

## ΑΣΚΗΣΗ 2

### ΦΑΣΜΑΤΑ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ-β ΜΕ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗ ΠΥΡΙΤΙΟΥ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΟΥ ΦΡΑΓΜΟΥ

#### ΣΚΟΠΟΣ

Βαθμονόμηση ενός ανιχνευτή επιφανειακού φραγμού με ενέργειες από φάσματα α-ραδιενεργών στοιχείων ή ε εσωτερικής μετατροπής από β-ραδιενεργά στοιχεία.

Λήψη φασμάτων β-ραδιενεργών και προσδιορισμός της ενέργειας βήτα του τελικού σημείου ( $E_{\max}$ ) με τη βοήθεια της ανωτέρω βαθμονόμησης και των αντίστοιχων διαγραμμάτων Curie.

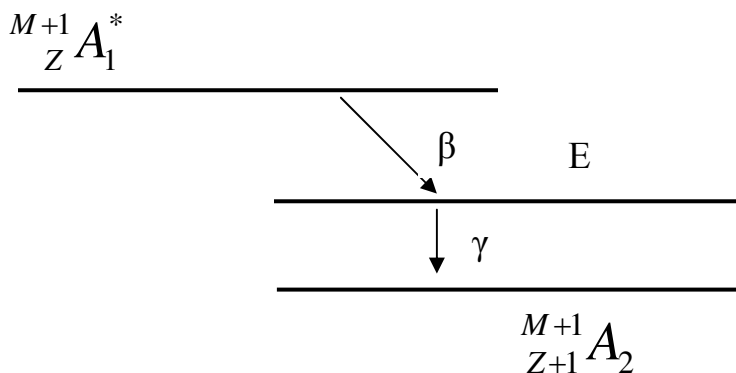
#### ΘΕΩΡΙΑ

##### α) Θεωρία β-διάσπασης

Η εκπομπή β είναι ίσως ένας από τους πιο σημαντικούς μηχανισμούς διάσπασης. Πολλές από τις πυρηνικές στάθμες που αναφέρονται στον πίνακα των ισοτόπων έχουν προσδιοριστεί μέσω μετρήσεων των ενεργειών β τελικού σημείου ( $E_{\max}$ ). Αυτό συμβαίνει, γιατί πολλά από τα ισότοπα που έχουν μελετηθεί παράγονται σ' έναν αντιδραστήρα από την (n,γ) αντίδραση. Κατά την παραγωγή αυτή των ισοτόπων το υλικό που μελετάται τοποθετείται στη ροή θερμικών νετρονίων του αντιδραστήρα. Το υλικό που θ' ακτινοβοληθεί θα παράγει τις ακόλουθες αντιδράσεις:

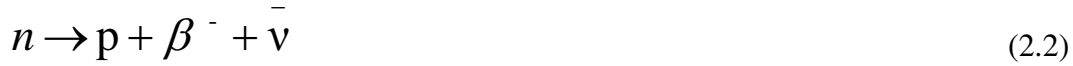


Η γ αφήνει το δείγμα σε χρόνο της τάξης  $10^{-15}$  sec. Ο πυρήνας  ${}^{M+1}_Z A^*$  που θα παραμείνει είναι γενικά ραδιενεργός και θα διασπαστεί προς ένα ενεργειακά σταθερότερο πυρήνα (Βλέπε σχήμα 2. 1)



Σχήμα 2.1 Διάσπαση πυρήνα

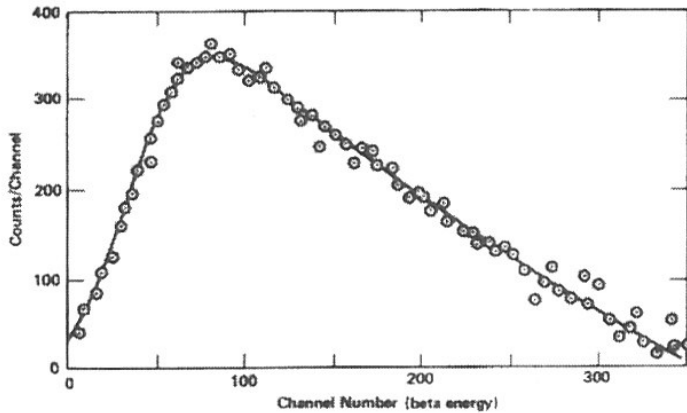
Ο πυρήνας  ${}^{M+1}_Z A^*$  είναι πλούσιος σε νετρόνια, δηλαδή η απορρόφηση του νετρονίου στην εξίσωση (2.1) παράγει μια περίσσεια από νετρόνια στον πυρήνα για σταθερότητα. Προκειμένου να φτάσει σε μια πιο σταθερή κατάσταση ένα από τα νετρόνια του πυρήνα μετατρέπεται σε ένα πρωτόνιο με την ακόλουθη αντίδραση:



Σαν παράδειγμα αναφέρουμε το Tl-204 ο πυρήνας του οποίου μετατρέπει ένα νετρόνιο σε πρωτόνιο σύμφωνα με την (2.2) για να μεταπέσει στο σταθερό το ισότοπο Pb-204.

Από την εξίσωση (2.2), βλέπουμε ότι υπάρχουν 3 σωματίδια στην τελική κατάσταση. Μπορεί να δείχτεί ότι το p λαμβάνει πολύ λίγη από την ενέργεια που είναι διαθέσιμη. Άρα η ενέργεια μοιράζεται μεταξύ του  $\beta^-$  και του νετρίνου. Αφού δεν μπορούμε να ανιχνεύσουμε το νετρίνο με τον υπάρχοντα εργαστηριακό εξοπλισμό μόνο τα  $\beta^-$  μπορούν να μετρηθούν. Θεωρητικά, τα  $\beta^-$  μπορούν να έχουν οποιαδήποτε ενέργεια μέχρι μια μέγιστη τιμή ( $E_{\max}$ ), αλλά η πιθανότητα κάθε γεγονός να έχει αυτό το ποσό της ενέργειας που να συνοδεύει το αντίστοιχο  $\beta^-$  είναι πολύ μικρή.

Ένα τυπικό  $\beta^-$  φάσμα παριστάνει το σχήμα 2.2, όπου φαίνεται η κατανομή του πλήθους των γεγονότων ανά κανάλι (ενέργεια  $\beta^-$ ) για το Tl-206.



Σχήμα 2.2 Ενεργειακό φάσμα του Tl-204

Η τομή του φάσματος με τον άξονα της ενέργειας δίνει περίπου την πειραματική τιμή της  $E_{\max}$  για το φάσμα της  $\beta^-$ , αν έχουμε βαθμονομήσει το σύστημά μας, το οποίο μπορεί να βαθμονομηθεί και με ηλεκτρόνια εσωτερικής μετατροπής (γνωστών ενεργειών).

**Θα πρέπει εδώ να σημειώσουμε, ότι για τον υπολογισμό της  $E_{\max}$  για το πείραμα μας θεωρείται απαραίτητη η βασική γνώση της θεωρίας της  $\beta^-$  διάσπασης (ή αλλιώς της θεωρίας Fermi).**

Επειδή ήδη αναφέραμε ότι στην περιοχή της  $E_{\max}$  έχουμε πολύ φτωχή στατιστική διασπάσεων, ο υπολογισμός του  $E_{\max}$  γίνεται πολύ αβέβαιος. Για το λόγο αυτό

χρησιμοποιούμε με πολύ καλή προσέγγιση και επαρκώς ανεπτυγμένη τη θεωρητική περιγραφή του φάσματος της β-διάσπασης.

Το φάσμα της β-διάσπασης εξαρτάται από τις λεπτομέρειες των ενεργειακών σταθμών του μητρικού και του θυγατρικού πυρήνα και για μια επιτρεπτή μετάπτωση (όπως π.χ. είναι του Tl-204) έχει τη μορφή:

$$\frac{1}{W} \left( \frac{N(E)}{G(Z, W)} \right)^{1/2} = K(E_{\max} - E) \quad 2.3$$

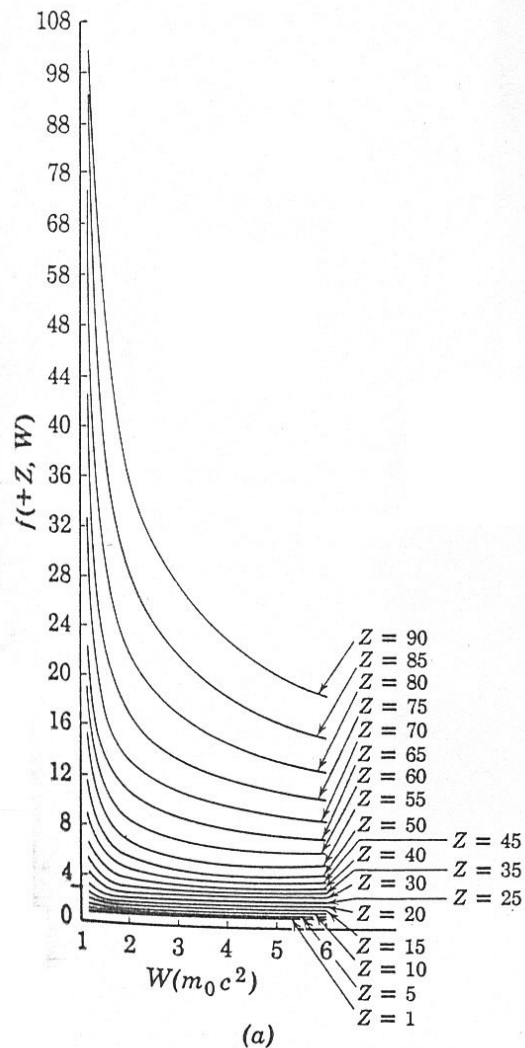
όπου,  $N(E)$  είναι ο αριθμός των κρούσεων στην ενέργεια  $E$ ,  
 $W=E+1$  “ η ενέργεια του σημείου σε MeV διαιρεμένη δια του 0.511 MeV,  
 $G(Z, W)=$  “ τροποποιημένη συνάρτηση Fermi και  
 $K$  “ σταθερά.

Γι’ αυτό το πείραμα, το  $G(Z, W)$  μπορεί να προσδιοριστεί από τον Πίνακα 2.1 για το στοιχείο Tl-204. Σ’ αυτές τις αδιάστατες μονάδες,  $P = (W^2-1)^{1/2}$ . Αυτή είναι η ορμή του ηλεκτρονίου. Για παράδειγμα, υποθέτουμε ότι η ενέργεια ενός από τα σημεία  $N(E)$  είναι 0.50 MeV. Επομένως,  $W = (0.5/0.511 + 1)$  ή 1.978. Αυτό δίνει στην ορμή τιμή  $P = [(1.978)^2 - 1]^{1/2} = 1.71$ . Η αντίστοιχη τιμή του  $G(Z < W)$  από τον Πίνακα 2.1 θα είναι: 20.8.

Πίνακας 2.1, Τροποποιημένη συνάρτηση Fermi  $G(E, W)$  της διάσπασης-β του Tl-204

<b>P</b>	<b>G(E,W)</b>	<b>P</b>	<b>G(E,W)</b>
0.0	28.26	0.9	24.33
0.1	28.19	1.0	23.98
0.2	27.99	1.2	22.95
0.3	27.67	1.4	22.01
0.4	27.25	1.6	21.17
0.5	26.76	1.8	20.41
0.6	26.23	2.0	19.72
0.7	26.65	2.2	19.10
0.8	26.09	2.4	18.54

Για τις υπόλοιπες ραδιενεργές πηγές-β της άσκησης, η τροποποιημένη συνάρτηση Fermi ( $G(Z, W)$ ), θα υπολογιστεί από το σχήμα 2.3 σαν συνάρτηση του  $Z$  (όπου  $W=E+1$  είναι η ενέργεια του β σε μονάδες  $m_0c^2$ ).



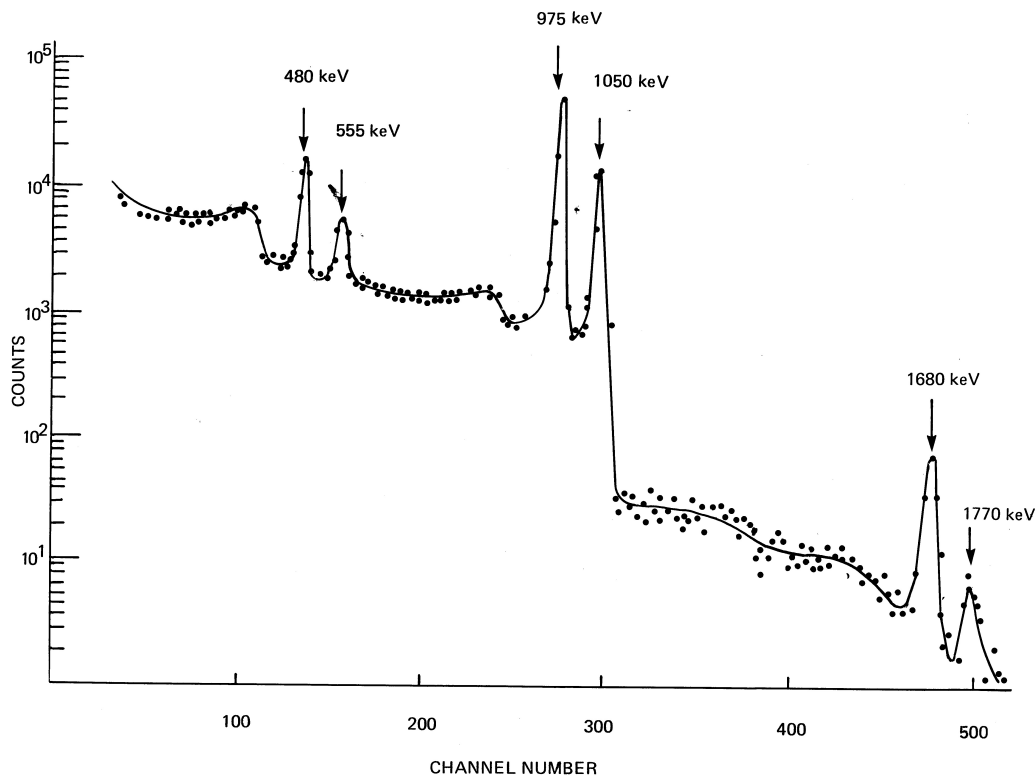
Σχ. 2.3 Η συνάρτηση Fermi  $F(E, W)$  για ηλεκτρόνια

Με βάση τα ανωτέρω, είμαστε σε θέση να κατασκευάσουμε το διάγραμμα Curie για κάθε μια πηγή και επομένως να προσδιορίσουμε πειραματικά το  $E_{\max}$ .

Πολλές διασπάσεις-β δεν δίνουν το ίδιο σχήμα, αλλά μπορούν να αναλυθούν με παρόμοιο τρόπο. Το σχήμα των φασμάτων σχετίζεται με τα spin και τις ομοτιμίες των αρχικών και τελικών καταστάσεων.

### β) Ηλεκτρόνια Εσωτερικής Μετατροπής (Internal Conversion Electrons)

Στο φάσμα πολλών β-ραδιενεργών πυρήνων διακρίνουμε πάνω στη συνεχή γραμμή καλά καθορισμένες κορυφές (Σχ. 2.4). Αυτό, οφείλεται σε μια τελείως διαφορετική από τη διάσπαση-β διαδικασία: την εσωτερική μετατροπή (Internal Conversion). Τα ηλεκτρόνια εσωτερικής μετατροπής είναι μια εναλλακτική μορφή αποδιέγερσης των διεγερμένων σταθμών των πυρήνων που κανονικά αποδιεγείρονται με ακτινοβολία γ. Δηλαδή, τα



Σχ. 2.4 Ενεργειακό φάσμα εσωτερικής μετατροπής του στοιχείου Bi-207

ατομικά ηλεκτρόνια έχουν μια πεπερασμένη πιθανότητα να εκπεμφθούν από το άτομο (π.χ. από τη στιβάδα K) όχι λόγω αλληλεπίδρασης με ακτίνα γ του αποδιεγερμένου πυρήνα (περίπτωση φωτοηλεκτρικού φαινομένου), αλλά από το ηλεκτρικό πεδίο του πυρήνα. Αυτή η διαδικασία είναι περισσότερο σημαντική για βαρείς πυρήνες.

### γ) Ανιχνευτές Στερεάς Κατάστασης

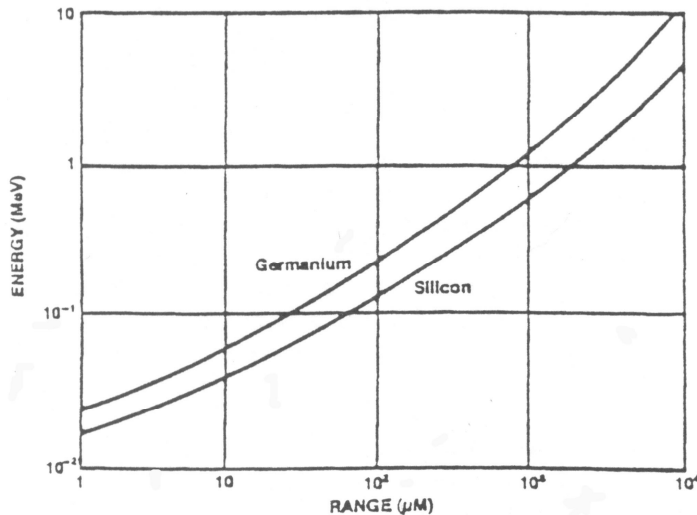
Ιστορικά, οι ανιχνευτές ημιαγωγών θεωρήθηκαν σαν θάλαμοι ιονισμού στερεάς κατάστασης. Στην αρχή χρησιμοποιήθηκαν ανιχνευτές αγωγών (με κρύσταλλο διαμαντιού υψηλής μόνωσης) με τα χαρακτηριστικά, ηλεκτρικό πεδίο υψηλής έντασης και χαμηλού ρεύματος. Αυτοί οι ανιχνευτές καταμετρούσαν την ιονιστική ακτινοβολία και έδιναν και ενεργειακά φάσματα των ακτινοβολιών. Παρ' όλα αυτά, τέτοιοι κρύσταλλοι εγκαταλείφθηκαν γρήγορα λόγω του μικρού φορτίου συλλογής.

Μετά τις επιτυχείς εφαρμογές των ημιαγωγών πυριτίου και γερμανίου, αναπτύχθηκαν οι ανιχνευτές ιονισμού με αυτούς τους ημιαγωγούς και με κατάλληλη επαφή των υλικών. Ένας ανιχνευτής ημιαγωγών αποτελείται από μια δίοδο πυριτίου ή γερμανίου μεγάλων σχετικά διαστάσεων και μια επαφή p-n σε ανάστροφη πόλωση. Όσον αφορά τα σωματίδια-β:

1. Αλληλεπιδράσεις με πυρήνες δεν γίνονται λόγω της πολύ μικρής μάζας των.

2. Σε ενέργειες μεγαλύτερες από μερικά eV θα πρέπει να ληφθούν υπόψη φαινόμενα ακτινοβολίας πέδης επί πλέον των μη-ελαστικών σκεδάσεων των ηλεκτρονίων.

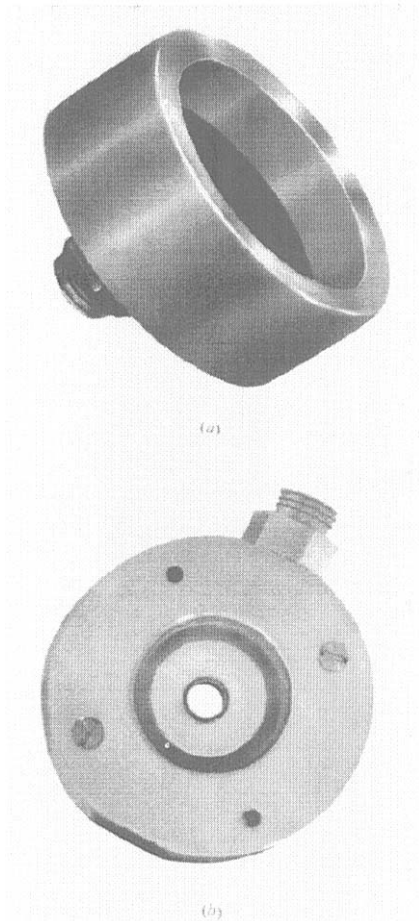
3. Λόγω πάλι της μικρής μάζας τους, τα ηλεκτρόνια σκεδάζονται πολύ έντονα και η τροχιά τους στο υλικό είναι μια τεθλασμένη και όχι ευθεία γραμμή. Έτσι η αρχή της εμβέλειας δεν μπορεί να εφαρμοστεί και εισάγεται η αρχή της εμβέλειας μηδενικής μεταφοράς.



Το σχήμα 2.5, δείχνει την εμβέλεια των σωματιδίων-β σαν συνάρτηση της ενέργειας στο γερμάνιο και πυρίτιο.

Η απώλεια ενέργειας ιονιστικής ακτινοβολίας σε ανιχνευτή ημιαγωγών, έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων-οπών. Η μέση ενέργεια  $\epsilon$ , αναγκαία για το σχηματισμό ενός ζεύγους σε δεδομένο υλικό ημιαγωγού και σε δεδομένη θερμοκρασία είναι ανεξάρτητη από τον τύπο p-n και την ενέργεια της ιονιστικής ακτινοβολίας. Οι τιμές του  $\epsilon$  είναι: 3.62 eV σε πυρίτιο και σε θερμοκρασία δωματίου, 3.72 eV σε 80 K και οι 2.95 σε γερμάνιο σε θερμοκρασία 80 K.

Λόγω της απαγορευτικής ζώνης 1.115 eV για ημιαγωγό πυρίτιο σε θερμοκρασία δωματίου και 0.72 eV για γερμάνιο σε 80 βαθμούς K, είναι προφανές πως δεν χάνεται όλη η ενέργεια της ιονιστικής ακτινοβολίας. Η χαμηλή σχετικά τιμή  $\epsilon$  των ημιαγωγών σε σχέση με τη μέση ενέργεια δημιουργίας ζεύγους ηλεκτρονίου-ιόντος σε ένα αέριο (10-30 eV) και άρα καλύτερη φασματοσκοπική ανάλυση, αποτελεί και το μεγαλύτερο πλεονέκτημα των ανιχνευτών ημιαγωγού.



Σχ. 2.6 Ανιχνευτής στερεάς κατάστασης επιφανειακού φραγμού

## ΟΡΓΑΝΑ

Ανιχνευτής φραγμού στερεάς κατάστασης (Σχ. 2.6)

Σύστημα ατμοσφαιρικού κενού

Τροφοδοτικό τάσης του ανιχνευτή

Προενισχυτής

Αναλύτης ύψους πολλών καναλιών

## ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Κακουλίδου, Μ., Μαυρομιχαλάκη, Ε., Ροζάκη-Μαυρούλη, Ε. Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική. Αθήνα 1987.

Γεράνιου, Θαν. Πυρηνική Τεχνολογία. Αθήνα 1995.

Fermi, E., Nuclear Physics Univ. of Chicago Press, Chicago, 1950.

Wu, C., Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy. K. Siegbahn, ed., North-Holland, Amsterdam, 1965.

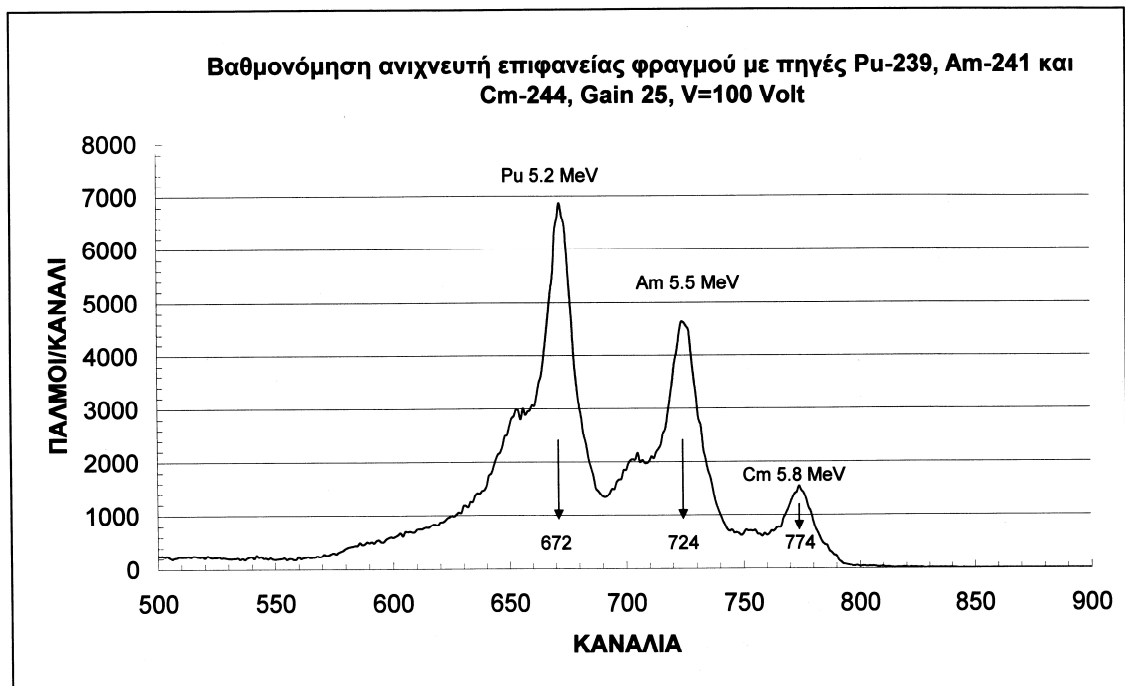
Evans, R., The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, N. York, 1952.

Segre, E. Nuclei and Particles, The Benjamin-Cummings Publishing Co., Reading Massachusetts, 1977.

Adrer, R., Smith, A., and Longini, R., Introduction to Semiconductor Physics.

## ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

1. Για τη βαθμονόμηση του αναλύτη πολλών καναλιών χρησιμοποιούμε την καμπύλη του φάσματος των ραδιενεργών πηγών, Pu-239, Am-241 και Cm-244. Λόγω του μεγάλου ύψους του παλμού από τα σωματίδια α των πηγών αυτών, η ενίσχυση των παλμών στον αναλύτη είναι 25. Ενώ, για τον προσδιορισμό των φασμάτων των σωματιδίων-β των πηγών που θα μετρήσετε, η ενίσχυση είναι 50. Άρα, η βαθμολογία στην ενίσχυση 50 θα πρέπει να είναι διαιρεμένη με το δυο. Και αυτό γιατί η γραμμικότητα του ενισχυτή έχει σφάλμα μικρότερο από το 0.1%.



Σχ. 2.6 Ενεργειακό φάσμα για τη βαθμονόμηση του αναλύτη πολλών καναλιών

2. Βαθμονομείστε τον αναλύτη ύψους πολλών καναλιών σύμφωνα με το Σχ. 2.6, ώστε ο άξονας των -x να εκφράζει ενέργεια (MeV).
3. Πάρετε τα φάσματα σε λογαριθμική κλίμακα για διάφορες πηγές που θα σας δοθούν και για χρονικές περιόδους ώστε η στατιστική για το φάσμα κάθε ραδιενεργού πηγής να είναι ικανοποιητικό.



## ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΤΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

1. Για κάθε φάσμα επιλέξτε 10 σημεία στην περιοχή  $E_{\max}/2$  έως  $E_{\max}$ .
2. Συμπληρώστε τις αντίστοιχες τιμές στον πίνακα 2.2.

Πίνακας 2.2

α/α	Κανάλι	E(MeV)	N(E)	W	P	G(Z,W)	$\frac{1}{W} \left[ \frac{N(E)}{G(Z,W)} \right]^{1/2}$
1							
2							
3							
4							
5							
6							
7							
8							
9							
10							

3. Σχεδιάστε ένα διάγραμμα του P συναρτήσει του G(Z,W) με τη βοήθεια του πίνακα 2.1 για το Tl-204 και του Σχ. 2.3 για τις υπόλοιπες πηγές. Συμπληρώστε τον Πίνακα 2.2 με την αδιάστατη ορμή P για κάθε ενέργεια. Από την καμπύλη του P ως προς G(Z,W) συμπληρώστε και την αντίστοιχη τιμή του G(Z,W) στον ίδιο Πίνακα.

Υπολογίστε το αντίστοιχο  $\frac{1}{W} \left[ \frac{N(E)}{G(Z,W)} \right]^{1/2}$  και συμπληρώστε την αντίστοιχη στήλη.

4. Σχεδιάστε το διάγραμμα  $\frac{1}{W} \left[ \frac{N(E)}{G(Z,W)} \right]^{1/2}$  συναρτήσει της ενέργειας E του κάθε σημείου σε MeV (Διάγραμμα Curie).
5. Συγκρίνατε την αντίστοιχη τιμή της βιβλιογραφίας  $E_{\max}$  με την αντίστοιχη τιμή του διαγράμματος Curie.
6. Δικαιολογήστε τις τυχόν αποκλίσεις από τις θεωρητικές τιμές.