνθεσης.
5. Πηγή ακτίνων β: ^{90}Sr



Εκτέλεση της άσκησης

Προκαταρκτικές Εργασίες

1. Ενεργοποιήστε τον υπολογιστή και το πρόγραμμα λήψης και ανάλυσης γ-φάσματος *Gamma Acquisition & Analysis* που βρίσκεται στην επιφάνεια εργασίας. Λεπτομερείς οδηγίες υπάρχουν στο Παράρτημα της άσκησης.
2. Ενεργοποιήστε μέσα από το πρόγραμμα και με βάση τις υπάρχουσες οδηγίες την υψηλή τάση (max 1000 V) του φωτοπολλαπλασιαστή του ανιχνευτικού συστήματος.
3. Τοποθετήστε τη σημειακή πηγή ακτίνων γ του ^{137}Cs μπροστά από το σπινθηριστή στην κατάλληλη βάση στήριξης και σε απόσταση τουλάχιστον 5cm απ' αυτόν. Συλλέξτε ένα δοκιμαστικό φάσμα ελέγχοντας τις τιμές της ενίσχυσης έτσι, ώστε το φάσμα του να καλύπτει περίπου το ένα τρίτο του διαθέσιμου εύρους καναλιών.

Λήψη Φάσματος ^{137}Cs

4. Για συνολικό χρόνο 300 s να ληφθεί το ενεργειακό φάσμα της πηγής του ^{137}Cs . Να γίνει ταυτοποίηση της φωτοκορυφής, της αιχμής Compton και της κορυφής οπισθοσκέδασης. Εξηγήστε από φυσικής πλευράς κάθε κορυφή του φάσματος.
5. Με τη βοήθεια των σχέσεων (3-4) και (3-5) να υπολογιστούν οι θεωρητικά προβλεπόμενες τιμές ενέργειας κάθε κορυφής και οι αντίστοιχες θέσεις στο ενεργειακό φάσμα. Καταγράψτε τα αποτελέσματά σας στον παρακάτω πίνακα

 ^{137}Cs

Κορυφές	Εθεωρητική	Επειραμ	Κανάλι	Εύρος φωτοκορυφής
Φωτοκορυφή				
Αιχμή Compton				
Οπισθοσκέδαση				
X-Ba				

6. Με βάση το διάγραμμα διάσπασης του ^{137}Cs να εξηγηθεί η φύση της παρατηρούμενης κορυφής στην αρχή του φάσματος (~32 keV).
7. Να αποθηκευθεί το φάσμα για πιθανή μελλοντική ανάλυση.

Λήψη Φάσματος ^{60}Co

8. Ομοίως, για συνολικό χρόνο 300 s να ληφθεί το ενεργειακό φάσμα της πηγής του ^{60}Co . Να γίνει ταυτοποίηση των δύο φωτοκορυφών και των αντίστοιχων αιχμών Compton και οπισθοσκέδασης, αφού προηγηθεί ο θεωρητικός υπολογισμός της αναμενόμενης ενέργειας σε κάθε μια των περιπτώσεων.
9. Να γίνει καταγραφή της θέσης και του εύρους κάθε φωτοκορυφής. Καταγράφονται όλες οι θεωρητικά αναμενόμενες κορυφές, αν όχι εξηγήστε γιατί.
10. Να αποθηκευθεί το φάσμα για πιθανή μελλοντική ανάλυση.

Λήψη Φάσματος ^{22}Na

11. Για συνολικό χρόνο 300 s να ληφθεί το ενεργειακό φάσμα της πηγής του ^{22}Na . Να γίνει ταυτοποίηση της φωτοκορυφής, της φωτοκορυφής εξαύλωσης και των αντίστοιχων αιχμών Compton και οπισθοσκέδασης, αφού προηγηθεί και πάλι ο θεωρητικός υπολογισμός της αναμενόμενης ενέργειας.
12. Να γίνει καταγραφή της θέσης και του εύρους κάθε φωτοκορυφής. Να εξηγηθεί ή ένταση της φωτοκορυφής εξαύλωσης (511 keV) σε σχέση με την φωτοκορυφή των 1275 keV.
13. Να γίνει η ενεργειακή βαθμονόμηση με τα στοιχεία όλων των πηγών.
14. Να αποθηκευθεί το φάσμα για πιθανή μελλοντική ανάλυση.

Λήψη Φάσματος ^{90}Sr

15. Τέλος, για συνολικό χρόνο 300 s να ληφθεί το ενεργειακό φάσμα της πηγής του ^{90}Sr . Ποια η μορφή του φάσματος και γιατί;

Ανάλυση Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας

16. Συμπληρώστε τον παρακάτω πίνακα με τις τιμές της θέσης και του εύρους των ταυτοποιηθέντων φωτοκορυφών για τις προηγούμενες πηγές:

Πηγή	Ενέργεια Κορυφής (keV)	Θέση Κορυφής E (channels)	Εύρος Κορυφής ΔE (channels)	Διακριτική Ικανότητα ΔE/E (%)
^{137}Cs	662			
^{60}Co	1173			
^{60}Co	1333			
^{22}Na	511			
^{22}Na	1275			

17. Δώστε το διάγραμμα της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας $\Delta E/E$ συναρτήσει της ενέργειας E και επαληθεύστε την εμπειρική σχέση (3-7) από τη θεωρία.

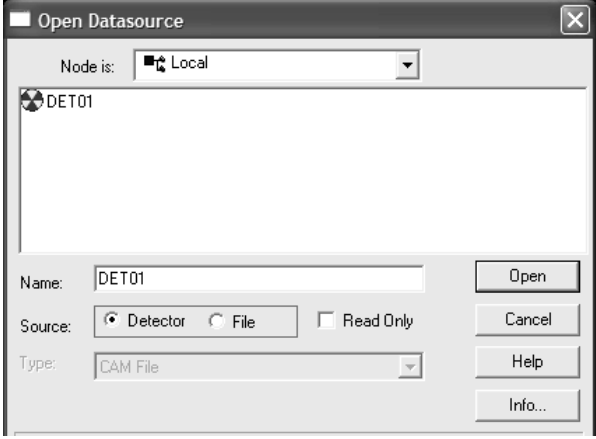
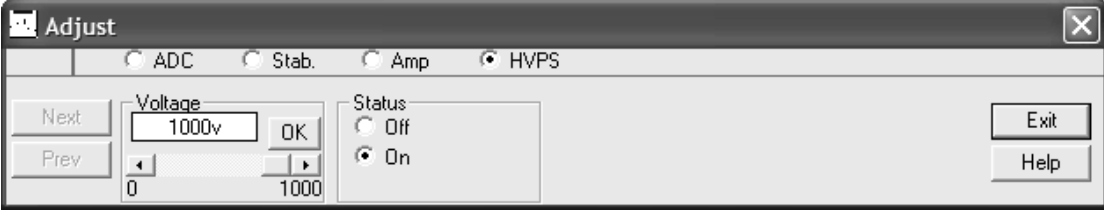
Ταυτοποίηση δείγματος αγνώστων πηγών

18. Έχοντας αποθηκεύσει την τελική βαθμονόμηση του ενεργειακού φάσματος και από τις τρεις προαναφερθείσες πηγές, πάρτε το φάσμα δείγματος το οποίο περιέχει δύο «άγνωστες» πηγές. Με βάση τη θέση των εμφανιζόμενων στο φάσμα κορυφών και κάνοντας χρήση της τελικής βαθμονόμησης, προσπαθήστε να ταυτοποιήσετε τα ραδιενεργά υλικά που περιέχονται σ' αυτές.

Τα διαγράμματα διασπάσεων των ραδιενεργών στοιχείων που χρησιμοποιούνται στην άσκηση αυτή βρίσκονται αναλυτικά στο θεωρητικό μέρος Α του φυλλαδίου.

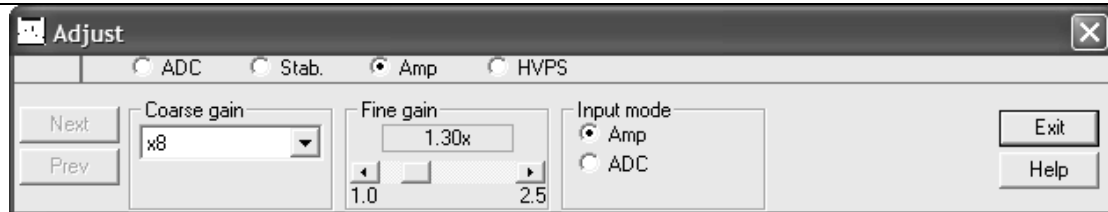
ΛΗΨΗ ΚΑΙ ΑΝΑΛΥΣΗ γ-ΦΑΣΜΑΤΟΣ

Το λογισμικό GENIE-2000 χρησιμοποιείται για την λήψη και την ανάλυση γ-φάσματος από την κάρτα του πολυκαναλικού αναλυτή (MCA Canberra, ASA-100) που βρίσκεται ενσωματωμένη στον υπολογιστή.

<p><u>1. Ενεργοποίηση Προγράμματος</u></p> <ul style="list-style-type: none"> Ενεργοποίηση του προγράμματος από την επιφάνεια εργασίας: <p>Gamma Acquisition & Analysis</p> <ul style="list-style-type: none"> Επιλογή λήψης δεδομένων από την κάρτα του πολυκαναλικού αναλυτή <p>File > Open Datasource > Detector</p> <p>Επιλογή: DET01</p>	
<p><u>2. Ρύθμιση Υψηλής Τάσης και Ενίσχυσης</u></p> <ul style="list-style-type: none"> Η υψηλή τάση του φωτοπολλαπλασιαστή (max 1000V) ενεργοποιείται από: <p>MCA > Adjust > HVPS: ON</p>	
	

- Εάν χρειαστεί τροποποίηση του συντελεστή ενίσχυσης (Coarse and Fine Gain):

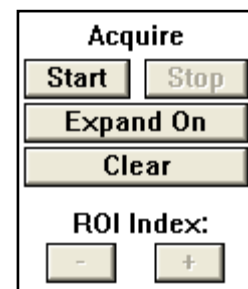
MCA > Adjust > Amp



3. Λήψη Δεδομένων

Στο Acquire Panel υπάρχουν οι παρακάτω βασικές διεργασίες:

- **Start** για εκκίνηση της λήψης δεδομένων
- **Stop** για διακοπή της λήψης πριν την παρέλευση του προκαθορισμένου χρόνου (300s)
- **Clear** για το σβήσιμο του φάσματος

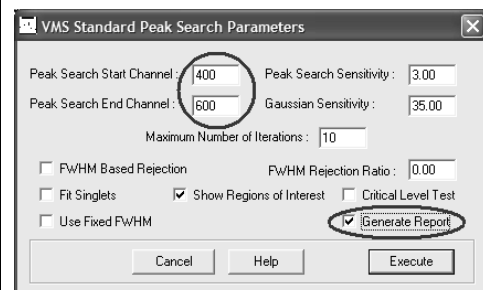


4. Ανάλυση Φάσματος

- Η αυτόματη εύρεση της θέσης κορυφών γίνεται με την εντολή:

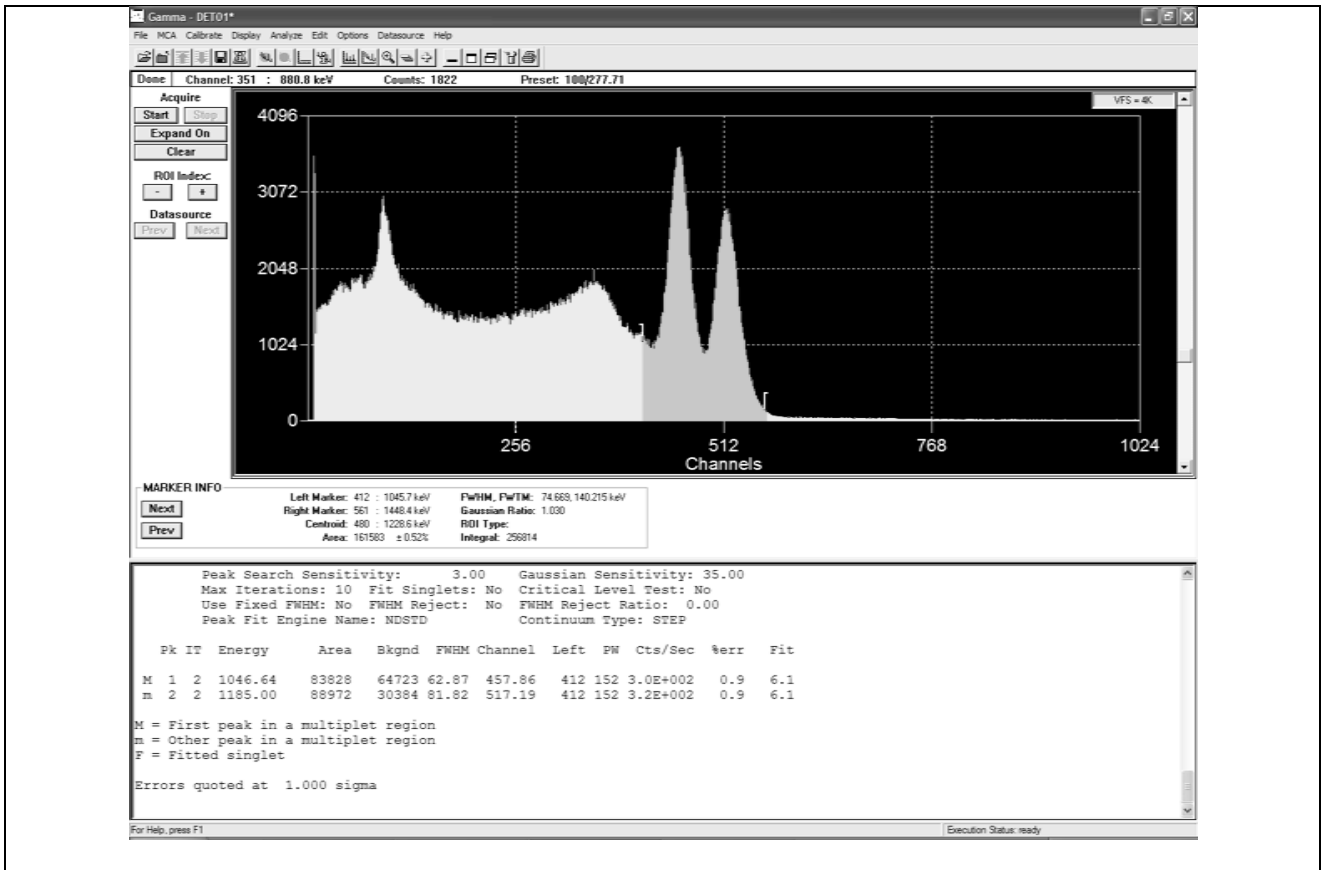
Analyze > Peak Locate > 2 VMS Standard Peak Search

αφού δοθούν τα όρια της περιοχής αναζήτησης και ενεργοποιηθεί το Generate Report.



Τα αποτελέσματα της αναζήτησης (θέση, εύρος, υπόβαθρο ...) δίνονται στο report κάτω από το φάσμα.

Προσοχή: Οι τιμές της ενέργειας είναι σωστές μόνο μετά την ενεργειακή βαθμονόμηση.



- Το φάσμα μπορεί να αντιγραφεί σε αρχείο με την εντολή **File > Save As ...**. Επιλέξτε το απλούστερο format *.TKA, όπου αντιγράφεται το περιεχόμενο των 1024 καναλιών σε αρχείο κειμένου.

5. Ενεργειακή Βαθμονόμηση Φάσματος

- Για κάθε κορυφή δίνεται η ονομαστική της ενέργεια (keV) και ο αντίστοιχος αριθμός καναλιού: **Calibrate > Energy Only Calibration**.
- Η καμπύλη βαθμονόμησης εμφανίζεται με το **Show...**.

