



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών
Τομέας Φυσικής

Χαρακτηρισμός της νέας δέσμης νετρονίων του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» με τη μέθοδο της ενεργοποίησης πολλαπλών στόχων

Λαμπριανός Αμανατίδης

Διπλωματική Εργασία Προπτυχιακού
Προγράμματος Σπουδών

Τριμελής Επιτροπή:
Διακάκη Μαρία
Ζαννή – Βλαστού Ρόζα
Κόκκορης Μιχαήλ

Αθήνα
Σεπτέμβρης 2023

*Στους γονείς μου,
Χρήστο και Ζαχαρώ*

Ευχαριστίες

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω τις καθηγήτριες μου Δρ. Μαρία Διακάκη και Δρ. Ζαννή - Βλαστού Ρόζα, καθώς και τον καθηγητή μου Δρ. Μιχάλη Κόκκορη για την άριστη συνεργασία που είχαμε καθ' όλη την διάρκεια της εκπόνησης της συγκεκριμένης διπλωματικής εργασίας. Η όρεξη και αφοσίωση τους με ενέπνευσε για την ενασχόληση μου με το συγκεκριμένο αντικείμενο.

Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Υποψήφιο Διδάκτορα Σωτήρη Χασάπογλου για την βοήθειά του και για την επίλυση οποιουδήποτε προβλήματος που προέκυπτε.

Ευχαριστώ επίσης την ομάδα της πυρηνικής φυσικής για την πολύτιμη βοήθειά τους όλο αυτό τον καιρό. Ιδιαίτερα ευχαριστώ τον Χριστόφορο, την Ζωή, την Άννα, την Αναστασία και την Ευαγγελία που εκτός από την συνεργάτες στην ομάδα της πυρηνικής φυσικής υπήρξαμε και φίλοι.

Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω τους φίλους μου Βασίλη, Λαζάρου, Ελένη, Λία, Χάρις και την οικογένεια μου για την στήριξη και την υπομονή που δείξαν καθ' όλη την διάρκεια των σπουδών μου.

Περίληψη

Μετά την αναβάθμιση του επιταχυντή TANDEM του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος», ο προσδιορισμός της ροής των νετρονίων ήταν απαραίτητος, για την διεξαγωγή πειραμάτων νετρονίων. Μία από τις κύριες αντιδράσεις παραγωγής νετρονίων είναι η ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$, η οποία παράγει νετρόνια στην ενεργειακή περιοχή από 15 έως περίπου 20 MeV. Χρησιμοποιήθηκε ένας στόχος τριτωμένου τιτανίου (TiT) ενεργότητας $\sim 737 \text{ GBq}$, που αποτελείται από 2.1 mg/cm^2 TiT τοποθετημένα σε φύλλο χαλκού πάχους 1mm.

Σκοπός της συγκεκριμένης διπλωματικής εργασίας ήταν να προσδιοριστεί το πλήρες φάσμα της ροής των νετρονίων στα 18 MeV, μέσω της μεθόδου της ενεργοποίησης πολλαπλών στόχων και σε συνδυασμό με έναν κώδικα αποσυνέλιξης, τον SAND-II [6]. Για αυτόν τον σκοπό, χρησιμοποιήθηκαν οι παρακάτω αντιδράσεις αναφοράς ${}^{197}\text{Au}(n,2n){}^{196}\text{Au}$, ${}^{27}\text{Al}(n,\alpha){}^{24}\text{Na}$, ${}^{197}\text{Au}(n,\gamma){}^{198}\text{Au}$, ${}^{59}\text{Co}(n,\alpha){}^{56}\text{Mn}$, ${}^{115}\text{In}(n,n'){}^{115\text{m}}\text{In}$, ${}^{56}\text{Fe}(n,p){}^{56}\text{Mn}$, ${}^{48}\text{Ti}(n,p){}^{48}\text{Sc}$, ${}^{93}\text{Nb}(n,2n){}^{92\text{m}}\text{Nb}$ και ${}^{58}\text{Ni}(n,2n){}^{57}\text{Ni}$. Οι στόχοι τοποθετήθηκαν σε μια κυλινδρική βάση, ο ένας μπροστά από τον άλλο, σε απόσταση περίπου 1.7 cm από τον στόχο του TiT και ακτινοβολήθηκαν για περίπου 8 ώρες. Οι διακυμάνσεις της δέσμης των νετρονίων παρακολούθηθηκαν από έναν ανιχνευτή Τριφθοριούχου Βορίου (BF₃) που τοποθετήθηκε σε απόσταση περίπου 3m από την πηγή των νετρονίων. Οι ακτίνες-γ που εξέπεμψαν οι ακτινοβολημένοι στόχοι μετρήθηκαν με δύο ανιχνευτές υπερκαθαρού Γερμανίου (HPGe) εσωτερικής απόδοσης 80%. Υπολογίστηκε η ενδοαπορρόφηση των ακτίνων-γ και η διακύμανση της ροής μέσα σε κάθε στόχο, μέσω προσομοιώσεων Monte Carlo και πιο συγκεκριμένα μέσω του κώδικα MCNP5 [10]. Τέλος υπολογίστηκε η ενεργότητα κόρου κάθε αντίδρασης, ώστε μέσω του κώδικα αποσυνέλιξης SAND-II [6] να υπολογιστεί το ενεργειακό φάσμα της ροής των νετρονίων στα 18 MeV.

Abstract

Following the upgrade of the TANDEM Accelerator at NCSR “DEMOKRITOS”, the determination of the new neutron flux was necessary for further neutron induced experiments. The ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ reaction is one of the main reactions which are used for the production of neutrons in the energy region from $\sim 15\text{-}20$ MeV. A Ti-tritiated target is used, consisting of a 2.1 mg/cm^2 Ti-T layer on a 1 mm thick Cu backing.

The aim of the present work was the investigation of the energy dependence of the neutron flux at 18 MeV, via the multiple foil activation technique in combination with the SAND II unfolding code. For this reason, the reference reactions ${}^{197}\text{Au}(n,2n){}^{196}\text{Au}$, ${}^{27}\text{Al}(n,\alpha){}^{24}\text{Na}$, ${}^{197}\text{Au}(n,\gamma){}^{198}\text{Au}$, ${}^{59}\text{Co}(n,\alpha){}^{56}\text{Mn}$, ${}^{115}\text{In}(n,n'){}^{115\text{m}}\text{In}$, ${}^{56}\text{Fe}(n,p){}^{56}\text{Mn}$, ${}^{48}\text{Ti}(n,p){}^{48}\text{Sc}$, ${}^{93}\text{Nb}(n,2n){}^{92\text{m}}\text{Nb}$ and ${}^{58}\text{Ni}(n,2n){}^{57}\text{Ni}$ were used. The assembly of the reference foils was placed at approximately 1.7 cm from the tritium target and was irradiated for 8 hours. The fluctuation of the neutron beam flux was monitored by a BF3 detector located at approximately 3m from the neutron source. The activity of the irradiated foils was measured by two HPGe detectors of 80% efficiency. The gamma-ray self-absorption and the estimation of the neutron flux variation through the foils were calculated by Monte Carlo simulations implementing the MCNP code [10]. The saturated activities of the irradiated foils were used to deduce the experimental unfolded energy spectrum of the neutron flux at 18 MeV with the SAND II code [6].

Περιεχόμενα

1. Εισαγωγή - Κίνητρο	10
1.1 Είδη Πυρηνικών Αντιδράσεων.....	10
1.1.1 Χρόνος διεξαγωγής αντίδρασης.....	10
1.1.2 Συνολική ενέργεια του συστήματος.....	11
1.1.3 Ενεργειακά Διαγράμματα των Αντιδράσεων Αναφοράς.....	12
1.2 Τρόποι αλληλεπίδρασης φωτονίων με την ύλη.....	13
1.3 Ανιχνευτές Γερμανίου.....	15
1.3.1 Τεχνικά Χαρακτηριστικά Ανιχνευτών.....	16
1.3.2 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα.....	19
2. Μέθοδος	22
2.1 Μέθοδος Νετρονικής Ενεργοποίησης (NAA).....	22
2.2 Η αντίδραση ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$	23
2.3 Αντιδράσεις αναφοράς.....	25
2.3.1 Ενεργός διατομή αντιδράσεων σύλληψης.....	26
2.3.2 Ενεργός διατομή αντιδράσεων απογύμνωσης.....	26
2.4 Παράγοντες για τον χαρακτηρισμό της ροής.....	27
2.4.1 Ο παράγοντας N_p	28
2.4.2 Ο παράγοντας SA.....	29
3. Πειραματικό Μέρος	33
3.1 Διάταξη ακτινοβόλησης.....	33
3.1.1 Ο Επιταχυντής.....	33
3.1.2 Η γραμμή μεταφοράς.....	34
3.1.3 Η βάση των στόχων.....	34
3.1.4 Περιγραφή και τοποθέτηση στόχων.....	35
3.2 Ανιχνευτικά συστήματα.....	36
3.2.1 Απαριθμητής Τριφθοριούχου Βορίου.....	36
3.2.2 Ανιχνευτής Γερμανίου.....	37
3.3 Προσδιορισμός της απόλυτης απόδοσης του Ανιχνευτή.....	38
3.4 Φάσματα Ακτινοβόλησης.....	40
4. Κώδικες	44
4.1 Ο κώδικας MCNP5.....	44

4.1.1	Πλήρη γεωμετρία.....	44
4.1.2	Αρχική ροή.....	45
4.2	Διορθωτικού Παράγοντες.....	45
4.2.1	Ενδοαπορρόφηση ακτίνων-γ.....	45
4.2.2	Θωράκιση των στόχων.....	46
4.2.3	Αντιδράσεις κατωφλίου.....	47
4.2.4	Στερεά γωνία.....	48
4.3	SAND-II.....	49
4.3.1	Επαναληπτική μέθοδος.....	49
4.3.2	Δεδομένα εισόδου SAND-II.....	51
4.3.3	Δεδομένα εισόδου CSTAPE.....	51
5.	Αποτελέσματα – Συμπεράσματα – Προοπτικές.....	53
5.1	Αποτελέσματα.....	53
5.1.1	Αποτελέσματα από τον κώδικα MCNP.....	53
5.1.2	Αποτελέσματα από τον κώδικα SAND-II.....	54
5.2	Συμπεράσματα.....	59
5.3	Προοπτικές.....	60
Παραρτήματα.....		63
Παράρτημα Α.....		63
Παράρτημα Β.....		66
Παράρτημα Γ.....		69
Βιβλιογραφία.....		72

Κεφάλαιο 1:

Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο, γίνεται αναφορά στα είδη των πυρηνικών αντιδράσεων και στους τρόπους με τους οποίους διαχωρίζονται. Ακολουθούν ενεργειακά διαγράμματα επιλεγμένων αντιδράσεων αναφοράς, ο τρόπος κατασκευής τους και κάποια στοιχεία των ανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν στην φασματοσκοπία-γ.

Κίνητρο

Το κίνητρο της συγκεκριμένης διπλωματικής εργασίας βασίζεται στον χαρακτηρισμό της ροής των νετρονίων στα 18 MeV, έπειτα από την αναβάθμιση του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος», με το πρόγραμμα CALIBRA όπου αναβαθμίστηκε ο επιταχυντής. Επιπλέον, προσδιορίστηκαν καλύτερα τα παρασιτικά νετρόνια που παράγονται από διάφορες αντιδράσεις μεταξύ των δευτερίων και τα υλικά της γραμμής μεταφοράς. Με αυτόν τον τρόπο, το αποτέλεσμα της συγκεκριμένης διπλωματικής θα βοηθήσει σε μελλοντικά πειράματα που αφορούν σε δέσμες νετρονίων.

1.1 Είδη Πυρηνικών Αντιδράσεων

Στα πλαίσια της παρούσας διπλωματικής εργασίας οι πυρηνικές αντιδράσεις που πραγματοποιούνται, δημιουργήθηκαν από την ακτινοβολήση τον στόχο με μία δέσμη νετρονίων. Παρακάτω φαίνονται τα προϊόντα και τα αντιδρώντα της αντίδρασης:



όπου α η δέσμη των προσπιπτόντων σωματιδίων (νετρόνια), A ο πυρήνας του στόχου, b και B το σύνολο των προϊόντων της αντίδρασης. Η παραπάνω αντίδραση συμβολίζεται για συντομία ως εξής: $A(\alpha,b)B$.

Οι πυρηνικές αντιδράσεις χαρακτηρίζονται με βάση δύο κριτήρια:

- ο συνολικός χρόνος διεξαγωγής της αντίδρασης
- η έκλυση ή η απορρόφηση της συνολικής διαθέσιμης ενέργειας του συστήματος

1.1.1 Χρόνος διεξαγωγής αντίδρασης

Με βάση τον χρόνο που πραγματοποιείται κάποια πυρηνική αντίδραση χωρίζονται σε:

- άμεσες αντιδράσεις
- αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα

Οι άμεσες αντιδράσεις διαρκούν μικρό χρονικό διάστημα (περίπου 10^{-22} sec), ενώ οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα διαρκούν αρκετές τάξεις μεγέθους παραπάνω.

Επιπλέον ταξινόμηση των άμεσων αντιδράσεων είναι:

1. Ελαστική σκέδαση: $A(\alpha, \alpha)A$ κατά την οποία το σωματίδιο (α) μετά την αλληλεπίδραση του με τον στόχο (A) σκεδάζεται με αλλαγή στην κατεύθυνση του.
2. Μη ελαστική σκέδαση: σε αυτήν την περίπτωση μετά την αλληλεπίδραση, ο στόχος θα βρίσκεται σε μία διεγερμένη κατάσταση και συμβολίζεται με $A(\alpha, \alpha)A^*$
3. Αντιδράσεις απογύμνωσης (stripping reactions): κατά τις οποίες σωματίδια από την δέσμη εναποτίθενται στον στόχο. Για παράδειγμα, όταν μία δέσμη δευτερίων προσπίπτει σε στόχο τρίτιου, τότε υπάρχει πιθανότητα το πρωτόνιο του δευτερίου να απορροφηθεί από το τρίτιο και να εξέλθει μόνο το νετρόνιο.
4. Αντιδράσεις υφαρπαγής (pick up reactions): σε αυτήν την περίπτωση το σωματίδιο συλλαμβάνει και απομακρύνει ένα ή δύο νουκλεόνια από τον πυρήνα του στόχου.

Στις αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα δημιουργείται ένας πυρήνας με μαζικό αριθμό που αντιστοιχεί στο άθροισμα των αντίστοιχων αριθμών βλήματος και στόχου. Ο σύνθετος πυρήνας σχηματίζεται σε κάποια διεγερμένη στάθμη και αποδιεγείρεται προς την παραγωγή ενός νέου πυρήνα. Η αντίδραση συμβολίζεται ως εξής:



με C^* ο σύνθετος πυρήνας στην διεγερμένη στάθμη του.

1.1.2 Συνολική ενέργεια του συστήματος

Το δεύτερο κριτήριο κατά το οποίο χωρίζονται οι αντιδράσεις είναι ως προς την ενέργεια που απορροφάται ή εκλύεται κατά τη διάρκεια διεξαγωγή τους. Προκύπτουν οι εξής κατηγορίες:

- Ενδόθερμες Αντιδράσεις
- Εξώθερμες Αντιδράσεις

Στις ενδόθερμες αντιδράσεις το ενεργειακό επίπεδο των προϊόντων είναι υψηλότερο από των αντιδρώντων, για αυτόν τον λόγο χρειάζεται ένα ελάχιστο ποσό ενέργειας, που δίνεται στο σύστημα με την μορφή κινητικής ενέργειας στο σωματίδιο (α), για την πραγματοποίηση της αντίδρασης. Αντίθετα, στις εξώθερμες αντιδράσεις το ενεργειακό επίπεδο των προϊόντων είναι χαμηλότερο από των αντιδρώντων, με άλλα λόγια η αντίδραση αυτή μπορεί να πραγματοποιηθεί και με μηδενική κινητική ενέργεια του σωματιδίου.

Η σχέση με την οποία υπολογίζεται η συνολική διαθέσιμη ενέργεια είναι:

$$Q_{\text{value}} = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2 \quad \text{ή} \quad Q_{\text{value}} = \Delta_a + \Delta_A - \Delta_b - \Delta_B \quad (1.3)$$

όπου $\Delta = m - A$ το έλλειμμα της μάζας, m η μάζα του ουδέτερου ατόμου σε ατομικές μονάδες (amu) και A ο μαζικός αριθμός του ατόμου (amu).

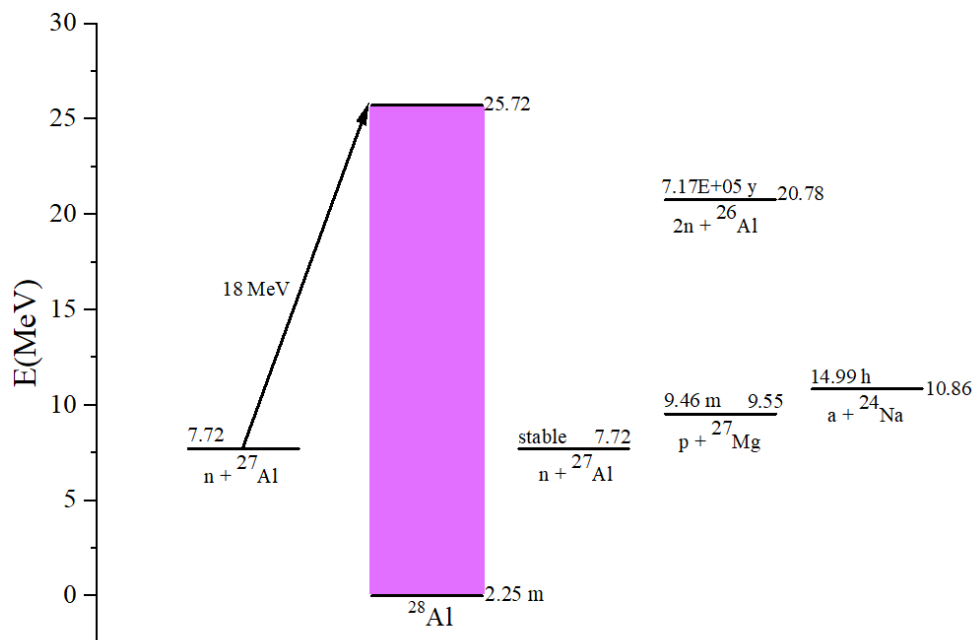
Παρακάτω στον Πίνακα 1.1 φαίνονται οι τιμές που δέχεται η διαθέσιμη ενέργεια (Q_{value}) ανάλογα με το είδος της αντίδρασης.

Είδος Αντίδρασης	Q_{value}
Ενδόθερμη	< 0
Εξώθερμη	> 0
Ελαστική σκέδαση	$= 0$

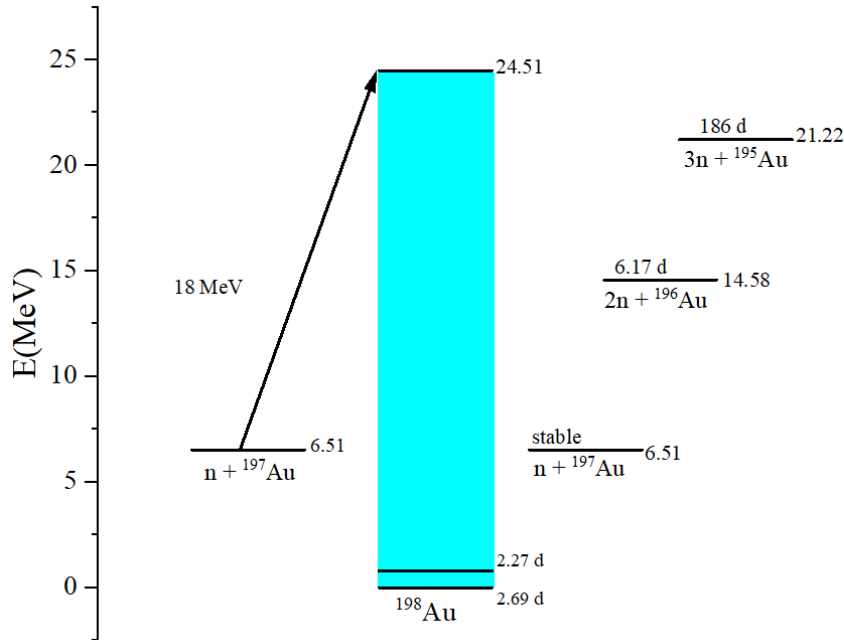
Πίνακας 1.1

1.1.3 Ενεργειακά Διαγράμματα των Αντιδράσεων Αναφοράς

Για τον χαρακτηρισμό της δέσμης των νετρονίων χρησιμοποιήθηκαν πληθώρα αντιδράσεων, οι οποίες ονομάζονται αντιδράσεις αναφοράς. Παρακάτω φαίνονται ενδεικτικά δύο ενεργειακά διαγράμματα με κάποιες από τις αντιδράσεις που μπορούν να πραγματοποιηθούν λόγω της συνολικής διαθέσιμης ενέργειας του συστήματος, τα υπόλοιπα βρίσκονται στο Παράρτημα Α. Θέτουμε ως σημείο αναφοράς τη θεμελιώδη στάθμη του σύνθετου πυρήνα. Τα κανάλια που είναι διαθέσιμα στη δεδομένη ενέργεια νετρονίων είναι περισσότερα, στα διαγράμματα φαίνονται οι αντιδράσεις με την μεγαλύτερη πιθανότητα να πραγματοποιηθούν.



Εικόνα 1.1: Ενεργειακό διάγραμμα για τον στόχο του ^{27}Al , η αντίδραση αναφοράς είναι η $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$



Εικόνα 1.2: Ενεργειακό διάγραμμα για τον στόχο του ^{197}Au , οι αντιδράσεις αναφοράς είναι $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ και $^{197}\text{Au}(n,2n)$

1.2 Τρόποι αλληλεπίδρασης φωτονίων με την ύλη

Τα φωτόνια έχουν τρεις βασικούς τρόπους με τους οποίους αλληλοεπιδρούν με την ύλη. Το αποτέλεσμα των διαδικασιών, καθώς φωτόνια προσπίπτουν στην ύλη, είναι είτε να σκεδάζονται σε μεγάλες γωνίες και να χάνουν ενέργεια, είτε να χάνονται. Οι τρεις βασικοί τρόποι αναφέρονται παρακάτω.

Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

Φαινόμενο κατά το οποίο φωτόνιο αλληλοεπιδρά με ένα ηλεκτρόνιο από κάποιο άτομο και αφήνει όλη του την ενέργεια σε αυτό. Με αυτόν τον τρόπο το φωτόνιο χάνεται και μεταφέρει όλη του την ενέργεια στο ηλεκτρόνιο, το οποίο ονομάζεται ελεύθερο ηλεκτρόνιο ή φωτοηλεκτρόνιο. Η τελική κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου είναι:

$$T = E_\gamma - B_e \quad (1.4)$$

όπου E_γ η ενέργεια του φωτονίου και B_e η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου στο άτομο. Η πιθανότητα ένα φωτόνιο να αλληλοεπιδράσει με φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι:

$$\tau(\text{m}^{-1}) = \alpha N \frac{Z^n}{E_\gamma^m} \{1 - O(Z)\} \quad (1.5)$$

όπου α μία σταθερά ανεξάρτητη των Z και E_γ , ο όρος $O(Z)$ εκφράζει έναν διορθωτικό παράγοντα πρώτης τάξης ως προς το Z , N ο αριθμός των ατόμων ανά m^3 και m, n σταθερές που λαμβάνουν

τις τιμές από 3 έως 5. Επομένως, προκύπτει ότι η ενεργός διατομή του φωτοηλεκτρικού φαινομένου είναι ανάλογη του ατομικού αριθμού του στοιχείου.

Σκέδαση Compton

Φαινόμενο κατά το οποίο ένα φωτόνιο προσπίπτει σε ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο. Όταν η ενέργεια του φωτονίου είναι της τάξης των keV ενώ η ενέργεια σύνδεσης ενός ηλεκτρονίου είναι της τάξης των eV, τότε το ηλεκτρόνιο θεωρείται ελεύθερο. Σε αντίθεση με το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, το φωτόνιο δεν χάνεται αλλά σκεδάζεται. Η τελική κινητική ενέργεια που έχει το ηλεκτρόνιο προκύπτει:

$$T = E_{\gamma} - E_{\gamma'} \quad (1.6)$$

Από την διατήρηση της ορμής προκύπτει:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + (1 - \cos(\theta))E_{\gamma}/mc^2} \quad (1.7)$$

$$T = \frac{(1 - \cos(\theta))E_{\gamma}/mc^2}{1 + (1 - \cos(\theta))E_{\gamma}/mc^2} \quad (1.8)$$

όπου, E_{γ} η αρχική ενέργεια του φωτονίου, $E_{\gamma'}$ η ενέργεια του φωτονίου μετά στην αλληλεπίδραση με το ηλεκτρόνιο και θ η γωνία πρόσπτωσης. Ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι γωνίες όπου η ενέργεια του φωτονίου γίνεται μέγιστη και αντίστοιχα ελάχιστη για $\theta = 180^{\circ}$ και $\theta = 0^{\circ}$ αντίστοιχα. Η πιθανότητα ένα φωτόνιο να κάνει σκέδαση Compton περιγράφεται ως:

$$\sigma \text{ (m}^{-1}\text{)} = N Z f(E_{\gamma}) \quad (1.9)$$

όπου N ο αριθμός των ατόμων ανά m^3 , $f(E_{\gamma})$ συνάρτηση που περιέχει την ακτίνα- γ και Z ατομικός αριθμός. Για τα περισσότερα στοιχεία μπορώ να θεωρήσω ότι ισχύει $Z \approx A/2$, επομένως η ενεργός διατομή της σκέδασης Compton παίρνει την μορφή:

$$\sigma \approx \rho \frac{N_A}{A} Z f(E_{\gamma}) \approx \rho \frac{N_A}{2} f(E_{\gamma}) \quad (1.10)$$

με ρ να είναι η πυκνότητα του υλικού και N_A ο αριθμός Avogadro.

Δίδυμη Γένεση

Φαινόμενο κατά το οποίο ένα φωτόνιο αλληλεπιδρά με τον πυρήνα ενός ατόμου, χάνεται και προκύπτει ένα ζεύγος ηλεκτρονίου - ποζιτρονίου. Ο πυρήνας είναι απαραίτητος για την παρατήρηση αυτού του φαινομένου, λόγω του πεδίου του. Με βάση την αρχή διατήρησης της ενέργειας προκύπτει για την κινητική ενέργεια ηλεκτρονίου και ποζιτρονίου:

$$T_{e^-} + T_{e^+} = E_{\gamma} - (mc^2)_{e^-} - (mc^2)_{e^+} = E_{\gamma} - 1.022 \text{ MeV} \quad (1.11)$$

Επομένως, προκύπτει ότι η ελάχιστη ενέργεια που χρειάζεται να έχει το φωτόνιο για την πραγματοποίηση της δίδυμης γένεσης είναι 1.022 MeV. Η ενεργός διατομή της δίδυμης γένεσης περιγράφεται ως εξής:

$$\kappa(\text{m}^{-1}) = N Z^2 f(E_\gamma, Z) \quad (1.12)$$

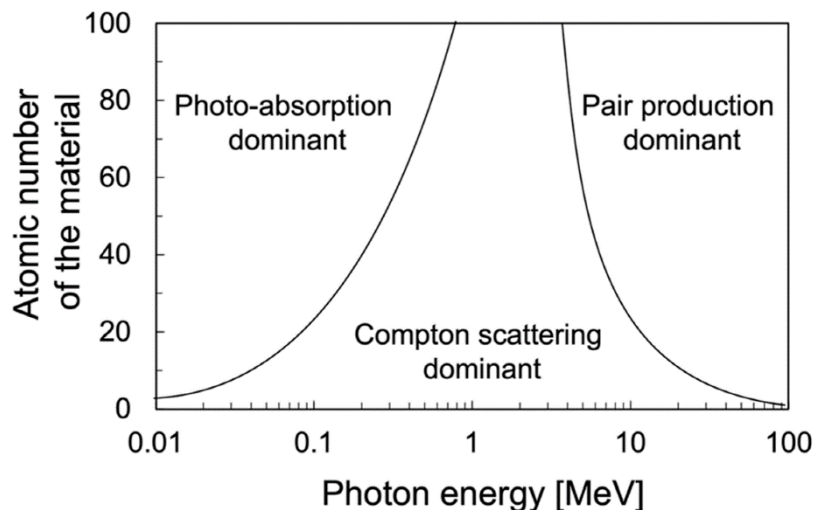
όπου ο διορθωτικός παράγοντας $f(E_\gamma, Z)$ σε αυτήν την περίπτωση εξαρτάται και από την ενέργεια του φωτονίου αλλά και από τον ατομικό αριθμό του υλικού. Στην περίπτωση της συγκεκριμένης αλληλεπίδρασης, υπάρχει ένα ενεργειακό κατώφλι για την εμφάνιση αυτού του φαινομένου το οποίο είναι $E_\gamma = 1.022 \text{ MeV}$.

Σχετική συνεισφορά των τριών φαινομένων

Παρακάτω στην Εικόνα 1.3 φαίνεται σε σχηματική αναπαράσταση η συνεισφορά των τριών φαινομένων που παρουσιάστηκαν παραπάνω:

- Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο (Photoelectric effect / Photo-absorption)
- Σκέδαση Compton (Compton scattering)
- Δίδυμη Γένεση (Pair production)

Η σχηματική αναπαράσταση δίνεται συναρτήσει της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου και του ατομικού αριθμού Z του υλικού στο οποίο προσπίπτει.



Εικόνα 1.3: Η σχετική συμβολή των τριών φαινομένων με την ύλη [12]

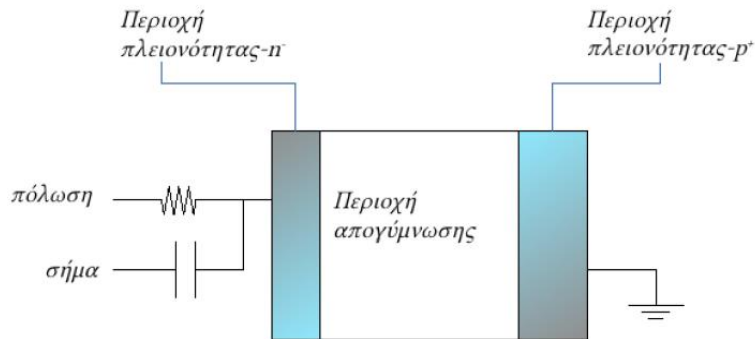
1.3 Ανιχνευτές Γερμανίου

Στην συγκεκριμένη διπλωματική εργασία κομβικής σημασίας ήταν η ανίχνευση των ακτίνων-γ. Για τον σκοπό αυτόν, χρησιμοποιήθηκαν δύο ανιχνευτές Γερμανίου υψηλής καθαρότητας (High Purity Germanium detectors / HPGe). Το Γερμάνιο ανήκει στους ανιχνευτές

ημιαγωγών, όπου ο μηχανισμός ανίχνευσης των φωτονίων γίνεται με τα φαινόμενα που αναφέρθηκαν παραπάνω.

Τα ηλεκτρόνια που παράγονται, καθώς εισέρχονται τα φωτόνια στο υλικό του ανιχνευτή, εναποθέτουν την ενέργειά τους στον ανιχνευτή και παράγουν έναν παλμό τάσης, που αντιστοιχεί σε διέλευση ενός φωτονίου. Το ύψος του παλμού που προκύπτει είναι ανάλογο με την ενέργεια του αρχικού φωτονίου που έχει εναποτεθεί στον ανιχνευτή.

Οι ανιχνευτές Γερμανίου, αποτελούνται από μία επαφή $p-i-n$, η οποία κατασκευάζεται από έναν κρύσταλλο ημιαγωγού Γερμανίου (Ge) διαμέτρου έως και 100mm υψηλής καθαρότητας, όπου εμπλουτίζεται ώστε να γίνει τύπου p^+ από την μία πλευρά και n^- από την άλλη.



Εικόνα 1.4: Η επαφή $p-i-n$ [16]

Με την εφαρμογή τάσης στα άκρα του κρυστάλλου δημιουργείται η περιοχή απογύμνωσης, περιοχή χωρίς φορτίο και οι συγκεντρώσεις p^+ και n^- τείνουν στα άκρα του κρυστάλλου όπως φαίνεται στο σχήμα. Η περιοχή απογύμνωσης είναι ο ενεργός όγκος, δηλαδή ο χώρος στον οποίο μπορεί να καταγραφεί ένα φωτόνιο. Με την εφαρμογή της τάσης, συλλέγονται τα ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών που έχουν δημιουργηθεί από την διέλευση των φωτονίων και την αλληλεπίδραση τους στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Η λειτουργία του συγκεκριμένου ανιχνευτή προϋποθέτει την ψύξη του (συνήθως με υγρό άζωτο). Εάν ο ανιχνευτής δεν βρεθεί σε κατάλληλη θερμοκρασία τότε ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών θα υπάρχουν και στην περιοχή απογύμνωσης του ανιχνευτή. Με αποτέλεσμα, να αυξηθεί ο θόρυβος, γιατί θα παράγουν μη χρήσιμο σήμα. Σε σύγκριση με έναν σπινθηριστή, οι ανιχνευτές Γερμανίου έχουν αρκετά μεγαλύτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα.

1.3.1 Τεχνικά Χαρακτηριστικά Ανιχνευτών

Ανιχνευτική Ικανότητα

Σχετίζεται με την ικανότητα ενός ανιχνευτικού συστήματος να ανιχνεύει όσο το δυνατόν περισσότερο ποσοστό της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας μιας πηγής στην μονάδα του χρόνου σε συγκεκριμένη απόσταση από τον ανιχνευτή. Στην περίπτωση των φωτονίων, η ανιχνευτική ικανότητα εξαρτάται από την ενέργεια των φωτονίων, από τον τύπο και την γεωμετρία του κρυστάλλου, τη γεωμετρία της πηγής καθώς και την απόστασή της από τον κρύσταλλο.

Απόλυτη ή Ολική απόδοση Κορυφής

Η απόλυτη απόδοση ενός ανιχνευτή επηρεάζεται από τις γεωμετρίες της πηγής και του ανιχνευτή. Ορίζεται ως ο αριθμός των φωτονίων που συνεισφέρουν στη δημιουργία της φωτοκορυφής (N_{peak}) προς τον συνολικό αριθμό των φωτονίων που εξέπεμψε η πηγή ($N_{emission}$) στον ίδιο χρόνο.

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{peak}}{N_{emission}} < 1 \quad (1.13)$$

Εσωτερική απόδοση κορυφής

Ορίζεται ως αριθμός φωτονίων που συνεισφέρουν στην δημιουργία της φωτοκορυφής προς τον αριθμό των φωτονίων που εισέρχονται στον ανιχνευτή. Λόγω της απόστασης της πηγής από τον ανιχνευτή, τα φωτόνια που εισέρχονται στον ανιχνευτή είναι πάντα λιγότερα από αυτά που εκπέμπονται από την πηγή. Με άλλα λόγια, η πηγή εκπέμπει φωτόνια σε όλο τον χώρο (4π steradians), ενώ ο ανιχνευτή καταλαμβάνει ένα μικρό μέρος του χώρου. Η στερεά γωνία ανιχνευτή – πηγής σε συνολική επιφάνεια A στην οποία προσπίπτει η παραγόμενη ακτινοβολία υπολογίζεται ως:

$$\Omega = \int_A \frac{\cos\alpha}{r^2} dA \quad (1.14)$$

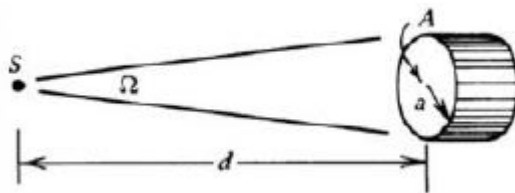
όπου r είναι η απόσταση μεταξύ της πηγής και της στοιχειώδους επιφάνειας του ανιχνευτή dA και α η γωνία μεταξύ της καθέτου στην επιφάνεια dA και της διεύθυνσης της πηγής. Για σημειακή πηγή σε διεύθυνση κάθετη στην επιφάνεια ενός κυλινδρικού ανιχνευτή, όπως φαίνεται στην Εικόνα 1.5, η στερεά γωνία παίρνει τη μορφή:

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right) \quad (1.15)$$

Για $d \gg a$ η σχέση της στερεάς γωνία απλοποιείται σε:

$$\Omega \approx \frac{A}{d^2} \quad (1.16)$$

Στο σχήμα παρακάτω φαίνονται τα μεγέθη που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό της στερεάς γωνίας.



Εικόνα 1.5: Η στερεά γωνία ανιχνευτή (A) - πηγής (S) [11]

Η σχέση που συνδέει την απόλυτη απόδοση κορυφής (ϵ_{abs}) και την εσωτερική απόδοση κορυφής (ϵ_{int}) είναι:

$$\frac{\varepsilon_{int}}{\varepsilon_{abs}} = \frac{4\pi}{\Omega} \quad (1.17)$$

Σχετική ανιχνευτική ικανότητα

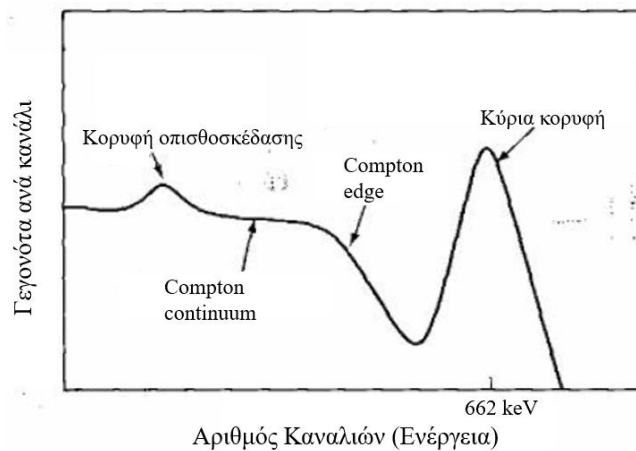
Για τον υπολογισμό της σχετικής ανιχνευτικής ικανότητας πραγματοποιείται η σύγκριση δύο τυχαίων ανιχνευτών, ώστε η ανιχνευτική ικανότητα να αποκτήσει απόλυτο χαρακτήρα. Επομένως, η σχετική ανιχνευτική ικανότητα ενός ανιχνευτή Ge σε σχέση με την ανιχνευτική ικανότητα ενός κρυστάλλου NaI ορίζεται ως:

$$\varepsilon_{rel} = \frac{\varepsilon_{abs}(Ge)}{\varepsilon_{abs}(NaI)} = \frac{N_{peak}(Ge)}{N_{peak}(NaI)} \quad (1.18)$$

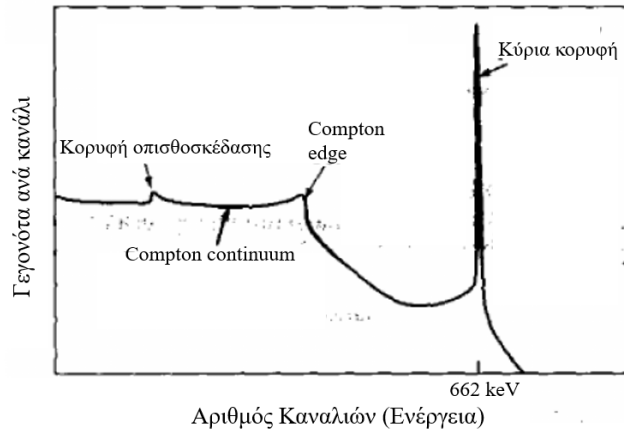
Ως πηγή χρησιμοποιείται μια πηγή ^{60}Co που εκπέμπει ακτίνα-γ στα 1332.5 keV τοποθετημένη στην ίδια απόσταση και στους δύο ανιχνευτές. Το μέγεθος αυτό εκφράζεται σε ποσοστό επί τοις εκατό και οι τιμές του κυμαίνονται από 10% έως 120%. Με αυτόν τον τρόπο προκύπτει η σχετική ανιχνευτική ικανότητα, όπου στα πλαίσια της συγκεκριμένης εργασίας οι δύο ανιχνευτές γερμανίου είχαν σχετικές ανιχνευτικές ικανότητες 100%.

Απόδοση σε μονοενεργειακές ακτίνες-γ

Κάθε τύπος ανιχνευτή έχει διαφορετική απόκριση στις ακτίνες-γ, η οποία θα εξεταστεί με μία πηγή ^{137}Cs που εκπέμπει μία ακτίνα στα 662 keV. Θα συγκριθούν δύο τύποι ανιχνευτών, ένας ανιχνευτής Ge και ένας σπινθηριστής NaI. Το ύψος του παλμού είναι ανάλογο με την ενέργεια που έχει εναποθέσει το φωτόνιο στον κρύσταλλο.



Εικόνα 1.6: Σπινθηριστής NaI [13]

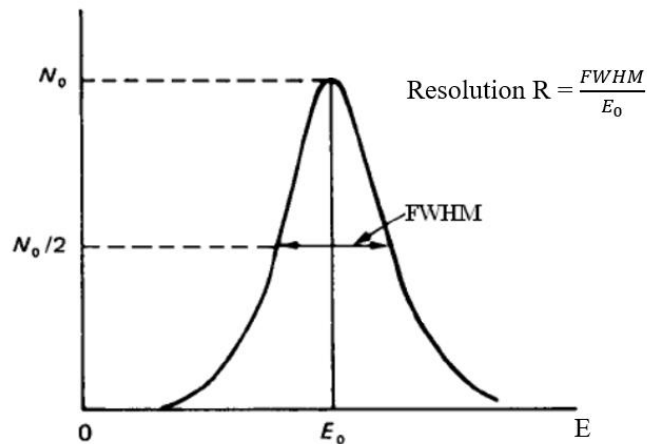


Εικόνα 1.7: Ανιχνευτής Γερμανίου [13]

Τα παραπάνω φάσματα στις Εικόνες 1.6 και 1.7 έχουν προκύψει από μία πηγή ^{137}Cs , η οποία τοποθετήθηκε αντίστοιχα σε έναν σπινθηριστή και σε έναν ανιχνευτή Ge. Η κύρια κορυφή είναι η κορυφή η οποία μελετάτε στην φασματοσκοπία και αντιστοιχεί στα φωτόνια που έχουν εναποθέσει όλη τους την ενέργεια στα ηλεκτρόνια του κρυστάλλου. Επιπλέον, σημαντική είναι η περιοχή όπου το φάσμα είναι συνεχές (Compton continuum), όπου εμφανίζεται σε μικρότερη ενέργεια. Αυτή η περιοχή προκύπτει από τα φωτόνια που αλληλεπιδρούν με σκέδαση Compton, με τον κρύσταλλο και διαφεύγουν χωρίς να εναποθέσουν όλη τους την ενέργεια. Η συγκεκριμένη περιοχή χαρακτηρίζεται από δύο κορυφές, μία όπου τα σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια έχουν μέγιστη κινητική ενέργεια (Compton edge) και την κορυφή οπισθοσκέδαση που οφείλεται στο φαινόμενο Compton όταν οι γωνίες σκέδασης είναι μεγάλες (κοντά στις 180°).

1.3.2 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα

Αποτελεί ένα μέγεθος όπου χαρακτηρίζει τη δυνατότητα ενός ανιχνευτή να διακρίνει δύο φωτόνια με κοντινές ενέργειες. Το μέτρο του είναι το ενεργειακό εύρος μιας φωτοκορυφής του φάσματος στο μέσον του ύψους της, γενικά είναι γνωστό ως Full Width at Half Maximum (FWHM) και συμβολίζεται ως R. Συνήθως στην περίπτωση των ανιχνευτών γερμανίου η μονάδα μέτρησής του είναι σε μονάδες ενέργειας.



Εικόνα 1.8: Παραπάνω φαίνεται η ενεργειακή διακριτική ικανότητα συναρτήσει του FWHM για μία συγκεκριμένη φωτοκορυφή που μοντελοποιείται με μία γκαουσιανή καμπύλη [11]

Για τους ανιχνευτές Ge απαιτείται ενέργεια περίπου 3 eV για την δημιουργία ενός ζεύγους σπής – ηλεκτρονίου. Με άλλα λόγια, για μία ακτίνα-γ στα 660 keV οδηγεί στην παραγωγή περίπου 220000 ζευγών σπών – ηλεκτρονίων. Έστω ότι η τυπική απόκλιση του αριθμού των ζευγών ακολουθεί κατανομή Poisson, άρα θα είναι η τετραγωνική ρίζα του αριθμού. Επομένως, προκύπτει ότι η τιμή του FWHM να είναι 3.3 keV.

Στην περίπτωση των σπινθηριστών οι ακτίνες-γ διεγείρουν πολλές στάθμες του κρυστάλλου, όμως μικρό μέρος αυτών θα αποδιεγερθεί με ταυτόχρονη εκπομπή φωτονίων. Επιπλέον, κάτω της μονάδας είναι η πιθανότητα εκπομπής ενός ηλεκτρονίου από την φωτοκάθοδο ανά προσπίπτον φωτόνιο. Με αποτέλεσμα, να υπάρξει διεύρυνση της κορυφής κατά μία τάξη μεγέθους σε σχέση με τους ανιχνευτές Ge, διότι για κάθε φωτοηλεκτρόνιο χρειάζονται εκατοντάδες eV. Για αυτόν τον λόγο, στην συγκεκριμένη διπλωματική εργασία επιλέχθηκε να χρησιμοποιηθούν ανιχνευτές Ge υψηλής καθαρότητας.

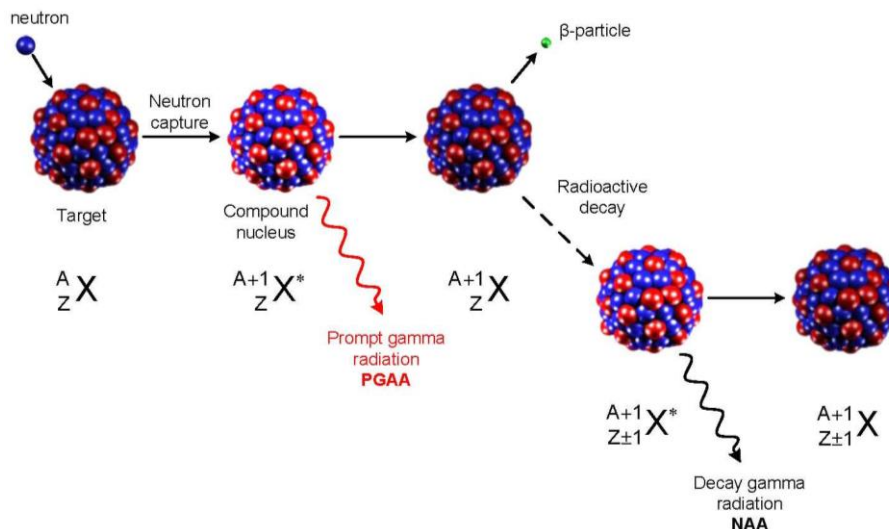
Κεφάλαιο 2:

Μέθοδος

Σκοπός της συγκεκριμένης διπλωματικής εργασίας είναι ο χαρακτηρισμός της δέσμης νετρονίων του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» με τη μέθοδο της ενεργοποίησης πολλαπλών στόχων. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται η μέθοδος της νετρονικής ενεργοποίησης, η αντίδραση παραγωγής νετρονίων, οι αντιδράσεις αναφοράς και οι ενεργές διατομές τους, ο υπολογισμός του αριθμού των πυρήνων που παράχθηκαν κατά την ακτινοβόληση και ο υπολογισμός της ενεργότητας κόρου των αντιδράσεων.

2.1 Μέθοδος Νετρονικής Ενεργοποίησης (NAA)

Λόγω της έλλειψης των εγκαταστάσεων που είναι απαραίτητες για τον υπολογισμό του χρόνου πτήσης των νετρονίων (time of flight), κρίθηκε αναγκαία η χρήση της μεθόδου της νετρονικής ενεργοποίησης για τον χαρακτηρισμό της δέσμης των νετρονίων. Η συγκεκριμένη μέθοδος έχει ως βάση την μέτρηση ακτίνων-γ οι οποίες προέρχονται από ραδιενεργούς πυρήνες που παράχθηκαν κατά την ακτινοβόληση υλικών. Οι ακτίνες αυτές μπορούν να χαρακτηριστούν είτε άμεσες είτε έμμεσες, ανάλογα με το πότε γίνεται η μέτρηση τους. Οι άμεσες ακτίνες-γ ανιχνεύονται κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης (Prompt Gamma NAA – PGNAA), αντίθετα οι έμμεσες ακτίνες-γ ανιχνεύονται στο τέλος της ακτινοβόλησης. Οι πυρήνες που ενεργοποιούνται λόγω της ακτινοβόλησης είναι αμελητέοι σε σχέση με τους συνολικούς πυρήνες του υλικού, επομένως η μέθοδος δεν είναι καταστρεπτική για το υλικό.



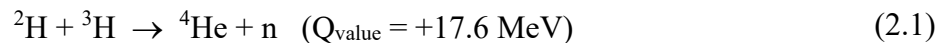
Εικόνα 2.1: Οπτικοποίηση της μεθόδου νετρονικής ενεργοποίησης στην περίπτωση της απορρόφησης νετρονίου (n,γ) [17]

Καθώς ένα νετρόνιο προσπίπτει σε έναν πυρήνα στόχου, το νετρόνιο απορροφάται και έτσι δημιουργείται ο σύνθετος πυρήνας. Αυτός ο πυρήνας μπορεί να αποδιεγερθεί μέσω διαφόρων αντιδράσεων, λόγω της ενέργειας της δέσμης των νετρονίων συγκεκριμένες αντιδράσεις είναι επιτρεπτές. Αυτός ο σύνθετος πυρήνας είναι ραδιενεργός και αποδιεγείρεται αρχικά με εκπομπή

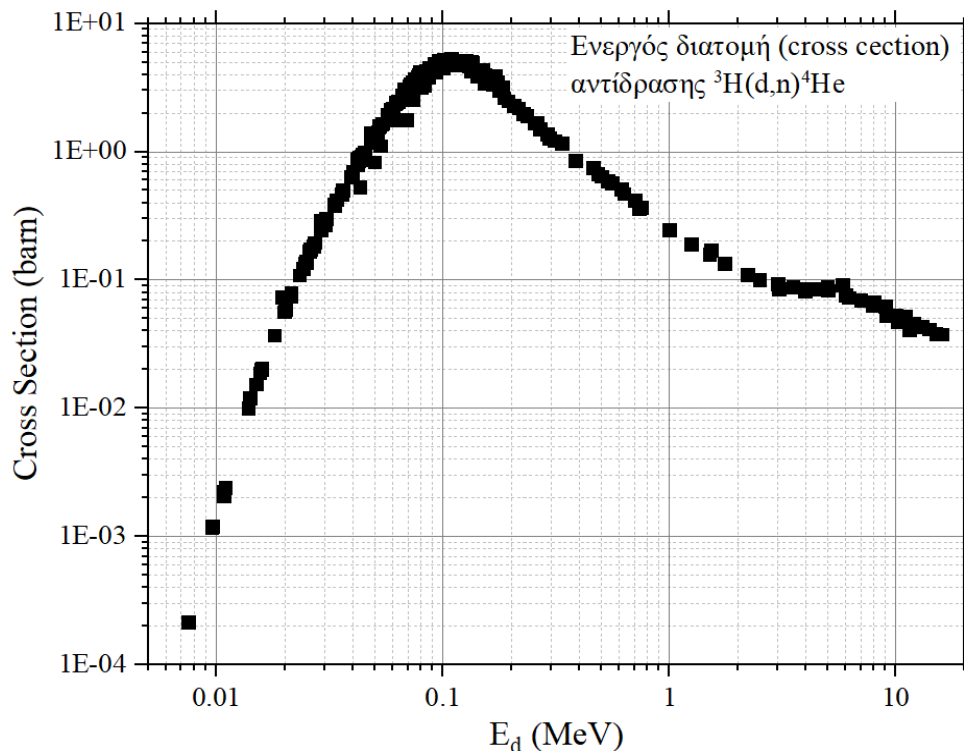
ακτίνων-γ (PGAA) και στην συνέχεια με την εκπομπή σωματιδίου β από την βασική στάθμη. Με την σειρά του ο πυρήνας που προκύπτει αποδιεγείρεται με εκπομπή χαρακτηριστικών ακτίνων-γ (NAA) οι οποίες είναι προς ανίχνευση. Σε μία διαφορετική περίπτωση όπου ο σύνθετος πυρήνας απελευθερώνει δύο νετρόνια (n,2n), ακολουθείται πάλι ο ίδιος μηχανισμός όπως και προηγουμένως (εκπομπή σωματιδίου β και αποδιέγερση με χαρακτηριστικές ακτίνες-γ). Στην περίπτωση της απορρόφησης νετρονίου η αντίδραση είναι εξώθερμη (απελευθέρωση ενέργειας), ενώ όταν ο πυρήνας απελευθερώνει δύο νετρόνια είναι ενδόθερμη (απορρόφηση ενέργειας).

2.2 Η αντίδραση ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$

Υπάρχουν διάφοροι τρόποι παραγωγής νετρονίων, στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε η αντίδραση ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$. Η δέσμη των νετρονίων παράχθηκε έμμεσα από τον επιταχυντή Tandem του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος» που επιτάχυνε δέσμη δευτερίων στην επιθυμητή ενέργεια.



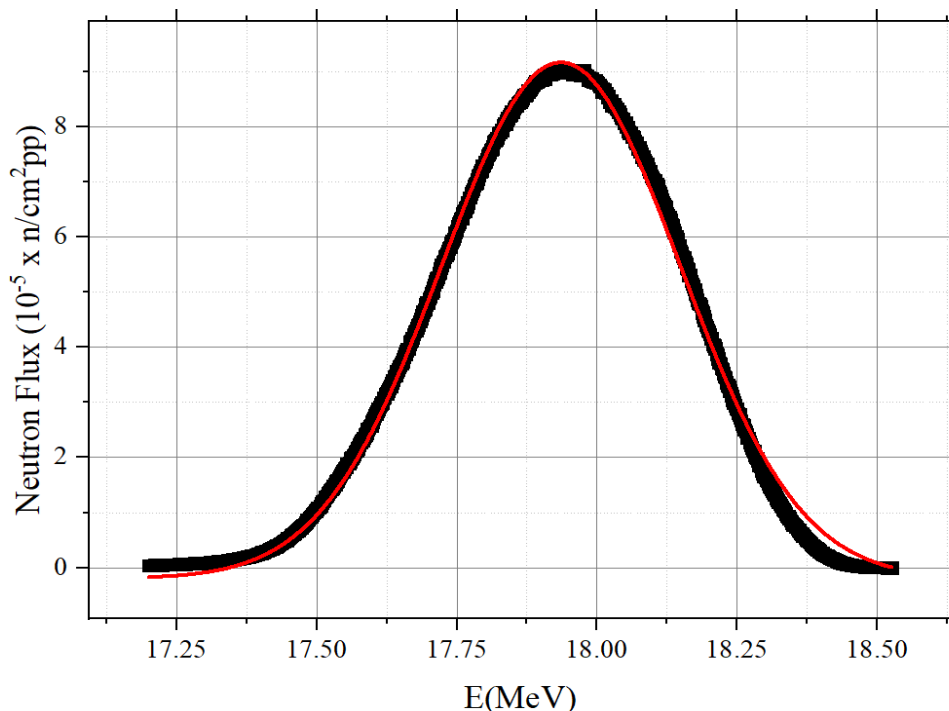
Η συγκεκριμένη αντίδραση παράγει μία λευκή δέσμη νετρονίων στην επιθυμητή ενέργεια. Το Q_{value} της αντίδρασης είναι $Q_{\text{value}} = +17.6 \text{ MeV}$, επομένως η ενέργεια δευτερίων που απαιτείται είναι $E_d = 2.916 \text{ MeV}$. Η συγκεκριμένη αντίδραση είναι εξώθερμη ($Q_{\text{value}} > 0$), επομένως με μικρή ενέργεια δευτερίων, τα προϊόντα αποκτούν μεγάλη ενέργεια. Παρακάτω, φαίνεται η ενεργός διατομή της συγκεκριμένης αντίδρασης.



Εικόνα 2.2: Η ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ συναρτήσει της ενέργειας των Δευτερίων [14]

Από την μορφή της ενεργού διατομής προκύπτει ότι η συγκεκριμένη αντίδραση είναι αρκετά αποτελεσματική για την παραγωγή δέσμης νετρονίων, ιδίως στην περιοχή που παρουσιάζεται μέγιστο. Γίνεται αντιληπτό από την ενεργό διατομή της αντίδρασης, ότι η μεγαλύτερή της τιμή είναι περίπου σε ενέργεια 0.1 MeV που αντιστοιχεί σε ενέργειες νετρονίων από 14MeV έως 16MeV. Επομένως, τα πειραματικά δεδομένα σε αυτήν την περιοχή είναι περισσότερα, από κάθε άλλη ενεργειακή περιοχή. Επιπλέον, σημαντικό πλεονέκτημα της συγκεκριμένης αντίδρασης είναι η παραγωγή μιας μονοενεργειακής δέσμης νετρονίων χωρίς παρασιτικά νετρόνια έως ~ 20 MeV. Παρασιτικά νετρόνια προκύπτουν όταν η ενέργεια των δευτερίων ξεπεράσει τα 3.71 MeV, όπου τότε εμφανίζονται οι αντιδράσεις διάλυσης δευτερίου (break up reactions). Επιπλέον, παρασιτικά νετρόνια οφείλονται σε αντιδράσεις της δέσμης δευτερίων με τα υλικά της γραμμής, με τον χαλκό που βρίσκεται στην φλάντζα του τριτίου και το αλουμίνιο καθώς και με πιθανές επιμολύνσεις C από τα λάδια της αντλίας και O από πιθανές οξειδώσεις των διαφόρων υλικών της γραμμής. Τέλος παρασιτικά νετρόνια μπορεί να παραχθούν από αντίδραση της δέσμης δευτερίων με δευτέρια που έχουν εμφυτευθεί (implanted) στον στόχο του τριτίου (εάν ο στόχος έχει χρησιμοποιηθεί πολλές ώρες για πειράματα ακτινοβόλησης) καθώς και από σκεδάσεις νετρονίων στα διάφορα υλικά του δωματίου της πειραματικής διάταξης.

Το σφάλμα στην ενέργεια των νετρονίων υπολογίζεται μέσω ενός κώδικα προσομοίωσης Monte Carlo τον κώδικα MCNP [10]. Προσαρμόζοντας τα δεδομένα εξόδου του κώδικα με μία γκαουσιανή συνάρτηση και υπολογίζοντας το FWHM (βλ. 1.3.2) προκύπτει το αντίστοιχο σφάλμα.

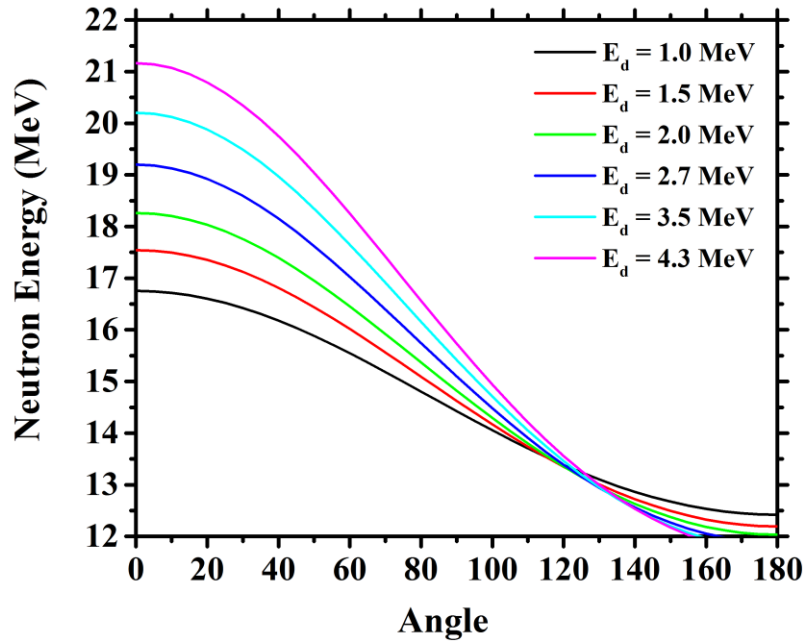


Εικόνα 2.2: Η ροή των νετρονίων από τον κώδικα MCNP [10] συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων

Επομένως, το σφάλμα στην ενέργεια είναι:

$$E_n = (18.0 \pm 0.3) \text{ MeV} \quad (2.2)$$

Οι ενέργειες των νετρονίων παραμένουν σχετικά σταθερές για μικρές τιμές γωνιών και η ενέργεια της δέσμης θεωρείται σταθερή εντός των ορίων των σφαλμάτων, όπως φαίνεται και στην εικόνα



Εικόνα 2.3: Η ενέργεια των νετρονίων συναρτήσει της γωνίας, για διάφορες τιμές της δέσμης δευτερίων [17]

2.3 Αντιδράσεις αναφοράς

Για τον χαρακτηρισμό της δέσμης των νετρονίων χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος της ενεργοποίησης πολλαπλών στόχων. Η συγκεκριμένη μέθοδος βασίζεται στην νετρονική ενεργοποίηση στόχων με καλά καθορισμένη ενεργό διατομή, ώστε γνωρίζοντας τους ραδιενεργούς πυρήνες που παράχθηκαν κατά την ακτινοβόληση και την ενεργό διατομή και το ενεργειακό κατώφλιο της κάθε αντίδρασης να υπολογιστεί η ροή των νετρονίων με τη βοήθεια του κατάλληλου κώδικα. Για τον υπολογισμό της ροής των νετρονίων ισχύει η σχέση:

$$\Phi = \frac{N_p}{\sigma \cdot N_t} \quad (2.3)$$

όπου N_p ο αριθμός των πυρήνων που παράχθηκαν κατά την ακτινοβόληση, σ η ενεργός διατομή της κάθε αντίδρασης και N_t ο αριθμός των πυρήνων κάθε στόχου. Επομένως, χρησιμοποιήθηκαν αντιδράσεις με γνωστή ενεργό διατομή από την βιβλιογραφία, οι οποίες φαίνονται παρακάτω στον πίνακα 2.1.

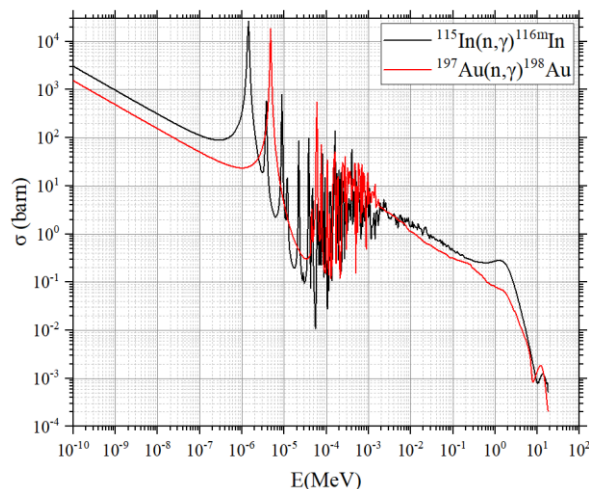
Αντίδραση	E_{thres} (MeV)	E_{effthres} (MeV)
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	3.25	6.74
$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	8.11	8.65
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	0	0
$^{59}\text{Co}(n,\alpha)^{56}\text{Mn}$	0	0
$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	0.32	1.00
$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	0	0
$^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$	3.71	7.10
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	2.97	6.10
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	12.43	13.50
$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	8.93	9.61

Πίνακας 2.1

Στον πίνακα 2.1 παρουσιάζονται και οι τιμές της ενέργειας κατωφλίου (E_{thres}), είναι η ελάχιστη ενέργεια των νετρονίων για την οποία μπορεί να πραγματοποιηθεί η αντίδραση λόγω κινηματικής. Επιπλέον, η αποτελεσματική ενέργεια κατωφλίου (E_{effthres}) είναι η ενέργεια έπειτα από την οποία πραγματοποιείται η αντίδραση, δηλαδή η τιμή της ενεργού διατομής είναι υπολογίσιμη. Οι συγκεκριμένες αντιδράσεις προσφέρουν πληροφορία για την ροή των νετρονίων σε διαφορετικές ενεργειακές περιοχές, ανάλογα με την μορφή της ενεργού διατομής κάθε αντίδρασης.

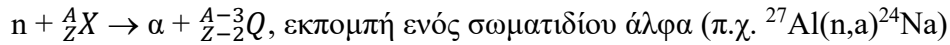
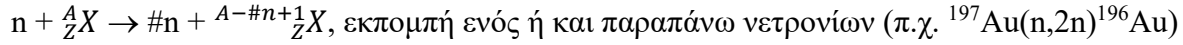
2.3.1 Ενεργός διατομή αντιδράσεων σύλληψης

Παρακάτω παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων σύλληψης $^A_Z X(n,\gamma)^{A+1}_Z X$ συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων. Λόγω της μορφής της ενεργούς διατομής οι συγκεκριμένες αντιδράσεις θα δώσουν πληροφορία για την μορφή της ροής των νετρονίων στα χαμηλοενεργειακά νετρόνια. Επομένως, με αυτές τις αντιδράσεις θα γίνει η μελέτη των παρασιτικών νετρονίων, αφού η πιθανότητα πραγματοποίησής τους σε χαμηλοενεργειακά νετρόνια είναι μεγάλη.

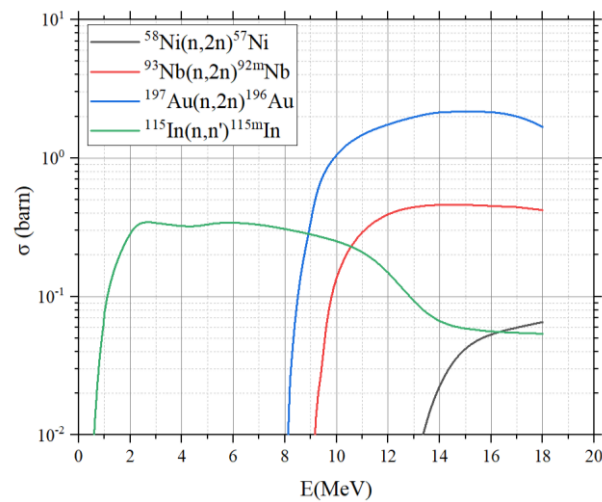
Εικόνα 2.4: Η ενεργός διατομή των αντιδράσεων $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ και $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ συναρτήσει της ενέργειας [14]

2.3.2 Ενεργός διατομή αντιδράσεων απογύμνωσης

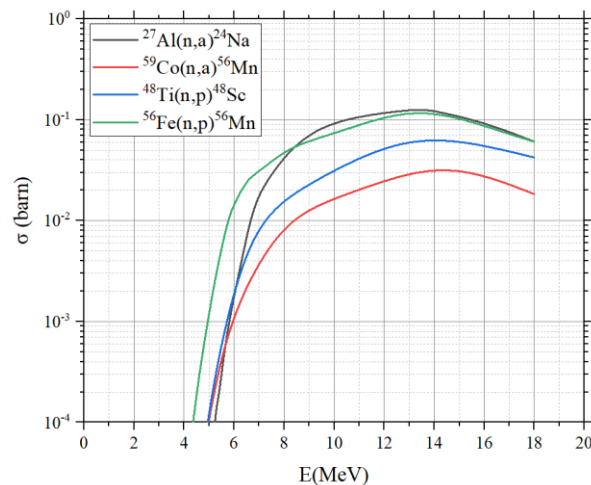
Σε αυτές τις αντιδράσεις λαμβάνονται υπόψιν οι εξής:



Η ενεργός διατομή των παραπάνω αντιδράσεων παρουσιάζονται παρακάτω στις Εικόνες 2.4 και 2.5. Η αντίδραση ${}^{115}\text{In}(n,n'){}^{115m}\text{In}$ έχει συμπεριληφθεί στις αντιδράσεις απογύμνωσης, αλλά εντάσσεται στις ανελαστικές σκεδάσεις.



Εικόνα 2.5: Η ενεργός διατομή των αντιδράσεων ${}^{115}\text{In}(n,n'){}^{115m}\text{In}$, ${}^{197}\text{Au}(n,2n){}^{196}\text{Au}$, ${}^{93}\text{Nb}(n,2n){}^{92m}\text{Nb}$ και ${}^{58}\text{Ni}(n,2n){}^{57}\text{Ni}$ συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων [14]



Εικόνα 2.6: Η ενεργός διατομή των αντιδράσεων ${}^{27}\text{Al}(n,\alpha){}^{24}\text{Na}$, ${}^{59}\text{Co}(n,\alpha){}^{56}\text{Mn}$, ${}^{48}\text{Ti}(n,p){}^{48}\text{Sc}$ και ${}^{56}\text{Fe}(n,p){}^{56}\text{Mn}$ συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων [14]

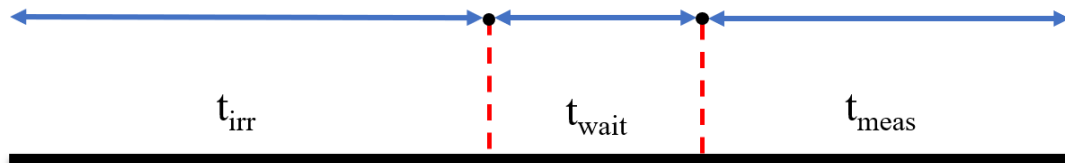
Από τις μορφές των ενεργών διατομών γίνεται αντιληπτό σε ποιές ενέργειες των νετρονίων δίνει πληροφορία η κάθε αντίδραση. Στην περιοχή από 0.5 MeV έως ~ 5 MeV υπάρχει μόνο η αντίδραση του Ινδίου που μπορεί να προσφέρει πληροφορία σε αυτό το ενεργειακό διάστημα.

2.4 Παράγοντες για τον χαρακτηρισμό της ροής

Για τον χαρακτηρισμό της ροής των νετρονίων υπολογίστηκαν δύο παράγοντες, από τους οποίους εξάγεται το αποτέλεσμα για την ροή. Ο πρώτος είναι ο N_p που εκφράζει τον αριθμό των πυρήνων που παράχθηκαν κατά την ακτινοβόληση για συγκεκριμένη αντίδραση, ενώ ο δεύτερος είναι ο SA που εκφράζει την ενεργότητα κόρου (Saturated Activity) συγκεκριμένης αντίδρασης. Για την επεξεργασία των μετρήσεων είναι απαραίτητη η καταγραφή τριών κρίσιμων χρονικών διαστημάτων. Ο χρόνος που διήρκεσε η ακτινοβόληση (t_{irr}), ο χρόνος αναμονής μετά την ακτινοβόληση και ώσπου ο στόχος να μεταφερθεί στον ανιχνευτή (t_{wait}) και τέλος ο χρόνος που ο στόχος μετρείται στον ανιχνευτή (t_{meas}). Για τον υπολογισμό και των δύο παραγόντων λαμβάνεται υπόψιν ο νόμος των ραδιενεργών διασπάσεων.

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.4)$$

όπου N_0 ο αρχικός αριθμός των ραδιενεργών πυρήνων, N ο αριθμός των ραδιενεργών πυρήνων κατά το πέρας της μέτρησης, λ σταθερά διάσπασης και t ο χρόνος που έχει παρέλθει από την ακτινοβόληση.



Εικόνα 2.7: Σημαντικοί χρόνοι για τους παράγοντες N_p και SA

2.4.1 Ο παράγοντας N_p

Για τον υπολογισμό του αριθμού των πυρήνων που παράχθηκαν κατά την ακτινοβόληση χρησιμοποιήθηκαν κάποιοι απαραίτητοι διορθωτικοί παράγοντες. Ο αριθμός των πυρήνων υπολογίζεται ως:

$$N_p = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot D \cdot I_\gamma \cdot f_c} \quad (2.5)$$

όπου N_γ τα γεγονότα στην φωτοκορυφή που μελετάμε για συγκεκριμένη ενέργεια ακτίνας γ , ε η απόδοση του ανιχνευτή εξαρτώμενη από την ενέργεια της ακτίνας γ (επιπλέον αναφορά θα γίνει στο κεφάλαιο του Πειραματικού μέρους) και I_γ η ένταση της αντίστοιχης ακτίνας γ . Ο παράγοντας

της ενδοαπορρόφησης της ακτίνας γ εντός του στόχου συμβολίζεται με F και υπολογίζεται με προσομοίωση Monte Carlo με χρήση του κώδικα MCNP [10].

Επίσης, ο διορθωτικός παράγοντας που αφορά στην αποδιέγερση των παραγόμενων ραδιενεργών ισοτόπων κατά την ακτινοβόληση, αλλά και τη διακύμανση της δέσμη των νετρονίων συμβολίζεται με f_c . Στην συνέχεια, ο παράγοντας D περιλαμβάνει τις αποδιεγέρσεις, των ραδιενεργών ισοτόπων που παρήχθησαν, από το πέρας της ακτινοβόλησης έως και το τέλος της μέτρησης των στόχων στους ανιχνευτές.

Οι μαθηματικές σχέσεις με τις οποίες υπολογίζονται ο f_c και ο D είναι:

$$f_c = \frac{\int_0^{t_{irr}} e^{\lambda t} f(t) dt}{\int_0^{t_{irr}} f(t) dt} e^{-\lambda t_{irr}} \quad (2.6)$$

και

$$D = e^{-\lambda t_w} - e^{-\lambda(t_w+t_{meas})} \quad (2.7)$$

Παρακάτω παρουσιάζονται οι τιμές του παράγοντα N_p για την κάθε αντίδραση αναφοράς.

Αντίδραση	Ενέργεια ακτίνας- γ (keV)	Χρόνος ημιζωής	Αριθμός Πυρήνων (N_p)
$^{27}\text{Al}_B(n,a)^{24}\text{Na}$	1370	14.99 h	9.42E+06
$^{197}\text{Au}_4(n,2n)^{196}\text{Au}$	356	6.17 d	1.05E+08
$^{197}\text{Au}_4(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	411	2.69 d	3.88E+06
$^{27}\text{Al}_A(n,a)^{24}\text{Na}$	1370	14.99 h	6.73E+06
$^{59}\text{Co}(n,a)^{56}\text{Mn}$	847	2.57 h	1.35E+06
$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	336	4.49 h	5.92E+06
$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$	1294	54.29 min	8.04E+06
$^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$	1037	43.71 h	1.50E+06
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	847	2.57 h	7.41E+06
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	1377	35.60 h	2.91E+06
$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	934	10.15 d	1.42E+07
$^{197}\text{Au}_2(n,2n)^{196}\text{Au}$	356	6.17 d	1.36E+08
$^{197}\text{Au}_2(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	411	2.69 d	4.58E+06

Πίνακας 2.1

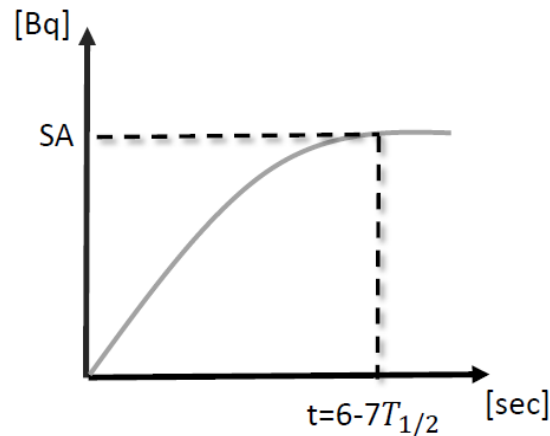
Οι στόχοι παρουσιάζονται με ίδια σειρά με αυτήν της ακτινοβόλησης, δηλαδή η δέσμη των νετρονίων προσπίπτει πρώτα στο Al_B και τελευταία στο Au_2 . Εύκολα γίνεται αντιληπτό πως ο Au_4 έχει λιγότερους ενεργοποιημένους πυρήνες από τον Au_2 . Αυτό προκύπτει από τη διαφορά στις μάζες αυτών των στόχων όπου είναι 0.6649g και 1.5126g αντίστοιχα. Επομένως, η δέσμη συναντά παραπάνω πυρήνες Au_2 από ότι πυρήνες Au_4 . Επιπλέον πληροφορίες για τους στόχους και την τοποθέτησής βλ. § 3.2.

2.4.2 Ο παράγοντας SA

Απαραίτητος είναι ο υπολογισμός της ενεργότητας κόρου (Saturated Activity), για τον χαρακτηρισμό της ροής μέσω του κώδικα αποσυνέλιξης SAND-II [6], επιπλέον πληροφορίες για τον κώδικα SAND-II βλ. §4.3. Η ενεργότητα κόρου μιας αντίδρασης είναι το χρονικό σημείο στο οποίο όσοι πυρήνες παράγονται τόσο διασπώνται, δηλαδή το σύστημα βρίσκεται σε μια ραδιενεργό ισορροπία. Για να φτάσει μία αντίδραση στην ενεργότητα κόρου, πρέπει ο στόχος να ακτινοβοληθεί για διάρκεια 6 με 7 χρόνους ημιζωής της συγκεκριμένης αντίδρασης, όπως φαίνεται και στην Εικόνα 2.8. Λόγω του περιορισμένου χρόνου ακτινοβόλησης και του μεγάλου χρόνου ημιζωής συγκεκριμένων ισοτόπων δεν ήταν εφικτό να φτάσουν οι αντιδράσεις την ενεργότητα κόρου. Για αυτό κρίθηκε αναγκαίο να υπολογιστεί η ενεργότητα κόρου των αντιδράσεων αναφοράς. Η ενεργότητα κόρου μπορεί να υπολογιστεί σύμφωνα με την παρακάτω σχέση:

$$SA = \frac{N_{\gamma}}{I_{\gamma} \cdot \epsilon \cdot D \cdot f_c \cdot t_{irr} \cdot f_s \cdot F} \quad (2.8)$$

όπου οι περισσότεροι όροι είναι ίδιοι με τον παράγοντα N_p . Ο f_s είναι ο διορθωτικός παράγοντας της στερεάς γωνίας και t_{irr} ο χρόνος ακτινοβόλησης των δειγμάτων.



Εικόνα 2.8: Γραφική παράσταση της ενεργότητας συναρτήσει του χρόνου ακτινοβόλησης όταν αυτή φτάνει στον κόρο

Στην συνέχεια, ο αριθμός της ενεργότητας κόρου που υπολογίστηκε, διαιρέθηκε με τον αριθμό του πυρήνα κάθε στόχου, ώστε να προκύψει η ενεργότητα κόρου ανά πυρήνα στόχου. Ο αριθμό των πυρήνων κάθε στόχου υπολογίστηκε από την σχέση:

$$N_t = \frac{N_A m}{M_r} \quad (2.9)$$

όπου N_A ο αριθμός Avogadro ($6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), m η μάζα του στόχου σε γραμμάρια και M_r το μοριακό βάρος κάθε στοιχείου. Παρακάτω στον Πίνακα 2.2 φαίνονται οι ενεργότητες κόρου ανά πυρήνα στόχου για όλες τις αντιδράσεις αναφοράς.

Αντίδραση	Ενεργότητα Κόρου (Bq)	Πυρήνες στόχου	Ενεργότητα κόρου ανά πυρήνα στόχου (Bq/TN)
$^{27}\text{Al}_B(n,a)^{24}\text{Na}$	1.97E+02	4.94E+21	3.99E-20
$^{197}\text{Au}_4(n,2n)^{196}\text{Au}$	2.00E+03	2.03E+21	9.84E-19
$^{197}\text{Au}_4(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	1.52E+02	2.03E+21	7.50E-20
$^{27}\text{Al}_A(n,a)^{24}\text{Na}$	1.81E+02	4.93E+21	3.68E-20
$^{59}\text{Co}(n,a)^{56}\text{Mn}$	3.70E+01	3.32E+21	1.12E-20
$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	9.94E+02	4.99E+21	1.99E-19
$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$	4.43E+02	4.99E+21	8.87E-20
$^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$	4.40E+01	1.74E+21	2.53E-20
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	2.36E+02	6.85E+21	3.44E-20
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	8.00E+01	2.50E+21	3.20E-20
$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	4.58E+02	2.21E+21	2.07E-20
$^{197}\text{Au}_2(n,2n)^{196}\text{Au}$	4.13E+03	4.62E+21	8.93E-19
$^{197}\text{Au}_2(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	3.08E+02	4.62E+21	6.66E-20

Πίνακας 2.2

Έχοντας υπολογίσει την ενεργότητα κόρου ανά πυρήνα στόχου μπορεί εύκολα να γίνει η σύγκριση μεταξύ δύο ίδιων στόχων σε διαφορετική θέση. Για παράδειγμα, το Al_B αναμένετε να έχει μεγαλύτερη ενεργότητα από το Al_A , λόγω της θέσης των δύο στόχων, όπως τελικά αποδεικνύεται και πειραματικά.

Κεφάλαιο 3:

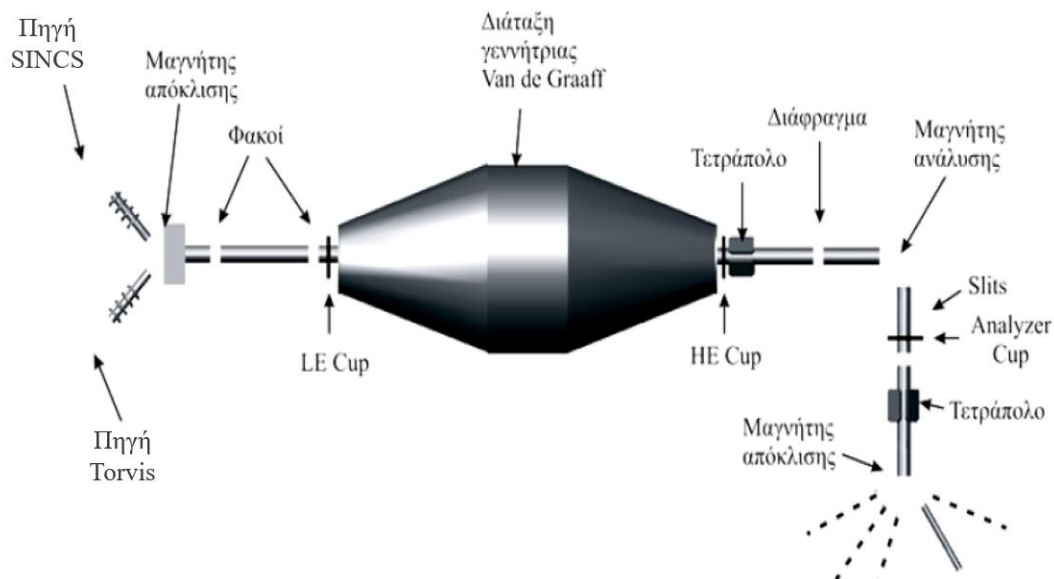
Πειραματικό Μέρος

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την διεξαγωγή του συγκεκριμένου πειράματος. Από την αρχή της ακτινοβολήσης μέχρι και την ανίχνευση των εκπεμπόμενων ακτίνων-γ από τους στόχους.

3.1 Διάταξη ακτινοβόλησης

3.1.1 Ο επιταχυντής

Αρχικά, η παραγωγή της δέσμης νετρονίων γίνεται έμμεσα με την αντίδραση ${}^3\text{H}(d,n)\text{He}^4$, όπου ο επιταχυντής Van de Graaff Tandem 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» επιταχύνει δευτέρια ώσπου αυτά να αποκτήσουν την επιθυμητή κινητική ενέργεια και στην συνέχεια τα κατευθύνει στο στόχο του τριτίου. Τα πιο βασικά τμήματα του επιταχυντικού συστήματος είναι οι πηγές ιόντων, η γεννήτρια Van de Graaf που βρίσκεται εντός της δεξαμενής του επιταχυντή και τις επτά πειραματικές γραμμές στις οποίες καταλήγει η επιθυμητή δέσμη ιόντων, ανάλογα με τις ανάγκες του εκάστοτε πειράματος. Κάθε γραμμή μπορεί να διαμορφωθεί ανάλογα με το είδος του πειράματος, όπως στην περίπτωση όπου στο τέλος της γραμμής τοποθετείται το τριτιωμένο τιτάνιο (TiT), για την παραγωγή νετρονίων. Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται το επιταχυντικό σύστημα.



Εικόνα 3.1: Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή [16]

Ανάλογα με το ιόν που χρειάζεται για το εκάστοτε πείραμα, επιλέγεται μία από τις δύο πηγές που φαίνονται στο παραπάνω σχήμα.

1. η πρώτη πηγή (SNICS) παράγει βαρέα ιόντα όπως για παράδειγμα οξυγόνο και άνθρακα
2. η δεύτερη πηγή (Torvis) παράγει πρωτόνια, δευτέρια και σωματίδια άλφα.

Στο πείραμα της συγκεκριμένης διπλωματικής εργασίας χρησιμοποιήθηκε η δεύτερη πηγή. Αρνητικά ιόντα παράγονται από τις πηγές, τα οποία επιλέγονται από έναν μαγνήτη επιλογής ιόντων. Έπειτα, εισέρχονται στον επιταχυντικό σωλήνα, στον οποίο αποκτούν ενέργεια της τάξεως των 60 keV. Ακολουθώντας, ο τετραπολικός μαγνήτης σε συνδυασμό με ηλεκτροστατικά πλακίδια απόκλισης εστιάζει την δέσμη. Απαραίτητη είναι η διατήρηση κενού σε όλη την πειραματική γραμμή, ώστε να μην υπάρχουν σκεδάσεις με τα μόρια του αέρα. Την κύρια επιτάχυνση αναλαμβάνει η γεννήτρια Van de Graaff που βρίσκεται εντός της δεξαμενής. Στο κέντρο της δεξαμενής βρίσκεται μία μεγάλη μεταλλική σφαίρα που φορτίζεται με την μεταφορά θετικών φορτίων, από έναν κατακόρυφο μάντα από μονωτικό υλικό και με αυτόν τον τρόπο δημιουργείται μεγάλη διαφορά δυναμικού. Μόλις, τα αρνητικά ιόντα εισέλθουν στην δεξαμενή έλκονται από την μεταλλική σφαίρα και στην συνέχεια περνάνε από ένα αέριο (Αργό ή Άζωτο), όπου απογυμνώνονται από τα ηλεκτρόνια τους. Στην συνέχεια, τα θετικά ιόντα απωθούνται από το ηλεκτρικό πεδίο που έχει δημιουργηθεί, εξαιτίας της υψηλής τάσης, προς την έξοδο του επιταχυντή.

3.1.2 Η γραμμή μεταφοράς

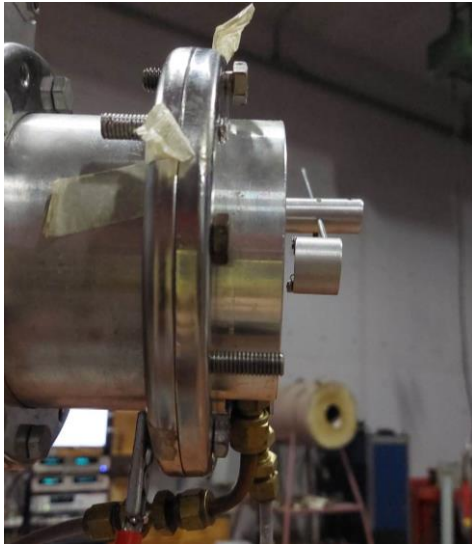
Αμέσως μετά την κύρια επιτάχυνση τα ιόντα διαχωρίζονται από έναν μαγνήτη ανάλυσης 90° , ανάλογα με την ενέργειά τους. Στην συνέχεια, ένας μαγνήτης (switcher) κατευθύνει την δέσμη των ιόντων στη γραμμή μεταφοράς, στο τέλος της οποίας βρίσκεται ο αντίστοιχος πειραματικός θάλαμος, που στην προκειμένη περίπτωση είναι μια φλάντζα με τον στόχο του τριτωμένου τιτανίου (TiT). Επιπλέον ευθυγράμμιση επιτυγχάνεται με τη χρήση δύο κατευθυντήρων (collimators) από ταντάλιο με διάμετρο 3 και 5 χιλιοστά, που βρίσκονται στο τέλος της γραμμής μεταφοράς. Με αυτόν τον τρόπο η δέσμη που θα περάσει από τους ευθυγραμμιστές έχει πολύ μικρή γωνιακή απόκλιση από τον άξονα της γραμμής μεταφοράς. Για τη μέτρηση του φορτίου στις γραμμές μεταφοράς που καταλήγουν σε πειραματικό θάλαμο, χρησιμοποιείται ένας κλωβός Faraday (Faraday cup), που μετράει τον αριθμό των ιόντων που προσέκρουσαν στον στόχο. Είναι ένα μέταλλο μονωμένο από την υπόλοιπη γραμμή, όπου με ένα αμπερόμετρο μετρούνται τα ιόντα της δέσμης. Στην συνέχεια, ένας ολοκληρωτής φορτίου, μεταφράζει κάθε ιόν που προσέκρουσε στο μέταλλο, σε έναν παλμό σταθερού ύψους και καταγράφεται σε έναν ηλεκτρονικό καταμετρητή (counter).

Έπειτα, βρίσκεται ο στόχος του τριτίου, όπου αποτελεί την πηγή νετρονίων του συγκεκριμένου πειράματος. Υπάρχει δυνατότητα προσαρμογής ενός κομματιού χαλκού στην φλάντζα του τριτίου για τον πειραματικό προσδιορισμό των παρασιτικών νετρονίων. Καθώς, η δέσμη των δευτερίων προσπίπτει στο κομμάτι του χαλκού θα απορροφηθεί πριν φτάσει στο τρίτιο, οπότε αν παρατηρηθούν νετρόνια θα έχουν προκύψει από παρασιτικές αντιδράσεις των δευτερίων με τα υλικά της γραμμής.

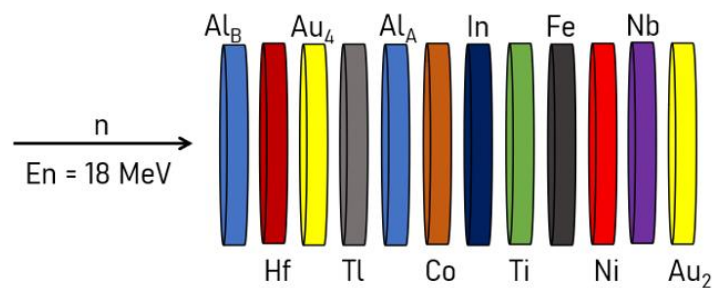
3.1.3 Η βάση των στόχων

Στην συγκεκριμένη ενότητα θα γίνει αναφορά στην βάση που περιέχει τους στόχους προς ακτινοβόληση, η οποία τοποθετήθηκε μπροστά στο στόχο του τριτίου. Καθώς η δέσμη των δευτερίων συναντήσει το στόχο του τριτίου παράγονται νετρόνια, μέσω της αντίδρασης ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$, προς όλες τις κατευθύνσεις και συναντάνε στην πορεία τους την βάση των στόχων.

Η βάση είναι ένα κυλινδρικό δοχείο από αλουμίνιο με εξωτερική διάμετρο 2.27 cm, εσωτερική διάμετρο 1.51 cm και ύψος 1.80 cm. Επίσης, η πίσω πλευρά της βάσης έχει μικρότερη διάμετρο (1.294 cm) ώστε να κρατάει τους στόχους. Οι στόχοι από την μπροστά πλευρά της βάσης, που έρχεται πρώτη σε επαφή με την δέσμη των νετρονίων, σταθεροποιούνται με δύο μικρά σύρματα. Στην συνέχεια, ευθυγραμμίστηκε με το κέντρο του τριτίου σε απόσταση 1.7 cm από αυτό, όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.2. Οι στόχοι τοποθετήθηκαν με συγκεκριμένο τρόπο ώστε να μελετηθούν οι αντιδράσεις ενδιαφέροντος για τον προσδιορισμό της ροής των νετρονίων, όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.3.



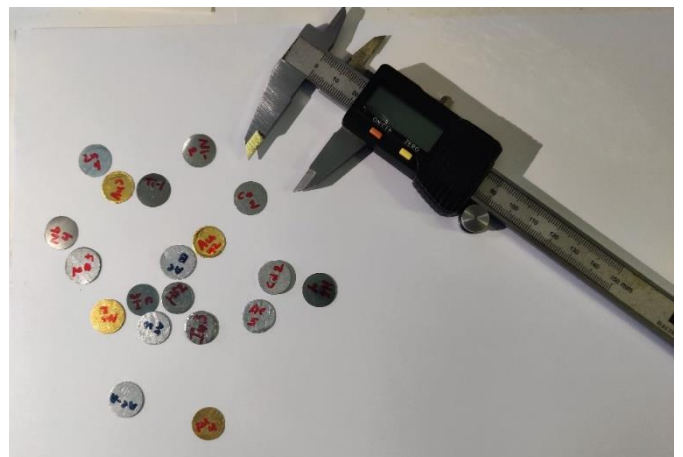
Εικόνα 3.2: Η βάση των στόχων μπροστά από το τρίτιο



Εικόνα 3.3: Η σειρά των στόχων προς ακτινοβόληση

3.1.4 Περιγραφή και τοποθέτηση στόχων

Για τον χαρακτηρισμό της ροής των νετρονίων οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν ήταν οι εξής: ^{27}Al , ^{197}Au , ^{59}Co , ^{115}In , ^{48}Ti , ^{56}Fe , ^{58}Ni και ^{93}Nb . Το άφνιο (Hf) και το θάλλιο (Tl) βρίσκονται στην διάταξη για την μελέτη της ενεργούς διατομής συγκεκριμένων αντιδράσεων και όχι σαν αντιδράσεις αναφοράς. Αρχικά, μετρήθηκε η διάμετρος και το πάχος του κάθε στόχου χρησιμοποιώντας ένα ηλεκτρονικό παχύμετρο, τέλος καθαρίστηκαν και ζυγίστηκαν. Τα χαρακτηριστικά και οι ίδιοι οι στόχοι φαίνονται παρακάτω στην Εικόνα 3.4 και στον Πίνακα 3.1.



Εικόνα 3.4: Στην παραπάνω φωτογραφία φαίνονται οι στόχοι που τοποθετήθηκαν στην βάση και παχύμετρο

Στόχος	Πάχος (mm)	Διάμετρος (mm)	Μάζα (g)
Al _B	0.51	14.39	0.2214
Au ₄	0.29	13.12	0.6649
Al _A	0.51	14.32	0.221
Co	0.22	14.20	0.3244
In	1.02	13.42	1.0018
Ti	0.29	14.29	0.1877
Fe	0.51	14.97	0.6918
Ni	0.29	14.25	0.3578
Nb	0.32	14.06	0.3407
Au ₂	0.51	14.17	1.5126

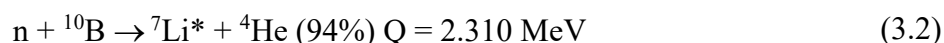
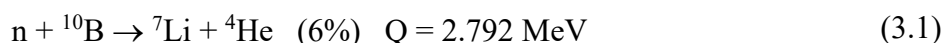
Πίνακας 3.1

3.2 Ανιχνευτικά συστήματα

Στο πείραμα αυτό χρησιμοποιήθηκαν δύο τύποι ανιχνευτών για διαφορετική χρήση ο καθένας. Αρχικά, κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης χρησιμοποιήθηκε ένας απαριθμητής τριφθοριούχου βορίου (BF₃), διότι είναι αναγκαία κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης η παρακολούθηση και η καταγραφή της διακύμανσης της δέσμης των νετρονίων. Έπειτα, μετά την ακτινοβόληση χρησιμοποιήθηκαν δύο ανιχνευτές κρυστάλλου γερμανίου υψηλής καθαρότητας (HPGe – High Purity Ge) για την ανίχνευση των ακτίνων-γ που εκπέμπονται από τους ακτινοβολημένους στόχους.

3.2.1 Απαριθμητής Τριφθοριούχου Βορίου

Τα νετρόνια ως ουδέτερα σωματίδια ανιχνεύονται έμμεσα, με την ανίχνευση των προϊόντων των αντιδράσεων στις οποίες συμμετέχουν. Στην περίπτωση του Τριφθοριούχου Βορίου οι αντιδράσεις είναι οι εξής:



Η αντίδραση αυτή έχει μεγάλη ενεργό διατομή στην περιοχή των θερμικών νετρονίων (≈ 0.025 eV), αντίθετα στις υψηλές ενέργειες έχει μικρή. Για αυτόν τον λόγο ο απαριθμητής τοποθετείται στο κέντρο ενός κυλίνδρου από παραφίνη, ώστε τα νετρόνια να σκεδάζονται στους ελαφρύς πυρήνες της παραφίνης, χάνοντας μεγάλο μέρος της αρχικής τους ενέργειας και έτσι θερμοποιούνται. Το σήμα του ανιχνευτή καταγράφεται καθ' όλη την διάρκεια της ακτινοβόλησης ανά 5 λεπτά και έπειτα χρησιμοποιείται στο διορθωτικό παράγοντα f_c που θα αναφερθεί στην συνέχεια.

Εικόνα 3.5: Ανιχνευτής BF₃

3.2.2 Ανιχνευτής Γερμανίου

Οι ανιχνευτές Γερμανίου ανήκουν στους ανιχνευτές ημιαγωγών και πιο συγκεκριμένα το γερμάνιο είναι εξωγενής ημιαγωγός, δηλαδή εμφανίζει προσμίξεις από άλλα άτομα στην δομή του πλέγματός του. Αποτελούνται από μία επαφή ηλεκτρονίων - οπών, που κατασκευάζεται με τον εμπλουτισμό ενός κρυστάλλου γερμανίου υψηλής καθαρότητας με προσμίξεις δέκτες ηλεκτρονίων (ημιαγωγός τύπου-p) ή δότες ηλεκτρονίων (ημιαγωγός τύπου-n). Η αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή Γερμανίου βασίζεται στην περιοχή απογύμνωσης του κρυστάλλου μεταξύ των επαφών p και n, στα άκρα του οποίου εφαρμόζεται υψηλή τάση προκειμένου να διευρυνθεί η περιοχή απογύμνωσης. Με αυτόν τον τρόπο ο ενεργός όγκος του κρυστάλλου, δηλαδή ο όγκος στον οποίο εισέρχονται και ανιχνεύονται τα φωτόνια, μεγαλώνει. Καθώς τα φωτόνια προσπίπτουν στον κρύσταλλο, αλληλεπιδρούν με τον κρύσταλλο με τρία φαινόμενα: 1) Σκέδαση Compton, 2) Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και 3) Δίδυμη γένεση. Έτσι, στο εσωτερικό του κρυστάλλου παράγονται ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών τα οποία συλλέγονται από το ηλεκτρικό πεδίο που εφαρμόζεται εξωτερικά στις επαφές p-n και δημιουργούν το αρχικό σήμα του ανιχνευτή. Απαραίτητη προϋπόθεση για τη λειτουργία του είναι να διατηρείται σε χαμηλή θερμοκρασία, ώστε να κρατηθεί η ποσότητα των ηλεκτρονίων – οπών σταθερή, για να μην αυξάνεται ο θόρυβος. Έτσι, ο ανιχνευτής διατηρείται μέσα σε δοχείο Dewar το οποίο περιέχει υγρό άζωτο (77°K).

Τα ηλεκτρονικά που χρειάζονται για την λειτουργία του συγκεκριμένου ανιχνευτή είναι ένα τροφοδοτικό υψηλής τάσης, ένας προενισχυτής σήματος, ένας ενισχυτής σήματος και ένα σύστημα ADC / MCA. Το τροφοδοτικό υψηλής τάσης παρέχει στον κρύσταλλο του ανιχνευτή τάση της τάξης των 10^3V , με αποτέλεσμα να δημιουργείται μικρό ρεύμα στο κύκλωμα. Έπειτα, το ρεύμα που αντιστοιχεί στο αρχικό σήμα του ανιχνευτή, ενισχύεται καθώς εισέρχεται στον προενισχυτή σε σήμα της τάξης των mV, ο οποίος στον συγκεκριμένο μοντέλο ανιχνευτή βρίσκεται ενσωματωμένος σε αυτόν και τροφοδοτείται από αυτόν. Στη συνέχεια, το σήμα εισέρχεται στον ενισχυτή για να φτάσει την τάξη των V, ενώ ταυτόχρονα υφίσταται μία διαδικασία διαμόρφωσης – ολοκλήρωσης (CR / RC), ώστε να πάρει την μορφή γκαουσιανής καμπύλης. Τέλος, καταλήγει στο σύστημα ADC / MCA, όπου μετατρέπεται σε ψηφιακή πληροφορία με την βοήθεια ενός πολυκαναλικού αναλυτή (Multi-Channel Analyzer) και προκύπτει ένα ιστόγραμμα γεγονότων συναρτήσει του καναλιού MCA, όπου με την σωστή

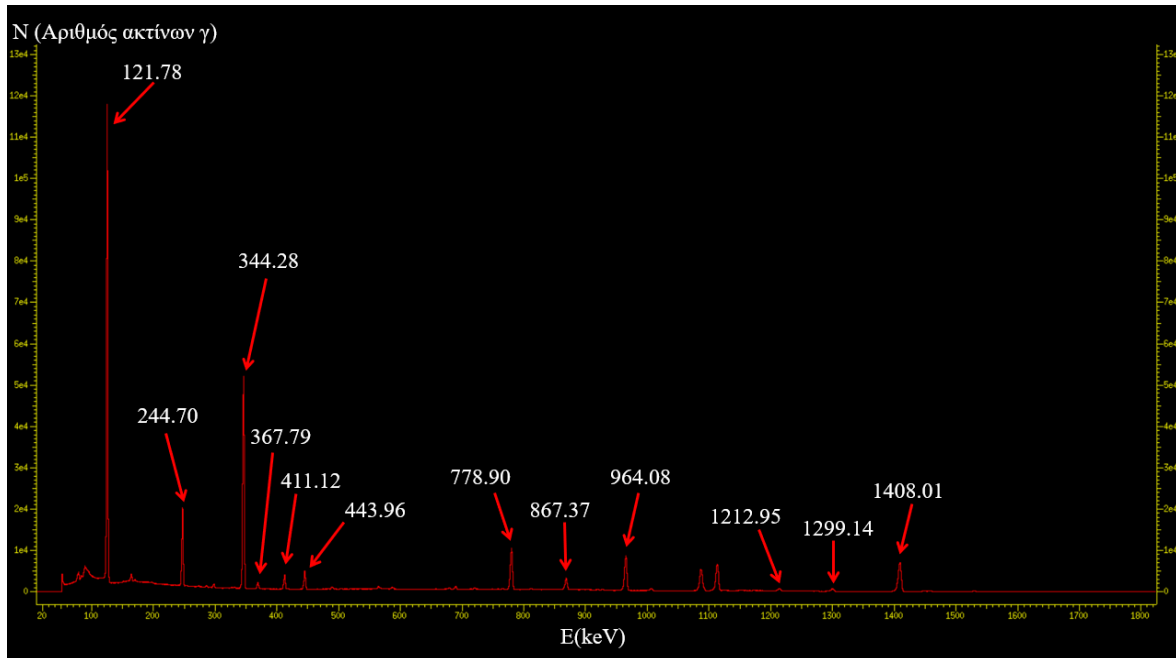


Εικόνα 3.4: Ο ανιχνευτής Γερμανίου και η ψύξη του

βαθμονόμηση του φάσματος αντιστοιχίζονται τα κανάλια σε ενέργειες.

3.3 Προσδιορισμός της απόλυτης απόδοσης του Ανιχνευτή

Οι ακτινοβολημένοι στόχοι τοποθετήθηκαν σε απόσταση 10 cm από τον ανιχνευτή Γερμανίου HPGe, που παρουσιάζεται στην Εικόνα 4, ώστε να μετρηθούν οι ακτίνες γ , που προέκυψαν από την ακτινοβόλησή τους. Για τον προσδιορισμό της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκε μία πηγή ^{152}Eu στην ίδια απόσταση που τοποθετήθηκαν και οι στόχοι.



Εικόνα 3.7: Ενδεικτικό φάσμα του ανιχνευτή γερμανίου με την πηγή του ^{152}Eu σε απόσταση 10cm

Στον παρακάτω πίνακα φαίνονται οι ακτίνες γ του ^{152}Eu που χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό των απόλυτων αποδόσεων των δύο ανιχνευτών, με τα χαρακτηριστικά αυτών και στην Εικόνα 5 το αντίστοιχο φάσμα ακτίνων- γ .

E_γ (keV)	I_γ (%)	Θυγατρικός Πυρήνας
121.78	28.53	^{152}Sm
244.70	7.6	^{152}Sm
344.28	26.5	^{152}Gd
367.79	0.9	^{152}Gd
411.12	2.2	^{152}Gd
443.96	3.1	^{152}Sm
778.90	12.9	^{152}Gd
867.37	4.2	^{152}Sm
964.08	14.6	^{152}Sm
1212.95	1.4	^{152}Sm

1299.14	1.6	^{152}Gd
1408.01	21	^{152}Sm

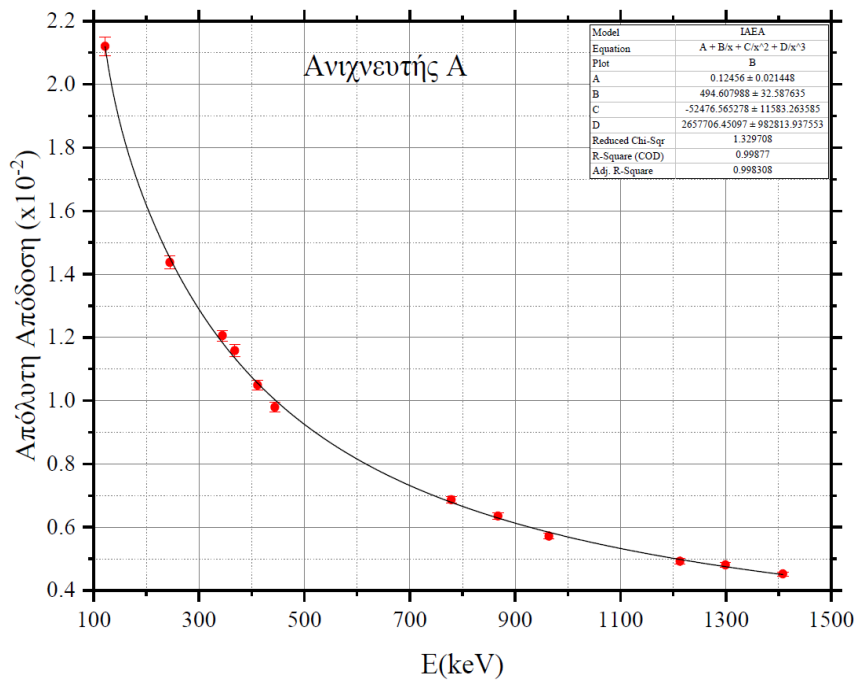
Η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή υπολογίζεται από την σχέση:

$$\varepsilon = \frac{N_{\gamma}}{RI_{\gamma}t_m} \quad (3.3)$$

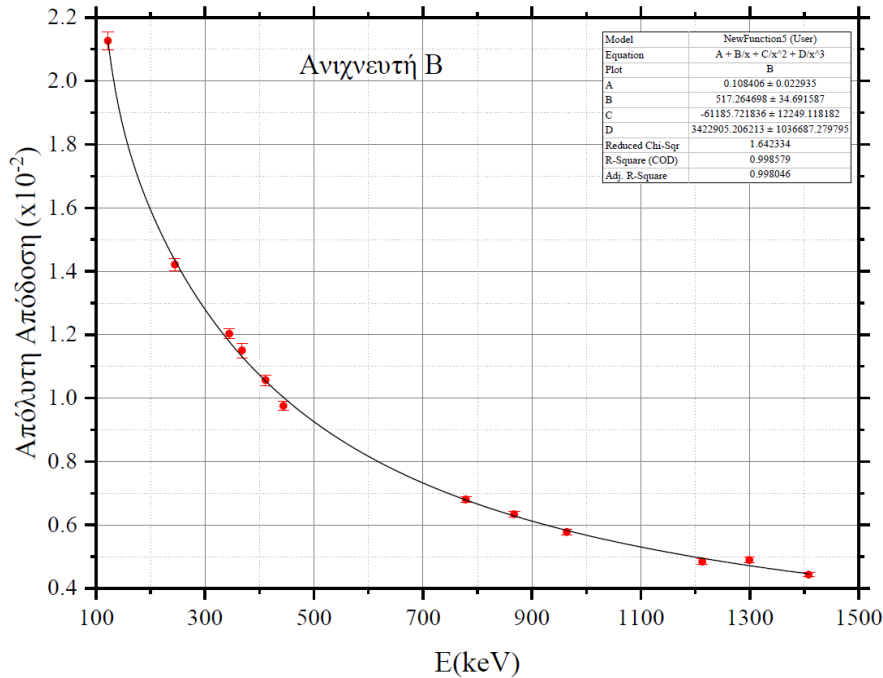
όπου N_{γ} τα γεγονότα της κάθε φωτοκορυφής, I_{γ} η ένταση της αντίστοιχης ακτίνας γ , R η ενεργότητα της πηγής ^{152}Eu την ημέρα της λήψης του φάσματος και t_m ο χρόνος λήψης του φάσματος. Η ενεργότητα της πηγής την ημέρα της λήψης του φάσματος ήταν $R = 1.16 \times 10^2$ kBq, ενώ ο χρόνος ήταν $t_m = 900$ sec στον πρώτο ανιχνευτή και $t_m = 1200$ sec στον δεύτερο ανιχνευτή. Οι καμπύλες της ολικής απόδοσης του ανιχνευτή χαράχθηκαν με την εξίσωση της ΙΑΕΑ:

$$\varepsilon(x) = A + \frac{B}{x} + \frac{C}{x^2} + \frac{D}{x^3} \quad (3.4)$$

όπου τα A, B, C και D είναι σταθερές, ενώ το x είναι η εκάστοτε ενέργεια της ακτίνας γ . Παρακάτω φαίνονται οι απόλυτες αποδόσεις των δύο ανιχνευτών.



Εικόνα 3.8: Απόλυτη Απόδοση $\varepsilon(E)$ πρώτου ανιχνευτή



Εικόνα 3.9: Απόλυτη Απόδοση $\epsilon(E)$ δεύτερου ανιχνευτή

3.4 Φάσματα Ακτινοβόλησης

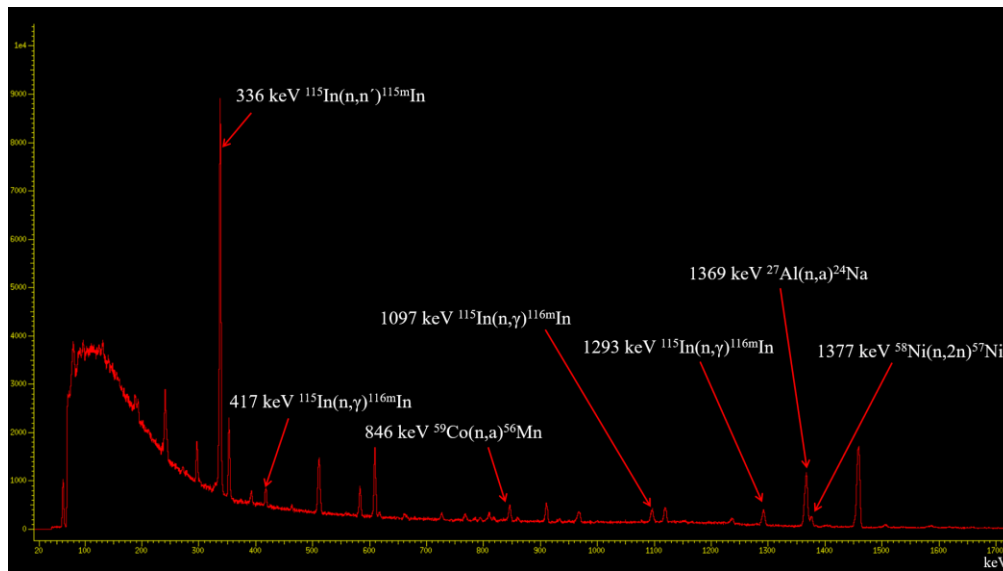
Μετά το πέρας της ακτινοβόλησης, οι στόχοι τοποθετήθηκαν στους ανιχνευτές HPGe για την μέτρηση των ακτίνων- γ . Παρακάτω φαίνονται οι αντιδράσεις των οποίων οι παραγόμενες ακτίνες γ μετρήθηκαν και οι αντίστοιχοι χρόνοι ημιζωής.

Αντίδραση	Χρόνος ημιζωής (t1/2)
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	14.99 hours
$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	6.16 days
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	2.69 days
$^{59}\text{Co}(n,\alpha)^{56}\text{Mn}$	2.57 hours
$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	4.46 hours
$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	54.29 minutes
$^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$	43.70 hours
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	2.57 hours
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	35.60 hours
$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	10.15 days

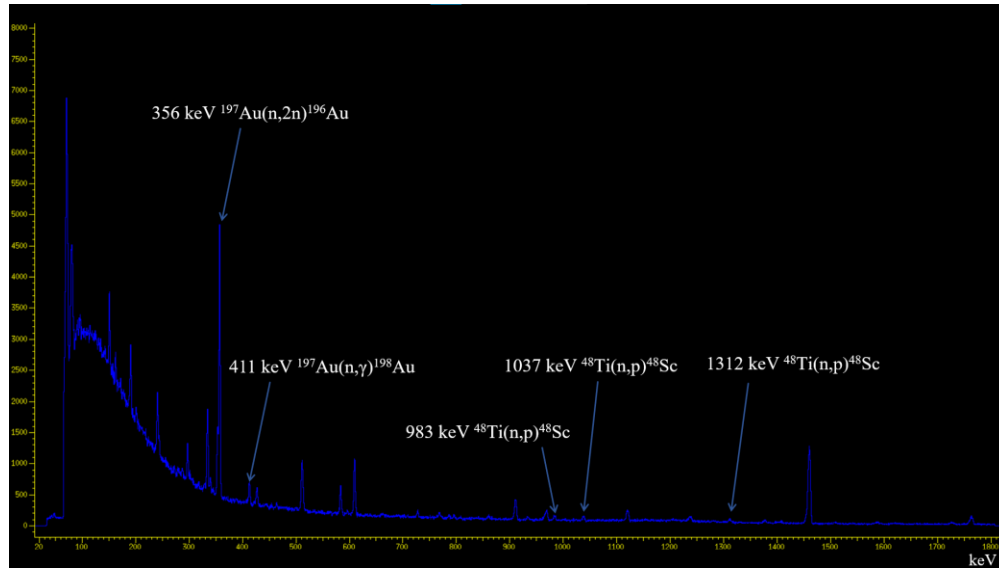
Οι αντιδράσεις αυτές χρησιμοποιήθηκαν ως αντιδράσεις αναφοράς για τον χαρακτηρισμό της ροής των νετρονίων. Λήφθηκε πλήθος φασμάτων ανάλογα με τις ακτίνες γ που εκπέμπουν και με τον χρόνο ημιζωής των αντιδράσεων, ώστε να μην έχουν κοντινές ακτίνες γ στο ίδιο φάσμα. Παρακάτω παρουσιάζονται οι ακτίνες γ των παραπάνω αντιδράσεων, οι οποίες ήταν ορατές στα φάσματα που λήφθηκαν από τους ανιχνευτές.

Αντίδραση	E γ (keV)	I γ (%)
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	1369	99.99
$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	356	87.00
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	411	95.60
$^{59}\text{Co}(n,\alpha)^{56}\text{Mn}$	846	98.85
$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	336	45.90
$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	1293 / 1097 / 417	84.80 / 58.50 / 27.20
$^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$	983 / 1037 / 1312	100 / 97.50 / 100
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	846	98.85
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	1377	81.70
$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	934	99.15

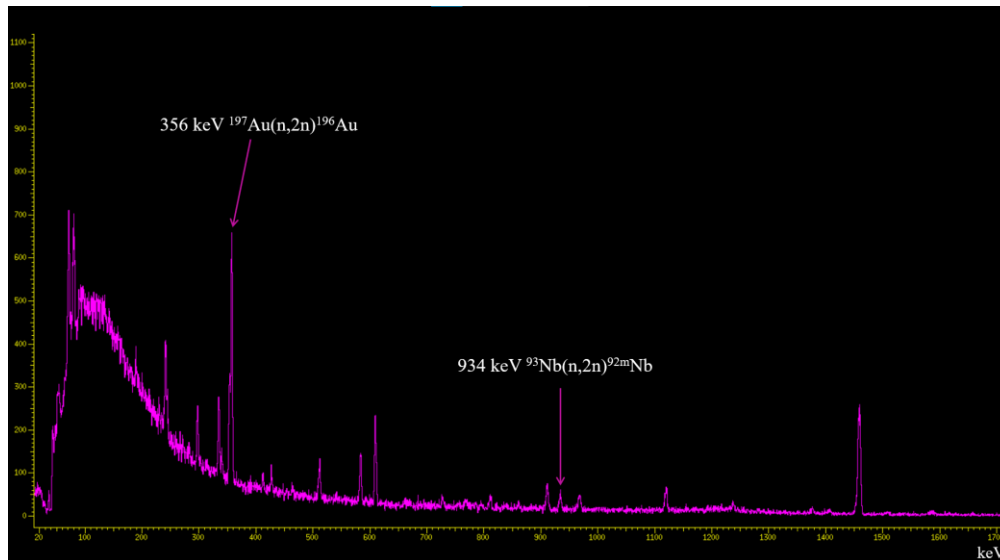
Λήφθηκαν έξι διαφορετικά φάσματα σε διαφορετικούς χρόνους το καθένα ανάλογα με τις ανάγκες της κάθε αντίδρασης. Οι στόχοι τοποθετήθηκαν σε τριάδες ή τετράδες στους ανιχνευτές, λαμβάνοντας υπόψιν τις ακτίνες- γ του κάθε στοιχείου, ώστε να μην αλληλοκαλύπτονται. Ο χρόνος ακτινοβολήσης των στόχων ήταν 7h 27min. Τα έξι φάσματα λήφθηκαν σε δυάδες με χρόνους λήψης 13h 33min, 7h 52min και 1h 52min. Στον χρόνο λήψης 13h 31min τοποθετήθηκαν στον πρώτο ανιχνευτή οι στόχοι Hf, Al_A, Fe, Au₂, ενώ στον δεύτερο οι στόχοι Co, Al_B, In, Ni αντίστοιχα. Στον χρόνο λήψης 7h 52min τοποθετήθηκαν στον πρώτο ανιχνευτή οι στόχοι Hf, Au₄, Ti, ενώ στον δεύτερο οι στόχοι Tl, Nb, Ni αντίστοιχα. Τέλος, στον χρόνο λήψης 1h 52min τοποθετήθηκαν στον πρώτο ανιχνευτή οι στόχοι Au₄, Ni, Ti, ενώ στον δεύτερο οι στόχοι Au₂, Co, Nb. Στα πρώτα δύο φάσματα τοποθετήθηκαν οι στόχοι με τον μικρότερο χρόνο ημιζωής για να μην χαθεί κάποια πληροφορία από τις ακτίνες- γ τους. Οι ίδιοι στόχοι τοποθετήθηκαν σε διαφορετικούς ανιχνευτές.



Εικόνα 3.10: Φάσμα από την πρώτη δυάδα



Εικόνα 3.11: Φάσμα από την δεύτερη δέσμη



Εικόνα 3.12: Φάσμα από την τρίτη δέσμη

Κεφάλαιο 4:

Κώδικες

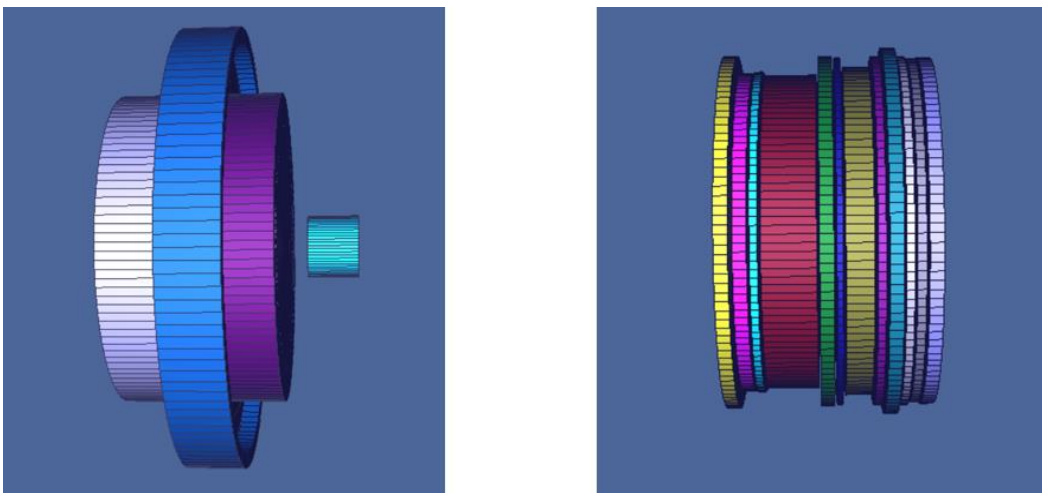
Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται οι δύο κώδικες που χρησιμοποιήθηκαν στην συγκεκριμένη διπλωματική εργασία. Ένας κώδικας προσομοιώσεων Monte Carlo, ο MCNP5 [10] και ένας κώδικας αποσυνέλιξης, ο SAND-II [6]. Με τον κώδικα MCNP5 υπολογίστηκαν οι διορθωτικοί παράγοντες, μία αρχική προσέγγιση των πειραματικών τιμών της ροής καθώς και η αρχική ροή των νετρονίων, ενώ με τον κώδικα SAND-II έγινε ο υπολογισμός της τελικής ροής των νετρονίων.

4.1 Ο κώδικας MCNP5

Ο συγκεκριμένος κώδικας ανήκει στους κώδικες προσομοιώσεων Monte Carlo και χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό των διορθωτικών παραγόντων της ενδοαπορρόφησης των ακτίνων-γ από τους στόχους, της θωράκιση των στόχων λόγω της γεωμετρίας, των αντιδράσεων κατωφλίου, της στερεάς γωνίας των στόχων. Επιπλέον, με τον υπολογισμό της πλήρους γεωμετρίας του πειράματος έγινε η σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης και υπολογίστηκε η αρχική ροή που στην συνέχεια δόθηκε σαν δεδομένο εισαγωγής στον κώδικα SAND-II [6].

4.1.1 Πλήρης γεωμετρία

Η χρήση του κώδικα MCNP5 [10] και η σχεδίαση της πλήρους γεωμετρίας του πειράματος είναι απαραίτητη για την σύγκριση των πειραματικών τιμών με τις τιμές εξόδου της προσομοίωσης. Ο κώδικας που χρησιμοποιήθηκε παρουσιάζεται στο Παράρτημα Β. Παρακάτω φαίνονται, αριστερά η φλάντζα του τριτίου με την βάση των στόχων και δεξιά οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν Εικόνα 4.1, ακριβώς όπως στην πειραματική διάταξη (βλ. 3.1.3).



Εικόνα 4.1: Αριστερά η φλάντζα του τριτίου με την βάση των στόχων και δεξιά οι στόχοι προς ακτινοβολήση

Επομένως, η προσομοίωση υπολόγισε την ροή των νετρονίων στο ενεργειακό εύρος και ενεργειακά διαστήματα που του όρισε ο χρήστης. Τα δεδομένα εξόδου του MCNP5 [10] επιλέγονται από τις ανάγκες του χρήστη και στην συγκεκριμένη περίπτωση επιλέχθηκε η ροή να δοθεί σε νετρόνια ανά επιφάνεια ανά πρωτογενές σωματίδιο (n/cm^2pp). Λόγω του υπολογιστικού χρόνου που απαιτείται σε τέτοιες προσομοιώσεις ο αριθμός των πρωτογενών σωματιδίων που επιλέχθηκε, χωρίς να αλλοιώνει το αποτέλεσμα, ήταν 10^9 σωματίδια, όπου ο χρόνος για την ολοκλήρωσή του ήταν περίπου 8 ώρες. Η σύγκριση με τα πειραματικά φαίνεται παρακάτω (βλ. §5).

4.1.2 Αρχική ροή

Η λειτουργία του κώδικα SAND-II [6] προϋποθέτει την ύπαρξη μίας αρχικής ροής νετρονίων, η οποία θα εισαχθεί ως δεδομένο εισαγωγής σε αυτόν. Με τον κώδικα MCNP5 [10] υπολογίστηκε η αρχική ροή των νετρονίων στον πρώτο στόχο (Al_B), έχοντας αλλάξει το υλικό του πρώτου στόχου με αέρα, ώστε να μην προκύπτουν σκεδάσεις στο υλικό του αλουμινίου. Η υπόλοιπη γεωμετρία παραμένει ίδια, όπως παραπάνω. Οι μονάδες της ροής των νετρονίων που δέχεται ο κώδικας SAND-II είναι νετρόνια ανά επιφάνεια ανά χρόνο ανά ενέργεια νετρονίων ($n/cm^2secMeV$). Επομένως, απαραίτητη ήταν η μετατροπή των δεδομένων εξόδου του MCNP5 [10] στις μονάδες που δέχεται ο κώδικας SAND-II.

Αρχικά, πραγματοποιήθηκε η κανονικοποίηση της ροής του MCNP5 στα πειραματικά δεδομένα (όπως υπολογίστηκε από τους στόχους αναφοράς Al και Au) με βάση τα αποτελέσματα που λήφθηκαν από την προσομοίωση της πλήρους γεωμετρίας. Στην συνέχεια, διαιρέθηκε το αποτέλεσμα με τον χρόνο ακτινοβολήσης ($t_{irr} = 27114 \text{ sec}$). Τέλος, για να προκύψουν οι τελικές μονάδες διαιρέθηκε με την εξής σχέση:

$$E_i = \sqrt{E_i \cdot E_{i+1}} \quad (4.1)$$

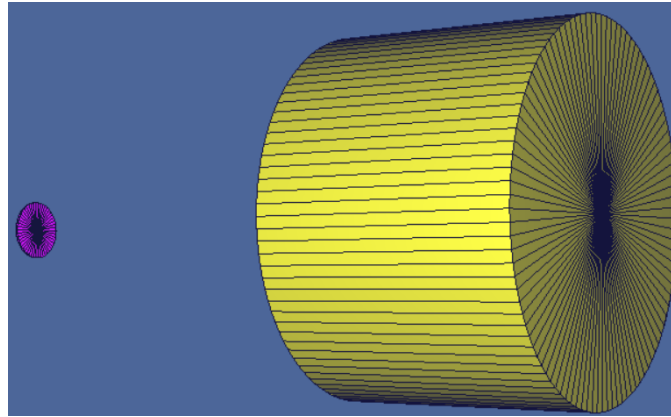
όπου E_i είναι η ενέργεια των νετρονίων που αντιστοιχεί σε ροή νετρονίων i και E_{i+1} η ακριβώς επόμενη ενέργεια νετρονίων.

4.2 Διορθωτικοί Παράγοντες

4.2.1 Ενδοαπορρόφηση ακτίνων-γ

Για τον υπολογισμό του διορθωτικού παράγοντα της ενδοαπορρόφησης των ακτίνων-γ από τον ίδιο τον στόχο που τις εκπέμπει, χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας MCNP5 [10]. Με απλή γεωμετρία αυτή τη φορά, προσομοιώθηκε ξεχωριστά ο κάθε στόχος με τις αντίστοιχες ακτίνες-γ που εκπέμπουν και μία γεωμετρία ενός ανιχνευτή από οποιοδήποτε υλικό. Για κάθε στόχο έγιναν δύο προσομοιώσεις. Πιο συγκεκριμένα στη πρώτη υπάρχει υλικό στη γεωμετρία του στόχου, ενώ στη δεύτερη με απουσία του. Υπολογίζεται από τον κώδικα η ροή των ακτίνων-γ στον ανιχνευτή και στις δύο περιπτώσεις και στην συνέχεια βρίσκεται ο λόγος της ροής των φωτονίων στην περίπτωση που υπάρχει υλικό στον στόχο προς την ροή με απουσία υλικού. Παρακάτω στην

Εικόνα 4.2 φαίνεται η απλή γεωμετρία ανιχνευτή-στόχου όπως προσομοιώθηκε στο MCNP5 [10] και ο Πίνακας 4.1 με τις τιμές του παράγοντα της ενδοαπορρόφησης, το πάχος των στόχων και την αντίστοιχη ενέργεια της ακτίνας-γ που εκπέμπει ο στόχος.



Εικόνα 4.2: Αριστερά φαίνεται ο στόχος που εκπέμπει ακτίνες-γ και δεξιά ο ανιχνευτής

Στόχοι	Ενέργεια ακτίνας-γ (keV)	Πάχος (mm)	Παράγοντας ενδοαπορρόφησης (F)
Al _B	1369	0.51	0.9964
Au ₄	356 / 411	0.29	0.9322 / 0.9471
Al _A	1369	0.51	0.9964
Co	846	0.22	0.9937
In	336 / 1293	1.02	0.9528 / 0.9816
Ti	983	0.29	0.9961
Fe	846	0.51	0.9870
Ni	1377	0.29	0.9912
Nb	934	0.32	0.9917
Au ₂	356 / 411	0.51	0.8854 / 0.9092

Πίνακας 4.1

4.2.2 Θωράκιση των στόχων

Λόγω της συγκεκριμένης γεωμετρίας που επιλέχθηκε (βλ. 3.1.3), η ροή των νετρονίων μειώνεται σε τέτοιο βαθμό που κρίνεται απαραίτητο να ληφθεί υπόψιν ότι διαφορετική ροή νετρονίων ενεργοποιεί τον κάθε στόχο. Το συγκεκριμένο φαινόμενο ονομάζεται θωράκιση (shielding). Παρακάτω στην σχέση (4.2) φαίνεται η εκθετική μείωση της δέσμης των νετρονίων κατά την διέλευσή της σε πάχος x μέσα στον στόχο συναρτήσει της ενέργειας (E)

$$\Phi(E,x) = \Phi_0(E) \cdot e^{-\Sigma(E)x} \quad (4.2)$$

όπου $\Phi_0(E)$ η αρχική ροή νετρονίων που προσπίπτει στο στόχο σε ενέργεια (E), $\Sigma(E)$ η μακροσκοπική ολική ενεργός διατομή, σ_{tot} η μικροσκοπική ολική ενεργός διατομή και N είναι ο αριθμός πυρήνων στόχου ανά όγκο (nuclei/cm³) και ισχύει:

$$\Sigma(E) = N \cdot \sigma_{tot}(E) \quad (4.3)$$

Για την επίλυση του προβλήματος έπρεπε να υπολογιστεί η ροή που θα δεχόταν ο κάθε στόχος, με την αφαίρεση των εμπρόσθιων στόχων κάθε φορά. Αυτή η ροή νετρονίων συγκρίνεται με την ροή που έχει υπολογιστεί από την πλήρη γεωμετρία. Η ροή που λήφθηκε από την πλήρη γεωμετρία χαρακτηρίζεται ως η μέση ροή που ενεργοποιεί τον στόχο ($\langle \Phi(E, d) \rangle$), ενώ η ροή που λήφθηκε με την αφαίρεση των εμπρόσθιων στόχων είναι η αρχική ροή ($\Phi_0(E)$). Για τις δύο αυτές ροές ισχύει η σχέση (4.4):

$$\langle \Phi(E, d) \rangle = \frac{\Phi(E, d)}{\Sigma(E) \cdot d} \cdot (1 - e^{-\Sigma(E)d}) = \frac{\Phi_0(E)e^{-\Sigma(E)d}}{\Sigma(E) \cdot d} \cdot (1 - e^{-\Sigma(E)d}) \quad (4.4)$$

Η συνολική ενεργότητα (4.5) της αντίδρασης i ενός στόχου πάχους d προκύπτει από μία μέση ροή που αντιστοιχεί για κάθε ενέργεια (E) και για συνολικούς πυρήνες στόχου (N_{total}).

$$A_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \langle \Phi(E, d) \rangle \cdot N_{total} dE \quad (4.5)$$

Με την χρήση των σχέσεων (4.3), (4.4) και (4.5) η ενεργότητα κόρου λαμβάνει την εξής μορφή:

$$SA_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \frac{\langle \Phi(E, d) \rangle}{\Phi_0(E)} \cdot \Phi_0(E) dE \quad (4.6)$$

Επομένως, μέσω του κώδικα MCNP5 [10] υπολογίζεται ο ζητούμενος λόγος των ροών $\langle \Phi(E, d) \rangle$ προς $\Phi_0(E)$. Η ροή των νετρονίων που δέχεται ο κώδικας SAND-II [6] είναι σε μονάδες $n/cm^2 \text{secMeV}$, περαιτέρω αναφορά θα γίνει στο κεφάλαιο 4.3.

4.2.3 Αντιδράσεις κατωφλίου

Ο κώδικας SAND-II [6] είναι προγραμματισμένος να υπολογίζει την ροή των νετρονίων μόνο στο ενεργειακό διάστημα $0 - 18 \text{ MeV}$. Όμως, η ροή των νετρονίων που ακτινοβολήθηκαν οι στόχοι ξεπερνούσε τα 18 MeV (βλ. 2.2). Λόγω της μορφής της ενεργού διατομής των αντιδράσεων κατωφλίου (βλ. 2.3.2), οι ενεργότητες που υπολογίστηκαν αντιστοιχούν και σε νετρόνια μετά τα 18 MeV . Επομένως, έπρεπε να διορθωθούν οι πειραματικά υπολογισμένες ενεργότητες, ώστε να προκύψουν οι ενεργότητες που δέχτηκαν οι στόχοι έως τα 18 MeV . Υπολογίστηκε αναλυτικά η ενεργότητα που προκύπτει από νετρόνια ενέργειας $0 - 18 \text{ MeV}$ και από 0 μέχρι την μέγιστη ενεργειακή τιμή της ροής (E_{max}). Οι σχέσεις που χρησιμοποιήθηκαν φαίνονται παρακάτω.

Από $0 - E_{max}$:

$$A_1 = \sum_{j=E_{thres}}^{j=E_{max}} \frac{[\sigma_j(E_j) \cdot \Phi_j(E_j) + \sigma_{j+1}(E_{j+1}) \cdot \Phi_{j+1}(E_{j+1})]}{2} \cdot (E_{j+1} - E_j) \quad (4.7)$$

Και

Από 0 – 18 MeV:

$$A_2 = \sum_{j=Ethres}^{j=18} \frac{[\sigma_j(E_j) \cdot \Phi_j(E_j) + \sigma_{j+1}(E_{j+1}) \cdot \Phi_{j+1}(E_{j+1})]}{2} \cdot (E_{j+1} - E_j) \quad (4.8)$$

Στην συνέχεια, υπολογίστηκε ο λόγος A_2 προς A_1 , που αντιστοιχεί στο ποσοστό της συνεισφοράς των νετρονίων, στην ενεργότητα, σε ενέργειες 0 – 18 MeV. Παρακάτω στο πίνακα 4.2 φαίνονται οι αντιδράσεις και το ποσοστό αυτό.

Στόχος	Αντίδραση	A_2/A_1
Al _B	$^{27}\text{Al}_B(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	0.57
Au ₄	$^{197}\text{Au}_4(n,2n)^{196}\text{Au}$	0.52
Au ₄	$^{197}\text{Au}_4(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	0.98
Al _A	$^{27}\text{Al}_A(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	0.52
Co	$^{59}\text{Co}(n,\alpha)^{56}\text{Mn}$	0.51
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	0.77
In	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$	0.98
Ti	$^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$	0.50
Fe	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	0.51
Ni	$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	0.46
Nb	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	0.47
Au ₂	$^{197}\text{Au}_2(n,2n)^{196}\text{Au}$	0.48
Au ₂	$^{197}\text{Au}_2(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	0.98

Πίνακας 4.2

Παρατηρείται ότι στις αντιδράσεις σύλληψης το ποσοστό αυτό είναι αμελητέο, διότι η ενεργός διατομή αυτών των αντιδράσεων έχει μεγάλες τιμές για χαμηλοενεργειακά νετρόνια και μικρές τιμές για υψηλοενεργειακά νετρόνια. Στην περίπτωση των αντιδράσεων κατωφλίου, το ποσοστό της συγκεκριμένης διόρθωσης φθάνει μέχρι ~50%.

4.2.4 Στερεά γωνία

Εξαιτίας της θέσης των στόχων αλλάζει η στερεά γωνία της δέσμης των νετρονίων που δέχεται ο κάθε στόχος. Για την λύση του συγκεκριμένου προβλήματος δημιουργήθηκε μία προσομοίωση με πλήρη γεωμετρία, με την μόνη διαφορά ότι το υλικό των στόχων αποτελούνταν από αέρα. Επιλέχθηκε η ροή να δοθεί σε νετρόνια ανά επιφάνεια ανά πρωτογενές σωματίδιο ($n/\text{cm}^2\text{pp}$). Ολοκληρώνεται η κορυφή της ροής των νετρονίων για κάθε στόχο. Έπειτα, διαιρείται

το αποτέλεσμα του πρώτου ολοκληρώματος ένα προς ένα με όλα τα υπόλοιπα. Παρακάτω στον πίνακα 4.3 φαίνεται ο διορθωτικός παράγοντας της στερεάς γωνίας για όλους τους στόχους.

Στόχος	Παράγοντας στερεάς γωνίας (f _Ω)
Al _B	1
Au ₄	0.92
Al _A	0.72
Co	0.69
In	0.66
Ti	0.62
Fe	0.59
Ni	0.57
Nb	0.56
Au ₂	0.54

Πίνακας 4.3

Οι στόχοι παρουσιάζονται με την σειρά που ακτινοβολήθηκαν και παρατηρείται η διαφορά στην στερεά γωνία από τον πρώτο στον τελευταίο στόχο, λόγω απόστασης.

4.3 SAND-II

Ο κώδικας SAND-II [6] είναι ένας κώδικας αποσυνέλιξης, ο οποίος αναπτύχθηκε με σκοπό να αξιοποιεί πειραματικά δεδομένα που προέκυψαν από την μέθοδο της νετρονικής ενεργοποίησης. Δέχεται ως δεδομένα εισόδου τις ενεργότητες κόρου ανά πυρήνα στόχου, την αρχική ροή και την ενεργό διατομή των αντιδράσεων αναφοράς. Ο κώδικας αποτελείται από δύο αρχεία εισόδου το SANDII.DAT, που δέχεται τις ενεργότητες κόρου ανά πυρήνα στόχου και την αρχική ροή των νετρονίων και το CSTAPE.DAT που δέχεται τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων που χρησιμοποιήθηκαν, από την βιβλιοθήκη της IRDFF-II [18].

Ακολουθεί μία συγκεκριμένη επαναληπτική μέθοδο που υπολογίζει τις αναμενόμενες ενεργότητες των αντιδράσεων, έχοντας ως πρώτη επανάληψη την αρχική ροή που δόθηκε από τον χρήστη. Συγκρίνει τις τιμές που υπολόγισε με τις ενεργότητες που έδωσε ο χρήστης και βάσει αυτών των αποκλίσεων, υπολογίζει την νετρονική ροή της επόμενης επανάληψης. Φτάνοντας σε ένα ικανοποιητικό επίπεδο σύγκλισης σταματάνε οι επαναλήψεις και προκύπτει η ροή της τελευταίας επανάληψης σε μονάδες n/cm²secMeV.

4.3.1 Επαναληπτική μέθοδος

Ο κώδικας χωρίζει το διάστημα 10⁻¹⁰ – 18 MeV σε 620 ενεργειακές περιοχές (ή σε 621 ενεργειακά σημεία). Όσο μεγαλύτερο το πλήθος των αντιδράσεων που δίνονται ως δεδομένα εισόδου, τόσο πιο εύκολος γίνεται ο υπολογισμός της ροής. Αυτό προκύπτει μαθηματικά από την παρακάτω σχέση που δίνει την Saturated Activity SA_i per Target Nucleus TN :

$$S.A.i/_{TN} = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \Phi(E, t) dE = \sum_{j=1}^{620} \Phi_j(E, t) \cdot \overline{\sigma}_{i,j} \cdot (E_{j+1} - E_j) \quad (4.9)$$

όπου (i) μία τυχαία αντίδραση, $\overline{\sigma}_{i,j}$ η μέση τιμή της ενεργού διατομής στο διάστημα $(E_{j+1} - E_j)$. Παρατηρείται ότι η σχέση (4.9) αντιπροσωπεύει μία εξίσωση με 620 αγνώστους, τους $\Phi_j(E, t)$. Επομένως με την προσθήκη η αντιδράσεων προκύπτει ένα σύστημα εξισώσεων που εκφράζεται με την μορφή πινάκων.

$$\begin{bmatrix} \overline{\sigma}_{1,1} \cdot (E_2 - E_1) & \cdots & \overline{\sigma}_{1,620} \cdot (E_{621} - E_{620}) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \overline{\sigma}_{n,1} \cdot (E_2 - E_1) & \cdots & \overline{\sigma}_{n,620} \cdot (E_{621} - E_{620}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_1 \\ \vdots \\ \Phi_{620} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 \\ \vdots \\ A_n \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

Τα βήματα που ακολουθεί η επαναληπτική μέθοδος του SAND-II είναι:

1. Χρησιμοποιώντας την ροή της εκάστοτε επανάληψης [k], υπολογίζει τις επιμέρους ενεργότητες κάθε αντίδρασης ανά ενεργειακό διάστημα j και τις αθροίζει για να προκύψει η συνολική ενεργότητα της αντίδρασης.

$$A_{i,j}^{[k]} = \Phi_{i,j}^{[k]}(E, t) \cdot \overline{\sigma}_{i,j} \cdot (E_{j+1} - E_j) \quad (4.11)$$

$$A_i^{[k]} = \sum_{j=1}^{620} \Phi_{i,j}^{[k]}(E, t) \cdot \overline{\sigma}_{i,j} \cdot (E_{j+1} - E_j) \quad (4.12)$$

2. Έπειτα, συγκρίνονται οι υπολογισμένες ενεργότητες με τις πειραματικές:

$$R_i^{[k]} = A_i / A_i^{[k]} \quad (4.13)$$

3. Ακολούθως, υπολογίζει έναν συντελεστή βαρύτητας, που δίνει έμφαση στις ισχυρές ενεργές διατομές, των υπολογισμένων αντιδράσεων $A_i^{[k]}$ για κάθε διάστημα j λαμβάνοντας υπόψιν και την συνεισφορά διαφόρων τιμών $A_{i,j}^{[k]}$.

$$w_{i,j}^{[k]} = \frac{\sum_{l(N_s)} A_{i,j}^{[k]}}{(l_2 - l_1 + 1) A_i^{[k]}} \quad (4.14)$$

Όπου $l(N_s)$ ορίζεται από τον χρήστη και είναι το πλήθος των $A_{i,j}^{[k]}$ τιμών που συνεισφέρουν στον όρο $w_{i,j}^{[k]}$ συγκεκριμένου ενεργειακού διαστήματος j. Με την αύξηση του $l(N_s)$ λαμβάνονται παραπάνω ενεργειακά διαστήματα για τον υπολογισμό του $w_{i,j}^{[k]}$, επομένως μειώνονται οι βαθμοί ελευθερίας του κώδικα.

4. Στην συνέχεια, υπολογίζει έναν διορθωτικό παράγοντα $C_j^{[k]}$, που αντιπροσωπεύει έναν κυλιόμενο μέσο όρο και αξιοποιείται για την διόρθωση της ροής για κάθε ενεργειακή περιοχή j.

$$C_j^{[k]} = \frac{\sum_{i=1}^n w_{i,j}^{[k]} \cdot \ln(R_i^{[k]})}{\sum_{i=1}^n w_{i,j}^{[k]}} \quad (4.15)$$

Ο συγκεκριμένος κυλιόμενος μέσος όρος αναφέρεται σε μία ενεργειακή περιοχή j και σε όλες τις αντιδράσεις μέσω του παράγοντα $w_{i,j}^{[k]}$. Σκοπός του είναι να αναγκάσει τον κώδικα να επικεντρωθεί στην πιο ισχυρή αντίδραση, της αντίστοιχης ενεργειακής περιοχής.

5. Τέλος, η ροή των νετρονίων της επόμενης επανάληψης υπολογίζεται ως:

$$\Phi_j^{[k+1]} = \Phi_j^{[k]} \cdot e^{C_j^{[k]}} \quad (4.16)$$

4.3.2 Δεδομένα εισόδου SAND-II

Τα δεδομένα εισόδου που δέχεται ο κώδικας SAND-II [6] στο αρχείο SANDII.DAT είναι οι πειραματικές ενεργότητες κόρου και η αρχική προσομοιωμένη ροή συναρτήσεως της ενέργειας (βλ. 4.1.2). Επίσης, ο χρήστης έχει την δυνατότητα να ορίσει τιμή για το ποσοστό απόκλισης μεταξύ των θεωρητικών και των πειραματικών ενεργοτήτων, ώστε η επαναληπτική μέθοδος να σταματά εάν επιτευχθεί απόκλιση μικρότερη της τιμής που δόθηκε. Επιπλέον, ο χρήστης μπορεί να επιλέξει να αποσύρονται αντιδράσεις από τον υπολογισμό της ροής όταν η απόκλιση της υπολογισμένης ενεργότητας (από τον κώδικα) σε σχέση με την πειραματική τιμή, ξεπερνά την ολική απόκλιση όλων των αντιδράσεων, κατά ένα ποσοστό που δίνει ο χρήστης (Discard). Τέλος, ο χρήστης έχει την δυνατότητα να επιλέξει και τον αριθμό $I(N_s)$.

Η αρχική ροή που εισάγεται από τον χρήστη μπορεί να έχει μέγιστο αριθμό 200 ενεργειακών σημείων. Οι μονάδες της αρχικής ροής πρέπει να είναι $\frac{n}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{MeV}}$. Αρχικά, ο κώδικας παρεμβάλλει στα ενεργειακά διαστήματα που δόθηκαν με την σχέση $y = ax^b$. Με αυτόν τον τρόπο, προκύπτει μία ροή σε 621 σημεία, η συγκεκριμένη μέθοδος ονομάζεται interpolation.

4.3.2 Δεδομένα εισόδου CSTAPE

Τα δεδομένα εισόδου που δέχεται ο κώδικας SAND-II [6] στο αρχείο CSTAPE.DAT είναι οι τιμές των ενεργών διατομών και οι αντίστοιχες ενέργειες, των αντιδράσεων που έχουν οριστεί από τον χρήστη στο αρχείο SANDII.DAT. Αξιοποιήθηκε η βιβλιοθήκη της IRDFF [18] που παρέχει τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων που χρησιμοποιήθηκαν. Λόγω της γεωμετρίας της διάταξης έπρεπε να ληφθεί υπόψιν ο διορθωτικός παράγοντας της θωράκισης (βλ. 4.2.2). Σύμφωνα με τη σχέση (4.6) για να συμπεριληφθεί ο συγκεκριμένος διορθωτικός παράγοντας στα αποτελέσματα πρέπει ο λόγος που προκύπτει, για κάθε αντίδραση, να πολλαπλασιαστεί με την ενεργό διατομή σε κάθε αντίστοιχη ενέργεια. Επομένως, δημιουργείται μία μετατόπιση των ενεργών διατομών η οποία επηρεάζει το τελικό αποτέλεσμα. Οι αλλαγές των ενεργών διατομών φαίνονται στο Παράρτημα Γ.

Κεφάλαιο 5:

Αποτελέσματα - Συμπεράσματα - Προοπτικές

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της συγκεκριμένης διπλωματικής εργασίας. Συγκρίνονται με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης του MCNP5 [10]. Επιπλέον, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του κώδικα SAND-II [6]. Τέλος, γίνεται αναφορά στα συμπεράσματα και στις προοπτικές.

5.1 Αποτελέσματα

5.1.1 Αποτελέσματα από τον κώδικα MCNP

Από τον υπολογισμό του παράγοντα N_p (βλ. 2.4.1) και με την παρακάτω σχέση προκύπτει η πειραματική ροή των νετρονίων, για ενέργεια νετρονίων 18 MeV.

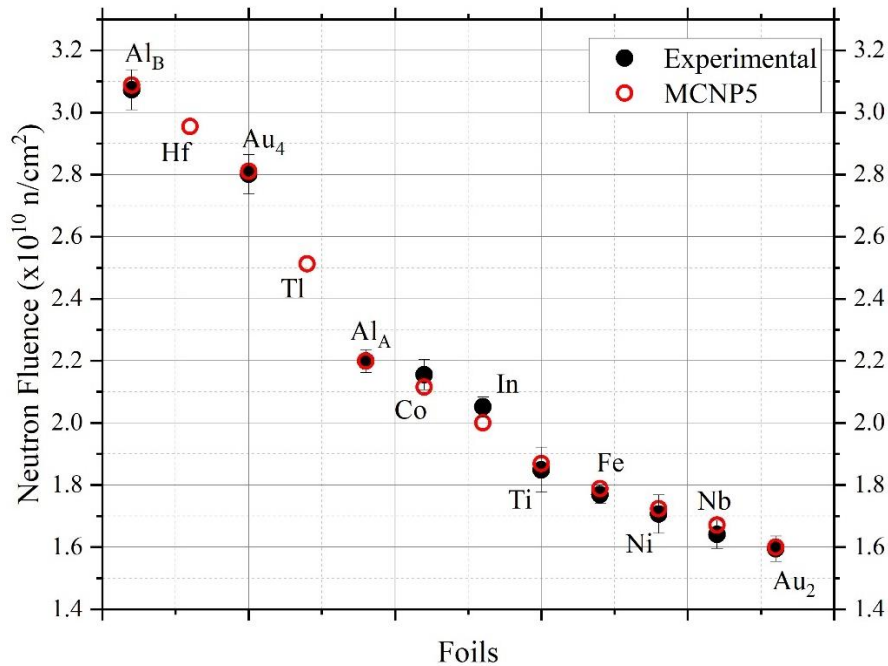
$$\Phi_i(18\text{MeV}) = \frac{N_{pi}}{\sigma(18\text{MeV}) \cdot N_t} \quad (5.1)$$

όπου i μία αντίδραση, $\sigma(18\text{MeV})$ η ενεργός διατομή της i αντίδρασης στα 18 MeV, N_{pi} ο αριθμός των πυρήνων στόχου που παράχθηκαν στην αντίδραση i και N_t ο αριθμός πυρήνων στόχου. Παρακάτω, στον Πίνακα 5.1 φαίνονται τα αποτελέσματα της ροής των νετρονίων για κάθε στόχο στα 18 MeV. Ο κώδικας MCNP5 [10] δημιούργησε 10^9 ($N_{ps} = 10^9$) πρωτογενή σωματίδια (primary particles) και ο υπολογιστικός χρόνος της κάθε προσομοίωσης ήταν περίπου 8 ώρες.

Στόχος	$\Phi(\text{n/cm}^2)$	$\delta\Phi(\text{n/cm}^2)$	$\Phi(\text{n/sec}\cdot\text{cm}^2)$	$\Phi_{\text{MCNP}}(\text{n/cm}^2)$
Al _B	3.07E+10	0.06	1.13E+06	3.09E+10
Au ₄	2.80E+10	0.06	1.03E+06	2.81E+10
Al _A	2.20E+10	0.04	8.11E+05	2.20E+10
Co	2.16E+10	0.05	7.95E+05	2.12E+10
In	2.05E+10	0.03	7.57E+05	2.00E+10
Ti	1.85E+10	0.07	6.82E+05	1.87E+10
Fe	1.77E+10	0.03	6.53E+05	1.79E+10
Ni	1.71E+10	0.06	6.29E+05	1.72E+10
Nb	1.64E+10	0.05	6.05E+05	1.67E+10
Au ₂	1.59E+10	0.04	5.88E+05	1.60E+10

Πίνακας 5.1

Παρατηρείται, ότι οι πειραματικά υπολογισμένες ροές μέσα στους στόχους για τα 18 MeV συμφωνούν με τις τιμές που προέκυψαν από την προσομοίωση της πλήρης γεωμετρίας. Η τιμή του In είναι αυτή που διαφέρει περισσότερο, διότι η ενεργός διατομή του είναι ανοιχτή από ~ 0.5 MeV, οπότε την συγκεκριμένη αντίδραση την ενεργοποιούν νετρόνια και από πιο χαμηλές ενέργειες από την κύρια κορυφή. Στην συνέχεια, παρουσιάζονται οι τιμές του Πίνακα 5.1 και γραφικά στην Εικόνα 5.1.



Εικόνα 5.1: Σύγκριση της πειραματικής ροής νετρονίων με την τιμή της προσομοίωσης για ενέργεια νετρονίων 18MeV

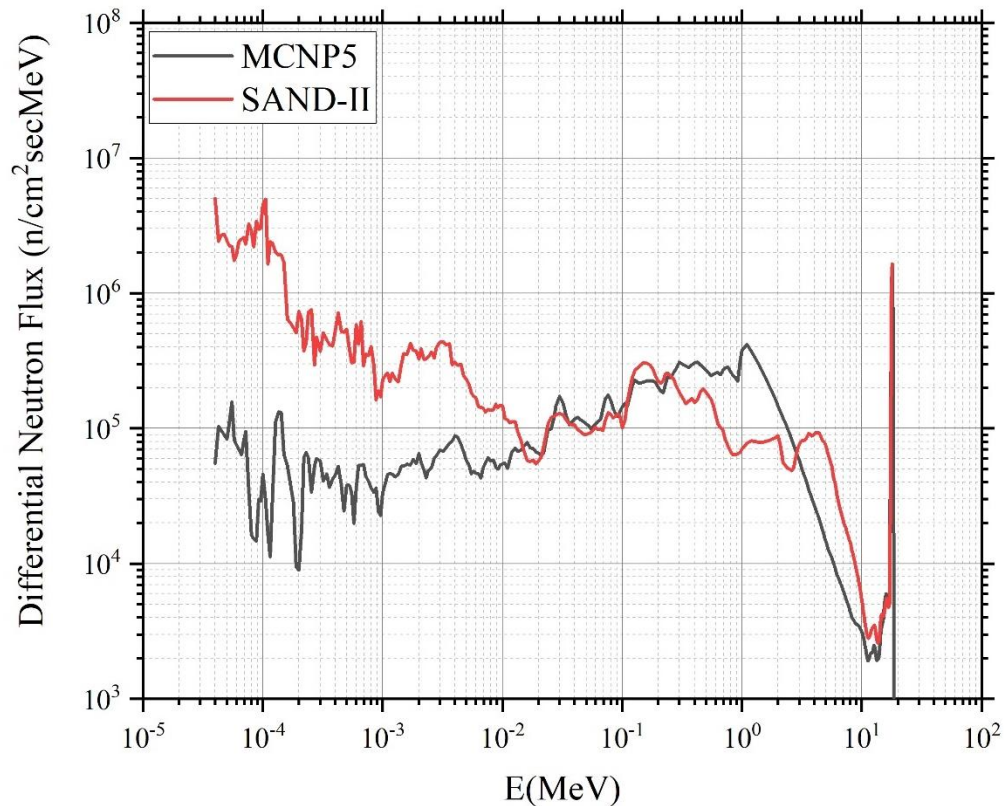
5.1.2 Αποτελέσματα με τον κώδικα SAND-II

Ο κώδικας SAND-II [6] υπολογίζει την διαφορική νετρονική ροή σε μονάδες $n/cm^2secMeV$ και σε 621 ενεργειακά σημεία. Για αυτόν τον λόγο η αρχική ροή από το MCNP5 [10] τροποποιήθηκε κατάλληλα, ώστε να μπορεί να γίνει η σύγκριση με τα αποτελέσματα του SAND-II χρησιμοποιώντας τα ίδια ενεργειακά σημεία. Παρακάτω, στις εικόνες παρουσιάζονται τα αποτελέσματα. Η μέση τιμή της τυπικής απόκλισης που έδωσε ο κώδικας ήταν 4.99%. Η τιμή του παράγοντα $I(Ns)$ (βλ. 4.3.1) επιλέχθηκε να είναι 15, τα αποτελέσματα και για διαφορετικούς παράγοντες φαίνονται στο Παράρτημα. Επιπλέον, παρατηρείται ότι η ενεργότητα κόρου στον στόχο του Au₄ είναι μεγαλύτερη από τον στόχο του Au₂, όπως και θα έπρεπε λόγω της ύπαρξης των διαφορετικών στόχων που προηγούνται.

Στόχος	Αντίδραση	S.A. ($\times 10^{-20}$ Bq/TN) Πειραματική	S.A. ($\times 10^{-20}$ Bq/TN) SAND-II	Τυπική απόκλιση (%)
Al _B	(n,α)	3.99	3.73	7.04
Au ₄	(n,2n)	98.44	95.28	3.32
Au ₄	(n,γ)	7.20	6.71	7.31
Al _A	(n,α)	3.68	3.69	-0.25
Co	(n,α)	1.12	1.08	3.15
In	(n,n')	19.92	19.80	0.61
In	(n,γ)	8.94	9.16	-2.32
Ti	(n,p)	2.53	2.40	5.39
Fe	(n,p)	3.44	3.70	-7.09

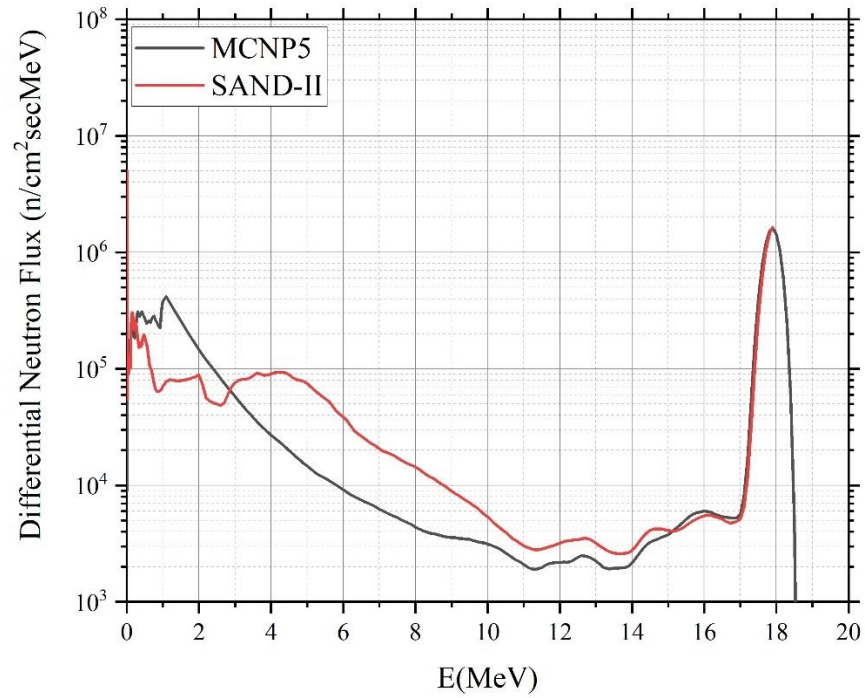
Ni	(n,2n)	3.20	3.25	-1.57
Nb	(n,2n)	20.7	22.25	-6.78
Au ₂	(n,2n)	89.3	92.44	-3.40
Au ₂	(n,γ)	6.66	7.04	-5.40

Πίνακας 5.2

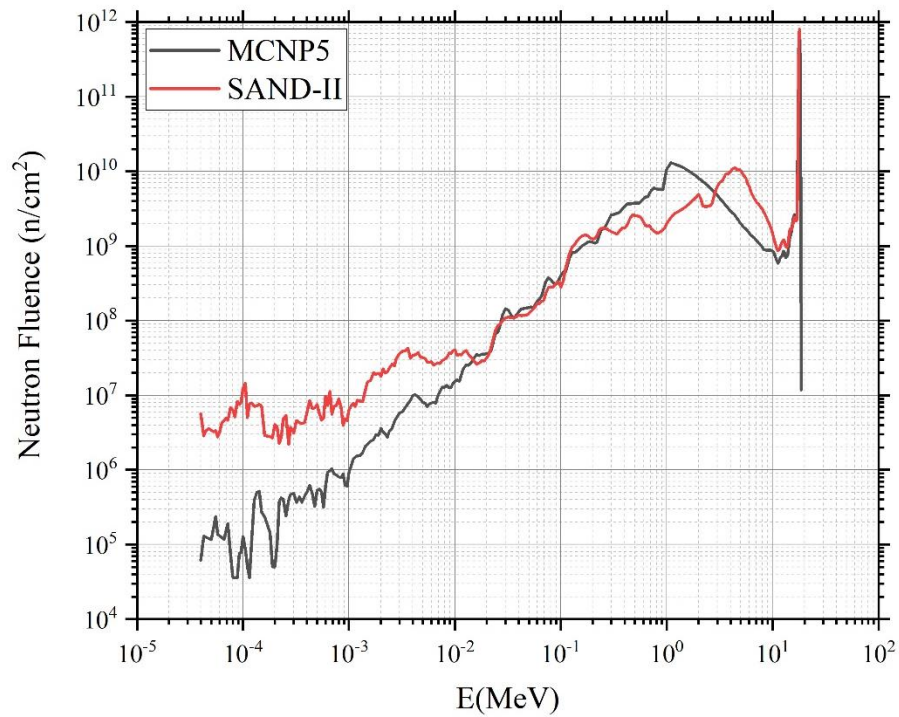


Εικόνα 5.2: Σύγκριση διαφορικής ροής νετρονίων μεταξύ του κώδικα SAND-II [6] και MCNP5 [10]

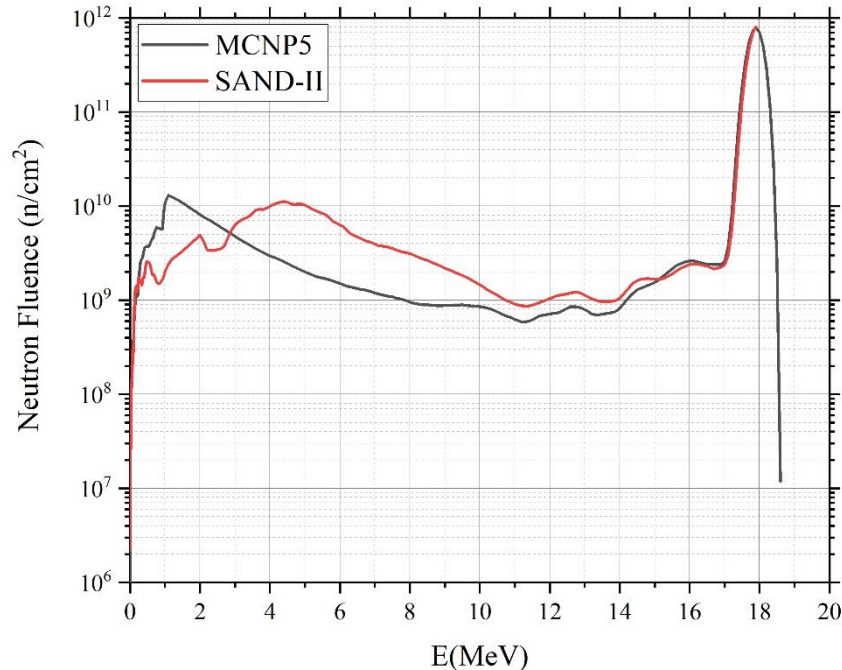
Οι άξονες της Εικόνας 5.2 είναι σε λογαριθμική κλίμακα και είναι δύσκολο να διακριθεί η μορφή της κύριας κορυφής. Αλλάζοντας τον άξονα της ενέργειας σε γραμμική κλίμακα παρατηρείτε η μορφή της κύριας κορυφής, όπως φαίνεται στην Εικόνα 5.3. Η ίδια τακτική ακολουθήθηκε και στις Εικόνες 5.4 και 5.5 όταν οι μονάδες είναι της Νετρονικής Ροής είναι $n/cm^2MeVsec$.



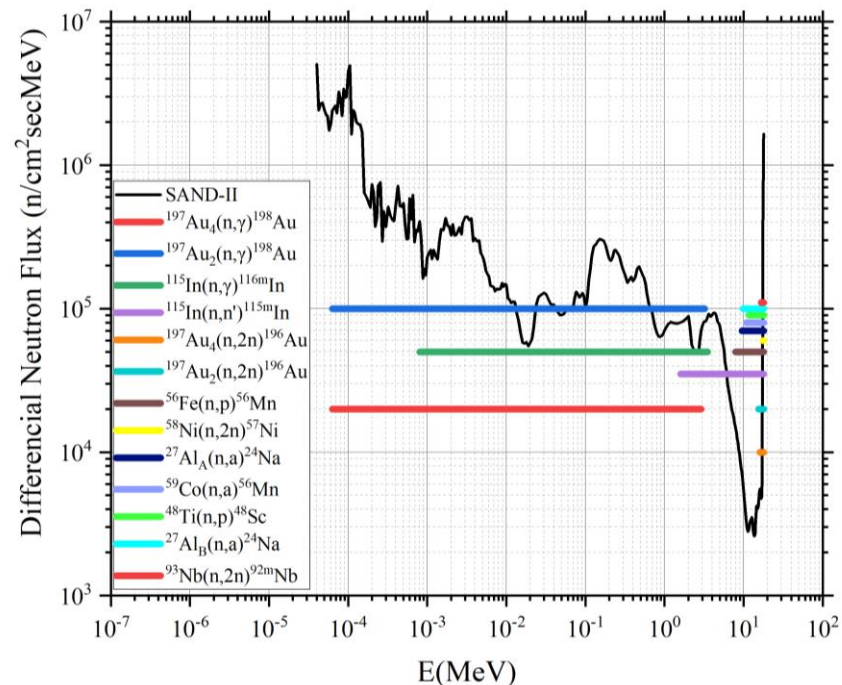
Εικόνα 5.3: Σύγκριση διαφορικής ροής νετρονίων μεταξύ του κώδικα SAND-II [6] και MCNP5 [10] στην κύρια κορυφή



Εικόνα 5.4: Σύγκριση της ροής των νετρονίων μεταξύ του κώδικα SAND-II [6] και MCNP5 [10]



Εικόνα 5.5: Σύγκριση της ροής των νετρονίων μεταξύ του κώδικα SAND-II [6] και MCNP5 [10] στην κύρια κορυφή



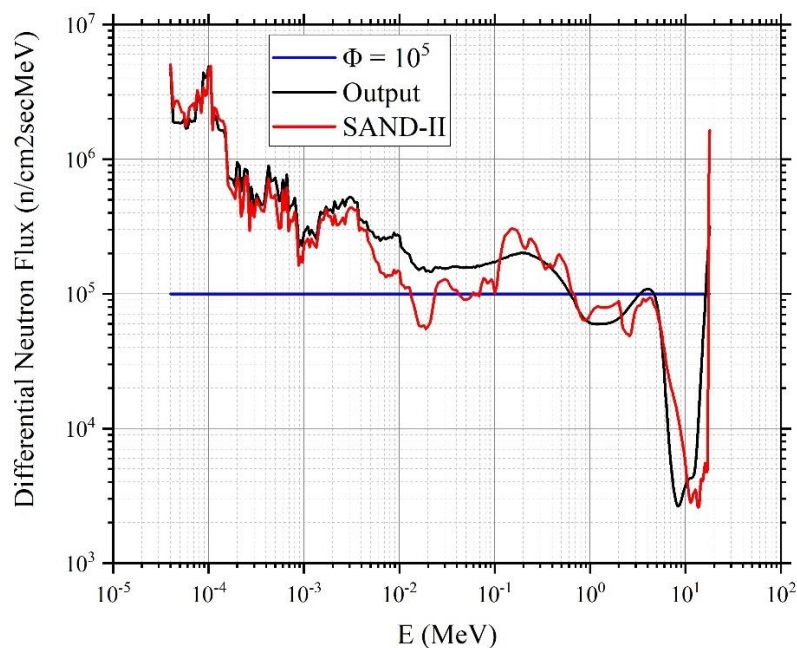
Εικόνα 5.6: Η ροή των νετρονίων από τον κώδικα SAND-II [6] και το ενεργειακό διάστημα στο οποίο συνεισφέρει κάθε αντίδραση για τον υπολογισμό της ροής

Παρατηρείται ικανοποιητική σύγκλιση μεταξύ της προσομοίωσης από τον κώδικα MCNP5 [10] και της πειραματικά υπολογισμένη ροής από τον κώδικα SAND-II [6]. Ο κώδικας SAND-II υπολογίζει περισσότερα παρασιτικά νετρόνια από την προσομοίωση στην ενεργειακή περιοχή $4 \cdot 10^{-5} - 10^{-2}$ MeV, όπως και αναμένεται. Στην ενεργειακή περιοχή $10^{-2} - 5 \cdot 10^{-1}$ MeV

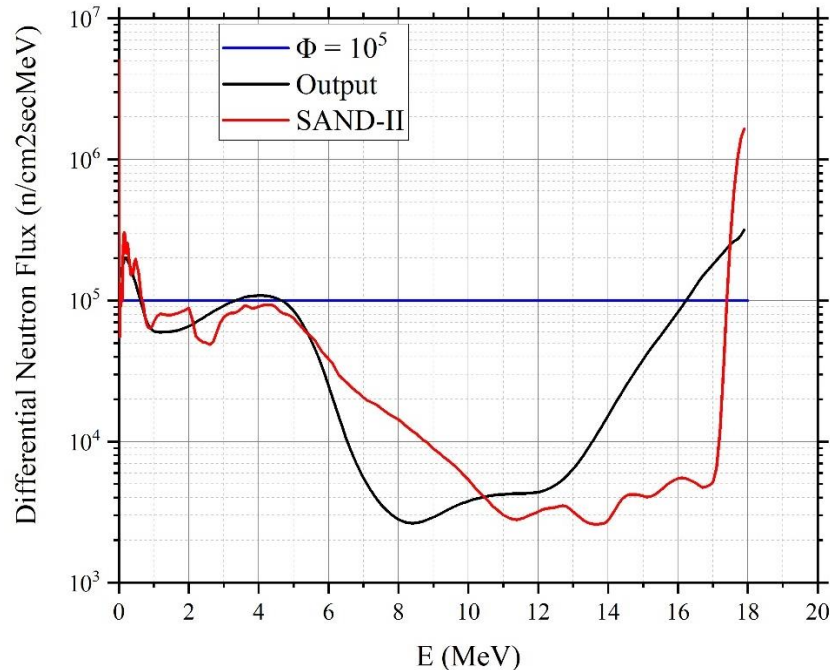
επιτυγχάνεται σύγκλιση λόγω των τριών αντιδράσεων σύλληψης που προσφέρουν πληροφορία στον κώδικα, όπως αντίστοιχα και στην κύρια κορυφή, όπου υπάρχουν όλες οι αντιδράσεις κατωφλίου. Ο κώδικας δυσκολεύεται να υπολογίσει την ροή στα σημεία όπου δεν λαμβάνουν χώρα πολλές αντιδράσεις. Επομένως, φαίνεται ότι στη ενεργειακή περιοχή 1 – 6 MeV, όπου πληροφορία προσφέρει μόνο η αντίδραση του $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ η ροή δεν συγκλίνει με αυτήν της προσομοίωσης, γιατί δεν υπάρχει συμπληρωματική πληροφορία από καμία άλλη αντίδραση.

Επιπλέον, στις εικόνες 5.4 και 5.5 φαίνεται ότι η κορυφή της ροής στα 18 MeV να είναι $\sim 8 \cdot 10^{11}$ n/cm², ενώ σύμφωνα με τα πειραματικά δεδομένα θα έπρεπε να είναι $\sim 3 \cdot 10^{10}$ n/cm². Η συγκεκριμένη τιμή αντιστοιχεί στο άθροισμα των νετρονίων μεταξύ δύο ενεργειακών περιοχών, από 17.9 – 18 MeV και όχι σε μία σημειακή τιμή όπως είναι η $3 \cdot 10^{10}$ n/cm². Ακόμα και έπειτα από την διόρθωση που έγινε λόγω της θέσης της κύριας κορυφής, που βρίσκεται ακριβώς στην μέγιστη τιμή της ενέργεια που μπορεί να δεχθεί ο κώδικας SAND-II [6], υπάρχει αβεβαιότητα στην τιμή της ενέργειας στην κύρια κορυφή. Άρα αυτές οι εικόνες μπορούν να συγκριθούν μόνο ποιοτικά για τις διαφορές μεταξύ προσομοίωσης και πειραματικών δεδομένων. Για αυτό δεν μπορεί να ληφθεί ακριβής τιμή για την ροή των νετρονίων στα 18MeV σε μονάδες n/cm².

Τέλος, επιλέχθηκε μία σταθερή αρχική ροή ως δεδομένο εισόδου του κώδικα SAND-II, ώστε να φανεί η ευαισθησία του κώδικα στην αρχική ροή. Όπως, φαίνεται στις εικόνες 5.7 και 5.8 η μορφή της ροής των νετρονίων δεν διαφέρει σημαντικά, πλην της κύριας κορυφής όπου έχει γίνει πιο πλατιά. Η σταθερή αρχική ροή δόθηκε στα $10^4, 10^5, 10^6$ n/cm²secMeV, όμως τα δεδομένα εξόδου ήταν ίδια. Για αυτόν τον λόγο παρουσιάζονται μόνο τα αποτελέσματα της ροής στην τιμή 10^5 n/cm²secMeV. Άρα, μικρή είναι η ευαισθησία του κώδικα στην αρχική ροή. Παρατηρείται καλή συμφωνία μεταξύ της σταθερής αρχικής ροής και της αρχικής ροής από το MCNP5, που αποδεικνύει την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων του SAND-II, ανεξάρτητα από την αρχική ροή που εισάγεται στον κώδικα.



Εικόνα 5.7: Σύγκριση αποτελεσμάτων του κώδικα SAND-II [6] για διαφορετικές αρχικές ροές, μία σταθερή και μία προσομοιωμένη από το MCNP5 [10]



Εικόνα 5.8: Σύγκριση κοντά στην κύρια κορυφή των αποτελεσμάτων του κώδικα SAND-II [6] για διαφορετικές αρχικές ροές, μία σταθερή και μία προσομοιωμένη από το MCNP5 [10]

5.2 Συμπεράσματα

Παρατηρείται πως η πειραματικά υπολογισμένη ροή των νετρονίων μέσα σε κάθε στόχο συμφωνεί με την προσομοιωμένη ροή από τον κώδικα MCNP5 [10]. Επομένως, οι ενεργότητες που θα χρησιμοποιηθούν στον κώδικα SAND-II [6], συμφωνούν με την προσομοίωση. Στην συνέχεια, με τον κώδικα SAND-II επιτυγχάνεται εξαιρετική σύγκλιση με την προσομοιωμένη ροή, στις ενεργειακές περιοχές όπου υπάρχει πλήθος αντιδράσεων, ώστε να προσφέρουν πληροφορία στον κώδικα.

Εμφανίζονται περισσότερα παρασιτικά νετρόνια στην περιοχή $4 \cdot 10^{-5} - 10^{-2}$ MeV, όπου ήταν αναμενόμενο, καθώς ο κώδικας MCNP5 δεν υπολογίζει με ακρίβεια τα παρασιτικά νετρόνια εκείνης της περιοχής. Έπειτα, στην ενεργειακή περιοχή όπου λαμβάνει χώρα μόνο η αντίδραση $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$, ο κώδικας αποκλίνει από την προσομοιωμένη ροή, γιατί χρειάζεται παραπάνω πληροφορία από αντιδράσεις. Στην συγκεκριμένη ενεργειακή περιοχή δεν υπάρχουν άλλες αντιδράσεις, εκτός του ινδίου, που θα μπορούσαν να προσφέρουν πληροφορία.

Τέλος, δοκιμάστηκε και η ευαισθησία του κώδικα στην μορφή της αρχικής ροής, δίνοντας μία σταθερή, ως προς την ενέργεια, αρχική ροή. Παρατηρείται πως ο κώδικας δίνει ως αποτέλεσμα μία ροή πολύ κοντά στην σωστά υπολογισμένη. Η μόνη περιοχή που δεν μπορεί να δώσει ακριβή πληροφορία είναι η κύρια κορυφή, στην οποία χρειάζονται αντιδράσεις που όταν κλείνει ενεργειακά η μία να ανοίγει η άλλη για πιο αξιόπιστα αποτελέσματα. Άρα, οι αντιδράσεις που χρησιμοποιήθηκαν προσφέρουν σωστή πληροφορία στον κώδικα και η μορφή της τελικής ροής δεν έχει μεγάλη εξάρτηση από την μορφή της αρχικής ροής, εκτός των σημείων της κύριας κορυφής.

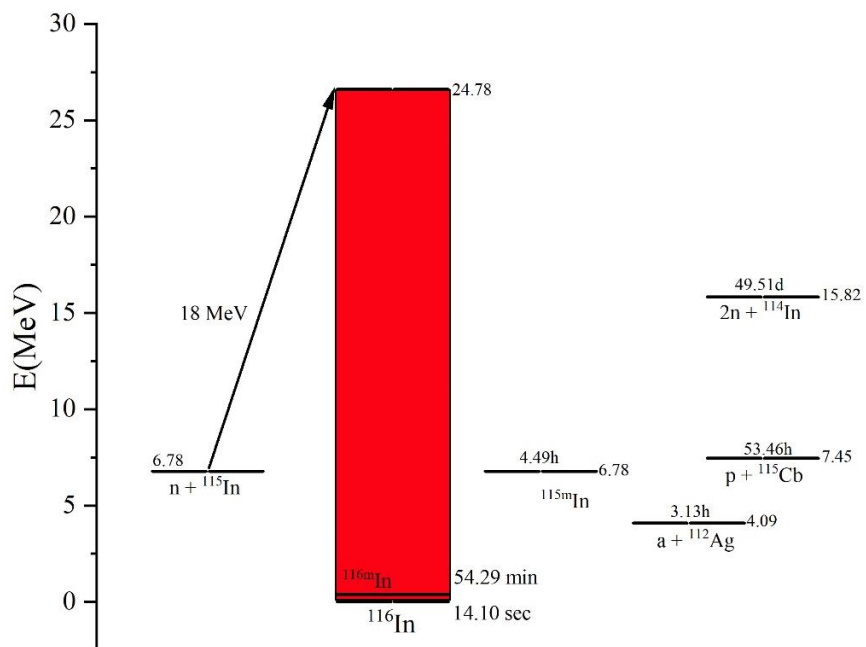
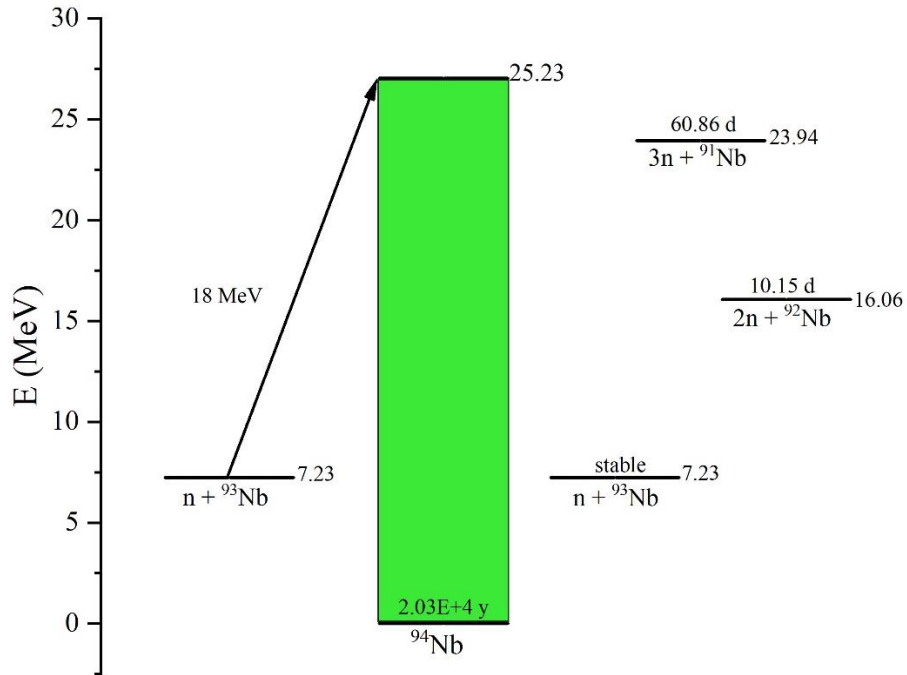
5.3 Προοπτικές

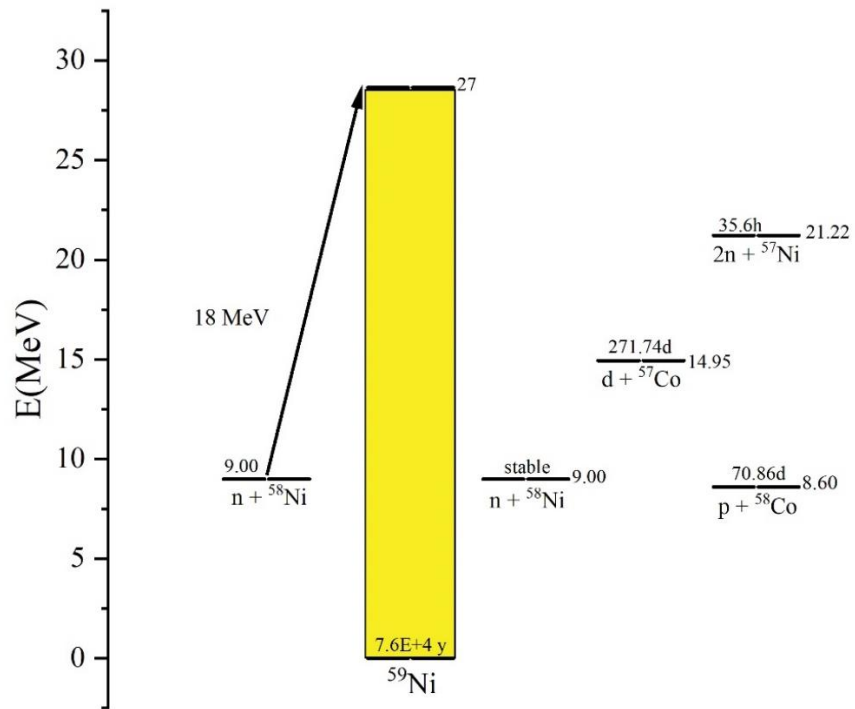
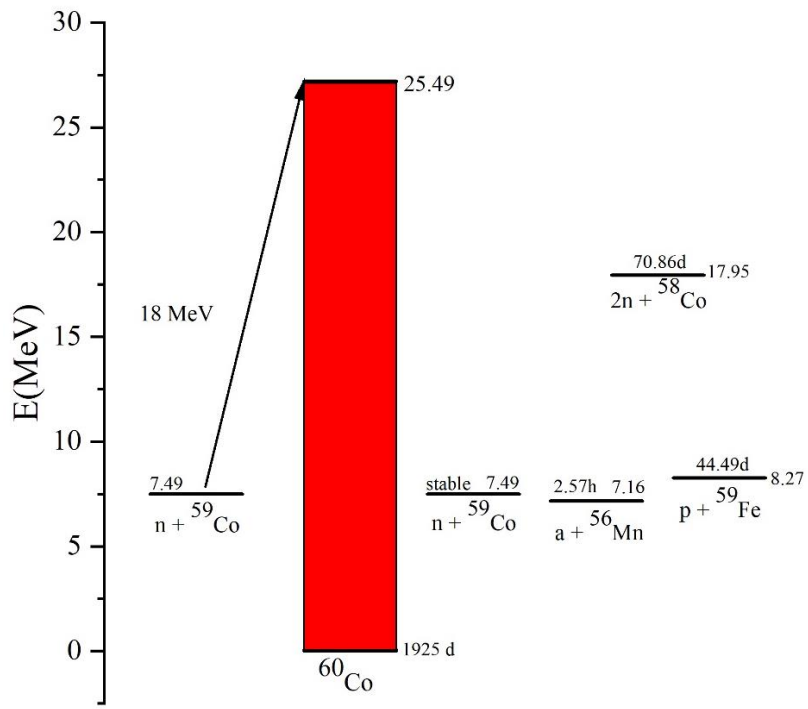
Θα πρέπει να γίνει χαρακτηρισμός της δέσμης των νετρονίων και σε διαφορετικές ενέργειες νετρονίων. Με αυτόν τον τρόπο, θα καθοριστεί καλά η αντίδραση ${}^3\text{H}(\text{d},\text{n}){}^4\text{He}$ και θα βοηθήσει για επιπλέον πειράματα νετρονίων. Στην συνέχεια, για την μελέτη των παρασιτικών νετρονίων θα χρειαστούν περισσότερες αντιδράσεις αναφοράς, ώστε ο κώδικας SAND-II να προσδιορίσει καλύτερα εκείνη την περιοχή. Επιπλέον, θα μπορούσε η αρχική ροή που δίνεται στον κώδικα να υπολογιστεί από διαφορετικό κώδικα Monte Carlo, ώστε να συγκριθούν οι διαφορές. Τέλος, ενδιαφέρον θα είχε και η μελέτη διαφορετικών αντιδράσεων παραγωγής νετρονίων, όπως ${}^7\text{Li}(\text{p},\text{n}){}^7\text{Be}$, με ενέργειες νετρονίων $\sim 120 - 650 \text{ keV}$, ${}^3\text{H}(\text{p},\text{n}){}^4\text{He}$, με ενέργειες νετρονίων $\sim 2 - 5.3 \text{ MeV}$, ${}^2\text{H}(\text{d},\text{n}){}^3\text{He}$, με ενέργειες νετρονίων $\sim 4.0 - 11.4 \text{ MeV}$.

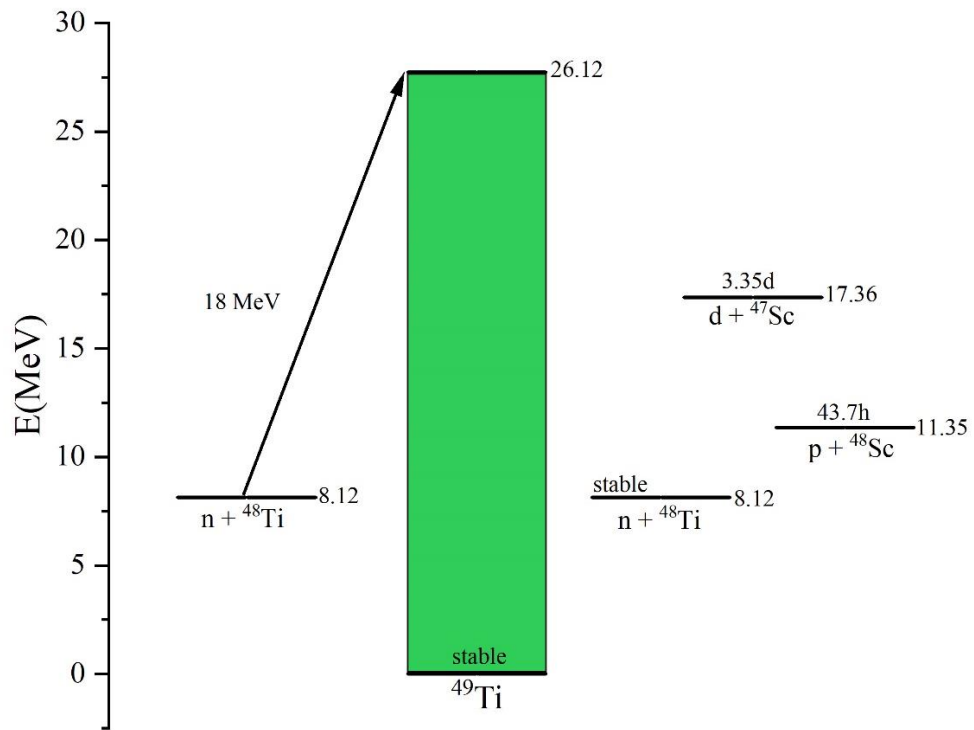
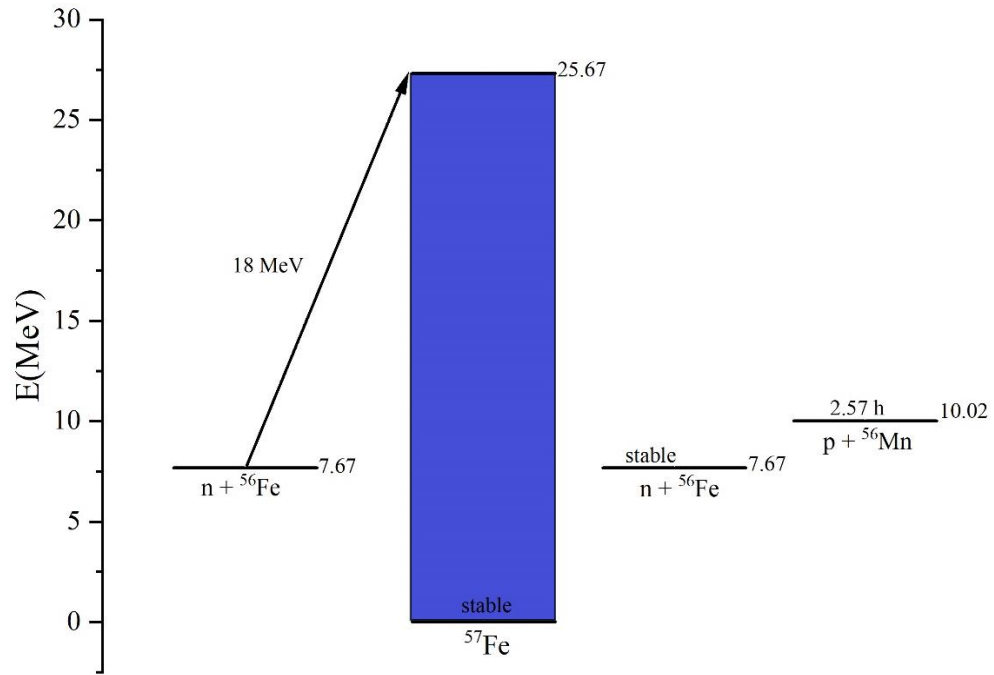
Παραρτήματα

Παράρτημα Α

Τα ενεργειακά διαγράμματα όλων των αντιδράσεων φαίνονται παρακάτω.







Παράρτημα Β

Το αρχείο εισαγωγής στον κώδικα MCNP5 [10] φαίνεται παρακάτω. Η πηγή των νετρονίων υπολογίστηκε από το πρόγραμμα NeuSDesc [15].

```

c
*****
c
SIMPLE EXAMPLE
c
*****
c
c ***** BLOCK 1: CELLS
*****
c --- Room
1 1 -0.0012 -1 #2 #3 #4 #5 #6 #7 #8 #9 #10 #11 #12 #13 #14
   #15 #16 #17 #18 #19 #20 #21 #22 #23 #24 #25 $ Room
c -- Foil
c -- Foil
2 2 -2.7 -2 $AlB
3 3 -13.31 -3 $Hf3
4 4 -19.3 -4 $Au4
5 5 -11.85 -5 $Ti2
6 2 -2.7 -6 $AlA
7 6 -8.9 -7 $Co2
8 7 -7.31 -8 $In3
9 8 -4.506 -9 $Ti1
10 9 -7.874 -10 $Fe2
11 10 -8.908 -11 $Ni2
12 11 -8.4 -12 $Nb4
13 4 -19.3 -13 $Au2
c --- Flange
14 2 -2.7 -14 $Al (cylinder 1)
15 2 -2.7 -15 16 $Al (ring 4)
16 2 -2.7 -17 18 $Al (ring 5)
17 2 -2.7 -19 20 $Al (ring 6)
18 2 -2.7 -21 22 $Al (ring 7)
19 2 -2.7 -23 24 $Al (ring 8)
c --- Beam pipe
20 9 -8 -25 26 $Steel ring 9
c --- Tritium
21 12 -8.9 -27 $Cu Cylinder 2
22 13 -3.75 -28 $TiT cylinder 3
23 14 -10.20 -33 $Mo
c --- Holder
24 2 -2.7 -29 30 $Al
25 2 -2.7 -31 32 $Al lip

```

c --- Outside World

26 0 1 \$ Outside World

c

c ***** BLOCK 2: SURFACES

c --- Room

1 so 400 \$ Room

c --- Foil

2 rcc 1.7 0 0 0.051 0 0 0.7195 \$AIB
3 rcc 1.761 0 0 0.051 0 0 0.65125 \$Hf3
4 rcc 1.822 0 0 0.029 0 0 0.65575 \$Au4
5 rcc 1.861 0 0 0.2 0 0 0.641 \$Ti2
6 rcc 2.071 0 0 0.051 0 0 0.71575 \$AlA
7 rcc 2.132 0 0 0.022 0 0 0.70975 \$Co2
8 rcc 2.164 0 0 0.102 0 0 0.671 \$In3
9 rcc 2.276 0 0 0.029 0 0 0.7145 \$Ti1
10 rcc 2.315 0 0 0.051 0 0 0.7485 \$Fe2
11 rcc 2.376 0 0 0.029 0 0 0.7125 \$Ni2
12 rcc 2.415 0 0 0.032 0 0 0.703 \$Nb4
13 rcc 2.457 0 0 0.051 0 0 0.7085 \$Au2

c --- Flange

14 rcc -0.2 0 0 0.2 0 0 4.5 \$Al
15 rcc -0.7 0 0 0.5 0 0 4.5 \$Al ring 4 outer
16 rcc -0.7 0 0 0.5 0 0 1.425 \$Al ring 4 inner
17 rcc -2.0 0 1.3 0 0 4.5 \$Al ring 5 outer
18 rcc -2.0 0 1.3 0 0 2.5 \$Al ring 5 inner
19 rcc -2.7 0 0 2.7 0 0 5.7 \$Al ring 6 outer
20 rcc -2.7 0 0 2.7 0 0 4.5 \$Al ring 6 inner
21 rcc -2.7 0 0 0.68 0 0 7.6 \$Al ring 7 outer
22 rcc -2.7 0 0 0.68 0 0 5.7 \$Al ring 7 inner
23 rcc -3.36 0 0 2 0 0 8.1 \$Al ring 8 outer
24 rcc -3.36 0 0 2 0 0 7.6 \$Al ring 8 inner

c --- Beam pipe

25 rcc -5.7 0 0 3 0 0 5.7 \$Steel ring 9 outer
26 rcc -5.7 0 0 3 0 0 4.985 \$Steel ring 9 inner

c --- Tritium

27 rcc -0.3 0 0 0.1 0 0 1.425 \$Cu
28 rcc -0.30057 0 0 0.00057 0 0 1.27 \$TiT cylinder 3
33 rcc -0.30157 0 0 0.001 0 0 1.425 \$Mo

c --- Holder

29 rcc 0.84 0 0 1.8 0 0 1.135 \$Al ring outer
30 rcc 0.84 0 0 1.8 0 0 0.755 \$Al ring inner

c --- lip

31 rcc 2.508 0 0 0.132 0 0 0.755 \$Al lip outer

32 rcc 2.508 0 0 0.132 0 0 0.647 \$Al lip inner

c *****

c ***** BLOCK 3: DATA

mode n \$ Type of source particle to be tracked (here photons)

c --- Materials

m1 7014 -0.755268 8016 -0.231781 18000 -0.012827 6000 -0.000124 \$ Air (N, O, Ar)

m2 13027 -1\$Al

m3 72000 -1\$Hf3

m4 79197 -1\$Au

m5 80202 -0.2952 80204 -0.7048\$Ti

m6 27059 -1\$Co

m7 49000 -1\$In

m8 22000 -1\$Ti

m9 26056 -0.91754 26054 -0.05845 26057 -0.02119 26058 -0.00282\$Fe2

m10 28058 -0.680769 28060 -0.262231 28061 -0.011399

28062 -0.00282 28064 -0.009256\$Ni

m11 41093 -1\$Nb

m12 29065 -1\$Cu

m13 22000 -0.39324 1003 -0.60676 \$TiT

m14 42000 -1\$Mo

c --- Importances

imp:n 1 24r 0

c -- Cut of Neutron

cut:n j 0.0000000001

c --- Neutron Source

Δεδομένα εισαγωγής από το NeuSDesc [15]

c --- Tally

f4:n 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 \$ Average neutron flux

e4 \$ Energy binning που επιλέχθηκε

c

c --- History cutoff

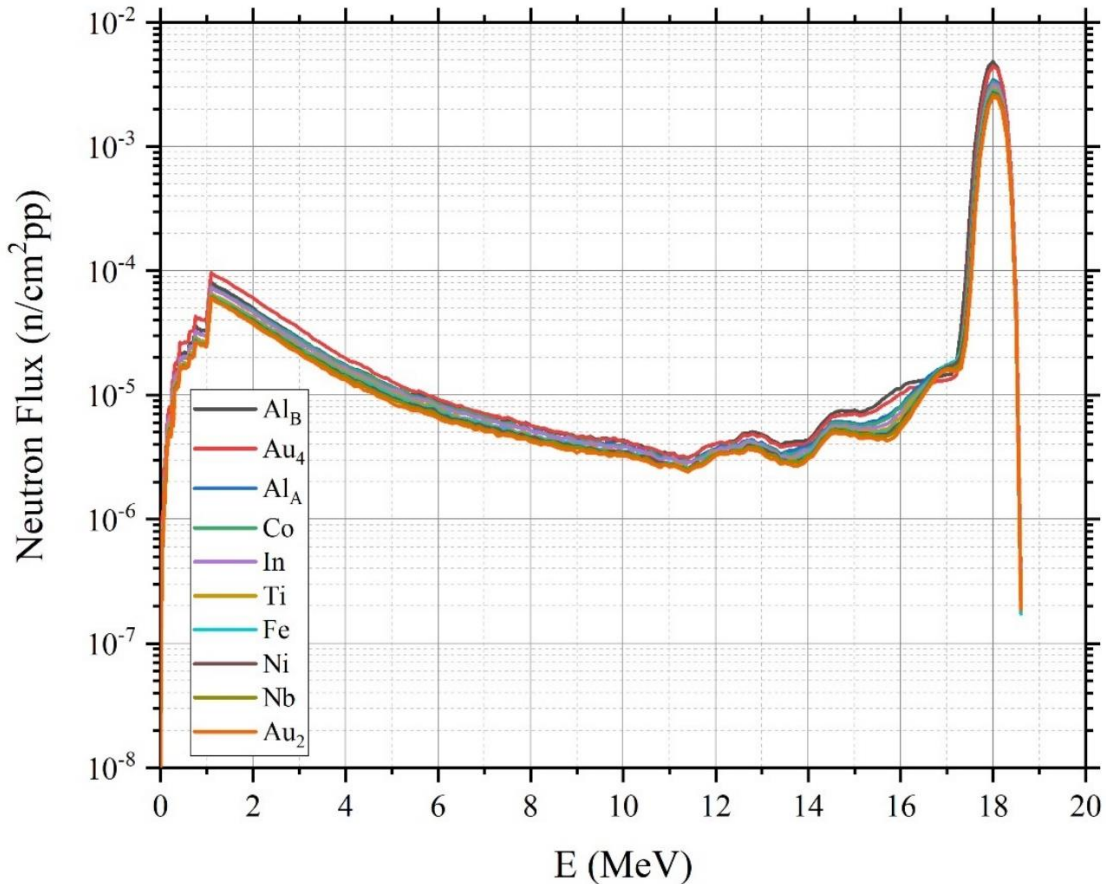
nps 1e9 \$ Maximum number of source particle histories

c

PRINT 110 \$ Print starting locations, directions and energies of the f

Παράρτημα Γ

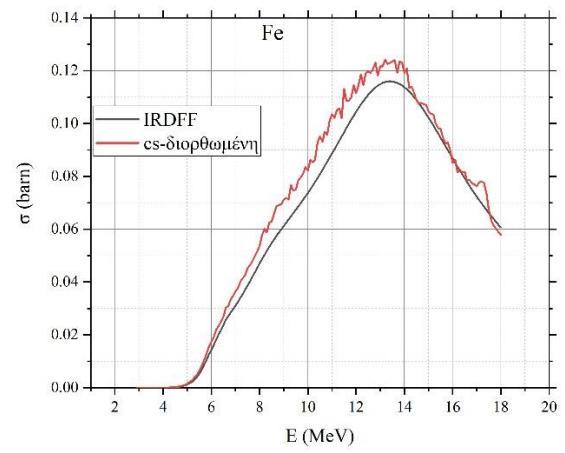
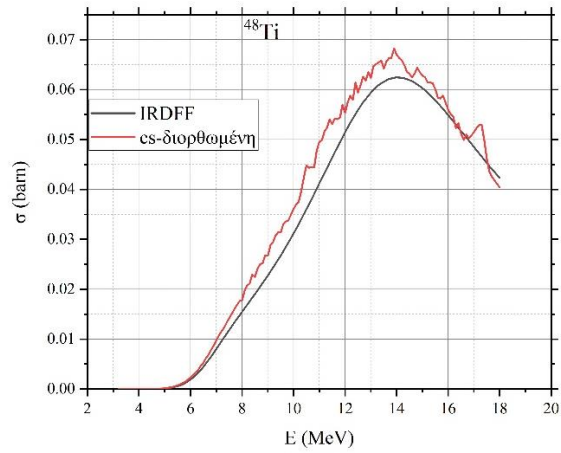
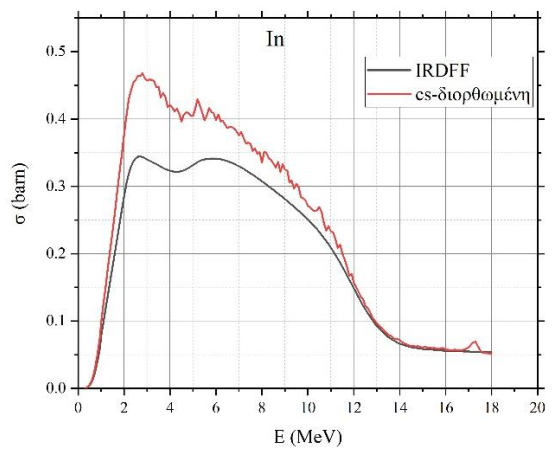
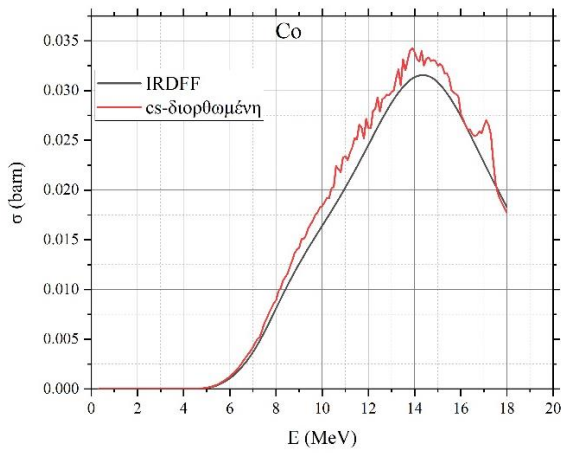
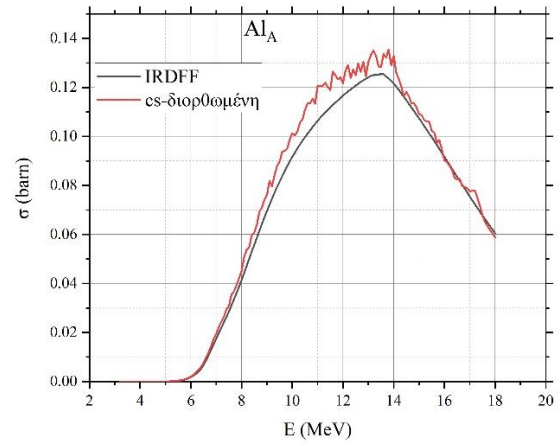
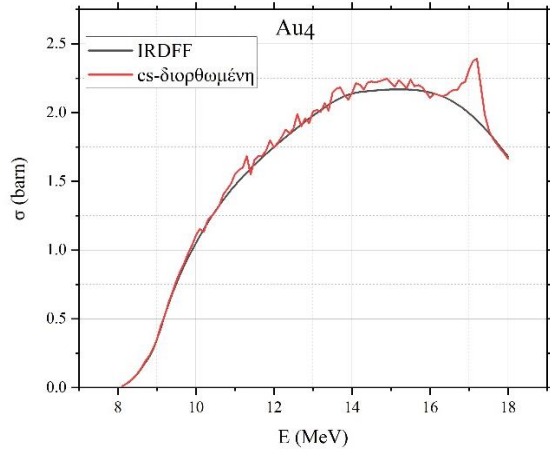
Νετρόνια από την κύρια κορυφή με ανελαστικές σκεδάσεις χάνουν ενέργεια με αποτέλεσμα να υπάρχει αύξηση στην ροή σε ενέργειες νετρονίων εκτός της κύριας δέσμης.

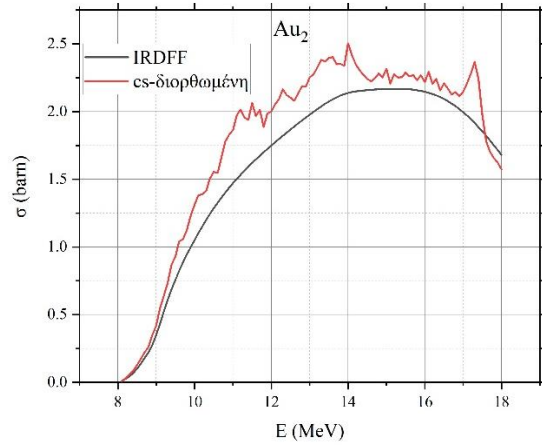
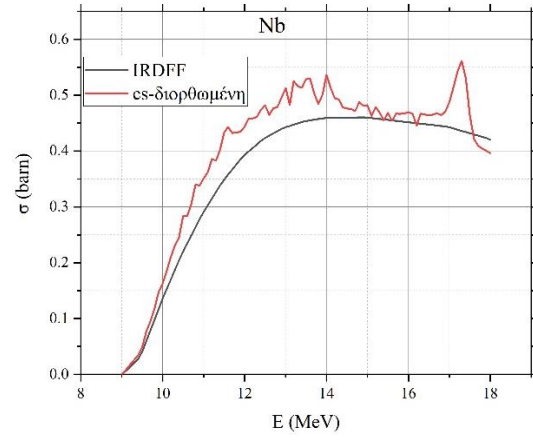
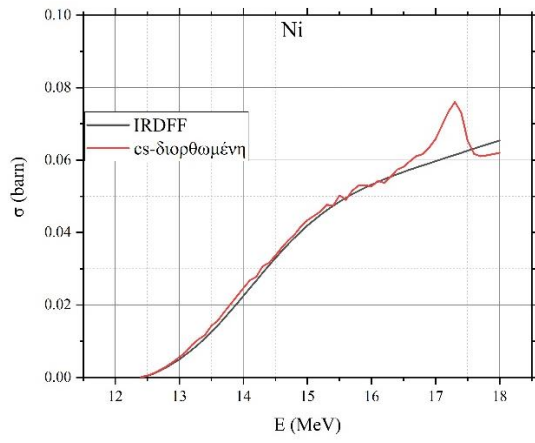


Εικόνα 1: Η ροή νετρονίων από την προσομοίωση MCNP5 μέσα σε κάθε στόχο

Φαίνεται πως κάθε στόχος ενεργοποιείται από διαφορετική ροή. Επομένως έγινε η μετατόπιση των ενεργών διατομών όπως φαίνεται παρακάτω. Παρατηρείται ότι το φαινόμενο των ελαστικών σκεδάσεων επηρεάζουν αρκετά την μορφή της ενεργού διατομής όσο η δέσμη διασχίζει τους στόχους. Οι κορυφές που προκύπτουν στα ~ 16 MeV είναι από νετρόνια της κύριας δέσμης που έχασαν ενέργεια, για αυτό στους πιο πίσω στόχους φαίνεται να αυξάνεται. Στην κύρια κορυφή στα 18 MeV η τιμή της διορθωμένης ενεργού διατομής είναι πάντα πιο κάτω από την τιμή της βιβλιοθήκης της IRDFF [18], που ήταν και το αναμενόμενο. Φαίνεται πως η ενεργός διατομή του In επηρεάζεται σημαντικά από τα παρασιτικά νετρόνια στο ενεργειακό διάστημα 2 – 10 MeV όπου άλλες αντιδράσεις είναι κλειστές. Οι συγκεκριμένες μετατοπίσεις υπολογίζονται από την σχέση:

$$SA_i = \int_0^{\infty} \left(\sigma_i(E) \cdot \frac{\langle \Phi(E, d) \rangle}{\Phi_0(E)} \right) \cdot \Phi_0(E) dE$$





Βιβλιογραφία

- [1] Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής website: [NCSR DEMOKRITOS Institute of Nuclear and Particle Physics](http://www.ncsr.gov.gr)
- [2] R. Vlastou et al., Characterization of the neutron flux distribution at the Athens Tandem Accelerator NCSR “Demokritos”. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 269 (2011) 3266–3270
- [3] P. Koseoglou et al., Neutron spectrum determination in a sub-critical assembly using the multi-disc neutron activation technique. Radiation Effects & Defects in Solids, 2016, VOL. 171, NOS. 9–10, 766–774. [Neutron spectrum determination in a sub-critical assembly using the ...](#)
- [4] R. Vlastou, The neutron facility at NCSR ‘Demokritos’ and neutron activation research activities of NTUA. EPJ Techniques and Instrumentation (2023) 10:4 [The neutron facility at NCSR ‘Demokritos’ and neutron activation ...](#)
- [5] D. Chiesa, Measurement of the neutron flux at spallation sources using multi-foil activation. (2018) VOL. 902, 14 - 24: [Measurement of the neutron flux at spallation sources using multi-foil activation](#)
- [6] SAND II. <https://rsicc.ornl.gov/codes/ccc/ccc1/ccc-112.html>.
- [7] Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική, Κ. Σ. KRANE. Εκδόσεις GUTENBERG
- [8] V. Michalopoulou et al., Measurement of the $^{232}\text{Th}(n,f)$ cross section with quasi-monoenergetic neutron beams in the energy range 2-18 MeV. Eur. Phys. J. A (2021) 57:277 <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00590-w>.
- [9] Χαρακτηρισμός της νέας πειραματικής γραμμής νετρονίων NEAR του n_TOF στο CERN χρησιμοποιώντας τον κώδικα αποσυνέλιξης SAND II, Χριστόφορος Φραντζής, Διπλωματική Εργασία, ΣΕΜΦΕ, ΕΜΠ, 2023.
- [10] J.F.Briesmeister, Ed. MCNP-a general Monte Carlo n-particle transport code. Report LA13709 (2000).
- [11] Glenn F.Knoll. *Radiation Detection and Measurement (fourth edition)*. John Willey and Sons, Inc., 2010.
- [12] Nicholas Tsoulfanidis, Sheldon Landsberger. *Measurement and Detection of Radiation*. CRC Press, 2015.
- [13] John Lilley. *Nuclear Physics - Principles and Applications*. John Willey and Sons, Inc., 2001.
- [14] ENDF/B - VIII.0 , [International Atomic Energy Agency](http://www.oecd-nea.org/docdb/download.cfm?id=84502)

- [15] E. Birgerssone and G. Lovestam, JRC Scientific and Technical Reports. (2007).
- [16] [Πειραματική μελέτη των αντιδράσεων \(n,2n\) στα φυσικά ισότοπα του Ιριδίου](#), Χασάπογλου Σωτήριος, Διπλωματική Εργασία, ΣΕΜΦΕ, ΕΜΠ, 2017.
- [17] [Αντιδράσεις νετρονίων σε Ir και Au και παραγωγή ισομερών καταστάσεων](#), Αντιγόνη Καλαμαρά. Διδακτορική Διατριβή, ΣΕΜΦΕ, ΕΜΠ, 2019.
- [18] IRDFF, [International Atomic Energy Agency](#)