



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

Εφαρμογή της αντίδρασης ${}^3\text{H} (d,n) {}^4\text{He}$ στην παραγωγή

υψηλοενεργειακής δέσμης νετρονίων 17.5 MeV

για τη μελέτη της αντίδρασης ${}^{241}\text{Am} (n,2n) {}^{240}\text{Am}$

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Καλαμαρά Αντιγόνη

Τριμελής Επιτροπή

Ρ. Βλαστού-Ζάννη, Καθηγήτρια Ε.Μ.Π.

Μ. Κόκκορης, Επίκουρος Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Σ. Μαλτέζος, Επίκουρος Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Δεκέμβριος, 2013

Ευχαριστίες

Έχουν περάσει δύο χρόνια από τον καιρό που έγραφα την διπλωματική εργασία για το πτυχίο και μου φαίνεται σαν να ήταν χθες. Έχω ακόμα τον ίδιο ενθουσιασμό και είμαι πολύ περήφανη που συνεχίζω να είμαι μέλος της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Πολυτεχνείου. Όλα τα οφείλω στην Καθηγήτρια Δρ. Ρόζα Βλαστού- Ζάννη, γι αυτό και θα ήθελα να πω ένα μεγάλο ευχαριστώ για την εμπιστοσύνη και την κατανόηση που μου δείχνει όλον αυτόν τον καιρό. Δεν θα μπορούσα να φανταστώ μία τόσο καλή συνεργασία, αν δεν τη ζούσα.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Επ. Καθηγητή Δρ. Μιχάλη Κόκκορη που πάντα είναι πρόθυμος να μοιραστεί την εμπειρία του και να βοηθήσει, είτε λύνοντας πειραματικά προβλήματα, είτε απαντώντας σε ερωτηματικά που γεννιούνται κατά καιρούς, αντιμετωπίζοντας κάθε τί καινούριο.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ, θα ήθελα να πω στη Μαίρη Διακάκη και τη Μαρία Αναστασίου για τη συμπαράσταση, τη βοήθεια, την υπομονή, αλλά και την ενεργή συμμετοχή τους, τόσο στη διεξαγωγή της μέτρησης, όσο και στην πορεία της μελέτης. Ακόμα, θα ήθελα να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου και στα υπόλοιπα μέλη της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής, την Βαλεντίνα Πανέτα, τον Γιώργο Ελευθερίου, τον Κωνσταντίνο Πρεκετέ-Σιγάλα, τον Παναγιώτη Γάστη, τη Λίζα Πασπαλάκη και τον Αλέξανδρο Κύρτσο, γιατί χωρίς τη συμμετοχή τους στην πειραματική διαδικασία, δεν θα μπορούσε να διεξαχθεί η μέτρηση. (Ο Γιώργος Ελευθερίου έφτιαξε το πρόγραμμα MCNP Analyzer που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια αυτή της εργασίας).

Δεν θα μπορούσα να παραλείψω από τις ευχαριστίες τον Ερευνητή Δρ. Αναστάσιο Λαγογιάννη και τον Ερευνητή Δρ. Μιχάλη Αξιώτη του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», για την καθοριστική συμμετοχή τους στην πειραματική διαδικασία, για την υπομονή που έδειξαν, αλλά και για την όρεξη με την οποία μας υποδέχτηκαν.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Κων/νο Κάλφα, Διευθυντή Ερευνών του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», για την ετοιμότητά του να βοηθήσει σε ό,τι θέμα προκύπτει. (Ο Δρ. Κάλφας ανέπτυξε τον κώδικα SPECTRW που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια αυτής της εργασίας).

Περίληψη

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$, μετρήθηκε με τη μέθοδο της ενεργοποίησης σε σχέση με αυτές των αντιδράσεων $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ και $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$, για ενέργεια δέσμης νετρονίων 17.5 MeV.

Η μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων που χρησιμοποιήθηκε, παράχθηκε στον επιταχυντή Tandem Van der Graaf 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», μέσω της αντίδρασης $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$, χρησιμοποιώντας έναν καινούριο στόχο τρίτιου κατασκευασμένο από ένα φύλλο Ti εμποτισμένο με αέριο τρίτιο, πυκνότητας 2.1 mg/cm^2 , τοποθετημένο πάνω σε ένα φύλλο Cu πάχους 1 mm, για καλύτερη απαγωγή της θερμότητας. Για τη μέτρηση της ενεργού διατομής χρησιμοποιήθηκε ένας ραδιενεργός στόχος ^{241}Am ενεργότητας 5.11 GBq, ο οποίος για λόγους ακτινοπροστασίας βρισκόταν κλεισμένος σε θωράκιση από Pb πάχους 3mm. Για τη μέτρηση της ενεργότητας των δειγμάτων μετά από την ακτινοβόληση, χρησιμοποιήθηκαν τέσσερις ανιχνευτές HPGe ονομαστικών αποδόσεων 100%, 100%, 50% και 16%. Η πειραματική μέτρηση της ενεργού διατομής, συνοδεύτηκε από προσομοιώσεις των πειραματικών συνθηκών με την τεχνική Monte Carlo. Από τις προσομοιώσεις προέκυψε η ροή των νετρονίων στο στόχο του ^{241}Am κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης και η απόδοση ενός από τους δύο ανιχνευτές HPGe ονομαστικής απόδοσης 100%, στον οποίο μετρήθηκε ο στόχος του ^{241}Am πριν και μετά την ακτινοβόληση.

Abstract

The cross section of the reaction $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$, has been measured by the activation method, at neutron energy 17.5 MeV, relative to the $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ and $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ reactions reference cross sections. The monoenergetic neutron beam was produced at the 5.5 MV Tandem accelerator of NCSR Demokritos, by means of the $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ reaction implementing a new Ti-tritiated target consisted of 2.1 mg/cm^2 Ti-t layer on a 1 mm thick Cu backing for good heat conduction. The radioactive target consisted of a 5.11 GBq ^{241}Am source enclosed in a Pb container. After the end of the irradiation, the activity induced by the neutron beam at the target and reference foils, was measured off-line by two 100%, a 50% and a 16% relative efficiency, HPGe detectors. In addition to the experimental measurements, the experimental set up has been simulated with the use of the MCNP code. By these simulations, the neutron flux in ^{241}Am target during the irradiation and the absolute efficiency of the HPGe (100%) detector in which has been measured the ^{241}Am target before and after its irradiation, have been estimated.

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες

Περίληψη

Abstract

Εισαγωγή	11
1 Γενικές πληροφορίες για την αντίδραση $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ και τη μέθοδο της μέτρησης	12
1.1 Μετρήσεις της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$	12
1.2 Οι πιο πρόσφατες μετρήσεις της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ από την ομάδα της Πυρηνικής Φυσικής του ΕΜΠ.....	13
1.3 Είδη πυρηνικών αντιδράσεων.....	14
1.4 Διερεύνηση των δυνατών καναλιών της αλληλεπίδρασης $n+^{241}\text{Am}$	15
1.5 Ενεργειακό διάγραμμα της αλληλεπίδρασης $n+^{241}\text{Am}$	16
1.6 Μέτρηση ενεργού διατομής με τη μέθοδο της ενεργοποίησης.....	19
2 Πειραματική διαδικασία	21
2.1 Παραγωγή δέσμης νετρονίων.....	21
2.1.1 Στόχος τρίτιου.....	22
2.1.2 Η δέσμη δευτερίων.....	24
2.1.3 Παρακολούθηση δέσμης δευτερίων στο τρίτιο.....	27
2.1.4 Ενέργεια δέσμης νετρονίων.....	29
2.2 Περιγραφή και τοποθέτηση των στόχων.....	32
2.3 Ανιχνευτές ακτίνων- γ.....	35
3 Υπολογισμός της πειραματικής ενεργού διατομής	37
3.1 Λήψη και ανάλυση φασμάτων Am.....	37
3.2 Υπολογισμός του λόγου N_p/N_t	40
3.2.1 Ο λόγος R.....	41
3.3 Προσδιορισμός της ροής νετρονίων στους στόχους αναφοράς.....	45
3.3.1 Ροή νετρονίων στο Al_F	46
3.3.2 Ροή νετρονίων στο Al_B	48
3.3.3 Ροή νετρονίων στο Au.....	50
3.3.4 Ροή νετρονίων στο Nb.....	52
3.3.5 Ροή νετρονίων στο AlI.....	54
3.3.6 Συνοπτικά οι ροές στους στόχους αναφοράς.....	55
3.4 Ροή νετρονίων στο εσωτερικό του δείγματος του ^{241}Am	56
3.5 Υπολογισμός της ενεργού διατομής.....	57
3.6 Εκτίμηση σφαλμάτων.....	57

4	Εύρεση της ροής νετρονίων στο στόχο του ^{241}Am με προσομοίωση MCNP	59
4.1	Βασικές πληροφορίες για το MCNP	59
4.1.1	Το λογισμικό.....	59
4.1.2	Το αρχείο εισόδου.....	59
4.1.3	Ο visual editor.....	66
4.2	Επεξεργασία αποτελεσμάτων και εύρεση της ροής στο ^{241}Am	66
4.3	Εξάρτηση της ροής της δέσμης νετρονίων από τις διαστάσεις της διατομής της δέσμης δευτερίων (beam spot).....	69
5	Υπολογισμός της ενεργού διατομής με προσομοίωση MCNP	70
5.1	Μέθοδος υπολογισμού της ενεργού διατομής.....	70
5.2	Προσομοίωση λήψης φάσματος ^{152}Eu	71
5.3	Προσομοίωση λήψης φάσματος ^{241}Am πριν την ακτινοβόληση.....	77
5.4	Υπολογισμός της απόδοσης του ανιχνευτή στα 987.76 keV.....	79
5.5	Υπολογισμός της ενεργού διατομής.....	80
6	Σύνοψη και τελικά συμπεράσματα	81
Παράρτημα Α	Μελέτη του καναλιού $^{241}\text{Am}(n,3n)^{239}\text{Am}$	85
Παράρτημα Β	Η μέθοδος της ενεργοποίησης	88
Παράρτημα Γ	Οδηγίες για τον κώδικα SRIM 2013	91
Παράρτημα Δ	Οδηγίες για το πρόγραμμα Cire	95
Παράρτημα Ε	Τεχνικά χαρακτηριστικά των ανιχνευτών HPGe	97
Παράρτημα ΣΤ	Υπολογισμός των παραγόντων D και D'	98
Παράρτημα Ζ	Δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν για τον ορισμό της πηγής νετρονίων με τον κώδικα MCNP	101
Παράρτημα Η	Κώδικας για την προσομοίωση της ακτινοβόλησης με το MCNP	105
Παράρτημα Θ	MCNP Analyzer	109
Παράρτημα Ι	Κώδικας για την προσομοίωση της λήψης φάσματος σημειακού ^{152}Eu με το MCNP	112
Παράρτημα Κ	Κώδικας για την προσομοίωση της λήψης φάσματος του δείγματος του ^{241}Am με το MCNP	116
	Βιβλιογραφία	119

Εισαγωγή

Με την πάροδο του χρόνου, τα αποθέματα των συμβατικών καυσίμων που χρησιμοποιούνται για την παραγωγή ενέργειας έχουν εξαντληθεί και είναι πλέον αναγκαίο, να βρεθούν ασφαλείς τρόποι χρήσης της πυρηνικής ενέργειας.

Για την ασφαλή παραγωγή πυρηνικής ενέργειας είναι απαραίτητη τόσο η σχεδίαση υποκρίσιμων συστημάτων παραγωγής πυρηνικής ενέργειας, ώστε να αποκλειστεί η πιθανότητα ανεξέλεγκτης αλυσιδωτής αντίδρασης, όσο και η μεταστοιχείωση των πυρηνικών αποβλήτων, ώστε να μην καταλήγουν σε μη εκμεταλλεύσιμα ενεργειακά ισότοπα, επιβλαβή για τον άνθρωπο και το περιβάλλον.

Σε αυτήν την εργασία μελετάται η μεταστοιχείωση του ^{241}Am που αποτελεί ένα από τα επικίνδυνα πυρηνικά απόβλητα, αφού αποδιεγείρεται με μεγάλο χρόνο ημιζωής και αυτό έχει ως αποτέλεσμα να συσσωρεύεται στο περιβάλλον με αμείωτο ρυθμό. Η μεταστοιχείωση ενός μακρόβιου ραδιενεργού ισότοπου, όπως το ^{241}Am ($T_{1/2}=432.6 \text{ y}$), σε ένα βραχύβιο, όπως το ^{240}Am ($T_{1/2}=50.8 \text{ h}$), όταν πραγματοποιείται μέσω αντιδράσεων σχάσης, μπορεί να συνεισφέρει στην παραγωγή ενέργειας και στη μετατροπή των πυρηνικών αποβλήτων σε καύσιμα. Ακόμα όμως κι αν δε χρησιμοποιηθεί το νέο, βραχύβιο ισότοπο ως καύσιμο, ένα είναι σίγουρο, πως η μόλυνση που θα προκαλέσει στο περιβάλλον θα διαρκέσει για πολύ λιγότερο χρονικό διάστημα από όσο θα διαρκούσε η μόλυνση που θα προκαλούσε το αρχικό μακρόβιο πυρηνικό απόβλητο. Επομένως, είναι κατανοητό γιατί κάθε πληροφορία που αφορά τη μεταστοιχείωση πυρηνικών ρύπων έχει ιδιαίτερη σημασία για την καλή χρήση της πυρηνικής ενέργειας.

Η μεταστοιχείωση για τα ισότοπα της ομάδας των ακτινίδων, στην οποία ανήκει και το ^{241}Am , ευνοείται με ταχέα νετρόνια και πραγματοποιείται, είτε μέσω αντιδράσεων σχάσης, είτε μέσω διαφόρων άλλων αντιδράσεων. Προκειμένου να προσδιοριστεί η απόδοση της μεταστοιχείωσης, είναι απαραίτητο να είναι γνωστή, η πιθανότητα να πραγματοποιηθούν οι επιμέρους αντιδράσεις για όλες τις ενέργειες ενδιαφέροντος. Για την πυρηνική φυσική, αυτή η πιθανότητα, ισοδυναμεί με τον προσδιορισμό των ενεργών διατομών των επιμέρους αντιδράσεων.

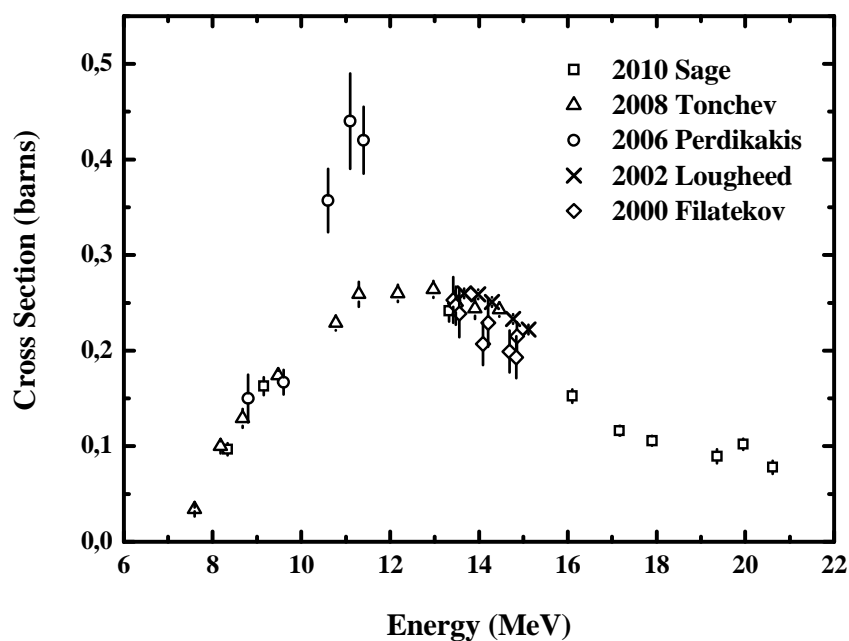
Σε αυτήν την εργασία επιλέχθηκε να προσδιοριστεί η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$, για νετρόνια ενέργειας 17.5 MeV.

Κεφάλαιο 1

Γενικές πληροφορίες για την αντίδραση $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ και τη μέθοδο της μέτρησης

1.1 Μετρήσεις της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ έχει μετρηθεί μέχρι στιγμής από πέντε ομάδες ερευνητών ανά τον κόσμο [1-5] για ενέργειες νετρονίων από 8 μέχρι 20 MeV.

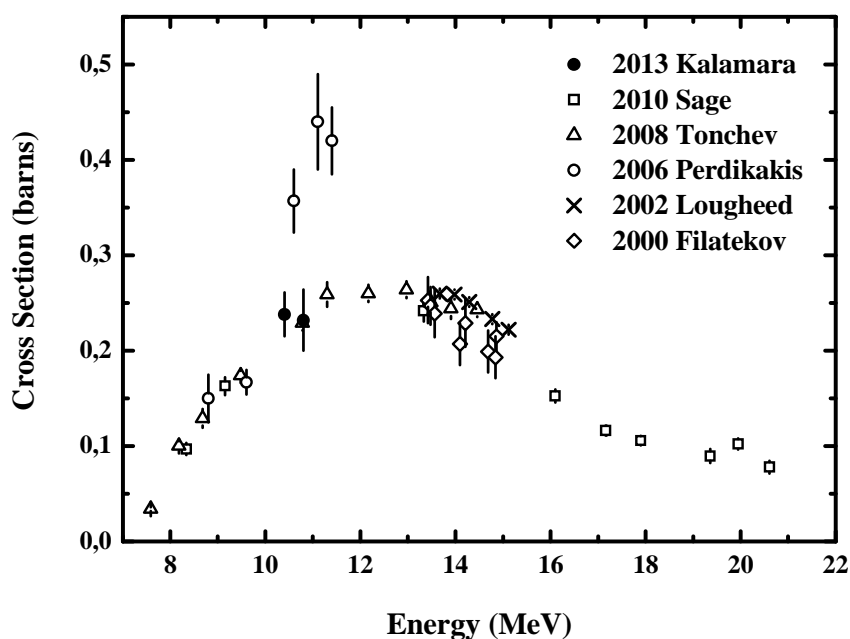


Σχήμα 1.1: Πειραματικά δεδομένα που υπάρχουν στις βάσεις δεδομένων για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων.

Για την περιοχή ενεργειών γύρω στα 14 MeV τα δεδομένα του Loughheed et al. [2] και του Tonchev et al. [4] συμφωνούν μεταξύ τους, ενώ τα δεδομένα του Filatenkov et al. [1] είναι συστηματικά χαμηλότερα από τα προηγούμενα. Τα δεδομένα του Perdikakis et al. [3] έχουν μετρηθεί στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» για ενέργειες νετρονίων από 8.8 μέχρι 11.4 MeV και κάτω από τα 10 MeV συμφωνούν με τα δεδομένα του Tonchev et al. [4] και του Sage et al. [5]. Όμως, στην ενεργειακή περιοχή 10 μέχρι 12 MeV υπάρχουν σημαντικές διαφορές μεταξύ των μετρήσεων [3] και [4]. Προκειμένου να διαλευκανθούν αυτές οι διαφορές πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις που θα αναφερθούν στην επόμενη υποενότητα.

1.2 Οι πιο πρόσφατες μετρήσεις της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ από την ομάδα της Πυρηνικής Φυσικής του ΕΜΠ

Οι πιο πρόσφατες μετρήσεις της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ πραγματοποιήθηκαν στο ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» για ενέργειες νετρονίων 10.4 και 10.8 MeV [6], προκειμένου να διαλευκανθούν κάποιες σημαντικές διαφορές που υπήρχαν σε αυτήν την ενεργειακή περιοχή (βλ. Σχήμα 1.2). Γι αυτές τις μετρήσεις, χρησιμοποιήθηκε στόχος ^{241}Am υψηλής καθαρότητας, που κατασκευάστηκε στο IRMM, στο Βέλγιο. Μάλιστα, παρόμοιος στόχος ^{241}Am είχε χρησιμοποιηθεί και στην μέτρηση [5] των Sage et al. το 2010.



Σχήμα 1.2: Τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, μαζί με τις πιο πρόσφατες μετρήσεις που έγιναν από την ομάδα του ΕΜΠ προκειμένου να μελετηθεί μία ενεργειακή περιοχή στην οποία υπάρχουν σημαντικές διαφορές.

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.2, τα νέα πειραματικά δεδομένα συμφώνησαν με την μέτρηση [5] των Tonchev et al. και μία πιθανή εξήγηση που δόθηκε για τις υψηλές τιμές της ενεργού διατομής της μέτρησης [3] των Perdikakis et al., είναι ότι ο στόχος του ^{241}Am που είχε χρησιμοποιηθεί τότε, είχε κάποια μόλυνση, με αποτέλεσμα πάνω από τα 10 MeV νετρονίων να ενεργοποιείται κάποια αντίδραση που δίνει ακτίνα-γ κοντά στην περιοχή των 987.8 keV, που αντιστοιχεί στην χαρακτηριστική ακτίνα-γ που χρησιμοποιείται για τον πειραματικό προσδιορισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης.

Έκτοτε, προκειμένου να ολοκληρωθεί η μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ πραγματοποιήθηκαν άλλες δύο μετρήσεις. Μία μέτρηση στα 10 MeV που μέλλεται να αναλυθεί προσεχώς και μία μέτρηση στα 17.5 MeV που θα περιγραφεί λεπτομερώς σε αυτήν την εργασία.

1.3 Είδη πυρηνικών αντιδράσεων

Μία πυρηνική αντίδραση προκαλείται με τον βομβαρδισμό ενός ακίνητου στόχου (A : πυρήνας στόχος) με μία δέσμη νετρονίων, φωτονίων ή φορτισμένων σωματίων συγκεκριμένης κινητικής ενέργειας (a : σωματίο δέσμης) και αποδίδεται με σύμβολα ως εξής: $a+A \rightarrow b+B$ ή $A(a,b)B$, όπου $b+B$: μία ανακατάταξη των νουκλεονίων του συγκροτήματος ($a+A$).

Οι πυρηνικές αντιδράσεις χωρίζονται σε κατηγορίες με βάση δύο κριτήρια:

Κριτήριο 1: ο χρόνος διεξαγωγής της αντίδρασης

Κριτήριο 2: η διαθέσιμη ενέργεια, την οποία είτε εκλύουν, είτε απορροφούν.

Σύμφωνα με το "Κριτήριο 1", οι αντιδράσεις χωρίζονται σε δύο κατηγορίες:

- 1) τις άμεσες αντιδράσεις και
- 2) τις αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα.

Το κοινό χαρακτηριστικό όλων των άμεσων αντιδράσεων (direct reactions) είναι ότι η όλη διεργασία συντελείται σε σχετικά μικρό χρόνο (της τάξης των 10^{-22} s), δηλαδή το προσπίπτον σωματίο (a) διανύει σχετικά γρήγορα το πεδίο του πυρήνα (A), ενώ στις αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα ακόμα και οι ταχύτεροι χρόνοι διαφυγής ενός σωματίου (b) από έναν πυρήνα (B), είναι τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από το χρόνο διάρκειας των άμεσων αντιδράσεων. Υπάρχουν τέσσερα είδη άμεσων αντιδράσεων:

α) Ελαστική σκέδαση (elastic scattering): $A(a,a)A$, δηλαδή $b=a$ και $B=A$, οπότε το μόνο που αλλάζει κατά την ελαστική σκέδαση είναι η κινητική ενέργεια και η διεύθυνση του σωματίου a .

β) Μη ελαστική σκέδαση (inelastic scattering): $A(a,a)A^*$, δηλαδή $b=a$ και $B=A^*$. Ο αστερίσκος (*) υποδηλώνει ότι ο αρχικός πυρήνας μετά την αλληλεπίδραση με το προσπίπτον σωματίο, βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση.

γ) Αντιδράσεις απογύμνωσης (stripping reactions). Κατά τη διέλευση ενός σωματίου a από το πεδίο του πυρήνα A , ένα ή δύο νουκλεόνια του βλήματος αλληλεπιδρούν με ένα ή δύο νουκλεόνια του στόχου, αφήνοντας τα λοιπά νουκλεόνια του πυρηνικού συστήματος ανεπηρέαστα. Αν για παράδειγμα, το σωματίο a είναι δευτέριο (d), τότε το νετρόνιο του δευτερίου, που δε συναντά φράγμα δυναμικού λόγω αλληλεπίδρασης Coulomb μπορεί να εισχωρήσει στον πυρήνα A , αφήνοντας το πρωτόνιο να συνεχίσει μόνο την πορεία του.

δ) Αντιδράσεις υφαρπαγής (pick up reactions). Η αντίστροφη διαδικασία των αντιδράσεων απογύμνωσης, κατά την οποία το βλήμα συλλαμβάνει και απομακρύνει ένα ή δύο νουκλεόνια από τον πυρήνα A .

Από την άλλη, οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα (compound nucleus reactions) αποτελούν ένα διαφορετικό σενάριο σχετικά με την όλη διεργασία της αντίδρασης $A(a,b)B$, που συμπεριλαμβάνει δύο διακριτά βήματα.: $a+A \rightarrow C^* \rightarrow b+B$. Στο πρώτο βήμα, το σωματίο a απορροφάται από τον πυρήνα A , διαμορφώνοντας προσωρινά ένα σύνθετο πυρηνικό σύστημα C^* , με ατομικό και μαζικό αριθμό αντίστοιχα ίσο προς το άθροισμα των ατομικών και μαζικών αριθμών του βλήματος και του πυρήνα του στόχου, και στο δεύτερο βήμα, ο πυρήνας C^* , που όπως φαίνεται, σχηματίζεται σε κάποια διεγερμένη ενεργειακή του κατάσταση, αποδιεγείρεται εκπέμποντας ένα σωματίδιο b και έτσι δημιουργείται ο πυρήνας B .

Σύμφωνα με το "Κριτήριο 2", οι αντιδράσεις χωρίζονται και πάλι σε δύο κατηγορίες:

- 1) τις εξώθερμες αντιδράσεις και
- 2) τις ενδόθερμες αντιδράσεις.

Μία εξώθερμη αντίδραση πραγματοποιείται αυθόρμητα, καθώς τα προϊόντα βρίσκονται σε χαμηλότερο ενεργειακό επίπεδο από τα αντιδρώντα, άρα θεωρητικά, μπορεί να συμβεί ακόμα και με μηδενική κινητική ενέργεια του βλήματος. Ενώ σε μία ενδόθερμη αντίδραση, τα προϊόντα βρίσκονται σε υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο από τα αντιδρώντα και για το λόγο αυτό, απαιτείται συγκεκριμένη ποσότητα ενέργειας, που παρέχεται υπό τη μορφή κινητικής ενέργειας του βλήματος. Μία εξώθερμη αντίδραση χαρακτηρίζεται από θετική διαθέσιμη ενέργεια ($Q > 0$), ενώ μία ενδόθερμη αντίδραση χαρακτηρίζεται από αρνητική διαθέσιμη ενέργεια ($Q < 0$). Στην περίπτωση που η διαθέσιμη ενέργεια είναι μηδενική ($Q=0$), τότε πρόκειται για ελαστική σκέδαση, δηλαδή τα προϊόντα είναι ίδια με τα αντιδρώντα.

Η διαθέσιμη ενέργεια, αναφερόμενη και ως τιμή Q (Q -value) προέρχεται από τη διαφορά των μαζών στην αρχική και στην τελική κατάσταση και δίνεται από τη σχέση:

$$Q = (m_a + m_A - m_b - m_B) \cdot c^2$$

ή συναρτήσει του ελλείμματος μάζας:

$$\Delta = m - A$$

όπου m : μάζα του ουδέτερου ατόμου σε ατομικές μονάδες μάζας (amu)

A : ο μαζικός αριθμός του ατόμου σε ατομικές μονάδες μάζας (amu)

από τη σχέση:
$$Q = \Delta_a + \Delta_A - \Delta_b - \Delta_B \quad (1.3.1)$$

1.4 Διερεύνηση των δυνατών καναλιών εξόδου της αλληλεπίδρασης $n + {}^{241}\text{Am}$

Η αλληλεπίδραση ενός νετρονίου με έναν πυρήνα ${}^{241}\text{Am}$ είναι αντίδραση σύνθετου πυρήνα και τα δυνατά κανάλια εξόδου της φαίνονται στον ακόλουθο πίνακα:

Αλλ/ση εισόδου	Σύνθετος πυρήνας	Κανάλι εξόδου
$n + {}^{241}_{95}\text{Am}_{146}$	\rightarrow ${}^{242}_{95}\text{Am}^*_{147}$	\rightarrow $n + {}^{241}_{95}\text{Am}_{146}$
		\rightarrow $2n + {}^{240}_{95}\text{Am}_{145}$
		\rightarrow $3n + {}^{239}_{95}\text{Am}_{144}$
		\rightarrow $4n + {}^{238}_{95}\text{Am}_{143}$
		\rightarrow $p + {}^{241}_{94}\text{Pu}_{147}$
		\rightarrow $np + {}^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$
		\rightarrow $\alpha + {}^{238}_{93}\text{Np}_{145}$
		\rightarrow $n\alpha + {}^{237}_{93}\text{Np}_{144}$

Πίνακας 1.1: Δυνατά κανάλια εξόδου από την αλληλεπίδραση $n + {}^{241}_{95}\text{Am}_{146}$.

Αν για όλα τα κανάλια του πίνακα 1.1, εφαρμοστεί η σχέση (1.3.1), τότε είναι δυνατόν να διαχωριστούν οι αλληλεπιδράσεις σε κατηγορίες, ανάλογα με την τιμή του Q. Αρκεί να υπολογιστούν τα Q_i για όλα τα πιθανά κανάλια εξόδου i, από την ακόλουθη σχέση:

$$Q_i = \Delta_i (\text{αντιδρώντων}) - \Delta_i (\text{προϊόντων})$$

π.χ για την αντίδραση $n + {}^{241}_{95}\text{Am}_{146} \rightarrow {}^{242}_{95}\text{Am}_{147}^* \rightarrow 2n + {}^{240}_{95}\text{Am}_{145}$, θα είναι:

$$Q = \Delta\left({}^1_0n_1\right) + \Delta\left({}^{241}_{95}\text{Am}_{146}\right) - 2 \cdot \Delta\left({}^1_0n_1\right) - \Delta\left({}^{240}_{95}\text{Am}_{145}\right) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow Q(u) = 0.009 + 0.057 - 2 \cdot 0.009 - 0.0055 \Leftrightarrow^*$$

$$\Leftrightarrow Q(\text{MeV}) = 8.071 + 52.936 - 16.143 - 51.512 \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow Q(\text{MeV}) = -6.65, \text{ άρα είναι ενδόθερμη.}$$

Ομοίως, για όλες τις αλληλεπιδράσεις, προκύπτει πίνακας 1.2:

Αλλ/ση εισόδου	Κανάλι εξόδου	Ενεργειακό κατώφλι	Είδος αλλ/σης
$n + {}^{241}_{95}\text{Am}_{146} \rightarrow$	$n + {}^{241}_{95}\text{Am}_{146}$	0 MeV	Ελ/κή σκέδαση
	$2n + {}^{240}_{95}\text{Am}_{145}$	6.65 MeV	Ενδόθερμη
	$3n + {}^{239}_{95}\text{Am}_{144}$	12.60 MeV	Ενδόθερμη
	$4n + {}^{238}_{95}\text{Am}_{143}$	19.70 MeV	Ενδόθερμη
	$p + {}^{241}_{94}\text{Pu}_{147}$	0.76 MeV	Εξώθερμη
	$np + {}^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$	4.48 MeV	Ενδόθερμη
	$\alpha + {}^{238}_{93}\text{Np}_{145}$	11.13 MeV	Εξώθερμη
	$na + {}^{237}_{93}\text{Np}_{144}$	4.75 MeV	Εξώθερμη

Πίνακας 1.2: Διαχωρισμός ενδόθερμων και εξώθερμων αντιδράσεων για όλα τα δυνατά κανάλια εξόδου της αλληλεπίδρασης $n + {}^{241}_{95}\text{Am}_{146}$.

1.5 Ενεργειακό διάγραμμα της αλληλεπίδρασης $n + {}^{241}\text{Am}$

Για να σχεδιαστεί το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης ${}^{241}\text{Am}(n,2n){}^{240}\text{Am}$ και να γίνει δυνατή η πρόβλεψη των καναλιών που θα ανοίξουν κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης, πρέπει να μελετηθούν οι προηγούμενες αντιδράσεις με επίπεδο αναφοράς, το ενεργειακό επίπεδο του σύνθετου πυρήνα ${}^{242}_{95}\text{Am}_{147}^*$.

Π.χ για την αντίδραση $n + {}^{241}_{95}\text{Am}_{146} \rightarrow {}^{242}_{95}\text{Am}_{147}^* \rightarrow 2n + {}^{240}_{95}\text{Am}_{145}$, θα είναι:

$$Q = \Delta\left({}^{242}_{95}\text{Am}_{147}^*\right) - 2 \cdot \Delta\left({}^1_0n_1\right) - \Delta\left({}^{240}_{95}\text{Am}_{145}\right) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow Q(u) = 0.060 - 2 \times 0.009 - 0.0055 \Leftrightarrow^*$$

$$\Leftrightarrow Q(\text{MeV}) = 55.470 - 16.143 - 51.512 \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow Q(\text{MeV}) = -12.185$$

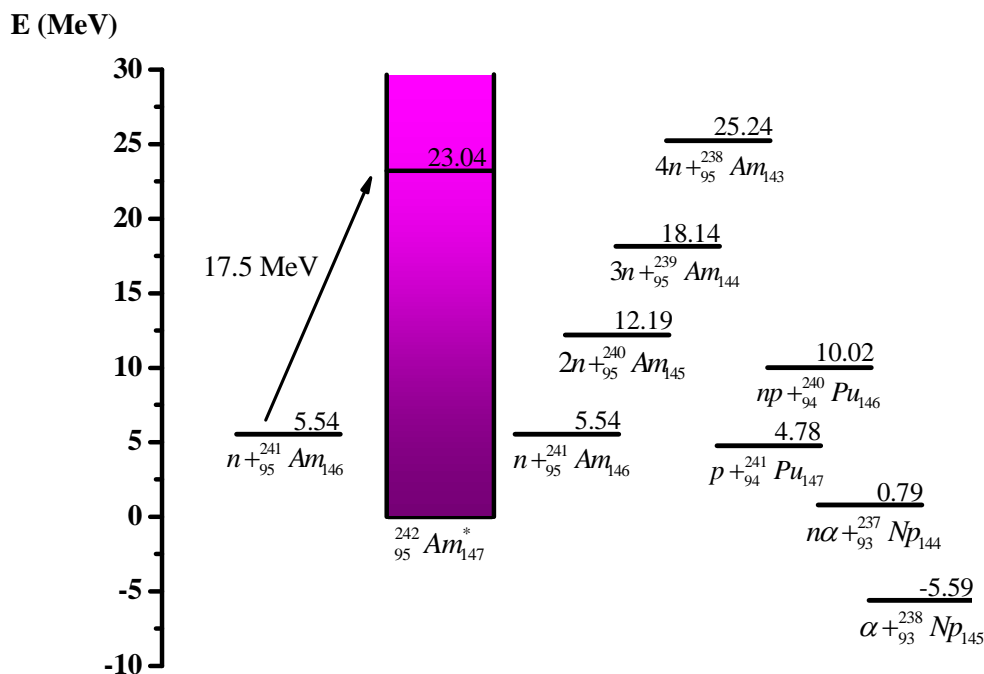
* $1u = 935.1 \text{ MeV}$

Το πρόσημο «-» δηλώνει ότι, με επίπεδο αναφοράς ($Q=0$) τη θεμελιώδη στάθμη του σύνθετου πυρήνα ${}_{95}^{242}\text{Am}^*$, απαιτείται ενέργεια 12.185 MeV για να ανοίξει το κανάλι της αντίδρασης ${}^{241}\text{Am}(n,2n){}^{240}\text{Am}$. Ομοίως, για όλες τις αλληλεπιδράσεις, προκύπτει ο επόμενος πίνακας:

Αλληλεπίδραση εισόδου	Κανάλι εξόδου	Ενεργειακό επίπεδο
$n+{}_{95}^{241}\text{Am}_{146}$	\rightarrow $n+{}_{95}^{241}\text{Am}_{146}$	5.54 MeV
	$2n+{}_{95}^{240}\text{Am}_{145}$	12.19 MeV
	$3n+{}_{95}^{239}\text{Am}_{144}$	18.14 MeV
	$4n+{}_{95}^{238}\text{Am}_{143}$	25.24 MeV
	$p+{}_{94}^{241}\text{Pu}_{147}$	4.78 MeV
	$np+{}_{94}^{240}\text{Pu}_{146}$	10.02 MeV
	$\alpha+{}_{93}^{238}\text{Np}_{145}$	-5.59 MeV
	$n\alpha+{}_{93}^{237}\text{Np}_{144}$	0.79 MeV

Πίνακας 1.3: Δυνατά κανάλια εξόδου από την αλληλεπίδραση $n+{}_{95}^{241}\text{Am}_{146}$, με τις ενέργειες που απαιτείται να αποκτήσουν πάνω από τη θεμελιώδη στάθμη του σύνθετου πυρήνα ${}_{95}^{242}\text{Am}^*$ για να ανοίξουν.

Επομένως, το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης θα είναι:



Σχήμα 1.3: Ενεργειακό διάγραμμα της αλληλεπίδρασης $n+{}_{95}^{241}\text{Am}_{146}$.

Τα δυνατά κανάλια εξόδου που θα ανοίξουν κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης, μπορούν να εκτιμηθούν αφού υπολογιστεί η ενέργεια κέντρου μάζας των νετρονίων της δέσμης, με την οποία θα γίνει η ακτινοβόληση. Η ενέργεια κέντρου μάζας υπολογίζεται από τη σχέση:

$$E_{CM} = E_{\text{εργαστηρίου}} \cdot \frac{A_{\text{αντιδρώντος}}}{A_{\text{σύνθ.πυρήνα}}}$$

όπου $E_{\text{εργαστηρίου}}$: η ενέργεια της δέσμης νετρονίων με την οποία γίνεται η ακτινοβόληση (17.5 MeV)

$A_{\text{αντιδρώντος}}$: ο μαζικός αριθμός του πυρήνα που ακτινοβολείται (για τον ${}^{241}_{95}\text{Am}_{146}$ είναι 241)

$A_{\text{σύνθ.πυρήνα}}$: ο μαζικός αριθμός του σύνθετου πυρήνα που δημιουργείται στο ενδιάμεσο στάδιο (για τον ${}^{242}_{95}\text{Am}^*_{147}$ είναι 242)

Προκύπτει: $E_{CM} = 17.47 \text{ MeV} \Leftrightarrow E_{CM} \approx 17.5 \text{ MeV}$

Οπότε, από το ενεργειακό διάγραμμα (Σχήμα 1.3) προκύπτει ότι τα κανάλια που θα μπορέσουν να ανοίξουν, για τη συγκεκριμένη δέσμη νετρονίων, ενέργειας 17.5 MeV, είναι αυτά που βρίσκονται σε ενεργειακό επίπεδο χαμηλότερο από το επίπεδο στο οποίο έχει διεγερθεί ο σύνθετος πυρήνας (23.04 MeV).

Δηλαδή είναι τα εξής:

Κανάλια που θα ανοίξουν στα 17.5 MeV	Ενεργειακό επίπεδο καναλιού
$3n + {}^{239}_{95}\text{Am}_{144}$	18.14 MeV
$2n + {}^{240}_{95}\text{Am}_{145}$	12.19 MeV
$np + {}^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$	10.02 MeV
$n + {}^{241}_{95}\text{Am}_{146}$	5.54 MeV
$p + {}^{241}_{94}\text{Pu}_{147}$	4.78 MeV
$na + {}^{237}_{93}\text{Np}_{144}$	0.79 MeV
$\alpha + {}^{238}_{93}\text{Np}_{145}$	-5.59 MeV

Πίνακας 1.4: Κανάλια που μπορούν να ανοίξουν κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης του στόχου ${}^{241}_{95}\text{Am}_{146}$ με δέσμη νετρονίων ενέργειας 17.5 MeV. Τα ενεργειακά επίπεδα έχουν υπολογισθεί με αναφορά στο επίπεδο της θεμελιώδους στάθμης του σύνθετου πυρήνα ${}^{242}_{95}\text{Am}^*_{147}$.

Επειδή το ${}^{241}_{95}\text{Am}_{146}$ είναι βαρύς πυρήνας κι επομένως έχει την τάση να διώχνει νετρόνια, τα πιο προτιμητέα από τα παραπάνω κανάλια, δηλαδή τα κανάλια με τη μεγαλύτερη ενεργό διατομή, θα είναι τα κανάλια: ${}^{241}\text{Am}(n,3n){}^{239}\text{Am}$ και ${}^{241}\text{Am}(n,2n){}^{240}\text{Am}$. Παρόλα αυτά, το μόνο κανάλι που μελετήθηκε στα πλαίσια αυτής της εργασίας είναι το ${}^{241}\text{Am}(n,2n){}^{240}\text{Am}$.

Τα υπόλοιπα κανάλια δε μελετήθηκαν γιατί:

- Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,3n)^{239}\text{Am}$ για νετρόνια ενέργειας 17.5 MeV είναι αρκετά μικρή (της τάξης των 10 mb), οπότε με την ακτινοβολήση που πραγματοποιήθηκε δεν παράχθηκαν αρκετοί πυρήνες $^{239}_{95}\text{Am}_{144}$, ώστε να μπορεί να μελετηθεί το συγκεκριμένο κανάλι (βλ. Παράρτημα Α).
- Ο πυρήνας που παράγεται από το κανάλι $n\text{p}+^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$ (ο $^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$) έχει χρόνο ημιζωής $T_{1/2}=6561\text{ y}$ και θα χρειαζόνταν πολλά χρόνια αναμονής για να μελετηθεί, γεγονός ανέφικτο!
- Το κανάλι της ελαστικής σκέδασης $n+^{241}_{95}\text{Am}_{146}$, θα ήταν πολύ ενδιαφέρον να μελετηθεί. Επειδή όμως, θα απαιτούσε άλλη πειραματική διάταξη (για την ανίχνευση των σκεδαζόμενων νετρονίων στο χώρο), θα αποτελούσε από μόνο του μία ξεχωριστή πειραματική έρευνα.
- Το κανάλι $\text{p}+^{241}_{94}\text{Pu}_{147}$ δεν εξυπηρετεί την τάση του πυρήνα $^{241}_{95}\text{Am}_{146}$ να διώξει νετρόνια, επομένως δεν χρήζει ιδιαίτερης προσοχής.
- Ο παραγόμενος πυρήνας $^{237}_{93}\text{Np}_{144}$, από το κανάλι $\text{n}\alpha+^{237}_{93}\text{Np}_{144}$, έχει επίσης πολύ μεγάλο χρόνο ημιζωής ($T_{1/2}=2.144\cdot 10^6\text{ y}$), γεγονός που καθιστά αδύνατη τη μελέτη του.
- Και τέλος, το κανάλι $\alpha+^{238}_{93}\text{Np}_{145}$ (-5.59 MeV), δεν προτιμάται ιδιαίτερος, εξαιτίας της μεγάλης ενεργειακής διαφοράς που έχει με τη διεγερμένη στάθμη (23.04 MeV) του σύνθετου πυρήνα $^{242}_{95}\text{Am}^*_{147}$.

1.6 Μέτρηση ενεργού διατομής με τη μέθοδο της ενεργοποίησης

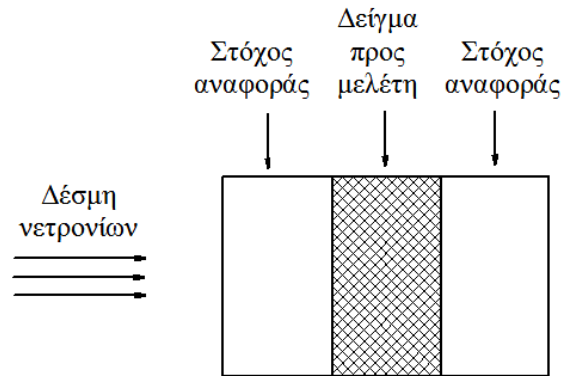
Σύμφωνα με τη μέθοδο της ενεργοποίησης, που περιγράφεται αναλυτικά στο παράρτημα Β, ο αριθμός των παραγόμενων πυρήνων (N_p) κατά τη διάρκεια μιας ακτινοβολήσης, δίνεται από τη σχέση (Β.7):

$$N_p = \sigma \cdot N_\tau \cdot \Phi \cdot f_c \quad (1.6.1)$$

όπου N_p : το πλήθος των πυρήνων που παράχθηκαν από τη δέσμη
 σ : η ενεργός διατομή της αντίδρασης
 N_τ : το πλήθος των πυρήνων του στόχου που ακτινοβολήθηκε
 Φ : η συνολική ροή σωματίων της δέσμης στην οποία εκτέθηκε το δείγμα
 f_c : ένας διορθωτικός παράγοντας με τον οποίο υπολογίζεται το ισοζύγιο ανάμεσα στην παραγωγή και την αποδιέγερση πυρήνων κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης.

Μία πολύ χρήσιμη εφαρμογή της μεθόδου ενεργοποίησης είναι ο προσδιορισμός ενεργών διατομών νετρονικών αντιδράσεων. Κατά την ακτινοβολήση, ταυτόχρονα και στην ίδια θέση με το δείγμα, τοποθετούνται στόχοι αναφοράς στις διαστάσεις του δείγματος και από κατάλληλο υλικό, δηλαδή από υλικό για το οποίο είναι γνωστή, με

ακρίβεια, η ενεργός διατομή για κάποια νετρονική αντίδραση (βλ. Σχήμα 1.4) και χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της ροής (Φ) της δέσμης νετρονίων.



Σχήμα 1.4: Τοποθέτηση των στόχων με την "τεχνική σάντουιτς". Οι στόχοι αναφοράς τοποθετούνται εκατέρωθεν του δείγματος, του οποίου η ενεργός διατομή πρέπει να μετρηθεί και έτσι, όλοι οι στόχοι δέχονται την ίδια ροή νετρονίων.

Με τον τρόπο αυτό, οι στόχοι αναφοράς δέχονται την ίδια ροή νετρονίων με το δείγμα. Τότε, τόσο για το δείγμα, όσο και για τους στόχους αναφοράς, ισχύει η σχέση (1.6.1), η οποία αν επιλυθεί ως προς Φ , γίνεται:

Παραλείπονται για ευκολία οι παράγοντες f_c για όλους τους στόχους, επειδή είναι σταθεροί όροι και γνωστοί.

$$\Phi \approx \frac{N_p}{N_\tau} \cdot \frac{1}{\sigma} \quad (1.6.2)$$

Εφόσον, η ροή στο δείγμα (Φ) και στους στόχους αναφοράς (Φ^r) είναι η ίδια, μπορεί να γίνει απαλοιφή των ροών, ως εξής:

$$\frac{\Phi}{\Phi^r} \approx \frac{\frac{N_p}{N_\tau} \cdot \frac{1}{\sigma}}{\frac{N_p^r}{N_\tau^r} \cdot \frac{1}{\sigma^r}} \Leftrightarrow^{\Phi=\Phi^r} 1 \approx \frac{N_p}{N_\tau} \cdot \frac{N_\tau^r}{N_p^r} \cdot \frac{\sigma^r}{\sigma} \Leftrightarrow \sigma \approx \frac{N_p}{N_\tau} \cdot \frac{N_\tau^r}{N_p^r} \cdot \sigma^r \quad (1.6.3)$$

Από την τελευταία σχέση προσδιορίζεται η ενεργός διατομή κατευθείαν από τις ενεργότητες, που επάγονται από τη δέσμη νετρονίων, στο δείγμα και στους στόχους αναφοράς.

Για την περίπτωση που το δείγμα έχει σύνθετη γεωμετρία, η τιμή της ροής στο εσωτερικό του μπορεί να προσεγγιστεί είτε με το μέσο όρο των ροών στους εκατέρωθεν στόχους αναφοράς, είτε με προσομοίωση της ακτινοβόλησης, όπως περιγράφεται στο κεφάλαιο 4.

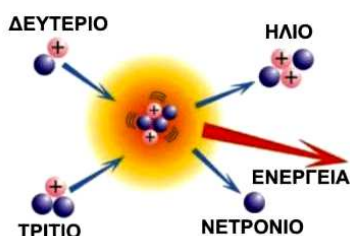
Κεφάλαιο 2

Πειραματική διαδικασία

Το πειραματικό ενδιαφέρον αυτής της μέτρησης έγκειται κυρίως στην παραγωγή της δέσμης νετρονίων ενέργειας 17.5 MeV. Επειδή η επιθυμητή ενέργεια των νετρονίων είναι μεγάλη, η παραγωγή της δέσμης δεν γίνεται μέσω της αντίδρασης ${}^2_1\text{H}_1(d,n){}^3_2\text{He}_1$ (D-D), που έχει χρησιμοποιηθεί σε παλαιότερες μετρήσεις στο ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» [6,10], αλλά μέσω της αντίδρασης ${}^3_1\text{H}_2(d,n){}^4_2\text{He}_2$ (D-T).

2.1 Παραγωγή δέσμης νετρονίων

Η παραγωγή της δέσμης νετρονίων γίνεται μέσω της αντίδρασης ${}^3_1\text{H}_2(d,n){}^4_2\text{He}_2$ (D-T). Κατά την αντίδραση D-T, ένας πυρήνας δευτερίου (${}^2_1\text{H}_1$) αλληλεπιδρά με έναν πυρήνα τριτίου (${}^3_1\text{H}_2$) και παράγεται ένας πυρήνας ηλίου (${}^4_2\text{He}_2$) και ένα νετρόνιο (${}^1_0\text{n}_1$). Δηλαδή είναι: ${}^2_1\text{H}_1 + {}^3_1\text{H}_2 \rightarrow {}^4_2\text{He}_2 + {}^1_0\text{n}_1$ (βλ. Εικόνα 2.1).

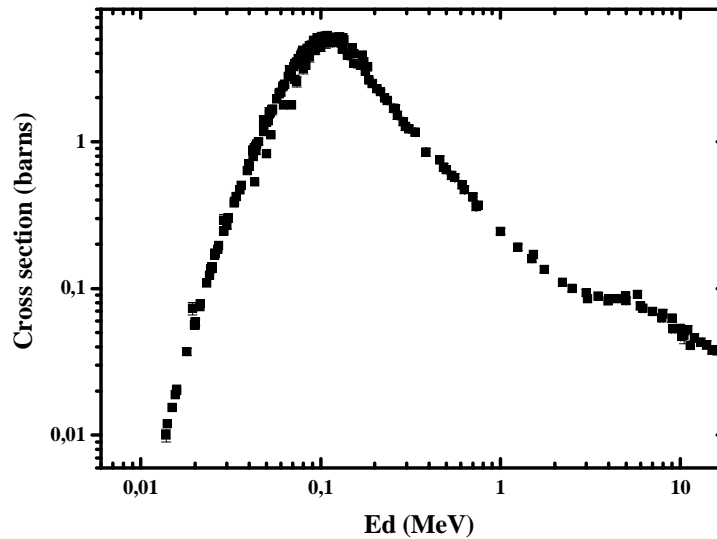


Εικόνα 2.1: Η αντίδραση D-T.

Η τιμή Q της αντίδρασης είναι +17.59 MeV και το πρόσημο "+" δηλώνει πως η αντίδραση είναι εξώθερμη. Αυτά τα 17.59 MeV, διατίθενται στα προϊόντα της αντίδρασης κι έτσι, με βλήματα μικρής ενέργειας, μπορούν να παραχθούν νετρόνια μεγάλης ενέργειας. Αυτό, δεν ισχύει στον ίδιο βαθμό για την αντίδραση D-D, αφού η διαθέσιμη ενέργεια είναι πολύ μικρότερη ($Q=+3.27$ MeV). Στη συγκεκριμένη μέτρηση, χρησιμοποιήθηκαν δευτέρια ενέργειας 1.5 MeV, προκειμένου να παραχθούν νετρόνια ενέργειας 17.5 MeV.

Ένα άλλο πλεονέκτημα της αντίδρασης D-T, είναι ότι δίνει μία καθαρή δέσμη νετρονίων, μέχρι τα 20.46 MeV, χωρίς παρασιτικά νετρόνια. Αυτό, συμβαίνει επειδή οι αντιδράσεις διάλυσης του δευτερίου και του τριτίου αρχίζουν να γίνονται σημαντικές για βλήματα ενέργειας μεγαλύτερης των 3.71 MeV [8,9].

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης D-T συναρτήσει της ενέργειας των δευτερίων φαίνεται στο σχήμα 2.1.



Σχήμα 2.1: Η ενεργός διατομή της αντίδρασης D-T συναρτήσει της ενέργειας των δευτερίων [10].

Όπως είναι φανερό, η μεγαλύτερη ενεργός διατομή (5.29 b), παρατηρείται για δευτέρια ενέργειας 109 keV, όμως πέφτει ραγδαία για μεγαλύτερες ενέργειες δευτερίων, όπως αυτές που χρησιμοποιούνται στο ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» [8,9].

2.1.1 Στόχος τριτίου

Για την παραγωγή νετρονίων χρησιμοποιείται στόχος CuTiT. Ο στόχος αποτελείται από ένα φύλλο χαλκού (Cu), διαμέτρου 28.5 mm και πάχους 1 mm, πάνω στο οποίο έχει εναποτεθεί ένα λεπτό στρώμα τιτανίου (Ti), διαμέτρου 25.4 mm. Μέσα στο τιτάνιο βρίσκεται προσαρτημένο το τρίτιο με αναλογία πυρήνων τρίτιο/ τιτάνιο 1.543. Το τρίτιο έχει ενεργότητα 373 GBq. Τα ονομαστικά χαρακτηριστικά του τριτίου, από την εταιρεία κατασκευής του (SODERN), φαίνονται στις εικόνες 2.2 και 2.3.

FICHE DE CONTROLE				AUTEUR-M.BELETTE	PLACE	DATE	N° DO: 11949
DEPARTEMENT QUALITE	INSPECTION SHEET			N° DE PLAN	SNIP/TN	SODERN	CLIENT
QUALITY DEPARTMENT	DESIGNATION			SERIAL NO.	DRAWING NO.	SANCTION	CUSTOMER
SODERN	NTUA-PD			NCSR01	4011 144 0147	Accepted	
JURISSEUR:	PROJET	PROJECT				NOM	MB/ADU
Cde: PH06098 (18/0006)	ENSEMBLE					DATE	14 06 07
Order: PK-08/08	ASSEMBLY					VISA	
BEFL	ELEMENT		Tritiated target	Traitement d'anomalie:			
Impact	Procédure de contrôle:			N.C.R. n°			
Quantity: 1	Acceptance procedure		Complet	Réception		Verif. apres anomalie	
ONTROLE	X	Vital techn.	Final	En rep. POINT-CLE		Verif. apres réparation	
Inspection		Conformité aux plans	Par échantillonnage	Final		Verif. apres modification	
OBJET: Inspection after realisation							
Type of target	Customer	Number					
CuTiT-9-Z	NTUA	NCSR01					
Activity to the contact of the package	< 0,4 Bq/cm²						
DIFFUSION: Mlle Pichard, Menuit, Ms Klein, Guay, Atelier d'imprégnation				Ext: NTUA		Folio 1 / 2	
SODERN 20, Avenue Descartes 94450 LIMEIL-BREVANNES							

Εικόνα 2.2: Τα χαρακτηριστικά του στόχου του τριτίου από την εταιρεία κατασκευής του.

DEPARTEMENT QUALITE QUALITY DEPARTMENT		FICHE DE CONTROLE INSPECTION SHEET		N° DO: 11949	
Type of target	Customer	Number	Metallisation :	07/06/2007	
CUTT-9-Z	NTUA	NCSR01	Impregnation :	11/06/2007	
Metal : Copper OFHC	dimension :	Ø28,5mm +/- 0,1		Thickness (mm) : 1 mm	
Deposit : visual control OK					
Metal : Titanium	deposition :	Evaporation		Mass (µg/cm²) :	
Dimension : Ø25,4mm +/- 0,1	Substrate temperature (°C) :	200°C		Objective value : 2200 +/- 20%	
Surface (cm²) : 5,067	Deposite rate (Angstrom per s) :	16		Real value : 2123,5	
Impregnation				Mass (mg) :	
Gas : Tritium				Objective value : 11,147 +/- 1,01	
Tritium / titanium ratio				Real value : 10,76	
Tritium activity				GBq	
≥ 1,500				373,35 370 +/- 20%	
1,543				10,076 10 +/- 20%	

20, Avenue Descartes 94450 LIMEIL-BREVANNES

Folio 2 / 2

Εικόνα 2.3: Τα χαρακτηριστικά του στόχου του τριτίου από την εταιρεία κατασκευής του.

Αξίζει να σημειωθεί ότι, επειδή το τρίτιο εξαχνώνεται και σε περίπτωση που συμβεί αυτό, είναι πολύ εύκολο να εισέλθει στον οργανισμό μέσω της αναπνοής, υπάρχει μία επιφυλακτικότητα γύρω από το θέμα της ασφάλειας του στόχου του τριτίου. Τόσο για το λόγο αυτό, όσο και λόγω της μεγάλης ενεργότητας του τριτίου, η τοποθέτηση του στόχου στη φλάντζα και στη συνέχεια στην γραμμή ακτινοβολήσης, έγινε κάτω από ειδικά μέτρα προστασίας. Για την ακρίβεια, η τοποθέτηση του στόχου του τριτίου στη φλάντζα, πραγματοποιήθηκε μέσα σε αεροστεγή σάκο απομόνωσης, σε εξωτερικό χώρο (βλ. Εικόνα 2.4).



Εικόνα 2.4: Η τοποθέτηση του στόχου του τριτίου στη φλάντζα, η οποία πραγματοποιείται μέσα σε αεροστεγή σάκο απομόνωσης, σε εξωτερικό χώρο.

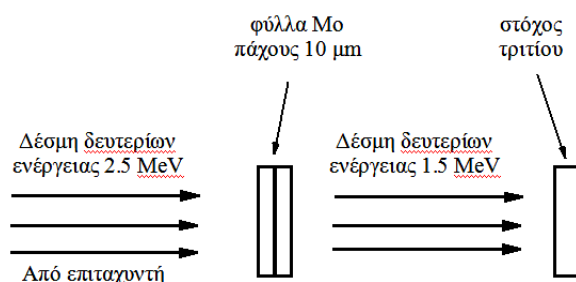
2.1.2 Η δέσμη δευτερίων

Για την επιλογή της ενέργειας των δευτερίων που εξέρχονται από τον επιταχυντή χρειάστηκε να βρεθεί μία λύση στην εξής αντίφαση:

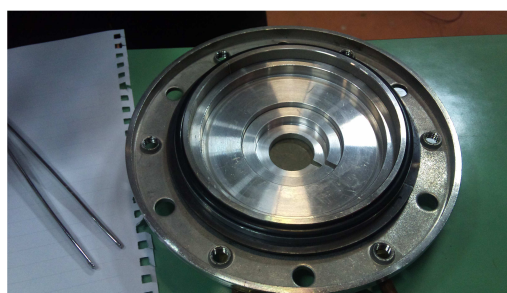
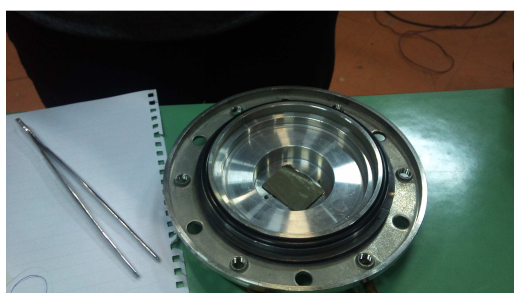
- προτιμάται η δέσμη των δευτερίων να έχει μικρή ενέργεια, αφού όσο μικρότερη είναι η ενέργεια των δευτερίων, τόσο μεγαλύτερη είναι η ενεργός διατομή της αντίδρασης D-T (σύμφωνα με το σχήμα 2.1),
- όμως, όσο πιο μικρή είναι η ενέργεια των δευτερίων που αναμένεται να εξέλθει από τον επιταχυντή, τόσο μικρότερη είναι η ένταση της δέσμης που μπορεί να δώσει η μηχανή.

Προκειμένου να λυθεί αυτό το πρόβλημα, έγινε το εξής:

- από τον επιταχυντή εξέρχονται, με ικανοποιητική ένταση (0.7-1.1 μA), δευτέρια ενέργειας 2.5 MeV
- και στη συνέχεια, τα δευτέρια διέρχονται μέσα από δύο, διαδοχικά τοποθετημένα φύλλα μολυβδαινίου (Mo), πάχους 5 μm το καθένα, προκειμένου να χάσουν ένα μέρος της ενέργειάς τους πριν φτάσουν στο στόχο του τρίτου (βλ. Σχήμα 2.2).



Σχήμα 2.2: Επιβράδυνση της δέσμης δευτερίων που εξέρχεται από τον επιταχυντή, μέσω δύο φύλλων Mo πάχους 5 μm το καθένα, προκειμένου τα δευτέρια που προσπίπτουν στο στόχο του τρίτου να έχουν ακόμα μικρότερη ενέργεια κι έτσι, η αντίδραση D-T να έχει μεγαλύτερη ενεργό διατομή. Επισημαίνεται ότι τα φύλλα του Mo είναι σχεδόν σε επαφή με το στόχο του τρίτου (2 mm).

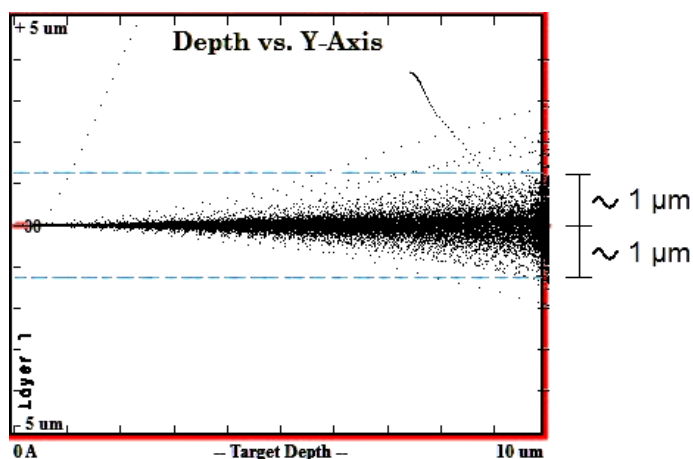


Εικόνα 2.5: Η τοποθέτηση των φύλλων Mo στη φλάντζα, όπου τοποθετήθηκε και ο στόχος του τρίτου.

Η ακριβής απώλεια ενέργειας των δευτερίων, καθώς και η πορεία τους μέσα στα φύλλα του Mo, μπορούν να υπολογιστούν με τη βοήθεια του προγράμματος SRIM 2013 (βλ. Παράρτημα Γ). Προκύπτει ότι, η ενέργεια της δέσμης των δευτερίων είναι:

$$E_d = 2.5 \text{ MeV} \quad \Rightarrow^{10 \mu\text{m Mo}} \quad E_d' = (1.503 \pm 0.031) \text{ MeV}$$

Η πορεία των δευτερίων μέσα στο Mo, φαίνεται στην εικόνα 2.6.



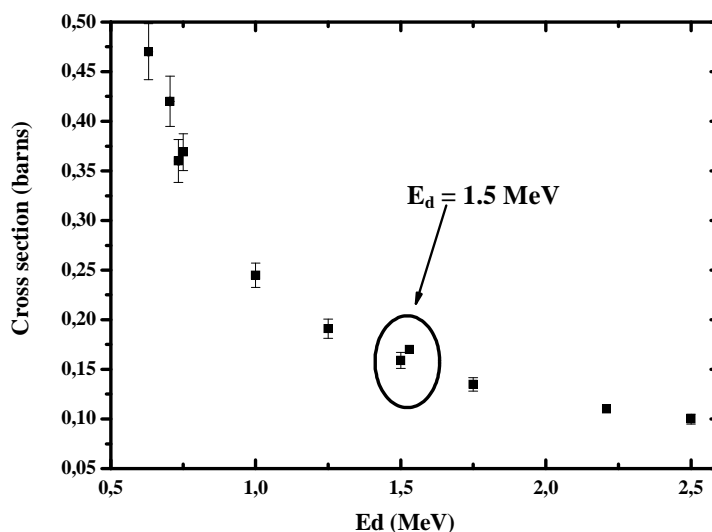
Εικόνα 2.6: Η πορεία των 2.5 MeV δευτερίων μέσα στα φύλλα του μολυβδαινίου, με συνολικό πάχος 10 μm. Είναι εμφανές ότι, το άνοιγμα της δέσμης των δευτερίων είναι της τάξης του 1 μm.

Έτσι, το γωνιακό άνοιγμα που αποκτά επιπλέον η δέσμη, εξαιτίας του Mo, (βλ. Παράρτημα Γ, άλλος τρόπος υπολογισμού) είναι:

$$\theta = \arctan\left(\frac{1\mu m}{10\mu m}\right) \Rightarrow \theta = \arctan(0.1) \Rightarrow \boxed{\theta = 5.7^\circ}$$

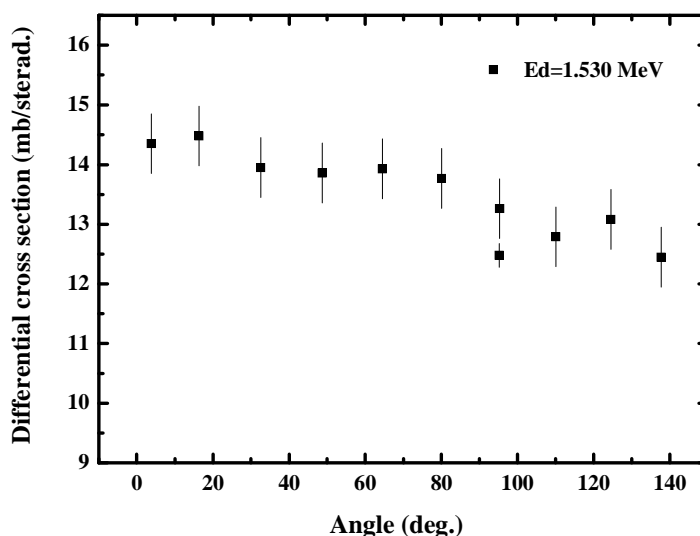
Άρα, δευτέρια ενέργειας 1.5 MeV προσπίπτουν στον στόχο του τρίτιου, ο οποίος βρίσκεται ουσιαστικά σε επαφή με τα φύλλα του Mo, οπότε η διεύρυνση της διατομής της δέσμης δευτερίων πάνω στο τρίτιο, λόγω του Mo, είναι της τάξης των μm κι επομένως, αμελητέα.

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης D-T για 1.5 MeV δευτέρια, αλλά και η διαφορετική ενεργός διατομή της D-T συναρτήσει της γωνίας, για 1.5 MeV δευτέρια, φαίνονται σχήματα 2.3 και 2.4.



Σχήμα 2.3: Η ενεργός διατομή της αντίδρασης D-T συναρτήσει της ενέργειας των δευτερίων, με εστίαση στην περιοχή ενδιαφέροντος (1.5 MeV) [11].

Στο σχήμα 2.3, είναι φανερό ότι με τη χρήση του Mo, η ενεργός διατομή από 0.10 b (στα 2.5 MeV) έγινε 0.16 b (στο 1.5 MeV), δηλαδή αυξήθηκε κατά ένα ποσοστό 6%.



Σχήμα 2.4: Η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης D-T συναρτήσει της γωνίας, για ενέργεια δευτερίων 1.530 MeV [12].

Στο σχήμα 2.4, φαίνεται ότι η εκπομπή νετρονίων είναι σχεδόν ισοτροπική, ιδιαίτερα σε γωνιακή απόκλιση $\pm 15^\circ$, γύρω από τη διεύθυνση της δέσμης των δευτερίων. Επομένως, το γωνιακό άνοιγμα της δέσμης νετρονίων, που δέχεται ο στόχος του Am σε μικρή απόσταση από το στόχο του τριτίου (περίπου 3 cm στην παρούσα εργασία), δεν προκαλεί ανομοιογένεια στην ένταση της δέσμης.

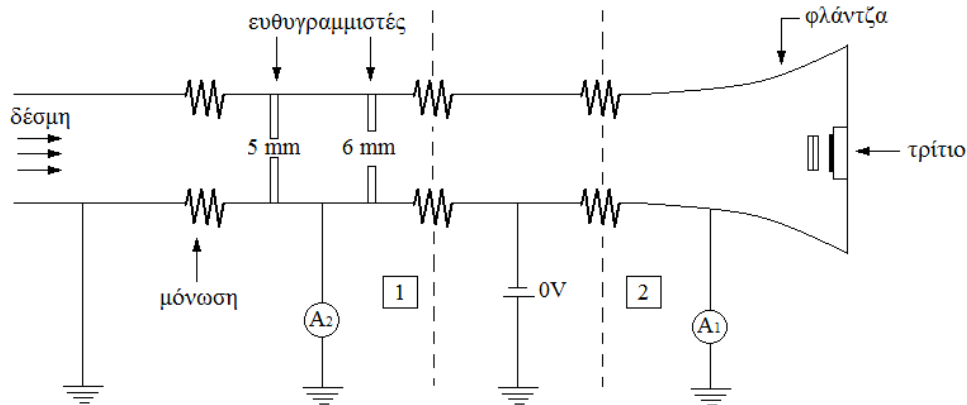
Επιπλέον, έγινε μία δοκιμή προκειμένου να ελεγχθεί η διατομή της δέσμης δευτερίων (beam spot). Κατά τη διάρκεια της δοκιμής, στην θέση του στόχου του τριτίου τοποθετήθηκε ένα κομμάτι χαρτιού. Η δέσμη των δευτερίων έκαψε το χαρτί και διαπιστώθηκε ότι, οι διαστάσεις της διατομής της δέσμης στο άκρο της γραμμής ήταν $0.7 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ (βλ. Εικόνα 2.7), ενώ από τον ευθυγραμμιστή (collimator), η δέσμη περιορίζεται στα 0.5 cm (Lateral Straggling). Η διεύρυνση της διατομής δικαιολογείται λόγω της απόστασης που μεσολαβεί (45 cm) μεταξύ του πρώτου ευθυγραμμιστή (collimator) και του στόχου του τριτίου.



Εικόνα 2.7: Στη δοκιμή τοποθετήθηκε ένα κομμάτι χαρτιού, στη θέση του στόχου του τριτίου, προκειμένου να γίνει ορατή η διατομή της δέσμης των δευτερίων (beam spot).

2.1.3 Παρακολούθηση δέσμης δευτερίων στο τρίτιο

Η γραμμή ακτινοβόλησης μπορεί να παρασταθεί σαν ηλεκτρονικό κύκλωμα όπως φαίνεται στο σχήμα 2.5:



Σχήμα 2.5 Η γραμμή ακτινοβόλησης ως ηλεκτρονικό κύκλωμα.

Από αριστερά έρχεται η δέσμη δευτερίων 2.5 MeV από τον επιταχυντή. Στη συνέχεια, περνάει από δύο διαδοχικές οπές (ευθυγραμμιστές), όπου η πρώτη έχει διάμετρο 5 mm και η δεύτερη διάμετρο 6 mm (collimator set). Το υλικό γύρω από την πρώτη οπή (collimator, 5 mm) είναι ταντάλιο και αυτό γιατί, το ταντάλιο έχει μεγάλο φράγμα Coulomb και η δέσμη των δευτερίων κάνει μόνο σκέδαση Rutherford κυρίως σε μπροστινές γωνίες. Τα δευτέρια που σκεδαζονται στο ταντάλιο προς τα μπροστά, κόβονται στην επόμενη οπή των 6 mm (anti-scatterer). Με αυτόν τον τρόπο, ελέγχεται το άνοιγμα της δέσμης των δευτερίων και περιορίζεται σε επιφάνεια διαμέτρου 5 mm. Επιπλέον, στο κύκλωμα υπάρχουν δύο αμπερόμετρα, τα A_1 και A_2 . Το αμπερόμετρο A_1 "μετράει το ρεύμα στον στόχο", όπως λέγεται, και το αμπερόμετρο A_2 "μετράει το ρεύμα στον πρώτο ευθυγραμμιστή (collimator)". Μία δέσμη θεωρείται καλά εστιασμένη, όταν η ένδειξη του ρεύματος στον πρώτο ευθυγραμμιστή (collimator) είναι μικρή και η ένδειξη του ρεύματος στο στόχο, μεγάλη.

Συνήθως, εφαρμόζεται μία αρνητική τάση μετά τους ευθυγραμμιστές (collimator set), η οποία ονομάζεται "suppression". Η τάση αυτή, χρησιμοποιείται προκειμένου να μετράται πιο σωστά το φορτίο της δέσμης που προσπίπτει στο στόχο και αυτό επιτυγχάνεται μέσα από δύο διαδικασίες:

- Τα σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια συγκρατούνται στην περιοχή 1 (βλ. Σχήμα 2.5), αφού απωθούνται από την αρνητική τάση.

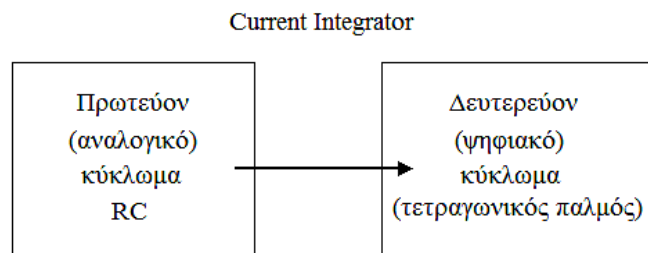
Αυτό είναι θετικό γιατί: έστω ότι, φτάνει στο στόχο 1 ηλεκτρόνιο από σκέδαση.
Και έστω ότι, φτάνουν 100 δευτέρια στο στόχο, πραγματικά.
Αυτό που θα μετρηθεί στο στόχο, θα είναι: $100-1=99$ δευτέρια.
Δηλαδή, θα μετρηθεί φορτίο μικρότερο από το πραγματικό.

- Τα ηλεκτρόνια που φεύγουν από το στόχο, συγκρατούνται στην περιοχή 2 (βλ. Σχήμα 2.5), γιατί απωθούνται από την αρνητική τάση.

Αυτό είναι θετικό γιατί: έστω ότι, φεύγει από το στόχο 1 ηλεκτρόνιο.
Και έστω ότι, φτάνουν 100 δευτέρια στο στόχο, πραγματικά.
Αυτό που θα μετρηθεί στο στόχο, θα είναι: $100+1=101$ δευτέρια.
Δηλαδή, θα μετρηθεί φορτίο μεγαλύτερο από το πραγματικό.

Σε αυτήν τη μέτρηση, δε χρησιμοποιήθηκε "suppression" (βλ. Σχήμα 2.5 ένδειξη 0 V), γιατί δημιουργούσε κάποιο μικρό ρεύμα διαρροής, που αλλοίωνε τη μέτρηση του φορτίου στη γραμμή. Επιπλέον, η γεωμετρία της γραμμής, από μόνη της, είχε ένα σχήμα που βοηθούσε στη σωστή συλλογή του φορτίου της δέσμης στο στόχο κι έτσι, δεν θεωρήθηκε απαραίτητη η χρήση του "suppression".

Τελικά, πώς υπολογίζεται η συνολική ροή δευτερίων στο στόχο του τριτίου; Το αμπερόμετρο A_1 εκτός από μετρητής είναι και ολοκληρωτής φορτίου (Current Integrator). Ο ολοκληρωτής φορτίου αποτελείται από ένα πρωτεύον, αναλογικό κύκλωμα (RC) και ένα δευτερεύον, ψηφιακό κύκλωμα (βλ. Σχήμα 2.6).

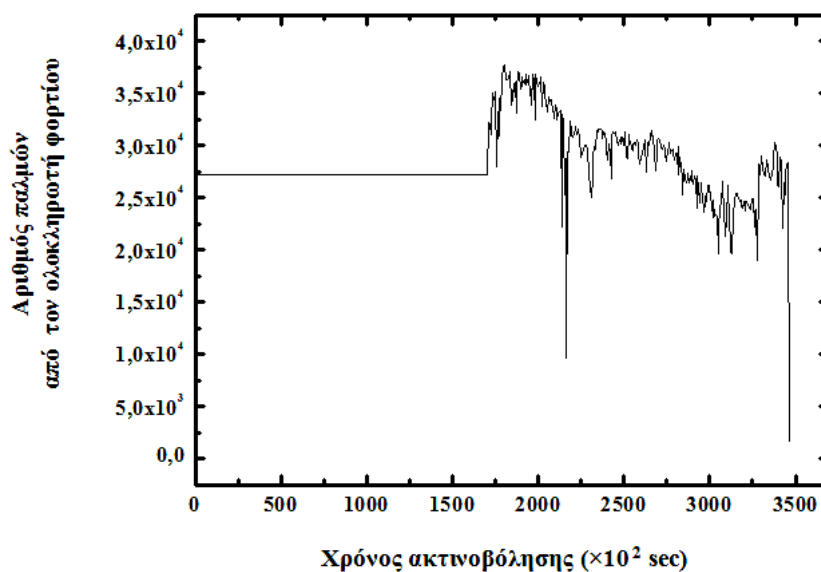


Σχήμα 2.6 Η δομή του ολοκληρωτή φορτίου (current integrator).

Κάθε φορά που γεμίζει ο πυκνωτής του πρωτεύοντος κυκλώματος, καταμετράται ένας παλμός στο δευτερεύον κύκλωμα. Επιπλέον, υπάρχει ένας μετρητής που καταγράφει το συνολικό αριθμό των παλμών κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης κι έτσι, ο αριθμός των δευτερίων στο στόχο του τριτίου προκύπτει ως εξής:

$$\text{Αριθμός δευτερίων στο στόχο} = \frac{\text{συνολικό φορτίο σε παλμούς}}{\text{φορτίο του } e^-}$$

Οι διακυμάνσεις της ροής των δευτερίων, που προσπίπτουν στο στόχο του τριτίου κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, φαίνονται στο επόμενο σχήμα.



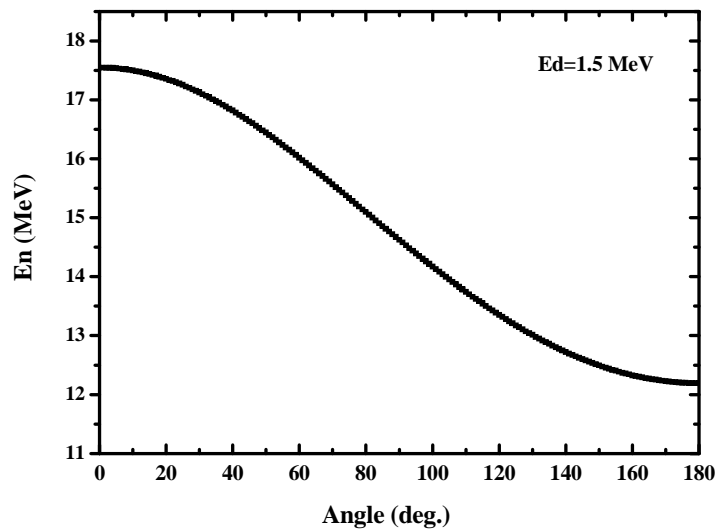
Σχήμα 2.7 Διακυμάνσεις της δέσμης δευτερίων στο στόχο του τριτίου συναρτήσει του χρόνου. Η ακτινοβόληση διήρκεσε 96.1 h (345960 sec). Τα δεδομένα από τα πρώτα 171000 sec χάθηκαν (λόγω πειραματικού λάθους) και η δέσμη θεωρήθηκε σταθερή σε αυτό το διάστημα.

2.1.4 Ενέργεια δέσμης νετρονίων

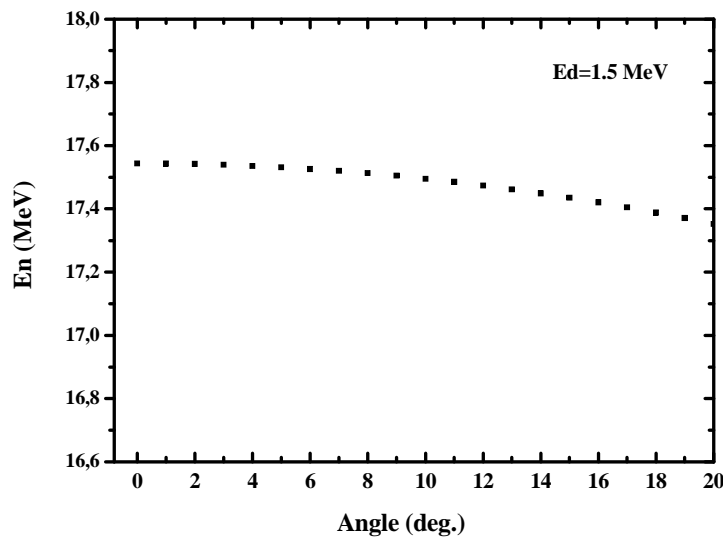
Με δεδομένο ότι τα δευτέρια που κατευθύνονται προς τον στόχο του τρίτιου έχουν ενέργεια 1.5 MeV, είναι δυνατό να προβλεφθεί μέσω κινηματικής της αντίδρασης D-T, η ενέργεια που θα έχουν τα παραγόμενα νετρόνια. Οι υπολογισμοί της κινηματικής μπορούν να γίνουν εύκολα με τη χρήση του προγράμματος "Cire" (βλ. Παράρτημα Δ). Προκύπτει ότι, η ενέργεια των νετρονίων θα είναι:

$$E_n = 17.54 \text{ MeV} \Rightarrow E_n \approx 17.5 \text{ MeV}$$

Η ενέργεια των νετρονίων συναρτήσει της γωνίας, φαίνεται στα επόμενα σχήματα.



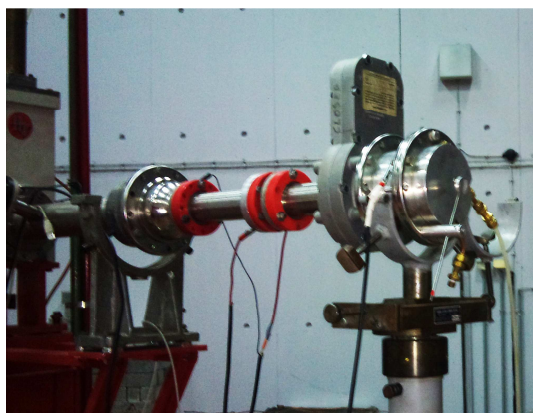
Σχήμα 2.8: Η ενέργεια της δέσμης νετρονίων συναρτήσει της γωνίας, για ενέργεια δευτερίων 1.5 MeV, όπως προκύπτει από την κινηματική της αντίδρασης D-T (βλ. Παράρτημα Δ).



Σχήμα 2.9: Το ίδιο διάγραμμα με το σχήμα 2.8, με εστίαση στην περιοχή ενδιαφέροντος από 0-20°.

Από το σχήμα 2.9, είναι φανερό ότι, η ενέργεια της δέσμης νετρονίων εντός 15° μειώνεται πολύ λίγο (περίπου 1%), άρα η δέσμη μπορεί να θεωρηθεί μονοενεργειακή.

Ο έλεγχος για το αν η δέσμη είναι μονοενεργειακή γίνεται σε εύρος 15° , γιατί ο στόχος του Am τοποθετήθηκε πολύ κοντά στην φλάντζα με το στόχο του τρίτου (2.8 cm) και επομένως, ο στόχος του Am δέχεται δέσμη νετρονίων με γωνιακό εύρος $\pm 15^\circ$.

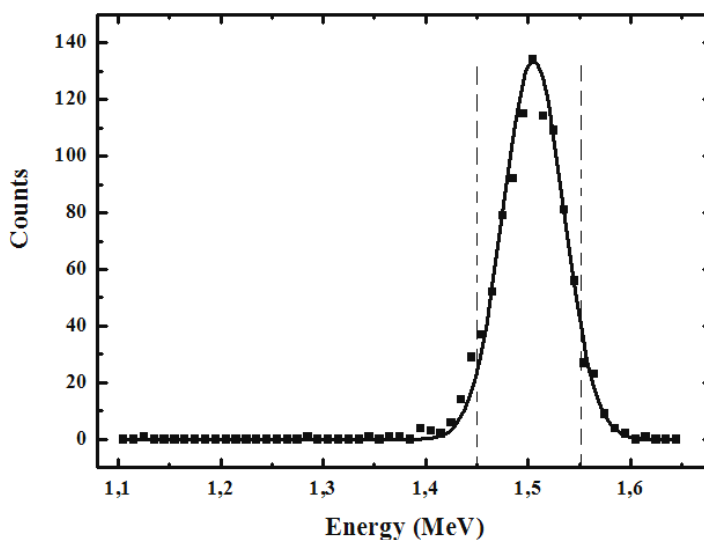


Εικόνα 2.8: Η γραμμή ακτινοβολήσης, προετοιμασία.

Όσον αφορά το σφάλμα στην ενέργεια της δέσμης των νετρονίων, μπορεί να εκτιμηθεί αν ληφθούν υπόψη δύο παράγοντες:

- α) Η αβεβαιότητα της ενέργειας που οφείλεται στα 10 μm του Mo, που παρεμβάλλονται στην πορεία της δέσμης των δευτερίων.
- β) Η αβεβαιότητα της ενέργειας που οφείλεται στην κινηματική της αντίδρασης D-T.

α) Η δέσμη των δευτερίων υφίσταται μία σημαντική απώλεια ενέργειας, από τα 2.5 MeV στα 1.5 MeV, με μία κατανομή που προσδιορίζεται από τον κώδικα SRIM, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.10.



Σχήμα 2.10: Διάγραμμα κατανομής της ενέργειας των δευτερίων αφού διέλθουν από το μολυβδαίνιο. Το κάθε γεγονός (counts) αντιστοιχεί σε ένα δευτέριο, ενώ στον οριζόντιο άξονα φαίνεται η ενέργειά του αφού περάσει από τα φύλλα του Mo.

Εάν στην κατανομή ενεργειών του σχήματος 2.10, προσαρμοσθεί μία γκαουσιανή καμπύλη (μέσω του προγράμματος Origin), θα έχει τα εξής χαρακτηριστικά:

$$y=y_0 + \frac{A}{w \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}}} \cdot e^{-2 \cdot \frac{(x-x_c)^2}{w^2}}$$

y_0	A	x_c	w	σ	FWHM	height
0	106	$1.51 \cdot 10^6$	59538	29769	70100	134

Από την γκαουσιανή καμπύλη, προκύπτει ότι το σφάλμα στην ενέργεια θα είναι:

$$\delta E_n = \sigma \Rightarrow \delta E_n = 29769 \text{ eV} \Rightarrow \delta E_n \approx 0.03 \text{ MeV}$$

Παρόλα αυτά, εκτιμάται ότι μία πιο σίγουρη τιμή για το σφάλμα της ενέργειας και επομένως, για το εύρος της κατανομής, είναι τα 100 keV, που φαίνονται στο σχήμα 2.10, με διακεκομμένες γραμμές. Έτσι, ο πρώτος παράγοντας που συνεισφέρει στο σφάλμα της ενέργειας της δέσμης νετρονίων, είναι:

$$(\delta E_n)_\alpha = 0.1 \text{ MeV}$$

β) Η αβεβαιότητα της ενέργειας που οφείλεται στην κινηματική της αντίδρασης D-T, μπορεί να βρεθεί από το αρχείο εξόδου του προγράμματος Cire, που κάνει τους υπολογισμούς της κινηματικής (βλ. Παράρτημα Δ).

ANGLE LABO	ANGLE CM	ENERGIE LAB(MEV)	DE/DO KEV/DEG	JACOBIEN (BARN)	RUTH LABO (BARN)	RUTH CM (REC)	ANGLAB (REC)	EN.LAB (REC)	JACOBIEN
0.000	0.000	17.5436	0.0	0.8393	0.232041E+54	0.194746E+54	180.000	1.5459	2.4222
8.000	5.457	17.5018	4.8	0.8398	0.371737E+03	0.312196E+03	171.522	1.5580	2.4000
10.000	10.911	17.4952	-9.6	0.8415	0.233222E+02	0.196258E+02	163.137	1.5942	2.3360
15.000	16.358	17.4353	14.3	0.8443	0.463619E+01	0.391435E+01	154.930	1.6542	2.2374
20.000	21.794	17.3923	18.8	0.8482	0.148002E+01	0.125535E+01	146.969	1.7371	2.1142
25.000	27.217	17.2473	23.1	0.8532	0.613185E+00	0.523170E+00	139.303	1.8421	1.9766

Εικόνα 2.9: Μέρος από το αρχείο εξόδου του προγράμματος Cire, για την κινηματική της αντίδρασης D-T, για δευτέρια ενέργειας 1.5 MeV. Επισημαίνεται η αλλαγή της ενέργειας των νετρονίων σε εύρος 15°.

Είναι φανερό (βλ. Εικόνα 2.9) ότι, η ενέργεια των νετρονίων εντός 15° αλλάζει κατά 0.10 MeV (17.54 → 17.44 MeV). Επομένως, ο δεύτερος παράγοντας που συνεισφέρει στο σφάλμα της ενέργειας της δέσμης νετρονίων, είναι:

$$(\delta E_n)_\beta = 0.1 \text{ MeV}$$

Άρα, το συνολικό μέγιστο σφάλμα στην ενέργεια των νετρονίων θα είναι:

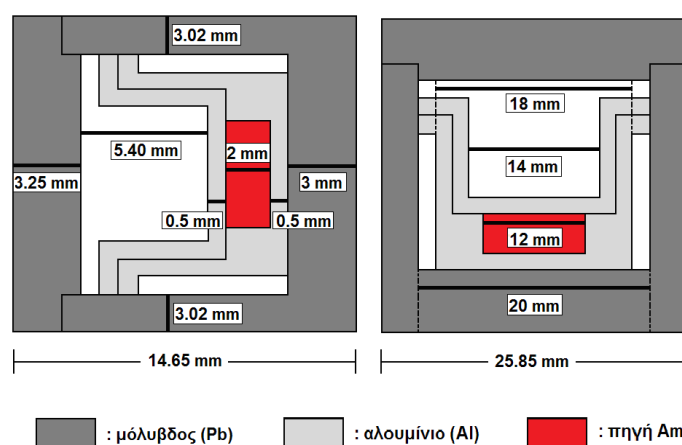
$$\delta E_n = (\delta E_n)_\alpha + (\delta E_n)_\beta \Rightarrow \delta E_n = 0.2 \text{ MeV}$$

Κι έτσι, η ενέργεια της δέσμης νετρονίων είναι τελικά:

$$E_n = (17.5 \pm 0.2) \text{ MeV}$$

2.2 Περιγραφή και τοποθέτηση των στόχων

Για τη μέτρηση της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$, χρησιμοποιήθηκε ραδιενεργός στόχος ^{241}Am που κατασκευάστηκε στο JRC- IRMM, στο Βέλγιο. Η ονομαστική ενεργότητα του ^{241}Am είναι 5.11 GBq (είναι ο ίδιος που είχε χρησιμοποιηθεί και στην πρόσφατη μέτρηση στα 10.4 MeV [10]). Το ^{241}Am είναι εμφυτευμένο με τη μορφή οξειδίου του αμερικίου (AmO_2) σε μία παστίλια κατασκευασμένη από συμπιεσμένη σκόνη οξειδίου του αλουμινίου (Al_2O_3). Η παστίλια αυτή είναι τοποθετημένη αρχικά στο εσωτερικό μιας αλουμινένιας κάψας και στη συνέχεια για λόγους ακτινοπροστασίας σε ένα κέλυφος από μόλυβδο (βλ. Σχήμα 2.11).



Σχήμα 2.11: Γεωμετρία του στόχου του Am. Οι διαστάσεις δεν είναι σε πραγματική κλίμακα για λόγους ευκρίνειας.

Σύμφωνα με τους κατασκευαστές, τα χαρακτηριστικά του στόχου φαίνονται στον επόμενο πίνακα:

Sample ID	Date of calorimetry assay	Declared mass (g)	Am content (mg)	Al_2O_3 (g)	Calculated Am wt%	Am to surface $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$
IRMM-3	02-08-06	0.428	40.32±0.25	0.382	9.419	35.7

Πίνακας 2.1: Τα χαρακτηριστικά του στόχου Am από τους κατασκευαστές του [15].

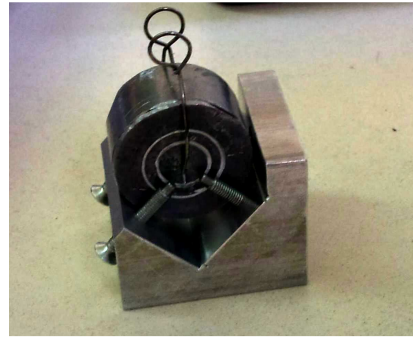
Για την εφαρμογή της μεθόδου ενεργοποίησης χρησιμοποιήθηκαν πέντε στόχοι αναφοράς. Τρεις στόχοι αλουμινίου (^{27}Al) (ένας μπροστά, ένας πίσω από το στόχο του αμερικίου και ένας στο τέλος), ένας στόχος χρυσού (^{197}Au) και ένας στόχος νιοβίου (^{93}Nb). Τα χαρακτηριστικά τους φαίνονται στον πίνακα 2.2:

Στόχος αναφοράς	Μάζα (g)	Διάμετρος (mm)	Πάχος (mm)
Al_F (Front)	0.166	12.00	0.60
Al_B (Back)	0.167	11.96	0.58
Au1	0.680	13.30	0.38
Nb1	0.300	13.27	0.50
All	0.182	12.98	0.51

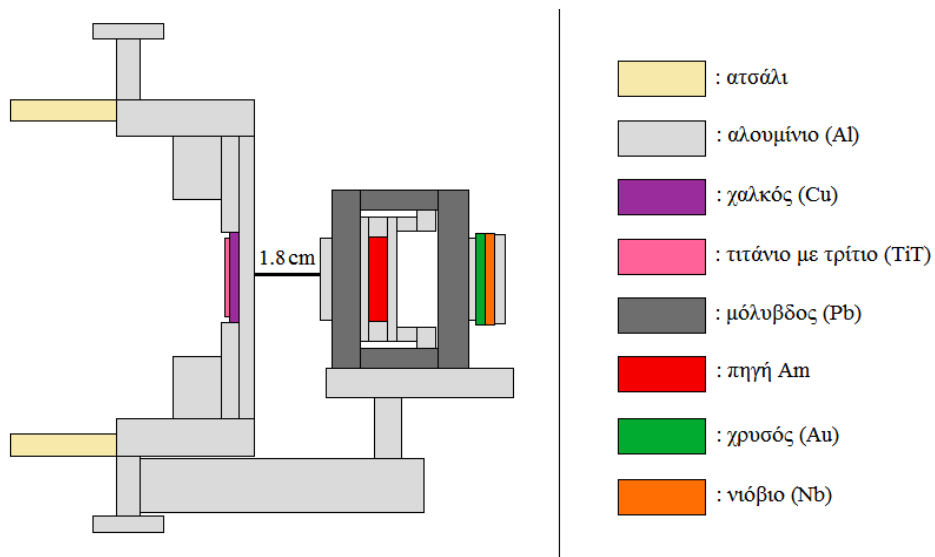
Πίνακας 2.2: Τα χαρακτηριστικά των στόχων αναφοράς που χρησιμοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, για την εφαρμογή της μεθόδου ενεργοποίησης (βλ. ενότητα 1.6). Το σφάλμα στις μάζες είναι 0.001 g και το σφάλμα στις διαμέτρους και τα πάχη είναι 0.05 mm.



Εικόνα 2.10: Το κέλυφος μολύβδου, μέσα στο οποίο βρίσκεται η πηγή του Am, κολλημένο μαζί με τους στόχους αναφοράς (στο εμπρός και στο πίσω μέρος του), λίγο πριν την έναρξη της ακτινοβόλησης.

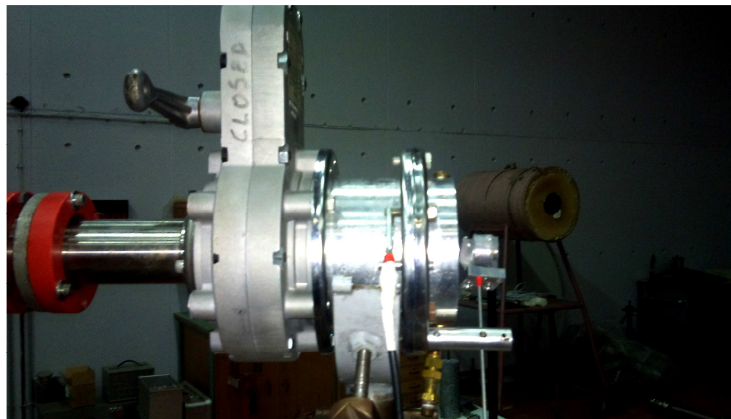


Εικόνα 2.11: Το κέλυφος μολύβδου, μαζί με τη βάση στήριξης.



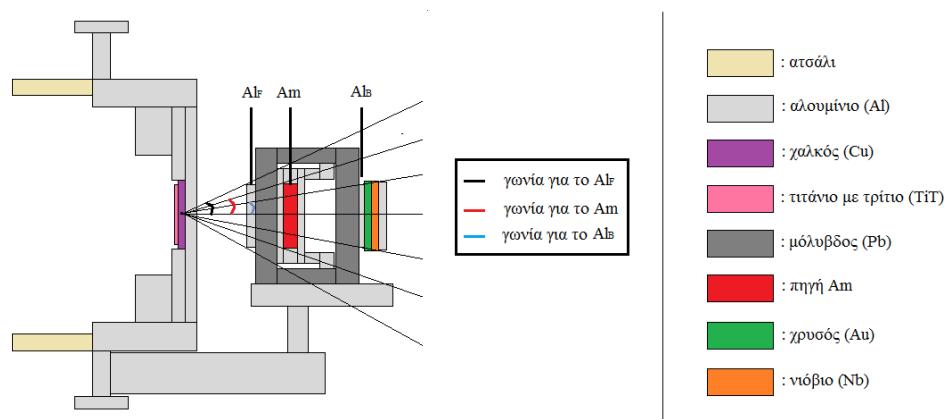
Σχήμα 2.12: Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης των στόχων κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης.

Οι στόχοι τοποθετήθηκαν σε απόσταση 1.8 cm από το άκρο της γραμμής ακτινοβόλησης, προκειμένου να μη χάνονται νετρόνια της δέσμης, αφού το ρεύμα στο στόχο του τριτίου κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης ήταν περίπου 1 μ A.



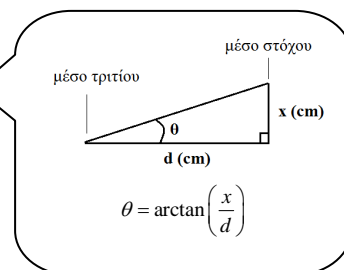
Εικόνα 2.12: Προετοιμασία για την ακτινοβόληση (μέτρηση απόστασης). Μέσα στο κέλυφος βρίσκεται η πηγή του Am και οι στόχοι αναφοράς είναι ήδη τοποθετημένοι στο μπροστά και στο πίσω μέρος του. Το μόνο που έχει μένει είναι η τοποθέτηση του συστήματος ψύξης (παροχή αέρα).

Η γωνία, μέσα στην οποία δέχεται, ο κάθε στόχος, τη δέσμη νετρονίων (angular acceptance), μπορεί να υπολογιστεί εύκολα από τη γεωμετρία της διάταξης.



Σχήμα 2.13: Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης των στόχων κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, πάνω στην οποία έχουν σχεδιαστεί οι γωνίες, μέσα στις οποίες δέχονται τη δέσμη νετρονίων οι στόχοι Al_F, Am και Al_B.

Στόχος	Απόσταση d (cm)	Ακτίνα x (cm)	θ (μοίρες)
Al _F	2.310	0.600	14.56
Am	2.795	0.615	12.41
Al _B	3.834	0.599	8.88
Au 1	3.882	0.665	9.72
Nb 1	3.926	0.664	9.59
Al 1	3.977	0.649	9.27

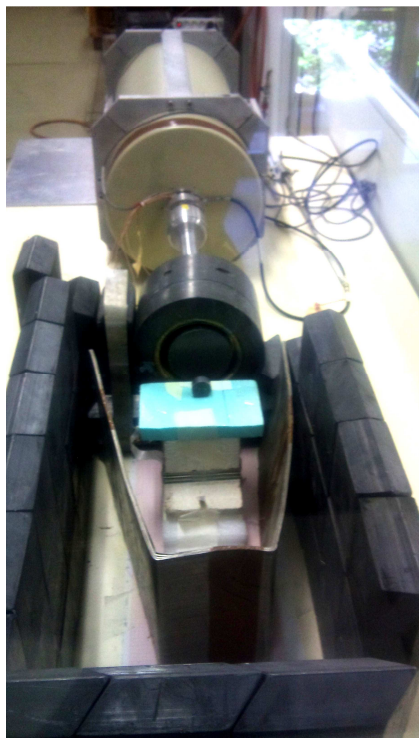


Πίνακας 2.3: Τα χαρακτηριστικά της γεωμετρίας της διάταξης που είναι απαραίτητα για τον υπολογισμό της γωνίας στην οποία δέχεται, ο κάθε στόχος, τη δέσμη νετρονίων (angular acceptance).

Είναι φανερό ότι, όλοι οι στόχοι δέχονται τη δέσμη νετρονίων σε εύρος γωνίας μικρότερης των 15°. Όπως προαναφέρθηκε και στην υποενότητα 2.1.2 (βλ. Σχήμα 2.4), αυτό σημαίνει ότι η εκπομπή των νετρονίων είναι σχεδόν ισοτροπική και ότι το γωνιακό άνοιγμα της δέσμης δεν προκαλεί ανομοιογένεια στην έντασή της. Επιπλέον, σύμφωνα με το σχήμα 2.9, η δέσμη των νετρονίων μπορεί να θεωρηθεί μονοενεργειακή, εντός των 15°, και με μία αβεβαιότητα 1% γύρω από την κεντρική τιμή.

2.3 Ανιχνευτές ακτίνων-γ

Για τις μετρήσεις των αποδιεγέρσεων των στόχων μετά την ακτινοβόληση χρησιμοποιήθηκαν τέσσερις ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου (HPGes). Δύο ανιχνευτές με σχετική ανιχνευτική απόδοση 100%, ένας με 50% και ένας με 16%.



Εικόνα 2.13: Ένας από τους δύο ανιχνευτές με σχετική ανιχνευτική απόδοση 100%. Σε αυτόν μετρήθηκε το δείγμα του ^{241}Am πριν και μετά την ακτινοβόληση.

Το δείγμα του ^{241}Am πριν και μετά την ακτινοβόληση μετρήθηκε σε έναν από τους δύο ανιχνευτές με σχετική ανιχνευτική απόδοση 100%. Τα δύο αλουμίνια που βρίσκονταν εκατέρωθεν του ^{241}Am (Al_F και Al_B) μετρήθηκαν στον άλλο ανιχνευτή με απόδοση 100%, ο χρυσός (Au1) και το τελευταίο αλουμίνιο (Al1) στον 50% και το νιόβιο (Nb1) στον 16%.

Για την εύρεση των απόλυτων αποδόσεων των ανιχνευτών (βλ. Παράρτημα Ε) χρησιμοποιήθηκαν δύο σημειακές πηγές ^{152}Eu :

Πηγή 1

Αρχική ενεργότητα: $(1.23 \pm 0.05) \mu\text{Ci}$

Ημερομηνία κατασκευής: 1/3/2004

Ποσοστό πρόσμιξης σε ^{154}Eu : 3%

(Μετρήθηκε στους δύο ανιχνευτές με σχετική απόδοση 100% και στον 16%.)

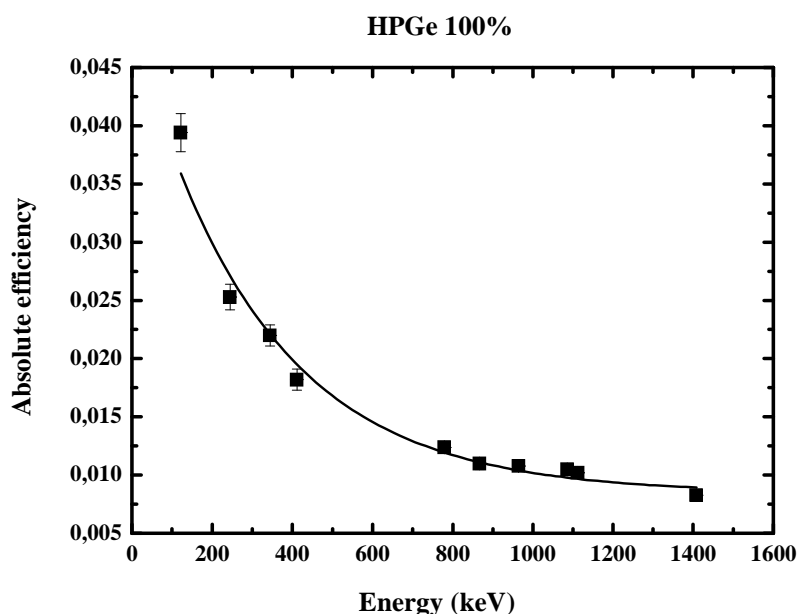
Πηγή 2

Αρχική ενεργότητα: $(2.10 \pm 0.05) \mu\text{Ci}$

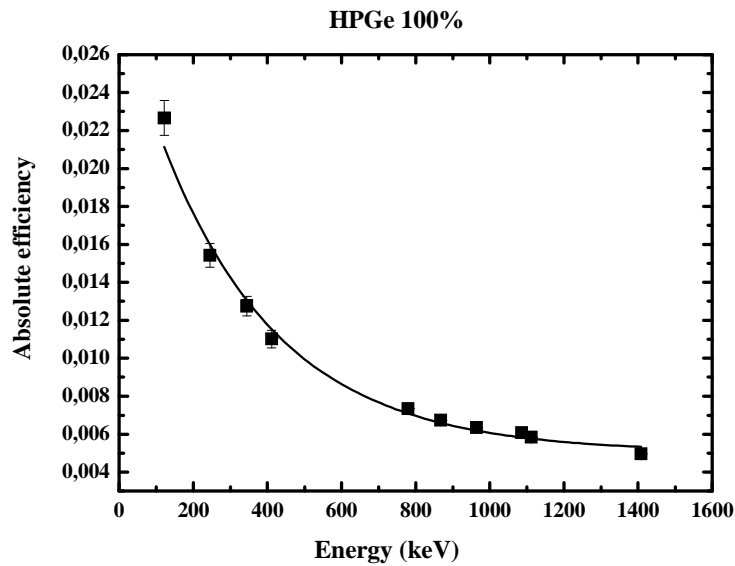
Ημερομηνία κατασκευής: 29/10/2009

Πρόσμιξης σε ^{154}Eu : $(0.135 \pm 0.005) \mu\text{Ci}$

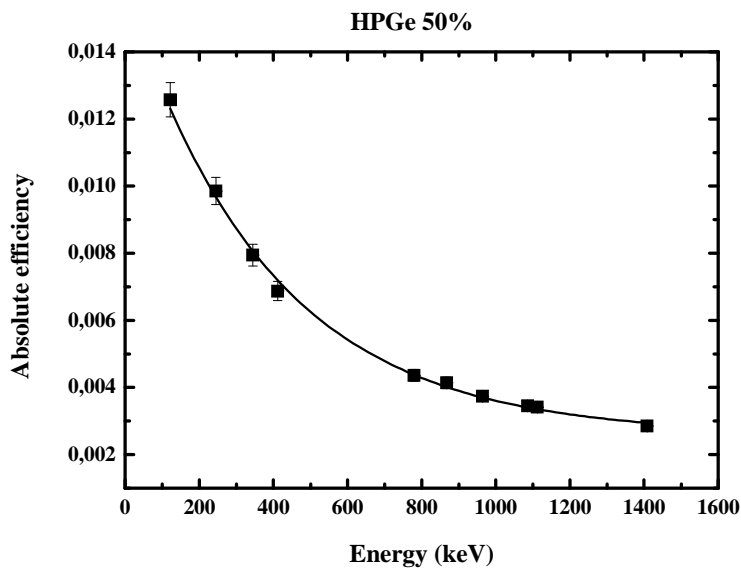
(Μετρήθηκε στον ανιχνευτή με σχετική απόδοση 50%.)



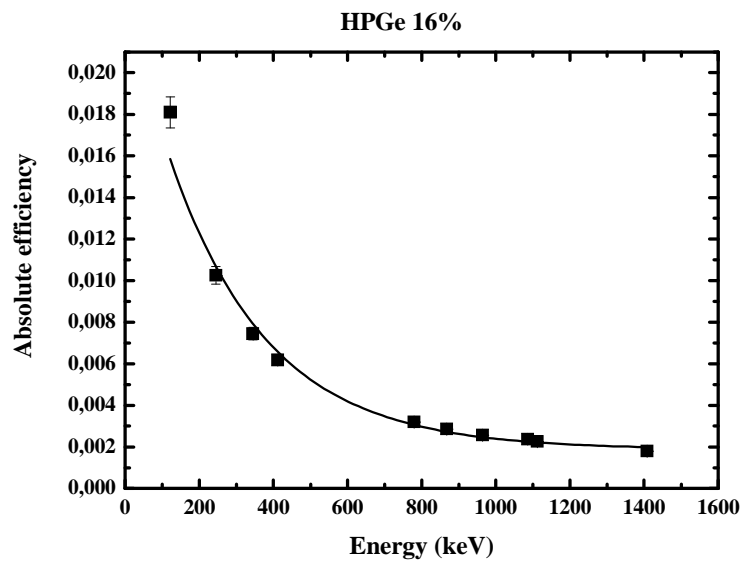
Σχήμα 2.13: Απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή στον οποίο μετρήθηκε το Am (100%) (βλ. Εικόνα 2.13). Προέκυψε από φάσμα των 288 s, της "Πηγής 1" σε απόσταση 7 cm από τον ανιχνευτή.



Σχήμα 2.14: Απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή 100%, στον οποίο μετρήθηκαν τα Al_F και Al_B . Η απόδοση υπολογίστηκε από φάσμα των 4224 s, της "Πηγής 1" σε απόσταση 10 cm από τον ανιχνευτή.



Σχήμα 2.15: Απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή 50%, στον οποίο μετρήθηκαν τα Au_{I1} και Al_{I1} . Η απόδοση υπολογίστηκε από φάσμα των 3600 s, της "Πηγής 2" σε απόσταση 10 cm από τον ανιχνευτή.



Σχήμα 2.16: Απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή 16%, στον οποίο μετρήθηκε το Nb_{I1} . Η απόδοση υπολογίστηκε από φάσμα των 6793 s, της "Πηγής 1" σε απόσταση 7 cm από τον ανιχνευτή.

Κεφάλαιο 3

Υπολογισμός της πειραματικής ενεργού διατομής

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am} (n,2n)^{240}\text{Am}$ υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\sigma = \frac{N_p}{N_t} \cdot \frac{1}{\Phi} \quad (3.1)$$

όπου N_p : το πλήθος των πυρήνων ^{240}Am που παράχθηκαν από τη δέσμη
 N_t : το πλήθος των πυρήνων ^{241}Am του στόχου που ακτινοβολήθηκε
 Φ : η συνολική ροή των νετρονίων που προσέπεσαν στο στόχο κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης

Σε αυτό το κεφάλαιο, θα υπολογιστεί η ενεργός διατομή με τη χρήση της πειραματικής μεθόδου της νετρονικής ενεργοποίησης, για την εύρεση του λόγου N_p/N_t .

3.1 Λήψη και ανάλυση φασμάτων Am

Η ενεργότητα του δείγματος του Am μετρήθηκε σε απόσταση 7 cm από τον ανιχνευτή (HPGe), δύο φορές, μία πριν από την ακτινοβολήση με τη δέσμη νετρονίων και μία μετά.



Εικόνα 3.1: Μέτρηση του δείγματος Am πριν την ακτινοβολήση, στα 7 cm, από τον ανιχνευτή γερμανίου (απόδοσης 100%), για 31850 s.



Εικόνα 3.2: Μέτρηση του δείγματος Am μετά την ακτινοβολήση, στα 7 cm, από τον ανιχνευτή γερμανίου (απόδοσης 100%), για 85353 s.

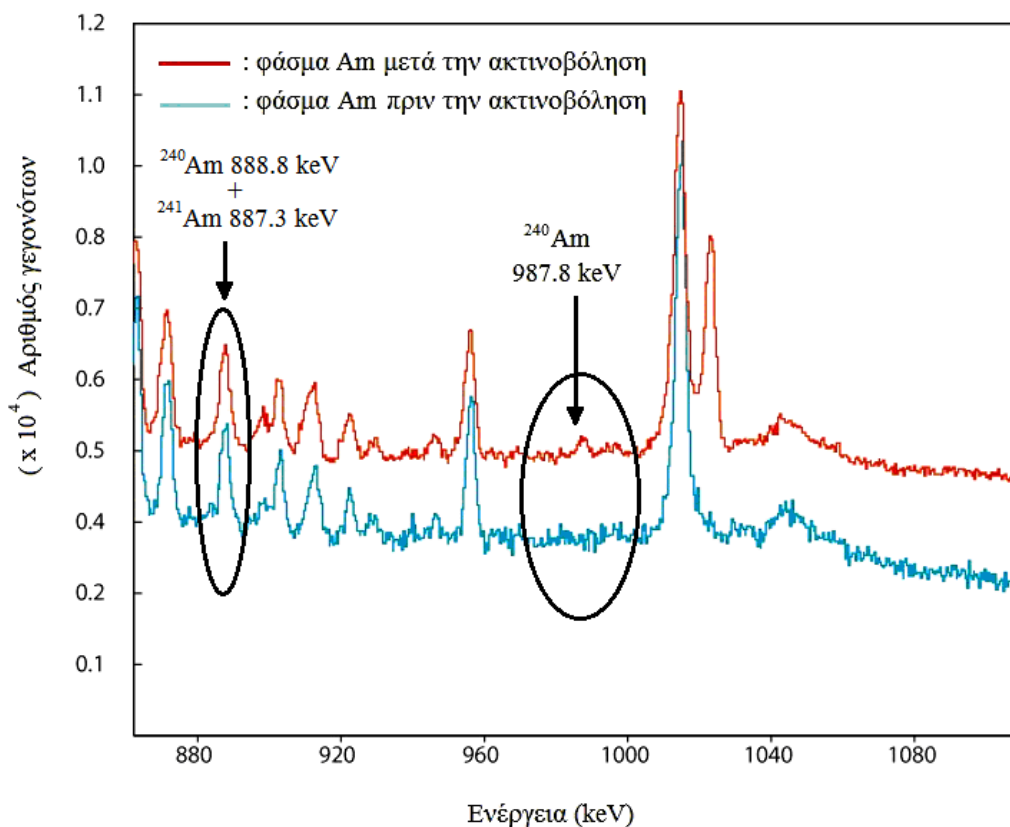
Συγκρίνοντας τα δύο φάσματα του Am, πριν και μετά, και με κριτήριο την καθαρότητα των κορυφών του Am, δηλαδή την βεβαιότητα ότι η κάθε κορυφή που αναλύεται προέρχεται μόνο από ^{241}Am και δε "μολύνεται" από κορυφή κάποιου άλλου στοιχείου [10, υποενότητα 4.1.3], επιλέχθηκαν να χρησιμοποιηθούν, για την περαιτέρω ανάλυση, οι κορυφές που φαίνονται στον επόμενο πίνακα.

E_γ (keV)	δE_γ (keV)	I_γ	δI_γ	Αναμενόμενο FWHM (keV) από φάσμα σημειακής πηγής Eu	Σε live time = 85353 s		
					Φάσμα δείγματος Am μετά την ακτινοβόληση		
					FWHM (keV)	N_γ (counts)	δN_γ (counts)
169,56	0,01	1,73E-06	4,00E-08	2,02	1,95	184200	2300
208,00	0,01	7,91E-06	1,70E-07	2,06	2,10	5285600	3770
221,46	0,01	4,24E-07	1,00E-08	2,08	2,10	402900	2200
264,89	0,01	9,00E-08	4,00E-09	2,13	2,11	172550	2000
267,54	0,01	2,63E-07	8,00E-09	2,13	2,11	512900	2150
332,36	0,01	1,49E-06	3,00E-08	2,20	2,33	4893700	3700
335,38	0,01	4,96E-06	1,00E-07	2,20	2,33	16195900	5700
368,59	0,01	2,17E-06	5,00E-08	2,24	2,35	7730600	5300
370,94	0,01	5,23E-07	1,20E-08	2,24	2,32	1775000	4700
376,65	0,01	1,38E-06	3,00E-08	2,25	2,32	5051400	3400
383,81	0,01	2,82E-07	7,00E-09	2,26	2,27	1005100	2000
415,88	0,01	3,10E-08	0,00E+00	2,29	2,43	478400	1800
419,33	0,01	2,87E-07	8,00E-09	2,30	2,43	1129000	2100
426,47	0,01	2,46E-07	7,00E-09	2,30	2,43	977150	2000
452,60	0,07	2,40E-08	2,50E-09	2,33	2,43	100700	3120
454,66	0,02	9,70E-08	4,00E-09	2,34	2,43	373350	3120
522,06	0,04	9,00E-09	3,00E-09	2,41	2,85	43900	1360
573,94	0,02	1,25E-08	1,90E-09	2,47	2,62	49200	1000
597,48	0,01	7,40E-08	3,00E-09	2,49	2,71	291600	1150
619,01	0,01	5,94E-07	6,00E-09	2,52	2,72	2380600	2000
641,47	0,00	7,10E-08	3,00E-09	2,54	2,68	264300	1050
653,02	0,00	3,77E-07	1,10E-08	2,55	2,78	1491000	1800
662,40	0,00	3,64E-06	8,00E-08	2,56	2,78	14321900	5000
688,72	0,00	3,25E-07	8,00E-09	2,59	2,78	1210800	1600
722,01	0,00	1,96E-06	4,00E-08	2,63	2,93	7482200	3000
737,34	0,00	8,00E-08	2,40E-09	2,65	3,06	314300	900
755,90	0,00	7,60E-08	3,00E-09	2,67	3,12	297400	900
759,38	0,03	2,00E-08	0,00E+00	2,67	3,12	55250	640
767,00	0,01	5,00E-08	1,80E-09	2,68	3,12	208500	800
789,17	0,05	3,90E-09	6,00E-10	2,70	3,31	15500	500
812,01	0,03	6,10E-09	8,00E-10	2,73	3,19	22000	500
819,10	0,01	4,00E-09	6,00E-10	2,74	3,19	14000	500
902,05	0,08	3,00E-09	3,00E-10	2,83	3,45	11000	500
955,70	0,04	5,80E-09	6,00E-10	2,89	3,45	20300	480
987,76	0,28	7,32E-01	1,00E-02	2,92	3,06	2200	400

Πίνακας 3.1: Ανάλυση των κορυφών, που επιλέχθηκαν ως καθαρές, από το φάσμα του δείγματος του Am μετά την ακτινοβόληση.

Όλες οι παραπάνω κορυφές, εκτός από την τελευταία (την 987.76 keV), προέρχονται από την αποδιέγερση του ^{241}Am . Η κορυφή στα 987.76 keV προέρχεται από την αποδιέγερση του ^{240}Am και είναι η πιο σημαντική κορυφή του πειράματος, γιατί:

- Είναι η μοναδική κορυφή που υποδεικνύει την ύπαρξη του ^{240}Am . Κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης δημιουργείται στο εσωτερικό του στόχου, σύμφωνα με την αντίδραση $^{241}\text{Am} (n,2n)^{240}\text{Am}$, μια μικρή ποσότητα ^{240}Am . Από τη στιγμή που δημιουργείται, ξεκινά να αποδιεγείρεται με χρόνο ημιζωής 50.8 h. Κατά την αποδιέγερσή της, παράγονται πολλές ακτίνες γ, οι περισσότερες εκ των οποίων όμως, έχουν πολύ μικρές εντάσεις (από 0.005% έως 1.5%). Οι μόνες ακτίνες γ που έχουν εντάσεις αρκετά μεγάλες, ώστε να μπορέσουν να εμφανιστούν στο φάσμα, είναι η 888.80 keV ($I_\gamma=25.1\%$) και η 987.76 keV ($I_\gamma=73.2\%$). Η 888.80 keV δεν είναι καθαρή, διότι φαίνεται και στο φάσμα πριν την ακτινοβόληση κι επιπλέον, επειδή είναι πολύ ασθενής, τελικά δεν είναι δυνατό να δώσει κάποιο έγκυρο αποτέλεσμα. Έτσι, η ακτίνα γ στα 987.76 keV, είναι η μοναδική που επιβεβαιώνει την ύπαρξη του ^{240}Am και την ομαλή έκβαση του πειράματος.
- Ο αριθμός των γεγονότων (ακτίνων-γ) που προκύπτει από την ολοκλήρωση της κορυφής στα 987.76 keV, επηρεάζει πάρα πολύ τους υπολογισμούς που ακολουθούν για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am} (n,2n)^{240}\text{Am}$.



Σχήμα 3.1: Φάσματα από το δείγμα του Am πριν και μετά από την ακτινοβόληση. Είναι κανονικοποιημένα στα 85353 s. Το φάσμα μετά την ακτινοβόληση ξεκίνησε να λαμβάνεται 57 min μετά το πέρας της. Με βέλη έχουν σημειωθεί οι δύο περιοχές στις οποίες αναμένονται κορυφές από το ^{240}Am . Είναι εμφανές ότι, η φωτοκορυφή στα 987.8 keV δεν υπάρχει στο φάσμα του δείγματος πριν την ακτινοβόληση, σε αντίθεση με την κορυφή στην περιοχή 888 keV, που υπάρχει στο φάσμα πριν την ακτινοβόληση.

3.2 Υπολογισμός του λόγου N_p / N_τ

Ο λόγος N_p / N_τ είναι απαραίτητο να βρεθεί για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής από τη σχέση (3.1). Το N_p , είναι το πλήθος των πυρήνων ^{240}Am που παράγονται μετά από χρόνο ακτινοβόλησης t_B και δίνεται από τη σχέση:

$$N_p(t_B) = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} \quad (3.2.1)$$

όπου:

N_γ : ο αριθμός των γεγονότων της κορυφής του ^{240}Am (987.76 keV) στο φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβόληση

ε : η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή (100%) για την ενέργεια 987.76 keV

F : διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου

I_γ : η ένταση της ακτίνας- γ ($E_\gamma=987.76 \text{ keV} \Rightarrow I_\gamma=73.2\%$)

D : διορθωτικός παράγοντας για τις αποδιεγέρσεις των παραχθέντων πυρήνων ^{240}Am , από το πέρας της ακτινοβόλησης, μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας

f_c : ένας διορθωτικός παράγοντας με τον οποίο υπολογίζεται το ισοζύγιο ανάμεσα στην παραγωγή και την αποδιέγερση πυρήνων κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης.

Το N_τ , είναι το πλήθος των πυρήνων ^{241}Am που υπάρχουν στο δείγμα του Am και υπολογίζεται από τη σχέση:

$$N_\tau = \frac{N_\gamma'}{\varepsilon' \cdot F' \cdot I_\gamma' \cdot D'} \quad (3.2.2)$$

όπου

N_γ' : ο αριθμός των γεγονότων, που υπολογίζεται με ολοκλήρωση της κάθε κορυφής ^{241}Am , που επιλέχθηκε από το φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβόληση

F' : διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου

ε' : η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή (100%) για την κάθε ενέργεια

I_γ' : η ένταση της κάθε ακτίνας- γ

D' : διορθωτικός παράγοντας για τις αποδιεγέρσεις των πυρήνων ^{241}Am , από το πέρας της ακτινοβόλησης, μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας.

Διαιρώντας κατά μέλη τις σχέσεις (3.2.1) και (3.2.2), ο λόγος N_p / N_τ είναι:

$$\frac{N_p}{N_\tau} = \frac{\frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c}}{\frac{N_\gamma'}{\varepsilon' \cdot F' \cdot I_\gamma' \cdot D'}} \Leftrightarrow \frac{N_p}{N_\tau} = \frac{N_\gamma}{N_\gamma'} \cdot \frac{I_\gamma'}{I_\gamma} \cdot \frac{D'}{D} \cdot \frac{1}{f_c} \cdot \frac{\varepsilon' \cdot F'}{\varepsilon \cdot F} \quad (3.2.3)$$

Το σοβαρό πρόβλημα στον υπολογισμό του λόγου N_p / N_τ είναι ο προσδιορισμός των ε , ε' και F , F' , λόγω της εκτεταμένης και πολύπλοκης γεωμετρίας του στόχου του Am. Στην παρούσα εργασία, χρησιμοποιήθηκαν δύο μέθοδοι, μέσω του πειραματικού λόγου R , που αναφέρεται στην επόμενη υποενότητα 3.2.1 και μέσω προσομοιώσεων με τον κώδικα MCNP, που περιγράφεται στο κεφάλαιο 5.

3.2.1 Ο λόγος R

Ο λόγος R αποτελεί το "τέχνασμα" στην υπόθεση του υπολογισμού της ενεργού διατομής με την πειραματική μέθοδο, στην οποία χρησιμοποιείται η φυσική ενεργότητα του ^{241}Am . Ως λόγος R, θεωρείται η ποσότητα:

$$R = \frac{N_\gamma}{I_\gamma} \cdot \frac{I_\gamma'}{N_\gamma'} \cdot \frac{D'}{D} \cdot \frac{1}{f_c} \quad (3.2.4)$$

Έτσι, η σχέση (3.2.3) γίνεται:

$$\frac{N_p}{N_t} = R \cdot \frac{\varepsilon' \cdot F'}{\varepsilon \cdot F} \quad (3.2.5)$$

Ο λόγος R μπορεί να υπολογιστεί εξ' ολοκλήρου από το πειραματικό φάσμα που λαμβάνεται μετά το πέρας της ακτινοβολήσης. Οι ποσότητες ε και F , όμως, που αντιστοιχούν στην απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή και στην ενδοαπορρόφηση που συμβαίνει στα υλικά του στόχου για την ακτίνα- γ του ^{240}Am στα 987.76 keV, δε μπορούν να προσδιοριστούν. Αυτό συμβαίνει διότι, δεν είναι γνωστό ούτε το πλήθος των πυρήνων ^{240}Am που δημιουργούνται μέσα στο δείγμα με την ακτινοβολήση, ούτε η ενεργότητα αυτής της ποσότητας (^{240}Am).

Για το λόγο αυτό ακολουθείται η εξής μέθοδος:

Στην περίπτωση που όλες οι ποσότητες στη σχέση (3.2.3) αναφέρονται στην ίδια ενέργεια ακτίνων- γ (την 987.76 keV), οι παράγοντες F και F' είναι ίσοι. Το ίδιο ισχύει και για την απόδοση ($\varepsilon = \varepsilon'$). Τότε, η ποσότητα R στη σχέση (3.2.5), ταυτίζεται με τον λόγο N_p/N_t , σύμφωνα με τη σχέση:

$$\frac{N_p}{N_t} = R = \frac{N_\gamma}{I_\gamma} \cdot \frac{I_\gamma'}{N_\gamma'} \cdot \frac{D'}{D} \cdot \frac{1}{f_c} \quad (3.2.6)$$

που μπορεί να υπολογιστεί πειραματικά, ακολουθώντας τα παρακάτω βήματα:

α) Υπολογισμός του όρου N_γ/I_γ .

Ο λόγος N_γ/I_γ αφορά την κορυφή στα 987.76 keV του ^{240}Am . Οι τιμές των N_γ και I_γ φαίνονται στον πίνακα 3.1.

β) Υπολογισμός του όρου I_γ'/N_γ' .

Ο λόγος I_γ'/N_γ' αφορά όλες τις υπόλοιπες επιλεγμένες κορυφές από τη φυσική ενεργότητα του ^{241}Am . Οι τιμές N_γ' και I_γ' φαίνονται, επίσης, στον πίνακα 3.1. Χρησιμοποιήθηκαν οι ακτίνες- γ από τα 332.36 keV και πάνω.

γ) Υπολογισμός του όρου D'/D .

Τα D και D' είναι διορθωτικοί παράγοντες για τις αποδιεγέρσεις των πυρήνων ^{240}Am και ^{241}Am , αντίστοιχα, από το πέρας της ακτινοβολήσης, μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας. Υπολογίζονται από τη σχέση:

$$D=e^{-\lambda \times t_1} - e^{-\lambda \times t_2} \quad (3.2.7)$$

όπου:

t_1 : ο χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας

t_2 : ο χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας

και το μόνο που αλλάζει στη σχέση (3.2.7) για τον υπολογισμό των D και D' είναι το λ (βλ. Παράρτημα ΣΤ).

δ) Υπολογισμός του όρου $1/f_c$.

Με τον παράγοντα f_c , υπολογίζεται το ισοζύγιο ανάμεσα στην παραγωγή και την αποδιέγερση πυρήνων ^{240}Am κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης. Η αποδιέγερση των πυρήνων ^{240}Am κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, δίνεται από τη σχέση (B.6) (βλ. Παράρτημα Β):

$$f_c = \frac{\int_0^{t_B} e^{\lambda \cdot t} \cdot f(t) \cdot dt}{\int_0^{t_B} f(t) \cdot dt} \cdot e^{-\lambda \cdot t_B} \quad (3.2.8)$$

όπου:

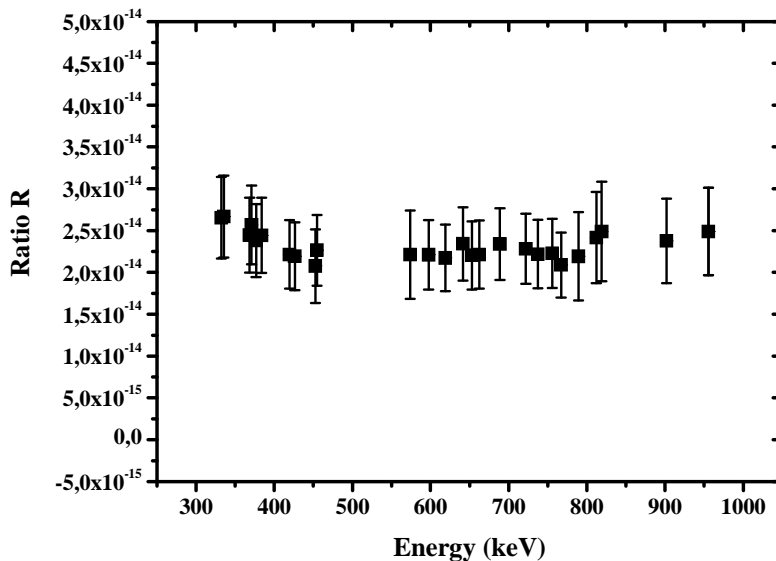
λ : η σταθερά αποδιέγερσης του πυρήνα ^{240}Am

$f(t)$: η ροή των νετρονίων της δέσμης συναρτήσει του χρόνου, που προκύπτει από τις διακυμάνσεις της δέσμης δευτερίων στο στόχο του τρίτου (βλ. Σχήμα 2.7)

t_B : η χρονική διάρκεια της ακτινοβόλησης (96.1 h \rightarrow 345960 s)

Τα ολοκληρώματα στη σχέση (3.2.8), υπολογίζονται αριθμητικά, από τα αντίστοιχα αθροίσματα και η τιμή που προκύπτει είναι: $f_c=0.556$.

Κάνοντας τους υπολογισμούς, για τις επιλεγμένες κορυφές του ^{241}Am (από τα 332.36 keV και πάνω βλ. Πίνακα 3.1) και αντικαθιστώντας τους παράγοντες D, D' και f_c , προκύπτουν τα πειραματικά σημεία που φαίνονται στο σχήμα 3.2.



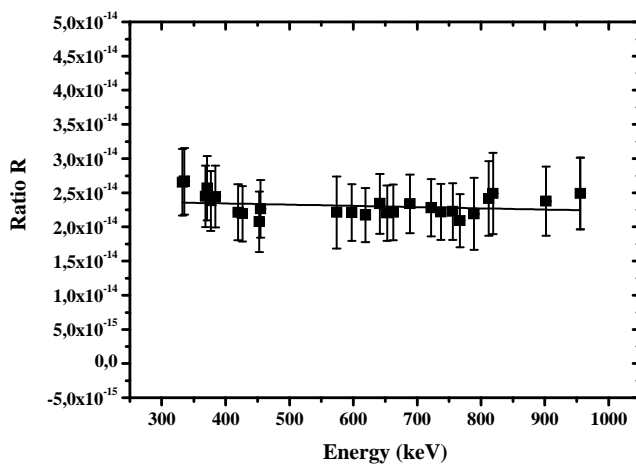
Σχήμα 3.2: Η εξάρτηση του λόγου R από την ενέργεια των ακτίνων-γ, για ενέργεια νετρονίων 17.5 MeV. Τα σφάλματα στα πειραματικά σημεία, αντιπροσωπεύουν τα στατιστικά σφάλματα του αριθμού των γεγονότων των φωτοκορυφών.

Η ποσότητα R έχει φυσική σημασία μόνο για την ενέργεια στα 987.76 keV, του ^{240}Am . Επειδή όμως, η τιμή του R στα 987.76 keV δεν είναι γνωστή, χρησιμοποιούνται όλα τα υπόλοιπα σημεία του σχήματος 3.2, για την εύρεση μιας καμπύλης προσαρμογής.

Εύρεση καμπύλης προσαρμογής για τα πειραματικά σημεία του σχήματος 3.2.

Προκειμένου να βρεθεί η κατάλληλη καμπύλη προσαρμογής για τα πειραματικά σημεία του σχήματος 3.2, που αναφέρεται στην εξάρτηση του λόγου R από την ενέργεια των ακτίνων-γ και προκειμένου να εκτιμηθεί το σφάλμα που θα δοθεί στην τιμή του λόγου R για τα 987.76 keV, έγιναν τέσσερις προσπάθειες.

1η προσπάθεια: Προσαρμογή για τις κορυφές πάνω από τα 332.36 keV, με γραμμική συνάρτηση.



Σχήμα 3.3: Προσαρμογή γραμμικής συνάρτησης στα πειραματικά σημεία που αναπαριστούν την εξάρτηση του λόγου R από την ενέργεια των ακτίνων-γ, πάνω από τα 332.36 keV. Η εξίσωση της γραμμικής συνάρτησης προσαρμογής είναι:

$$y=A+B \cdot x$$

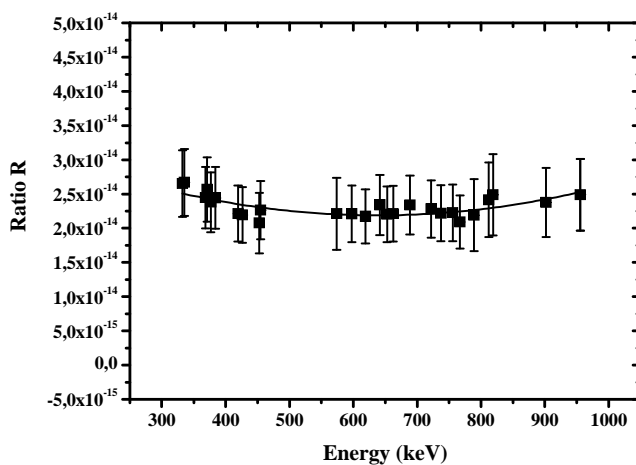
$$A=2.42 \cdot 10^{-14}$$

$$B=-1.80 \cdot 10^{-18}$$

Από τη γραμμική συνάρτηση του σχήματος 3.3, για τα 987.76 keV, ο λόγος R προκύπτει:

$$R=2.24 \cdot 10^{-14} \quad (3.2.9)$$

2η προσπάθεια: Προσαρμογή με πολυωνμική συνάρτηση 2ου βαθμού, για τις κορυφές πάνω από τα 332.36 keV.



Σχήμα 3.4: Προσαρμογή πολυωνμικής συνάρτησης δεύτερου βαθμού στα πειραματικά σημεία που αναπαριστούν την εξάρτηση του λόγου R από την ενέργεια των ακτίνων-γ, πάνω από τα 332.36 keV. Η εξίσωση της συνάρτησης προσαρμογής είναι:

$$y=A+B \cdot x+C \cdot x^2$$

$$A=3.58 \cdot 10^{-14}$$

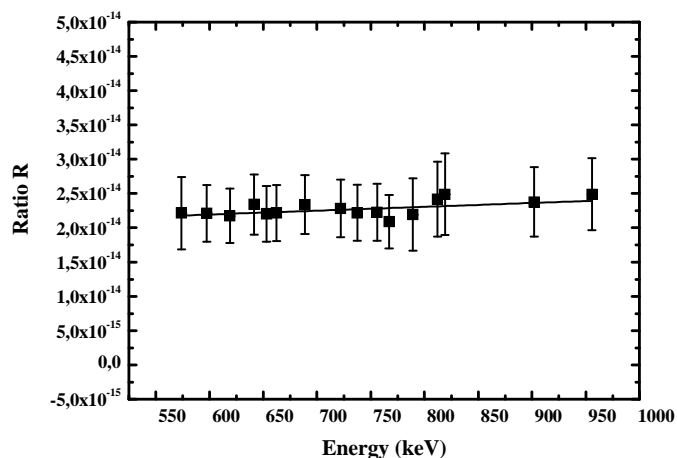
$$B=-4.35 \cdot 10^{-17}$$

$$C=3.40 \cdot 10^{-20}$$

Από τη γραμμική συνάρτηση του σχήματος 3.4, για τα 987.76 keV, ο λόγος R προκύπτει:

$$R=2.60 \cdot 10^{-14} \quad (3.2.10)$$

3η προσπάθεια: Προσαρμογή για τις κορυφές πάνω από τα 573.94 keV, με γραμμική συνάρτηση, με το σκεπτικό ότι η ενεργειακή εξάρτηση του R σε πιο υψηλές ενέργειες πλησιάζει πιο ρεαλιστικά την τιμή του R στα 987.76 keV.



Σχήμα 3.5: Προσαρμογή γραμμικής συνάρτησης στα πειραματικά σημεία που αναπαριστούν την εξάρτηση του λόγου R από την ενέργεια των ακτίνων-γ, πάνω από τα 573.94 keV. Η εξίσωση της γραμμικής συνάρτησης προσαρμογής είναι:

$$y=A+B \cdot x$$

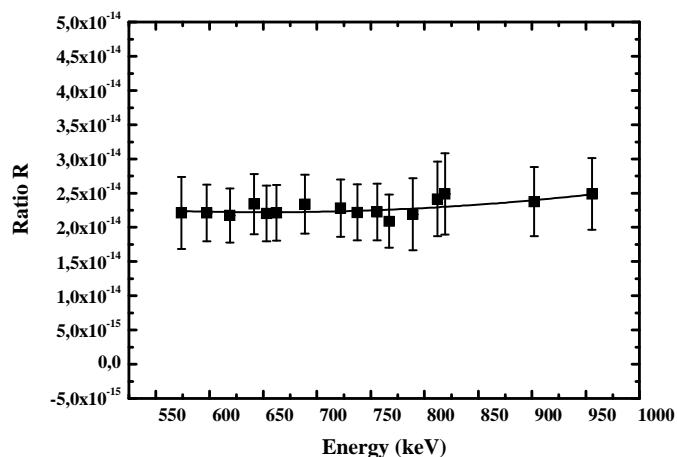
$$A=1.86 \cdot 10^{-14}$$

$$B=5.63 \cdot 10^{-18}$$

Από τη γραμμική συνάρτηση του σχήματος 3.5, για τα 987.76 keV, ο λόγος R προκύπτει:

$$R=2.41 \cdot 10^{-14} \quad (3.2.11)$$

4η προσπάθεια: Προσαρμογή με πολυωνυμική συνάρτηση 2ου βαθμού, για τις κορυφές πάνω από τα 573.94 keV.



Σχήμα 3.6: Προσαρμογή πολυωνυμικής συνάρτησης δευτέρου βαθμού στα πειραματικά σημεία που αναπαριστούν την εξάρτηση του λόγου R από την ενέργεια των ακτίνων-γ, πάνω από τα 573.94 keV. Η εξίσωση της συνάρτησης προσαρμογής είναι:

$$y=A+B \cdot x+C \cdot x^2$$

$$A=3.42 \cdot 10^{-14}$$

$$B=-3.69 \cdot 10^{-17}$$

$$C=2.83 \cdot 10^{-20}$$

Από τη γραμμική συνάρτηση του σχήματος 3.6, για τα 987.76 keV, ο λόγος R προκύπτει:

$$R=2.54 \cdot 10^{-14} \quad (3.2.12)$$

Τελικά, για το λόγο R επιλέχθηκε η τιμή (3.2.11), που είναι πιο κοντά στη μέση τιμή, με ένα σφάλμα 7.5%, τέτοιο ώστε να ανταποκρίνεται στην ευαισθησία του λόγου R ως προς την προσαρμογή των πειραματικών σημείων:

$$R=(2.41 \pm 0.18) \cdot 10^{-14} \quad (3.2.13)$$

Με την παραδοχή ότι ο λόγος $\varepsilon' \cdot F' / \varepsilon \cdot F$, στη σχέση (3.2.5), για ενέργειες κοντά στα 987.76 keV, δεν διαφέρει πολύ από τη μονάδα, ο λόγος N_p / N_τ ισούται με το λόγο R και δίνεται από τη σχέση (3.2.13). Επομένως, το μόνο που μένει να βρεθεί για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής, είναι η ροή των νετρονίων (Φ) στο στόχο του Am.

3.3 Προσδιορισμός της ροής νετρονίων στους στόχους αναφοράς

Για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής (βλ. Σχέση (3.1)), είναι απαραίτητο να υπολογιστεί τόσο ο λόγος R , όσο και η ροή των νετρονίων, Φ , στο στόχο του Am . Επειδή τα νετρόνια δεν έχουν φορτίο, ο μόνος τρόπος για να εκτιμηθεί η ροή των νετρονίων στο στόχο του Am κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, είναι μέσω των αντιδράσεων αναφοράς («τεχνική σάντουιτς», μέθοδος ενεργοποίησης). Όπως αναφέρεται και στην ενότητα 1.6, ταυτόχρονα και στην ίδια θέση με το δείγμα που μετράται, (Am) τοποθετούνται στόχοι από κατάλληλα υλικά (Al , Au , Nb), δηλαδή, από υλικά για τα οποία είναι γνωστές οι ενεργές διατομές (σ^r) για κάποιες νετρονικές αντιδράσεις. Έτσι, υπολογίζεται, πειραματικά, η ροή στους στόχους αναφοράς (Φ^r) και στη συνέχεια, προσεγγίζεται η ροή των νετρονίων στο Am , είτε με το μέσο όρο των ροών στους στόχους αναφοράς, είτε με προσομοίωση (βλ Κεφάλαιο 4).

Σε αυτή τη μέτρηση, χρησιμοποιήθηκαν πέντε στόχοι αναφοράς και τοποθετήθηκαν όπως περιγράφεται στην ενότητα 2.2 (βλ. Σχήματα 2.12, 2.13). Οι στόχοι αναφοράς, οι αντιδράσεις που προκαλούνται σε αυτούς με την ακτινοβόληση, τα ενεργειακά κατώφλια πάνω από τα οποία μπορούν να "ανοίξουν" οι αντιδράσεις αυτές, καθώς και οι χρόνοι ημιζωής των προϊόντων τους, φαίνονται στον πίνακα 3.2.

Στόχος αναφοράς	Αντίδραση αναφοράς	Χρόνος ημιζωής παραγόμενου πυρήνα	Ενεργειακό κατώφλι (MeV)
Al_F	$^{27}Al (n,a)^{24}Na$	14.96 h	6.8
Al_B	$^{27}Al (n,a)^{24}Na$	14.96 h	6.8
$Au1$	$^{197}Au (n,2n)^{196}Au$	6.18 d	8.2
$Nb1$	$^{93}Nb (n,2n)^{92m}Nb$	10.15 d	9.0
$Al1$	$^{27}Al (n,a)^{24}Na$	14.96 h	6.8

Πίνακας 3.2: Αντιδράσεις των στόχων αναφοράς, ενεργειακά κατώφλια των αντιδράσεων και χρόνοι ημιζωής των προϊόντων τους.

Η συνολική ροή νετρονίων που προσπίπτει σε έναν στόχο αναφοράς κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi^r = \frac{N_p^r}{N_t^r \cdot \sigma^r} \quad (3.3.1)$$

όπου:

N_p^r : το πλήθος των ασταθών πυρήνων που παράγονται από τη δέσμη

N_t^r : το πλήθος των πυρήνων του στόχου που ακτινοβολείται

σ^r : η ενεργός διατομή της αντίδρασης αναφοράς

και ο εκθέτης r υποδηλώνει ότι πρόκειται για στόχους αναφοράς.

Το πλήθος των πυρήνων που παράγονται μετά από χρόνο ακτινοβόλησης t_B , δίνεται από τη σχέση:

$$N_p^r(t_B) = \frac{N_\gamma}{\epsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} \quad (3.3.2)$$

όπου:

N_γ : ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων, που υπολογίζεται από το φάσμα του στόχου αναφοράς μετά την ακτινοβόληση

ϵ : η απόλυτη απόδοση του αντίστοιχου ανιχνευτή για την ενέργεια της κορυφής που αναλύεται κάθε φορά

F : διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση, ο οποίος θεωρείται αμελητέος, εξαιτίας του μικρού πάχους των στόχων αναφοράς

I_γ : η ένταση της κάθε ακτίνας- γ

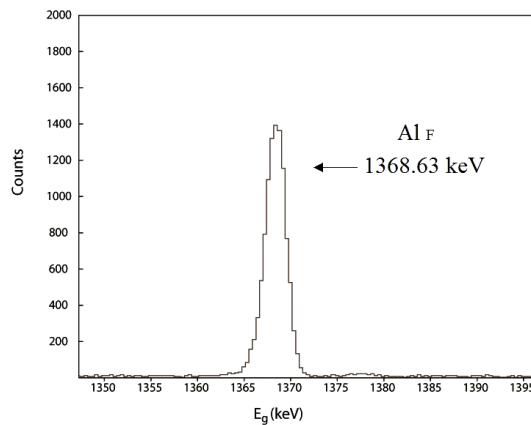
D : διορθωτικός παράγοντας μέσω του οποίου λαμβάνεται υπόψη η αποδιέγερση των παραχθέντων πυρήνων, από το πέρας της ακτινοβόλησης, μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας

f_c : διορθωτικός παράγοντας με τον οποίο υπολογίζεται το ισοζύγιο ανάμεσα στην παραγωγή και την αποδιέγερση πυρήνων κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης.

3.3.1 Ροή νετρονίων στο Al_F

✓ Εύρεση του N_p^r

Όπως φαίνεται στον πίνακα 3.2, ο νέος πυρήνας, που δημιουργείται με την ακτινοβόληση του ^{27}Al , είναι ο πυρήνας ^{24}Na . Κατά την αποδιέγερση του ^{24}Na εκπέμπεται μία ακτίνα- γ , στα 1368.63 keV, με ένταση $I_\gamma=100\%$.



Σχήμα 3.7: Κορυφή στα 1368.63 keV στο φάσμα του Al_F μετά την ακτινοβόληση. Η διάρκεια της μέτρησης είναι 10285 s.

Έτσι, με ολοκλήρωση της κορυφής στα 1368.63 keV, στο φάσμα του Al_F μετά την ακτινοβόληση (βλ. Σχήμα 3.7), προκύπτει:

$$N_\gamma = (10200 \pm 100) \text{ counts} \quad (3.3.3)$$

όπου, προφανώς, είναι:

$$I_\gamma = 1 \pm 0 \quad (3.3.4)$$

Η απόδοση του ανιχνευτή υπολογίζεται από τη συνάρτηση προσαρμογής στα πειραματικά δεδομένα του σχήματος (2.14), για την ενέργεια 1368.63 keV. Προκύπτει:

$$\epsilon = (5.36 \pm 0.16) \cdot 10^{-3} \quad (3.3.5)$$

Ο παράγοντας D υπολογίζεται από τη σχέση (3.2.7), με αντικατάσταση των παρακάτω τιμών:

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

$$t_1 = |(αρχή \text{ μέτρησης}) - (τέλος \text{ ακτινοβόλησης})| \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_1 = |(26/4/13 \rightarrow 15:32) - (26/4/13 \rightarrow 14:35)| \Leftrightarrow t_1 = 57 \text{ min} \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_1 = 3420 \text{ s}$$

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$t_2 = t_1 + (\text{διάρκεια μέτρησης ενεργότητας}) \Leftrightarrow t_2 = 3420\text{s} + 10285\text{s}$$

$$\Leftrightarrow t_2 = 13705\text{s}$$

- Σταθερά αποδιέγερσης του ^{24}Na :

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \Leftrightarrow \lambda = \frac{0.693}{14.96\text{h}} \Leftrightarrow \lambda = \frac{0.693}{53852\text{s}} \Leftrightarrow \lambda = 1.29 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$$

Προκύπτει ότι: $D = 1.2 \cdot 10^{-1}$ (3.3.6)

Ο παράγοντας f_c υπολογίζεται από τη σχέση (3.2.8) ακριβώς με τον ίδιο τρόπο που ακολουθήθηκε στην υποενότητα (3.2.1), με μόνη διαφορά τη χρήση της σταθεράς αποδιέγερσης του ^{24}Na , αντί του ^{240}Am . Προκύπτει:

$$f_c = 0.216 \quad (3.3.7)$$

Έτσι, αντικαθιστώντας τις σχέσεις (3.3.3), (3.3.4), (3.3.5), (3.3.6) και (3.3.7) στην σχέση (3.3.2) και για αμελητέα ενδοαπορρόφηση ($F \approx 1$) στο εσωτερικό του στόχου Al_F , προκύπτει:

$$N_p^r = (7.42 \pm 0.23) \cdot 10^7 \text{ counts} \quad (3.3.8)$$

- ✓ Εύρεση του N_τ^r

Το πλήθος των πυρήνων του Al_F προσδιορίζεται από τη μάζα του, σύμφωνα με τη σχέση:

$$N_\tau^r = \frac{m \cdot N_A}{A} \quad (3.3.9)$$

όπου m : η μάζα του στόχου αναφοράς

N_A : ο αριθμός Avogadro

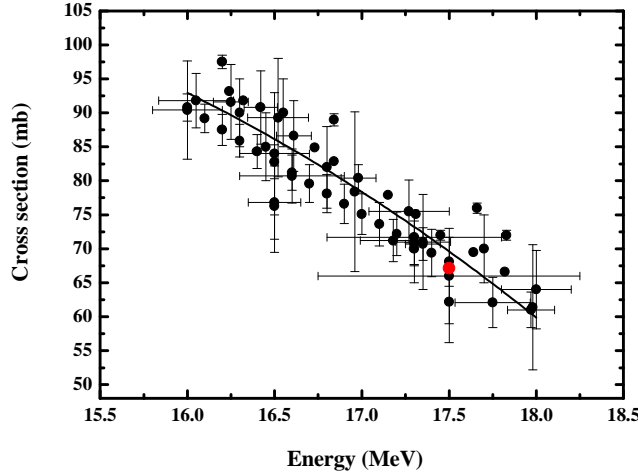
A : ο μαζικός αριθμός του πυρήνα από τον οποίο κατασκευάζεται ο στόχος αναφοράς

Για τη μάζα του Al_F από τον πίνακα 2.2 και για $A=27$, προκύπτει από τη σχέση (3.3.9):

$$N_\tau^r = (3.71 \pm 0.02) \cdot 10^{21} \text{ πυρήνες } ^{27}\text{Al} \quad (3.3.10)$$

- ✓ Εύρεση του σ^r

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$ είναι γνωστή, γι αυτό άλλωστε χρησιμοποιήθηκε το αλουμίνιο σαν στόχος αναφοράς. Σε βιβλιοθήκες [13], για δέσμες νετρονίων με ενέργειες από 16 έως 18 MeV υπάρχουν τα πειραματικά δεδομένα που φαίνονται στον σχήμα 3.8.



Σχήμα 3.8: Τα πειραματικά δεδομένα, που υπάρχουν σε βιβλιοθήκες δεδομένων [13], για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{27}\text{Al} (n,a)^{24}\text{Na}$ συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, για την περιοχή 16-18 MeV. Τα πειραματικά δεδομένα έχουν προσεγγιστεί με μία καμπύλη, προκειμένου να βρεθεί η τιμή της ενεργού διατομής στα 17.5 MeV. Τελικά, χρησιμοποιήθηκε η τιμή από την βιβλιοθήκη JENDL-4.0, η οποία και υποδεικνύεται με κόκκινο χρώμα.

Για την εύρεση της τιμής της ενεργού διατομής στα 17.5 MeV, προσαρμόζεται μία καμπύλη στα πειραματικά δεδομένα και από την εξίσωση της καμπύλης προκύπτει η τιμή: $\sigma^r = (69.6 \pm 2.1) \text{ mb}$

Παρόλα αυτά, χρησιμοποιήθηκε τελικά η τιμή από τη βιβλιοθήκη JENDL-4.0, η οποία δίνει ακριβή τιμή για 17.5 MeV νετρόνια. Με ένα σφάλμα της τάξης του 3%, προκύπτει:

$$\sigma^r = (67.1 \pm 2.0) \text{ mb}$$

ή επειδή $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$

$$\sigma^r = (67.1 \pm 2.0) \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2 \quad (3.3.11)$$

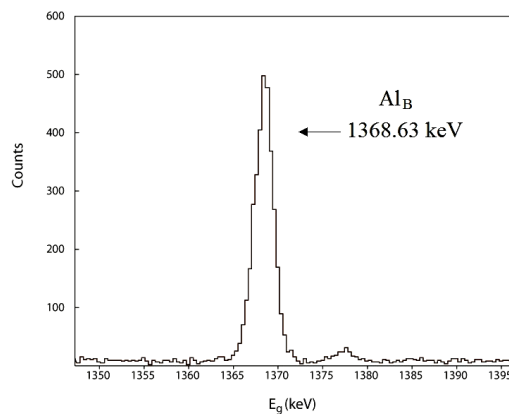
Έτσι, με αντικατάσταση των σχέσεων (3.3.8), (3.3.10) και (3.3.11) στην (3.3.1), προκύπτει ότι:

$$\left(\Phi^r \right)_{\text{Al}_F} = (2.98 \pm 0.13) \cdot 10^{11} \text{ νετρόνια/cm}^2$$

3.3.2 Ροή νετρονίων στο Al_B

✓ Εύρεση του N_p^r

Ο νέος πυρήνας, που δημιουργείται με την ακτινοβόληση είναι και πάλι ο πυρήνας ^{24}Na . Κατά την αποδιέγερση του ^{24}Na εκπέμπεται μία ακτίνα-γ, στα 1368.63 keV, με ένταση $I_\gamma = 100\%$.



Σχήμα 3.9: Κορυφή στα 1368.63 keV στο φάσμα του Al_B μετά την ακτινοβόληση. Η διάρκεια της μέτρησης είναι 11105 s.

Με ολοκλήρωση της κορυφής στα 1368.63 keV, στο φάσμα του Al_B μετά την ακτινοβόληση (βλ. Σχήμα 3.9), προκύπτει:

$$N_\gamma = (3370 \pm 50) \text{ counts} \quad (3.3.12)$$

όπου, προφανώς, είναι:

$$I_\gamma = 1 \pm 0 \quad (3.3.13)$$

Η απόδοση του ανιχνευτή είναι η ίδια με αυτήν που βρέθηκε στην προηγούμενη υποενοότητα, μιάς και τα δύο αλουμίνια μετρήθηκαν στον ίδιο ανιχνευτή. Για τα 1368.63 keV είναι:

$$\varepsilon = (5.36 \pm 0.16) \cdot 10^{-3} \quad (3.3.14)$$

Ο παράγοντας D υπολογίζεται από τη σχέση (3.2.7), με αντικατάσταση των παρακάτω τιμών:

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:
 $t_1 = |(αρχή\ μέτρησης) - (τέλος\ ακτινοβόλησης)| \Leftrightarrow$
 $\Leftrightarrow t_1 = |(26/4/13 \rightarrow 18:38) - (26/4/13 \rightarrow 14:35)| \Leftrightarrow t_1 = 4h + 3min \Leftrightarrow$
 $\Leftrightarrow t_1 = 14580s$
- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:
 $t_2 = t_1 + (\text{διάρκεια\ μέτρησης\ ενεργότητας}) \Leftrightarrow$
 $\Leftrightarrow t_2 = 14580s + 11105s \Leftrightarrow t_2 = 25685s$
- Σταθερά αποδιέγερσης του ^{24}Na :
 $\lambda = 1.29 \times 10^{-5} s^{-1}$

Προκύπτει ότι: $D = 1.1 \cdot 10^{-1}$ (3.3.15)

Ο παράγοντας f_c είναι ο ίδιος για τη σταθερά αποδιέγερσης του ^{24}Na :

$$f_c = 0.216 \quad (3.3.16)$$

Έτσι, αντικαθιστώντας τις σχέσεις (3.3.12), (3.3.13), (3.3.14), (3.3.15) και (3.3.16) στην σχέση (3.3.2) και για αμελητέα ενδοαπορρόφηση ($F \approx 1$) στο εσωτερικό του στόχου Al_B , προκύπτει:

$$N_p^r = (2.64 \pm 0.09) \times 10^7 \text{ counts} \quad (3.3.17)$$

✓ Εύρεση του N_τ^r

Το πλήθος των πυρήνων του Al_B προσδιορίζεται από τη μάζα του, σύμφωνα με τη σχέση (3.3.9). Για τη μάζα του Al_B από τον πίνακα 2.2 και για $A=27$, προκύπτει:

$$N_\tau^r = (3.73 \pm 0.02) \cdot 10^{21} \text{ πυρήνες } ^{27}\text{Al} \quad (3.3.18)$$

✓ Εύρεση του σ^r

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{27}\text{Al} (n, a) ^{24}\text{Na}$ για 17.5 MeV νετρόνια είναι αυτή που βρέθηκε στην προηγούμενη υποενότητα:

$$\sigma^r = (67.1 \pm 2.0) \text{ mb} \quad \text{ή} \quad \sigma^r = (67.1 \pm 2.0) \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \quad (3.3.19)$$

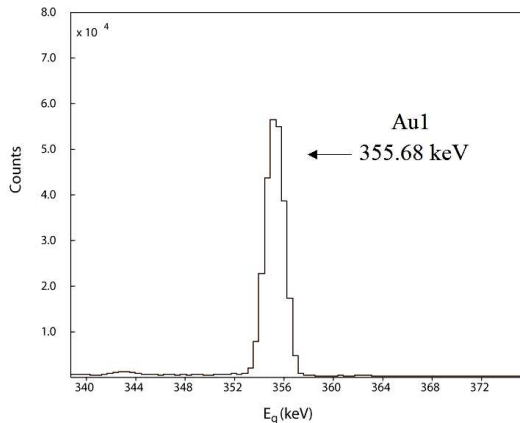
Έτσι, με αντικατάσταση των σχέσεων (3.3.17), (3.3.18) και (3.3.19) στην (3.3.1), προκύπτει ότι:

$$\boxed{(\Phi^r)_{\text{Al}_B} = (1.05 \pm 0.05) \cdot 10^{11} \text{ νετρόνια/cm}^2}$$

3.3.3 Ροή νετρονίων στο Au

✓ Εύρεση του N_p^r

Όπως φαίνεται στον πίνακα 3.2, ο νέος πυρήνας, που δημιουργείται με την ακτινοβόληση του ^{197}Au , είναι ο πυρήνας ^{196}Au . Κατά την αποδιέγερση του ^{196}Au , η πιο ισχυρή ακτίνα- γ που εκπέμπεται (ένταση $I_\gamma=87\%$), είναι στα 355.68 keV.



Σχήμα 3.10: Κορυφή στα 355.68 keV στο φάσμα του Au μετά την ακτινοβόληση. Η διάρκεια της μέτρησης είναι 154800 s.

Έτσι, με ολοκλήρωση της κορυφής στα 355.68 keV, στο φάσμα του Au μετά την ακτινοβόληση (βλ. Σχήμα 3.10), προκύπτει:

$$N_\gamma = (246500 \pm 550) \text{ counts} \quad (3.3.20)$$

όπου, προφανώς, είναι:

$$I_\gamma = 0.87 \pm 0.00 \quad (3.3.21)$$

Η απόδοση του ανιχνευτή υπολογίζεται από τη συνάρτηση προσαρμογής στα πειραματικά δεδομένα του σχήματος (2.15), για την ενέργεια 355.68 keV. Προκύπτει:

$$\varepsilon = (7.91 \pm 0.24) \cdot 10^{-3} \quad (3.3.22)$$

Ο παράγοντας D υπολογίζεται από τη σχέση (3.2.7), με αντικατάσταση των παρακάτω τιμών:

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

$$t_1 = |(\text{αρχή μέτρησης}) - (\text{τέλος ακτινοβόλησης})| \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_1 = |(27/4/13 \rightarrow 21:25) - (26/4/13 \rightarrow 14:35)| \Leftrightarrow t_1 = 30\text{h} + 50\text{min} \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_1 = 111000\text{s}$$

Στην πραγματικότητα, η μέτρηση του χρυσού ξεκίνησε πολύ νωρίτερα από την 27/4/2013, στις 21:25. Τα πρώτα φάσματα όμως, δεν λήφθηκαν υπόψη, προκειμένου να παρέλθει αρκετός χρόνος, ώστε να προλάβει να αποδιεγερθεί πλήρως η μετασταθής στάθμη του χρυσού, η οποία έχει χρόνο ημιζωής 9.6 h. Η μέτρηση ξεκίνησε την 26/4/2013, στις 16:25, αλλά παραλήφθηκαν οι πρώτες 29 h μέτρησης (τρεις χρόνοι μιζωής).

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$t_2 = t_1 + (\text{διάρκεια μέτρησης ενεργότητας}) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_2 = 111000\text{s} + 154800\text{s} \Leftrightarrow t_2 = 265800\text{s}$$

- Σταθερά αποδιέγερσης του ^{196}Au :

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \Leftrightarrow \lambda = \frac{0.693}{6.18\text{d}} \Leftrightarrow \lambda = \frac{0.693}{534211\text{s}} \Leftrightarrow \lambda = 1.30 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$$

Προκύπτει ότι:

$$D = 1.6 \cdot 10^{-1} \quad (3.3.23)$$

Ο παράγοντας f_c υπολογίζεται από τη σχέση (3.2.8) ακριβώς με τον ίδιο τρόπο που ακολουθήθηκε στην υποενότητα (3.2.1), με μόνη διαφορά τη χρήση της σταθεράς αποδιέγερσης του ^{196}Au , αντί του ^{240}Am . Προκύπτει: $f_c=0.806$ (3.3.24)

Έτσι, αντικαθιστώντας τις σχέσεις (3.3.20), (3.3.21), (3.3.22), (3.3.23) και (3.3.24) στην σχέση (3.3.2) και για αμελητέα ενδοαπορρόφηση ($F \approx 1$) στο εσωτερικό του στόχου Au, προκύπτει:

$$N_p^r = (2.82 \pm 0.08) \cdot 10^8 \text{ counts} \quad (3.3.25)$$

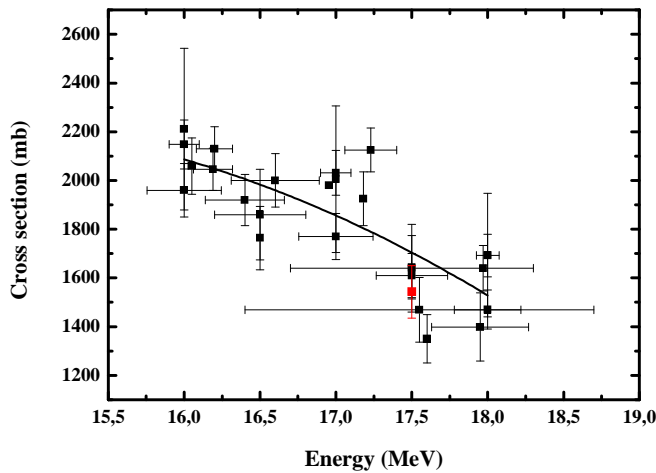
✓ Εύρεση του N_τ^r

Το πλήθος των πυρήνων του Au προσδιορίζεται από τη μάζα του, σύμφωνα με τη σχέση (3.3.9). Για τη μάζα του Au από τον πίνακα 2.2 και για $A=197$, προκύπτει:

$$N_\tau^r = (2.08 \pm 0.01) \cdot 10^{21} \text{ πυρήνες } ^{197}\text{Au} \quad (3.3.26)$$

✓ Εύρεση του σ^r

Για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{197}\text{Au} (n,2n)^{196}\text{Au}$ από βιβλιοθήκες [13] και για δέσμες νετρονίων με ενέργειες από 16 έως 18 MeV υπάρχουν τα πειραματικά δεδομένα που φαίνονται στον σχήμα 3.11.



Σχήμα 3.11: Τα πειραματικά δεδομένα, που υπάρχουν σε βιβλιοθήκες δεδομένων [13], για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{197}\text{Au} (n,2n)^{196}\text{Au}$ συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, για την περιοχή 16-18 MeV. Τα πειραματικά δεδομένα έχουν προσεγγιστεί με μία καμπύλη, προκειμένου να βρεθεί η τιμή της ενεργού διατομής στα 17.5 MeV. Επειδή όμως, η καμπύλη υπερεκτιμά την ενεργό διατομή στην περιοχή ενδιαφέροντος, τελικά χρησιμοποιήθηκε ο μέσος όρος των πειραματικών τιμών στην περιοχή, ο οποίος και φαίνεται με κόκκινο χρώμα.

Προκειμένου να βρεθεί η ενεργός διατομή στα 17.5 MeV, προσαρμόζεται μία καμπύλη στα πειραματικά δεδομένα. Επειδή όμως, η καμπύλη υπερεκτιμά την ενεργό διατομή στην περιοχή ενδιαφέροντος, τελικά είναι προτιμότερο να χρησιμοποιηθεί ο μέσος όρος των πειραματικών τιμών στην περιοχή, ο οποίος είναι:

$$\sigma^r = (1542.6 \pm 46.3) \text{ mb} \quad \text{ή} \quad \sigma^r = (1.54 \pm 0.05) \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (3.3.27)$$

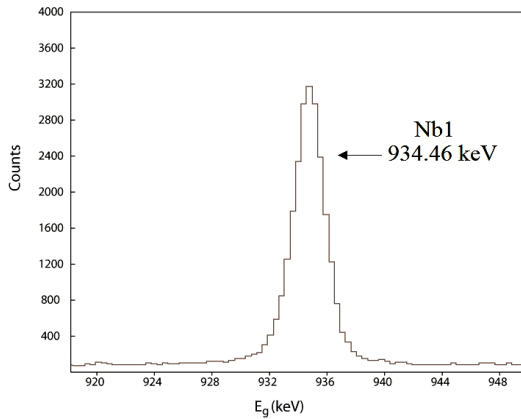
Στη συγκεκριμένη περιοχή ενεργειών, κρίθηκαν υπερβολικά υπερεκτιμημένες και οι τιμές που δίνουν για την ενεργό διατομή οι βιβλιοθήκες ENDF και JENDL γι αυτό και δεν ελήφθησαν υπόψη. Με αντικατάσταση των σχέσεων (3.3.25), (3.3.26) και (3.3.27) στην (3.3.1), προκύπτει ότι:

$$\left(\Phi^r \right)_{\text{Au}} = (8.80 \pm 0.37) \cdot 10^{10} \text{ νετρόνια/cm}^2$$

3.3.4 Ροή νετρονίων στο Nb

✓ Εύρεση του N_p^r

Όπως φαίνεται στον πίνακα 3.2, ο νέος πυρήνας, που δημιουργείται με την ακτινοβόληση του ^{93}Nb , είναι ο πυρήνας ^{92m}Nb . Κατά την αποδιέγερση του ^{92m}Nb , η πιο ισχυρή ακτίνα- γ που εκπέμπεται (ένταση $I_\gamma=99\%$), είναι στα 934.46 keV.



Σχήμα 3.12: Κορυφή στα 934.46 keV στο φάσμα του Nb μετά την ακτινοβόληση. Η διάρκεια της μέτρησης είναι 227351 s.

Έτσι, με ολοκλήρωση της κορυφής στα 934.46 keV, στο φάσμα του Nb μετά την ακτινοβόληση (βλ. Σχήμα 3.12), προκύπτει:

$$N_\gamma = (23500 \pm 300) \text{ counts} \quad (3.3.28)$$

όπου προφανώς είναι:

$$I_\gamma = 0.99 \pm 0.00 \quad (3.3.29)$$

Η απόδοση του ανιχνευτή υπολογίζεται από τη συνάρτηση προσαρμογής στα πειραματικά δεδομένα του σχήματος (2.16), για την ενέργεια 934.46 keV. Προκύπτει:

$$\varepsilon = (2.54 \pm 0.08) \cdot 10^{-3} \quad (3.3.30)$$

Ο παράγοντας D υπολογίζεται από τη σχέση (3.2.7), με αντικατάσταση των παρακάτω τιμών:

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

$$t_1 = |(αρχή \text{ μέτρησης}) - (\text{τέλος ακτινοβόλησης})| \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_1 = |(26/4/13 \rightarrow 15:32) - (26/4/13 \rightarrow 14:35)| \Leftrightarrow t_1 = 57 \text{ min} \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_1 = 3420 \text{ s}$$

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$t_2 = t_1 + (\text{διάρκεια μέτρησης ενεργότητας}) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_2 = 3420 \text{ s} + 227351 \text{ s} \Leftrightarrow t_2 = 230771 \text{ s}$$

- Σταθερά αποδιέγερσης του ^{92m}Nb :

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \Leftrightarrow \lambda = \frac{0.693}{10.15 \text{ d}} \Leftrightarrow \lambda = \frac{0.693}{876960 \text{ s}} \Leftrightarrow \lambda = 7.90 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$$

Προκύπτει ότι: $D = 1.6 \cdot 10^{-1}$ (3.3.31)

Ο παράγοντας f_c υπολογίζεται από τη σχέση (3.2.8) για τη σταθερά αποδιέγερσης του ^{92m}Nb και είναι:

$$f_c = 0.875 \quad (3.3.32)$$

Έτσι, αντικαθιστώντας τις σχέσεις (3.3.28), (3.3.29), (3.3.30), (3.3.31) και (3.3.32) στην σχέση (3.3.2) και για αμελητέα ενδοαπορρόφηση ($F \approx 1$) στο εσωτερικό του στόχου Nb, προκύπτει:

$$N_p^r = (6.51 \pm 0.21) \cdot 10^7 \text{ counts} \quad (3.3.33)$$

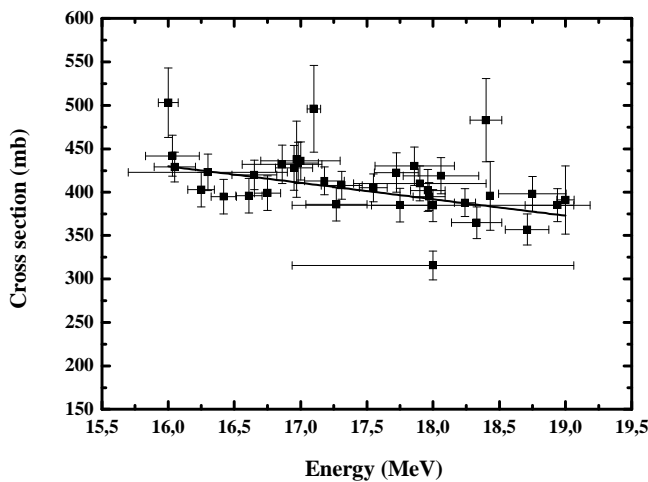
✓ Εύρεση του N_τ^r

Το πλήθος των πυρήνων του Nb προσδιορίζεται από τη μάζα του, σύμφωνα με τη σχέση (3.3.9). Για τη μάζα του Nb από τον πίνακα 2.2 και για $A=93$, προκύπτει:

$$N_\tau^r = (1.94 \pm 0.01) \cdot 10^{21} \text{ πυρήνες } {}^{93}\text{Nb} \quad (3.3.34)$$

✓ Εύρεση του σ^r

Για την ενεργό διατομή της αντίδρασης ${}^{93}\text{Nb} (n,2n) {}^{92m}\text{Nb}$, στις βιβλιοθήκες ENDF και JENDL [13], για δέσμες νετρονίων με ενέργειες από 16 έως 19 MeV, δεν υπάρχουν αξιολογήσεις (evaluations), υπάρχουν μόνο πειραματικά δεδομένα, τα οποία φαίνονται στον σχήμα 3.13.



Σχήμα 3.13: Τα πειραματικά δεδομένα, που υπάρχουν σε βιβλιοθήκες δεδομένων [13], για την ενεργό διατομή της αντίδρασης ${}^{93}\text{Nb} (n,2n) {}^{92m}\text{Nb}$ συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, για την περιοχή 16-19 MeV. Τα πειραματικά δεδομένα έχουν προσεγγιστεί με μία καμπύλη, προκειμένου να βρεθεί η τιμή της ενεργού διατομής στα 17.5 MeV.

Για την εύρεση της τιμής της ενεργού διατομής στα 17.5 MeV, προσαρμόζεται μία καμπύλη στα πειραματικά δεδομένα και από την εξίσωση της καμπύλης προκύπτει η τιμή:

$$\begin{aligned} \sigma^r &= (401.4 \pm 12.0) \text{ mb} \\ &\text{ή επειδή } 1\text{b} = 10^{-24} \text{ cm}^2 \\ \sigma^r &= (4.01 \pm 0.12) \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (3.3.35) \end{aligned}$$

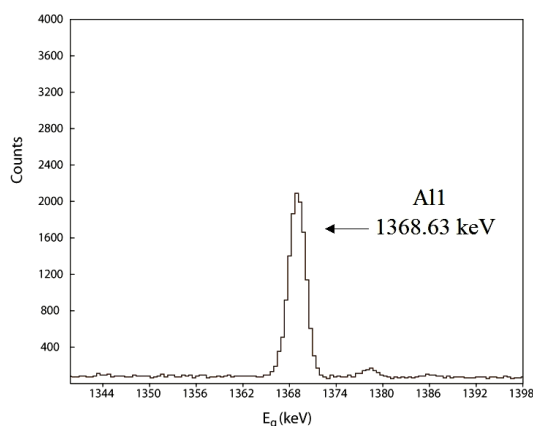
Έτσι, με αντικατάσταση των σχέσεων (3.3.33), (3.3.34) και (3.3.35) στην (3.3.1), προκύπτει ότι:

$$\boxed{(\Phi^r)_{\text{Nb}} = (8.35 \pm 0.37) \cdot 10^{10} \text{ νετρόνια/cm}^2}$$

3.3.5 Ροή νετρονίων στο A11

✓ Εύρεση του N_p^r

Ο νέος πυρήνας, που δημιουργείται με την ακτινοβόληση είναι ο πυρήνας ^{24}Na . Κατά την αποδιέγερση του ^{24}Na εκπέμπεται μία ακτίνα- γ , στα 1368.63 keV, με ένταση $I_\gamma=100\%$.



Σχήμα 3.14: Κορυφή στα 1368.63 keV στο φάσμα του A11 μετά την ακτινοβόληση. Η διάρκεια της μέτρησης είναι 259200 s.

Με ολοκλήρωση της κορυφής στα 1368.63 keV, στο φάσμα του A11 μετά την ακτινοβόληση (βλ. Σχήμα 3.14), προκύπτει:

$$N_\gamma = (12500 \pm 150) \text{ counts} \quad (3.3.36)$$

όπου, προφανώς, είναι:

$$I_\gamma = 1 \pm 0 \quad (3.3.37)$$

Η απόδοση του ανιχνευτή υπολογίζεται από τη συνάρτηση προσαρμογής στα πειραματικά δεδομένα του σχήματος (2.15), για την ενέργεια 1368.63 keV. Προκύπτει:

$$\varepsilon = (2.99 \pm 0.09) \times 10^{-3} \quad (3.3.38)$$

Ο παράγοντας D υπολογίζεται από τη σχέση (3.2.7), με αντικατάσταση των παρακάτω τιμών:

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

$$t_1 = |(\text{αρχή μέτρησης}) - (\text{τέλος ακτινοβόλησης})| \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_1 = |(26/4/13 \rightarrow 16:25) - (26/4/13 \rightarrow 14:35)| \Leftrightarrow t_1 = 1\text{h} + 50\text{min} \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_1 = 6600\text{s}$$

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$t_2 = t_1 + (\text{διάρκεια μέτρησης ενεργότητας}) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_2 = 6600\text{s} + 259200\text{s} \Leftrightarrow t_2 = 265800\text{s}$$

- Σταθερά αποδιέγερσης του ^{24}Na :

$$\lambda = 1.29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

Προκύπτει ότι:

$$D = 8.9 \cdot 10^{-1} \quad (3.3.39)$$

Ο παράγοντας f_c είναι ο ίδιος για τη σταθερά αποδιέγερσης του ^{24}Na :

$$f_c = 0.216 \quad (3.3.40)$$

Έτσι, αντικαθιστώντας τις σχέσεις (3.3.36), (3.3.37), (3.3.38), (3.3.39) και (3.3.40) στην σχέση (3.3.2) και για αμελητέα ενδοαπορρόφηση ($F \approx 1$) στο εσωτερικό του στόχου Al1, προκύπτει:

$$N_p^r = (2.19 \pm 0.07) \cdot 10^7 \text{ counts} \quad (3.3.41)$$

✓ Εύρεση του N_t^r

Το πλήθος των πυρήνων του Al1 προσδιορίζεται από τη μάζα του, σύμφωνα με τη σχέση (3.3.9). Για τη μάζα του Al1 από τον πίνακα 2.2 και για $A=27$, προκύπτει:

$$N_t^r = (4.06 \pm 0.02) \cdot 10^{21} \text{ πυρήνες } {}^{27}\text{Al} \quad (3.3.42)$$

✓ Εύρεση του σ^r

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^{27}\text{Al} (n, \alpha) {}^{24}\text{Na}$ για 17.5 MeV νετρόνια είναι αυτή που βρέθηκε στην υποενότητα 3.3.1:

$$\sigma^r = (67.1 \pm 2.0) \text{ mb} \quad \text{ή} \quad \sigma^r = (67.1 \pm 2.0) \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2 \quad (3.3.43)$$

Έτσι, με αντικατάσταση των σχέσεων (3.3.41), (3.3.42) και (3.3.43) στην (3.3.1), προκύπτει ότι:

$$\left(\Phi^r \right)_{\text{Al1}} = (8.02 \pm 0.36) \cdot 10^{10} \text{ νετρόνια/cm}^2$$

3.3.6 Συνοπτικά οι ροές νετρονίων στους στόχους αναφοράς

Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τους υπολογισμούς των προηγούμενων υποενοτήτων, φαίνονται συνοπτικά στον παρακάτω πίνακα:

$E_n = (17.5 \pm 0.2) \text{ MeV}$, $t_B = 96.1 \text{ h}$, $E_d = 1.5 \text{ MeV}$					
Αντίδραση αναφοράς	${}^{27}\text{Al}_F (n, \alpha) {}^{24}\text{Na}$	${}^{27}\text{Al}_B (n, \alpha) {}^{24}\text{Na}$	${}^{197}\text{Au1} (n, 2n) {}^{196}\text{Au}$	${}^{93}\text{Nb1} (n, 2n) {}^{92m}\text{Nb}$	${}^{27}\text{Al1} (n, \alpha) {}^{24}\text{Na}$
$T_{1/2} \text{ (h)}$	14.96	14.96	148.39	243.60	14.96
$t_1 \text{ (h)}$	0.95	4.05	30.83	0.95	1.83
$t_2 \text{ (h)}$	3.81	7.13	73.83	64.10	73.83
$D (\times 10^{-1})$	1.19	1.10	1.58	1.64	8.86
$E_\gamma \text{ (keV)}$	1368.63	1368.63	355.68	934.46	1368.63
$I_\gamma \text{ (ανά διάσπαση)}$	1.00	1.00	0.87	0.99	1.00
N_γ	10200 ± 100	3370 ± 50	246500 ± 550	23500 ± 300	12500 ± 150
$\varepsilon (\times 10^{-3})$	5.36 ± 0.16	5.36 ± 0.16	7.91 ± 0.24	2.54 ± 0.08	2.99 ± 0.09
f_c	0.216	0.216	0.806	0.875	0.216
$N_p^r (\times 10^7)$	7.42 ± 0.23	2.64 ± 0.09	28.21 ± 0.85	6.51 ± 0.21	2.19 ± 0.07
$N_t^r (\times 10^{21})$	3.71 ± 0.02	3.73 ± 0.02	2.08 ± 0.01	1.94 ± 0.01	4.06 ± 0.02
$\sigma^r \text{ (mb)}$	67.1 ± 2.0	67.1 ± 2.0	1542.6 ± 46.3	401.4 ± 12.0	67.1 ± 2.0
$\Phi^r (\times 10^{11} \text{ n/cm}^2)$	2.98 ± 0.13	1.05 ± 0.05	0.88 ± 0.04	0.84 ± 0.04	0.80 ± 0.04

Πίνακας 3.3: Συνοπτικός πίνακας τιμών, που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό της ροής νετρονίων στους στόχους αναφοράς.

3.4 Ροή νετρονίων στο εσωτερικό του δείγματος του ^{241}Am

Παρόλο που οι στόχοι κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης τοποθετήθηκαν με την «τεχνική σάντουιτς», που αναφέρεται στην ενότητα 1.6, λόγω της περιστοίχισης του στόχου του ^{241}Am από τα υλικά της θωράκισης (κάψα αλουμινίου, περίβλημα μολύβδου), είναι προφανές ότι, η ροή των νετρονίων δεν είναι ίδια σε όλους τους στόχους και δε μπορεί να απαλειφθεί, όπως αναφέρεται στη σχέση (1.6.3).

Μία καλή προσέγγιση θα ήταν να θεωρηθεί η ροή στο δείγμα του ^{241}Am ίση με το μέσο όρο των ροών στα αλουμίνια, που βρίσκονταν εκατέρωθέν του, κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης (Al_F και Al_B). Σε αυτή την περίπτωση, η ροή στο ^{241}Am με ένα σφάλμα 5% προκύπτει:

$$(\Phi)_{\text{Am}} = (2.02 \pm 0.10) \cdot 10^{11} \text{νετρόνια/cm}^2 \quad (3.4.1)$$

Όμως, λόγω ασυμμετρίας του δείγματος του ^{241}Am , κρίθηκε αναγκαίος ο υπολογισμός της ροής των νετρονίων που προσπίπτουν σε αυτό, με προσομοίωση των πειραματικών συνθηκών της ακτινοβόλησης, με την τεχνική Monte Carlo (MCNP5). Η πειραματική τιμή της ροής στον πρώτο στόχο, Al_F , ($2.98 \times 10^{11} \text{ n/cm}^2$) θεωρήθηκε έγκυρη και αυτό που υπολογίστηκε με την προσομοίωση, είναι η πτώση αυτής, της αρχικής, ροής νετρονίων, από στόχο σε στόχο. Οι λεπτομέρειες του υπολογισμού αυτού παρουσιάζονται στο κεφάλαιο 4.

Στόχος αναφοράς	Φ ($\times 10^{11} \text{ n/cm}^2$)	$\delta\Phi$ ($\times 10^{11} \text{ n/cm}^2$)
Al_F	2.98	0.13
Am	1.98	0.10
Al_B	1.05	0.05
Au1	0.88	0.04
Nb1	0.84	0.04
Al1	0.80	0.04

Πίνακας 3.4: Στον πίνακα φαίνονται οι πειραματικές τιμές για τις ροές νετρονίων στους στόχους, ενώ η τιμή της ροής για τον στόχο του ^{241}Am έχει προκύψει με προσομοίωση MCNP (αναλυτικά στο Κεφάλαιο 4).

Η συνολική ροή των νετρονίων στο στόχο του ^{241}Am , σύμφωνα με την προσομοίωση, και με ένα σφάλμα 5% είναι:

$$\boxed{(\Phi)_{\text{Am}} = (1.98 \pm 0.10) \cdot 10^{11} \text{νετρόνια/cm}^2} \quad (3.4.2)$$

Από τις σχέσεις (3.4.1) και (3.4.2) είναι προφανές ότι, οι δύο τιμές για τη ροή των νετρονίων στο στόχο του ^{241}Am συμφωνούν εντός των σφαλμάτων τους. Αυτό σημαίνει, πως η μέθοδος του μέσου όρου, αν και φαίνεται απλοϊκή είναι μία πολύ καλή προσέγγιση.

3.5 Υπολογισμός της πειραματικής ενεργού διατομής

Η τιμή της πειραματικής ενεργού διατομής υπολογίζεται με αντικατάσταση των σχέσεων (3.2.9) και (3.4.2) στη σχέση (3.1):

$$\sigma = \frac{N_p}{N_t} \cdot \frac{1}{\Phi} \Rightarrow \overset{R = \frac{N_p}{N_t}}{\sigma = \frac{R}{\Phi}} \quad (3.5.1)$$

Προκύπτει ότι:

$$\begin{aligned} \sigma \left({}^{241}\text{Am}(n,2n){}^{240}\text{Am} \right)_{\text{experimental}} &= (122 \pm 11) \text{mb} \quad \Leftrightarrow^* \\ \Leftrightarrow \sigma \left({}^{241}\text{Am}(n,2n){}^{240}\text{Am} \right)_{\text{experimental}} &= (122 \pm 11) \cdot 10^{-27} \text{cm}^2 \end{aligned} \quad (3.5.2)$$

3.6 Εκτίμηση σφαλμάτων

Η τιμή της πειραματικής ενεργού διατομής υπολογίζεται από τη σχέση (3.5.1), επομένως, στο σφάλμα της, που είναι της τάξης του 9%, συνεισφέρουν τόσο το σφάλμα του λόγου R , όσο και το σφάλμα της ροής των νετρονίων, Φ , στο στόχο του ${}^{241}\text{Am}$.

Το σφάλμα του λόγου R , όπως αναφέρεται και στην υποενότητα 3.2.1, εκτιμήθηκε ότι αποτελεί το 7.5% της κεντρικής τιμής ($R = (2.41 \pm 0.18) \cdot 10^{-14}$), ούτως ώστε να ανταποκρίνεται στην ευαισθησία του λόγου R ως προς την προσαρμογή των πειραματικών σημείων.

Η τιμή της ροής των νετρονίων στο στόχο του ${}^{241}\text{Am}$ προέκυψε μέσω προσομοίωσης με τον κώδικα MCNP και το σφάλμα της θεωρήθηκε 5%, ώστε να συμβαδίζει με τα σφάλματα των πειραματικών ροών στους στόχους αναφοράς, τα οποία προέκυψαν 4-5%.

Οι πειραματικές ροές υπολογίστηκαν από τη σχέση (3.3.1), επομένως στα σφάλματα τους, συνεισέφεραν τα σφάλματα των N_p^r , N_t^r και σ^r . Τα N_p^r υπολογίστηκαν από τη σχέση (3.3.2) και τα σφάλματά τους οφείλονται στα στατιστικά σφάλματα των γεγονότων των φωτοκορυφών (δN_γ) και στα σφάλματα των απόλυτων αποδόσεων ($\delta \epsilon$) των ανιχνευτών γερμανίου, με τους οποίους μετρήθηκαν οι στόχοι αναφοράς. Όλοι οι στόχοι αναφοράς μετρήθηκαν στα 10 cm από τους ανιχνευτές γερμανίου και σε αυτήν την απόσταση το φαινόμενο της άθροισης ακτίνων- γ από σύμπτωση (summing) μπορεί να θεωρηθεί αμελητέο. Επιπλέον, όλες οι ακτίνες- γ , που προέκυψαν από τα προϊόντα των αντιδράσεων αναφοράς και αναλύθηκαν προκειμένου να υπολογιστούν τα N_p^r , είναι πάνω από τα 350 keV, δηλαδή, είναι στην γραμμική περιοχή της απόδοσης ενός ανιχνευτή γερμανίου συναρτήσει της ενέργειας των ακτίνων- γ . Για τους δύο παραπάνω λόγους, τα σφάλματα των αποδόσεων των ανιχνευτών γερμανίου εκτιμήθηκαν στο 3%. Τα N_t^r υπολογίστηκαν από τη σχέση (3.3.9) και τα σφάλματά τους περιορίζονται στο 1%, αφού οφείλονται μόνο στα

* 1barn = 10^{-24}cm^2

σφάλματα των μαζών των στόχων αναφοράς (βλ. Πίνακα 2.2). Τέλος, στις ενεργές διατομές των αντιδράσεων αναφοράς, σ^r , δόθηκε ένα σφάλμα 3%.

Στον πίνακα 3.5 παρουσιάζονται οι πηγές σφάλματος και η συνεισφορά τους στο συνολικό σφάλμα της ενεργού διατομής.

Πηγή σφάλματος	Ποσοστιαία Συνεισφορά
Ενεργός διατομή αναφοράς	3%
Στατιστική μετρήσεων αποδιέγερσης	1%
Απόδοση ανιχνευτών	3%
Προσδιορισμός μάζας δειγμάτων	1%
Προσδιορισμός ενέργειας νετρονίων	1%
Προσδιορισμός ροής νετρονίων	4-5%
Λόγος R	7.5%
Προσδιορισμός ροής νετρονίων μέσω προσομοίωσης $(\Phi)_{Am}$	5%
Συνολικό σφάλμα στην ενεργό διατομή	9%

Πίνακας 3.5: Πηγές σφάλματος για τη μέτρηση της ενεργού διατομής με τη μέθοδο της ενεργοποίησης.

Κεφάλαιο 4

Εύρεση της ροής νετρονίων στο στόχο του ^{241}Am με προσομοίωση MCNP

Σε αυτό το κεφάλαιο, δίνονται κάποιες βασικές πληροφορίες για το συντακτικό του κώδικα MCNP5 και στη συνέχεια, υπολογίζεται, με προσομοίωση της διάταξης της ακτινοβόλησης, η συνολική ροή των νετρονίων που προσέπεσαν τόσο στο δείγμα του ^{241}Am , όσο και στους στόχους αναφοράς κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης. Ο υπολογισμός της ροής νετρονίων για το ^{241}Am είναι απαραίτητο να γίνει με αυτόν τον τρόπο, μιας και η περιστοίχιση του δείγματος από τα υλικά της θωράκισης δεν επιτρέπει την θεώρηση ότι η ροή νετρονίων είναι ίδια σε όλους τους στόχους, όπως αναφέρεται στην ενότητα 3.4. Η τιμή της ροής νετρονίων που προκύπτει σε αυτό το κεφάλαιο χρησιμοποιείται και στους δύο τρόπους υπολογισμού της ενεργού διατομής, που περιγράφονται στα κεφάλαια 3 και 5.

4.1 Βασικές πληροφορίες για το MCNP

4.1.1 Το λογισμικό

Το λογισμικό MCNP (**M**onte **C**arlo **N**eutral **P**articles) αναπτύχθηκε στο Los Alamos National Laboratory του πανεπιστημίου της Καλιφόρνια, σε συνεργασία με το U.S Department of Energy. Για την συγκεκριμένη εργασία χρησιμοποιήθηκε η έκδοση MCNP5. Το MCNP, μέσω της στατιστικής μεθόδου των τυχαίων αριθμών Monte Carlo, έχει τη δυνατότητα να προσομοιώνει πειραματικές διατάξεις και να προσδιορίζει τον τρόπο με τον οποίο αλληλεπιδρούν τα νετρόνια, τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια, με την ύλη. Η προσομοίωση των αλληλεπιδράσεων στηρίζεται σε βάσεις δεδομένων που είναι ενσωματωμένες στο πρόγραμμα και περιλαμβάνουν διεθνώς αναγνωρισμένες βιβλιοθήκες ενεργών διατομών για τις διάφορες αλληλεπιδράσεις. Για τις ενεργειακές περιοχές, για τις οποίες δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα, χρησιμοποιούνται κατάλληλα μοντέλα.

4.1.2 Το αρχείο εισόδου

Το αρχείο εισόδου περιέχει όλες τις απαραίτητες πληροφορίες για μία λεπτομερή περιγραφή της πειραματικής διάταξης, καθώς και τις κατάλληλες εντολές, που καθορίζουν ποιό είναι το μέγεθος που επιθυμείται να προσδιοριστεί με την προσομοίωση. Έχει τη μορφή κειμένου με λέξεις- μεταβλητές και απαιτείται να έχει συγκεκριμένη μορφή και δομή, όπως ορίζεται από το συντακτικό του προγράμματος [14].

Η δομή του κώδικα είναι η εξής:

Προαιρετικά σχόλια

1. Ορισμοί κελιών (cell cards)
[κενή γραμμή]
 2. Ορισμοί επιφανειών (surface cards)
[κενή γραμμή]
 3. Ορισμοί άλλων παραμέτρων (data cards)
-

Σχόλια

Εξ' ορισμού, από το πρόγραμμα, παρατίθεται στην αρχή του κώδικα, η ημερομηνία δημιουργίας του αρχείου, π.χ:

c Created on: Wednesday, September 04, 2013 at 22:25

Όμως, σχόλια μπορούν να παρεμβληθούν σε οποιοδήποτε σημείο του κώδικα, όχι μόνο στην αρχή του. Για κάποιο σχόλιο που καταλαμβάνει ολόκληρη τη γραμμή, χρησιμοποιείται η εντολή «c», (comment), π.χ:

c -----Source definition-----

Για σχόλιο που παρατίθεται στο τέλος της γραμμής, αφού οριστεί μία μεταβλητή του προβλήματος, χρησιμοποιείται το σύμβολο «\$» , π.χ:

15 9 -4.506 -36 \$ TiT (tritium target)

Τα σχόλια δεν «διαβάζονται» από το πρόγραμμα.

1. Ορισμοί κελιών (cell cards)

Ως κελιά, ορίζονται οι στοιχειώδεις όγκοι που απαρτίζουν τα αντικείμενα που συμμετέχουν στην προσομοίωση. Για παράδειγμα, στην προσομοίωση της διάταξης της ακτινοβόλησης, αντικείμενο αποτελεί ο πρώτος στόχος αναφοράς, το Al_F (βλ. Σχήμα 2.12). Η δημιουργία ενός κελιού (ο ορισμός ενός αντικειμένου), γίνονται ως εξής:

25 2 -2.7 -57 \$ Al front

✓ Ο πρώτος αριθμός είναι η ταυτότητα του κελιού. Η παραπάνω περιγραφή αναφέρεται στο κελί υπ' αριθμόν 25 (cell 25).

✓ Ο δεύτερος αριθμός προσδιορίζει το υλικό από το οποίο αποτελείται το αντικείμενο που προσομοιώνεται ως κελί 25. Δηλαδή, το «Al front» αποτελείται από το υλικό 2 (material 2).

✓ Ο τρίτος αριθμός προσδιορίζει την πυκνότητα του υλικού που περιέχεται στο κελί 25. Δηλαδή, το 2.7 είναι η πυκνότητα του υλικού 2. Όταν η πυκνότητα έχει αρνητικό πρόσημο, τότε η τιμή της είναι εκφρασμένη σε μονάδες g/ cm³, ενώ όταν έχει θετικό πρόσημο είναι εκφρασμένη σε μονάδες atoms/ cm³.

✓ Οι αριθμοί που ακολουθούν (στο συγκεκριμένο παράδειγμα είναι μόνο ένας, αλλά δεν είναι πάντα έτσι) περιγράφουν τις επιφάνειες από τις οποίες περικλύεται το αντικείμενο.

Όταν ο αριθμός αναφέρεται σε κλειστή επιφάνεια (π.χ σφαίρα, κύβος, παραλληλεπίπεδο κτλ), τότε:

- θετικό πρόσημο, σημαίνει το εξωτερικό της επιφάνειας
- αρνητικό πρόσημο, σημαίνει το εσωτερικό της επιφάνειας.

Όταν ο αριθμός αναφέρεται π.χ σε ένα επίπεδο κάθετο στον άξονα x, τότε:

- θετικό πρόσημο, σημαίνει τον χώρο προς την κατεύθυνση που αυξάνεται το x
- αρνητικό πρόσημο, σημαίνει τον χώρο προς την κατεύθυνση που μειώνεται το x.

Στη συγκεκριμένη περίπτωση, το «Al front» βρίσκεται στο εσωτερικό της κλειστής επιφάνειας 57.

✓ Ένας άλλος τρόπος, με τον οποίο μπορεί να οριοθετηθεί ένα αντικείμενο, είναι να οριστεί ως ο χώρος έξω από ένα ή περισσότερα άλλα κελιά. Αυτό επιτυγχάνεται με το σύμβολο «#», ως εξής:

1 1 -0.001225 -1 #2 #3 #4 #5 #6 #7 #8 #9 #10 #11 #12 #13 #14 \$ Room

Δηλαδή, το κελί 1 αποτελείται από το υλικό 1, πυκνότητας 0.001225 g/cm^3 , βρίσκεται στο εσωτερικό της κλειστής επιφάνειας 1 και ταυτόχρονα έξω από τα κελιά 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13 και 14.

Προσοχή! Είναι απαραίτητο σε κάθε προσομοίωση να οριστεί:

- Το κελί που θα οριοθετεί τον «κόσμο» του προβλήματος. Αυτό το κελί, είναι συνήθως το εσωτερικό μίας κλειστής επιφάνειας, που περικλείει όλα τα άλλα αντικείμενα του προβλήματος. Κάθε σωματίδιο, όταν φτάσει στο σύνορό της, παύει να παρακολουθείται. Π.χ

1 1 -0.001225 -1 #2 #3 #4 #5 #6 #7 #8 #9 #10 #11 #12 #13 #14 \$ Room

- Το κελί που θα αναφέρεται στον «έξω κόσμο». Αυτό το κελί, είναι το εξωτερικό της κλειστής επιφάνειας που περικλείει όλα τα άλλα αντικείμενα του προβλήματος.

30 0 1 \$ Outside world

2. Ορισμοί επιφανειών (surface cards)

Σε αυτό το τμήμα του κώδικα υλοποιούνται όλες οι επιφάνειες που είναι απαραίτητες για την περιγραφή της γεωμετρίας της πειραματικής διάταξης και τη δημι-ουργία όλων των κελιών. Υπάρχει η δυνατότητα χρήσης πολλών διαφορετικών επιφανειών, όπως σφαιρών, παραλληλεπίπεδων, κυλίνδρων, κώνων και άλλων. Αφού επιλεγεί ο τύπος της επιφάνειας, αρκεί να οριστούν:

- για μία ανοιχτή επιφάνεια, οι παράμετροι της γεωμετρικής της εξίσωσης
- για μία κλειστή επιφάνεια, οι διαστάσεις της.

Ο πιο φιλικός προς τον χρήστη τρόπος κατασκευής μίας επιφάνειας είναι από το μενού του προγράμματος. Για παράδειγμα, έστω ότι σκοπός είναι η δημιουργία μιας σφαίρας με ακτίνα 2 m, η οποία θα παίζει το ρόλο του «κόσμου». Η διαδικασία είναι η εξής:

- Επιλογή του «Surface», στο αρχικό παράθυρο. Εμφανίζεται αυτομάτως ένα καινούριο παράθυρο με το όνομα «Surface», στο οποίο γίνεται η επεξεργασία της επιφάνειας.
- Επιλογή του «Wizard» στο καινούριο παράθυρο. Εμφανίζεται αυτομάτως ένα καινούριο παράθυρο με το όνομα «Surface Wizard», στο οποίο γίνεται η επιλογή

του τύπου της επιφάνειας. Για τη σφαίρα, αρκεί να επιλεγθεί το «Sphere» και στη συνέχεια να οριστούν το κέντρο και η ακτίνα της σφαίρας.
Έτσι, προκύπτει για παράδειγμα:

1 so 100 \$ Room

Επιφάνεια υπ' αριθμόν 1, έχει το σχήμα σφαίρας, με κέντρο το σημείο (0, 0, 0) και ακτίνα 100 cm.

Σημείωση

* Όλοι οι αριθμοί εισάγονται σε cm.

* Είναι πολύ χρήσιμη η επιλογή «Macrobodies» στο παράθυρο «Surface Wizard», έχει πολλούς τύπους επιφανειών (box, rcc, trc, κτλ).

3. Ορισμοί άλλων παραμέτρων (data cards)

Σε αυτό το τμήμα του κώδικα προσδιορίζονται όλοι οι παράγοντες που είναι απαραίτητοι για την προσομοίωση και έχουν παραλειφθεί μέχρι στιγμής.

α) Περιγραφή υλικών (Materials)

Εδώ ορίζονται όλα τα υλικά από τα οποία αποτελούνται τα αντικείμενα της προσομοίωσης. Για τον ορισμό ενός υλικού χρησιμοποιείται η εντολή «m» (material). Για παράδειγμα:

m1 7014.60c -0.755636 \$ Air
8016.60c -0.231475 18000.59c -0.012889

Μετά την εντολή «m» ακολουθεί ο αριθμός- ταυτότητα του στοιχείου, δηλαδή εδώ πρόκειται για το υλικό υπ' αριθμόν 1. Στη συνέχεια, ορίζεται η σύσταση του υλικού. Το κάθε στοιχείο που περιέχεται μέσα στο υλικό κωδικοποιείται στη μορφή ZZZAAA, όπου Z ο ατομικός και A ο μαζικός του αριθμός. Για παράδειγμα, το οξυγόνο που υπάρχει στον αέρα περιγράφεται ως «008016», ή ως «8016». Η συνέχεια της εντολής «.60c» αναφέρεται στη βιβλιοθήκη από την οποία έχει ληφθεί η σύσταση του αέρα (επειδή ο αέρας υπάρχει μέσα στα προκαθορισμένα υλικά του προγράμματος). Η φυσική ισοτοπική σύσταση ενός στοιχείου δηλώνεται με περιγραφή της μορφής ZZZ000. Για παράδειγμα, για το Ge θα είναι «32000». Εκτός από τον ορισμό των στοιχείων που αποτελούν ένα υλικό, πολύ σημαντικό είναι να ορισθεί και η αναλογία τους. Όταν οι αριθμοί που ακολουθούν την ταυτότητα του στοιχείου «ZZZAAA» έχουν:

- Αρνητικό πρόσημο, τότε αναφέρονται σε ποσοστιαία αναλογία μαζών των στοιχείων. Έτσι, ο αέρας σύμφωνα με το προηγούμενο παράδειγμα, έχει σε αναλογία μαζών 76% άζωτο, 23% οξυγόνο και 1% αργό.

- Θετικό πρόσημο, τότε αναφέρονται σε ατομική αναλογία.

Για παράδειγμα, ο στόχος του τριτίου (TiT), που το 61% των πυρήνων του είναι τρίτιο και το 39% είναι τιτάνιο, μπορεί να περιγραφεί ως:

m9 22000. 0.39324 \$ TiT
1003. 0.60676

β) Περιγραφή πηγής (Source definition)

Μια πηγή ορίζεται με την εντολή «sdef» (source definition). Επειδή οι μεταβλητές, που πρέπει να καθοριστούν για την ακριβή περιγραφή της, είναι πολλές, για ευκολότερη κατανόηση, θα αναλυθεί η περιγραφή του στόχου του τρίτου ως πηγής νετρονίων, με κεντρική ενέργεια 17.5 MeV. Ο ορισμός της πηγής ξεκινά ως εξής:

```
sdef pos=-0.53015 0 0 axs=1 0 0 rad=d1 ext=d2 erg=d3 vec=1 0 0 dir=ferg=d4 par=1
```

Αρχικά, ορίζεται η θέση (pos) της πηγής να είναι στο σημείο (-0.53015, 0, 0). Στη συνέχεια, δηλώνεται ότι η ακτίνα της πηγής (rad) θα οριστεί από την κατανομή 1 (distribution 1), d1, που θα δοθεί αργότερα. Το πάχος της πηγής (ext) θα οριστεί από την κατανομή 2 και κατά τον ίδιο τρόπο, θα οριστούν και οι ενέργειες (erg) των σωματίων που εκπέμπονται από την πηγή, από την κατανομή 3. Η κατανομή που θα χρησιμοποιηθεί για να περιγράψει το πάχος της πηγής (ext) θα εκτείνεται κατά μήκος του άξονα x, σύμφωνα με το «axs=1 0 0». Οι διευθύνσεις των σωματίων που θα εκπέμπονται (dir) θα είναι συναρτήσει της ενέργειας (ferg) και θα ορίζονται από την κατανομή 4. Τέλος, ο τύπος των σωματίων που θα εκπέμπονται από την πηγή θα είναι νετρόνια (par=1). Για φωτόνια είναι par=2, ενώ για ηλεκτρόνια είναι par=3.

c Beam spot

```
si1 0 0.4
```

Ακολουθεί ο ορισμός της κατανομής 1 (source information 1). Η ακτίνα της πηγής θα εκτείνεται από το 0 έως το 0.4 (σε cm).

c TiT thick

```
si2 -0.000154 0.000154
```

Από την κατανομή 2 (source information 2) ορίζεται το πάχος της πηγής. Από τη θέση που βρίσκεται το κέντρο της πηγής (pos), η πηγή εκτείνεται 0.000154 cm προς τα αρνητικά x και 0.000154 cm προς τα θετικά x. Δηλαδή έχει πάχος 0.000308 cm.

Στη συνέχεια, ακολουθεί η περιγραφή των νετρονίων, δηλαδή, ποιές θα είναι οι ενέργειές τους, με ποιιά γωνιακή κατανομή θα εκπέμπονται και με ποιιά πιθανότητα. Οι πληροφορίες που είναι απαραίτητες για αυτά τα ζητήματα, υπάρχουν σε μελέτες που έχουν γίνει με θέμα την κινηματική της αντίδρασης D-T [16]. Τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν αναφέρονται στο παράρτημα ΣΤ.

c Energies

```
si3 h 12.191 12.2 12.225 12.267 12.325 12.4 12.491 12.598  
12.72 12.857 13.008 13.173 13.35 13.539 13.739 13.949  
14.167 14.392 14.622 14.857 15.093 15.329 15.563 15.793  
16.017 16.233 16.439 16.633 16.812 16.975 17.121 17.247  
17.352 17.435 17.495 17.531 17.543
```

Με την εντολή «si3» καθορίζονται οι ενέργειες (erg) των νετρονίων (κατανομή 3, d3) που εκπέμπονται από την πηγή. Οι ενέργειες δίνονται σε MeV. Το γράμμα «h» σημαίνει ότι οι ενέργειες θα περιγραφούν σε μορφή ιστογράμματος.

Στη συνέχεια, δίνονται κάποιοι αριθμοί που αναφέρονται στο ποσοστό που καταλαμβάνει η γωνία στην οποία εκπέμπεται το νετρόνιο, σε σχέση με τη στερεά γωνία 4π (βλ. Παράρτημα Z).

```
c Fractional solid angle for each bin
sp3 d 0 0.0020 0.0058 0.0095 0.0132 0.0167 0.0202 0.0235 0.0266
    0.0295 0.0322 0.0346 0.0368 0.0387 0.0403 0.0416 0.0426 0.0432
    0.0432 0.040 0.0432 0.0426 0.0416 0.0403 0.0387 0.0368 0.0346
    0.0321 0.0294 0.0265 0.0234 0.0201 0.0167 0.0131 0.0094 0.0057
    0.0019
```

Ακολουθούν οι (κανονικοποιημένες στη μονάδα) πιθανότητες που αντιστοιχούν σε κάθε γωνία εκπομπής και σε κάθε ενέργεια νετρονίου (βλ. Παράρτημα Z).

```
c Normalized differential cross section(mb/Sr)
sb3 d 0.00 0.02 0.02 0.02 0.02 0.02 0.02 0.02 0.021 0.021
    0.021 0.022 0.022 0.023 0.024 0.024 0.025 0.026 0.026 0.027 0.028
    0.028 0.029 0.03 0.031 0.031 0.032 0.033 0.033 0.034 0.034 0.035
    0.035 0.036 0.036 0.036 0.036
```

Και τέλος, ορίζονται οι γωνίες εκπομπής σε μορφή συνημιτόνου.

```
c Gwnia ekpompis apo 180 -> 0 degrees
ds4 a -1 -0.996058551 -0.984545442 -0.965546939 -0.939207484 -0.905727334
    -0.865361036 -0.818415488 -0.765247615 -0.706261645 -0.641906042
    -0.572670096 -0.499080199 -0.421695849 -0.341105390 -0.257921542
    -0.172776744 -0.086318343 0 0.087904943 0.174345226 0.259459982 0.342602091
    0.423139432 0.500459689 0.573975004 0.643126448 0.707388269 0.766271892
    0.819329632 0.866158094 0.906401249 0.939753130 0.965960169
    0.984823114 0.996198553 1
```

γ) Importances

Προτού ξεκινήσουν να ορίζονται οι παράμετροι που έχουν αναφερθεί σε αυτήν την υποενότητα μέχρι στιγμής, με μία εντολή ορίζεται το ποιό είναι τα σωμάτια που τίθενται υπό παρακολούθηση κατά την διάρκεια της προσομοίωσης. Η εντολή αυτή είναι η εξής:

```
mode n
```

Σε αυτήν την περίπτωση επιλέγεται να παρακολουθούνται τα νετρόνια.

```
imp:n      1 28r      0 $ 1, 30
```

Στη συνέχεια, με την εντολή «imp» ορίζονται τα κελιά, στα οποία θα επικεντρωθεί η παρακολούθηση. Στο παράδειγμα, ο συνολικός αριθμός των κελιών είναι 30, όμως, το τελευταίο κελί που παίζει το ρόλο του «κόσμου» δεν πρέπει να παρακολουθείται. Έτσι, τίθενται σε παρακολούθηση τα κελιά από το 1^ο μέχρι και τα 28 επόμενα (1 28r), δηλαδή μέχρι και το 29^ο κελί.

δ) Tally card

Εδώ ορίζονται οι πληροφορίες που επιθυμεί ο χρήστης να αποτυπωθούν στο αρχείο εξόδου. Η εντολή που χρησιμοποιείται είναι το «f» και ανάλογα με τον αριθμό που ακολουθεί, δίνεται η εντολή για τον υπολογισμό άλλου μεγέθους. Στην συγκεκριμένη εργασία έχουν χρησιμοποιηθεί δύο εντολές:

- f4, για τον υπολογισμό της μέσης ροής σωματίων σε κάποιο κελί
- f8, για τον υπολογισμό της κατανομής του ύψους των παλμών που εισέρχονται σε ένα κελί

Για παράδειγμα, για τον υπολογισμό της ροής νετρονίων στα κελιά 25, 24, 26, 27, 28 και 29, η εντολή είναι:

```
f4:n 25 24 26 27 28 29 $ Average neutron flux
```

Η ροή των νετρονίων παρακολουθείται παράλληλα με την ενέργειά τους. Με την εντολή:

```
e0 0 40i 18 $ Energy bins for tally
```

ορίζονται 40 διαστήματα μεταξύ των ενεργειών 0-18 MeV. Έτσι, τα αποτελέσματα της προσομοίωσης προκύπτουν σε στήλες τη μορφής:

```
cell 25
energy
0.0000E+00 0.00000E+00 0.0000
4.3902E-01 4.69009E-04 0.0054
[...] [...] [...]
1.7561E+01 1.30037E-02 0.0004
1.8000E+01 0.00000E+00 0.0000
total 1.61043E-02 0.0005
```

όπου, στην 1η στήλη είναι οι ενέργειες των νετρονίων από 0-18 MeV και στην 2η στήλη η ροή των νετρονίων ανά νετρόνιο που εκπέμπεται από την πηγή και ανά cm².

ε) Τερματισμός εκτέλεσης αρχείου

Συνήθως, στο τέλος του αρχείου εισόδου ορίζεται η χρονική διάρκεια εκτέλεσης της προσομοίωσης. Αυτό μπορεί να γίνει με δύο τρόπους:

- Με καθορισμό του συνολικού αριθμού των γεγονότων που επιθυμεί ο χρήστης να παραχθούν από την πηγή. Αυτό επιτυγχάνεται με την εντολή «nps» (n- particles), π.χ:

```
nps 100000000 $ The usual method for limiting how long MCNP runs.
```

- Με ορισμό της επιθυμητής χρονικής διάρκειας (σε min), απευθείας, με την εντολή «ctme», π.χ:

```
ctme 60
```

Το αρχείο εισόδου, για την εύρεση της ροής νετρονίων σε όλους τους στόχους κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσης, βρίσκεται ολόκληρο, στο παράρτημα Η.

4.1.3 O visual editor

Το πρόγραμμα περιλαμβάνει Visual Editor, ο οποίος δίνει τη δυνατότητα οπτικοποίησης της διάταξης που προσομοιώνεται. Πολύ χρήσιμα για τη δημιουργία του σωστού κώδικα μιας προσομοίωσης είναι:

- η απεικόνιση σε τρεις διαστάσεις (3D View), που μπορεί να παρουσιάσει μεμονωμένα κάθε αντικείμενο- κελί
- ο μεταφραστής (Compiler → Save -- Update) που ελέγχει την ορθότητα του συντακτικού στο αρχείο εισόδου (Input).

4.2 Επεξεργασία αποτελεσμάτων και εύρεση της ροής στο ^{241}Am

Με την εντολή «f4:n 25 24 26 27 28 29» που αναφέρθηκε στην προηγούμενη υποενότητα, ζητείται από το MCNP να υπολογιστεί η μέση ροή των νετρονίων στα κελιά 25, 24, 26, 27, 28 και 29, τα οποία αντιστοιχούν στα Al_F, Am, Al_B, Au1, Nb1 και Al1, αντίστοιχα. Έτσι, στο αρχείο εξόδου του MCNP εμφανίζονται για το κάθε ένα από αυτά τα κελιά, τρεις στήλες δεδομένων.

- Η πρώτη στήλη, δίνει τις ενέργειες των νετρονίων σε MeV.
- Η δεύτερη στήλη, δίνει τη ροή ανά νετρόνιο που εκπέμπεται από την πηγή, ανά cm². Αυτό σημαίνει ότι, για να βρεθεί η ροή νετρονίων ανά cm² για κάθε κελί, πρέπει ο αριθμός που δίνεται στη δεύτερη στήλη για κάθε ενέργεια, να πολλαπλασιαστεί με τον συνολικό αριθμό των νετρονίων που εκπέμπονται από την πηγή. Δηλαδή:

$$\frac{\text{Ροή νετρονίων}}{\text{cm}^2} = \frac{\text{Ροή νετρονίων}}{\text{νετρόνιο} \cdot \text{cm}^2} \cdot (\text{nps}=100000000)$$

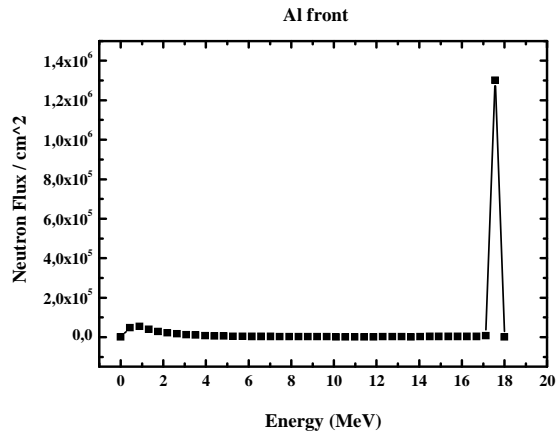
- Η τρίτη στήλη, δίνει το σχετικό σφάλμα της ροής της δεύτερης στήλης. Δηλαδή, πρέπει:
 - Να βρεθεί το σφάλμα της ροής ανά νετρόνιο, ανά cm². Αυτό γίνεται σύμφωνα με τη σχέση:

$$\begin{aligned} \text{Σχετικό σφάλμα} &= \frac{\text{Σφάλμα}}{\text{Τιμή}} \Leftrightarrow \text{Σφάλμα} = \text{Σχετικό σφάλμα} \times \text{Τιμή} \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow \text{Σφάλμα} \left(\frac{\text{Ροής νετρονίων}}{\text{νετρόνιο} \times \text{cm}^2} \right) &= \text{Σχετικό σφάλμα} \times \text{Τιμή} \left(\frac{\text{Ροής νετρονίων}}{\text{νετρόνιο} \times \text{cm}^2} \right) \end{aligned}$$

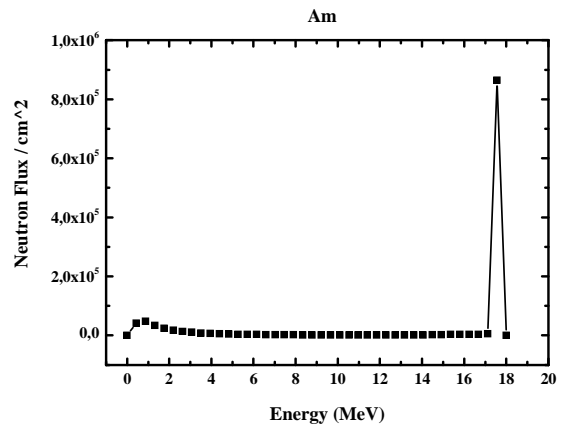
- Και από το σφάλμα της ροής ανά νετρόνιο, ανά cm², να βρεθεί το σφάλμα της ροής ανά cm² ως εξής:

$$\text{Σφάλμα} \left(\frac{\text{Ροής νετρονίων}}{\text{cm}^2} \right) = \text{Σφάλμα} \left(\frac{\text{Ροής νετρονίων}}{\text{νετρόνιο} \cdot \text{cm}^2} \right) \cdot (\text{nps}=100000000)$$

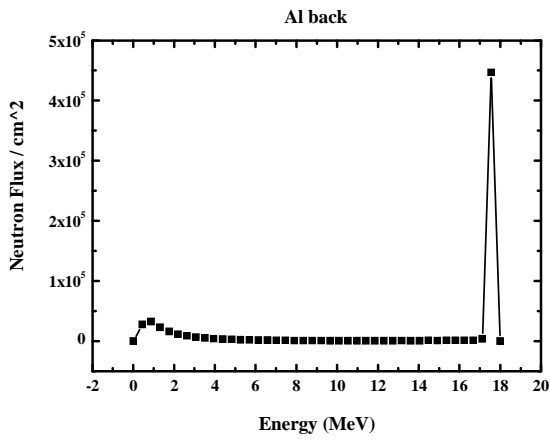
Έτσι, προκύπτουν έξι πίνακες, ένας για κάθε στόχο, που δίνουν τη ροή νετρονίων ανά cm², συναρτήσει της ενέργειας.



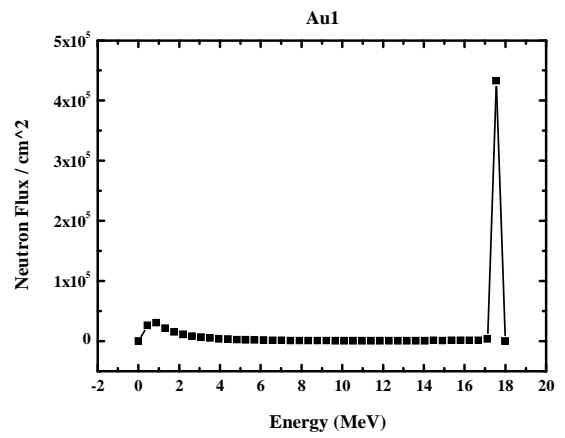
Σχήμα 4.1: Ροή νετρονίων στο Al_F.



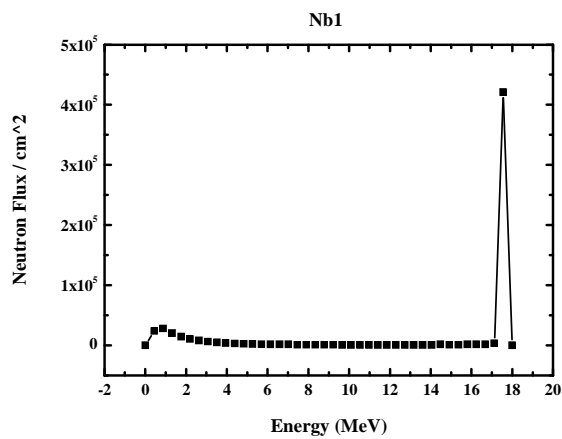
Σχήμα 4.2: Ροή νετρονίων στο Am.



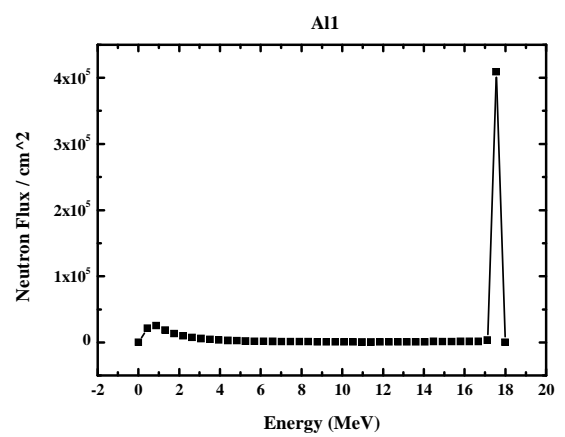
Σχήμα 4.3: Ροή νετρονίων στο Al_B.



Σχήμα 4.4 Ροή νετρονίων στο Au1.



Σχήμα 4.5: Ροή νετρονίων στο Nb1.



Σχήμα 4.6: Ροή νετρονίων στο Al1.

Όπως ήταν αναμενόμενο, η ροή των νετρονίων ανά cm^2 μειώνεται από τον ένα στόχο στον άλλο, ως εξής:

- ✓ Στο Al_F , είναι: 1300370 n/cm^2 .
- ✓ Στο Am , είναι: 863746 n/cm^2 .
- ✓ Στο Al_B , είναι: 446907 n/cm^2 .
- ✓ Στο Au1 , είναι: 432913 n/cm^2 .
- ✓ Στο Nb1 , είναι: 421106 n/cm^2 .
- ✓ Στο Al1 , είναι: 408950 n/cm^2 .

Από τα παραπάνω αποτελέσματα, αυτό που είναι σημαντικό, δεν είναι η απόλυτη τιμή της ροής νετρονίων ανά cm^2 , αλλά ο τρόπος με τον οποίο φθίνει η ροή από τον ένα στόχο στον άλλο.

Η πειραματική τιμή της ροής νετρονίων που υπολογίστηκε στην υποενότητα 3.3.1, για το Al_F , θεωρήθηκε έγκυρη. Με δεδομένη αυτήν την τιμή, μπορούν να υπολογιστούν οι τιμές της ροής και για τους άλλους στόχους, σύμφωνα με την φθίνουσα πορεία που βρέθηκε από την προσομοίωση με τον κώδικα MCNP. Έτσι, προκύπτουν οι τιμές της ροής νετρονίων που φαίνονται στον παρακάτω πίνακα:

Στόχος αναφοράς	Πειραματική ροή νετρονίων		Αναμενόμενη ροή νετρονίων σύμφωνα με το MCNP
	Φ ($\times 10^{11} \text{ n/cm}^2$)	$\delta\Phi$ ($\times 10^{11} \text{ n/cm}^2$)	Φ ($\times 10^{11} \text{ n/cm}^2$)
Al_F	2.98	0.13	2.98
Am	-	-	1.98
Al_B	1.05	0.05	1.02
Au1	0.88	0.04	0.99
Nb1	0.84	0.04	0.97
Al1	0.80	0.04	0.94

Πίνακας 4.1: Ροή νετρονίων που προσπίπτει στους στόχους αναφοράς και στο δείγμα του ^{241}Am . Στον πίνακα φαίνονται και οι πειραματικές τιμές και οι προβλεπόμενες τιμές από την προσομοίωση. Η τιμή της αναμενόμενης ροής για το Al_F σύμφωνα με το MCNP, ταυτίζεται με την πειραματική, ενώ οι υπόλοιπες τιμές προκύπτουν από το MCNP σύμφωνα με την φθίνουσα πορεία που αυτό «υποδεικνύει».

Είναι φανερό ότι, οι τιμές της αναμενόμενης ροής, που προκύπτουν από την προσομοίωση με τον κώδικα MCNP για τους τρεις τελευταίους στόχους (Au1 , Nb1 και Al1) είναι μεγαλύτερες από τις πειραματικές, πέρα από τα όρια των σφαλμάτων των πειραματικών τιμών. Παρόλα αυτά, επειδή οι αναμενόμενες ροές στα δύο αλουμίνια που βρίσκονται εκατέρωθεν της πηγής του Am (Al_F και Al_B) συμφωνούν με τις πειραματικές ροές, η προβλεπόμενη τιμή της ροής στο Am , σύμφωνα με το MCNP, θεωρείται έγκυρη. Επομένως, η τιμή της ροής των νετρονίων που προσπίπτει στο στόχο του ^{241}Am , με ένα σφάλμα της τάξης του 5%, είναι:

$$\boxed{(\Phi)_{\text{Am}} = (1.98 \pm 0.10) \cdot 10^{11} \text{ νετρόνια/cm}^2} \quad (4.2.1)$$

Αξίζει να σημειωθεί ότι, η διατομή της δέσμης των δευτερίων (beam spot) ορίστηκε με τον κώδικα MCNP (βλ. Υποενότητα 4.1.2) ως μία κυκλική επιφάνεια, με ακτίνα $r=0.4 \text{ cm}$, μέσα από την οποία εκπέμπονται τα νετρόνια. Στην επόμενη ενότητα, παρουσιάζεται η μελέτη που έγινε για την εξάρτηση της ροής της δέσμης των νετρονίων από τις διαστάσεις της διατομής της δέσμης των δευτερίων (beam spot) και ο λόγος για τον οποίο επιλέχθηκε η τιμή $r=0.4 \text{ cm}$.

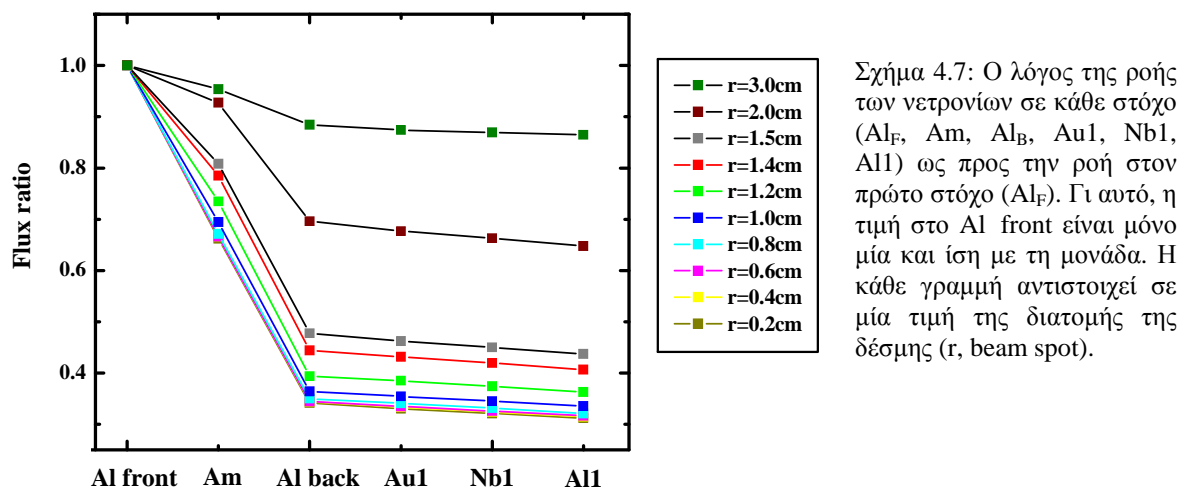
4.3 Εξάρτηση της ροής της δέσμης νετρονίων από τις διαστάσεις της διατομής της δέσμης δευτερίων (beam spot)

Προκειμένου να μελετηθεί η επιρροή που έχουν οι διαστάσεις της διατομής της δέσμης των δευτερίων (beam spot), στη ροή των νετρονίων που προσπίπτει στους στόχους που ακτινοβολούνται, έγινε μία σειρά προσομοιώσεων με τον κώδικα MCNP. Πραγματοποιήθηκαν 10 σύντομες (nps=1000000) προσομοιώσεις με τις συνθήκες ακτινοβολήσεως και το μόνο που μεταβλήθηκε σε αυτές, είναι η ακτίνα της διατομής της δέσμης δευτερίων πάνω στο στόχο του τριτίου (beam spot), η οποία πήρε τιμές από $r=0.2$ cm έως $r=3.0$ cm. Τα αποτελέσματα φαίνονται στον πίνακα 4.2.

Στόχος	$\Phi_{\text{Πείραμα}} (\times 10^{11} \text{ n/cm}^2)$	Ακτίνα της κυκλικής διατομής της δέσμης δευτερίων r (cm)									
		0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.5	2.0	3.0
Al front	2.98	2.98	2.98	2.98	2.98	2.98	2.98	2.98	2.98	2.98	2.98
Am	-	1.97	1.99	1.99	2.00	2.07	2.19	2.34	2.41	2.76	2.84
Al back	1.05	1.02	1.03	1.03	1.04	1.08	1.17	1.32	1.42	2.07	2.64
Au1	0.88	0.98	0.99	1.00	1.02	1.06	1.15	1.29	1.38	2.02	2.61
Nb1	0.84	0.96	0.97	0.97	0.99	1.03	1.11	1.25	1.34	1.98	2.59
All	0.80	0.93	0.94	0.94	0.96	1.00	1.08	1.21	1.30	1.93	2.58

Πίνακας 4.2: Στον πίνακα φαίνονται οι αναμενόμενες, σύμφωνα με το MCNP, ροές στους στόχους που ακτινοβολούνται, για διαφορετικές ακτίνες της κυκλικής διατομής της δέσμης δευτερίων πάνω στο στόχο του τριτίου (beam spot).

Ο λόγος της ροής νετρονίων σε κάθε στόχο, ως προς την αρχική ροή, που είναι παντού ίδια (αφού ταυτίζεται με την πειραματική $2.98 \cdot 10^{11} \text{ n/cm}^2$), για κάθε περίπτωση της ακτίνας διατομής της δέσμης, φαίνεται στο σχήμα 4.7.



Από το σχήμα 4.7 είναι εμφανές ότι, όσο αυξάνεται η διατομή της δέσμης (beam spot), τόσο αυξάνεται η σχετική έντασή της που βομβαρδίζει τους επάλληλους στόχους, όπως αναμένεται από τη γεωμετρία της διάταξης. Επίσης, παρατηρείται μία έντονη πτώση μεταξύ του μπροστινού και του πίσω αλουμινίου (Al front και Al back), γεγονός που αναμένεται, λόγω της σύνθετης γεωμετρίας του στόχου του Am. Με λογικές διαστάσεις της διατομής της δέσμης (0.2 - 1.0 cm) η συμπεριφορά φαίνεται να διατηρείται. Κι επειδή τελικά, όσο το r κυμαίνεται σε ρεαλιστικές τιμές (0.2 - 0.6 cm), η αλλαγή που προκαλείται εξαιτίας της διατομής της δέσμης δεν είναι σημαντική, επιλέγεται η τιμή $r=0.4$ cm, η οποία ορίζει μία κυκλική επιφάνεια με διάμετρο 0.8 cm, που είναι πολύ κοντά στο πείραμα (0.7 cm \times 1 cm) (βλ. Εικόνα 2.7).

Κεφάλαιο 5

Υπολογισμός της ενεργού διατομής με προσομοίωση MCNP

Σε αυτό το κεφάλαιο, περιγράφεται ένας άλλος τρόπος υπολογισμού της ενεργού διατομής, μέσω προσομοίωσης των πειραματικών συνθηκών με τον κώδικα MCNP. Έχει προηγηθεί ο πειραματικός τρόπος υπολογισμού της ενεργού διατομής μέσω του λόγου R , που έχει ήδη περιγραφεί στην υποενότητα 3.2.1.

5.1 Μέθοδος υπολογισμού της ενεργού διατομής

Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 3, η ενεργός διατομή υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\sigma = \frac{N_p}{N_t} \cdot \frac{1}{\Phi} \quad (5.1.1)$$

όπου: N_p : το πλήθος των πυρήνων ^{240}Am που παράχθηκαν από τη δέσμη
 N_t : το πλήθος των πυρήνων ^{241}Am του στόχου που ακτινοβολήθηκε
 Φ : η συνολική ροή των νετρονίων που προσέπεσαν στο στόχο κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης

Η ροή των νετρονίων (Φ) στο στόχο του ^{241}Am έχει ήδη υπολογιστεί στο κεφάλαιο 4, άρα Φ :γνωστό.

Το πλήθος των πυρήνων του ^{241}Am (N_t) στο δείγμα μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση:

$$N_t = \frac{m \cdot N_A}{A} \quad (5.1.2)$$

με τη χρήση της μάζας του Am , που δίνεται στον πίνακα 2.1 ως "Am content (mg)", άρα N_t :γνωστό.

Επομένως, μένει να βρεθεί το N_p , το οποίο δίνεται από τη σχέση:

$$N_p(t_B) = \frac{N_\gamma}{\epsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} \quad (5.1.3)$$

όπου:

N_γ : ο αριθμός των γεγονότων της κορυφής του ^{240}Am (987.76 keV) στο φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβόληση

ε : η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή (100%) για την ενέργεια 987.76 keV

F: διορθωτικός παράγοντας για την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου

I_γ : η ένταση της ακτίνας- γ ($E_\gamma=987.76$ keV $\Rightarrow I_\gamma=73.2\%$)

D: διορθωτικός παράγοντας για τις αποδιεγέρσεις των παραχθέντων πυρήνων ^{240}Am , από το πέρας της ακτινοβόλησης, μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας

f_c : ένας διορθωτικός παράγοντας με τον οποίο υπολογίζεται το ισοζύγιο ανάμεσα στην παραγωγή και την αποδιέγερση πυρήνων κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης.

Έτσι, η σχέση (5.1.1), μέσω της (5.1.3), γίνεται:

$$\sigma = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} \times \frac{1}{N_t} \times \frac{1}{\Phi} \quad (5.1.4)$$

όπου, οι μόνοι άγνωστοι παράγοντες είναι η απόδοση του ανιχνευτή (100%), στον οποίο μετρήθηκε το δείγμα του Am, για την ενέργεια των 987.76 keV (ε) και η ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου (F).

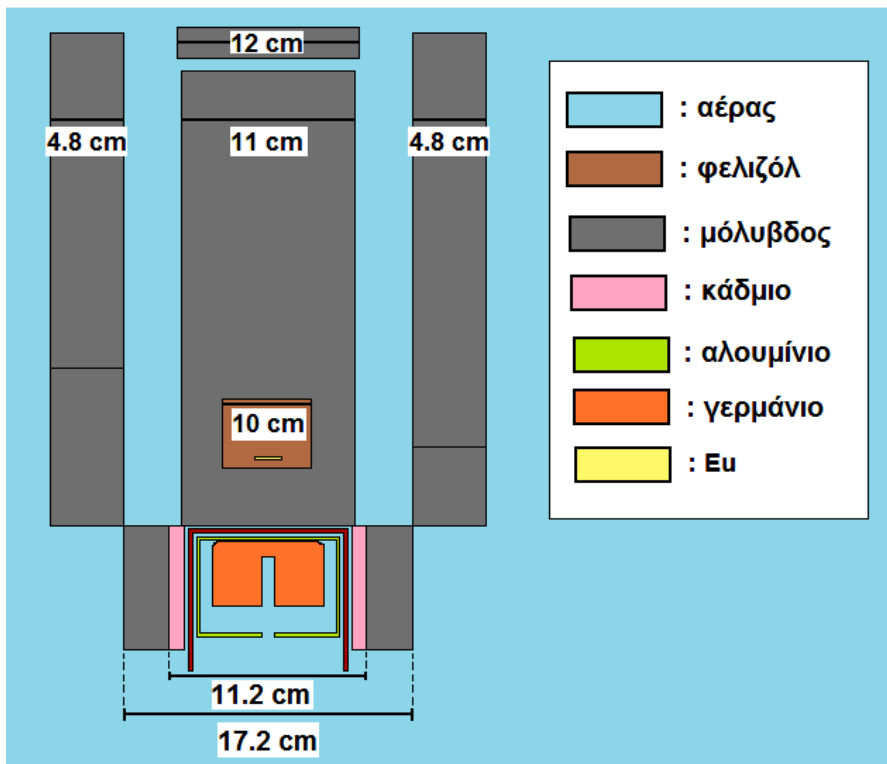
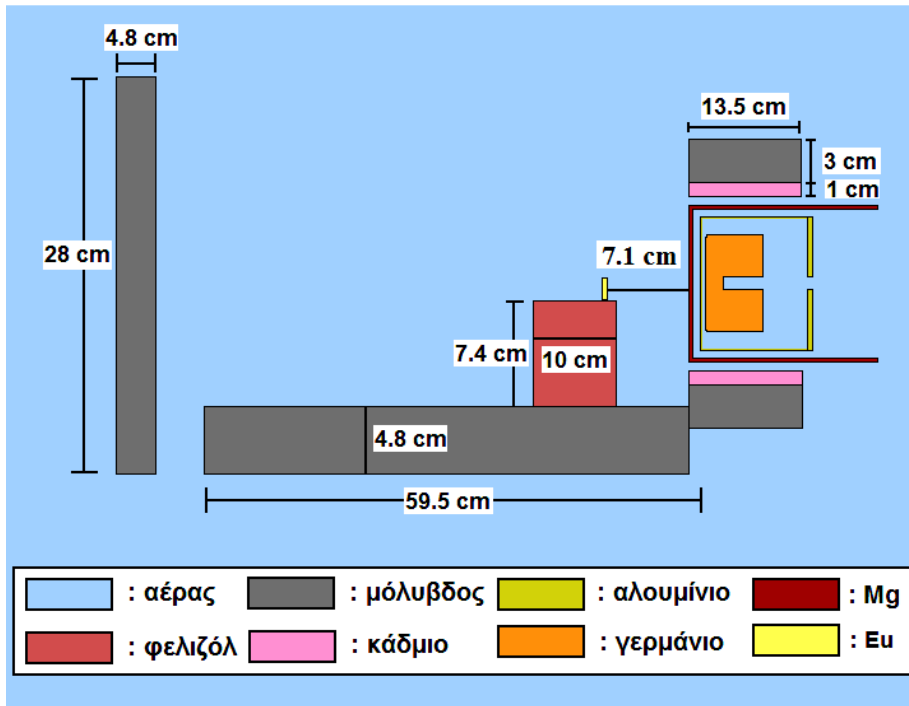
Αυτοί οι δύο παράγοντες, ε και F, θα υπολογιστούν μέσω προσομοιώσεων με τον κώδικα MCNP.

- ✓ Σε πρώτη φάση, θα προσομοιωθεί η λήψη φάσματος σημειακής πηγής ^{152}Eu και τα αποτελέσματα θα συγκριθούν με τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα. Έτσι, θα βεβαιωθεί πως η περιγραφή του ανιχνευτή με τον κώδικα MCNP είναι σωστή.
- ✓ Σε δεύτερη φάση, θα προσομοιωθεί η λήψη φάσματος της πηγής του ^{241}Am και τα αποτελέσματα θα συγκριθούν με τα αντίστοιχα δεδομένα από το φάσμα του δείγματος πριν την ακτινοβόληση. Έτσι, θα βεβαιωθεί πως η περιγραφή της γεωμετρίας του δείγματος με τον κώδικα MCNP είναι σωστή.
- ✓ Τέλος, θα βρεθεί η απόδοση του ανιχνευτή (100%) σε συνδυασμό με την ενδοαπορρόφηση, για τη γεωμετρία του δείγματος και για ενέργεια ακτίνων- γ 987.76 keV.

5.2 Προσομοίωση λήψης φάσματος ^{152}Eu

Στον υπερκαθαρό ανιχνευτή γερμανίου (HPGe, 100%), στον οποίο μετρήθηκε το δείγμα του Am πριν και μετά την ακτινοβόληση (βλ. Εικόνα 2.11, Κεφ. 2) λήφθηκε μία μέτρηση φάσματος σημειακής πηγής ^{152}Eu , προκειμένου να υπολογιστεί η απόλυτη απόδοσή του. Με την βοήθεια του κώδικα MCNP προσομοιώθηκε μία διάταξη που έχει σκοπό να προσεγγίσει την πραγματική πειραματική διάταξη. Η ιδέα είναι ότι, αν τα αποτελέσματα από το MCNP προσεγγίσουν ικανοποιητικά τα πειραματικά αποτελέσματα, αυτό σημαίνει ότι έχει επιτευχθεί η ορθή περιγραφή του ανιχνευτή Ge με τον κώδικα.

Η διάταξη της προσομοίωσης φαίνεται στο επόμενο σχήμα:

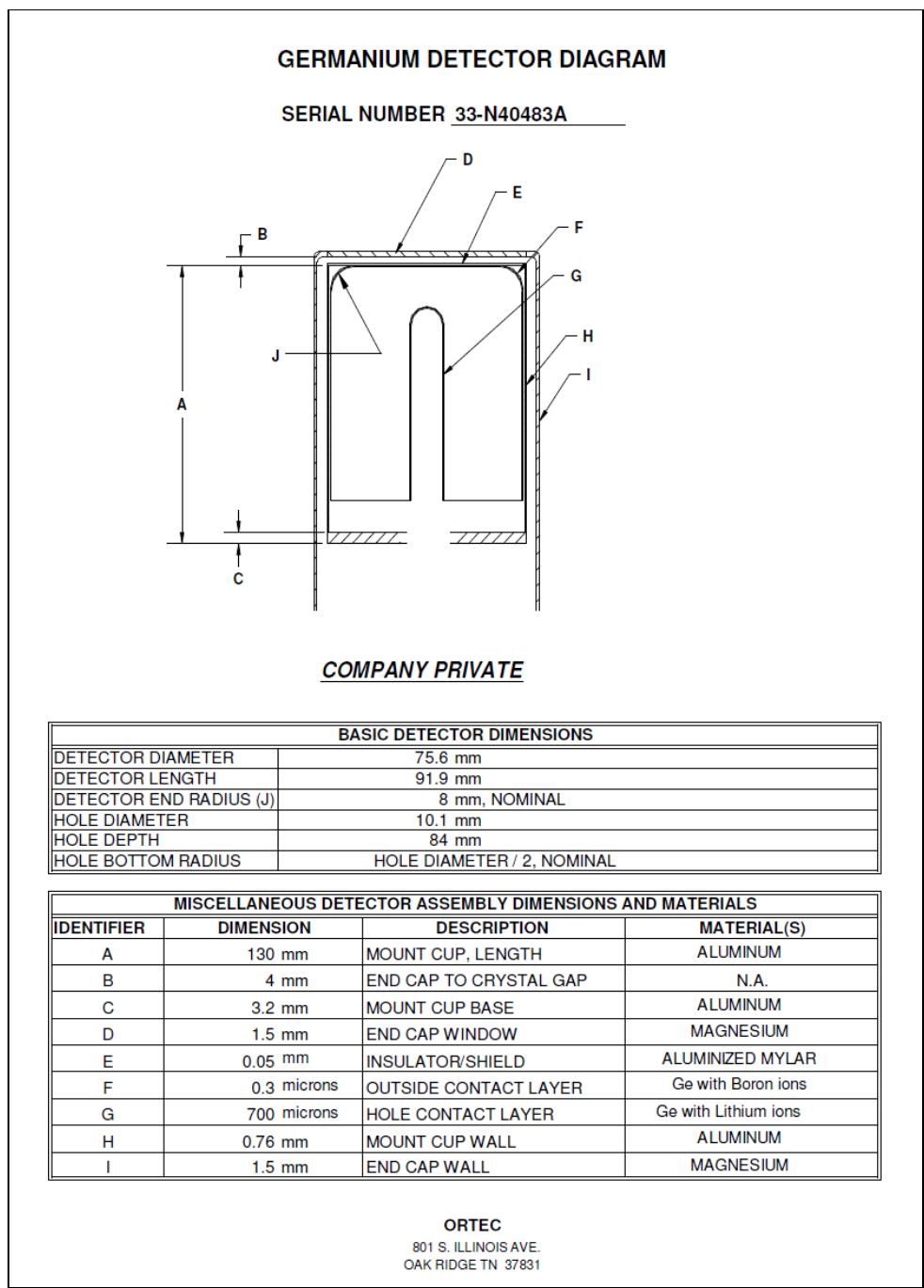


Σχήμα 5.1: Η διάταξη της προσομοίωσης με την οποία προσεγγίζεται η πειραματική διάταξη της λήψης του φάσματος σημειακού ^{152}Eu από τον ανιχνευτή Ge (100%). Οι διαστάσεις δεν είναι σε πραγματική κλίμακα για λόγους ευκρίνειας. Στο πρώτο σχήμα φαίνεται η διάταξη από το πλάι, ενώ στο δεύτερο σχήμα φαίνεται η κάτοψη της διάταξης.

Πάνω στον ανιχνευτή HPGe, υπάρχουν καταγεγραμμένα ορισμένα χαρακτηριστικά του:

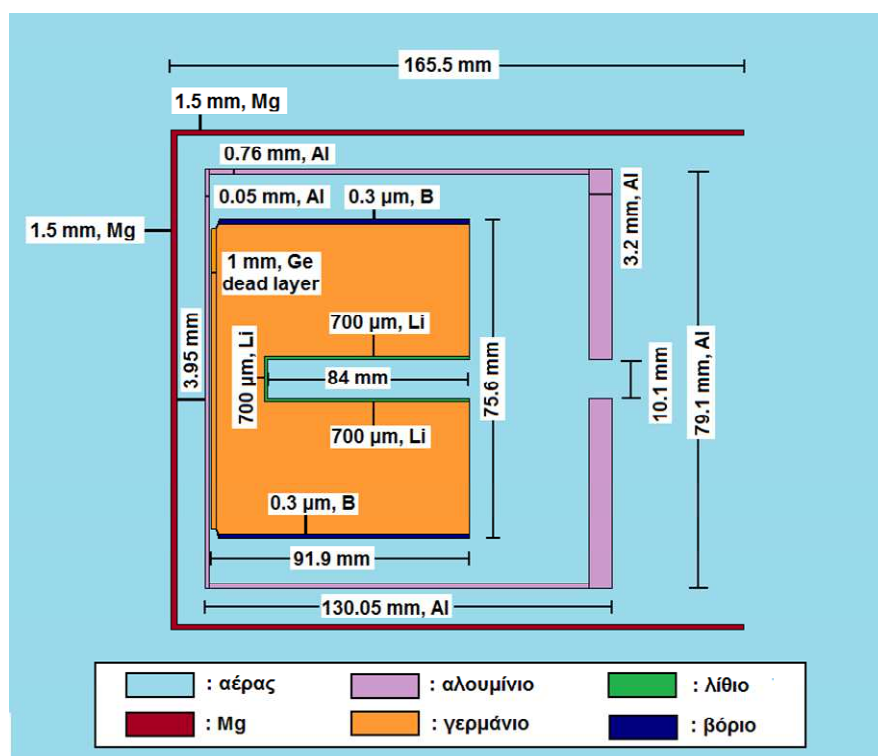
NO: GMX 90220-S
 CFG: LB-DUET-GMX-GG-S
 Serial No: 33-N40483A
 Bias voltage: 4500 negative

ενώ, σύμφωνα με την εταιρεία κατασκευής του (Ortec), η γεωμετρία του ανιχνευτή φαίνεται στην επόμενη εικόνα:



Εικόνα 5.1: Γεωμετρία του ανιχνευτή Ge (100%), σύμφωνα με την εταιρεία κατασκευής του (Ortec).

Επειδή η περιγραφή της γεωμετρίας του ανιχνευτή που δίνεται από την εταιρεία κατασκευής του (βλ. Εικόνα 5.1) είναι πολύ ακριβής, δεν χρειάστηκαν πολλές προσπάθειες μέχρι να "συμφωνήσουν" το πείραμα με την προσομοίωση. Έγιναν μόνο τρεις προσπάθειες, στις οποίες άλλαζε μόνο το πάχος του «νεκρού» στρώματος γερμανίου (dead layer) στην μπροστινή μεριά του κρυστάλλου. Πήρε τιμές από 0.08 cm έως 0.12 cm. Τελικά, ο ανιχνευτής Ge περιγράφηκε όπως φαίνεται στο σχήμα 5.2 και το Eu τοποθετήθηκε στην προσομοίωση, 1 mm πιο μακριά από τον ανιχνευτή, απ' ότι στην πραγματική μέτρηση.



Σχήμα 5.2: Ο ανιχνευτής Ge (100%) όπως προσομοιώθηκε με τον κώδικα MCNP. Οι διαστάσεις δεν είναι πραγματικές για λόγους ευκρίνειας.

Προκειμένου να κριθεί αν τα αποτελέσματα από το MCNP προσεγγίζουν ικανοποιητικά τα πειραματικά αποτελέσματα, πραγματοποιείται η παρακάτω διαδικασία:

- Επιλέγονται κάποιες κορυφές από το πειραματικό φάσμα του ^{152}Eu και αναλύονται με σκοπό να βρεθεί ο αριθμός των γεγονότων που αντιστοιχεί σε κάθε φωτοκορυφή.

Ενέργεια (keV)	Counts στο πειραματικό φάσμα του ^{152}Eu
121.78	92500
244.70	15730
344.28	47900
411.12	3330
443.96	4550
778.90	13160
964.08	12900
1085.90	8760
1112.10	11380
1408.00	14230

Πίνακας 5.1: Ανάλυση πειραματικού φάσματος ^{152}Eu , που λήφθηκε σε απόσταση 7 cm από τον ανιχνευτή Ge (100%), για 28504 s.

- Για κάθε μία από τις ενέργειες ακτίνων-γ που φαίνονται στον πίνακα 5.1, γίνεται μία ξεχωριστή προσομοίωση με το MCNP. Δηλαδή, για τη διάταξη που προαναφέρθηκε, ορίζεται κάθε φορά να αποστέλλονται, από την πηγή στον ανιχνευτή, φωτόνια μόνο μίας ενέργειας, με ένταση 100%. Για παράδειγμα, για φωτόνια της ενέργειας 121.78 keV, είναι:

```
c Energy
si2 L 0.121782
c Normalized intensity
sp2 1
```

Η εντολή που δίνεται στο «Tally card» είναι η εξής:

```
f8:p,e 17
e8 0 1e-03 4095I 1.51091
ft8 geb 0.00108 0.00046 1.62049
```

Από το MCNP ζητείται να υπολογιστεί η κατανομή ύψους των παλμών, για φωτόνια και ηλεκτρόνια, που εισέρχονται στο κελί 17. Δηλαδή, ζητείται να καταγραφούν οι ενέργειες που εναποτίθενται μέσα στον κρύσταλλο του Ge από κάθε φωτόνιο και κάθε ηλεκτρόνιο που εισέρχεται σε αυτόν. Οι ενέργειες, με την εντολή «e8», χωρίζονται σε 4095 διαστήματα (κανάλια) μέχρι τα 1.51 MeV. Με την εντολή «ft8 geb», δίνονται οι κατάλληλες παράμετροι, ώστε να ρυθμιστεί το FWHM και οι παλμοί να έχουν τη μορφή γκαουσιανής καμπύλης (βλ. Παράρτημα Θ). Στην ουσία, αυτό που αναμένεται να προκύψει στο αρχείο εξόδου του MCNP είναι ένα ιστόγραμμα (φάσμα) της απόδοσης του ανιχνευτή συναρτήσει της ενέργειας, δηλαδή ένα φάσμα, με τιμές efficiency.

Η διάρκεια της προσομοίωσης καθορίζεται από τον συνολικό αριθμό των φωτονίων που ορίζεται να παραχθούν από την πηγή. Ρυθμίζεται να είναι:

```
nps 10000000
```

Δηλαδή, όταν παραχθούν 10000000 φωτόνια, ενέργειας 121.78 keV και αυτά ολοκληρώσουν τη διαδρομή τους μέσα στον «κόσμο» της προσομοίωσης, τότε η προσομοίωση έχει τελειώσει.

- Αφού τελειώσει η προσομοίωση, το αρχείο εξόδου του MCNP εισάγεται σε ένα άλλο πρόγραμμα, που ονομάζεται MCNP Analyzer και αποτελεί εφαρμογή του Matlab. Εκεί, με σκοπό οι τιμές efficiency να μετατραπούν σε γεγονότα (counts) (βλ. Παράρτημα Θ) και να προκύψει ένα τυπικό φάσμα, εισάγονται τα εξής στοιχεία:
 - Η ενεργότητα της πηγής ^{152}Eu την ημέρα της λήψης του φάσματος.
 - Το live time του φάσματος που προσομοιώνεται.
 - Ένας διορθωτικός παράγοντας, ο οποίος αντιστοιχεί στην ένταση της ακτίνας-γ. Με αυτήν τη διόρθωση, αναιρείται η ένταση (100%) που δίνεται στο αρχείο εισόδου του MCNP.

Από το MCNP Analyzer εξάγεται ένα αρχείο, το οποίο εύκολα διαβάζεται από το πρόγραμμα SPECTRW. Το φάσμα που προκύπτει δε μοιάζει με το πειραματικό φάσμα του ^{152}Eu , μιας και έχει μόνο μία κορυφή! Αναμενόμενο, εφόσον η πηγή

^{152}Eu ορίστηκε, στο αρχείο εισόδου του MCNP, σαν να ήταν μονοενεργειακή. Παρόλα αυτά, η προσομοιωμένη κορυφή, με τη διαδικασία με την οποία προέκυψε, μπορεί να συγκριθεί με την πειραματική κορυφή της ίδιας ενέργειας.

- Εφόσον η παραπάνω διαδικασία πραγματοποιηθεί, για κάθε επιλεγμένη κορυφή του ^{152}Eu , αναλύονται όλες οι κορυφές που προκύπτουν από τις προσομοιώσεις, προκειμένου να βρεθούν τα γεγονότα που περιέχονται σε αυτές.
- Στη συνέχεια, συγκρίνονται τα γεγονότα των δύο κορυφών, πειραματικής και προσομοιωμένης, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\text{Ποσοστιαία Διαφορά (\%)} = \frac{N_{\text{πειραματικά}} - N_{\text{προσομοίωσης}}}{N_{\text{πειραματικά}}} \cdot 100 \quad (5.2.1)$$

και προκύπτει ο πίνακας που ακολουθεί (Πίνακας 5.2).

Ενέργεια (keV)	Counts στο πειραματικό φάσμα του ^{152}Eu	Counts προσομοιωμένης κορυφής	Ποσοστιαία Διαφορά (%)	Διορθωτικός παράγοντας
121.78	92500	77650	16.05	0.286
244.70	15730	16330	-3.81	0.076
344.28	47900	45650	4.70	0.265
411.12	3330	3350	-0.60	0.022
443.96	4550	4640	-1.98	0.032
778.90	13160	13120	0.30	0.129
964.08	12900	13030	-1.01	0.146
1085.90	8760	8450	3.54	0.102
1112.10	11380	11120	2.28	0.136
1408.00	14230	14810	-4.08	0.210

Πίνακας 5.2: Σύγκριση των γεγονότων των κορυφών του πειραματικού φάσματος του ^{152}Eu , με τα γεγονότα των κορυφών που προέκυψαν από την προσομοίωση με το MCNP, σύμφωνα με τη σχέση (5.2.1). Οι διορθωτικοί παράγοντες χρησιμοποιήθηκαν στην επεξεργασία των αρχείων εξόδου του MCNP, με το MCNP Analyzer, προκειμένου να διορθωθούν οι εντάσεις των ακτίνων-γ.

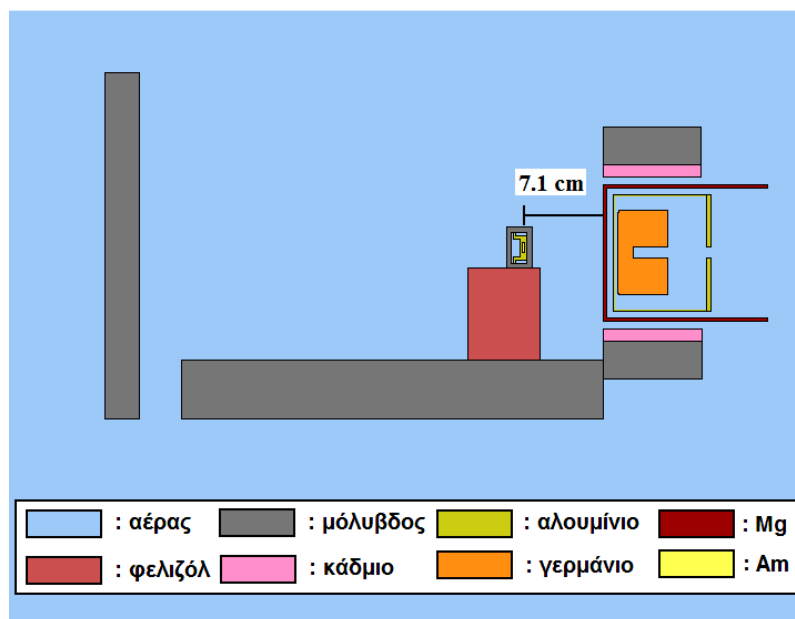
Τα αποτελέσματα της σύγκρισης για όλες τις κορυφές, εκτός της 121.78 keV, είναι στα όρια του 5%, ποσοστό που είναι πολύ ικανοποιητικό. Στο γεγονός ότι η κορυφή στα 121.78 keV δεν προσεγγίζεται τόσο καλά, δεν δίνεται ιδιαίτερη σημασία. Ο τελικός στόχος είναι η προσομοίωση του φάσματος ^{241}Am με το MCNP και με τη γεωμετρία του στόχου του ^{241}Am (που περιβάλλεται από μολύβδινο προστατευτικό κάλυμμα) όλες οι χαμηλοενεργειακές ακτίνες-γ «απορροφώνται» από το μολύβδο, «κόβονται». Άρα, δεν είναι απαραίτητο να δοθεί τόση σημασία σε μία περιοχή ενεργειών που δεν παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον για τη συνέχεια. Η ενεργειακή περιοχή ακτίνων-γ που παρουσιάζει ενδιαφέρον, βρίσκεται κοντά στην ενέργεια 987.76 keV, που είναι η χαρακτηριστική ενέργεια φωτονίων για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am} (n,2n)^{240}\text{Am}$.

Έτσι, το συμπέρασμα αυτής της υποενοτήτας είναι ότι, μέχρι στιγμής έχει επιτευχθεί μία καλή περιγραφή του ανιχνευτή Ge, με τον κώδικα MCNP. (Ο κώδικας που χρησιμοποιήθηκε φαίνεται πλήρης στο παράρτημα I).

5.3 Προσομοίωση λήψης φάσματος ^{241}Am πριν την ακτινοβόληση

Σε αυτήν την προσομοίωση, η γεωμετρία του ανιχνευτή θεωρείται δεδομένη καθώς και η γεωμετρία του δείγματος του Am, μιας και έχει επιβεβαιωθεί στο παρελθόν, με μία σειρά προσομοιώσεων [10]. Το μόνο που χρειάστηκε να μεταβληθεί είναι η απόσταση του δείγματος από τον ανιχνευτή, η οποία στην προσομοίωση αυξήθηκε κατά 2 mm, σε σχέση με την πραγματική. Ο κώδικας που χρησιμοποιήθηκε φαίνεται πλήρης στο παράρτημα Κ.

Με τον κώδικα MCNP προσομοιώνεται η παρακάτω διάταξη:



Σχήμα 5.3: Η διάταξη της προσομοίωσης με την οποία προσεγγίζεται η πειραματική διάταξη της λήψης του φάσματος σημειακού ^{241}Am από τον ανιχνευτή Ge (100%). Οι διαστάσεις δεν είναι σε πραγματική κλίμακα για λόγους ευκρίνειας.

Προκειμένου να κριθεί αν τα αποτελέσματα από το MCNP προσεγγίζουν ικανοποιητικά τα πειραματικά αποτελέσματα, πραγματοποιείται η ίδια διαδικασία με αυτήν που περιγράφηκε στην υποενότητα 5.2, όμως, για το φάσμα του ^{241}Am , δηλαδή:

- Επιλέγονται κάποιες κορυφές από το πειραματικό φάσμα του ^{241}Am και αναλύονται με σκοπό να βρεθεί ο αριθμός των γεγονότων που αντιστοιχεί σε κάθε φωτοκορυφή.

Ενέργεια (keV)	Counts στο πειραματικό φάσμα του ^{241}Am
332.36	1738280
335.38	5612900
368.59	2731700
376.65	1806300
619.01	847600
688.72	434800
722.01	2663200

Πίνακας 5.3: Ανάλυση πειραματικού φάσματος ^{241}Am , που λήφθηκε σε απόσταση 7.1 cm από τον ανιχνευτή Ge (100%), για 31850 s.

- Για κάθε μία από τις ενέργειες ακτίνων- γ που φαίνονται στον πίνακα 5.3, γίνεται μία ξεχωριστή προσομοίωση με το MCNP. Δηλαδή, ορίζεται κάθε φορά να αποστέλλονται, από την πηγή στον ανιχνευτή, φωτόνια μόνο μίας ενέργειας, με ένταση 100%. Για παράδειγμα, για φωτόνια της ενέργειας 332.36 keV, είναι:

```
c Energy
si2 L 0.332360
c Normalized intensity
sp2 1
```

Στο «Tally card» δίνονται οι ίδιες εντολές, με αυτές που δόθηκαν στην προηγούμενη υποενότητα για το ^{152}Eu . Δηλαδή, ζητείται και πάλι, να καταγραφούν οι ενέργειες που εναποτίθενται μέσα στον κρύσταλλο του Ge από κάθε φωτόνιο και κάθε ηλεκτρόνιο που εισέρχεται σε αυτόν. Οι παράμετροι που χρησιμοποιούνται για το FWHM είναι οι ίδιες με αυτές που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση του φάσματος του ^{152}Eu , μιας και η ανάλυση των κορυφών γίνεται με ολοκλήρωση (INTEGRATE) κι έτσι, το FWHM δεν επηρεάζει το αποτέλεσμα. Αναμένεται και πάλι, να προκύψει στο αρχείο εξόδου του MCNP ένα ιστόγραμμα (φάσμα) της απόδοσης του ανιχνευτή συναρτήσει της ενέργειας, δηλαδή ένα φάσμα, με τιμές efficiency.

Η διάρκεια της προσομοίωσης καθορίζεται και πάλι από τον συνολικό αριθμό των φωτονίων και ρυθμίζεται να είναι «nps 10000000».

- Αφού τελειώσει η προσομοίωση, το αρχείο εξόδου του MCNP εισάγεται στο MCNP Analyzer και εισάγονται, ως γνωστόν, τα εξής στοιχεία:
 - Η ενεργότητα της πηγής ^{241}Am την ημέρα λήψης του φάσματος.
 - Το live time του φάσματος που προσομοιώνεται.
 - Η ένταση της ακτίνας- γ (διορθωτικός παράγοντας).
- Αναλύονται οι κορυφές που προκύπτουν από τις προσομοιώσεις και τα γεγονότα των δύο κορυφών, πειραματικής και προσομοιωμένης, συγκρίνονται σύμφωνα με τη σχέση (5.2.1).

Ενέργεια (keV)	Counts στο πειραματικό φάσμα του ^{241}Am	Counts προσομοιωμένης κορυφής	Ποσοστιαία Διαφορά (%)	Διορθωτικός παράγοντας
332.36	1738280	1640870	5.60	0.0000015
335.38	5612900	5544500	1.22	0.0000050
368.59	2731700	2738750	-0.26	0.0000022
376.65	1806300	1781530	1.37	0.0000014
619.01	847600	874300	-3.15	0.0000006
688.72	434800	429830	1.14	0.0000003
722.01	2663200	2827160	-6.16	0.0000020

Πίνακας 5.4: Σύγκριση των γεγονότων των κορυφών του πειραματικού φάσματος του ^{241}Am , με τα γεγονότα των κορυφών που προέκυψαν από την προσομοίωση με το MCNP, σύμφωνα με τη σχέση (5.2.1). Οι διορθωτικοί παράγοντες χρησιμοποιήθηκαν στην επεξεργασία των αρχείων εξόδου του MCNP, με το MCNP Analyzer, προκειμένου να διορθωθούν οι εντάσεις των ακτίνων- γ .

Τα αποτελέσματα της σύγκρισης είναι πολύ ικανοποιητικά (εντός 6%) και έτσι, σύμφωνα με αυτή τη διάταξη μπορεί να υπολογιστεί η απόδοση του ανιχνευτή για τη γεωμετρία του δείγματος του Am και για φωτόνια ενέργειας 987.76 keV.

5.4 Υπολογισμός της απόδοσης του ανιχνευτή στα 987.76 keV

Όπως αναφέρεται στην υποενότητα 5.1, ο υπολογισμός της απόδοσης του ανιχνευτή (100%) σε συνδυασμό με την ενδοαπορρόφηση, για τη γεωμετρία του δείγματος και για ενέργεια ακτίνων- γ 987.76 keV, ήταν ο απώτερος σκοπός για τον οποίο έγιναν οι προσομοιώσεις που έχουν αναφερθεί μέχρι στιγμής. Η εύρεση της απόδοσης του ανιχνευτή για την κορυφή του ^{240}Am , είναι αυτό που καθιστά τη μελέτη σε αυτό το κεφάλαιο, ως δεύτερο τρόπο υπολογισμού της ενεργού διατομής. Στο κεφάλαιο 3, η απόδοση του ανιχνευτή απαλείφθηκε με την μέθοδο του λόγου R. Σε αυτό το κεφάλαιο, επιλέχθηκε να υπολογιστεί, πράγμα που είναι αδύνατο χωρίς προσομοίωση, διότι ενώ ο αριθμός των ακτίνων- γ που έχει καταγράψει ο ανιχνευτής για την κορυφή στα 987.76 keV (N_γ), βρίσκεται εύκολα με ανάλυση της κορυφής στο φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβολήση, δεν είναι γνωστός ο αριθμός των ακτίνων- γ που εκπέμπονται από το ^{240}Am ($N_{\text{εκπεμπόμενα}}$), αφού:

- Δεν είναι γνωστή η ποσότητα του ^{240}Am που έχει δημιουργηθεί στο εσωτερικό του δείγματος με την ακτινοβολήση.
- Δεν είναι γνωστή η αρχική ενεργότητα της ποσότητας αυτής.

Με αυτή τη λογική, επιλέχθηκε και η συγκεκριμένη σειρά εκτέλεσης των προσομοιώσεων. Αφού έχει επιβεβαιωθεί η ορθότητα της περιγραφής του ανιχνευτή Ge και η ορθότητα της περιγραφής της όλης γεωμετρίας κατά τη διάρκεια λήψης φάσματος του δείγματος του ^{241}Am , τώρα, μπορεί πολύ εύκολα, με μία ακόμα προσομοίωση, να βρεθεί η απόδοση του ανιχνευτή στα 987.76 keV. Η διαδικασία έχει ως εξής:

- Αποστέλλονται, από την πηγή στον ανιχνευτή, μόνο φωτόνια της ενέργειας 987.76 keV, με ένταση 100%:

```
c Energy
si2 L 0.987760
c Normalized intensity
sp2 1
```

Η εντολή που δίνεται στο «Tally card», είναι η ίδια που χρησιμοποιήθηκε και στις προηγούμενες προσομοιώσεις.

Η διάρκεια της προσομοίωσης καθορίζεται από τον συνολικό αριθμό των φωτονίων που ορίζεται να παραχθούν από την πηγή. Ρυθμίζεται να είναι «nps 20000000» για μεγαλύτερη ακρίβεια.

- Αφού τελειώσει η προσομοίωση, το αρχείο εξόδου του MCNP εισάγεται στο MCNP Analyzer και εισάγονται τα εξής στοιχεία:
 - Η ενεργότητα του ^{240}Am . Επειδή η πραγματική ενεργότητά του δεν είναι γνωστή, γίνεται η υπόθεση ότι η ενεργότητα του είναι τέτοια ώστε, να «κάνει» 20000000 (= nps) διασπάσεις το δευτερόλεπτο (bq).
 - Το live time του φάσματος που προσομοιώνεται. Για τη συγκεκριμένη περίπτωση, δηλαδή χωρίς γνωστή ενεργότητα, δεν έχει νόημα το live time του φάσματος. Έτσι, το «Counting time» ορίζεται να είναι 1 sec, με σκοπό να αποστέλλονται συνολικά στον ανιχνευτή 20000000 φωτόνια. Με αυτόν τρόπο, είναι γνωστό το $N_{\text{εκπεμπόμενα}}$.

- Ένας διορθωτικός παράγοντας για την ένταση της ακτίνας-γ. Στη συγκεκριμένη περίπτωση, επειδή ζητείται η απόδοση του ανιχνευτή και όχι η προσομοίωση φάσματος, δεν έχει νόημα η διόρθωση της έντασης. Έτσι, ο διορθωτικός παράγοντας ορίζεται να είναι 1.
- Αναλύεται η κορυφή, στα 987.76 keV, που προκύπτει από την προσομοίωση, προκειμένου να βρεθεί ο αριθμός των φωτονίων που καταγράφονται από τον ανιχνευτή Ge ($N_\gamma=159830$ counts).
- Σύμφωνα με τη σχέση (E.1) (Παράρτημα E), υπολογίζοντας τον λόγο $N_\gamma/N_{\text{εκπεμπόμενα}}$, και με ένα σφάλμα της τάξης του 4%, επειδή η απόσταση πηγής-ανιχνευτή είναι 7 cm και μπορεί να είναι λίγο πιο έντονο το φαινόμενο της άθροισης ακτίνων-γ από σύμπτωση (summing), για τα 987.76 keV είναι:

$$\varepsilon=(7.99\pm 0.32)\cdot 10^{-3} \quad (5.4.1)$$

5.5 Υπολογισμός της ενεργού διατομής

Όπως αναφέρεται στην υποενότητα 5.1, η ενεργός διατομή σύμφωνα με τη δεύτερη μέθοδο, θα προκύψει από τη σχέση (5.1.4):

$$\sigma = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} \cdot \frac{1}{N_\tau} \cdot \frac{1}{\Phi} \quad (5.5.1)$$

όπου η τιμή της απόδοσης που βρέθηκε στην προηγούμενη υποενότητα θα θεωρηθεί ότι συμπεριλαμβάνει την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του δείγματος, δηλαδή:

$$\varepsilon \cdot F=(7.99\pm 0.32)\cdot 10^{-3} \quad (5.5.2)$$

Όλα τα υπόλοιπα στη σχέση (5.5.1) είναι γνωστά. Ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων, N_γ , υπολογίζεται με ολοκλήρωση της κορυφής του ^{240}Am (987.76 keV) στο φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβολήση: $N_\gamma=(2200\pm 400)$ counts. Η ένταση, I_γ , για την ακτίνα γ στα 987.76 keV είναι γνωστή: $I_\gamma=73.2\%$. Οι παράγοντες D και f_c έχουν υπολογιστεί στο παράρτημα E και στην υποενότητα 3.2.1 και δίνονται από τις σχέσεις (E.8) και (3.2.8), αντίστοιχα. Οι πυρήνες του στόχου του ^{241}Am υπολογίζονται από τη μάζα του, και τη σχέση (5.1.2) ($N_\tau=(1.01\pm 0.01)\cdot 10^{20}$ πυρήνες ^{241}Am). Τέλος, η ροή των νετρονίων στο στόχο του ^{241}Am , F , υπολογίστηκε με προσομοίωση MCNP (Σχέση (4.2.1), Κεφάλαιο 4). Έτσι, προκύπτει ότι:

$$\begin{aligned} \sigma(^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}) &= (124\pm 24) \text{ mb} \quad \Leftrightarrow^* \\ \Leftrightarrow \sigma(^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}) &= (124\pm 24) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2 \end{aligned} \quad (5.5.3)$$

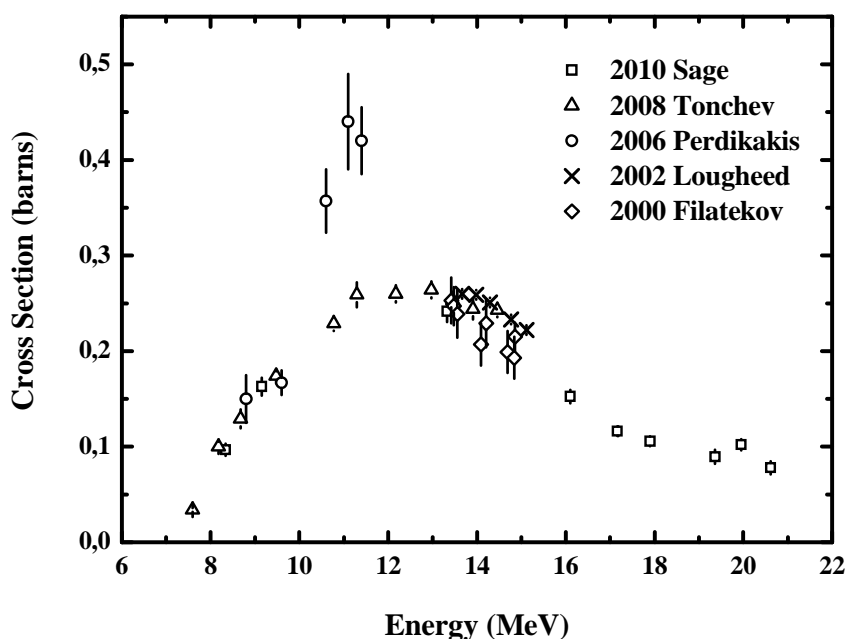
Το σφάλμα σε αυτόν τον τρόπο υπολογισμού της ενεργού διατομής είναι μεγαλύτερο, γιατί έχει άμεση επίδραση το στατιστικό σφάλμα των γεγονότων της φωτοκορυφής στα 987.76 keV, που είναι της τάξης του 18%.

* $1\text{b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$

Κεφάλαιο 6

Σύνοψη και τελικά συμπεράσματα

Μέχρι στιγμής, η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ έχει μετρηθεί από πέντε ομάδες ερευνητών ανά τον κόσμο [1-5] για ενέργειες νετρονίων από 8 μέχρι 20 MeV.

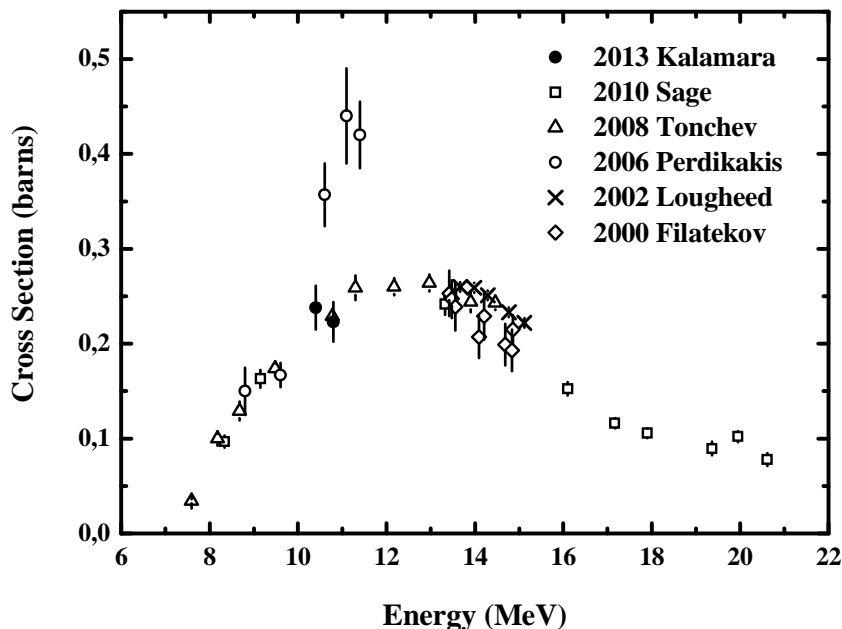


Σχήμα 6.1: Πειραματικά δεδομένα που υπάρχουν στις βάσεις δεδομένων για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων.

Για την περιοχή ενεργειών γύρω στα 14 MeV τα δεδομένα του Loughheed et al. [2] και του Tonchev et al. [4] συμφωνούν μεταξύ τους, ενώ τα δεδομένα του Filatenkov et al. [1] είναι συστηματικά χαμηλότερα από τα προηγούμενα. Τα δεδομένα του Perdikakis et al. [3] έχουν μετρηθεί στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» για ενέργειες νετρονίων από 8.8 μέχρι 11.4 MeV και κάτω από τα 10 MeV συμφωνούν με τα δεδομένα του Tonchev et al. [4] και του Sage et al. [5]. Όμως, στην ενεργειακή περιοχή 10 μέχρι 12 MeV υπάρχουν σημαντικές διαφορές μεταξύ των μετρήσεων [3] και [4].

Προκειμένου να διαλευκανθούν αυτές οι διαφορές πραγματοποιήθηκαν, από την παρούσα ομάδα, οι πιο πρόσφατες μετρήσεις της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$, στο ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» για ενέργειες νετρονίων 10.4 και 10.8 MeV [7] (βλ. Σχήμα 6.2).

Γι αυτές τις μετρήσεις, χρησιμοποιήθηκε στόχος ^{241}Am υψηλής καθαρότητας, που κατασκευάστηκε στο IRMM, στο Βέλγιο. Μάλιστα, παρόμοιος στόχος ^{241}Am είχε χρησιμοποιηθεί και στην μέτρηση [5] των Sage et al. το 2010.



Σχήμα 6.2: Τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, μαζί με τις πιο πρόσφατες μετρήσεις που έγιναν από την ομάδα του ΕΜΠ προκειμένου να μελετηθεί μία ενεργειακή περιοχή στην οποία υπάρχουν σημαντικές διαφορές.

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.2, τα νέα πειραματικά δεδομένα συμφώνησαν με την μέτρηση [4] των Tonchev et al. και μία πιθανή εξήγηση που δόθηκε για τις υψηλές τιμές της ενεργού διατομής της μέτρησης [3] των Perdikakis et al., είναι ότι ο στόχος του ^{241}Am που είχε χρησιμοποιηθεί τότε, είχε κάποια μόλυνση, με αποτέλεσμα πάνω από τα 10 MeV νετρονίων να ενεργοποιείται κάποια αντίδραση που δίνει ακτίνα-γ κοντά στην περιοχή των 987.8 keV, που αντιστοιχεί στην χαρακτηριστική ακτίνα-γ που χρησιμοποιείται για τον πειραματικό προσδιορισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης.

Έκτοτε, προκειμένου να ολοκληρωθεί η μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ πραγματοποιήθηκε η μέτρηση για ενέργεια δέσμης νετρονίων 17.5 MeV, που περιγράφεται σε αυτήν την εργασία. Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$, μετρήθηκε με τη μέθοδο της ενεργοποίησης, σε σχέση με αυτές των αντιδράσεων $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ και $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$. Η μο-νοενεργειακή δέσμη νετρονίων που χρησιμοποιήθηκε, παράχθηκε στον επιταχυντή Tandem Van der Graaf 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», μέσω της αντίδρασης $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$, χρησιμοποιώντας έναν καινούριο στόχο τρίτιου κατασκευασμένο από ένα φύλλο Ti εμποτισμένο με αέριο τρίτιο, πυκνότητας 2.1 mg/cm^2 , τοποθετημένο πάνω σε ένα φύλλο Cu πάχους 1 mm, για καλύτερη απαγωγή της θερμότητας. Για τη μέτρηση της ενεργού διατομής χρησιμοποιήθηκε ένας ραδιενεργός στόχος ^{241}Am ενεργότητας 5.11 GBq.

Η χρησιμότητα αυτής της μέτρησης είναι μεγάλη, διότι:

- ✓ Τα ισότοπα της ομάδας των ακτινιδών, στην οποία ανήκει και το ^{241}Am , είναι από τα πλέον επιβλαβή απόβλητα των πυρηνικών αντιδραστήρων. Για να επιτευχθεί μία αποδοτική μεταστοιχείωση αυτών των αποβλήτων, είναι απαραίτητα τα πειραματικά δεδομένα για τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων στις οποίες συμμετέχουν.
- ✓ Υπάρχουν πολλά θεωρητικά μοντέλα για την ενεργό διατομή της αντίδρασης, τα οποία έχουν σημαντικές αποκλίσεις μεταξύ τους. Ο μόνος τρόπος να προσδιοριστούν καλύτερα οι παράμετροι αυτών των μοντέλων είναι με τη μέτρηση, όσο το δυνατόν, περισσότερων πειραματικών δεδομένων.
- ✓ Στη συγκεκριμένη μέτρηση, χρησιμοποιήθηκε υπερκαθαρός στόχος ^{241}Am , που κατασκευάστηκε στο IRMM. Το θέμα της καθαρότητας και της αξιοπιστίας του στόχου είναι πολύ σημαντικό, μιας και δεν είναι εύκολο να βρεθούν καθαροί στόχοι.
- ✓ Ο ίδιος στόχος ^{241}Am έχει χρησιμοποιηθεί ήδη, σε μετρήσεις της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ από τους Sage et al. [5] και έτσι, αυτή η μέτρηση θα συγκριθεί με προηγούμενες μετρήσεις για δέσμες νετρονίων σε κοντινές ενέργειες.

Ο ραδιενεργός στόχος του ^{241}Am , θωρακίστηκε για λόγους ακτινοπροστασίας από ένα μολύβδινο κέλυφος, πάχους 3 mm. Λόγω αυτής της γεωμετρίας, δημιουργήθηκε ένα πρόβλημα στον προσδιορισμό της πραγματικής απόδοσης του ανιχνευτή HPGe.

Το πρόβλημα αυτό, οδήγησε στον υπολογισμό της ενεργού διατομής με δύο τρόπους:

- Από τα πειραματικά δεδομένα, με μία προσεγγιστική μέθοδο που στηρίζεται στην ενεργότητα του ίδιου του στόχου του ^{241}Am και έχει χρησιμοποιηθεί και στο παρελθόν [8] (βλ. Κεφάλαιο 3):

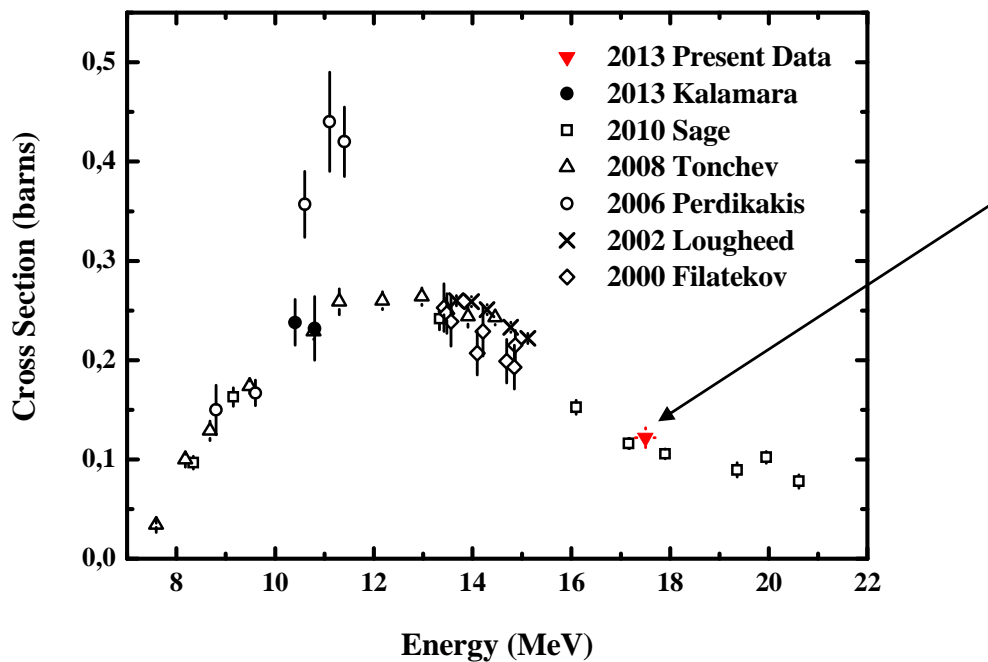
$$\sigma_{\text{experimental}} = (122 \pm 11) \text{ mb} \quad (6.1)$$

- Από τον κώδικα MCNP, με προσομοίωση των πειραματικών συνθηκών (βλ. Κεφάλαιο 5):

$$\sigma_{\text{MCNP}} = (124 \pm 24) \text{ mb} \quad (6.2)$$

Το σφάλμα της δεύτερης μεθόδου είναι της τάξης του 19%, ενώ το σφάλμα της πρώτης μεθόδου είναι της τάξης του 9%. Η διαφορά των σφαλμάτων οφείλεται στη συμμετοχή του στατιστικού σφάλματος των γεγονότων της φωτοκορυφής της χαρακτηριστικής ακτίνας-γ του ^{240}Am στα 987.76 keV, που είναι της τάξης του 18% και είναι πιο έντονη στο σφάλμα της δεύτερης μεθόδου.

Παρατηρείται ότι οι δύο τιμές είναι σε πολύ καλή συμφωνία, μέσα στα όρια των σφαλμάτων. Ο σταθμισμένος μέσος όρος αυτών των δυο τιμών (6.1) και (6.2) παρουσιάζεται στο σχήμα 6.3, μαζί με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα από τη βιβλιογραφία.



Σχήμα 6.3: Πειραματικά δεδομένα που υπάρχουν στις βάσεις δεδομένων για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n,2n)^{240}\text{Am}$ συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων. Με βέλος υποδεικνύεται το σημείο που προέκυψε από την παρούσα εργασία.

Η τιμή της ενεργού διατομής που βρέθηκε σε αυτήν την εργασία, φαίνεται αποδεκτή και λογική, με βάση τα υπόλοιπα πειραματικά δεδομένα. Είναι λίγο υψηλότερη από τις τιμές που βρέθηκαν από τους Sage et al., αλλά στα όρια του σφάλματος συμφωνούν.

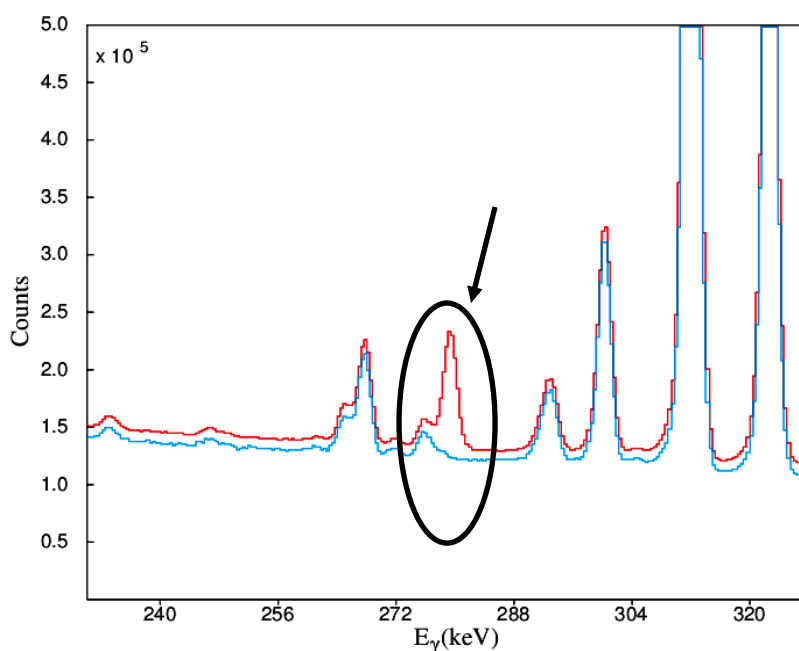
Στο άμεσο μέλλον, πρόκειται να αναλυθούν τα πειραματικά δεδομένα που ήδη έχουν ληφθεί από την ακτινοβολήση του ίδιου στόχου ^{241}Am στα 10 MeV. Για αυτή τη μέτρηση, χρησιμοποιήθηκε δέσμη νετρονίων που παράχθηκε μέσω της αντίδρασης $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ και θα είναι ιδιαίτερα σημαντική, γιατί στην ενέργεια νετρονίων 10 MeV, η ενεργός διατομή παρουσιάζει ένα κενό στα πειραματικά δεδομένα.

Παράρτημα Α

Μελέτη του καναλιού $^{241}\text{Am}(n,3n)^{239}\text{Am}$

Όπως φαίνεται στο ενεργειακό διάγραμμα της αλληλεπίδρασης $n+^{241}\text{Am}_{146}$ (βλ. Σχήμα 1.3), το κανάλι $3n+^{239}\text{Am}_{144}$, για ενέργεια δέσμης νετρονίων 17.5 MeV, έχει ανοίξει. Αυτό σημαίνει ότι, είναι πιθανό κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης να έχουν παραχθεί πυρήνες $^{239}\text{Am}_{144}$.

Ο πυρήνας $^{239}\text{Am}_{144}$ αποδιεγείρεται με χρόνο ημιζωής 11.9 h και από τις ακτίνες-γ που εκπέμπονται κατά την αποδιέγερσή του, αυτή που έχει τη μεγαλύτερη ένταση (15%) είναι η ακτίνα-γ με ενέργεια 277.6 keV. Επομένως, αν έχουν παραχθεί πυρήνες $^{239}\text{Am}_{144}$ μέσα στο δείγμα του Am, θα πρέπει στο φάσμα του δείγματος μετά την ακτινοβόληση να υπάρχει κορυφή στην περιοχή των 277.6 keV, η οποία να μην υπάρχει στο φάσμα πριν την ακτινοβόληση.



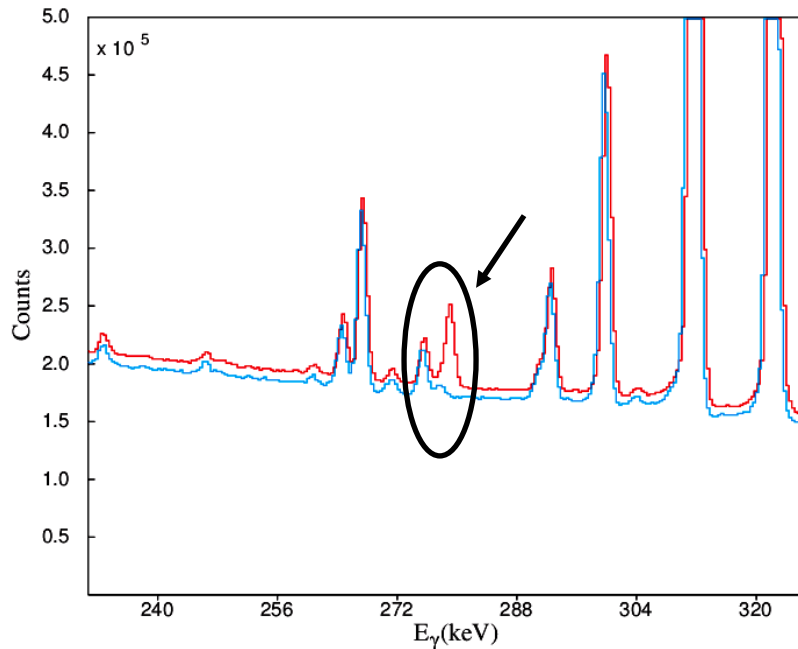
Φάσματα από το δείγμα του Am πριν και μετά από την ακτινοβόληση, με δέσμη νετρονίων ενέργειας 17.5 MeV. Τα φάσματα είναι κανονικοποιημένα στον ίδιο χρόνο, 85353 s. Με βέλος έχει σημειωθεί η περιοχή στην οποία αναμένεται κορυφή από το ^{239}Am .

Είναι εμφανές ότι στην περιοχή ενεργειών γύρω από τα 278 keV, υπάρχουν οι εξής κορυφές:

- μία κορυφή στα 276.0 keV, που υπάρχει τόσο στο φάσμα πριν την ακτινοβόληση, όσο και στο φάσμα μετά την ακτινοβόληση
- και μία κορυφή στα 279.3 keV, η οποία υπάρχει μόνο στο φάσμα μετά την ακτινοβόληση.

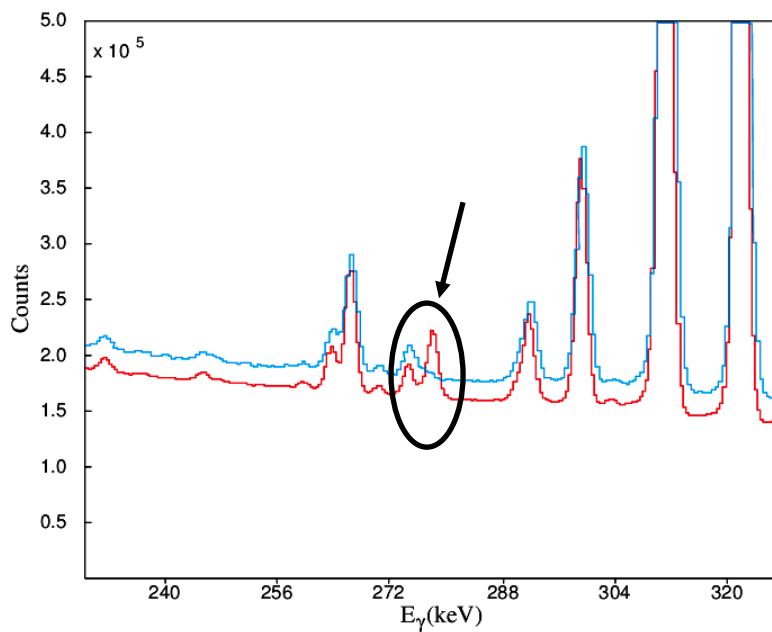
Θα μπορούσε η δεύτερη κορυφή (279.3 keV) να προέρχεται από την αποδιέγερση του πυρήνα $^{239}_{95}\text{Am}_{144}$;

Προκειμένου να απαντηθεί αυτό το ερώτημα γίνεται μία ανασκόπηση στα φάσματα που υπάρχουν από τις πρόσφατες ακτινοβολήσεις του ^{241}Am με ενέργειες νετρονίων 10.4 και 10.8 MeV, όπου η αντίδραση $^{241}_{95}\text{Am}_{146} (n,3n)^{239}_{95}\text{Am}_{144}$ δεν έχει ανοίξει ακόμα.



Φάσματα από το δείγμα του Am πριν και μετά από την ακτινοβόληση, με δέσμη νετρονίων ενέργειας 10.4 MeV. Τα φάσματα είναι κανονικοποιημένα στον ίδιο χρόνο, 232419 s. Με βέλος έχει σημειωθεί η περιοχή στην οποία (αν είχε ανοίξει το κανάλι της $3n+^{239}_{95}\text{Am}_{144}$) θα αναμενόταν κορυφή από το ^{239}Am .

Όμως, σε αυτήν την ενέργεια νετρονίων δεν έχει ανοίξει το κανάλι $3n+^{239}_{95}\text{Am}_{144}$.



Φάσματα από το δείγμα του Am πριν και μετά από την ακτινοβόληση, με δέσμη νετρονίων ενέργειας 10.8 MeV. Τα φάσματα είναι κανονικοποιημένα στον ίδιο χρόνο, 210116 s. Με βέλος έχει σημειωθεί η περιοχή στην οποία (αν είχε ανοίξει το κανάλι της $3n+^{239}_{95}\text{Am}_{144}$) θα αναμενόταν κορυφή από το ^{239}Am .

Όμως, σε αυτήν την ενέργεια νετρονίων δεν έχει ανοίξει το κανάλι $3n+^{239}_{95}\text{Am}_{144}$.

Εφόσον η κορυφή που εμφανίζεται στο φάσμα μετά την ακτινοβολήση στην περιοχή των 279.3 keV, εμφανίζεται και για ενέργειες δέσμης νετρονίων με τις οποίες δεν είναι δυνατόν να έχει παραχθεί ο πυρήνας ${}_{95}^{239}\text{Am}_{144}$, είναι προφανές ότι η κορυφή αυτή δεν προέρχεται από τον πυρήνα ${}_{95}^{239}\text{Am}_{144}$. Κατά πάσα πιθανότητα, η κορυφή στα 279.3 keV οφείλεται στην ύπαρξη κάποιου άλλου πυρήνα, ο οποίος αποτελεί προϊόν σχάσης του πυρήνα ${}^{241}\text{Am}$.

Επομένως, η κορυφή που αναμένεται στα 277.6 keV, στο φάσμα μετά την ακτινοβολήση με νετρόνια ενέργειας 17.5 MeV, από το κανάλι $3n+{}_{95}^{239}\text{Am}_{144}$, ακόμα κι αν υπάρχει, βρίσκεται στην περιοχή της αλληλεπικάλυψης των δύο φωτοκορυφών 276.0 keV και 279.3 keV (συγκεκριμένα, στην αριστερή "ουρά" της 279.3 keV) οπότε, δεν είναι δυνατό να αναλυθεί. Έτσι, η προσπάθεια προσδιορισμού της ενεργού διατομής της αντίδρασης ${}_{95}^{241}\text{Am}_{146}(n,3n){}_{95}^{239}\text{Am}_{144}$ για νετρόνια ενέργειας 17.5 MeV αποτυγχάνει.

Παράρτημα Β

Η μέθοδος της ενεργοποίησης

Η μέθοδος της πυρηνικής ενεργοποίησης στηρίζεται στο γεγονός ότι πολλές φορές σε μία αντίδραση της μορφής: $x+X \rightarrow Y+y$, οι πυρήνες Y που παράγονται εί-ναι ασταθείς και αποδιεγείρονται με αρκετά μεγάλους χρόνους ημιζωής. Έτσι, είναι δυνατόν:

- να προσδιοριστεί το πλήθος των πυρήνων Y που παράχθηκαν από την πυρηνική αντίδραση, με την ανίχνευση της ακτινοβολίας που συνοδεύει την αποδιέγερσή τους, μετά το πέρας της ακτινοβόλησης.
- και στη συνέχεια, να λυθούν τα εξής προβλήματα:

1. $\{\Phi, N_\tau\}$: γνωστά $\xrightarrow{\text{υπολογίζεται}}$ σ
2. $\{\sigma, N_\tau\}$: γνωστά $\xrightarrow{\text{υπολογίζεται}}$ Φ
3. $\{\Phi, \sigma\}$: γνωστά $\xrightarrow{\text{υπολογίζεται}}$ N_τ

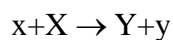
όπου σ : η ενεργός διατομή της αντίδρασης

N_τ : το πλήθος των πυρήνων του στόχου που ακτινοβολήθηκε

Φ : η συνολική ροή στην οποία εκτέθηκε το δείγμα κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης

Ο συλλογισμός που λύνει τα τρία παραπάνω προβλήματα είναι ο εξής:

Για μία πυρηνική αντίδραση κατά την οποία δέσμη σωματίων τύπου x αλληλεπιδρά με τον πυρήνα X του στόχου και παράγεται ο ασταθής πυρήνας Y , δηλαδή της μορφής:



Ο ρυθμός παραγωγής dN/dt πυρήνων τύπου Y , δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau - \lambda \cdot N \quad (\text{B.1})$$

όπου λ : η σταθερά αποδιέγερσης του ασταθούς πυρήνα Y

$f(t)$: η ροή των σωματίων x της δέσμης, συναρτήσει του χρόνου

N : ο αριθμός των πυρήνων Y που ακόμα δεν έχουν αποδιεγερθεί

Ο πρώτος όρος $\sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau$ περιγράφει τη δημιουργία πυρήνων Y , ενώ ο δεύτερος όρος $\lambda \cdot N$ την αποδιέγερσή τους. Επομένως, όπως θα ήταν αναμενόμενο, ο ρυθμός

παραγωγής πυρήνων είναι ένας συναγωνισμός ανάμεσα στην δημιουργία και στην αποδιέγερση πυρήνων. Αυτή η διαφορική εξίσωση, (B.1), επιλύεται ως εξής:

$$\begin{aligned}
 & \frac{dN}{dt} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_{\tau} - \lambda \cdot N && \Leftrightarrow \cdot e^{\lambda t} \\
 \Leftrightarrow & \frac{dN}{dt} \cdot e^{\lambda t} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_{\tau} \cdot e^{\lambda t} - \lambda \cdot N \cdot e^{\lambda t} && \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow & \frac{dN}{dt} \cdot e^{\lambda t} + \lambda \cdot N \cdot e^{\lambda t} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_{\tau} \cdot e^{\lambda t} && \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow & \frac{dN}{dt} \cdot e^{\lambda t} + N \cdot \frac{de^{\lambda t}}{dt} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_{\tau} \cdot e^{\lambda t} && \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow & \frac{d(N \cdot e^{\lambda t})}{dt} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_{\tau} \cdot e^{\lambda t} && \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow & \int \frac{d(N \cdot e^{\lambda t})}{dt} \cdot dt = \int \sigma \cdot f(t) \cdot N_{\tau} \cdot e^{\lambda t} \cdot dt && \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow & N(t) \cdot e^{\lambda t} = \int \sigma \cdot f(t) \cdot N_{\tau} \cdot e^{\lambda t} \cdot dt + C && \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow & N(t) \cdot e^{\int \lambda \cdot dt} = \int \sigma \cdot f(t) \cdot N_{\tau} \cdot e^{\int \lambda \cdot dt} \cdot dt + C && \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow & N(t) = \frac{\int \sigma \cdot f(t) \cdot N_{\tau} \cdot e^{\int \lambda \cdot dt} \cdot dt + C}{e^{\int \lambda \cdot dt}} && \text{(B.2)}
 \end{aligned}$$

Η σχέση (B.2), για ακτινοβόληση που ξεκινάει από $t=0$ (όπου $N=0$ και $C=0$) και έχει χρονική διάρκεια t_B , γίνεται:

$$\begin{aligned}
 & N(t_B) = \frac{N_{\tau} \cdot \sigma \cdot \int_0^{t_B} e^{\lambda \cdot dt} \cdot f(t) \cdot dt}{e^{\lambda \cdot (t_B - 0)}} && \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow & N(t_B) = \frac{N_{\tau} \cdot \sigma \cdot \int_0^{t_B} e^{\lambda \cdot dt} \cdot f(t) \cdot dt}{e^{\lambda \cdot t_B}} && \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow & N(t_B) = N_{\tau} \cdot \sigma \cdot \left(\int_0^{t_B} e^{\lambda \cdot t} \cdot f(t) \cdot dt \right) \cdot e^{-\lambda \cdot t_B} && \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow & N(t_B) = N_{\tau} \cdot \sigma \cdot \left(\int_0^{t_B} e^{\lambda \cdot t} \cdot f(t) \cdot dt \right) \cdot e^{-\lambda \cdot t_B} \cdot \frac{\int_0^{t_B} f(t) \cdot dt}{\int_0^{t_B} f(t) \cdot dt} && \Leftrightarrow \\
 \Leftrightarrow & N(t_B) = N_{\tau} \cdot \sigma \cdot \left(\int_0^{t_B} f(t) \cdot dt \right) \cdot \frac{\int_0^{t_B} e^{\lambda \cdot t} \cdot f(t) \cdot dt}{\int_0^{t_B} f(t) \cdot dt} \cdot e^{-\lambda \cdot t_B} && \text{(B.3)}
 \end{aligned}$$

Σύμφωνα με αυτή, η συνολική ροή σωματίων x στην οποία εκτέθηκε το δείγμα, Φ , δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi = \int_0^{t_B} f(t) \cdot dt \quad \text{(B.4)}$$

Οπότε, ο αριθμός των πυρήνων, $N(t_B)$, που παράγονται κατά τη διάρκεια μιας ακτινοβολήσεως με χρονική διάρκεια t_B , από τις σχέσεις (B.3) και (B.4) προκύπτει:

$$N(t_B) = \sigma \cdot N_\tau \cdot \Phi \cdot \frac{\int_0^{t_B} e^{\lambda \cdot t} \cdot f(t) \cdot dt}{\int_0^{t_B} f(t) \cdot dt} \cdot e^{-\lambda \cdot t_B} \quad (\text{B.5})$$

Ο κλασματικός όρος περιγράφει το ποσοστό των πυρήνων που δημιουργήθηκαν, αλλά αποδιεγέρθηκαν μέχρι το πέρας της ακτινοβολήσεως και συμβολίζεται με τον όρο f_c , δηλαδή είναι:

$$f_c = \frac{\int_0^{t_B} e^{\lambda \cdot t} \cdot f(t) \cdot dt}{\int_0^{t_B} f(t) \cdot dt} \cdot e^{-\lambda \cdot t_B} \quad (\text{B.6})$$

Με αντικατάσταση της σχέσης (B.6) στην (B.5), προκύπτει:

$$N(t_B) = \sigma \cdot N_\tau \cdot \Phi \cdot f_c \quad (\text{B.7})$$

Η τελευταία σχέση, (B.7), είναι αυτή που λύνει τα 3 προβλήματα που τέθηκαν στην αρχή της υποενότητας.

Για την ιδανική περίπτωση σταθερής ροής σωματίων, δηλαδή για $f(t) = \text{σταθ.}$, ο παράγοντας f_c γίνεται:

$$\begin{aligned} f_c &= \frac{f(t) \cdot \int_0^{t_B} e^{\lambda \cdot t} \cdot dt}{f(t) \cdot \int_0^{t_B} dt} \cdot e^{-\lambda \cdot t_B} \Leftrightarrow f_c = \frac{\int_0^{t_B} e^{\lambda \cdot t} \cdot dt}{\int_0^{t_B} dt} \cdot e^{-\lambda \cdot t_B} \Leftrightarrow f_c = \frac{\left[\frac{1}{\lambda} \cdot e^{\lambda \cdot t} \right]_0^{t_B}}{[t]_0^{t_B}} \cdot e^{-\lambda \cdot t_B} \Leftrightarrow \\ &\Leftrightarrow f_c = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{(e^{\lambda \cdot t_B} - 1)}{(t_B - 0)} \cdot e^{-\lambda \cdot t_B} \Leftrightarrow f_c = \frac{e^{\lambda \cdot t_B} - 1}{\lambda \cdot t_B} \cdot e^{-\lambda \cdot t_B} \Leftrightarrow f_c = \frac{1 - e^{-\lambda \cdot t_B}}{\lambda \cdot t_B} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

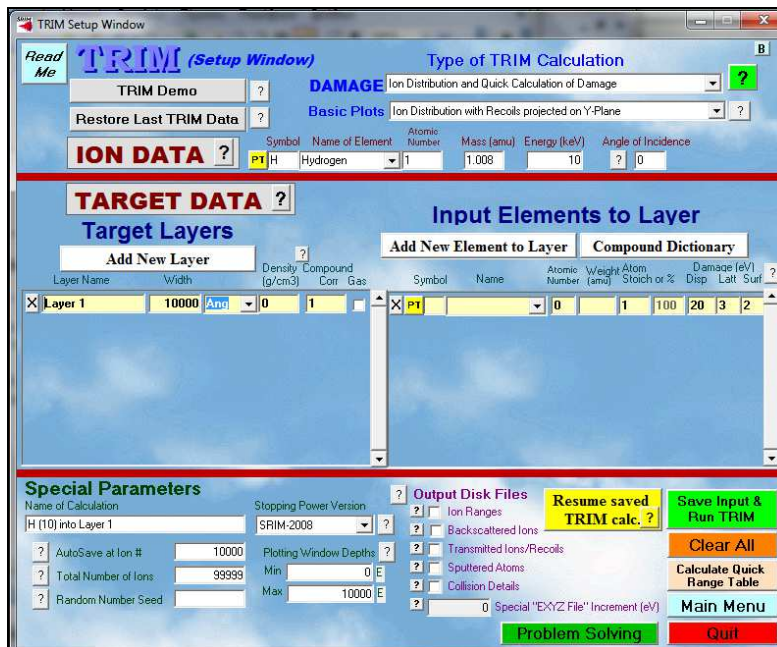
Τις περισσότερες φορές, η παρεχόμενη δέσμη σωματίων δεν είναι σταθερή σε ένταση, με αποτέλεσμα να είναι σημαντική η χρήση κάποιας μεθόδου καταγραφής αυτών των διακυμάνσεων της δέσμης. Η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε στο συγκεκριμένο πείραμα περιγράφεται στην υποενότητα (2.2.3).

Παράρτημα Γ

Οδηγίες για τον κώδικα SRIM 2013

* Ο υπολογιστής πρέπει να είναι ρυθμισμένος στα αγγλικά, διαφορετικά υπάρχει περίπτωση να μη λειτουργεί το πρόγραμμα.

- ✓ Εκτελούμε την εφαρμογή "SRIM.exe".
- ✓ Επιλέγουμε το "TRIM Calculation" και εμφανίζεται το παράθυρο επικοινωνίας που φαίνεται στην επόμενη εικόνα:

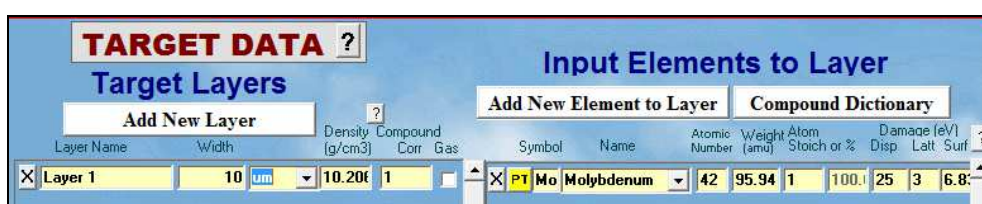


- ✓ Συμπληρώνουμε τα κατάλληλα δεδομένα, ώστε να βρούμε την απώλεια των 2.5 MeV δευτερίων σε μολυβδαίνιο πάχους 10 μm . Δηλαδή:

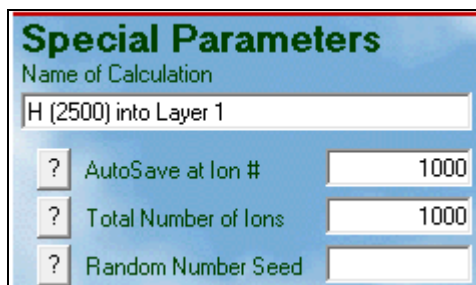
- Για τα δευτέρια:



- Για το μολυβδαίνιο:



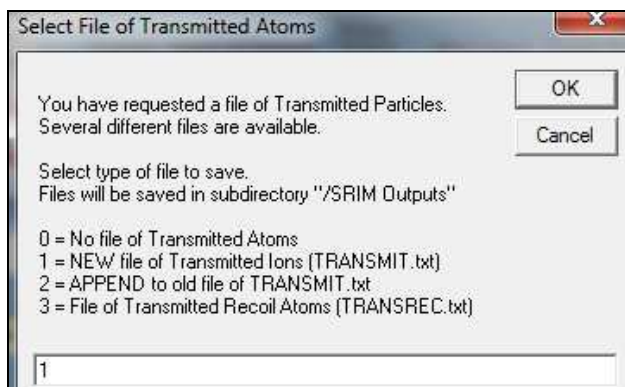
- Για τον αριθμό ιόντων:



- Για το τί ζητάμε:

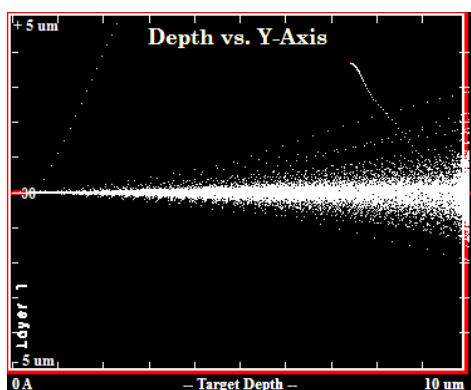


Και στο παράθυρο που βγαίνει:



Πληκτρολογούμε "1" και πατάμε "OK".

- ✓ Επιλέγουμε "Save Input & Run TRIM". (Τα 1000 ιόντα τρέχουν πολύ γρήγορα).
- ✓ Προκύπτει ένα σχεδιάγραμμα της πορείας των δευτερίων μέσα στο μολυβδαίνιο:



- ✓ Το αρχείο με τα αριθμητικά δεδομένα σώζεται στον φάκελο "SRIM Outputs" και ονομάζεται "TRANSMIT.txt".

TRANSMIT.txt - Σημειωματάριο

Αρχείο Επεξεργασία Μορφή Προβολή Βοήθεια

```

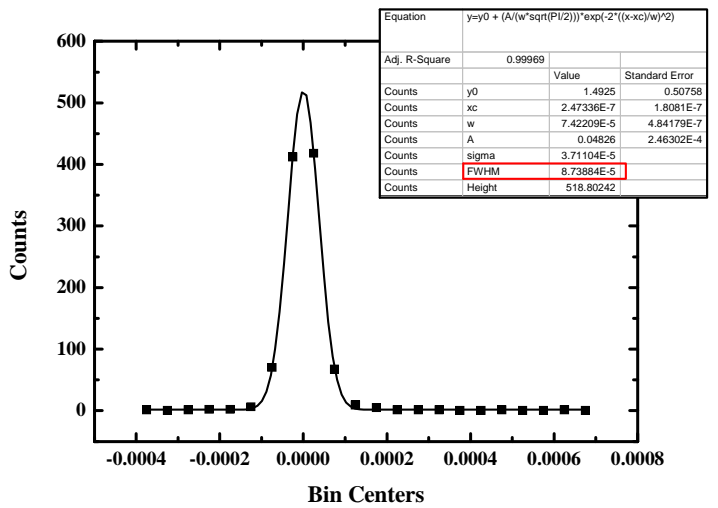
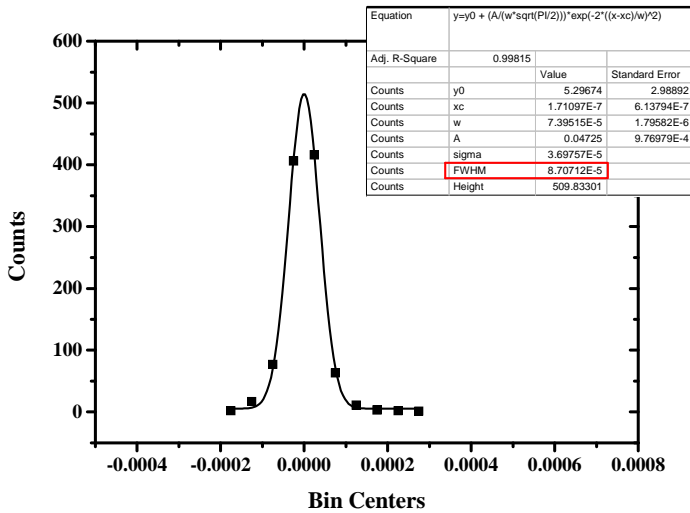
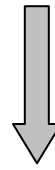
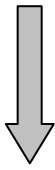
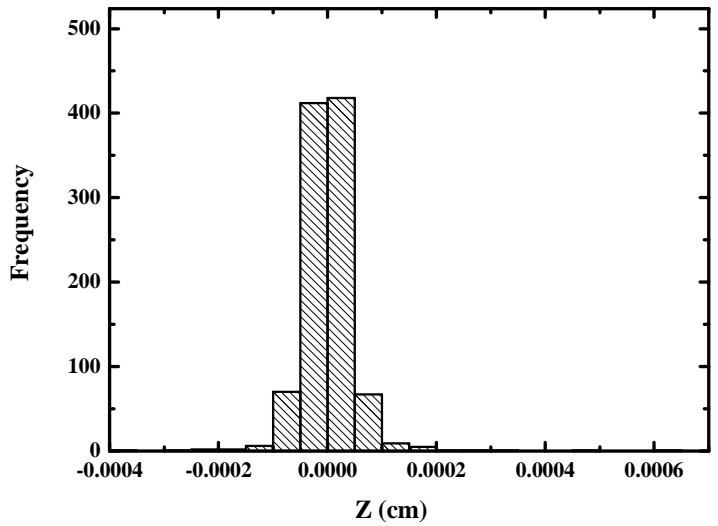
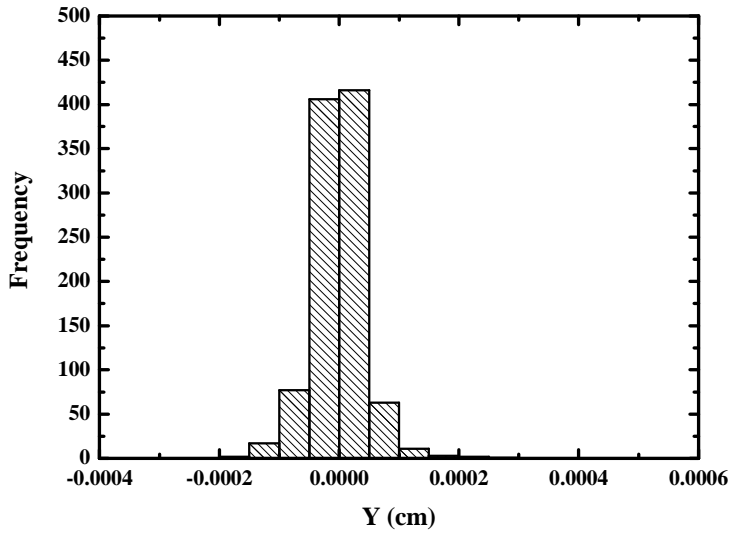
===== SRIM-2013.00 =====
===== TRANSMIT.txt : File of Transmitted Ions =====
= This file tabulates the kinetics of ions or atoms leaving the target. =
= Column #1: S= Sputtered Atom, B= Backscattered Ion, T= Transmitted Ion. =
= Col.#2: Ion Number, Col.#3: Z of atom leaving, Col.#4: Atom energy (eV). =
= Col.#5-7: Last location: X= Depth into target, Y,Z= Transverse axes. =
= Col.#8-10: Cosines of final trajectory. =
= *** This data file is in the same format as TRIM.DAT (see manual for uses).=
===== TRIM Calc.= H(2.5 MeV) ==> Layer 1( 10 um) =====
Ion Atom Energy Depth Lateral-Position Atom Direction
Numb Numb (eV) X(A) Y(A) Z(A) Cos(X) Cos(Y) Cos(Z)
T 1 1 .1504862E+07 1000024E-01 -.2459E+04 -.1794E+04 .9970653 -.0373332 -.0668359
T 2 1 .1466225E+07 1000022E-01 .6745E+04 .1744E+04 .9879517 .1541331 .0139402
T 3 1 .1529517E+07 1000003E-01 .2390E+04 .7083E+04 .9885875 .0018607 .1506361
T 4 1 .1542908E+07 1000011E-01 -.2959E+04 .1953E+04 .9884042 -.1351103 .0692997
T 5 1 .1476299E+07 1000015E-01 .2266E+04 -.2554E+04 .9943327 .0757171 -.0746281
T 6 1 .1534599E+07 1000009E-01 .1697E+04 -.1613E+04 .9918410 .0633589 -.1106211
T 7 1 .1469623E+07 1000020E-01 .2185E+04 .7043E+01 .9972756 .0737472 .0016709
T 8 1 .1504455E+07 1000010E-01 .3817E+04 .1508E+04 .9832004 .1021121 .1512949
T 9 1 .1482473E+07 1000012E-01 -.2976E+02 -.2526E+04 .9989307 -.0240158 -.0395047
T 10 1 .1508583E+07 1000016E-01 -.2158E+04 .4293E+03 .9976034 -.0531788 .0442668
T 11 1 .1544595E+07 1000010E-01 .7456E+04 .1377E+05 .9855207 .0815669 .1486465
T 12 1 .1476037E+07 1000007E-01 -.2766E+04 -.1546E+04 .9934656 -.0523061 -.1014401
T 13 1 .1503450E+07 1000006E-01 .2261E+04 -.4718E+04 .9950260 .0948666 -.0303919
T 14 1 .1528756E+07 1000024E-01 .1692E+04 -.3570E+04 .9874454 .1302648 -.0893457
T 15 1 .1500526E+07 1000003E-01 .4333E+04 .3289E+04 .9917419 .0697651 .1076146
T 16 1 .1549693E+07 1000020E-01 -.5363E+03 .6654E+04 .9949138 -.0186858 .0989814
T 17 1 .1452422E+07 1000018E-01 .4216E+04 -.5975E+04 .9814509 .1204392 -.1491596
T 18 1 .1517170E+07 1000019E-01 .9941E+03 -.1008E+04 .9989115 .0221890 -.0410302
T 19 1 .1540165E+07 1000011E-01 -.1159E+04 .1189E+04 .9972128 -.0474348 .0575891
T 20 1 .1470726E+07 1000017E-01 .4451E+04 .1118E+03 .9881727 .0874370 .1259742
T 21 1 .1530895E+07 1000009E-01 -.1305E+05 -.4686E+04 .9654604 -.2567122 -.0445538
T 22 1 .1502318E+07 1000009E-01 .3775E+03 -.5091E+04 .9916205 -.0836793 -.0984207
T 23 1 .1519049E+07 1000011E-01 -.6994E+04 -.1171E+05 .9929966 -.0406618 -.1109251
T 24 1 .1484805E+07 1000025E-01 .3833E+04 -.1214E+04 .9970572 .0738592 -.0205388
T 25 1 .1493728E+07 1000007E-01 -.6233E+04 -.2737E+03 .9902001 -.1395566 .0052643
T 26 1 .1514969E+07 1000021E-01 -.3093E+04 -.2158E+04 .9978255 -.0656264 .0061118
T 27 1 .1474613E+07 1000009E-01 .8489E+03 -.4209E+04 .9953299 .0448202 -.0854955

```

Επομένως, με μία στατιστική ανάλυση των αποτελεσμάτων του SRIM (αρκεί η στήλη με τις ενέργειες), προκύπτει ότι τα δευτέρια, αφού διέλθουν από το μολυβδαίνιο, έχουν ενέργεια:

$$E_d = (1.503 \pm 0.031) \text{ MeV}$$

- ✓ Η εκτίμηση του ανοίγματος της δέσμης, πέρα από τον τρόπο που αναφέρεται στην υποενότητα 2.1.2 (μέσω του σχήματος που προκύπτει από το SRIM), μπορεί να γίνει και μέσα από τις άλλες δύο στήλες του αρχείου εξόδου του SRIM, τις Y(A) και Z(A) (Lateral Position). Για κάθε μία από τις δύο στήλες, μπορεί να σχεδιαστεί ένα ιστόγραμμα με τις συχνότητες εμφάνισης της κάθε απόστασης. Έτσι, προκύπτουν τα επόμενα σχήματα:



Από τα FWHM των δύο διαγραμμάτων φαίνεται ότι το άνοιγμα της δέσμης και στους δύο άξονες είναι 0.87 μm , αποτέλεσμα που συμφωνεί με την εκτίμηση που έγινε στην ενότητα 2.1.2 (εκεί το άνοιγμα θεωρήθηκε 1 μm).

Έτσι, το γωνιακό άνοιγμα θα είναι:

$$\theta = \arctan\left(\frac{0.87\mu\text{m}}{10\mu\text{m}}\right) \Rightarrow \theta = \arctan(0.087) \Rightarrow \boxed{\theta \approx 5^\circ}$$

Επειδή όμως, το μολυβδαίνιο απέχει από το τρίτο, μόλις 2 mm, η διεύρυνση της διατομής της δέσμης (beam spot), που προκαλείται από τα φύλλα του μολυβδαινίου, σε αυτήν την απόσταση, μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Για παράδειγμα, έστω ότι η διατομή της δέσμης πριν το Μο έχει διάμετρο 5 mm, τότε μετά θα έχει διάμετρο 5.002 mm.

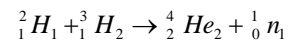
Παράρτημα Δ

Οδηγίες για το πρόγραμμα Cire

- ✓ Μέσα στον φάκελο "Debug" βρίσκουμε και εκτελούμε την εφαρμογή "cire.exe".
- ✓ Ανοίγει το παράθυρο επικοινωνίας με το πρόγραμμα, που φαίνεται στην επόμενη εικόνα:



- ✓ Συμπληρώνουμε τα κατάλληλα δεδομένα, σύμφωνα με αυτά που μας ζητάει το πρόγραμμα, ώστε να περιγράψουμε σωστά την αντίδραση D-T.
 - Name of output file: d-t.txt ↵
 - Data from file = 0
Data from keyboard = 1
1 ↵
 - Two body reaction = 0 DESINTEGRATION= 1
0 ↵
 - Table Masses <IOP=0.> or by hand <IOP=1.>
0 ↵
 - Mass of the incident particle
2 ↵
 - Z INCIDENT
1 ↵
 - Mass of the target
3 ↵
 - Z Target
1 ↵
 - Mass of the detected particle
1 ↵



- Z of the detected particle
0 ↴
- Initial energy Σε MeV.
1.4 ↴
- Step in the energy
0.1 ↴
- Final energy
1.5 ↴
- Initial angle
0 ↴
- Step in the angle
5 ↴
- Final angle
180 ↴
- Energy level. <13 values at max>
For exit: -1
0 ↴
- -1 ↴ For exit.

✓ Μέσα στον φάκελο "Debug" δημιουργείται ένα αρχείο που ονομάζεται "d-t.txt" και σ' αυτό το αρχείο βρίσκονται τα αποτελέσματα της κινηματικής της D-T, που έχουν την παρακάτω μορφή:

ANGLE LABO	ENERGIE LAB (MEV)	DE/DO	JACOBIEN	RUTH LABO	RUTH CM	ANG LAB	EN LAB	JACOBIEN
0.000	17.5436	0	0.8393	0.232041E+54	0.194745E+54	180.000	1.5459	2.4222
5.457	17.4962	9.8	0.8398	0.371737E+03	0.312196E+03	171.522	1.5580	2.4000
10.911	17.4353	19.6	0.8415	0.233222E+02	0.196258E+02	163.137	1.5942	2.3360
15.365	17.3523	29.4	0.8443	0.463619E+01	0.391435E+01	154.930	1.6542	2.2374
20.819	17.2473	39.2	0.8482	0.148002E+01	0.125535E+01	146.969	1.7371	2.1142
25.273	16.9761	49.0	0.8532	0.613185E+00	0.523170E+00	139.303	1.8421	1.9766
30.727	16.8129	58.8	0.8593	0.299873E+00	0.257678E+00	131.961	1.9680	1.8341
35.181	16.6335	68.6	0.8664	0.164582E+00	0.142581E+00	124.952	2.1134	1.6940
40.635	16.4399	78.4	0.8746	0.983221E-01	0.858941E-01	118.276	2.2766	1.5610
45.089	16.2340	88.2	0.8838	0.627256E-01	0.554381E-01	111.920	2.4560	1.4382
50.543	16.0179	98.0	0.8940	0.421635E-01	0.376943E-01	105.866	2.6496	1.3269
55.997	15.7937	107.8	0.9051	0.296809E-01	0.267745E-01	100.092	2.8554	1.2273
61.451	15.5635	117.6	0.9171	0.215097E-01	0.197275E-01	94.577	3.0715	1.1389
66.905	15.3294	127.4	0.9300	0.161250E-01	0.149964E-01	89.296	3.2957	1.0609
72.359	15.0933	137.2	0.9436	0.124115E-01	0.117120E-01	84.230	3.5259	0.9923
77.813	14.8573	147.0	0.9580	0.977679E-02	0.936593E-02	79.358	3.7601	0.9321
83.267	14.6232	156.8	0.9729	0.798101E-02	0.764824E-02	74.661	3.9961	0.8793
88.721	14.3929	166.6	0.9884	0.643797E-02	0.636342E-02	70.123	4.2321	0.8330
94.175	14.1679	176.4	1.0043	0.536101E-02	0.538425E-02	65.729	4.4662	0.7924
99.629	13.9499	186.2	1.0206	0.453254E-02	0.462574E-02	61.464	4.6965	0.7566
105.083	13.7402	196.0	1.0370	0.388800E-02	0.402973E-02	57.318	4.9215	0.7253
110.537	13.5401	205.8	1.0535	0.337509E-02	0.355557E-02	53.277	5.1395	0.6977
115.991	13.3509	215.6	1.0699	0.296895E-02	0.317431E-02	49.334	5.3492	0.6734
121.445	13.1734	225.4	1.0861	0.263790E-02	0.286498E-02	45.477	5.5493	0.6521
126.899	13.0087	235.2	1.1019	0.237056E-02	0.261216E-02	41.698	5.7386	0.6334
132.353	12.8576	245.0	1.1172	0.215208E-02	0.240435E-02	37.990	5.9160	0.6171
137.807	12.8576	254.8	1.1319	0.197278E-02	0.223289E-02	34.345	6.0807	0.6028
143.261	12.7207	264.6	1.1457	0.182532E-02	0.209118E-02	30.757	6.2318	0.5904
148.715	12.7207	274.4	1.1585	0.170410E-02	0.197416E-02	27.218	6.3687	0.5796

Από τα αποτελέσματα, οι στήλες που μας ενδιαφέρουν κυρίως είναι η 1η (ANGLE LABO) και η 3η στήλη (ENERGIE LAB (MEV)). Παρατηρούμε ότι η κεντρική ενέργεια των νετρονίων στις 0°, για ενέργεια δευτερίων 1.5 MeV, είναι:

$$E_n = 17.5436 \text{ MeV} \Rightarrow E_n \approx 17.5 \text{ MeV}$$

Παράρτημα Ε

Τεχνικά χαρακτηριστικά των ανιχνευτών HPGes

E.1 Ανιχνευτική ικανότητα (efficiency)

Η ανιχνευτική ικανότητα είναι το μέτρο της ικανότητας του ανιχνευτή να ανιχνεύει όσο το δυνατό μεγαλύτερο ποσοστό της εκπεμπόμενης από μία πηγή ακτινοβολίας, ανά μονάδα χρόνου, σε μία συγκεκριμένη απόσταση. Για φωτόνια, η ανιχνευτική ικανότητα εξαρτάται από:

- την ενέργεια των ακτίνων-γ
- τον τύπο του κρυστάλλου του ανιχνευτή
- τη γεωμετρία του συστήματος, δηλαδή το μέγεθος του κρυστάλλου, τις διαστάσεις της πηγής και τη σχετική θέση πηγής- κρυστάλλου.

E.2 Απόλυτη απόδοση (absolute/ total efficiency)

Είναι ο λόγος $N_{\text{κορυφής}}/N_{\text{εκπεμπόμενα}}$, όπου $N_{\text{κορυφής}}$: ο αριθμός των φωτονίων που συνεισφέρουν στη δημιουργία της φωτοκορυφής μιας ακτίνας-γ, σε ένα ορισμένο χρονικό διάστημα και $N_{\text{εκπεμπόμενα}}$: ο αριθμός των συνολικών φωτονίων που εξέπεμψε η πηγή στο ίδιο χρονικό διάστημα. Ο λόγος αυτός εξαρτάται από τη γεωμετρία της πηγής και του ανιχνευτή.

E.3 Εσωτερική απόδοση (internal peak efficiency)

Είναι ο λόγος $N_{\text{κορυφής}}/N_{\text{εισερχόμενα}}$, όπου $N_{\text{κορυφής}}$: ο αριθμός των φωτονίων που συνεισφέρουν στη δημιουργία της φωτοκορυφής μιας ακτίνας-γ, σε ένα ορισμένο χρονικό διάστημα και $N_{\text{εισερχόμενα}}$: ο αριθμός των φωτονίων που εισέρχονται στον ανιχνευτή στο διάστημα αυτό. Οι δύο αποδόσεις, για ισοτροπική πηγή, συνδέονται με τη σχέση:

$$\varepsilon_{\text{εσωτερική}} = \varepsilon_{\text{απόλυτη}} \cdot \frac{4\pi}{\Omega}, \text{ όπου } \Omega : \text{ η στερεά γωνία μεταξύ πηγής και ανιχνευτή.}$$

Στο συγκεκριμένο πείραμα, ο λόγος που παίζει κύριο ρόλο είναι η απόλυτη απόδοση, η οποία εμπεριέχει και την εσωτερική απόδοση, αφού είναι:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{εισερχόμενα στον ανιχνευτή}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα από την πηγή}}} \cdot \frac{N_{\text{που ανιχνεύονται στο φάσμα}}}{N_{\text{εισερχόμενα στον ανιχνευτή}}} \Leftrightarrow$$
$$\Leftrightarrow \varepsilon = \frac{N_{\text{εισερχόμενα}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}} \cdot \frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εισερχόμενα}}} \Leftrightarrow \varepsilon = \frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}} \quad (\text{E.1})$$

Παράρτημα ΣΤ

Υπολογισμός των παραγόντων D και D'

Η αποδιέγερση των πυρήνων στο χρονικό διάστημα από το τέλος της ακτινοβόλησης ως το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας των στόχων, υπολογίζεται αναλυτικά από τις σχέσεις που περιγράφουν την πυρηνική αποδιέγερση.

Από τον ορισμό της ενεργότητας, ο ρυθμός αποδιέγερσης dN/dt (διασπάσεις ανά μονάδα χρόνου) ενός ασταθούς πυρήνα δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \quad (\Sigma\text{T.1})$$

όπου:

N : ο ολικός αριθμός πυρήνων

λ : η σταθερά αποδιέγερσης του πυρήνα ($\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$, όπου $T_{1/2}$: ο χρόνος ημιζωής του ασταθούς πυρήνα)

και το αρνητικό πρόσημο δηλώνει τη μείωση του αριθμού N με την πάροδο του χρόνου t .

Έστω ότι, μετά την πάροδο χρόνου t , ο αριθμός των πυρήνων που παραμένουν αδιάσπαστοι είναι $N(t)$. Τότε με ολοκλήρωση της σχέσης (ΣΤ.1) ως προς t , θα είναι:

$$\begin{aligned} \int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{N} dt &= - \int_0^t \lambda \cdot N dt \Leftrightarrow \int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{N} dt = -\lambda \int_0^t dt \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow [\ln N]_{N_0}^{N(t)} &= -\lambda \cdot [t]_0^t \Leftrightarrow \ln(N(t)) - \ln(N_0) = -\lambda \cdot (t-0) \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow \ln\left(\frac{N(t)}{N_0}\right) &= -\lambda \cdot t \Leftrightarrow \frac{N(t)}{N_0} = e^{-\lambda t} \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow N(t) &= N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (\Sigma\text{T.2}) \end{aligned}$$

όπου:

$N(t)$: ο αριθμός των αδιάσπαστων πυρήνων μετά την πάροδο χρόνου t

N_0 : ο αρχικός πληθυσμός των ασταθών πυρήνων.

Από τον αριθμό των αδιάσπαστων πυρήνων μετά την πάροδο χρόνου t , προκύπτει και ο αριθμός των πυρήνων που έχουν αποδιεγερθεί στο ίδιο χρονικό διάστημα, από τη σχέση:

$$N(t) = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \quad (\Sigma\text{T.3})$$

Επομένως, αν από το πέρας της ακτινοβόλησης παρήλθε χρόνος t_1 μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας, τότε ο αριθμός των πυρήνων N_1 που αποδιεγέρθηκαν είναι:

$$N_1 = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t_1}) \quad (\Sigma\Gamma.4)$$

Ομοίως, αν από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας πέρασε χρονικό διάστημα t_2 , τότε ο συνολικός αριθμός πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν θα δίνεται από τη σχέση:

$$N_2 = N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t_2}) \quad (\Sigma\Gamma.5)$$

Έτσι, ο αριθμός των πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν στο χρονικό διάστημα της μέτρησης $t = t_2 - t_1$, θα είναι:

$$\begin{aligned} N_\gamma = N_2 - N_1 &\Leftrightarrow N_\gamma = N_0 \cdot [(1 - e^{-\lambda t_2}) - (1 - e^{-\lambda t_1})] \Leftrightarrow \\ &\Leftrightarrow N_\gamma = N_0 \cdot (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) \end{aligned} \quad (\Sigma\Gamma.6)$$

Επομένως, ο παράγοντας διόρθωσης για την αποδιέγερση του αρχικού πληθυσμού πυρήνων ^{240}Am , που δημιουργήθηκε κατά την ακτινοβόληση, δίνεται από τη σχέση:

$$D = e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2} \quad (\Sigma\Gamma.7)$$

Από τη σχέση (ΣΤ.7) αντικαθιστώντας τις παρακάτω τιμές:

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_1 &= |(αρχή\ μέτρησης) - (τέλος\ ακτινοβόλησης)| \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow t_1 &= |(15:32) - (14:35)| \Leftrightarrow t_1 = 57\text{min} \Leftrightarrow t_1 = 3420\text{s} \end{aligned}$$

- Χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας:

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 + (\text{διάρκεια ακτινοβόλησης}) \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow t_2 &= 3420\text{s} + 85353\text{s} \Leftrightarrow t_2 = 88773\text{s} \end{aligned}$$

- Σταθερά αποδιέγερσης του ^{240}Am :

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \Leftrightarrow \lambda = \frac{0.693}{50.8\text{h}} \Leftrightarrow \lambda = \frac{0.693}{182880\text{s}} \Leftrightarrow \lambda = 3.79 \times 10^{-6}\text{s}^{-1}$$

Προκύπτει ότι:

$$D = 2.73 \cdot 10^{-1} \quad (\Sigma\Gamma.8)$$

Για τον υπολογισμό του παράγοντα διόρθωσης της αποδιέγερσης των πυρήνων ^{241}Am , από το πέρας της ακτινοβολήσης, μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας, το μόνο που αλλάζει στην παραπάνω διαδικασία είναι η σταθερά αποδιέγερσης.

- Σταθερά αποδιέγερσης του ^{241}Am :

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \Leftrightarrow \lambda = \frac{0.693}{432.6\text{y}} \Leftrightarrow \lambda = \frac{0.693}{1.35 \times 10^{10}\text{s}} \Leftrightarrow \lambda = 5.15 \times 10^{-11}\text{s}^{-1}$$

Έτσι, προκύπτει ότι:

$$D' = 4.4 \cdot 10^{-6}$$

(ΣΤ.9)

Έτσι, τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν είναι αυτά που φαίνονται στον επόμενο πίνακα:

Από κινηματική της D-T αντίδρασης, για ενέργεια δευτερίων $E_d = 1.5 \text{ MeV}$				
Γωνία εκπομπής (°)	Συνημίτονο γωνίας εκπομπής	Ενέργεια νετρονίων (MeV)	Διαφορική ενεργός διατομή (Mb/Sr)	Κανονικοποιημένη διαφορική ενεργός διατομή (Mb/Sr)
180	-1	12.191	9.13	0.020
175	-0.996058551	12.200	9.14	0.020
170	-0.984545442	12.225	9.16	0.020
165	-0.965546939	12.267	9.20	0.020
160	-0.939207484	12.325	9.26	0.020
155	-0.905727334	12.400	9.33	0.020
150	-0.865361036	12.491	9.43	0.020
145	-0.818415488	12.598	9.55	0.020
140	-0.765247615	12.720	9.70	0.021
135	-0.706261645	12.857	9.87	0.021
130	-0.641906042	13.008	10.00	0.021
125	-0.572670096	13.173	10.20	0.022
120	-0.499080199	13.350	10.50	0.022
115	-0.421695849	13.539	10.80	0.023
110	-0.341105390	13.739	11.00	0.024
105	-0.257921542	13.949	11.30	0.024
100	-0.172776744	14.167	11.60	0.025
95	-0.086318343	14.392	12.00	0.026
90	0	14.622	12.30	0.026
85	0.087904943	14.857	12.60	0.027
80	0.174345226	15.093	13.00	0.028
75	0.259459982	15.329	13.30	0.028
70	0.342602091	15.563	13.70	0.029
65	0.423139432	15.793	14.00	0.030
60	0.500459689	16.017	14.40	0.031
55	0.573975004	16.233	14.70	0.031
50	0.643126448	16.439	15.00	0.032
45	0.707388269	16.633	15.30	0.033
40	0.766271892	16.812	15.60	0.033
35	0.819329632	16.975	15.90	0.034
30	0.866158094	17.121	16.10	0.034
25	0.906401249	17.247	16.40	0.035
20	0.939753130	17.352	16.60	0.035
15	0.965960169	17.435	16.80	0.036
10	0.984823114	17.495	16.90	0.036
5	0.996198553	17.531	17.00	0.036
0	1	17.543	17.00	0.036

Η 3η στήλη, με τις ενέργειες, εισάγεται με την εντολή «si3».

Η 2η στήλη, με τα συνημίτονα, εισάγεται με την εντολή «ds4».

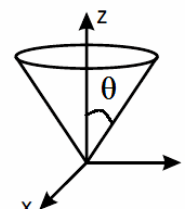
Και η 5η στήλη, με τις κανονικοποιημένες στη μονάδα, πιθανότητες εκπομπής σε κάθε γωνία, εισάγονται με την εντολή «sb3».

Το μόνο που δεν προσδιορίζεται από τον παραπάνω πίνακα είναι οι τιμές που θα χρησιμοποιηθούν για την εντολή «sp3», που αναφέρονται στο ποσοστό που καταλαμβάνει η γωνία στην οποία εκπέμπεται το νετρόνιο, σε σχέση με τη στερεά γωνία 4π .

Για να γίνει πιο κατανοητό, το πώς ορίζονται αυτοί οι αριθμοί, θα αναλυθεί το παράδειγμα που δίνεται στο MCNP prmr [13].

Point Source Collimated into a Cone of Directions

```
c --- Point isotropic 1.5-MeV photon source collimated into
c   an upward cone. Particles are confined to an upward
c   (+z axis) cone whose half-angle is acos(0.9) = 25.8
c   degrees about the z-axis. Angles are with respect to
c   the vector specified by VEC
c
SDEF POS=0 0 0 ERG=1.25 PAR=2 VEC=0 0 1 DIR=d1
SI1 -1 0.9 1 $ histogram for cosine bin limits
SP1 0 0.95 0.05 $ frac. solid angle for each bin
SB1 0. 0. 1. $ source bias for each bin
```



With this conical source, tally normalization is per source particle in 4π steradians. To normalize the tally per source particle in the cone, put $WGT=fsa2$ on the SDEF card, where $fsa2$ is the fraction solid angle of the cone (0.05 in the above example).

This conical collimation trick can also be used to preferentially bias the emission of particles in certain directions. The SI_n entries are the upper bin cosine limits $\mu_i \equiv \cos \theta_i$ in ascending order. The first entry is -1 . Angles are with respect to the direction specified by VEC. The SP_n entries give the fractional solid angle $fsa_i = [(1 - \mu_{i-1}) - (1 - \mu_i)]/2$ for the bin from μ_{i-1} to μ_i , and the SB_n entries give the desired relative probabilities for emission in each angular bin. Note the first probability must be 0 for the unrealistic bin from $(-\infty, -1)$.

Με την εντολή «si1 -1 0.9 1», ορίζονται 3 διαστήματα. Από $-\infty$ μέχρι 180° , από 180° μέχρι θ και από θ μέχρι 0° .

Στην εντολή «sp1 0 0.95 0.05», το πρώτο διάστημα $(-\infty, 180)$ είναι εξωπραγματικό οπότε αντιστοιχίζεται με την τιμή 0. Το δεύτερο διάστημα $(180, \theta)$ αποτελεί το 95% του χώρου, οπότε αντιστοιχίζεται στο 0.95 και το τρίτο διάστημα $(\theta, 0)$ αποτελεί το 5% του χώρου, οπότε αντιστοιχίζεται στο 0.05. Οι αριθμοί που μπαίνουν στην εντολή «sb1» υπολογίζονται από τη σχέση:

$$fsa_i = \frac{(1 - \mu_{i-1}) - (1 - \mu_i)}{2}, \text{ όπου } \mu_i = \cos \theta_i.$$

Δηλαδή, το πρώτο διάστημα εξ' ορισμού αντιστοιχεί στο 0.

Το δεύτερο διάστημα στο: $[(1 - (-1)) - (1 - 0.9)]/2 = [2 - 0.1]/2 = 0.95$

Το τρίτο διάστημα στο: $[(1 - 0.9) - (1 - 1)]/2 = [0.1 - 0]/2 = 0.05$

Με την εντολή «sb1 0. 0. 1.», ορίζεται στο πρώτο και στο δεύτερο διάστημα η πιθανότητα εκπομπής φωτονίου να είναι 0, ενώ στο τρίτο διάστημα $(\theta, 0)$ η πιθανότητα εκπομπής να είναι 1. Δηλαδή, όλα τα φωτόνια εκπέμπονται στην στερεά γωνία που φαίνεται στην εικόνα.

Έτσι, οι "fractional solid angles" που χρησιμοποιήθηκαν για την πηγή νετρονίων ενέργειας 17.5 MeV, φαίνονται στον επόμενο πίνακα:

Ενέργεια (MeV)	μ_i	
	Cos(γωνίας)	fsa _i
12.191	-1	0.0000
12.200	-0.996058551	0.0020
12.225	-0.984545442	0.0058
12.267	-0.965546939	0.0095
12.325	-0.939207484	0.0132
12.400	-0.905727334	0.0167
12.491	-0.865361036	0.0202
12.598	-0.818415488	0.0235
12.720	-0.765247615	0.0266
12.857	-0.706261645	0.0295
13.008	-0.641906042	0.0322
13.173	-0.572670096	0.0346
13.350	-0.499080199	0.0368
13.539	-0.421695849	0.0387
13.739	-0.341105390	0.0403
13.949	-0.257921542	0.0416
14.167	-0.172776744	0.0426
14.392	-0.086318343	0.0432
14.622	0	0.0432
14.857	0.087904943	0.0440
15.093	0.174345226	0.0432
15.329	0.259459982	0.0426
15.563	0.342602091	0.0416
15.793	0.423139432	0.0403
16.017	0.500459689	0.0387
16.233	0.573975004	0.0368
16.439	0.643126448	0.0346
16.633	0.707388269	0.0321
16.812	0.766271892	0.0294
16.975	0.819329632	0.0265
17.121	0.866158094	0.0234
17.247	0.906401249	0.0201
17.352	0.939753130	0.0167
17.435	0.965960169	0.0131
17.495	0.984823114	0.0094
17.531	0.996198553	0.0057
17.543	1	0.0019

Η 3η στήλη, με τις "fractional solid angles", εισάγεται με την εντολή «sp3».

Παράρτημα Η

Κώδικας για την προσομοίωση της ακτινοβόλησης με το MCNP

```
c      Created on: Wednesday, July 10, 2013 at 20:27
c
c      -----Cells-----
c
1      1  -0.001225  -1 #2 #3 #4 #5 #6 #7 #8 #9 #10 #11 #12 #13 #14 $   Room
      #15 #16 #17 #18 #19 #20 #21 #22 #23 #24 #25 #26 #27 #28 #29
c
c      -----Flantza-----
2      2      -2.7 -2  $           Al (cylinder 1)
3      2      -2.7 -3 4 5 -6  $     Al (ring 4)
4      2      -2.7 -7 8 9 -5  $     Al (ring 5)
5      2      -2.7 -10 11 12 -13  $ Al (ring 6)
6      2      -2.7 -14 15 12 -16  $ Al (ring 7)
7      2      -2.7 -17 18 19 -20  $ Al (ring 8)
c
c      -----Telos grammis-----
8      4      -8 -21 22 23 -12  $   Stainless steel (ring 9)
c
c      -----Holder-----
9      2      -2.7 -24  $           Al (cylinder 10)
10     2      -2.7 -25  $           Al (cylinder 11)
11     2      -2.7 -26  $           Al (parallil. 12)
12     2      -2.7 -27  $           Al (parallil. 13)
13     2      -2.7 28 29 -30 31 -32 33 -34  $   ouf!
c
c      -----Tritium target-----
14     3      -8.9 -35  $           Cu (cylinder 2)
15     9      -4.506 -36  $         TiT (cylinder 3)
c
c      -----Pb shielding-----
16     5      -11.342 -37  $         Pb (cylinder 16)
17     5      -11.342 -38 39 40 -41  $   Pb (ring 21)
18     5      -11.342 -42  $         Pb (ring 24)
c
c      -----Al shielding-----
19     2      -2.7 -43  $           Al (cylinder 17)
20     2      -2.7 -44 45 46 -47  $     Al (ring 20)
21     2      -2.7 -48  $           Al (cylinder 19)
22     2      -2.7 -49 50 51 -52  $     Al (ring 22)
23     2      -2.7 -53 54 52 -55  $     Al (ring 23)
c
c      -----Am source-----
24     6      -1.716 -56  $           Am (cylinder 18)
c
c      -----Reference foils-----
25     2      -2.7 -57  $           Al front (cylinder 15)
26     2      -2.7 -58  $           Al back (cylinder 25)
27     7      -19.282 -59  $         Aul (cylinder 26)
28     8      -8.57 -60  $           Nbl (cylinder 27)
29     2      -2.7 -61  $           Al1 (cylinder 28)
c
c      -----Outside world-----
30     0           1  $           Outside world
```

```

c
c -----Surfaces-----
c
1      so 100 $ Room
c
c -----Flantza-----
c
2      rcc -0.43 0 0 0.43 0 0 4.5 $      Al (cylinder 1)
3      rcc -0.93 0 0 0.5 0 0 4.5 $      Al (ring 4-outer surface)
4      rcc -0.93 0 0 0.5 0 0 1.45 $     Al (ring 4-inner surface)
5      px -0.93 $      auxilliary surfaces
6      px -0.43 $      auxilliary surfaces
7      rcc -2.3 0 0 1.37 0 0 4.5 $     Al (ring 5-outer surface)
8      rcc -2.3 0 0 1.37 0 0 2.5 $     Al (ring 5-inner surface)
9      px -2.3 $      auxilliary surfaces
10     rcc -3.88 0 0 3.88 0 0 5.675 $   Al (ring 6-outer surface)
11     rcc -3.88 0 0 3.88 0 0 4.5 $     Al (ring 6-inner surface)
12     px -3.88 $      auxilliary surfaces
13     px 0 $         auxilliary surfaces
c
c -----Daxtilidi-----
c
14     rcc -3.88 0 0 0.68 0 0 7.6 $     Al (ring 7-outer surface)
15     rcc -3.88 0 0 0.68 0 0 5.7 $     Al (ring 7-inner surface)
16     px -3.2 $      auxilliary surfaces
17     rcc -4.54 0 0 2 0 0 8.1 $       Al (ring 8-outer surface)
18     rcc -4.54 0 0 2 0 0 7.6 $       Al (ring 8-inner surface)
19     px -4.54 $      auxilliary surfaces
20     px -2.54 $      auxilliary surfaces
c
c -----Telos grammis-----
c
21     rcc -6.88 0 0 3 0 0 5.675 $   Stainless Steel (ring 9-outer surface)
22     rcc -6.88 0 0 3 0 0 4.985 $   Stainless Steel (ring 9-inner surface)
23     px -6.88 $      auxilliary surfaces
c
c -----Holder-----
c
24     rcc -3.2 -6.625 0 8 0 0 0.85 $   Al (cylinder 10)
25     rcc 3.3 -5.775 0 0 3.617 0 0.15 $ Al (cylinder 11)
26     box 4.8 -2.158 -1.5 -3 0 0 0 0.864 0 0 0 3 $ Al (parallil. 12)
27     box 4.8 -1.293 -1.5 -3 0 0 0 2.706 0 0 0 0.207 $ Al (parallil. 13)
28     rcc 1.8 0 0 3 0 0 1.293 $ air (cylinder 14)
29     px 1.8 $      auxilliary surfaces
30     px 4.8 $      auxilliary surfaces
31     py -1.294 $     auxilliary surfaces
32     py 1.413 $     auxilliary surfaces
33     pz -1.293 $     auxilliary surfaces
34     pz 0 $
c
c -----Tritium target-----
c
35     rcc -0.53 0 0 0.1 0 0 1.425 $   Cu (cylinder 2)
36     rcc -0.54 0 0 0.01 0 0 1.27 $   TiT (cylinder 3)
c
c -----Pb shielding-----
c
37     rcc 1.86 0 0 0.3 0 0 1.293 $     Pb (cylinder 16)
38     rcc 2.16 0 0 0.84 0 0 1.293 $     Pb (ring 21-outer surface)
39     rcc 2.16 0 0 0.84 0 0 1 $        Pb (ring 21-inner surface)
40     px 2.16 $      auxilliary surfaces
41     px 3 $         auxilliary surfaces
42     rcc 3 0 0 0.325 0 0 1.293 $      Pb (cylinder 24)
c
c -----Al shielding-----
c
43     rcc 2.16 0 0 0.05 0 0 0.9 $      Al (cylinder 17)
44     rcc 2.21 0 0 0.21 0 0 0.9 $      Al (ring 20-outer surface)
45     rcc 2.21 0 0 0.21 0 0 0.615 $    Al (ring 20-outer surface)
46     px 2.21 $      auxilliary surfaces
47     px 2.42 $      auxilliary surfaces
48     rcc 2.42 0 0 0.05 0 0 0.9 $      Al (cylinder 19)
49     rcc 2.47 0 0 0.3 0 0 0.9 $      Al (ring 22-outer surface)
50     rcc 2.47 0 0 0.3 0 0 0.7 $      Al (ring 22-inner surface)
51     px 2.47 $      auxilliary surfaces

```

```

52      px 2.77 $          auxilliary surfaces
53      rcc 2.77 0 0 0.2 0 0 1 $          Al (ring 23-outer surface)
54      rcc 2.77 0 0 0.2 0 0 0.7 $      Al (ring 23-inner surface)
55      px 2.97 $          auxilliary surfaces
c
c      -----Am source-----
56      rcc 2.21 0 0 0.21 0 0 0.615 $      Am (cylinder 18)
c
c      -----Reference foils-----
57      rcc 1.8 0 0 0.06 0 0 0.6 $      Al front (cylinder 15)
58      rcc 3.325 0 0 0.058 0 0 0.599 $  Al back (cylinder 25)
59      rcc 3.383 0 0 0.038 0 0 0.665 $  Au1 (cylinder 26)
60      rcc 3.421 0 0 0.05 0 0 0.664 $   Nbl (cylinder 27)
61      rcc 3.471 0 0 0.051 0 0 0.649 $   Al1 (cylinder 28)

mode n
c      -----Materials-----
c
m1      7014.60c      -0.755636 $          air
      8016.60c      -0.231475 18000.59c      -0.012889
m2      13027.60c      -1 $          aluminum
m3      29065.60c      -1 $          copper
m4      26056.      -0.74 $          stainless steel
      28000.      -0.18 24000.      -0.08
m5      42000.      -1 $          Pb
m6      95241.      0.008762 $          Am source
      8016.60c      0.601752 13027.60c      0.389486
m7      79197.      -1 $          Au
m8      41093.      -1 $          Nb
m9      22000.      0.39324 $          TiT
      1003.      0.60676

c
c      -----Importances-----
c
imp:n      1 28r      0 $ 1, 30

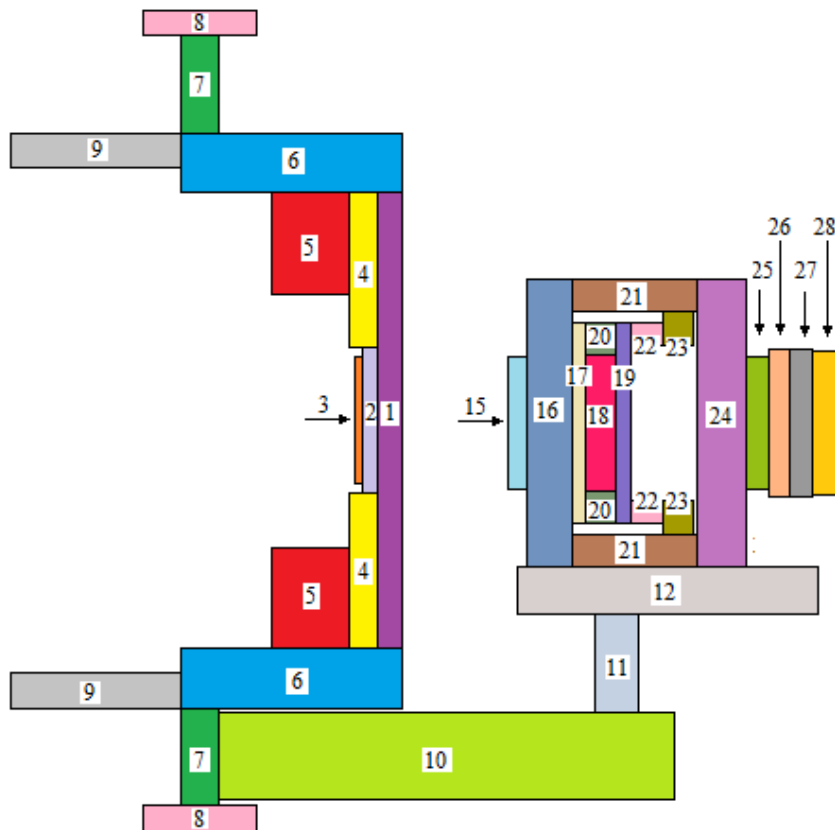
c
c      -----Source definition-----
c
sdef pos=-0.53015 0 0 axs=1 0 0 rad=d1 ext=d2 erg=d3 vec=1 0 0 dir=ferg=d4 par=1
c      Beam spot
sil 0 0.4
c      TiT thick
si2 -0.000154 0.000154
c      Energies
si3 h 12.191 12.2 12.225 12.267 12.325 12.4 12.491 12.598
      12.72 12.857 13.008 13.173 13.35 13.539 13.739 13.949
      14.167 14.392 14.622 14.857 15.093 15.329 15.563 15.793
      16.017 16.233 16.439 16.633 16.812 16.975 17.121 17.247
      17.352 17.435 17.495 17.531 17.543
sp3 d 0 0.0020 0.0058 0.0095 0.0132 0.0167 0.0202 0.0235 0.0266
      0.0295 0.0322 0.0346 0.0368 0.0387 0.0403 0.0416 0.0426 0.0432
      0.0432 0.040 0.0432 0.0426 0.0416 0.0403 0.0387 0.0368 0.0346
      0.0321 0.0294 0.0265 0.0234 0.0201 0.0167 0.0131 0.0094 0.0057
      0.0019
c      Normalized differential cross section(mb/Sr) => Kanonikopoihmenh Pithanota
sb3 d 0.00 0.02 0.02 0.02 0.02 0.02 0.02 0.02 0.02 0.021 0.021
      0.021 0.022 0.022 0.023 0.024 0.024 0.025 0.026 0.026 0.027 0.028
      0.028 0.029 0.03 0.031 0.031 0.032 0.033 0.033 0.034 0.034 0.035
      0.035 0.036 0.036 0.036 0.036
c      Gwnia ekpompis apo 180 -> 0 degrees
ds4 a -1 -0.996058551 -0.984545442 -0.965546939 -0.939207484 -0.905727334
      -0.865361036 -0.818415488 -0.765247615 -0.706261645 -0.641906042
      -0.572670096 -0.499080199 -0.421695849 -0.341105390 -0.257921542
      -0.172776744 -0.086318343 0 0.087904943 0.174345226 0.259459982 0.342602091
      0.423139432 0.500459689 0.573975004 0.643126448 0.707388269 0.766271892
      0.819329632 0.866158094 0.906401249 0.939753130 0.965960169
      0.984823114 0.996198553 1

```

```

c
c -----Tally-----
c
c f4:n 25 24 26 27 28 29 $      Average neutron flux
c e0 0 40i 18 $                Energy bins for tally
c fc4                            Neutron flux
c
c -----History cutoff-----
c
c nps 100000000 $              The usual method for limiting how long MCNP runs.

```



Αρίθμηση επιφανειών για διευκόλυνση στην περιγραφή με τον κώδικα MCNP. Δεν είναι ούτε οι αριθμοί των επιφανειών, ούτε οι αριθμοί των κελιών, είναι ένα βοηθητικό σχήμα. Για παράδειγμα, η περιγραφή του μπροστινού αλουμινίου (Al_F) είναι: <<25 2 -2.7 -57 \$ Al front (cylinder 15)>>, δηλαδή, στο παραπάνω σχήμα, το μπροστινό αλουμίνιο είναι ο κύλινδρος 15.

Παράρτημα Θ

MCNP Analyzer

Το MCNP Analyzer είναι ένα πολύ χρήσιμο πρόγραμμα που μετατρέπει τα αρχεία εξόδου του MCNP σε αρχεία ".SPE". Τα αρχεία ".SPE" μπορούν να "διαβαστούν" από το πρόγραμμα SPECTRW που χρησιμοποιείται σε αυτήν την εργασία για τις αναλύσεις των φασμάτων.

Για να γίνει πιο κατανοητή η επίδραση του MCNP Analyzer στην ανάλυση των δεδομένων, θα δοθεί ένα συγκεκριμένο παράδειγμα, η επεξεργασία του αποτελέσματος της προσομοίωσης, για την περίπτωση λήψης φάσματος σημειακής πηγής ^{152}Eu , για την ακτίνα 121.78 keV.

Στη συγκεκριμένη προσομοίωση, έχουν αποσταλεί στον ανιχνευτή Ge (σχετικής απόδοσης 100%) 10000000 φωτόνια, ενέργειας 121.78 keV, με ένταση 100%. Στο αρχείο εξόδου του MCNP, τα αποτελέσματα κατατάσσονται σε τρεις στήλες. Η πρώτη στήλη αφορά την ενέργεια του κάθε διαστήματος (καναλιού) σε MeV, η δεύτερη στήλη την απόδοση που προβλέπει το MCNP για το κάθε διάστημα και η τρίτη στήλη, το σχετικό σφάλμα της απόδοσης.

```
energy
[... ]
1.2154E-01    6.82880E-03  0.0038
1.2191E-01    9.16770E-03  0.0033
1.2228E-01    7.83490E-03  0.0036
[... ]
```

Ας επιλέξουμε το κανάλι με τη μεγαλύτερη τιμή για την απόδοση, το δεύτερο:

1.2191E-01 9.16770E-03 0.0033

ώστε να δούμε τί δηλώνει το αποτέλεσμα και πώς θα μετατραπεί, ώστε να μπορέσει να συγκριθεί με το πείραμα.

Για το κανάλι του 1.2191 keV, το MCNP δίνει απόδοση 0.0091677. Αυτό σημαίνει:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}} \Rightarrow 0.0091677 = \frac{N_{\text{καναλιού}}}{10000000} \Rightarrow N_{\text{καναλιού}} = 0.0091677 \times 10000000$$
$$\Rightarrow N_{\text{καναλιού}} = 91677 \text{ counts}$$

Δηλαδή, αν το ^{152}Eu ήταν μονοενεργειακό, εξέπεμπε μία ακτίνα- γ ενέργειας 121.78 keV, με ένταση 100% και η ενεργότητά του ήταν 10000000 bq, τότε στο κανάλι που αντιστοιχεί στα 1.2191 keV, θα υπήρχαν $N_{\text{καναλιού}}=91677$ counts.

Τί πρέπει να αλλάξει, ώστε το συγκεκριμένο κανάλι, να μπορέσει να συγκριθεί με το αντίστοιχο κανάλι στο πειραματικό φάσμα του ^{152}Eu ;

Αυτό που πρέπει να αλλάξει είναι το $N_{\text{εκπεμπόμενα}}$. Τα φωτόνια ενέργειας 121.78 keV, που εκπέμφθηκαν από το ^{152}Eu κατά τη διάρκεια της μέτρησης, μπορούν να υπολογιστούν από τη σχέση:

$$N_{\text{εκπεμπόμενα}} = (\text{Ενεργότητα Eu}) \cdot (\text{Live Time φάσματος}) \cdot (\text{Ένταση της ακτίνας-}\gamma)$$

Ενεργότητα Eu

Η αρχική ενεργότητα της σημειακής πηγής ^{152}Eu καταγράφεται, συνήθως, πάνω στην πηγή ((1.23 ± 0.05) μCi), μαζί με την ημερομηνία κατασκευής της (1/3/2004) και το ποσοστό πρόσμιξης σε ^{154}Eu (3%). Η ενεργότητα πρέπει να υπολογιστεί για την ημέρα που έγινε η λήψη του φάσματος που μας ενδιαφέρει να συγκρίνουμε με την προσομοίωση. Η πειραματική μέτρηση του ^{152}Eu έγινε την 19/4/2013 και η αναγωγή της ενεργότητας μπορεί να γίνει μέσω της σχέσης:

$$R=R_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

όπου:

R_0 : η αρχική ενεργότητα του ^{152}Eu ($R_0=1.23\mu\text{Ci}=1.23 \cdot (3.7 \cdot 10^4)$ bq=45510 bq)

λ : η σταθερά αποδιέγερσης του ^{152}Eu $\left(\lambda = \frac{0.693}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{13.537\text{y}} = 1.62 \times 10^{-9} \text{s}^{-1} \right)$

t : ο χρόνος που έχει περάσει από την ημέρα κατασκευής της πηγής, μέχρι την ημέρα λήψης του φάσματος ($t=(19/4/2013-1/3/2004)=3336$ d= $2.9 \cdot 10^8$ s)

Έτσι, προκύπτει:

$$R=(28504 \pm 1159) \text{ bq}$$

Live Time του φάσματος

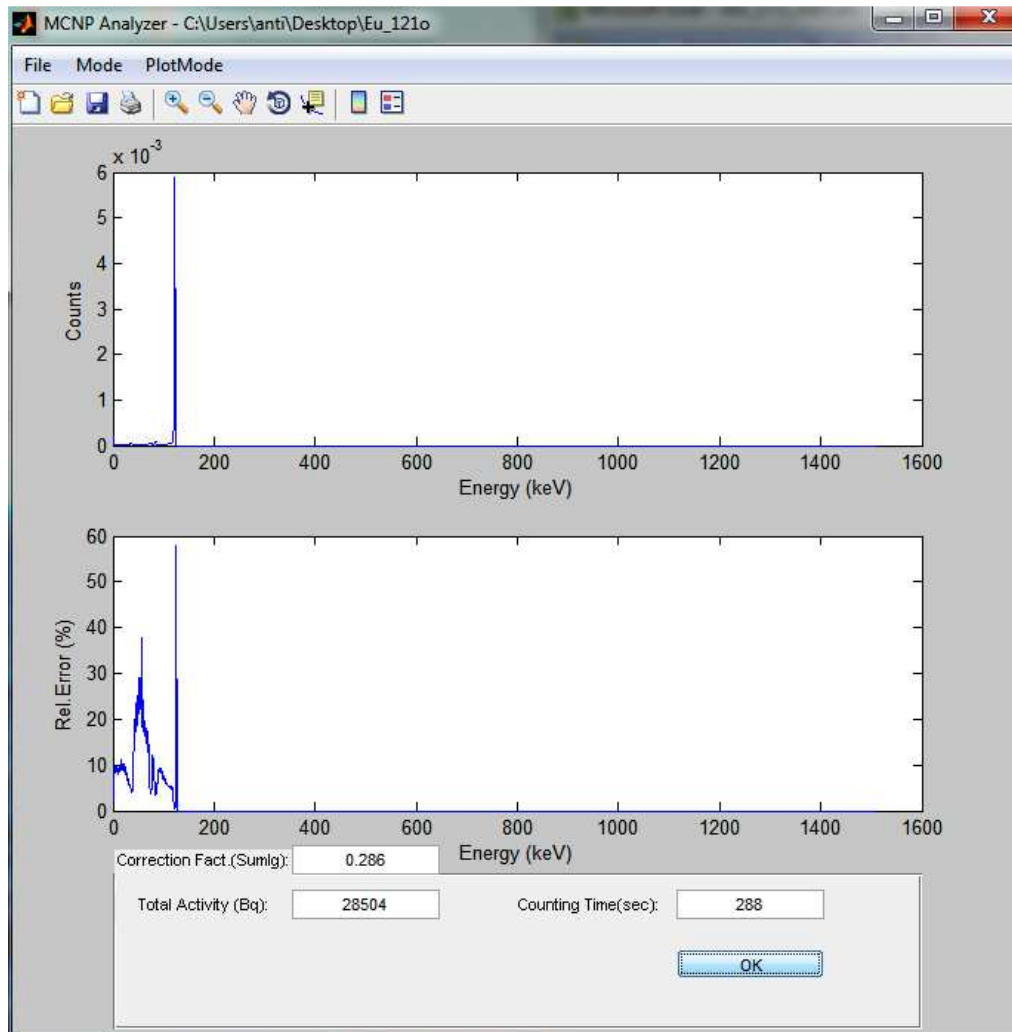
Το live time του φάσματος είναι 288 s.

Ένταση της ακτίνας- γ

Η ένταση της ακτίνας- γ ενέργειας 121.78 keV του ^{152}Eu είναι 28.58%. Έτσι, ο διορθωτικός παράγοντας για την ένταση της ακτίνας- γ , στα 121.78 keV, θα είναι:

$$\text{Διορθωτικός Παράγοντας} = \frac{28.58}{100} = 0.286$$

Έτσι, το MCNP Analyzer διορθώνει το $N_{\text{εκπεμπόμενα}}$ και πλέον, η κορυφή της προσομοίωσης μπορεί να συγκριθεί με την αντίστοιχη πειραματική κορυφή.



Στο πάνω μέρος φαίνεται το φάσμα και στο κάτω μέρος το σχετικό σφάλμα της προσομοίωσης.

Παράρτημα I

Κώδικας για την προσομοίωση της λήψης φάσματος σημειακού ^{152}Eu με το MCNP

```
c      Created on: Thursday, August 01, 2013 at 18:08
c
c      -----Cells-----
c
1      1 -0.001225 -1 #2 #3 #4 #5 #6 #7 #8 #9 #10 #11 #12 #13 #14 #15 $
Room
      #16 #17 #18 #19 #20 #21
c
c      -----Diataksi-----
c
2      2 -11.342 -2 $          toixos 1
3      2 -11.342 -3 $          toixos 2
4      2 -11.342 -4 $          toixos 3
5      2 -11.342 -5 $          toixos 4
6      2 -11.342 -6 $          toixos 5
7      2 -11.342 -7 $          patwma 6
8      3 -0.94 -8 $           basi 7
c
c      -----Detector-----
c
c      -----Detector's Pb shielding-----
c
9      2 -11.342 -10 9 11 -12 $   Pb shielding
c
c      -----Detector's Cd shielding-----
c
10     5 -8.69 -9 13 11 -12 $   Cd shielding
c
c      -----Mg shielding-----
c
11     8 -1.738 -14 $           Mg shielding (cylinder 1)
12     8 -1.738 15 -16 17 -18 $   Mg shielding (ring 2)
c
c      -----Al shielding-----
c
13     4 -2.698 -19 $           Al shielding (cylinder 3)
14     4 -2.698 20 -21 22 -23 $   Al shielding (ring 4)
15     4 -2.698 24 -25 23 -26 $   Al shielding (ring 5)
c
c      -----Ge crystal-----
c
16     6 -5.323 -27 22 -30 $     Ge(DL) (kwnos 6)
17     6 -5.323 -28 30 -31 :-32 :37 -38 39 -35 $ Ge
18     9 -2.34 28 -29 30 -31 $   B (kwnos 7)
19     9 -2.34 33 -34 31 -35 $   B (ring 9)
20     7 -0.534 -36 $           Li (cylinder 10)
21     7 -0.534 40 -41 42 -35 $   Li (ring 12)
c
c      -----Outside world-----
c
22     0          1 $           Outside world
c
c      -----Surfaces-----
c
c
1      so 200 $           Room
c
c      -----Diataksi-----
c
2      box -70 6 -13.5 0 -12 0 4.8 0 0 0 0 28 $           toixos 1
```



```

3      box -69 -9.5 -13.5 0 -4.8 0 50 0 0 0 0 28 $      toixos 2
4      box -19 -9.5 -13.5 0 -4.8 0 19 0 0 0 0 19.5 $    toixos 3
5      box -69 14.3 -13.5 0 -4.8 0 59.5 0 0 0 0 28 $    toixos 4
6      box -9.5 14.3 -13.5 0 -4.8 0 9.5 0 0 0 0 19.5 $  toixos 5
7      box -59.5 5.5 -13.5 0 -11 0 59.5 0 0 0 0 4.8 $   patwma 6
8      box -20 5 -8.7 0 -10 0 10 0 0 0 0 7.4 $         vasi 7

c
c
c ----- Detector -----
c
c -----Detector's Pb shielding-----
9      rcc 0 0 0 13.5 0 0 5.6 $      Pb (ring inner surface)
10     rcc 0 0 0 13.5 0 0 8.6 $      Pb (ring outer surface)
11     px 0 $                          auxilliary surface
12     px 13.5 $                       auxilliary surface

c
c -----Detector's Cd shielding-----
13     rcc 0 0 0 13.5 0 0 4.6 $      Cd (ring inner surface)

c
c -----Mg shielding-----
14     rcc 0 0 0 0.15 0 0 4.5 $      Mg (cylinder 1)
15     rcc 0.15 0 0 16.4 0 0 4.35 $  Mg (ring 2-inner surface)
16     rcc 0.15 0 0 16.4 0 0 4.5 $  Mg (ring 2-outer surface)
17     px 0.15 $                       auxilliary surface
18     px 16.55 $                     auxilliary surface

c
c -----Al shielding-----
19     rcc 0.545 0 0 0.005 0 0 3.956 $ Al (cylinder 3)
20     rcc 0.55 0 0 12.68 0 0 3.88 $  Al (ring 4-inner surface)
21     rcc 0.55 0 0 12.68 0 0 3.956 $  Al (ring 4-outer surface)
22     px 0.55 $                       auxilliary surface
23     px 13.23 $                     auxilliary surface
24     rcc 13.23 0 0 0.32 0 0 0.505 $  Al (ring 5-inner surface)
25     rcc 13.23 0 0 0.32 0 0 3.956 $  Al (ring 5-outer surface)
26     px 13.55 $                     auxilliary surface

c
c -----Ge crystal-----
27     trc 0.65 0 0 -0.1 0 0 3.68 3.58 $ kolouros kwnos 6 Ge(DL)out
28     trc 0.75 0 0 -0.1 0 0 3.77997 3.68 $kolouros kwnos 7 Ge inner
29     trc 0.75 0 0 -0.1 0 0 3.78 3.68 $ kolouros kwnos 7 Ge outer
30     px 0.65 $                       auxilliary surface
31     px 0.75 $                       auxilliary surface
32     rcc 0.75 0 0 0.52 0 0 3.77997 $  Ge (cylinder 8)
33     rcc 0.75 0 0 8.99 0 0 3.77997 $  B (ring 9-inner surface)
34     rcc 0.75 0 0 8.99 0 0 3.78 $     B (ring 9-outer surface)
35     px 9.74 $                       auxilliary surface
36     rcc 1.27 0 0 0.07 0 0 0.575 $    Li (cylinder 10)
37     rcc 1.27 0 0 8.47 0 0 0.575 $    Ge (ring 11-inner surface)
38     rcc 1.27 0 0 8.47 0 0 3.77997 $  Ge (ring 11-outer surface)
39     px 1.27 $                       auxilliary surface
40     rcc 1.34 0 0 8.4 0 0 0.505 $     Ge (ring 12-inner surface)
41     rcc 1.34 0 0 8.4 0 0 0.575 $     Ge (ring 12-outer surface)
42     px 1.34 $                       auxilliary surface

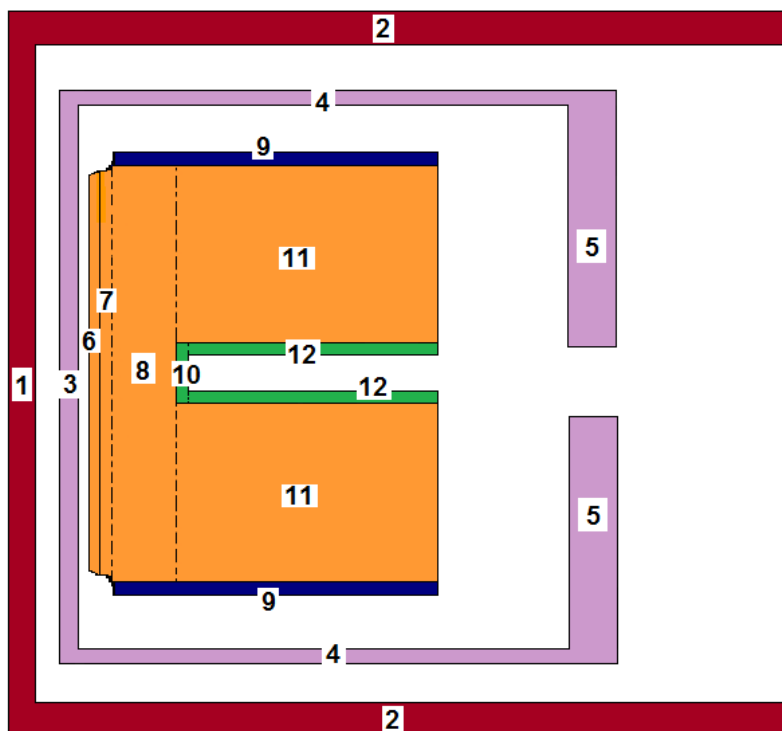
mode p e
c
c -----Materials-----
m1     7014.60c      -0.755636 $                Air
      8016.60c      -0.231475 18000.59c    -0.012889
m2     82206.60c    -0.242902 $                Lead
      82207.60c    -0.223827 82208.60c    -0.53327
m3     1001.60c     -0.143711 $                Polyethylene
      6000.60c     -0.856289
m4     13027.60c    -1 $                       Al
m5     48112.60c    -1 $                       Cd
m6     32000.       -1 $                       Ge
m7     3000.        -1 $                       Li
m8     24000.       -1 $                       Mg
m9     5000.60c     -1 $                       B

```

```

c
c -----Importances-----
c
imp:p          1 20r          0 $ 1, 22
imp:e          1 20r          0 $ 1, 22
c
c -----Source definition-----
c
sdef pos=-7.1 0 0 rad=d1 erg=d2 ext=d3 axs=1 0 0 par=2
c   Radius
si1 0 0.175
c   Energies
si2 L 0.121782
c   Normalized differential cross section (mb/Sr) => Pithanotita
sp2 1
c   Eu thick
si3 -0.003 0.003
c
c -----Tally-----
c
f8:p,e 17
e8 0 1e-03 4095I 1.51091
ft8 geb 0.0018 0.0000612106 343.66876
c
c -----History cutoff-----
nps 1000000

```



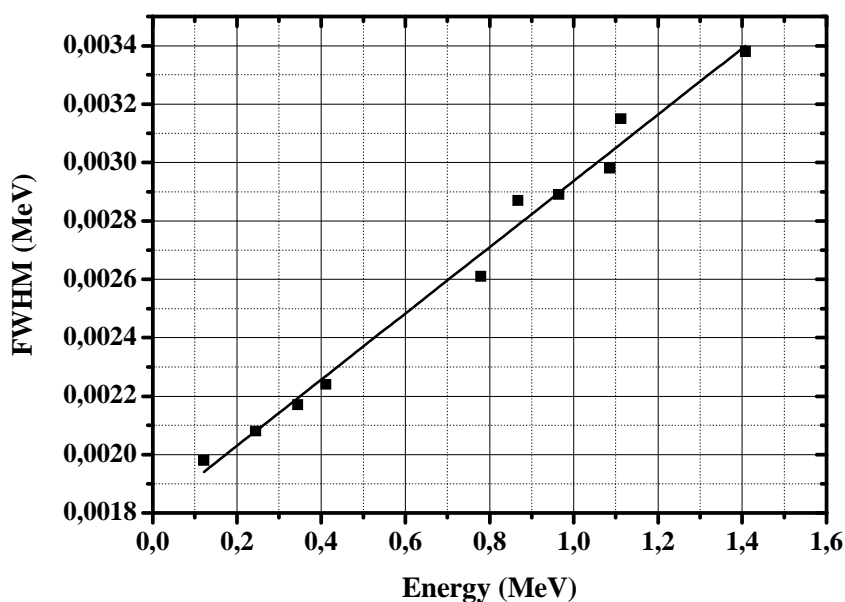
Αρίθμηση επιφανειών για διευκόλυνση στην περιγραφή με τον κώδικα MCNP. Δεν είναι ούτε οι αριθμοί των επιφανειών, ούτε οι αριθμοί των κελιών, είναι ένα βοηθητικό σχήμα. Για παράδειγμα, η περιγραφή του "νεκρού" στρώματος γερμανίου είναι: <trc 0.65 0 0 -0.1 0 0 3.68 3.58 \$ kolouros kwnos 6 Ge(DL)out >, δηλαδή, στο παραπάνω σχήμα, το "νεκρό" στρώμα του γερμανίου είναι ο κόνος 6.

Πώς υπολογίστηκαν οι παράγοντες <ft8 geb 0.0018 0.0000612106 343.66876> που ρυθμίζουν το FWHM στο MCNP;

Κατά τη διάρκεια που αναλύεται το πειραματικό φάσμα του ^{152}Eu με το πρόγραμμα SPECTRW, εκτός από την εύρεση του αριθμού των γεγονότων της κάθε κορυφής, παρέχεται και η πληροφορία του FWHM για την καθεμιά. Για να βρεθούν οι παράμετροι που χρειάζονται για να οριστεί το FWHM με το MCNP, αρκεί στο διάγραμμα του FWHM συναρτήσει της ενέργειας της κάθε κορυφής του ^{152}Eu , να προσαρμοσθεί μία συνάρτηση της μορφής:

$$y = a + b \cdot \sqrt{x + c \cdot x^2} \Leftrightarrow FWHM = a + b \cdot \sqrt{E + c \cdot E^2}$$

Οι παράμετροι που προκύπτουν από αυτήν τη προσαρμογή (βλ. Σχήμα), εισάγονται με τη σειρά a , b , c στην εντολή <ft8 geb 0.0018 0.0000612106 343.66876>.



Διάγραμμα του FWHM των κορυφών στο πειραματικό φάσμα του ^{152}Eu , συναρτήσει της ενέργειας. Από τη συνάρτηση που έχει προσαρμοσθεί στα πειραματικά σημεία, προκύπτουν οι παράγοντες που καθορίζουν το FWHM στο MCNP.

Παράρτημα Κ

Κώδικας για την προσομοίωση της λήψης φάσματος του δείγματος του ^{241}Am με το MCNP

```
c      Created on: Thursday, August 01, 2013 at 18:08
c
c      -----Cells-----
c
1      1 -0.001225 -1 #2 #3 #4 #5 #6 #7 #8 #9 #10 #11 #12 #13 #14 #15 $
Room
      #16 #17 #18 #19 #20 #21 #22 #23 #24 #25
c
c      -----Diataksi-----
c
2      2 -11.342 -2 $          toixos 1
3      2 -11.342 -3 $          toixos 2
4      2 -11.342 -4 $          toixos 3
5      2 -11.342 -5 $          toixos 4
6      2 -11.342 -6 $          toixos 5
7      2 -11.342 -7 $          patwma 6
8      3 -0.94 -8 $           basi 7
c
c      -----Detector-----
c
c      -----Detector's Pb shielding-----
c
9      2 -11.342 -10 9 11 -12 $   Pb shielding
c
c      -----Detector's Cd shielding-----
c
10     5 -8.69 -9 13 11 -12 $   Cd shielding
c
c      -----Mg shielding-----
c
11     8 -1.738 -14 $           Mg shielding (cylinder 1)
12     8 -1.738 15 -16 17 -18 $  Mg shielding (ring 2)
c
c      -----Al shielding-----
c
13     4 -2.698 -19 $           Al shielding (cylinder 3)
14     4 -2.698 20 -21 22 -23 $  Al shielding (ring 4)
15     4 -2.698 24 -25 23 -26 $  Al shielding (ring 5)
c
c      -----Ge crystal-----
c
16     6 -5.323 -27 22 -30 $     Ge(DL) (kwnos 6)
17     6 -5.323 -28 30 -31 :-32 :37 -38 39 -35 $ Ge
18     9 -2.34 28 -29 30 -31 $   B (kwnos 7)
19     9 -2.34 33 -34 31 -35 $   B (ring 9)
20     7 -0.534 -36 $           Li (cylinder 10)
21     7 -0.534 40 -41 42 -35 $  Li (ring 12)
c
c      -----Am source-----
c
22     2 -11.342 -43 :58 -59 60 -61 :-62 $   Pb shielding
23     4 -2.698 -44 :47 -48 49 -50 :-46 $   Al shielding
24     4 -2.698 51 -52 53 -54 :55 -56 57 -53 $ Al shielding
25     10 -1.716 -45 $          Am xapi
c
c      -----Outside world-----
c
26     0          1 $           Outside world
```

```

c -----Surfaces-----
c
c 1 so 200 $ Room
c
c -----Diataksi-----
c 2 box -70 6 -13.5 0 -12 0 4.8 0 0 0 0 28 $ toixos 1
c 3 box -69 -9.5 -13.5 0 -4.8 0 50 0 0 0 0 28 $ toixos 2
c 4 box -19 -9.5 -13.5 0 -4.8 0 19 0 0 0 0 19.5 $ toixos 3
c 5 box -69 14.3 -13.5 0 -4.8 0 59.5 0 0 0 0 28 $ toixos 4
c 6 box -9.5 14.3 -13.5 0 -4.8 0 9.5 0 0 0 0 19.5 $ toixos 5
c 7 box -59.5 5.5 -13.5 0 -11 0 59.5 0 0 0 0 4.8 $ patwma 6
c 8 box -15 5 -8.7 0 -10 0 10 0 0 0 0 7.4 $ vasi 7
c
c ----- Detector -----
c
c -----Detector's Pb shielding-----
c 9 rcc 0 0 0 13.5 0 0 5.6 $ Pb (ring inner surface)
c 10 rcc 0 0 0 13.5 0 0 8.6 $ Pb (ring outer surface)
c 11 px 0 $ auxilliary surface
c 12 px 13.5 $ auxilliary surface
c
c -----Detector's Cd shielding-----
c 13 rcc 0 0 0 13.5 0 0 4.6 $ Cd (ring inner surface)
c
c -----Mg shielding-----
c 14 rcc 0 0 0 0.15 0 0 4.5 $ Mg (cylinder 1)
c 15 rcc 0.15 0 0 16.4 0 0 4.35 $ Mg (ring 2-inner surface)
c 16 rcc 0.15 0 0 16.4 0 0 4.5 $ Mg (ring 2-outer surface)
c 17 px 0.15 $ auxilliary surface
c 18 px 16.55 $ auxilliary surface
c
c -----Al shielding-----
c 19 rcc 0.545 0 0 0.005 0 0 3.956 $ Al (cylinder 3)
c 20 rcc 0.55 0 0 12.68 0 0 3.88 $ Al (ring 4-inner surface)
c 21 rcc 0.55 0 0 12.68 0 0 3.956 $ Al (ring 4-outer surface)
c 22 px 0.55 $ auxilliary surface
c 23 px 13.23 $ auxilliary surface
c 24 rcc 13.23 0 0 0.32 0 0 0.505 $ Al (ring 5-inner surface)
c 25 rcc 13.23 0 0 0.32 0 0 3.956 $ Al (ring 5-outer surface)
c 26 px 13.55 $ auxilliary surface
c
c -----Ge crystal-----
c 27 trc 0.65 0 0 -0.1 0 0 3.68 3.58 $ kolouros kwnos 6 Ge(DL)out
c 28 trc 0.75 0 0 -0.1 0 0 3.77997 3.68 $kolouros kwnos 7 Ge inner
c 29 trc 0.75 0 0 -0.1 0 0 3.78 3.68 $ kolouros kwnos 7 Ge outer
c 30 px 0.65 $ auxilliary surface
c 31 px 0.75 $ auxilliary surface
c 32 rcc 0.75 0 0 0.52 0 0 3.77997 $ Ge (cylinder 8)
c 33 rcc 0.75 0 0 8.99 0 0 3.77997 $ B (ring 9-inner surface)
c 34 rcc 0.75 0 0 8.99 0 0 3.78 $ B (ring 9-outer surface)
c 35 px 9.74 $ auxilliary surface
c 36 rcc 1.27 0 0 0.07 0 0 0.575 $ Li (cylinder 10)
c 37 rcc 1.27 0 0 8.47 0 0 0.575 $ Ge (ring 11-inner surface)
c 38 rcc 1.27 0 0 8.47 0 0 3.77997 $ Ge (ring 11-outer surface)
c 39 px 1.27 $ auxilliary surface
c 40 rcc 1.34 0 0 8.4 0 0 0.505 $ Ge (ring 12-inner surface)
c 41 rcc 1.34 0 0 8.4 0 0 0.575 $ Ge (ring 12-outer surface)
c 42 px 1.34 $ auxilliary surface
c
c -----Am source-----
c 43 rcc -7.1 0 0 0.3 0 0 1.293 $ Pb (cylinder 1)
c 44 rcc -7.15 0 0 0.05 0 0 0.9 $ Al (cylinder 2)
c 45 rcc -7.36 0 0 0.21 0 0 0.615 $ Am (cylinder 3)
c 46 rcc -7.41 0 0 0.05 0 0 0.9 $ Al (cylinder 4)
c 47 rcc -7.36 0 0 0.21 0 0 0.615 $ Al (ring 5-inner surface)
c 48 rcc -7.36 0 0 0.21 0 0 0.9 $ Al (ring 5-outer surface)
c 49 px -7.36 $ auxilliary surface
c 50 px -7.15 $ auxilliary surface

```

```

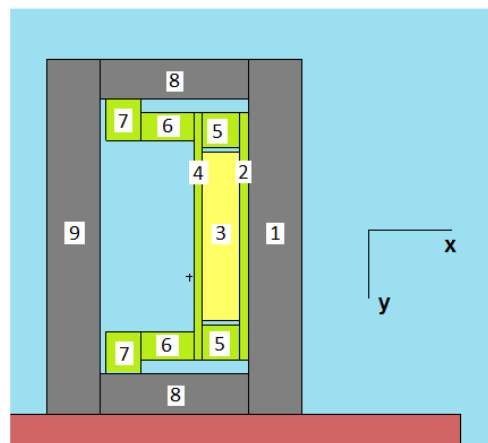
51      rcc -7.71 0 0 0.3 0 0 0.7 $      Al (ring 6-inner surface)
52      rcc -7.71 0 0 0.3 0 0 0.9 $      Al (ring 6-outer surface)
53      px -7.71 $                          auxilliary surface
54      px -7.41 $                          auxilliary surface
55      rcc -7.91 0 0 0.2 0 0 0.7 $      Al (ring 7-inner surface)
56      rcc -7.91 0 0 0.2 0 0 1 $      Al (ring 7-outer surface)
57      px -7.91 $                          auxilliary surface
58      rcc -7.94 0 0 0.84 0 0 1 $      Pb (ring 8-inner surface)
59      rcc -7.94 0 0 0.84 0 0 1.293 $  Pb (ring 8-outer surface)
60      px -7.94 $                          auxilliary surface
61      px -7.1 $                          auxilliary surface
62      rcc -8.24 0 0 0.3 0 0 1.293 $    Pb (cylinder 9)

```

```

mode p e
c
c -----Materials-----
m1  7014.60c      -0.755636 $                      Air
    8016.60c      -0.231475 18000.59c      -0.012889
m2  82206.60c    -0.242902 $                      Lead
    82207.60c    -0.223827 82208.60c      -0.53327
m3  1001.60c     -0.143711 $                      Polyethylene
    6000.60c     -0.856289
m4  13027.60c    -1 $                          Al
m5  48112.60c   -1 $                          Cd
m6  32000.       -1 $                          Ge
m7  3000.        -1 $                          Li
m8  24000.       -1 $                          Mg
m9  5000.60c    -1 $                          B
m10 95241.       0.008762 $                      Am source
    8016.60c     0.601752 13027.60c      0.389486
c
c -----Importances-----
c
imp:p          1 24r          0 $ 1, 26
imp:e          1 24r          0 $ 1, 26
c
c -----Source definition-----
sdef pos=-7.255 0 0 rad=d1 erg=d2 ext=d3 axs=1 0 0 par=2
c   Radius
si1 0 0.615
c   Energies
si2 L 0.332360
c   Normalized intensities
sp2  1
c   Am thick
si3 -0.105 0.105
c
c -----Tally-----
c
f8:p,e 17
e8 0 1e-03 4095I 1.51091
ft8 geb 0.00108 0.00046 1.62049
c
c -----History cutoff-----
nps 10000000

```



Εικόνα: Αρίθμηση επιφανειών για διευκόλυνση στην περιγραφή με τον κώδικα MCNP. Δεν είναι ούτε οι αριθμοί των επιφανειών, ούτε οι αριθμοί των κελιών, είναι ένα βοηθητικό σχήμα. Για παράδειγμα, η περιγραφή της παστίλιας του Am είναι: <<45 rcc -7.46 0 0 0.21 0 0 0.615 \$ Am (cylinder 3)>>, δηλαδή, στο παραπάνω σχήμα, η πηγή του Am είναι ο κύλινδρος 3.

Βιβλιογραφία

- [1] A. A. Filatenkov and S.V Chuvaev, Phys. At. Nucl. **63**, 1504 (2000).
- [2] R. W. Lougheed et al., Radiochim. Acta **90**, 833 (2002).
- [3] G. Perdikakis et al., Phys. Rev. C **73**, 067601 (2006).
- [4] A. P. Tonchev et al., Phys. Rev. C **77**, 054610 (2008).
- [5] C. Sage et al., Phys. Rev. C **81**, 064604 (2010).
- [6] R. Vlastou et al., Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research B 269 (2011)
- [7] A. Kalamara et al., Nucl. Data Sheets (2013)
- [8] Διδακτορική διατριβή, Ε.Μ.Π (2006), Γ. ΠΕΡΔΙΚΑΚΗΣ
- [9] Διπλωματική εργασία, Ε.Μ.Π (2010), Γ. ΧΑΡΙΤΟΥ
- [10] Διπλωματική εργασία, Ε.Μ.Π (2011), Α. ΚΑΛΑΜΑΡΑ
- [11] Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)
- [12] A.Galonsky et al., Jour. Physical Review, Vol.104, p.421 (1956).
- [13] Evaluated Nuclear Data File (ENDF)
- [14] MCNP prmr, “An MCNP primer”, J. K. Shultis, R. E. Faw
- [15] Technical Note, JRC- ITU- TN- 2006/ 34, “Fabrication of Am Samples for neutron cross section measurements at JRC- IRMM Geel”, C. Nastren, M. Holzhauser, A. Fernandez, C. Brossard, F. Wastin, H. Ottmar, J. Somers
- [16] Nuclear Data Tables 11, 569-619, H. Liskien and A. Paulsen, “Neutron production cross sections and energies for the reactions $T(p,n) {}^3\text{He}$, $D(d,n) {}^3\text{He}$ and $T(d,n) {}^4\text{He}$ ”, (1973)