



ΕΜΠ



ΕΚΕΦΕ "ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ"

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

Μέτρηση ενεργού διατομής αντίδρασης σχάσης
 $^{232}\text{Th}(n, f)$ με ανιχνευτές MicroMegas

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Τσαντίρη Άρτεμις

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

Μιχάλης Κόκκορης, Καθηγητής ΕΜΠ
Αναστάσιος Λαγογιάννης, Ερευνητής Β' ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος"
Μιχάλης Αξιώτης, Ερευνητής Γ' ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος"

Αθήνα, Μάιος 2020

*Στη μάνα μου που με στηρίζει,
στις Χριστινές και στον Χρήστο που με ανέχονται,
και στην Εύα που μαζί τα καταφέραμε.*

Ευχαριστίες

Η εκπόνηση της διπλωματικής εργασίας, εκτός από το κλείσιμο του προπτυχιακού κύκλου σπουδών της ΣΕΜΦΕ, σημαίνει και τη λήξη ενός μεγάλου προσωπικού μου κεφαλαίου. Το κεφάλαιο αυτό διαμορφώθηκε από πολλούς ανθρώπους, και ο καθένας έπαιξε και τον δικό του ξεχωριστό ρόλο σε αυτό.

Ξεκινώντας από τους πιο κοντινούς μου ανθρώπους, ένα μεγάλο ευχαριστώ οφείλω στους γονείς μου και την αδερφή μου, που πιστεύουν σε μένα και με στηρίζουν στο κάθε μου βήμα. Ένα μεγάλο ευχαριστώ οφείλω και στη δεύτερη οικογένειά μου, τη Χριστίνα, το Χρήστο, την Άννα, τον Ορέστη και τον Τζίμνι, που είναι δίπλα μου από τότε που θυμάμαι τον εαυτό μου. Ένα εξίσου μεγάλο ευχαριστώ οφείλω και στη πιο πρόσφατη προσθήκη στη δεύτερή μου οικογένεια, στην Εύα.

Ένα τεράστιο ευχαριστώ οφείλω σε όλα μέλη της ομάδας της Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. για την υπέροχη συνεργασία, τη παρέα και την καλή τους διάθεση. Ειλικρινά δεν θα μπορούσα να ευχηθώ για καλύτερους συνεργάτες. Ένα ιδιαίτερο ευχαριστώ στη Βεατρίκη, το Σωτήρη και το Θάνο που κάναμε μαζί το πείραμα της παρούσας εργασίας και μου προσέφεραν απλόχερα την πολύτιμη βοήθεια τους. Τους ευχαριστώ για την ανεξάντλητη υπομονή τους, τις γνώσεις που μοιράστηκαν μαζί μου και τις εξαιρετικές ιδέες τους για την αντιμετώπιση οποιουδήποτε προβλήματος προέκυπτε.

Δεν μπορώ να μην εκφράσω ένα πολύ μεγάλο ευχαριστώ στην Ομότιμη Καθηγήτρια Ρόζα Βλαστού για την θερμή υποδοχή και φιλοξενία στην ομάδα. Την ευχαριστώ για την πολύτιμη καθοδήγηση, το ενδιαφέρον και τη τόσο σημαντική βοήθειά της.

Οφείλω επιπλέον ευχαριστίες στο προσωπικό του εργαστηρίου Επιταχυντού του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής στο ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”, που με φιλοξένησαν τόσο κατά τη διάρκεια διεξαγωγής του πειράματος της παρούσας εργασίας, όσο και κατά τη δίμηνη πρακτική μου άσκηση στο εργαστήριο. Ευχαριστώ ιδιαίτερα τον Δρ. Αναστάσιο Λαγογιάννη και τον Δρ. Μιχάλη Αξιώτη, για την αστείρευτη υπομονή τους, το χρόνο, τις γνώσεις και την εμπειρία τους που μοιράστηκαν μαζί μου και κυρίως για την ελευθερία κινήσεων που μου άφησαν μέσα στο εργαστήριο.

Το τελευταίο και μεγαλύτερο ευχαριστώ οφείλω στον Καθηγητή Μιχάλη Κόκκορη για τις γνώσεις που μοιράστηκε μαζί μου, την υποστήριξη και την εμπιστοσύνη που μου έδειξε κατά την διάρκεια εκπόνησης της παρούσας εργασίας, αλλά και για τις πολύτιμες συμβουλές του όχι μόνο σε ακαδημαϊκά ζητήματα αλλά σε γενικά θέματα. Τον ευχαριστώ που με σύστησε στον “κόσμο” της πειραματικής πυρηνικής φυσικής, αλλά πάνω από όλα τον ευχαριστώ για την ανεκτίμητη καθοδήγηση και βοήθειά του στην προσπάθειά μου να συνεχίσω τις σπουδές μου στην Αμερική. Χωρίς τη βοήθειά του, δε θα είχε συμβεί τίποτα απ’ όλα αυτά.

Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία έχει ως σκοπό τον πειραματικό προσδιορισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης σχάσης $^{232}\text{Th}(n,f)$ με χρήση ανιχνευτών αερίου MicroMegas, σε ενέργειες νετρονίων $E_n = 7.2, 8.4$ και 9.9 MeV.

Οι μετρήσεις του πειράματος έλαβαν χώρα στον επιταχυντή Tandem Van de Graaff στο Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής (ΙΠΣΦ) του ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος” τον Απρίλιο του 2019. Για την παραγωγή νετρονίων έγινε χρήση της αντίδρασης $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ (Q -value = 3.27 MeV), επιταχύνοντας δευτέρια με ενέργειες $E_d = 4.3, 5.5$ και 7.0 MeV. Η δέσμη νετρονίων προσέκρουσε στον πειραματικό θάλαμο, ο οποίος περιλαμβάνει τη συστοιχία των στόχων των ακτινίδων καθώς και των ανιχνευτών MicroMegas σε συνεχή και σταθερή ροή αερίου μείγματος Ar : CO₂ (90 : 10). Η ανίχνευση των θραυσμάτων σχάσης που παρήχθησαν από τις ακτινίδες ήταν δυνατή μέσω των ανιχνευτών MicroMegas και για το λόγο αυτό οι ανιχνευτές μελετήθηκαν ως προς την ενίσχυση και τη διαπερατότητά τους.

Η περιγραφή της νετρονικής ροής προέκυψε μέσω Monte Carlo προσομοιώσεων συνδυάζοντας τους κώδικες NeuSDesc και MCNP6.1. Από τις προσομοιώσεις συνυπολογίστηκαν ο ενεργειακός και χωρικός διασκορπισμός των δευτερίων καθώς και η συνεισφορά χαμπλοενεργειακών νετρονίων λόγω ανταγωνιστικών αντιδράσεων και σκεδάσεων εντός του πειραματικού χώρου. Από το σύνολο των καταγεγραμμένων γεγονότων σχάσης, με την εφαρμογή κατάλληλων διορθώσεων, προσδιορίστηκε η τιμή της ενεργού διατομής σχάσης του ^{232}Th σε σχέση με στόχους αναφοράς ^{235}U και ^{238}U .

Τέλος, λόγω της ύπαρξης παρασιτικών νετρονίων χαμπλότερων ενεργειών που υπέδειξαν τα πειραματικά αποτελέσματα, πραγματοποιήθηκε θεωρητική μελέτη των αντιδράσεων παραγωγής νετρονίων που ενδέχεται να συμβάλλουν στα παρασιτικά νετρόνια της δέσμης. Συγκεκριμένα περιγράφηκαν οι κατανομές των νετρονικών ροών που προκύπτουν από τις αντιδράσεις $^{16}\text{O}(d,n)$, $^{12}\text{C}(d,n)$ και $X(d,np)X$ σε μεσοβαρείς πυρήνες X και εφαρμόστηκαν στην πειραματική νετρονική ροή.

Abstract

In the present work, the measurement of the $^{232}\text{Th}(n,f)$ fission cross section was performed, using MicroMegas detectors, for incident neutron energies $E_n = 7.2, 8.4$ and 9.9 MeV.

The measurement took place at the 5.5 MV Tandem Van de Graaff accelerator of the Institute of Nuclear and Particle Physics of NCSR 'Demokritos', in April 2019. The neutron beams were produced via the $^2\text{H}(d,n)^2\text{He}$ reaction (Q-value = 3.27 MeV), by accelerating deuteron beams at energies of $E_d = 4.3, 5.5$ and 7.0 MeV. The produced neutron beams were intercepted by the experimental chamber that contained the actinide samples and MicroMegas detectors assembly in a constant flow of gas mixture of Ar : CO_2 (90 : 10). The detection of the fission fragments produced by the actinide samples was possible via the MicroMegas detectors and hence, the detectors' transparency and gain were examined.

The flux of the produced neutrons was simulated via Monte Carlo simulations, utilizing the NeuSDesc and MCNP6.1 codes. Through those simulations, the energy and angular distribution of the deuteron beams was taken into account, as well as the contribution of low energy neutrons produced via opposing reactions, and scattered neutrons within the experimental hall area. The neutron induced fission cross section was measured by the total yield of fission fragments recorded by the detectors, relative to ^{238}U and ^{235}U reference targets.

Due to the existence of low energy parasitic neutrons indicated by the experimental results, a theoretical investigation was performed on the neutron producing reactions that can take place in the experimental area and are able to contribute to the parasitic neutron beam. Specifically, the neutron flux energy distribution was described, for neutrons occurring through the $^{16}\text{O}(d,n)$, $^{12}\text{C}(d,n)$ reactions, as well as the $\text{X}(d,np)\text{X}$ reaction on medium weight X nuclei.

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	1
1.1	Κίνητρο	1
1.1.1	Υπάρχοντα Πειραματικά Δεδομένα	2
1.2	Αντιδράσεις Σχάσης	2
1.2.1	Μηχανισμός Σχάσης	3
2	Πειραματική Διάταξη	7
2.1	Επιταχυντής	7
2.2	Παραγωγή Νετρονίων με την ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$	8
2.2.1	Πηγές Παρασιτικών Νετρονίων	10
2.3	Στόχοι Ακτινίδων	11
2.4	Ανιχνευτές MicroMegas	12
2.4.1	Μελέτη Ανιχνευτών MicroMegas	13
2.5	Πειραματικός Θάλαμος	15
2.6	Ηλεκτρονικά - Συνδεσμολογία	16
3	Υπολογισμός Ενεργού Διατομής	17
3.1	Ενεργός Διατομή	17
3.2	Ανάλυση Πειραματικών Φασμάτων	18
3.2.1	Μελέτη Φασμάτων Beam Off	19
3.2.2	Διόρθωση Gas In / Gas Out	20
3.2.3	Διόρθωση Deadtime	21
3.3	Προσομοιώσεις Monte Carlo της Διάταξης	22
3.3.1	Υπολογισμός της Ροής	23
3.3.2	Υπολογισμός Παρασιτικών Νετρονίων	24
3.4	Σύνοψη Διορθωτικών Παραγόντων	26
4	Αποτελέσματα	29
4.1	Αποτελέσματα	29
4.1.1	Σχολιασμός των Αποτελεσμάτων	30
4.2	Μελέτη Παρασιτικών Αντιδράσεων	31
4.2.1	Θεωρητική Προσέγγιση	32
4.2.2	Οι Αντιδράσεις $X(d,np)X$	34
4.2.3	Οι Αντιδράσεις ${}^{12}\text{C}(d,n){}^{13}\text{N}$ και ${}^{16}\text{O}(d,n){}^{17}\text{F}$	38
5	Συμπεράσματα - Προοπτικές	43
	Βιβλιογραφία	45
A	Το φύλλο Excel της αντίδρασης $m_{01}(m_{02}, m_1 m_2)m_3$	47

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Από την ανακάλυψή τους το 1932 μέχρι και σήμερα, η φυσική που διέπει τα νετρόνια και τις αλληλεπιδράσεις τους αποτελεί αντικείμενο ενδιαφέροντος τόσο στη θεμελιώδη έρευνα, όσο και στις εφαρμογές της πυρηνικής φυσικής. Η σπουδαιότητα της μελέτης των νετρονικών αντιδράσεων παγιώθηκε στην επιστημονική κοινότητα όταν, μετά την ανακάλυψη του μηχανισμού της σχάσης το 1938, διαπιστώθηκε ότι οι αλυσιδωτές αντιδράσεις νετρονίων είναι ικανές να οδηγήσουν στην αξιοποίηση της πυρηνικής ενέργειας για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας. Βασική προϋπόθεση για τη μελέτη των αντιδράσεων αυτών, είναι η γνώση της ενεργού διατομής, δηλαδή της πιθανότητας μια αντίδραση να λάβει χώρα.

Το κίνητρο της παρούσας εργασίας έγκειται στη μελέτη αντιδράσεων σχάσης ακτινίδων που συμβάλλουν στην ανάπτυξη νέας γενιάς πυρηνικών αντιδραστήρων, αλλά και στο γενικότερο θεωρητικό ενδιαφέρον του φαινομένου της σχάσης.

1.1 Κίνητρο

Η προσπάθεια επίλυσης του παγκόσμιου ενεργειακού προβλήματος, με την ταυτόχρονη ανάγκη για ανανεώσιμες πηγές ενέργειας οδήγησε στην ανάπτυξη μιας νέας γενιάς αντιδραστήρων με κύριους άξονες τη φιλικότητα προς το περιβάλλον, την ασφάλεια, την αποδοτικότητα και κυρίως την απαίτηση για μειωμένη παραγωγή, αποτελεσματική διαχείριση και μεταστοιχείωση των ραδιενεργών αποβλήτων. Στο πλαίσιο αυτό έχουν αναπτυχθεί οι λεγόμενοι αντιδραστήρες τέταρτης γενιάς (generation - IV), αλλά και τα αποκαλούμενα “Συστήματα Οδηγούμενα από Επιταχυντή” (ADS - Accelerator Driven Systems).

Οι αντιδραστήρες τέταρτης γενιάς αναμένονται να είναι σημαντικά αποδοτικότεροι ως προς την καύση και κύριο χαρακτηριστικό τους είναι η δυνατότητα χρήσης των τωρινών πυρηνικών αποβλήτων ως πυρηνικό καύσιμο [1]. Από την άλλη, τα συστήματα ADS βασίζονται στην παραγωγή ταχέων νετρονίων μέσω επιταχυντή συζευγμένο με έναν πυρηνικό αντιδραστήρα. Έτσι, μέρος από τα νετρόνια για την παραγωγή ενέργειας παρέχονται από τον επιταχυντή και τα υπόλοιπα από το σχάσιμο υλικό, ώστε το όλο σύστημα να μπορεί να είναι μονίμως σε υποκρίσιμη κατάσταση, αποκλείοντας τον κίνδυνο ανεξέλεγκτης αλυσιδωτής αντίδρασης και πυρηνικού ατυχήματος. Επιπλέον, μέρος της παραγόμενης ενέργειας στον αντιδραστήρα μπορεί να χρησιμοποιείται για την τροφοδότηση του επιταχυντή, δημιουργώντας ένα αυτόνομο σύστημα παραγωγής ενέργειας. Τέλος η παραγωγή ενέργειας σε αυτά τα συστήματα μπορεί να γίνει τόσο από τα καύσιμα που χρησιμοποιούνται στους αντιδραστήρες (U, Pu, Th), όσο και από τα απόβλητα του κύκλου παραγωγής ενέργειας, ώστε να επιτυγχάνεται μεταστοιχείωση των πυρηνικών αποβλήτων [2].

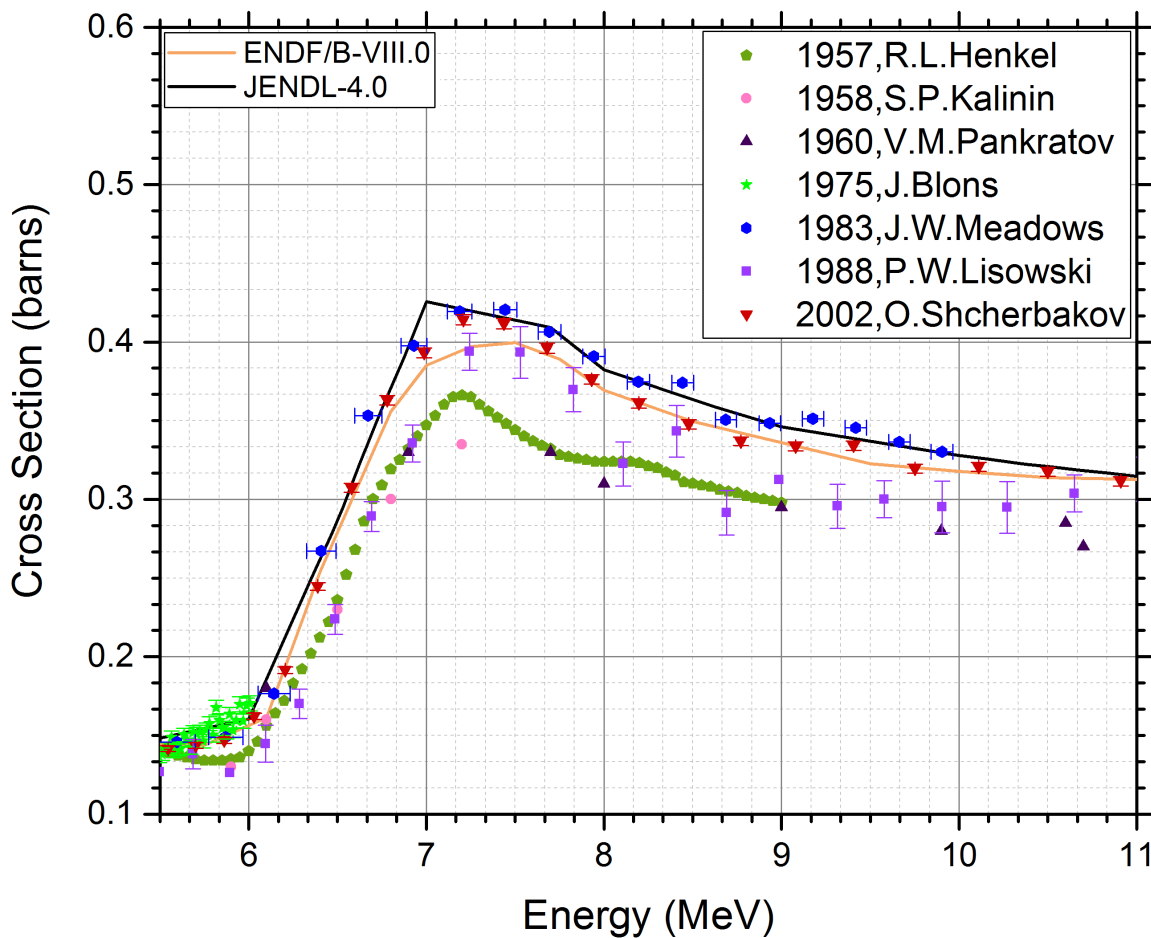
Για τη μελέτη της βιωσιμότητας των παραπάνω ιδεών, απαραίτητη είναι η ύπαρξη πειραματικών δεδομένων ενεργών διατομών σχάσης προκαλούμενης από νετρόνια σε ακτινίδες. Από την οικογένεια των ακτινίδων εξετάζονται τα ισότοπα που σχετίζονται τόσο με τον κύκλο Ουρανίου - Πλουτωνίου (U/Pu), αφού τα καύσιμα των πυρηνικών αντιδραστήρων ανήκουν σε αυτόν, όσο και με τον κύκλο Θορίου - Ουρανίου (Th/U), ο οποίος προτείνεται να αντικαταστήσει τον συμβατικό κύκλο U/Pu των υπάρχοντων αντιδραστήρων.

Στο πλαίσιο αυτό, η παρούσα διπλωματική εργασία έχει ως κύριο αντικείμενο μελέτης την ενεργό διατομή σχάσης του ισότοπου ^{232}Th σε ενέργειες νετρονίων $E_n = 7.2, 8.4$ και 9.9 MeV. Η επιλογή του συγκεκριμένου ισότοπου οφείλεται στο γεγονός ότι το ^{232}Th αποτελεί το 99.98% του φυσικού Θορίου. Επίσης το ενεργειακό εύρος στο οποίο μελετάται η αντίδραση αυτή επιλέχθηκε στην προσπάθεια επέκτασης παλαιότερης μελέτης της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n,f)$ στο ενεργειακό εύρος $E_n = 14 - 20$ MeV, από την ομάδα πυρηνικής φυσικής του ΕΜΠ (Chasapoglou et al, 2019) [3]. Τέλος όπως περιγράφεται στην

Παράγραφο 1.1.1, τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n,f)$ παρουσιάζουν έντονες αποκλίσεις στο ενεργειακό εύρος 7 - 10 MeV.

1.1.1 Υπάρχοντα Πειραματικά Δεδομένα

Στο Σχήμα 1.1 παρουσιάζονται τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n,f)$ στην ενεργειακή περιοχή 6 - 11 MeV, σε συνδυασμό με τις αξιολογημένες ενεργές διατομές των βιβλιοθηκών ENDF/B-VIII.0 [4] και JENDL-4.0 [5]. Παρατηρείται ότι τα δεδομένα εμφανίζουν σημαντικές αποκλίσεις μεταξύ τους έως και $\sim 23\%$ ¹. Πιο συγκεκριμένα, οι πιο πρόσφατες μετρήσεις έχουν πραγματοποιηθεί από τους Shcherbakov et al. (2002) [8] στο Petersburg Nuclear Physics Institute και Lisowski (1988) [9] στο Los Alamos National Laboratory. Ενώ και οι δύο σειρές μετρήσεων έχουν γίνει με τη μέθοδο Time of Flight (ToF), παρουσιάζουν σημαντικές αποκλίσεις μεταξύ τους. Συγκεκριμένα τα δεδομένα των Shcherbakov et al. παρουσιάζουν μικρές αποκλίσεις από τα δεδομένα του J.W. Meadows (1983) [7] από το Argonne National Laboratory, που δεν υπερβαίνουν το $\sim 7\%$ ($E_n = 8.4$ MeV). Από την άλλη ο Lisowski παρουσιάζει συστηματικά χαμηλότερες μετρήσεις με αποκλίσεις μέχρι και 18% ($E_n = 8.6$ MeV), ενώ σε ορισμένα σημεία ($E_n = 8.1$ και 8.7 MeV) συμφωνεί εντός σφαλμάτων με τις μετρήσεις των R.L. Henkel (1957) [10] και Pankratov et al. (1960) [6].



Σχήμα 1.1: Τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n,f)$ στην ενεργειακή περιοχή 6 - 11 MeV, σε συνδυασμό με τις αξιολογημένες ενεργές διατομές των βιβλιοθηκών ENDF/B-VIII.0 [4] και JENDL-4.0 [5].

1.2 Αντιδράσεις Σχάσης

Η σχάση πηγάζει από τον ανταγωνισμό ανάμεσα στην πυρηνική έλξη μεταξύ των νουκλεονίων ενός πυρήνα και στην ηλεκτρομαγνητική άπωση μεταξύ των πρωτονίων που τον αποτελούν. Στην περίπτωση που η ενέργεια ενός πυρήνα είναι αρκετή ώστε να υπερνικήσει το φράγμα δυναμικού που τον συγκρατεί,

¹Η απόκλιση αναφέρεται στους Pankratov et al. (1960) [6] και J.W. Meadows (1983) [7] σε ενέργεια νετρονίων $E_n = 8$ MeV.

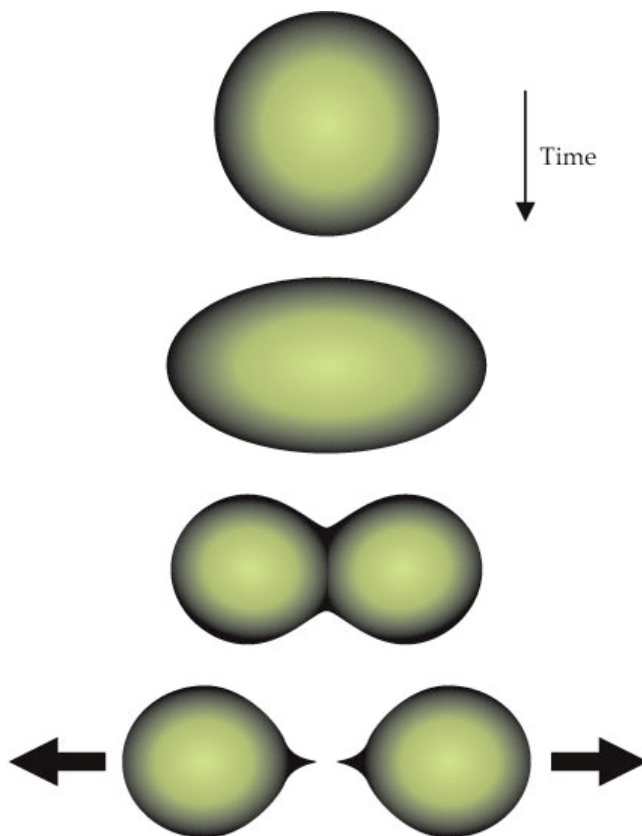
τότε υπάρχει πιθανότητα να ακολουθήσει πυρηνική σχάση, δηλαδή ο πυρήνας χωρίζεται σε τουλάχιστον δύο μέρη, με την ταυτόχρονη έκλυση μεγάλων ποσών ενέργειας. Ο μηχανισμός της σχάσης παρατηρήθηκε για πρώτη φορά πειραματικά το Δεκέμβριο του 1938 από τους Hahn και Strassmann και εξηγήθηκε θεωρητικά από την Meitner και τον Frisch τον Ιανουάριο του 1939 [11].

Η σχάση ενός πυρήνα μπορεί είτε να προκληθεί από τη σύλληψη ενός νετρονίου (σχάση προκαλούμενη από νετρόνια - *neutron induced fission*), είτε να συμβεί αυθόρμητα (αυθόρμητη σχάση - *spontaneous fission*). Η δεύτερη εμφανίζεται σε πυρήνες μεγάλου ατομικού βάρους και αποτελεί ένα αρκετά σπάνιο φαινόμενο, αφού αντ' αυτής "προτιμάται" με μεγαλύτερη πιθανότητα η αποδιέγερση-α. Η αυθόρμητη σχάση ανακαλύφθηκε το 1940 από τους Flyorov και Petrzhak [12]. Η κύρια διαφορά μεταξύ της σχάσης μέσω νετρονικής σύλληψης και της αυθόρμητης σχάσης είναι ότι η πρώτη αποτελεί μια πυρηνική αντίδραση, ενώ η δεύτερη μια αποδιέγερση.

Κατά τη σχάση εκτός από τους δύο θυγατρικούς πυρήνες, εκπέμπονται ακτίνες γ και ελεύθερα νετρόνια. Τα νετρόνια αυτά είναι ικανά να προκαλέσουν με τη σειρά τους άλλες σχάσεις (αλυσιδωτή αντίδραση - *chain reaction*). Αυτή η αλυσιδωτή αντίδραση εφαρμόζεται ελεγχόμενα στους πυρηνικούς αντιδραστήρες για παραγωγή ενέργειας, αλλά και ανεξέλεγκτα στην ατομική βόμβα.

1.2.1 Μηχανισμός Σχάσης

Σύμφωνα με το πρότυπο της υγρής σταγόνας (*Liquid Drop Model - LDM*) των Bohr και Wheeler [13] ο πυρήνας προσομοιώνεται με μια ομοιόμορφα φορτισμένη υγρή σταγόνα, σφαιρικού σχήματος, η οποία έχει τη δυνατότητα ταλάντωσης και παραμόρφωσης. Όταν το πυρηνικό σύστημα έχει περίσσεια



Σχήμα 1.2: Τα στάδια της σχάσης με βάση το πρότυπο της υγρής σταγόνας [14].

ενέργειας, τότε η σταγόνα περιστρέφεται και λόγω στροφορμής, το σχήμα της από σφαιρικό γίνεται ελλειψοειδές διατηρώντας σταθερό τον όγκο της. Πλέον το σύστημα εκτός της ισχυρής πυρηνικής έλξης και της απώσης Coulomb, περιλαμβάνει και ισχυρές επιφανειακές τάσεις λόγω της παραμόρφωσης, που δρουν ως δύναμη επαναφοράς. Όταν η παραμόρφωση του πυρήνα γίνει τόσο ώστε η απώση Coulomb να υπερνικήσει τις επιφανειακές τάσεις, τότε ο πυρήνας σχάζεται σε δύο κομμάτια, τα λεγόμενα θραύσματα σχάσης (*fission fragments*).

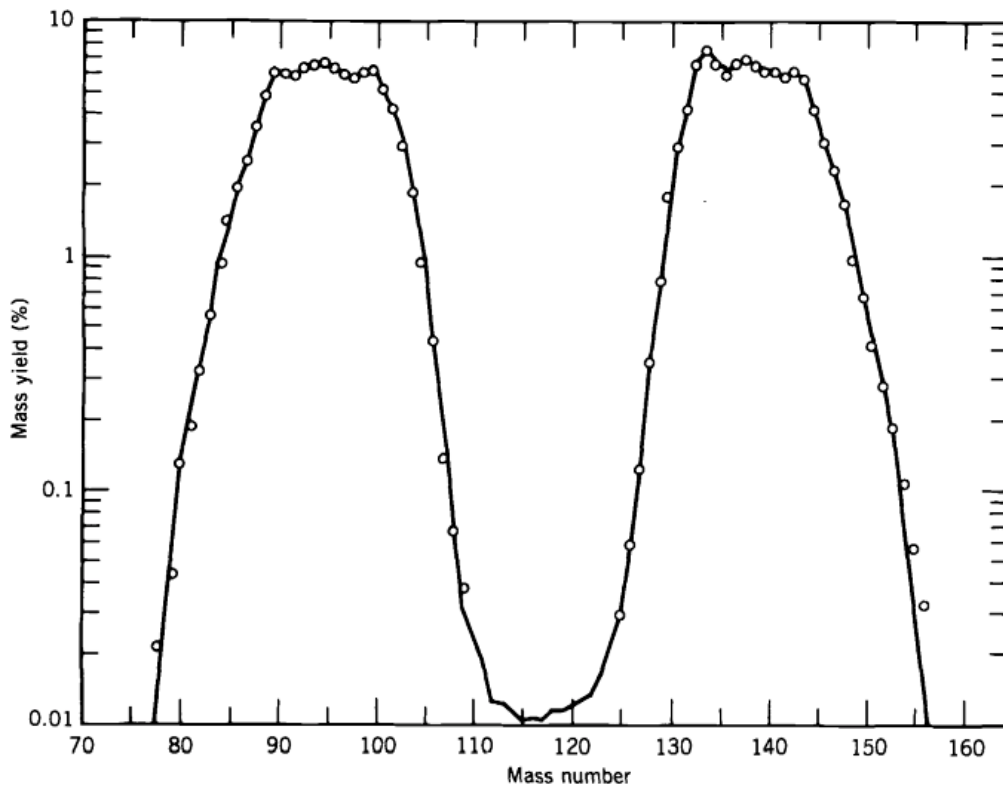
Τα προϊόντα της σχάσης, όπως και τα προϊόντα των περισσότερων πυρηνικών αντιδράσεων, δεν είναι μονοσήμαντα ορισμένα. Δηλαδή η σχάση μπορεί να έχει μια μεγάλη ποικιλία καναλιών εξόδου, με κύριο περιορισμό να διατηρείται ο βαρυνικός αριθμός. Στο Σχήμα 1.3 παρουσιάζεται η κατανομή των μαζών των θραυσμάτων σχάσης του ^{235}U , όπου φαίνεται ότι υπάρχει ξεκάθαρη ενεργειακή προτίμηση ως προς την αναλογία μαζών των θραυσμάτων σχάσης. Παρόλα αυτά το LDM προβλέπει ισοβαρή θραύσματα σχάσης, αφού θεωρεί την παραμόρφωση του πυρήνα συμμετρική. Η κατανομή του Σχήματος 1.3 εξηγείται με βάση το μοντέλο των φλοιών (*Shell Model - SM*) και η περιγραφή της θεωρίας της σχάσης με βάση το μοντέλο αυτό αναπτύχθηκε το 1948 από την Mayer [15].

Κατά τη σχάση ο πυρήνας μπορεί να διαχωριστεί με πολλούς συνδυασμούς προϊόντων. Στους πυρήνες που σχάζονται από χαμηλοενεργειακά νετρόνια, όπως το ^{235}U , η επικρατέστερη επιλογή είναι ο διαχωρισμός σε δύο θυγατρικούς πυρήνες, όπου ο πρώτος έχει μάζα περίπου 90 - 100 amu, ενώ ο δεύτερος τα υπολειπόμενα 135 - 145 amu (βλ Σχήμα 1.3). Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται μη συμμετρική σχάση (*asymmetrical fission*). Τα θραύσματα συνοδεύονται επίσης από ακτινοβολία γ και κατά μέσο όρο δύο με τρία νετρόνια (άμεση ακτινοβολία). Επιπλέον, τα προϊόντα σχάσης ενδέχεται να αποδιεγερθούν εκ των υστέρων εκπέμποντας επιπλέον νετρόνια ή ακτίνες γ (*καθυστερημένη ακτινοβολία*).

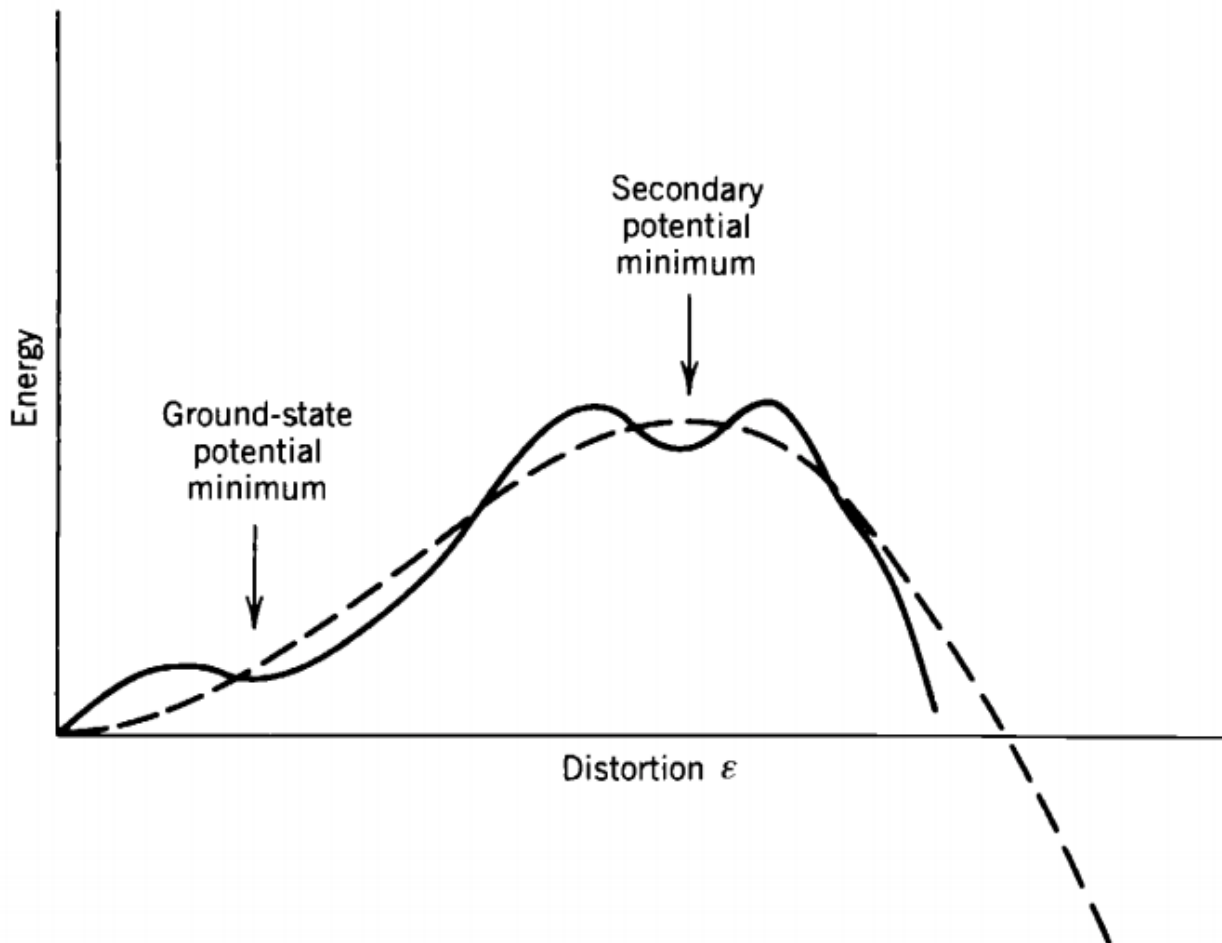
Η περιγραφή του μηχανισμού της σχάσης με βάση τόσο το LDM των Bohr και Wheeler, όσο και με το SM της Mayer αδυνατούν να προβλέψουν με ακρίβεια αρκετά από τα χαρακτηριστικά της σχάσης,

όπως τις ακριβείς μάζες των θραυσμάτων, το δυναμικό ενός παραμορφωμένου πυρήνα, καθώς και το μη σφαιρικό σχήμα της βασικής κατάστασης ορισμένων ακτινίδων. Στα τέλη της δεκαετίας του '60, ο Strutinsky πρότεινε την εφαρμογή διορθώσεων στη δυναμική ενέργεια του πυρήνα που προβλέπει το LDM, που βασίζονται σε φαινόμενα φλοιών και ζευγαρώματος (*pairing*) μεταξύ των νουκλεονίων του πυρήνα [16]. Ο συνδυασμός του μακροσκοπικού LDM και των μικροσκοπικών φαινομένων φλοιών προβλέπουν ότι για τους πυρήνες στην περιοχή U-Pu, εμφανίζεται ένα διπλό πηγάδι δυναμικού (*double-humped fission barrier*), όπου τα πηγάδια έχουν ίδια μέγιστα, ενώ το δεύτερο έχει υψηλότερο σημείο ελαχίστου, όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.4. Οι διορθώσεις φλοιών, όπως και το σφαιρικό δυναμικό του LDM, αποτελούν συνάρτηση της παραμόρφωσης του πυρήνα. Τα δύο πηγάδια αντιστοιχούν σε μια παραμορφωμένη βασική κατάσταση (Ground - state potential minimum) του πυρήνα, καθώς και σε μία δεύτερη υπερπαραμορφωμένη βασική κατάσταση (Secondary potential minimum) [17]. Το διπλό αυτό δυναμικό, προβλέπει χαμηλότερη ενεργειακά βασική κατάσταση σε σφαιρικούς πυρήνες με συμπληρωμένους φλοιούς, καθώς και σε πυρήνες που έχουν κατά το ήμισυ συμπληρωμένο φλοιό (*mid-shell nuclei*), ερμηνεύοντας με αυτό τον τρόπο την μη σφαιρική βασική κατάσταση ορισμένων ακτινίδων [18].

Λόγω του πολύπλοκου και πολυδιάστατου χαρακτήρα της διαδικασίας της σχάσης, δεν υπάρχουν αναλυτικοί τύποι που να προβλέπουν τα ακριβή χαρακτηριστικά του πυρηνικού δυναμικού της, και η περιγραφή του φαινομένου βασίζεται κυρίως στα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για τη ρύθμιση των παραμέτρων των φαινομενολογικών μοντέλων. Για το λόγο αυτό υπάρχει μεγάλη ανάγκη για ακριβή πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών σχάσης, ώστε οι θεωρητικοί υπολογισμοί που βασίζονται στα μοντέλα να αποκτήσουν δυνατότητες πρόβλεψης.



Σχήμα 1.3: Η κατανομή των μαζών των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση $^{235}\text{U}(n,f)$ με θερμικά νετρόνια [17].



Σχήμα 1.4: Η δυναμική ενέργεια του πυρήνα συναρτίζεται της παραμόρφωσης. Η διακεκομμένη γραμμή υποδηλώνει την ενέργεια του πυρήνα μόνο με βάση το LDM, ενώ η συνεχής γραμμή λαμβάνει υπόψη και τα φαινόμενα φλοιών. Τα φαινόμενα φλοιών έχουν ως αποτέλεσμα τη δημιουργία μίας παραμορφωμένης βασικής κατάστασης (Ground - state potential minimum), καθώς και μίας δεύτερης υπερπαραμορφωμένης βασικής κατάστασης (Secondary potential minimum) [17].

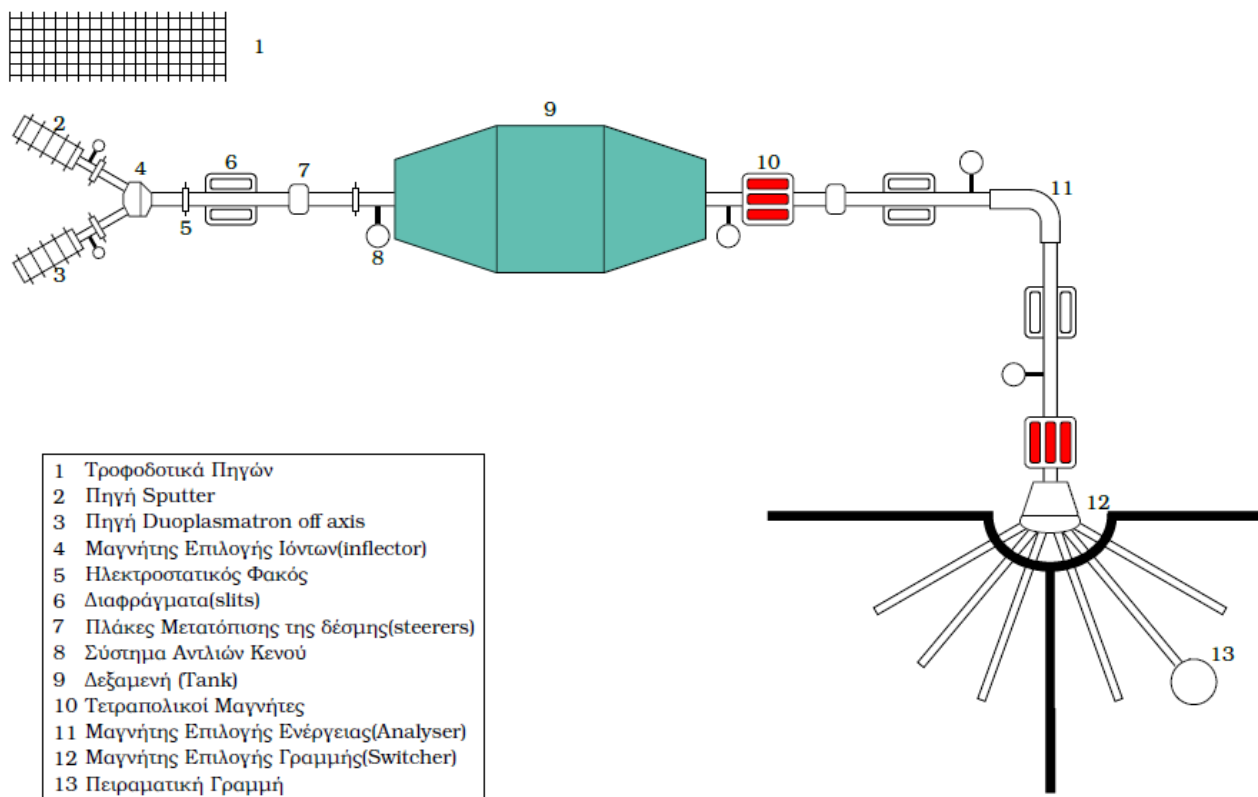
Κεφάλαιο 2

Πειραματική Διάταξη

Το πείραμα για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής σχάσης του ^{232}Th στο ενεργειακό εύρος $E_n = 7 - 10 \text{ MeV}$ έλαβε χώρα στον επιταχυντή Tandem Van de Graaff στο Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής (ΙΠΣΦ) του ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος” τον Απρίλιο του 2019. Στο παρόν κεφάλαιο περιγράφεται η διάταξη του πειράματος που περιλαμβάνει τον επιταχυντή, το σύστημα παραγωγής νετρονίων, το θάλαμο σχάσης, και τις ηλεκτρονικές μονάδες.

2.1 Επιταχυντής

Η διεξαγωγή του πειράματος έγινε στον ηλεκτροστατικό επιταχυντή 5.5 MV HV TN - 11 Tandem Van de Graaff του ΙΠΣΦ του ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”. Το όνομα του επιταχυντή προέρχεται από τη γεννήτρια Van de Graaff στην οποία βασίζεται η λειτουργία του. Τα βασικά μέρη του επιταχυντή παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.1.

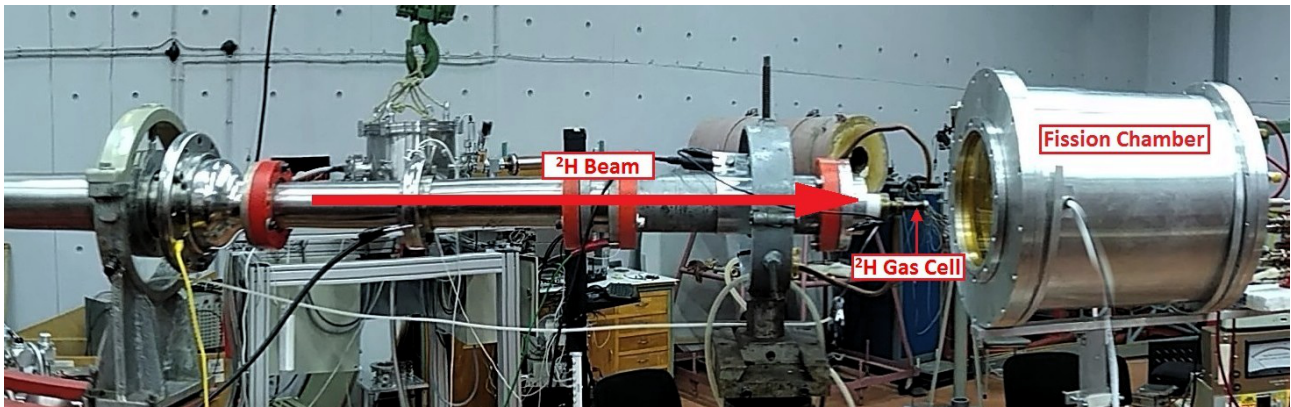


Σχήμα 2.1: Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή TANDEM στο ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος” [19]

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.1 η παραγωγή ιόντων γίνεται είτε από την πηγή *sputter*, είτε από την πηγή *duoplasmatron off axis* ανάλογα με τις ανάγκες του πειράματος. Η πηγή *sputter* παράγει βαρέα ιόντα όπως οξυγόνο και άνθρακα, ενώ η πηγή *duoplasmatron* παράγει ελαφρά ιόντα όπως υδρογόνο

και δευτέριο, και είναι η πηγή που χρησιμοποιήθηκε στο παρόν πείραμα. Τα αρνητικά ιόντα της πηγής αρχικά κατευθύνονται με την βοήθεια των *πλεκτροστατικών φακών*, των *διαφραγμάτων (slits)* και των *πλακών μετατόπισης (steerers)* στον *προεπιταχυντικό σωλήνα*, λόγω μιας διαφοράς δυναμικού της τάξης των 60 kV. Στη συνέχεια εισέρχονται στον κύριο επιταχυντικό σωλήνα, όπου και επιτυγχάνεται η κύρια επιτάχυνσή τους. Εκεί, στο κέντρο της δεξαμενής βρίσκεται η γεννήτρια Van de Graaff τάσης 5.5 MV, η οποία αποτελείται από μία μεγάλη μεταλλική σφαίρα που φορτίζεται από έναν μάντα. Ο μάντας μεταφέρει ηλεκτροστατικά θετικά φορτία στη σφαίρα, και έτσι εκείνη έλκει την αρνητικά φορτισμένη δέσμη ιόντων. Μέσα στη σφαίρα η δέσμη συναντά τον *απογυμνωτή ηλεκτρονίων (foil stripper)*, ο οποίος αποτελείται από ένα λεπτό φύλλο άνθρακα. Καθώς τα ιόντα της δέσμης διέρχονται από τον άνθρακα χάνουν ένα ή περισσότερα ηλεκτρόνια και η δέσμη πλέον είναι θετικά φορτισμένη. Με τον τρόπο αυτό το πεδίο που αρχικά έλκυε τα ιόντα, πλέον τα απωθεί και εκεί ακριβώς βρίσκεται και η ιδιαιτερότητα του συγκεκριμένου επιταχυντή, ότι δηλαδή με την ίδια διαφορά δυναμικού η δέσμη επιταχύνεται δύο φορές.

Στην συνέχεια, μέσω του πεδίου που δημιουργεί ο *μαγνήτης επιλογής ενέργειας (analyzing magnet)* τα ιόντα με την επιθυμητή ενέργεια στρέφονται κατά 90° και οδηγούνται προς τον τελευταίο μαγνήτη (*switching magnet*), ο οποίος κατευθύνει τη δέσμη στην επιθυμητή *πειραματική γραμμή* [20]. Προς το τέλος της γραμμής είναι τοποθετημένοι δύο *κατευθυντήρες (collimators)* από ταντάλιο, με σπές διαμέτρου 3 και 3.5 mm αντίστοιχα, οι οποίοι είναι υπεύθυνοι για την τελική ευθυγράμμιση της δέσμης. Τη γραμμή συμπληρώνει ο *κλωβός Faraday (Faraday cup)*, μέσω του οποίου πραγματοποιείται η μέτρηση του φορτίου που προσέκρουσε στον στόχο δευτερίου. Τέλος μεταξύ του Faraday cup που γειώνεται μέσω ενός ολοκληρωτή φορτίου και του τελευταίου collimator εφαρμόζεται αρνητική τάση (*supression*) ώστε να αποτραπεί η μεταφορά ελεύθερων ηλεκτρονίων μεταξύ του στόχου και των collimator, που μπορεί να οδηγήσει σε λανθασμένη μέτρηση του φορτίου στο στόχο. Το παραπάνω επιταχυντικό σύστημα βρίσκεται σε υψηλό κενό της τάξης των 10^{-5} - 10^{-6} torr.



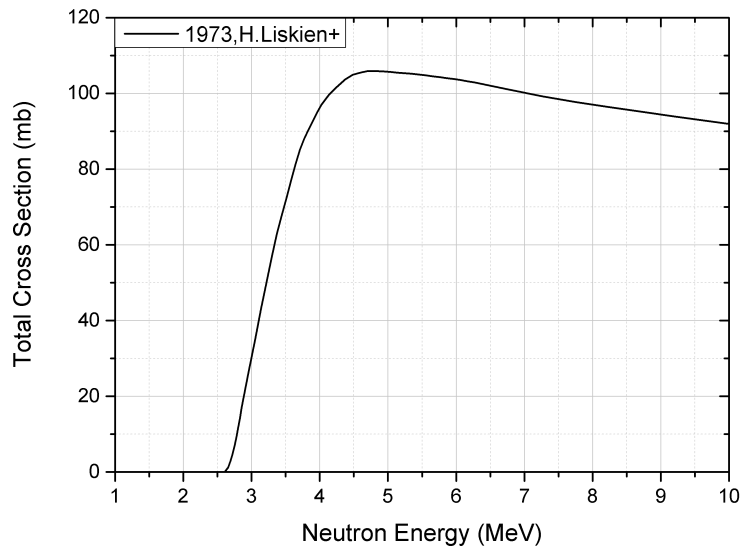
Σχήμα 2.2: Το τέλος της πειραματικής γραμμής, ο στόχος δευτερίου και ο θάλαμος σχάσης.

2.2 Παραγωγή Νετρονίων με την ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$

Η παραγωγή νετρονίων καθορισμένης ενέργειας δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί άμεσα από έναν ηλεκτροστατικό επιταχυντή, λόγω της έλλειψης φορτίου του νετρονίου. Για το λόγο αυτό για την παραγωγή νετρονίων χρησιμοποιούνται γενικά έμμεσες μέθοδοι, όπως η χρήση κάποιας πυρηνικής αντίδρασης ή κάποιας πηγής νετρονίων, όπως το καλιφόρνιο (${}^{252}\text{Cf}$) που παράγει νετρόνια μέσω του μηχανισμού της αυθόρμητης σχάσης (βλ. Παρ. 1.2) [21]. Στο παρόν πείραμα έγινε χρήση της αντίδρασης παραγωγής νετρονίων ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ (Q -value = 3.27 MeV), εφεξής καλούμενη D-D.

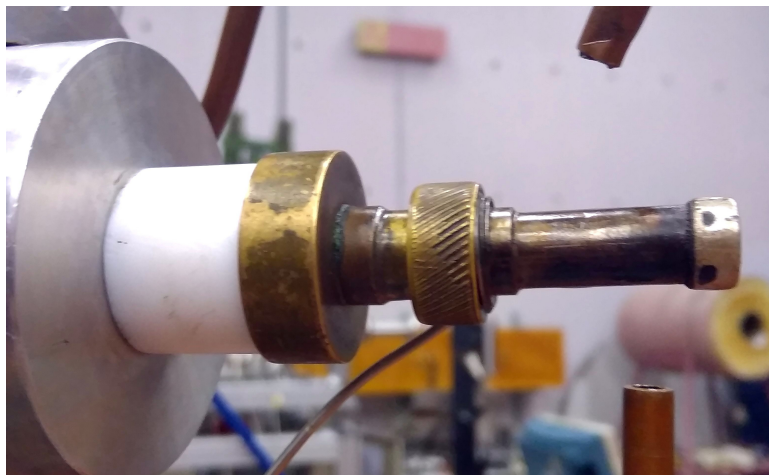
Η αντίδραση D-D χρησιμοποιείται κατά κόρον για την παραγωγή μονοενεργειακής δέσμης νετρονίων μέσης ενέργειας 3 - 8 MeV. Για νετρόνια ενέργειας μεγαλύτερης των 8 MeV η παραγόμενη δέσμη χάνει τη μονοενεργειακότητά της, αφού συνεισφέρουν σε αυτή δευτερεύοντα νετρόνια που προκύπτουν από ανταγωνιστικές αντιδράσεις (βλ. Παρ. 2.2.1). Ωστόσο, με κατάλληλες διορθώσεις που αναλύονται στην Παράγραφο 3.3.2, η αντίδραση μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μετρήσεις μέχρι τα $E_n = 10$ MeV [22][23], όπως έγινε και στο παρόν πείραμα. Η D-D είναι κατάλληλη για παραγωγή νετρονίων μέσης ενέργειας, αφού όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.3 η ενεργός διατομή της αντίδρασης αυξάνεται ραγδαία για νετρόνια ενέργειας πάνω από 3 MeV, και επιπλέον η γωνιακή κατανομή αυτής της αντίδρασης στο σύστημα κέντρου μάζας είναι συμμετρική κατά $\pi/2$ [21]. Στην παρούσα εργασία η επιλογή της αντίδρασης αυτής έγινε στην προσπάθεια επέκτασης παλαιότερης μελέτης της αντίδρασης ${}^{232}\text{Th}(n,f)$ στο ενεργειακό εύρος

$E_n = 14 - 20 \text{ MeV}$ με χρήση της αντίδρασης $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$, από την ομάδα πυρηνικής φυσικής του ΕΜΠ (Chasapoglou et al, 2019) [3].



Σχήμα 2.3: Η ενεργός διατομή της αντίδρασης D-D συναρτήσει της ενέργειας των παραγόμενων νετρονίων [24].

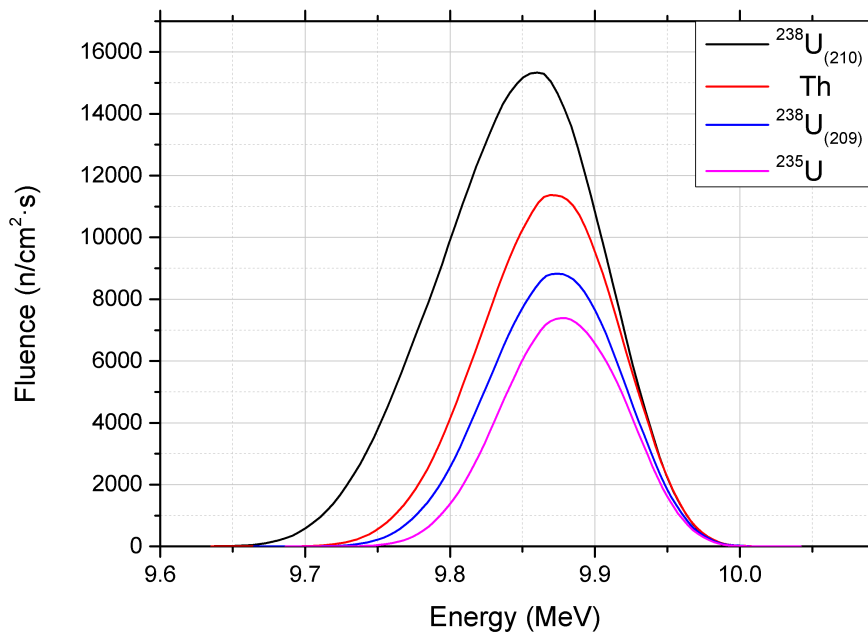
Για την πραγματοποίηση της D-D στο παρόν πείραμα τα δευτέρια επιταχύνονται σε ενέργειες 4 - 7 MeV και κατευθύνονται μέσω της πειραματικής γραμμής στην κυρτελίδα που περιέχει αέριο δευτέριο (gas cell), πίεσης ~120 kPa. Η πίεση του αερίου δευτερίου ρυθμίζεται με κλειστό κύκλωμα που συνοδεύεται από βαλβίδα εισροής αερίου, η οποία ελέγχεται μέσω λογισμικού από υπολογιστή. Η κυρτελίδα (Σχήμα 2.4) είναι κατασκευασμένη από χαλκό και έχει μήκος 3.7 cm. Η είσοδος της αποτελείται από ένα φύλλο μολυβδενίου πάχους 5 μm , ενώ στην έξοδό της βρίσκεται ένα κομμάτι πλατίνας πάχους 1 mm, για λόγους αναχαίτισης της δέσμης δευτερίων (*beam stop*). Για να αποφευχθεί η αύξηση της θερμοκρασίας από τη δέσμη, η πλατίνα ψύχεται διαρκώς με ψυχρή ροή αέρα.



Σχήμα 2.4: Η κυρτελίδα αερίου δευτερίου.

Σημαντικό τμήμα της προετοιμασίας του πειράματος αποτελεί η επιλογή της ενέργειας της δέσμης δευτερίων, καθώς και η απόσταση στην οποία τοποθετούνται οι στόχοι από την κυρτελίδα. Η ενέργεια των δευτερίων σχετίζεται άμεσα με την ενέργεια των παραγόμενων νετρονίων. Η απόσταση από το gas cell καθορίζει την καθαρότητα της δέσμης, δηλαδή το εύρος της ενεργειακής κατανομής που θα έχουν τα νετρόνια, καθώς και τη ροή των νετρονίων που προσπίπτουν στο στόχο. Για το λόγο αυτό, μέσω του κώδικα NeuSDesc (Neutron Source Description) [25] υπολογίστηκε η ενεργειακή και γωνιακή κατανομή των παραγόμενων νετρονίων που προσπίπτουν στον κάθε στόχο για κάθε ενέργεια. Το NeuSDesc κάνει χρήση του λογισμικού SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) [26] για την απώλεια ενέργειας

και τον ενεργειακό και χωρικό διασκεδασμό (*straggling*) των δευτερίων στο εσωτερικό του gas cell και στο φύλλο μολυβδενίου, όπως αυτά ορίζονται από τον χρήστη. Συνδυάζοντας τα αποτελέσματα του SRIM με τις διαθέσιμες διαφορικές ενεργές διατομές της D-D, συμπεριλαμβανομένων των ανταγωνιστικών αντιδράσεων, προκύπτει μια αξιόπιστη περιγραφή της ροής των νετρονίων στους στόχους. Στο Σχήμα 2.5 φαίνεται η ροή της κύριας δέσμης νετρονίων στον κάθε στόχο, όπως αυτή υπολογίστηκε μέσω του NeuS-Desc για τις πειραματικές θέσεις των στόχων, ρεύμα δέσμης δευτερίων 1 μA και ενέργεια παραγόμενων νετρονίων $E_n = 9.9 \text{ MeV}$. Από τις κατανομές παρατηρείται ότι όσο πιο κοντά βρίσκεται ο στόχος στο gas cell, τόσο πιο μεγάλο ενεργειακό εύρος αλλά και συνολικό ύψος έχει η κατανομή. Η παρατήρηση αυτή συνάδει με την διαφορετική στερεά γωνία που “βλέπει” ο κάθε στόχος, που οφείλεται στη διαφορετική απόστασή του από το gas cell. Πιο συγκεκριμένα, όσο μακρύτερα είναι τοποθετημένος ένας στόχος, τόσο μικρότερη στερεά γωνία “βλέπει”, και άρα τα νετρόνια που προσκρούουν σε αυτόν έχουν μικρότερη γωνιακή και κατ’ επέκταση ενεργειακή κατανομή [21]. Επίσης όσο μακρύτερα είναι τοποθετημένος ο κάθε στόχος, τόσο λιγότερα νετρόνια “φτάνουν” σε αυτόν, εξ ου και το χαμηλότερο συνολικό ύψος της κατανομής. Οι αποκλίσεις μεταξύ των ροών στον κάθε στόχο λαμβάνονται υπόψη στην Παράγραφο 3.3.1.



Σχήμα 2.5: Η ροή νετρονίων της κύριας δέσμης ($E_n = 9.9 \text{ MeV}$) μέσω του NeuSDesc για τους στόχους ακτινίδων που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα και ρεύμα δέσμης δευτερίων 1 μA . Οι αποστάσεις των στόχων από την πηγή νετρονίων κυμαίνονται από 11 έως 18 cm.

Πιο αναλυτικά, οι ενέργειες της δέσμης δευτερίων που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα με τις αντίστοιχες παραγόμενες δέσμες νετρονίων, καθώς και οι αποστάσεις των στόχων από το μέσο της κυψελίδας παρουσιάζονται στον Πίνακα 2.1.

E_d (MeV)	E_n (MeV)
4.37	7.2
5.52	8.4
7.02	9.9

(a)

Στόχος	Απόσταση από το gas cell (cm)
$^{238}\text{U}_{(210)}$	11.3
$^{232}\text{Th}_{(1),(2)}$	14.3
$^{238}\text{U}_{(209)}$	16.4
^{235}U	18.5

(b)

Πίνακας 2.1: (a) Οι ενέργειες της δέσμης δευτερίων που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα με τις αντίστοιχες παραγόμενες δέσμες νετρονίων και (b) οι αποστάσεις των στόχων από το μέσο της κυψελίδας δευτερίου.

2.2.1 Πηγές Παρασιτικών Νετρονίων

Σε ένα ιδανικό, αλλά μη πραγματικό σενάριο, όλα τα νετρόνια που ακτινοβολούν τους στόχους θα είχαν την ίδια ακριβώς ενέργεια. Παρόλα αυτά, στον πραγματικό κόσμο τα παραγόμενα νετρόνια

χαρακτηρίζονται από ένα φάσμα από ενέργειες χαμηλότερες από την επιθυμητή. Το φάσμα αυτό αποτελείται από τα λεγόμενα *παρασιτικά* νετρόνια. Πηγές παρασιτικών νετρονίων αποτελούν η αλληλεπίδραση της δέσμης δευτερίων με τα υλικά της πειραματικής διάταξης και με το αέριο δευτέριο, καθώς και τα νετρόνια που σκεδάζονται στον πειραματικό χώρο.

Η πρώτη πηγή παρασιτικών νετρονίων που μελετάται είναι η αλληλεπίδραση της δέσμης δευτερίων με τα υλικά που την περιβάλλουν, δηλαδή με ολόκληρη την πειραματική διάταξη. Για να υπολογισθεί η συνεισφορά των νετρονίων αυτών, η κάθε μέτρηση επαναλαμβάνεται δύο φορές. Την πρώτη φορά, η βαλβίδα εισροής αερίου ρυθμίζεται ώστε η κυψελίδα να είναι γεμάτη με αέριο δευτέριο σε πίεση ~120 kPa (gas in), ενώ τη δεύτερη φορά η ρύθμιση της βαλβίδας είναι τέτοια ώστε το gas cell να είναι κενό (gas out). Με τον τρόπο αυτό στη gas out μέτρηση, τα νετρόνια που προκαλούν γεγονότα σχάσης δεν έχουν παραχθεί από την αλληλεπίδραση της δέσμης δευτερίων με το αέριο δευτέριο, αλλά με τα υπόλοιπα υλικά της διάταξης. Από την αφαίρεση των δύο φασμάτων προκύπτει με αρκετά καλή ακρίβεια ένα φάσμα θραυσμάτων σχάσης που έχουν προκληθεί μόνο από νετρόνια που παρήχθησαν από αλληλεπίδραση της δέσμης με το δευτέριο. Για να εξασφαλιστεί ότι τα δύο φάσματα είναι συγκρίσιμα, δηλαδή έχουν προκύψει από το ίδιο ρεύμα δέσμης και άρα η αφαίρεσή τους είναι αξιόπιστη, τα φάσματα κανονικοποιούνται στο φορτίο της δέσμης δευτερίων που συλλέχθηκε στο Faraday cup.

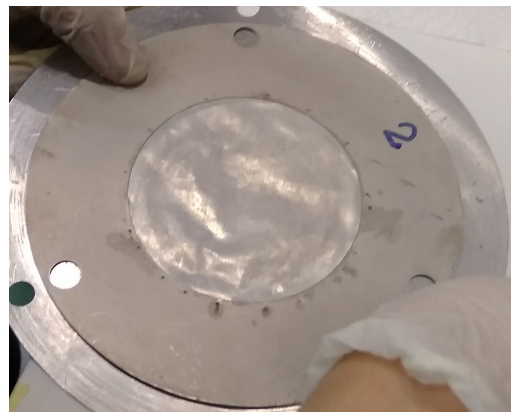
Μία εξίσου σημαντική πηγή παρασιτικών νετρονίων που προκύπτει από την αλληλεπίδραση της δέσμης δευτερίων με τον αέριο στόχο είναι το break - up του δευτερίου για ενέργειες δέσμης μεγαλύτερες από 4.45 MeV. Με τον όρο break - up εννοούμε την αντίδραση ${}^2\text{H}(d, np){}^2\text{H}$ (Q - value = -2.225 MeV), η οποία παράγει δευτερογενή νετρόνια χαμηλότερης ενέργειας από την επιθυμητή. Επομένως οι δέσμες νετρονίων με ενέργεια μεγαλύτερη των 7.7 MeV στις 0° δεν είναι πλέον μονοενεργειακές. Συγκεκριμένα, η ροή των δευτερογενών νετρονίων αυξάνεται ραγδαία με την αυξανόμενη ενέργεια δέσμης, και ισούται με την πρωτογενή ροή νετρονίων στα 9.5 MeV εισερχόμενα δευτέρια [21]. Στην παρούσα εργασία οι ενέργειες της δέσμης δευτερίων υπερβαίνουν το κατώφλι του break - up και ο υπολογισμός της συνεισφοράς των παρασιτικών νετρονίων αυτών περιγράφεται αναλυτικά στην Παράγραφο 3.3.2.

2.3 Στόχοι Ακτινίδων

Οι στόχοι του πειράματος κατασκευάστηκαν στα εργαστήρια Institute of Physics and Power Engineering στο Obninsk και Joint Institute of Nuclear Research στην Dubna για την πρώτη περίοδο πειραμάτων στο n_TOF του CERN (2002 - 2004) με την τεχνική του *επιχρωματισμού* (painting technique).

Για τη μέτρηση της ενεργού διατομής σχάσης απαιτούνται πολύ λεπτοί στόχοι υψηλής καθαρότητας. Με τη χρήση υλικών υψηλής καθαρότητας περιορίζεται η ύπαρξη άλλων ισοτόπων ή στοιχείων, που μπορεί να προκαλέσουν θραύσματα σχάσης που δεν οφείλονται στη μετρούμενη αντίδραση. Επίσης τα θραύσματα σχάσης έχουν μεγάλη *ισχύ ανάσχεσης* (stopping power) λόγω του μεγάλου ατομικού τους βάρους, και μέσω του μικρού πάχους εξασφαλίζεται η διαφυγή τους από τον στόχο έτσι ώστε να ανιχνευθούν χωρίς σημαντικές απώλειες.

Οι στόχοι εναποτίθενται σε υπόστρωμα αλουμινίου πάχους 100 μm (backing) και η διάμετρος τους κυμαίνεται από 5.2 cm μέχρι 8 cm. Για να υπάρχει ομοιομορφία στην ενεργό επιφάνεια κάθε στόχου τοποθετούνται μάσκες αλουμινίου πάχους 0.6 mm έτσι ώστε όλοι οι στόχοι να έχουν την ίδια διάμετρο των 5 cm. Τα χαρακτηριστικά των στόχων παρουσιάζονται στον Πίνακα 2.2.



Σχήμα 2.6: Ο στόχος Th (2η πλευρά) χωρίς μάσκα Al.

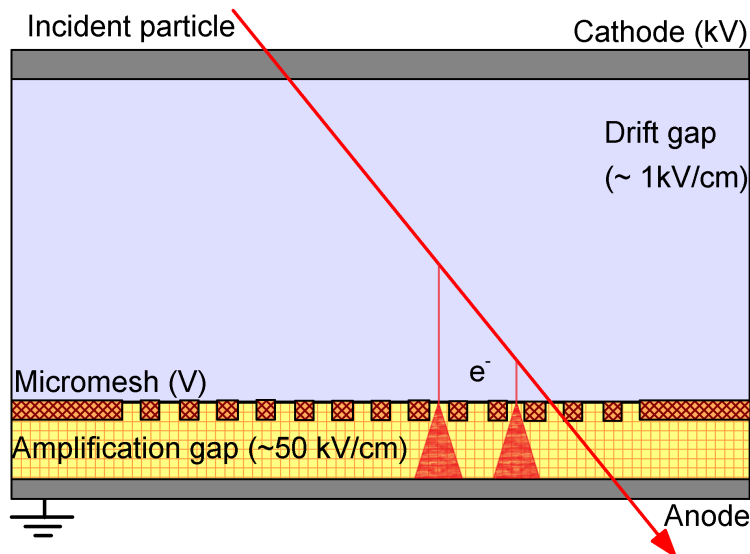
Χαρακτηριστικά Στόχου	${}^{232}\text{Th}$	${}^{238}\text{U}$	${}^{235}\text{U}$
Οξείδιο		U_3O_8	U_3O_8
Διάμετρος Στόχου (cm)	8.0	5.2	5.2
Χρόνος Ημιζωής (y)	$1.40 \cdot 10^{10}$	$4.47 \cdot 10^9$	$7.04 \cdot 10^8$
Μάζα (mg)	13.09 ± 0.14 (1)	9.08 ± 0.21 (210)	5.00 ± 0.08
	14.63 ± 0.11 (2)	9.82 ± 0.25 (209)	
Μέση Επιφανειακή Πυκνότητα (10^{17} nuclei/cm ²)	6.76 ± 0.05 (1)	10.8 ± 0.3 (210)	6.50 ± 0.10
	7.55 ± 0.07 (2)	11.7 ± 0.3 (209)	

Πίνακας 2.2: Τα χαρακτηριστικά των στόχων ακτινίδων [3].

2.4 Ανιχνευτές MicroMegas

Ο ανιχνευτής MicroMegas (Micro MESH Gaseous Structure) κατασκευάστηκε από τους Ιωάννη Γιοματάρη και Georges Charpak το 1996 [27] και ανήκει στην κατηγορία των ανιχνευτών αερίου, δηλαδή ως ενεργό υλικό για την ανίχνευση των σωματιδίων χρησιμοποιείται ένα μείγμα αερίου. Το χαρακτηριστικό αυτό του προσδίδει αρκετά πλεονεκτήματα, όπως το χαμηλό κόστος και το σχετικά μεγάλο ενεργό όγκο. Ο ανιχνευτής είναι κατασκευασμένος από ελαφρά υλικά, ανθεκτικός, με μικρό μέγεθος, αρκετά εύκολος στον χειρισμό του, και είναι κατάλληλος για πειράματα σχάσης, αφού ανιχνεύει αποδοτικά φορτισμένα σωματίδια (θραύσματα σχάσης, σωματίδια-α) και δεν καταστρέφεται εύκολα από την ενεργότητα-α των ακτινίδων και τη δέσμη νετρονίων.

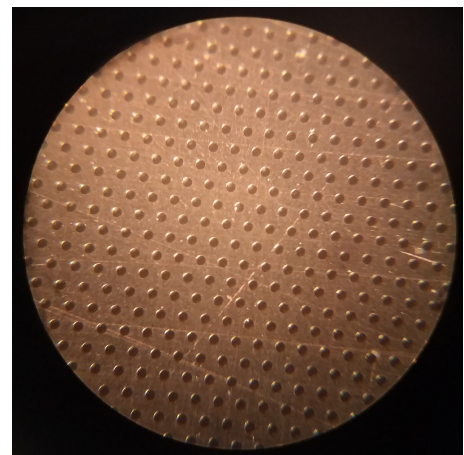
Ο ανιχνευτής αποτελείται από τρία κύρια ηλεκτρόδια: την άνοδο (*pad*), το πλέγμα (*micromesh*) και την κάθοδο ή ηλεκτρόδιο ολίσθησης (*drift*). Από τα παραπάνω ηλεκτρόδια ορίζονται δύο περιοχές στο εσωτερικό του ανιχνευτή, η περιοχή ολίσθησης (*drift gap*) και η περιοχή ενίσχυσης (*amplification gap*), όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.7. Στην παρούσα διάταξη η τοποθέτηση των στόχων είναι τέτοια ώστε ο κάθε στόχος να αποτελεί το ηλεκτρόδιο της καθόδου του αντίστοιχου ανιχνευτή.



Σχήμα 2.7: Σχηματική αναπαράσταση ενός ανιχνευτή MicroMegas.

Η περιοχή ολίσθησης εύρους μερικών mm ορίζεται μεταξύ της καθόδου και του πλέγματος. Στο παρόν πείραμα η περιοχή ολίσθησης, δηλαδή η περιοχή μεταξύ της μάσκας του στόχου και του πλέγματος του ανιχνευτή, έχει εύρος 8 mm. Στην κάθοδο εφαρμόζεται υψηλή αρνητική τάση της τάξης των kV, ενώ το πλέγμα είναι επίσης αρνητικά φορτισμένο με τάση μερικών εκατοντάδων V. Λόγω της διαφοράς δυναμικού προκύπτει πεδίο με ένταση $\approx 1 - 5$ kV/cm. Από την άλλη, η περιοχή ενίσχυσης ορίζεται μεταξύ του πλέγματος και της γειωμένης ανόδου. Λόγω του πολύ μικρού εύρους της περιοχής αυτής (50 μ m) το πεδίο που δημιουργείται είναι μεγαλύτερης έντασης, της τάξης των ≈ 50 kV/cm. Το πλέγμα που χωρίζει τις δύο περιοχές δεν αποτελεί ένα ενιαίο ηλεκτρόδιο, αλλά περιλαμβάνει πλήθος οπών διαμέτρου 35 μ m, οι οποίες επιτρέπουν τη διέλευση σωματιδίων μεταξύ των δύο περιοχών, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8.

Όταν λοιπόν ένα φορτισμένο σωματίδιο εισέρχεται στην περιοχή ολίσθησης του ανιχνευτή, ιονίζει το αέριο δημιουργώντας ένα ή περισσότερα ζεύγη ιόντων - ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια λόγω του πεδίου επιταχύνονται προς το mesh, και εισέρχονται στο ακόμα πιο έντονο πεδίο του amplification gap. Λόγω της μεγάλης ενέργειας που έχει αποκτήσει το ηλεκτρόνιο προκαλεί δευτερεύοντες ιονισμούς στο αέριο, και κάθε νέο ηλεκτρόνιο που ιονίζεται αποκτά και αυτό αντίστοιχη ενέργεια λόγω του πεδίου, ιονίζοντας με την σειρά του κάποιο άλλο άτομο. Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως φαινόμενο χιονοστιβάδας ή καταγισμός ηλεκτρονίων και έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία μεγάλου πλήθους θετικών ιόντων και ηλεκτρονίων που κατευθύνονται αντίστοιχα προς το πλέγμα και την άνοδο. Η συλλογή του σήματος μπορεί να γίνει από οποιοδήποτε από τα παραπάνω δύο ηλεκτρόδια, όμως στο παρόν πείραμα επιλέγεται να γίνει από το mesh.



Σχήμα 2.8: Φωτογραφία του MicroMesh από ηλεκτρονικό μικροσκόπιο.

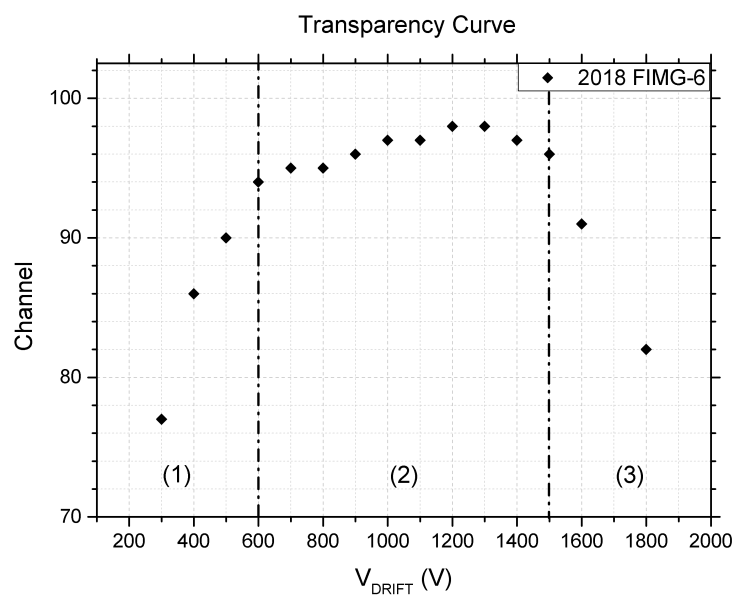
Ένα από σημαντικότερα τμήματα του MicroMegas είναι το αέριο που αποτελεί το ενεργό υλικό του. Ως κύριο υλικό επιλέγεται συνήθως ένα ευγενές αέριο, στην συγκεκριμένη περίπτωση το Αργό (^{40}Ar), το οποίο δεν είναι ηλεκτραρνητικό και άρα δεν συλλέγει τα ελεύθερα ηλεκτρόνια δημιουργώντας ανιόντα. Επίσης τα ευγενή αέρια παρασκευάζονται με υψηλή καθαρότητα και έχουν μεγάλη ενέργεια ιονισμού, γεγονός εξαιρετικά χρήσιμο, αφού ιονίζονται από φορτισμένα σωματίδια (θραύσματα σχάσης ή α) και όχι από περιβαλλοντική ακτινοβολία. Επιπλέον είναι μονοατομικά στοιχεία που δεν εκτελούν περιστροφικές ή ταλαντωτικές κινήσεις και άρα η προσπίπτουσα ακτινοβολία είτε τα ιονίζει, είτε σκεδάζεται ελαστικά. Σαν πρόσμιξη στο Ar προστίθεται επίσης ένα ηλεκτραρνητικό αέριο, το CO_2 , ώστε να απορροφά τα ελεύθερα ηλεκτρόνια που δεν έχουν προκύψει από εισερχόμενα σωματίδια, αλλά από ιονισμό των μεταλλικών τμημάτων του ανιχνευτή. Το τελικό μείγμα αερίου στο συγκεκριμένο πείραμα είναι σε αναλογία $\text{Ar}:\text{CO}_2$, 90:10.

2.4.1 Μελέτη Ανιχνευτών MicroMegas

Κατά την προετοιμασία του πειράματος, έγινε μελέτη δύο βασικών χαρακτηριστικών των MicroMegas, της διαπερατότητας (*transparency*) και της ενίσχυσης (*gain*). Η διαπερατότητα αναφέρεται στην ικανότητα των φορέων που δημιουργούνται στην περιοχή ολίσθησης να διέρχονται μέσω του mesh επιτυχώς στην περιοχή ενίσχυσης, ενώ η ενίσχυση αναφέρεται στην ικανότητα του ανιχνευτή να πολλαπλασιάζει τα ιόντα της περιοχής ενίσχυσης μέσω του φαινομένου χιονοστιβάδας που περιγράφηκε παραπάνω στην Παράγραφο 2.4. Και τα δύο χαρακτηριστικά εξαρτώνται άμεσα από τα πεδία που δημιουργούνται εντός του ανιχνευτή, δηλαδή από τις εφαρμοζόμενες τάσεις και από τις αποστάσεις μεταξύ των ηλεκτροδίων, καθώς και από το αέριο που χρησιμοποιείται. Οι αποστάσεις μεταξύ των ηλεκτροδίων τέθηκαν σταθερές για όλους τους ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν, οπότε σκοπός της μελέτης αυτής είναι η εύρεση της κατάλληλης τάσης που θα εφαρμοστεί στα δύο ηλεκτρόδια, με σκοπό τη βέλτιστη λειτουργία του ανιχνευτή. Σημαντικό είναι επίσης να σημειωθεί ότι πριν την πραγματοποίηση των παρακάτω δοκιμών ο θάλαμος ήταν συνδεδεμένος με το σύστημα παροχής αερίου για πάνω από 3 ώρες, ώστε όλος ο ατμοσφαιρικός αέρας του θαλάμου να αντικατασταθεί από το μείγμα αερίου.

Διαπερατότητα Ανιχνευτή MicroMegas

Για τον έλεγχο της διαπερατότητας του ανιχνευτή, η τάση στο mesh παραμένει σταθερή στα ~200 - 250 V (ανάλογα τον ανιχνευτή) και η τάση στο drift μεταβάλλεται. Για τις διάφορες τιμές της τάσης λαμβάνεται φάσμα σωματιδίων- α και σημειώνεται η θέση του κεντροειδούς της κορυφής που αντιστοιχεί σε αυτά. Ως πηγές σωματιδίων- α χρησιμοποιήθηκαν σημειακές πηγές αμερικού (^{241}Am), αλλά και οι στόχοι ακτινίδων που περιγράφηκαν στην Παράγραφο 2.3. Στο Σχήμα 2.9, παρουσιάζεται ενδεικτικά η καμπύλη διαπερατότητας (*transparency curve*) για τον ανιχνευτή 2018 FIMG-6, όπου διακρίνονται τρεις ξεχωριστές περιοχές.



Σχήμα 2.9: Η καμπύλη διαπερατότητας του ανιχνευτή 2018 FIMG-6.

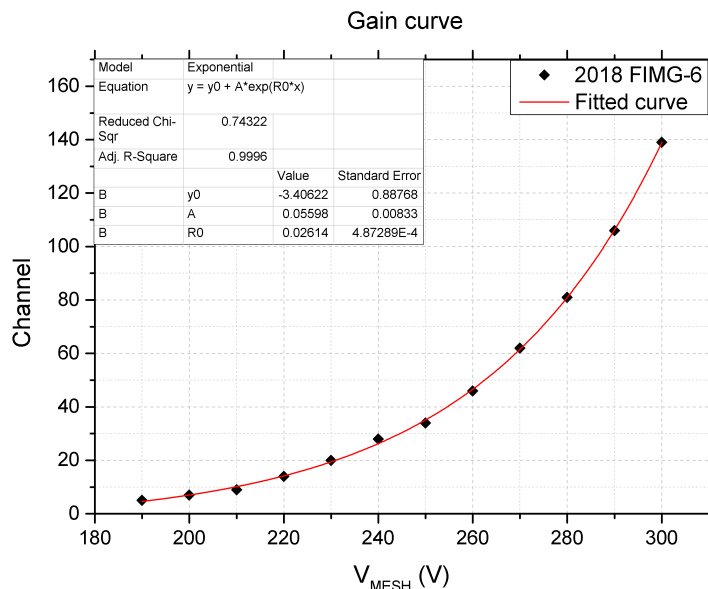
- (1) **Περιοχή Επανασύνδεσης:** Στην περιοχή αυτή το πεδίο είναι αρκετά ασθενές για να επιταχύνει επαρκώς τα ηλεκτρόνια προς το mesh. Έτσι μεγάλο μέρος των ζευγών ιόντων - ηλεκτρονίων επανασυνδέονται πριν τα ηλεκτρόνια περάσουν στην περιοχή ενίσχυσης και η εισερχόμενη ακτινοβολία δεν ανιχνεύεται επαρκώς. Με την αύξηση της τάσης παρατηρείται ότι το φαινόμενο είναι αμελητέο.
- (2) **Πλατό (Plateau):** Το πλατό αποτελεί την περιοχή βέλτιστης λειτουργίας του ανιχνευτή, όπου δηλαδή ο μέγιστος αριθμός ιόντων περνά στην περιοχή ενίσχυσης. Παρατηρείται ότι για τον συγκεκριμένο ανιχνευτή η περιοχή έχει αρκετά μεγάλο εύρος ~900 V.
- (3) **Περιοχή Σύγκλισης:** Στην περιοχή αυτή το πεδίο ολίσθησης είναι τόσο έντονο, ώστε οι δυναμικές του γραμμές συγκλίνουν προς το mesh. Το γεγονός αυτό έχει ως αποτέλεσμα τα ιόντα ακολουθώντας τις δυναμικές γραμμές να καταλήγουν στο πλέγμα χωρίς να το διαπερνούν, και έτσι δεν εισέρχονται στην περιοχή ενίσχυσης.

Ακολουθώντας την αντίστοιχη διαδικασία για όλους τους ανιχνευτές διαπιστώθηκε ότι όλοι βρίσκονται στην περιοχή του πλατό όταν η κάθοδος βρίσκεται σε τάση από -800 V μέχρι -1000 V.

Ενίσχυση Ανιχνευτή MicroMegas

Για τη μελέτη της ενίσχυσης του ανιχνευτή η διαδικασία είναι παρόμοια με αυτή της μελέτης της διαπερατότητας με την διαφορά ότι εδώ η τάση της καθόδου παραμένει σταθερή στα -1000 V, ενώ η τάση του mesh μεταβάλλεται. Για κάθε διαφορετική τάση στο mesh λαμβάνεται ένα φάσμα σωματιδίων και σημειώνεται η θέση του κεντροειδούς της κορυφής που τους αντιστοιχεί. Με τον τρόπο αυτό περιγράφεται η *καμπύλη ενίσχυσης (gain curve)*. Στο Σχήμα 2.10 φαίνεται ενδεικτικά, η καμπύλη ενίσχυσης για τον ανιχνευτή 2018 FIMG-6.

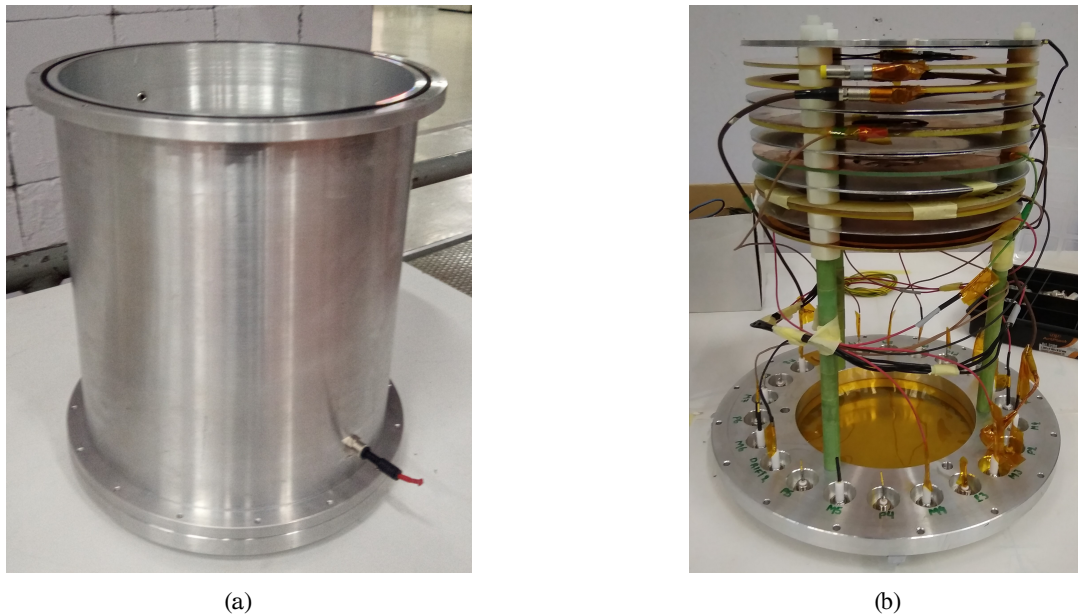
Μέσω της καμπύλης ενίσχυσης καθορίζεται το ενεργειακό εύρος ανίχνευσης του MicroMegas. Για μεγάλες τιμές τάσης του πλέγματος δημιουργείται τόσο ισχυρό πεδίο στην περιοχή ενίσχυσης, ώστε στο υλικό του amplification gap (karton) προκαλείται διηλεκτρική κατάρρευση και το φορτίο είναι τέτοιο που προκαλείται ηλεκτρικό τόξο (spark) μεταξύ του mesh και του pad. Όπως αναμένεται για ανιχνευτές αερίου τα σημεία της καμπύλης ενίσχυσης ακολουθούν εκθετική συνάρτηση.



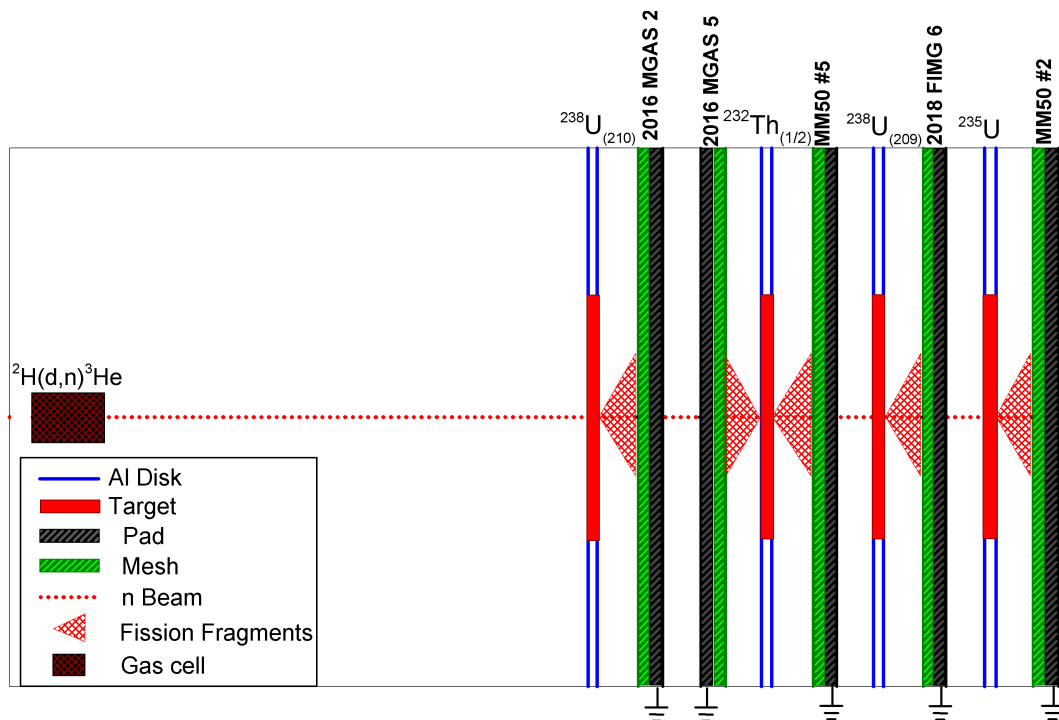
Σχήμα 2.10: Η καμπύλη ενίσχυσης του ανιχνευτή 2018 FIMG-6 με εκθετική προσαρμογή.

2.5 Πειραματικός Θάλαμος

Όπως αναφέρθηκε στην παράγραφο 2.4 οι ανιχνευτές MicroMegas είναι ανιχνευτές αερίου και το σύστημα στόχων - ανιχνευτών τοποθετείται εντός μίας στεγανής επιφάνειας, στην οποία διοχετεύεται το μείγμα αερίου. Το σκοπό αυτό εξυπηρετεί ο πειραματικός θάλαμος, ο οποίος είναι ένα κυλινδρικό δοχείο που κατασκευάστηκε στο CERN για το EMΠ (Σχήμα 2.11a). Ο θάλαμος είναι κατασκευασμένος από μείγμα μετάλλων, με κύριο συστατικό το αλουμίνιο (96%), έχει εσωτερική διάμετρο 24 cm, τοιχώματα πάχους 0.5 cm και εσωτερικό ύψος 28.4 cm. Η κάθε πλευρά του κυλίνδρου κλείνει αεροστεγώς με ένα καπάκι από το ίδιο μείγμα μετάλλου το οποίο περιλαμβάνει ένα παράθυρο από καρτον διαμέτρου 15 cm και πάχους 50 μm . Το σύστημα στόχων - ανιχνευτών τοποθετήθηκε εντός του πειραματικού θαλάμου, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.12.



Σχήμα 2.11: (a) Ο πειραματικός θάλαμος (αριστερά) και (b) η συστοιχία ανιχνευτών - στόχων (δεξιά).



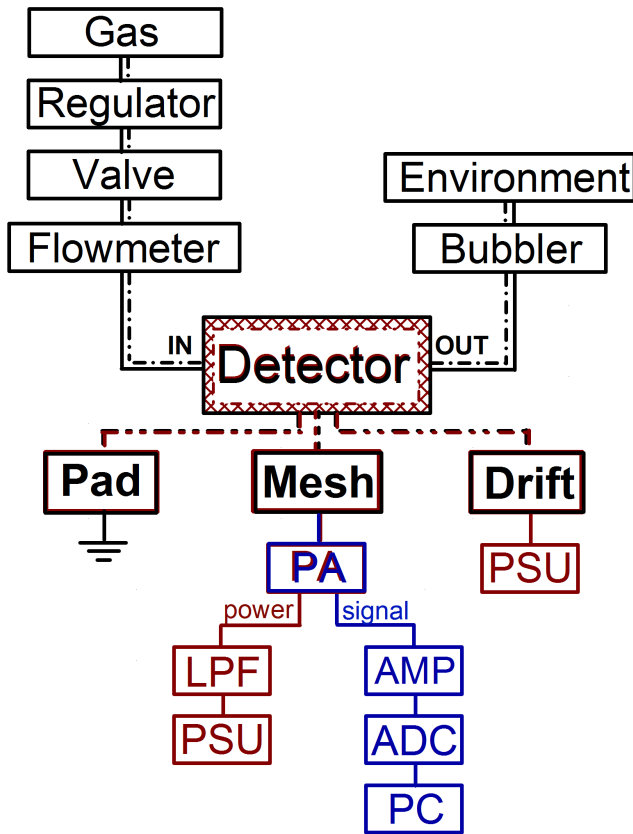
Σχήμα 2.12: Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος στόχων - ανιχνευτών εντός του θαλάμου.

Τέλος ο θάλαμος περιλαμβάνει δύο οπές μέσω των οποίων επιτυγχάνεται η κυκλοφορία του αερίου.

Το σύστημα παροχής αερίου περιγράφεται στην παράγραφο 2.6.

2.6 Ηλεκτρονικά - Συνδεσμολογία

Η συνδεσμολογία του ανιχνευτικού συστήματος χωρίζεται σε δύο βασικά μέρη, το *σύστημα παροχής αερίου* και την *ηλεκτρονική διάταξη* μέσω της οποίας επιτυγχάνεται η τροφοδοσία των ανιχνευτών και η καταγραφή του σήματος (Σχήμα 2.13).



Σχήμα 2.13: Σχηματική αναπαράσταση της συνδεσμολογίας των ανιχνευτών.

λειτουργίας του ανιχνευτή (βλ. Σχ. 2.9). Το mesh είναι συνδεδεμένο με την είσοδο του προενισχυτή CAEN A1422 (PA - Pre Amplifier) μέσω ενός καλωδίου που εξυπηρετεί τόσο στην τροφοδοσία του mesh, όσο και στη συλλογή του σήματος. Η πρώτη έξοδος του προενισχυτή (κόκκινη διαδρομή του Σχήματος 2.13) καταλήγει στο τροφοδοτικό ρεύματος, ώστε να τεθεί το mesh σε τάση ~ 250 V. Μεταξύ της τροφοδοσίας και του PA παρεμβάλλεται ένα βαθυπερατό φίλτρο (LPF - Low Pass Filter) για εξουδετέρωση του ηλεκτρονικού θορύβου που ενδέχεται να αλλοιώσει το σήμα του mesh.

Η δεύτερη έξοδος του προενισχυτή (μπλε διαδρομή του Σχήματος 2.13) αφορά την επεξεργασία του σήματος που συλλέχθηκε από το mesh. Ο προενισχυτής είναι ένας διαφοριστής - ολοκληρωτής που δέχεται το συνολικό φορτίο του mesh και το στέλνει στον ενισχυτή (AMP - Amplifier) σαν παλμό ύψους μερικών εκατοντάδων mV. Ο ενισχυτής αποτελείται από ένα RC - CR κύκλωμα το οποίο μεταφράζει το φορτίο του PA ως πλήθος ηλεκτρικών ταλαντώσεων που εκτέλεσε το κύκλωμα, δηλαδή διάκριση παλμού. Από τον ενισχυτή προκύπτει παλμός ύψους μερικών V, ο οποίος συλλέγεται από τον αναλογοψηφιακό μετατροπέα (ADC - Analog to Digital Converter) και τον πολυδιαυλικό αναλυτή (MCA - Multi Channel Analyzer) όπου γίνεται η ψηφιοποίηση του σήματος και η ταξινόμησή του σε κανάλια ανάλογα με το ύψος του παλμού, που είναι ανάλογο με την ενέργεια που εναποτέθηκε στον MicroMegas από την εισερχόμενη ακτινοβολία. Μέσω της παραπάνω διαδικασίας προκύπτει στον υπολογιστή το σωματιδιακό φάσμα που περιγράφεται στο Κεφάλαιο 3.

Η παροχή αερίου στους ανιχνευτές, όπως αναφέρθηκε στην Παράγραφο 2.4 πραγματοποιείται μέσω δύο οπών που βρίσκονται στα τοιχώματα του πειραματικού θαλάμου. Η οπή εισόδου του αερίου είναι συνδεδεμένη με ένα ροόμετρο (flowmeter), το οποίο ρυθμίζει τη ροή του αερίου στα ~ 3 lt/hr. Μεταξύ της φιάλης αερίου και του ροομέτρου μεσολαβούν δύο βαλβίδες οι οποίες ρυθμίζουν το αέριο που φτάνει στο ροόμετρο. Από την άλλη η οπή εξόδου του αερίου είναι συνδεδεμένη με ένα φυσαλιδογόνο (bubbler) μέσω του οποίου παρακολουθείται η ροή που εξέρχεται από τον θάλαμο, διασφαλίζοντας την μη ύπαρξη διαρροών αερίου. Ο bubbler καταλήγει μέσω ενός ανοιχτού σωλήνα στο περιβάλλον, και αφού το σύστημα παροχής αερίου είναι ανοιχτό στην έξοδό του, η πίεση του αερίου εντός του θαλάμου είναι η ατμοσφαιρική.

Σχετικά με τη διάταξη των ηλεκτρονικών μονάδων, το κάθε ηλεκτρόδιο του ανιχνευτή (pad, mesh, drift) ανάλογα με τον σκοπό που εξυπηρετεί έχει και την κατάλληλη συνδεσμολογία. Αρχικά η άνοδος (pad) του κάθε ανιχνευτή είναι γειωμένη με μία τερματική αντίσταση των 50 Ω. Το ηλεκτρόδιο της καθόδου (drift) είναι συνδεδεμένο με ένα τροφοδοτικό υψηλής τάσης (PSU - Power Supply Unit) που παρέχει την τάση των ~ 800 V. Η εν λόγω τάση των drift που εφαρμόστηκε στο πείραμα, αν και χαμηλότερη από την τάση των 1000 V στην οποία έγινε έλεγχος της ενίσχυσης του ανιχνευτή, ανήκει στην περιοχή βέλτιστης

Κεφάλαιο 3

Υπολογισμός Ενεργού Διατομής

Στο κεφάλαιο αυτό ακολουθεί μια συνοπτική αναφορά στον ορισμό της ενεργού διατομής σχάσης, και μια εκτενής παρουσίαση της ανάλυσης που έγινε στα πειραματικά δεδομένα για την εξαγωγή της ενεργού διατομής σχάσης $^{232}\text{Th}(n,f)$ χρησιμοποιώντας τους στόχους ^{238}U και ^{235}U ως στόχους αναφοράς.

3.1 Ενεργός Διατομή

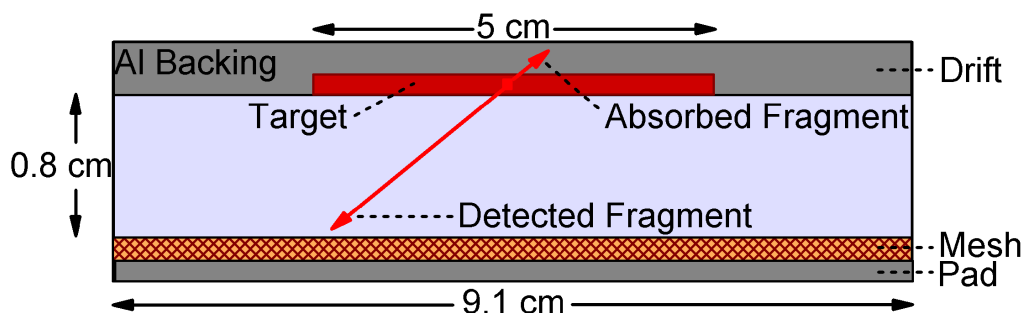
Σε μία πυρηνική αντίδραση της μορφής $A(a,b)B$ το μέγεθος που κατά κύριο λόγο τη χαρακτηρίζει είναι η πιθανότητα αυτή η αντίδραση να λάβει χώρα υπό ορισμένες συνθήκες. Η πιθανότητα αυτή εκφράζεται μέσω της *ενεργού διατομής* σ , η οποία έχει διαστάσεις επιφάνειας, και εκφράζει το πλήθος των αλληλεπιδράσεων Y που θα έχουν τα σωματίδια μίας δέσμης ροής Φ με τους πυρήνες ενός στόχου πυρηνικής πυκνότητας N [28]. Ισχύει δηλαδή:

$$\sigma = \frac{Y}{\Phi N} \quad (3.1)$$

όπου:

- Y (*Yield*) είναι το πλήθος των γεγονότων που θα λάβουν χώρα ανά μονάδα χρόνου
- Φ είναι η ροή σωματιδίων που προσπίπτει στον στόχο σε μονάδες σωμάτων ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα χρόνου
- N είναι ο αριθμός των πυρήνων του στόχου με τους οποίους μπορεί να αλληλεπιδράσει η δέσμη

Η παραπάνω ποσότητα αναφέρεται στον ολικό αριθμό των αλληλεπιδράσεων που μπορεί να συμβούν και άρα θεωρείται ότι γίνεται ανίχνευση όλων των σωματιδίων που εκπέμπονται από τον στόχο προς οποιαδήποτε διεύθυνση. Η αντίστοιχη ποσότητα που περιγράφει την πιθανότητα πραγματοποίησης μιας αντίδρασης σε δεδομένη γωνία θ ανά μονάδα *στερεάς γωνίας* Ω μεταξύ στόχου και ανιχνευτή ονομάζεται *διαφορική ενεργός διατομή* και συμβολίζεται με $d\sigma/d\Omega$. Στο παρόν πείραμα η τοποθέτηση των στόχων και των ανιχνευτών είναι τέτοια ώστε ο ανιχνευτής έχει στερεά γωνία 2π , δηλαδή “βλέπει” τα μισά θραύσματα σχάσης που εκπέμπονται από τον στόχο. Παρόλα αυτά κατά τη σχάση τα θραύσματα εκπέμπονται αντιδιαμετρικά, οπότε σε κάθε αντίδραση ένα από τα δύο θραύσματα θα ανιχνεύεται, ενώ το δεύτερο θα απορροφάται από το backing του στόχου (Σχήμα 3.1). Επομένως υπολογίζεται η ολική ενεργός διατομή σχάσης και όχι η διαφορική.



Σχήμα 3.1: Σχηματική αναπαράσταση της πορείας των θραυσμάτων σχάσης στο εσωτερικό του ανιχνευτή.

Η Σχέση 3.1 αφορά την “απόλυτη” μέτρηση της ενεργού διατομής και η εφαρμογή της προϋποθέτει τον προσδιορισμό της νετρονικής ροής που προσπίπτει στον προς μέτρηση στόχο. Για να παρακαμφθεί ο υπολογισμός αυτός, στην παρούσα εργασία η μέτρηση της ενεργού διατομής γίνεται “σχετικά”, δηλαδή βάσει στόχων αναφοράς μέσω της Σχέσης 3.2. Στη σχετική αυτή μέτρηση, σε αντίθεση με μία απόλυτη, περιλαμβάνεται ο λόγος των ροών των νετρονίων μεταξύ του προς μέτρηση στόχου και του στόχου αναφοράς, ο οποίος μπορεί να υπολογιστεί μέσω προσομοιώσεων, αφού εξαρτάται μόνο από τη γεωμετρία της διάταξης (βλ. Παρ. 3.3.1). Επομένως για τον υπολογισμό της ολικής ενεργού διατομής σχάσης της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n,f)$ για δεδομένη ενέργεια, η σχέση εργασίας είναι η εξής:

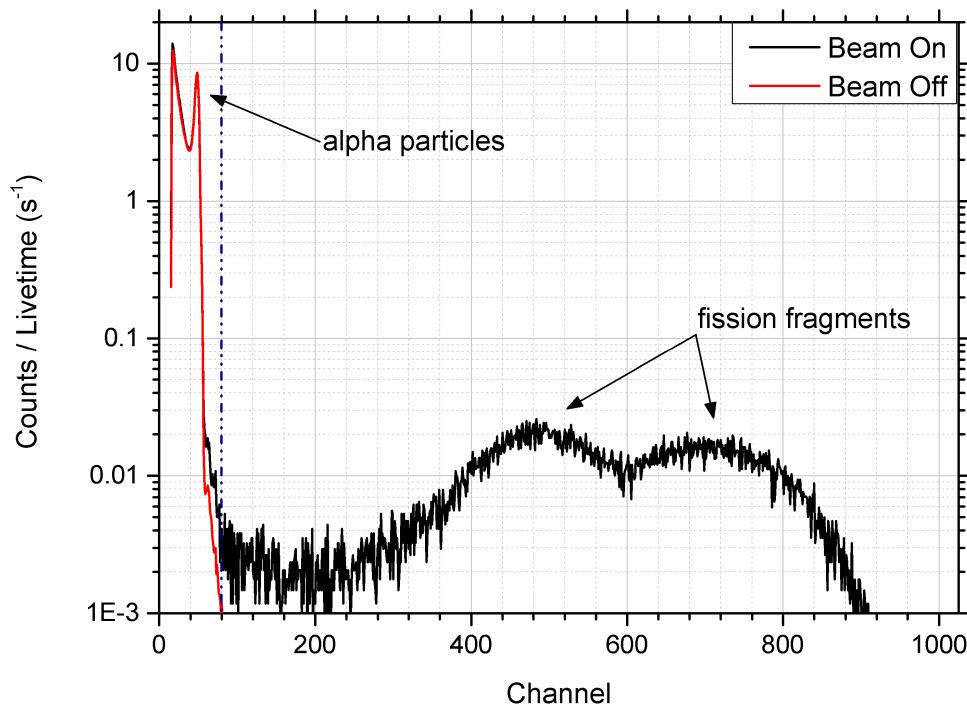
$$\sigma(E) = \frac{Y(E)}{Y^{ref}(E)} \cdot \frac{\Phi^{ref}(E)}{\Phi(E)} \cdot \frac{N^{ref}}{N} \cdot \sigma^{ref}(E) \quad (3.2)$$

όπου:

- Ο δείκτης *ref* υποδηλώνει τους στόχους αναφοράς (^{235}U ή ^{238}U), ενώ η απουσία του υποδηλώνει τον προς μέτρηση στόχο Th.
- *Y* το πλήθος των γεγονότων που καταγράφηκαν από τον ανιχνευτή MicroMegas με τις κατάλληλες διορθώσεις (βλ. Παρ. 3.5).
- Φ η ροή νετρονίων που προσπίπτει στον κάθε στόχο σε μονάδες neutrons/cm².
- *N* ο αριθμός των πυρήνων στην ενεργή επιφάνεια του στόχου.
- σ^{ref} η ενεργός διατομή του εκάστοτε στόχου αναφοράς (^{235}U ή ^{238}U) από την διαδικτυακή βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [4].

3.2 Ανάλυση Πειραματικών Φασμάτων

Όπως αναφέρθηκε στην Παράγραφο 2.6, η ενέργεια που εναποθέτουν τα σωματίδια-α και τα θραύσματα σχάσης στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή μεταφράζεται από τις ηλεκτρονικές μονάδες σε ένα σωματιδιακό φάσμα, όπως αυτό που παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.2. Το κάθε κανάλι (Channel) του οριζόντιου άξονα του φάσματος αντιστοιχεί σε ένα καθορισμένο ενεργειακό εύρος της ακτινοβολίας που ανιχνεύθηκε.



Σχήμα 3.2: Τυπικό φάσμα σχάσης για τον στόχο ^{235}U για δέσμη νετρονίων ενέργειας 9.9 MeV (Beam On) και χωρίς δέσμη νετρονίων (Beam Off). Οι τιμές των counts είναι κανονικοποιημένες στον χρόνο διάρκειας την μέτρησης.

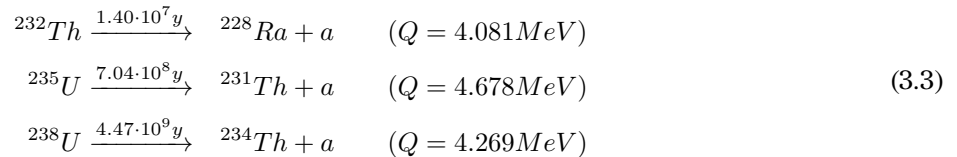
Στο Σχήμα 3.2 παρουσιάζονται δύο τυπικά φάσματα που κατέγραψε ο ανιχνευτής MM50 #2 από τον στόχο ^{235}U , για δέσμη νετρονίων ενέργειας 9.9 MeV (Beam On) και χωρίς δέσμη νετρονίων (Beam Off). Τα γεγονότα (*Counts*) που κατέγραψε ο ανιχνευτής είναι κανονικοποιημένα στον χρόνο που διήρκεσε η κάθε μέτρηση (*Livetime*), ώστε τα δύο φάσματα να είναι συγκρίσιμα ως προς την ενεργότητα των στόχων. Όπως αναφέρθηκε στην Παράγραφο 2.3 οι ακτινίδες αποδιεγείρονται αυθόρμητα μέσω α-διάσπασης και η συνήθης ενέργεια των σωματιδίων-α είναι ~4 - 5 MeV. Από την άλλη η ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης είναι της τάξης των ~50 - 110 MeV και έτσι στο φάσμα διακρίνονται δύο ενεργειακές περιοχές ανάλογα που τον τύπο του σωματιδίου που ανιχνεύθηκε, οι οποίες διαχωρίζονται με διακεκομμένη γραμμή.

Στην πρώτη ενεργειακή περιοχή (αριστερά της διακεκομμένης γραμμής του Σχ. 3.2) φαίνονται τα σωματίδια-α που εκπέμφθηκαν από την αποδιέγερση του στόχου. Όπως αναμένεται, επειδή ο ρυθμός με τον οποίο αποδιεγείρεται η ακτινίδα (reaction rate) είναι σταθερός και η αποδιέγερση-α δεν επηρεάζεται από το νετρονικό περιβάλλον στο οποίο βρίσκεται ο στόχος στην Beam On μέτρηση, έτσι και παρατηρείται ότι τα δύο φάσματα συμπίπτουν σε αυτήν την ενεργειακή περιοχή.

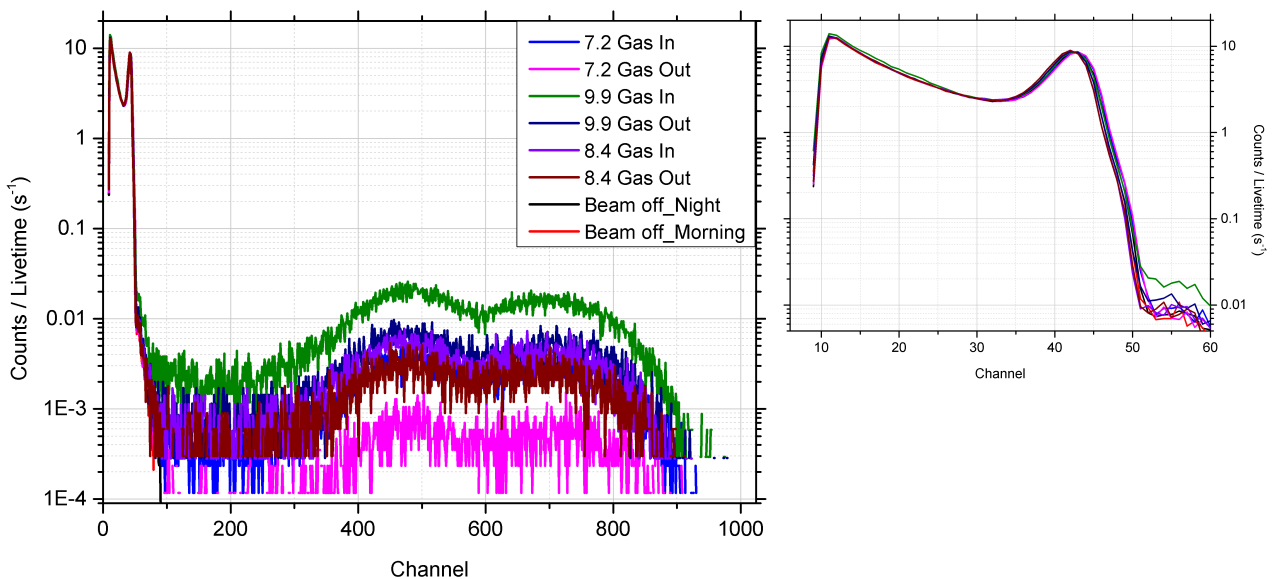
Στην δεύτερη ενεργειακή περιοχή (δεξιά της διακεκομμένης γραμμής του Σχ. 3.2) εμφανίζονται τα θραύσματα σχάσης, τα οποία δημιουργούν μία καμπύλη που εκτείνεται μέχρι το κανάλι ~900. Μεγάλο θεωρητικό ενδιαφέρον έγκειται στο γεγονός ότι στην καμπύλη των θραυσμάτων σχάσης διακρίνονται δύο κατανομές, οι οποίες χωρίζονται περίπου στο κανάλι 600. Η ύπαρξη των δύο κατανομών φανερώνει την τάση που έχει ένας πυρήνας για μη συμμετρική σχάση, όπως περιγράφηκε στην Παράγραφο 1.2.1. Με βάση το ισοζύγιο υλοενέργειας, στα μικρότερα κανάλια και άρα σε χαμηλότερη ενέργεια φαίνονται τα βαρύτερα θραύσματα ($Z \sim 140$), ενώ στα μεγαλύτερα κανάλια και άρα σε υψηλότερη ενέργεια φαίνονται τα ελαφρύτερα ($Z \sim 95$). Με άλλα λόγια, η εικόνα της δεύτερης ενεργειακής περιοχής του Σχήματος 3.2 αντιστοιχεί στην κατανομή των μαζών των θραυσμάτων σχάσης του Σχήματος 1.3.

3.2.1 Μελέτη Φασμάτων Beam Off

Πρώτο βήμα στην ανάλυση των πειραματικών φασμάτων είναι η μελέτη των κορυφών των σωματιδίων-α σε Beam On και Beam Off μετρήσεις. Οι στόχοι ακτινίδων είναι α-ενεργοί, επομένως λαμβάνουν χώρα οι εξής αποδιεγέρσεις:



Άρα αναμένεται ο κάθε ανιχνευτής να ανιχνεύει τα σωματίδια-α ενέργειας ~4 MeV που εκπέμπει ο αντίστοιχος στόχος σε όλες τις μετρήσεις με τον ίδιο ρυθμό. Έτσι όλα τα φάσματα κανονικοποιήθηκαν στο αντίστοιχο livetime (ενεργό χρόνο μέτρησης του ADC) ώστε ο κάθετος άξονας να παρουσιάζει τα reaction rate και ελέγχθηκε κατά πόσο ταυτίζονται οι κορυφές που αντιστοιχούν στα σωματίδια-α.



Σχήμα 3.3: Τα φάσματα του στόχου ^{235}U κανονικοποιημένα στο livetime της κάθε μέτρησης (αριστερά) και οι αντίστοιχες κορυφές των σωματιδίων-α σε μεγέθυνση για λόγους σύγκρισης (δεξιά).

Στο Σχήμα 3.3 παρουσιάζονται ενδεικτικά τα φάσματα του στόχου ^{235}U , όπου παρατηρείται πολύ καλή ταύτιση των κορυφών που αντιστοιχούν στα σωματίδια-α. Με τον τρόπο αυτό επιβεβαιώνεται ότι κατά τη διάρκεια των μετρήσεων κανένας ανιχνευτής δεν παρουσίασε κάποιο πρόβλημα, όπως gain shift λόγω μεταβολής της τάσης των ηλεκτροδίων.

Τα Beam Off φάσματα δεν χρησιμεύουν μόνο στην επιβεβαίωση της καλής λειτουργίας των ανιχνευτών. Όπως αναφέρθηκε νωρίτερα στην Παράγραφο 3.2, τα φάσματα των MicroMegas χωρίζονται σε δύο ενεργειακές περιοχές, ανάλογα με το είδος του σωματιδίου που ανιχνεύθηκε (σωμάτιο-α ή θραύσμα σχάσης). Μέσω των φασμάτων Beam Off εντοπίζεται το μέγιστο κανάλι στο οποίο εμφανίζονται σωματίδια-α (*amplitude threshold*), και άρα από ποιο κανάλι και μετά ο ανιχνευτής κατέγραψε μόνο θραύσματα σχάσης (Πίνακας 3.1). Έτσι η ολοκλήρωση του κάθε φάσματος ξεκινάει από το κανάλι threshold, και με τον τρόπο αυτό στον υπολογισμό του παράγοντα Y της σχέσης 3.2 λαμβάνονται υπόψη μόνο γεγονότα σχάσης και όχι η α-αποδιέγερση των στόχων.

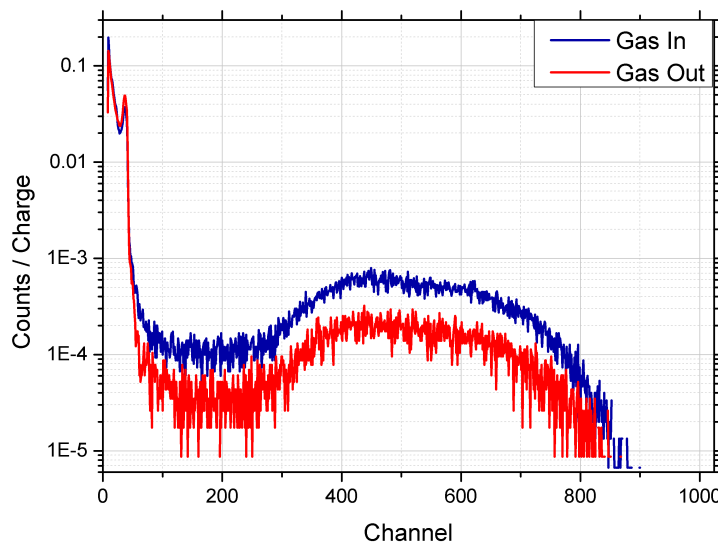
Η προσθήκη του εν λόγω ορίου ολοκλήρωσης των φασμάτων ενδεχομένως να οδηγεί σε υποτίμηση των καταγεγραμμένων γεγονότων σχάσης, αφού κάποια θραύσματα εκπέμπονται με ενέργεια συγκρίσιμη με αυτή των σωματιδίων-α. Επομένως τα θραύσματα αυτά “χάνονται” μέσα στο υπόβαθρο των σωματιδίων-α και δεν λαμβάνονται υπόψη. Η διόρθωση για το όριο ολοκλήρωσης πραγματοποιείται με χρήση του κώδικα FLUKA [29], και από μελέτη σε προηγούμενη εργασία [3] δεν υπερβαίνει το 3% των καταγεγραμμένων θραυσμάτων. Λόγω του μικρού μεγέθους της διόρθωσης, στην παρούσα εργασία δεν έχει πραγματοποιηθεί ο αντίστοιχος υπολογισμός.

Στόχος	Amplitude Threshold (Channel)
$^{238}\text{U}_{(210)}$	93
$^{232}\text{Th}_{(1)}$	141
$^{232}\text{Th}_{(2)}$	86
$^{238}\text{U}_{(209)}$	42
^{235}U	93

Πίνακας 3.1: Τα amplitude threshold του κάθε στόχου, όπως αυτά υπολογίστηκαν από τα Beam Off φάσματα

3.2.2 Διόρθωση Gas In / Gas Out

Όπως αναφέρθηκε στην Παράγραφο 2.2.1 η αλληλεπίδραση της δέσμης δευτερίων με τα υλικά που την περιβάλλουν είναι μία σημαντική πηγή παρασιτικών νετρονίων. Έτσι για την κάθε μέτρηση λαμβάνεται εκτός του κανονικού φάσματος, όπου το gas cell είναι γεμάτο με αέριο δευτέριο (gas in), ένα ακόμα φάσμα στο οποίο η κυψελίδα είναι άδεια (gas out). Τέτοια φάσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.4, για τον στόχο $^{238}\text{U}_{(210)}$ σε ενέργεια νετρονίων $E_n = 9.9$ MeV. Για να εξασφαλιστεί ότι τα δύο φάσματα είναι συγκρίσιμα, κανονικοποιούνται στο φορτίο της δέσμης δευτερίων που προσέκρουσε στο Faraday cup. Επομένως ο κάθετος άξονας των φασμάτων του Σχήματος 3.4 υποδηλώνει Counts ανά παλμό φορτίου (charge) που καταγράφηκε. Από την αφαίρεση των δύο φασμάτων προκύπτει με αρκετά καλή ακρίβεια ένα φάσμα θραυσμάτων σχάσης που έχουν προκληθεί μόνο από νετρόνια που παρήχθησαν από αλληλεπίδραση της δέσμης δευτερίων με το αέριο δευτέριο.



Σχήμα 3.4: Τα φάσματα gas in και gas out κανονικοποιημένα στο φορτίο της δέσμης δευτερίων που προσέκρουσε στο gas cell, για τον στόχο $^{238}\text{U}_{(210)}$ σε ενέργεια νετρονίων $E_n = 9.9$ MeV.

Στον Πίνακα 3.2 παρουσιάζονται τα ποσοστά των Yield τα οποία αποδίδονται σε παρασιτικά νετρόνια μέσω της αφαίρεσης των φασμάτων gas in και gas out, $f_{par}^{GasIn/Out}$.

Στόχος	$f_{par}^{GasIn/Out}$		
	7.2 MeV	8.4 MeV	9.9 MeV
$^{238}\text{U}_{(210)}$	21.4%	52.6%	34.2%
$^{232}\text{Th}_{(1)}$	22.8%	54.4%	36.4%
$^{232}\text{Th}_{(2)}$	24.1%	54.2%	33.3%
$^{238}\text{U}_{(209)}$	20.4%	53.7%	35.0%
^{235}U	24.9%	60.8%	44.1%

Πίνακας 3.2: Τα ποσοστά των Yield που αποδίδονται σε παρασιτικά νετρόνια μέσω της αφαίρεσης των φασμάτων gas in και gas out για τον κάθε στόχο σε κάθε ενέργεια.

Παρατηρείται ότι τα νετρόνια που παρήχθησαν μέσω αλληλεπίδρασης της δέσμης με τα υλικά της διάταξης έχουν πολύ σημαντική συνεισφορά στα καταγεγραμμένα γεγονότα σχάσης, αφού η διόρθωση σε αρκετές περιπτώσεις ξεπερνάει το 50%. Δηλαδή, για τη μέτρηση με ενέργεια δέσμης νετρονίων 8.4 MeV, πάνω από τα μισά counts που καταγράφηκαν από τους ανιχνευτές δεν αποδίδονται σε νετρόνια που παρήχθησαν μέσω της D-D.

3.2.3 Διόρθωση Deadtime

Οι ηλεκτρονικές μονάδες ADC/MCA που είναι υπεύθυνες για τη ψηφιοποίηση και την ταξινόμηση των ηλεκτρονικών σημάτων (βλ. Παρ. 2.6), χρειάζονται συγκεκριμένο υπολογιστικό χρόνο για να επιτελέσουν την λειτουργία τους. Σε αυτό το χρονικό παράθυρο, όπου οι μονάδες είναι "απασχολημένες", ενδέχεται να καταφθάσουν νέα σήματα προς επεξεργασία και να μην καταγραφούν. Για να ληφθούν υπόψη αυτά τα γεγονότα υπολογίζεται ο διορθωτικός παράγοντας νεκρού χρόνου (*Deadtime*), f_{DT} , ως εξής:

$$f_{DT} = 1 - \frac{Livetime}{Realtime} \quad (3.4)$$

όπου Live time είναι ο χρόνος στον οποίο το ανιχνευτικό σύστημα επεξεργάζεται τα εισερχόμενα σήματα, ενώ Real time ο ωρολογιακός χρόνος της μέτρησης.

Στόχος	f_{DT}		
	7.2 MeV	8.4 MeV	9.9 MeV
$^{238}\text{U}_{(210)}$	0.01%	0.01%	0.02%
$^{232}\text{Th}_{(1)}$	0.01%	0.01%	0.09%
$^{232}\text{Th}_{(2)}$	0.03%	0.03%	0.04%
$^{238}\text{U}_{(209)}$	0.09%	0.11%	0.30%
^{235}U	0.11%	0.12%	0.15%

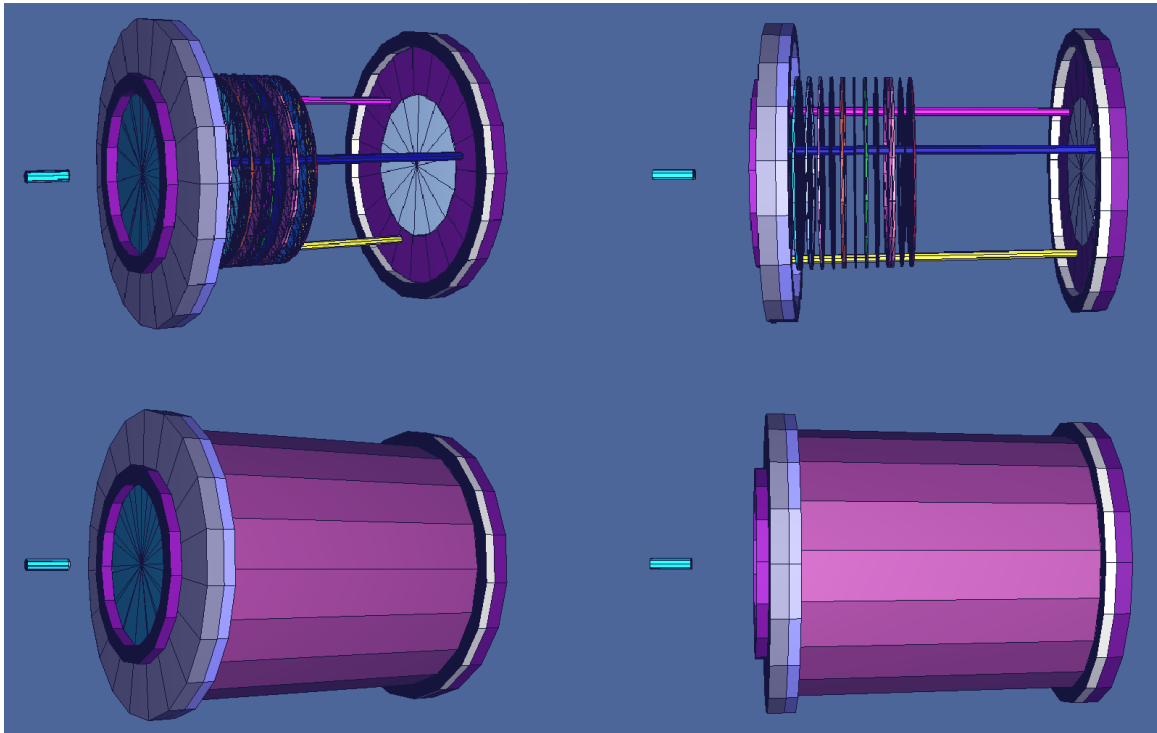
Πίνακας 3.3: Ο διορθωτικός παράγοντας νεκρού χρόνου (*Dead time*), f_{DT} , για τον κάθε στόχο σε κάθε ενέργεια.

Με βάση τον Πίνακα 3.3, παρατηρείται ότι ο διορθωτικός παράγοντας f_{DT} σε καμία μέτρηση δεν είναι μεγαλύτερος από 0.3%, γεγονός που εξασφαλίζει ότι τα σήματα που δεν καταγράφηκαν από τον ADC δεν ξεπερνούν το 0.3% των συνολικών σωματιδίων που ανιχνεύθηκαν.

3.3 Προσομοιώσεις Monte Carlo της Διάταξης

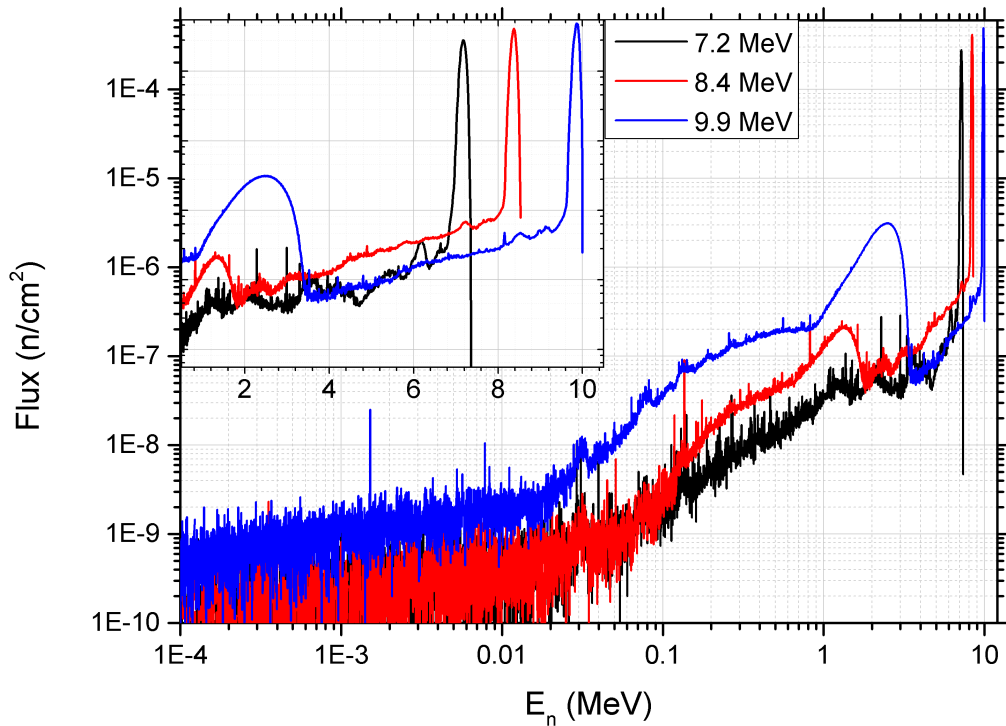
Όπως αναφέρθηκε στην Παράγραφο 2.2, για τον υπολογισμό της ροής νετρονίων που προσέκρουσε στον κάθε στόχο έγινε χρήση Monte Carlo προσομοιώσεων μέσω του κώδικα MCNP6 [30].

Ο κώδικας δέχεται ως είσοδο (input) τη γεωμετρία της διάταξης και τη νετρονική ροή που παρήχθη από την κυψελίδα δευτερίου. Πιο αναλυτικά, το αρχείο εισόδου περιλαμβάνει μια αναλυτική περιγραφή της γεωμετρίας του συστήματος gas cell - θάλαμος σχάσης, δηλαδή την ακριβή θέση και τις διαστάσεις του κάθε αντικειμένου, καθώς και τα υλικά από τα οποία είναι κατασκευασμένο. Η οπτικοποίηση της πειραματικής διάταξης που προσομοιώνεται έγινε μέσω του προγράμματος Visual Editor [31], όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.5. Επιπλέον, στο input εισάγεται και η περιγραφή της πηγής (Source Definition - SDef Card), δηλαδή το ενεργειακό φάσμα και η κατανομή των παραγόμενων νετρονίων από την πηγή δευτερίου για κάθε ενέργεια δέσμης, όπως αυτή προέκυψε από τον κώδικα NeuSDesc. Με τον τρόπο αυτό λαμβάνονται υπόψη η απώλεια ενέργειας και ο χωρικός διασκεδάσιμος των δευτερίων στο παράθυρο μολυβδενίου και στο εσωτερικό του gas cell, καθώς και η παραγωγή νετρονίων μέσω της ανταγωνιστικής αντίδρασης break - up (βλ. Παρ. 2.2.1).



Σχήμα 3.5: Απεικόνιση της πειραματικής διάταξης (gas cell - θάλαμος σχάσης) μέσω του Visual Editor εσωτερικά (πάνω) και εξωτερικά (κάτω).

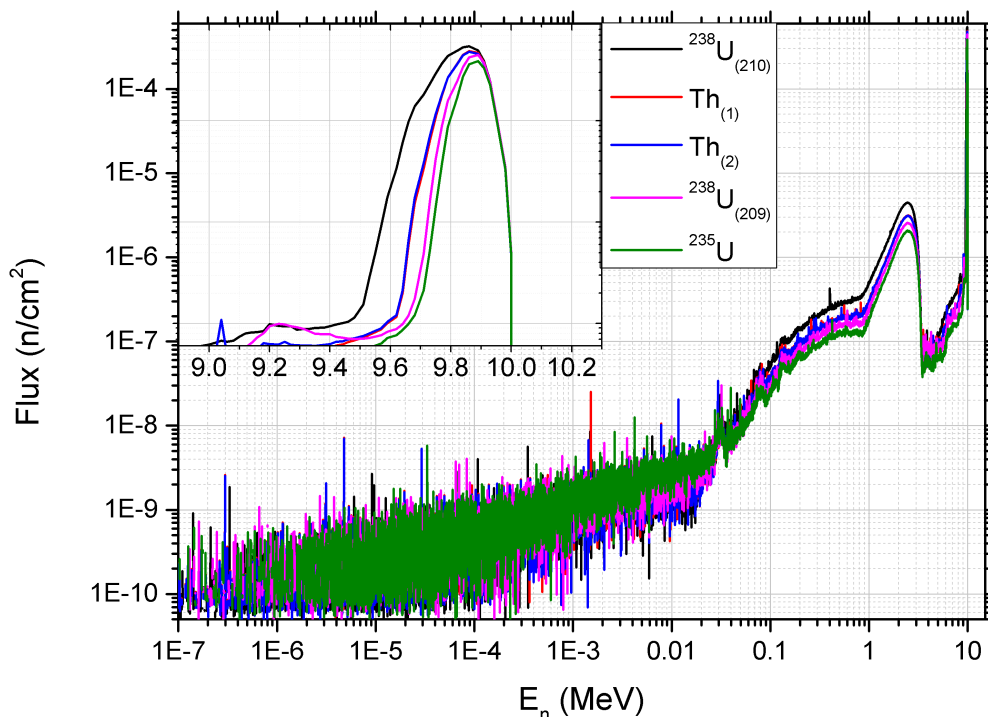
Το output του MCNP για την κάθε ενέργεια δέσμης είναι ένα ενεργειακό φάσμα της νετρονικής ροής που προσπίπτει στα σημεία της διάταξης που έχει καθορίσει ο χρήστης. Στο Σχήμα 3.6 παρουσιάζονται οι νετρονικές ροές που προσπίπτουν στον στόχο $\text{Th}_{(1)}$ για τις διαφορετικές ενέργειες δέσμης νετρονίων, όπως αυτές προέκυψαν από το MCNP. Στα φάσματα φαίνονται οι κορυφές που αντιστοιχούν στην κύρια δέσμη (σε ενέργειες 7.2, 8.4 και 9.9 MeV αντίστοιχα), εφεξής καλούμενες "κύριες ροές", καθώς και οι "ουρές" από παρασιτικά νετρόνια χαμηλότερης ενέργειας. Στην "ουρά" παρατηρείται και μία δευτερεύουσα κατανομή παρασιτικών νετρονίων ενέργειας ~ 2 MeV, η παρουσία της οποίας είναι αισθητά εντονότερη στη μεγάλη ενέργεια (9.9 MeV). Η κατανομή αυτή αντιστοιχεί στα νετρόνια που έχουν παραχθεί μέσω της αντίδρασης break - up στο αέριο δευτέριο, η οποία έχει ενεργειακό κατώφλι (threshold) τα 4.45 MeV. Έτσι από τη δεύτερη κιόλας ενέργεια δέσμης νετρονίων, που αντιστοιχεί σε δευτέρια ενέργειας $E_d = 5.5$ MeV, το φαινόμενο αυτό έχει συνεισφορά στα παρασιτικά νετρόνια που ακολουθούν την κύρια δέσμη.



Σχήμα 3.6: Προσομοίωση της νετρονικής ροής στον στόχο $\text{Th}_{(1)}$ μέσω του κώδικα MCNP6 για τις διαφορετικές ενέργειες νετρονίων.

3.3.1 Υπολογισμός της Ροής

Όπως αναφέρθηκε στην Παράγραφο 2.2, η προσπίπτουσα νετρονική ροή διαφέρει από στόχο σε στόχο. Οι διαφορές στην κύρια ροή μεταξύ των στόχων οφείλονται στον συνδυασμό της κινηματικής των αντιδράσεων και της διαφορετικής στερεάς γωνίας που “βλέπει” ο κάθε ένας. Στο Σχήμα 3.7 παρουσιάζονται οι προσομοιώσεις των νετρονικών ροών που προσπίπτουν στον κάθε στόχο για την ίδια ενέργεια δέσμης νετρονίων ($E_n = 9.9 \text{ MeV}$), ενώ στο ένθετο του σχήματος παρουσιάζονται οι διαφορετικές κύριες ροές σε μεγέθυνση για λόγους σύγκρισης.



Σχήμα 3.7: Προσομοίωση της νετρονικής ροής στον κάθε στόχο μέσω του κώδικα MCNP6 για ενέργεια δέσμης νετρονίων $E_n = 9.9 \text{ MeV}$.

Οι παρατηρήσεις που προκύπτουν από το Σχήμα 3.7, όπως είναι αναμενόμενο, συνάδουν με τις παρατηρήσεις του Σχήματος 2.5 της Παραγράφου 2.2. Αναφορικά, από τις κύριες ροές παρατηρείται ότι όσο πιο κοντά βρίσκεται ο στόχος στο gas cell, τόσο πιο μεγάλο ενεργειακό εύρος αλλά και συνολικό ύψος έχει η ροή. Με άλλα λόγια, όσο μακρύτερα βρίσκεται ο στόχος τόσο πιο “καθαρή” είναι η προσπίπτουσα νετρονική ροή.

Ο υπολογισμός των διαφορετικών ροών σε κάθε ενέργεια γίνεται μέσω ολοκλήρωσης των κορυφών που αντιστοιχούν στις κύριες νετρονικές ροές. Όπως περιγράφηκε στην Παράγραφο 3.1, για την εφαρμογή της Σχέσης 3.2 για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής σε σχέση με τους στόχους αναφοράς, δεν υπολογίζεται η κύρια ροή μεμονωμένα για τον κάθε στόχο. Αντίθετα, υπολογίζεται ο λόγος των κύριων ροών ως προς τον στόχο αναφοράς, στη συγκεκριμένη περίπτωση το $^{238}\text{U}_{(210)}$. Με τον τρόπο αυτό υπολογίζεται απόλυτα μόνο η κύρια ροή στο $^{238}\text{U}_{(210)}$, και άρα ελαχιστοποιείται ο παράγοντας σφάλματος που θα προσέθετε ο υπολογισμός της κύριας ροής για τον κάθε στόχο ξεχωριστά. Για τη “μεταφορά” της ροής αυτής στους υπόλοιπους στόχους, αρκεί να πολλαπλασιαστεί η ροή με τον αντίστοιχο λόγο. Έτσι λαμβάνεται υπόψη η γεωμετρική διόρθωση λόγω διαφορετικής στερεάς γωνίας που “βλέπει” ο κάθε στόχος, και παράλληλα ελαχιστοποιείται ο παράγοντας σφάλματος. Άρα στη Σχέση 3.2 ο λόγος των ροών γράφεται ως:

$$\frac{\Phi^{ref}(E)}{\Phi(E)} = \frac{1}{f_{geo}} \quad (3.5)$$

όπου ο παράγοντας f_{geo} αποτελεί τον λόγο των ολοκληρωμάτων των κύριων ροών του MCNP, είναι διαφορετικός για τον κάθε στόχο και περιλαμβάνει τη διόρθωση της ροής λόγω διαφορετικής στερεάς γωνίας που “βλέπει” ο κάθε στόχος.

3.3.2 Υπολογισμός Παρασιτικών Νετρονίων

Όπως αναφέρθηκε στην Παράγραφο 2.2.1 και παρουσιάστηκε στο Σχήμα 3.6, η νετρονική ροή που προσπίπτει στον κάθε στόχο αποτελείται από την κύρια ροή, δηλαδή τη ροή νετρονίων στην επιθυμητή ενέργεια (7.2, 8.4 και 9.9 MeV αντίστοιχα), καθώς και από μία “ουρά” παρασιτικών νετρονίων χαμηλότερων ενεργειών, συμπεριλαμβανομένων των νετρονίων που παράγονται μέσω της αντίδρασης break - up. Τα παρασιτικά νετρόνια αλληλεπιδρούν με τους στόχους και προκαλούν γεγονότα σχάσης τα οποία καταμετρώνται από τους ανιχνευτές και περιλαμβάνονται στο συνολικό Yield. Για να παραλειφθεί η συνεισφορά των παρασιτικών νετρονίων από τον τελικό υπολογισμό της ενεργού διατομής, πρέπει να υπολογιστούν τα Counts τα οποία οφείλονται στα νετρόνια αυτά, και να αφαιρεθούν από το πειραματικό Yield.

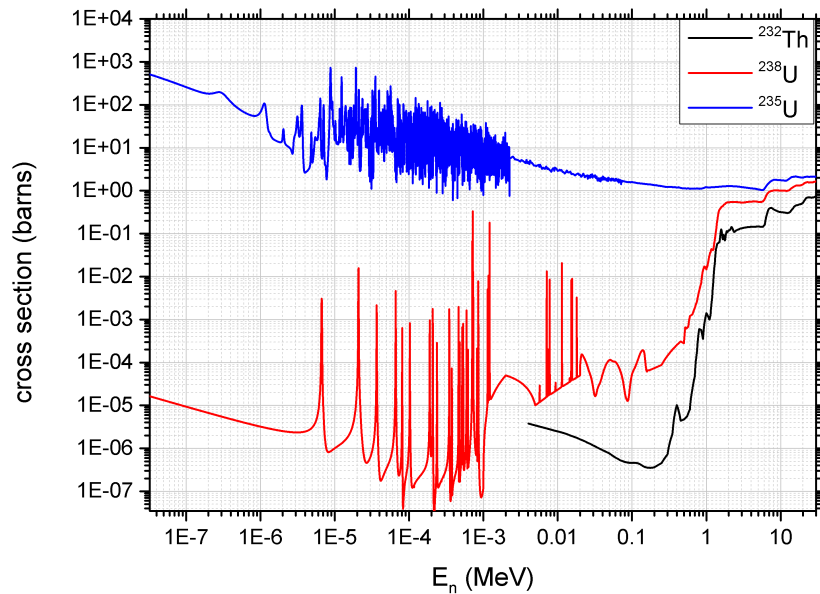
Τα παρασιτικά νετρόνια δεν αλληλεπιδρούν στον ίδιο βαθμό με όλους τους στόχους. Η πιθανότητα να αλληλεπιδράσουν και άρα να προκαλέσουν παρασιτικά γεγονότα σχάσης εξαρτάται άμεσα από την ενεργό διατομή σχάσης που έχει ο κάθε στόχος στις αντίστοιχες ενέργειες, καθώς και από τη μάζα του. Για παράδειγμα, παρασιτικά νετρόνια ενέργειας 1.5 MeV θα προκαλέσουν πολύ περισσότερα παρασιτικά counts στον στόχο αναφοράς ^{235}U που έχει ενεργό διατομή σχάσης $\sigma(1.5 \text{ MeV}) = 1.24 \text{ b}$, παρά στον στόχο Th με ενεργό διατομή σχάσης $\sigma(1.5 \text{ MeV}) = 0.064 \text{ b}$ [4]. Για το λόγο αυτό συνδυάζοντας τη ροή που προκύπτει από το MCNP με την αξιολογημένη ενεργό διατομή από την διαδικτυακή βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [4] για το κάθε ισότοπο (Σχήμα 3.8), υπολογίζεται ο ρυθμός αντίδρασης (Reaction Rate - RR), για το κάθε διάστημα ενεργειών (bin) του φάσματος.

$$RR_i = Flux_i^{MCNP} \cdot \sigma_i^{ENDF} \quad (3.6)$$

όπου ο δείκτης i υποδηλώνει το αντίστοιχο bin, $Flux_i^{MCNP}$ τη ροή που προκύπτει από το MCNP σε μονάδες neutrons/cm², και σ_i^{ENDF} την αξιολογημένη ενεργό διατομή. Για τον παραπάνω υπολογισμό είναι σημαντικό τα φάσματα των ροών και των ενεργών διατομών να έχουν το ίδιο binning, δηλαδή το κάθε κανάλι να εκφράζει συγκεκριμένο ενεργειακό εύρος. Για το λόγο αυτό τα φάσματα του MCNP έχουν ισολιθαργικό binning (1000 bins per decade), ώστε να συνάδουν με το binning που έχει εφαρμοστεί στις ενεργές διατομές της ENDF/B-VIII.0 [4].

Ο διορθωτικός παράγοντας f_{par}^{MCNP} για τον κάθε στόχο υπολογίζεται ως ο λόγος των ολοκληρωμάτων των RR για τα παρασιτικά νετρόνια προς το συνολικό ολοκλήρωμα των RR, ως εξής:

$$f_{MCNP} = \frac{\sum_i RR_i^{par}}{\sum_i RR_i^{total}} \quad (3.7)$$



Σχήμα 3.8: Η αξιολογημένη ενεργός διατομή σχέσης των ισοτόπων ^{238}U , ^{235}U και ^{232}Th από την από την διαδικτυακή βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [4].

Στον Πίνακα 3.4 παρουσιάζονται τα ποσοστά των Yield τα οποία αποδόθηκαν σε παρασιτικά νετρόνια μέσω του MCNP.

Στόχος	f_{par}^{MCNP}		
	7.2 MeV	8.4 MeV	9.9 MeV
$^{238}\text{U}_{(210)}$	0.69%	3.19%	11.93%
$^{232}\text{Th}_{(1)}$	0.74%	3.04%	9.72%
$^{232}\text{Th}_{(2)}$	0.76%	3.13%	9.79%
$^{238}\text{U}_{(209)}$	1.74%	3.95%	13.10%
^{235}U	3.05%	5.72%	20.74%

Πίνακας 3.4: Ο διορθωτικός παράγοντας παρασιτικών νετρονίων, f_{MCNP} , για τον κάθε στόχο σε κάθε ενέργεια.

Από τον Πίνακα 3.4 προκύπτουν δύο βασικές παρατηρήσεις. Αρχικά, παρατηρείται ότι με την αύξηση της ενέργειας δέσμης το ποσοστό των γεγονότων που αποδίδονται σε παρασιτικά νετρόνια αυξάνεται σημαντικά, με χαρακτηριστική την περίπτωση του ^{235}U , όπου ο παράγοντας f_{par}^{MCNP} στα 9.9 MeV είναι εξαπλάσιος του αντίστοιχου παράγοντα στα 7.2 MeV. Η αύξηση αυτή οφείλεται, μεταξύ άλλων, στην ανταγωνιστική αντίδραση break - up. Επιπλέον, παρατηρούνται διαφορές μεταξύ των παραγόντων f_{par}^{MCNP} των στόχων που αποτελούνται από το ίδιο ισότοπο ($^{238}\text{U}_{(210)/(209)}$ και $^{232}\text{Th}_{(1)/(2)}$), και άρα έχουν ίδια ενεργό διατομή σχέσης. Οι διαφορές αυτές υποδηλώνουν την τάση που έχουν οι στόχοι που βρίσκονται σε μεγαλύτερη απόσταση από την κυψελίδα να έχουν μεγαλύτερη διόρθωση.

3.4 Σύνοψη Διορθωτικών Παραγόντων

Στον Πίνακα 3.5 παρατίθενται συνοπτικά οι διορθωτικοί παράγοντες που παρουσιάστηκαν στο παρόν Κεφάλαιο για την κάθε ενέργεια δέσμης νετρονίων.

E_n	Στόχος	f_{DT}	$f_{par}^{GasIn/Out}$	f_{par}^{MCNP}
7.2 MeV	$^{238}\text{U}_{(210)}$	0.01%	21.4%	0.69%
	$^{232}\text{Th}_{(1)}$	0.01%	22.8%	0.74%
	$^{232}\text{Th}_{(2)}$	0.03%	24.1%	0.76%
	$^{238}\text{U}_{(209)}$	0.09%	20.4%	1.74%
	^{235}U	0.11%	24.9%	3.05%
8.4 MeV	$^{238}\text{U}_{(210)}$	0.01%	52.6%	3.19%
	$^{232}\text{Th}_{(1)}$	0.01%	54.4%	3.04%
	$^{232}\text{Th}_{(2)}$	0.03%	54.2%	3.13%
	$^{238}\text{U}_{(209)}$	0.11%	53.7%	3.95%
	^{235}U	0.12%	60.8%	5.72%
9.9 MeV	$^{238}\text{U}_{(210)}$	0.02%	34.2%	11.93%
	$^{232}\text{Th}_{(1)}$	0.09%	36.4%	9.72%
	$^{232}\text{Th}_{(2)}$	0.04%	33.3%	9.79%
	$^{238}\text{U}_{(209)}$	0.30%	35.0%	13.10%
	^{235}U	0.15%	44.1%	20.74%

Πίνακας 3.5: Σύνοψη διορθωτικών παραγόντων για την κάθε ενέργεια δέσμης νετρονίων.

Με βάση τους παραπάνω διορθωτικούς παράγοντες η σχέση εργασίας 3.2 διαμορφώνεται ως εξής:

$$\sigma(E) = \frac{Y(E)}{Y^{ref}(E)} \cdot \frac{(1 - f_{DT}) \cdot (1 - f_{par}^{GasIn/Out}) \cdot (1 - f_{par}^{MCNP})}{(1 - f_{DT}^{(ref)}) \cdot (1 - f_{par}^{GasIn/Out}) \cdot (1 - f_{par}^{MCNP}) \cdot f_{geo}} \cdot \frac{N^{ref}}{N} \cdot \sigma^{ref}(E) \quad (3.8)$$

Όπου οι διορθωτικοί παράγοντες f_{DT} , $f_{par}^{GasIn/Out}$ και f_{par}^{MCNP} έχουν πολλαπλασιαστική συνεισφορά στα καταγεγραμμένα γεγονότα Y , ενώ ο f_{geo} αντικαθιστά τον λόγο των ροών Φ του μετρούμενου στόχου με το στόχο αναφοράς.

Όσον αφορά την αβεβαιότητα του παραπάνω υπολογισμού:

- Τα καταγεγραμμένα γεγονότα Y συνοδεύονται από στατιστικό σφάλμα $\delta Y = \sqrt{Y}$, το οποίο για την παρούσα στατιστική κυμαίνεται από 0.5% έως και 3.3%¹, όπως παρουσιάζεται στον Πίνακα 3.6.
- Ο διορθωτικός παράγοντας $f_{par}^{GasIn/Out}$ συνεισφέρει στην αβεβαιότητα της μέτρησης, αφού συνδυάζει τα στατιστικά σφάλματα των gas in και gas out μετρήσεων. Μετά την αφαίρεση των gas out φασμάτων, τα στατιστικά σφάλματα των καταγεγραμμένων γεγονότων Y κυμαίνονται από 1.0% έως και 8.9%.¹
- Στον αριθμό πυρήνων στην ενεργή επιφάνεια του στόχου N υπεισέρχεται η συστηματική αβεβαιότητα της μέτρησης της επιφανειακής πυκνότητας των στόχων, όπως παρουσιάστηκε στον Πίνακα 2.2. Η αβεβαιότητα αυτή είναι μικρότερη από 2.7%.²
- Η αβεβαιότητα των όρων f_{par}^{MCNP} , f_{geo} και $\sigma^{ref}(E)$ είναι συστηματική και από μελέτη σε προηγούμενη εργασία [22] δεν υπερβαίνει το 2-3%.
- Η αβεβαιότητα της διόρθωσης f_{DT} θεωρείται αμελητέα.

¹Οι τιμές αναφέρονται στη gas in μέτρηση των στόχων $^{238}\text{U}_{(210)}$ για $E_n = 9.9$ MeV και $^{232}\text{Th}_{(1)}$ για $E_n = 8.4$ MeV αντίστοιχα.

²Η τιμή αναφέρεται στον στόχο $^{238}\text{U}_{(210)}$.

Στον Πίνακα 3.6 παρουσιάζονται τα ποσοστά των στατιστικών σφαλμάτων των καταγεγραμμένων γεγονότων σχάσης για την gas in και gas out μέτρηση.

E_n	Στόχος	δY_{GasIn}	δY_{GasOut}
7.2 MeV	$^{238}\text{U}_{(210)}$	0.87%	2.16%
	$^{232}\text{Th}_{(1)}$	2.67%	6.43%
	$^{232}\text{Th}_{(2)}$	2.48%	5.79%
	$^{238}\text{U}_{(209)}$	1.15%	2.92%
	^{235}U	0.91%	2.09%
8.4 MeV	$^{238}\text{U}_{(210)}$	1.12%	1.57%
	$^{232}\text{Th}_{(1)}$	3.25%	4.49%
	$^{232}\text{Th}_{(2)}$	3.08%	4.26%
	$^{238}\text{U}_{(209)}$	1.45%	2.02%
	^{235}U	1.20%	1.56%
9.9 MeV	$^{238}\text{U}_{(210)}$	0.54%	1.06%
	$^{232}\text{Th}_{(1)}$	1.58%	2.98%
	$^{232}\text{Th}_{(2)}$	1.43%	2.83%
	$^{238}\text{U}_{(209)}$	0.71%	1.36%
	^{235}U	0.62%	1.07%

Πίνακας 3.6: Τα ποσοστά των στατιστικών σφαλμάτων των καταγεγραμμένων γεγονότων σχάσης για την gas in και gas out μέτρηση.

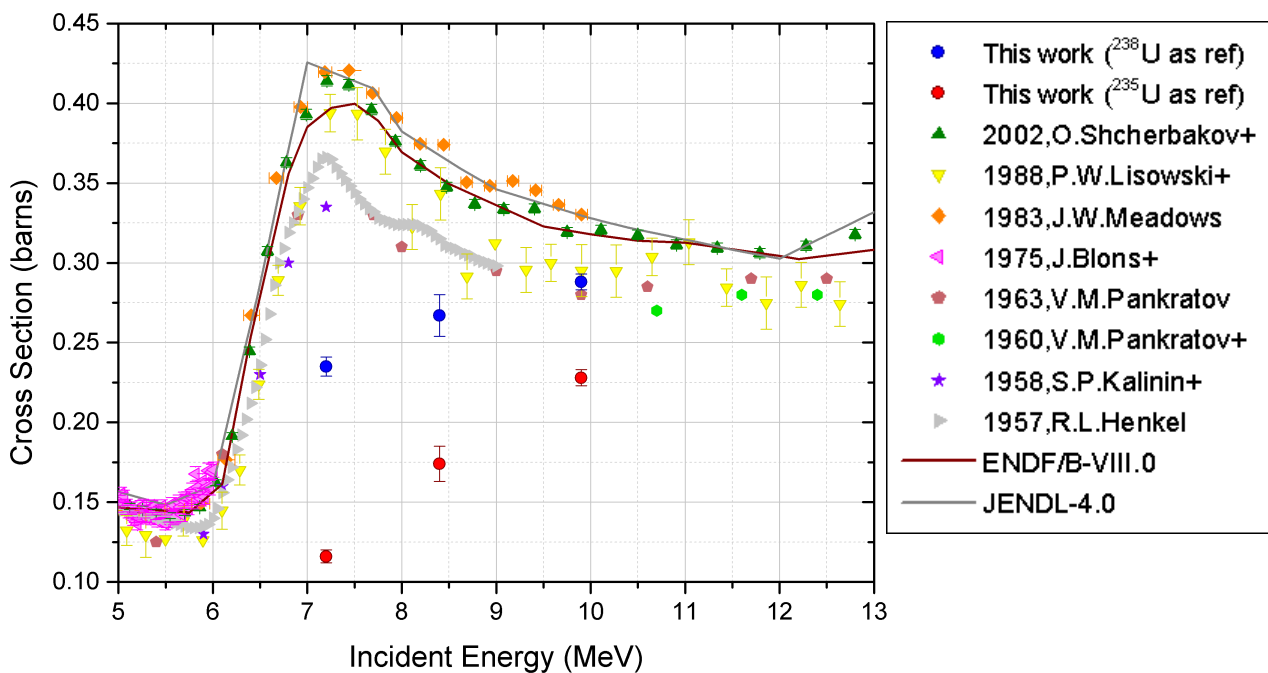
Κεφάλαιο 4

Αποτελέσματα

Στο κεφάλαιο αυτό ακολουθεί η παρουσίαση των αποτελεσμάτων της παρούσας εργασίας, καθώς και μία εκτενής μελέτη που πραγματοποιήθηκε με σκοπό την εξαγωγή συμπερασμάτων για τα αποτελέσματα αυτά.

4.1 Αποτελέσματα

Με βάση την ανάλυση που περιγράφηκε στο Κεφάλαιο 3 και τη Σχέση 3.8, υπολογίζεται η ολική ενεργός διατομή στήσης $^{232}\text{Th}(n,f)$ χρησιμοποιώντας τους στόχους ^{238}U και ^{235}U ως στόχους αναφοράς. Όπως αναφέρθηκε στην Παράγραφο 2.3, η πειραματική διάταξη περιλαμβάνει δύο στόχους ^{238}U τοποθετημένους μπροστά και πίσω από τους προς μέτρηση στόχους (δείκτες (210) και (209)), καθώς και δύο στόχους Th (δείκτες (1) και (2)). Για την εξαγωγή των παρακάτω αποτελεσμάτων γίνεται χρήση των δεδομένων που συλλέχθηκαν από όλους τους στόχους. Δηλαδή υπολογίζεται ξεχωριστά η ενεργός διατομή των στόχων $\text{Th}_{(1)}$ και $\text{Th}_{(2)}$ ως προς τα $^{238}\text{U}_{(210)}$, $^{238}\text{U}_{(209)}$ και ^{235}U αντίστοιχα και τα τελικά αποτελέσματα προκύπτουν από τους μέσους όρους των επιμέρους τιμών. Με τον τρόπο αυτό μειώνεται και η αβεβαιότητα των τελικών ενεργών διατομών. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται γραφικά στο Σχήμα 4.1 μαζί με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα και αναλυτικά στον Πίνακα 4.1.



Σχήμα 4.1: Τα αποτελέσματα της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n,f)$ χρησιμοποιώντας ως στόχους αναφοράς τους ^{238}U (μπλε σημεία) και ^{235}U (κόκκινα σημεία).

E_n	Στόχος Th	Στόχος αναφοράς		
		$^{238}\text{U}_{(210)}$ (barn)	$^{238}\text{U}_{(209)}$ (barn)	^{235}U (barn)
7.2 MeV	$^{232}\text{Th}_{(1)}$	0.244 ± 0.013	0.226 ± 0.012	0.117 ± 0.005
	$^{232}\text{Th}_{(2)}$	0.243 ± 0.012	0.226 ± 0.011	0.116 ± 0.005
	Average	0.235 ± 0.006 (-40.6%)		0.116 ± 0.004 (-70.5%)
8.4 MeV	$^{232}\text{Th}_{(1)}$	0.275 ± 0.028	0.264 ± 0.028	0.175 ± 0.017
	$^{232}\text{Th}_{(2)}$	0.270 ± 0.026	0.259 ± 0.026	0.172 ± 0.015
	Average	0.267 ± 0.013 (-24.5%)		0.174 ± 0.011 (-50.8%)
9.9 MeV	$^{232}\text{Th}_{(1)}$	0.275 ± 0.010	0.272 ± 0.010	0.216 ± 0.007
	$^{232}\text{Th}_{(2)}$	0.305 ± 0.009	0.301 ± 0.010	0.240 ± 0.007
	Average	0.288 ± 0.005 (-9.5%)		0.228 ± 0.005 (-28.5%)

Πίνακας 4.1: Τα αποτελέσματα των ενεργών διατομών σχάσης $^{232}\text{Th}(n,f)$ ως προς τους στόχους αναφοράς ^{238}U και ^{235}U για την κάθε ενέργεια δέσμης νετρονίων. Τα ποσοστά εντός των παρενθέσεων υποδηλώνουν την απόκλιση της μέσης τιμής από την αξιολογημένη ενεργό διατομή από την διαδικτυακή βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [4].

4.1.1 Σχολιασμός των Αποτελεσμάτων

Παρατηρείται τόσο από το Σχήμα 4.1 όσο και από τον Πίνακα 4.1 ότι οι τιμές που υπολογίζονται είναι συστηματικά χαμηλότερες από τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα. Πιο αναλυτικά, όπως φαίνεται από τον Πίνακα 4.1, οι ποσοστιαίες αποκλίσεις από την αξιολογημένη ενεργό διατομή της διαδικτυακής βιβλιοθήκης ENDF/B-VIII.0 [4] κυμαίνονται από -9.5% για την ενεργό διατομή ως προς το ^{238}U σε ενέργεια 9.9 MeV, έως και -70.5% στον υπολογισμό ως προς το ^{235}U σε ενέργεια 7.2 MeV.

Οι βασικές παρατηρήσεις που προκύπτουν από τα παραπάνω αποτελέσματα είναι οι εξής:

1. Σε όλες τις περιπτώσεις η υπολογισμένη ενεργός διατομή είναι υποτιμημένη σε σχέση με την αναμενόμενη από τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα.
2. Οι αποκλίσεις των ενεργών διατομών ως προς το ^{235}U είναι συστηματικά μεγαλύτερες από τις αντίστοιχες αποκλίσεις ως προς το ^{238}U .
3. Υπάρχει ασυμφωνία όσον αφορά την τάση των αποτελεσμάτων της παρούσας εργασίας με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.1 η ενεργός διατομή στα ~7.5 MeV εμφανίζει ένα τοπικό μέγιστο που αντιστοιχεί στο φαινόμενο *second - chance fission*, δηλαδή στη διαδικασία κατά την οποία ο πυρήνας έχει τέτοια ενέργεια διέγερσης, ώστε να εκπέμψει ένα νετρόνιο πριν κάνει σχάση, μεγιστοποιώντας την ενεργό διατομή στην ενέργεια αυτή. Τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας έχουν την ακριβώς αντίθετη τάση, αφού η υπολογισμένη ενεργός διατομή είναι ελάχιστη στα 7.2 MeV και τείνει να αυξηθεί με την αυξανόμενη ενέργεια νετρονίων, και όχι να μειωθεί όπως τείνουν τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα.
4. Οι αποκλίσεις των ενεργών διατομών είναι μέγιστες στη χαμηλή ενέργεια και ελάχιστες στην υψηλή. Συγκεκριμένα για νετρόνια ενέργειας 7.2 MeV οι αποκλίσεις ως προς το ^{238}U και ως προς το ^{235}U είναι -40.6% και -70.5% αντίστοιχα, ενώ για νετρόνια ενέργειας 9.9 MeV οι αντίστοιχες αποκλίσεις είναι -9.5% και -28.5%.

Οι παραπάνω παρατηρήσεις παρέχουν αρκετές πληροφορίες σχετικά με το τι μπορεί να προκάλεσε τις τόσο μεγάλες αποκλίσεις των αποτελεσμάτων από τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα.

Αρχικά, όπως έχει αναφερθεί στην Παράγραφο 3.3.2 το ^{235}U είναι πολύ πιο ευαίσθητο σε χαμλοενεργειακά παρασιτικά νετρόνια απ' ό,τι το ^{238}U , λόγω της πολύ μεγάλης ενεργού διατομής σχάσης της αντίδρασης $^{235}\text{U}(n,f)$ σε χαμηλές ενέργειες (βλ. Σχ. 3.8). Επομένως η Παρατήρηση 2 υποδηλώνει πως οι αποκλίσεις των τιμών ενδέχεται να οφείλονται σε παρασιτικά νετρόνια χαμηλότερων ενεργειών, αφού η ύπαρξη τέτοιων νετρονίων θα είχε πολύ μεγαλύτερη επίδραση στη μέτρηση ως προς το ^{235}U από τη μέτρηση ως προς το ^{238}U .

Στη συνέχεια, με βάση την Παρατήρηση 1, η υποτίμηση της ενεργού διατομής οδηγεί στην επανεξέταση της σχέσης υπολογισμού της (Σχέση 3.8). Από τους όρους που περιλαμβάνει η Σχέση 3.8 η υποτίμηση δεν μπορεί να οφείλεται σε ελλιπή καταμέτρηση γεγονότων από τους ανιχνευτές, δηλαδή στους όρους Y και Y^{ref} , αφού η καλή λειτουργία των ανιχνευτών έχει επιβεβαιωθεί από τα Beam Off φάσματα (βλ. Παρ. 3.2.1). Επιπλέον, οι αποκλίσεις δεν μπορεί να οφείλονται στον όρο που σχετίζεται με την ενεργό διατομή του στόχου αναφοράς, σ^{ref} , αφού για τις ενέργειες του πειράματος είναι γνωστή με

μεγάλη ακρίβεια από την διαδικτυακή βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [4], αλλά ούτε και στους παράγοντες f_{DT} , διότι αποτελούν μικρές διορθώσεις (βλ. Πιν. 3.5) που δεν θα μπορούσαν να επηρεάσουν σε τέτοιο βαθμό τα τελικά αποτελέσματα, ακόμα και αν ο υπολογισμός του παράγοντα αυτού περιλάμβανε κάποιο επιπλέον σφάλμα. Επίσης η υποτίμηση δεν μπορεί να οφείλεται στους όρους που σχετίζονται με την επιφανειακή πυκνότητα πυρήνων, N και N^{ref} , αλλά ούτε στον παράγοντα f_{geo} , αφού οι όροι αυτοί περιλαμβάνουν συστηματικό σφάλμα και είναι κοινοί και στις τρεις ενέργειες, ενώ με βάση την Παρατήρηση 4 οι αποκλίσεις διαφέρουν για την κάθε ενέργεια. Επομένως, με βάση την Παρατήρηση 2 και τη Σχέση 3.8 προκύπτει ότι η απόκλιση οφείλεται στους όρους που σχετίζονται με τη ροή παρασιτικών νετρονίων, $f_{par}^{GasIn/Out}$ και f_{par}^{MCNP} , δηλαδή στην ύπαρξη παρασιτικών νετρονίων χαμηλότερων ενεργειών που έχουν προκύψει από αλληλεπίδραση της δέσμης δευτερίων με τα υλικά της πειραματικής διάταξης και δεν έχουν συμπεριληφθεί στις διορθώσεις που περιγράφηκαν στην Παράγραφο 3.3.2, και άρα δεν έχουν αφαιρεθεί σωστά από τα συνολικά καταγεγραμμένα γεγονότα Y και Y^{ref} .

Στη συνέχεια του Κεφαλαίου αυτού ακολουθεί μία συστηματική μελέτη που έγινε με σκοπό τον εντοπισμό της αντίδρασης που “επιμολύνει” την νετρονική ροή με παρασιτικά νετρόνια.

4.2 Μελέτη Παρασιτικών Αντιδράσεων

Οι αντιδράσεις που είναι πιθανό να λάβουν χώρα κατά την αλληλεπίδραση της δέσμης με τη πειραματική διάταξη και είναι ικανές να παράξουν παρασιτικά νετρόνια είναι της μορφής $X(d, n)Y$ και $X(d, np)X$. Μία τέτοια αντίδραση αποτελεί και η ${}^2\text{H}(d, np){}^2\text{H}$, δηλαδή το break - up του δευτερίου στο αέριο δευτέριο, η συνεισφορά της οποίας έχει ληφθεί υπ’ όψιν κατά την προσομοίωση της νετρονικής ροής και τον υπολογισμό της συνεισφοράς των παρασιτικών νετρονίων που περιγράφηκε στην Παράγραφο 3.3.2. Σε τέτοιες αντιδράσεις, όπως και στην ${}^2\text{H}(d, np){}^2\text{H}$, η παραγωγή παρασιτικών νετρονίων αυξάνεται ραγδαία καθώς αυξάνεται η ενέργεια των προσπιπτόντων δευτερίων. Χαρακτηριστικό αποτελεί το παράδειγμα της ${}^2\text{H}(d, np){}^2\text{H}$, όπου η ροή των παρασιτικών (δευτερογενών) νετρονίων που παράγονται λόγω του break - up ισούται με την πρωτογενή ροή νετρονίων στα 9.5 MeV. Άρα μία τέτοια αντίδραση θα μπορούσε να προσθέσει μια επιπλέον κατανομή παρασιτικών νετρονίων στη ροή, η οποία να επηρεάσει τα αποτελέσματα σε τέτοιο βαθμό, ώστε να προκύψουν οι εν λόγω αποκλίσεις.

Το πρώτο χαρακτηριστικό των παρασιτικών αντιδράσεων που μελετάται αφορά τη διαθέσιμη ενέργεια (Q - value), την οποία κατά τη διεξαγωγή τους είτε απορροφάται, είτε εκλύεται. Μία αντίδραση χαρακτηρίζεται ως *ενδόθερμη* αν κατά την διεξαγωγή της απορροφάται ενέργεια, δηλαδή το Q - value της αντίδρασης είναι αρνητικό. Σε μία ενδόθερμη αντίδραση τα προϊόντα βρίσκονται σε υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο από τα αντιδρώντα και άρα οι αντιδράσεις αυτές “ανοίγουν” μετά από μία συγκεκριμένη ενέργεια δέσμης, τη λεγόμενη *ενέργεια κατωφλίου*. Αντίθετα, μια αντίδραση χαρακτηρίζεται ως *εξώθερμη* αν κατά την διεξαγωγή της εκλύεται ενέργεια, δηλαδή το Q - value είναι θετικό. Μία εξώθερμη αντίδραση πραγματοποιείται χωρίς να απαιτείται προσφορά ενέργειας στο σύστημα, καθώς τα προϊόντα βρίσκονται σε χαμηλότερο ενεργειακό επίπεδο από τα αντιδρώντα και άρα μπορεί να συμβεί ακόμα και με μηδενική ενέργεια δέσμης. Οι αντιδράσεις της μορφής $X(d, n)Y$ μπορεί να είναι είτε ενδόθερμες, είτε εξώθερμες, ενώ από την άλλη οι αντιδράσεις της μορφής $X(d, np)X$ είναι μόνο ενδόθερμες.

Γνωρίζοντας την ενέργεια των δευτερίων που αντιδρούν και θεωρώντας ότι ο στόχος με τον οποίο αλληλεπιδρά η δέσμη βρίσκεται σε ενέργεια ηρεμίας, μπορεί να θεωρηθεί ότι το ενεργειακό επίπεδο των αντιδρώντων είναι κατά προσέγγιση γνωστό. Επομένως, αρκεί να εντοπιστεί η ενέργεια των παραγόμενων νετρονίων, ώστε να προσδιοριστεί η διαθέσιμη ενέργεια της παρασιτικής αντίδρασης, και κατ’ επέκταση αν αυτή είναι ενδόθερμη ή εξώθερμη. Με τον τρόπο αυτό θα περιοριστούν οι παρασιτικές αντιδράσεις που ενδέχεται να έχουν λάβει χώρα.

4.2.1 Θεωρητική Προσέγγιση

Αρχικά πραγματοποιείται μία θεωρητική προσέγγιση του προβλήματος με σκοπό τον προσδιορισμό της μέσης ενέργειας των παρασιτικών νετρονίων. Στο πλαίσιο αυτής, θεωρείται ότι η παρασιτική δέσμη νετρονίων είναι μονοενεργειακή, δηλαδή η ενεργειακή κατανομή των παρασιτικών νετρονίων παρουσιάζεται ως *συνάρτηση δέλτα*. Στην απλουστευμένη αυτή προσέγγιση, τα καταγεγραμμένα γεγονότα Y προκύπτουν από το συνδυασμό της παρασιτικής και της κύριας ροής με τις αντίστοιχες ενεργές διατομές. Άρα η σχέση 3.1 εκφράζεται με συνεισφορά δύο ροών ως:

$$Y = (\sigma^{par} \cdot \Phi^{par} + \sigma^{main} \cdot \Phi^{main}) N \quad (4.1)$$

όπου οι δείκτες *par* και *main* αναφέρονται στη παρασιτική και τη κύρια ενέργεια νετρονίων. Η Σχέση 4.1 μπορεί να γραφτεί για τους στόχους ^{238}U , ^{235}U και ^{232}Th , χρησιμοποιώντας τους δείκτες 8, 5 και Th αντίστοιχα, διαμορφώνοντας το εξής σύστημα τριών εξισώσεων:

$$\begin{cases} Y_8 &= (\sigma_8^{par} \cdot \Phi_8^{par} + \sigma_8^{main} \cdot \Phi_8^{main}) N_8 \\ Y_5 &= (\sigma_5^{par} \cdot \Phi_5^{par} + \sigma_5^{main} \cdot \Phi_5^{main}) N_5 \\ Y_{Th} &= (\sigma_{Th}^{par} \cdot \Phi_{Th}^{par} + \sigma_{Th}^{main} \cdot \Phi_{Th}^{main}) N_{Th} \end{cases} \quad (4.2)$$

Από το σύστημα 4.2 είναι γνωστά τα καταγεγραμμένα γεγονότα Y^1 , οι πυρήνες N και οι ενεργές διατομές της κύριας ενέργειας σ^{main} . Άγνωστες παραμέτρους αποτελούν οι ενεργές διατομές της παρασιτικής ενέργειας σ^{par} , καθώς και οι ροές Φ τόσο στην κύρια, όσο και στην παρασιτική ενέργεια.

Παρά το μεγάλο πλήθος αγνώστων παραμέτρων, το σύστημα είναι επιλύσιμο. Όσον αφορά τις ενεργές διατομές σ^{par} , παρόλο που είναι άγνωστες, είναι μονοσήμαντα καθορισμένες μεταξύ τους συναρτήσει της ενέργειας των παρασιτικών νετρονίων. Δηλαδή, για καθορισμένη ενέργεια νετρονίων, υπάρχει συγκεκριμένη τιμή για την κάθε ενεργό διατομή από την διαδικτυακή βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [4]. Επίσης, σχετικά με τις ροές Φ , είναι γνωστός ο λόγος τους από τον γεωμετρικό παράγοντα f_{geo} που υπολογίστηκε στην Παράγραφο 3.3.1. Επομένως θεωρώντας ότι η παρασιτική αντίδραση λαμβάνει χώρα περίπου στο ίδιο σημείο με την D-D, ισχύει:

$$\Phi_5 = f_{geo}^5 \cdot \Phi_8 \quad \text{και} \quad \Phi_{Th} = f_{geo}^{Th} \cdot \Phi_8 \quad (4.3)$$

τόσο για την παρασιτική, όσο και για την κύρια ροή.

Αντικαθιστώντας τη Σχέση 4.3 στο σύστημα 4.2 προκύπτει:

$$\begin{cases} Y_8 = \sigma_8^{main} \cdot \Phi_8^{main} \left(\frac{\sigma_8^{par} \cdot \Phi_8^{par}}{\sigma_8^{main} \cdot \Phi_8^{main}} + 1 \right) N_8 & (\alpha) \\ Y_5 = \sigma_5^{main} \cdot \Phi_8^{main} \left(\frac{\sigma_5^{par} \cdot \Phi_8^{par}}{\sigma_5^{main} \cdot \Phi_8^{main}} + 1 \right) N_5 \cdot f_{geo}^5 & (\beta) \\ Y_{Th} = \sigma_{Th}^{main} \cdot \Phi_8^{main} \left(\frac{\sigma_{Th}^{par} \cdot \Phi_8^{par}}{\sigma_{Th}^{main} \cdot \Phi_8^{main}} + 1 \right) N_{Th} \cdot f_{geo}^{Th} & (\gamma) \end{cases} \quad (4.4)$$

Με κατάλληλη διαχείριση των εξισώσεων του συστήματος 4.4, είναι δυνατό να “παρακαμφθούν” οι ροές Φ και Φ^{par} των στόχων Th και ^{235}U και με τον τρόπο αυτό να προκύψει ο λόγος των καταγεγραμμένων γεγονότων Y σαν συνάρτηση των ενεργών διατομών σ^{par} .

Διαιρώντας κατά μέλη τις (α) και (β):

$$\begin{aligned} \frac{Y_8}{Y_5} &= \frac{\sigma_8^{main} \cdot N_8}{\sigma_5^{main} \cdot f_{geo}^5 \cdot N_5} \cdot \frac{\frac{\sigma_8^{par} \cdot \Phi_8^{par}}{\sigma_8^{main} \cdot \Phi_8^{main}} + 1}{\frac{\sigma_5^{par} \cdot \Phi_8^{par}}{\sigma_5^{main} \cdot \Phi_8^{main}} + 1} \\ \Rightarrow \frac{Y_8}{\sigma_8^{main} \cdot N_8} \cdot \left(\frac{\sigma_5^{par} \cdot \Phi_8^{par}}{\sigma_5^{main} \cdot \Phi_8^{main}} + 1 \right) &= \frac{Y_5}{\sigma_5^{main} \cdot f_{geo}^5 \cdot N_5} \left(\frac{\sigma_8^{par} \cdot \Phi_8^{par}}{\sigma_8^{main} \cdot \Phi_8^{main}} + 1 \right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

θέτοντας $f_8 = \frac{Y_8}{\sigma_8^{main} \cdot N_8}$ και $f_5 = \frac{Y_5}{\sigma_5^{main} \cdot f_{geo}^5 \cdot N_5}$ για απλοποίηση των πράξεων, από τη Σχέση 4.5 προκύπτει:

$$\frac{\Phi_8^{par}}{\Phi_8^{main}} = \frac{f_5 - f_8}{f_8 \cdot \frac{\sigma_5^{par}}{\sigma_5^{main}} - f_5 \cdot \frac{\sigma_8^{par}}{\sigma_8^{main}}} \quad (4.6)$$

¹Μετά την εφαρμογή των διορθώσεων για Dead time και Gas In/Out.

Αντίστοιχα διαιρώντας κατά μέλη τις (α) και (γ):

$$\frac{Y_8}{Y_{Th}} = \frac{\sigma_8^{main} \cdot N_8}{\sigma_{Th}^{main} \cdot f_{geo}^{Th} \cdot N_{Th}} \cdot \frac{\frac{\sigma_8^{par} \cdot \Phi_8^{par}}{\sigma_8^{main} \cdot \Phi_8^{main}} + 1}{\frac{\sigma_{Th}^{par} \cdot \Phi_8^{par}}{\sigma_{Th}^{main} \cdot \Phi_8^{main}} + 1}} \quad (4.7)$$

και αντικαθιστώντας τον λόγο των ροών από τη Σχέση 4.6

$$\frac{Y_8}{Y_{Th}} = \frac{\sigma_8^{main} \cdot N_8}{\sigma_{Th}^{main} \cdot f_{geo}^{Th} \cdot N_{Th}} \cdot \left[\frac{\frac{\sigma_8^{par}}{\sigma_8^{main}} \cdot \frac{f_5 - f_8}{f_8 \cdot \frac{\sigma_5^{par}}{\sigma_5^{main}} - f_5 \cdot \frac{\sigma_8^{par}}{\sigma_8^{main}}} + 1}{\frac{\sigma_{Th}^{par}}{\sigma_{Th}^{main}} \cdot \frac{f_5 - f_8}{f_8 \cdot \frac{\sigma_5^{par}}{\sigma_5^{main}} - f_5 \cdot \frac{\sigma_8^{par}}{\sigma_8^{main}}} + 1}} \right] \quad (4.8)$$

Η Σχέση 4.8 εκφράζει τον λόγο των counts του ^{238}U και του Th σαν συνάρτηση των ενεργών διατομών των ακτινίδων στην ενέργεια της παρασιτικής ροής νετρονίων. Άρα αντικαθιστώντας στους όρους σ_8^{par} , σ_5^{par} και σ_{Th}^{par} τις αξιολογημένες ενεργές διατομές της διαδικτυακής βιβλιοθήκης ENDF/B-VIII.0 [4] για τις τρεις ακτινίδες, εντοπίζεται η ενέργεια νετρονίων για την οποία, μέσω της Σχέσης 4.8, αναπαράγεται με ο λόγος $\frac{Y_8}{Y_{Th}}$ με τη μεγαλύτερη ακρίβεια.

Μέσω της παραπάνω διαδικασίας προκύπτει ότι τα πειραματικά αποτελέσματα αναπαράγονται με την εφαρμογή μιας μονοενεργειακής παρασιτικής ροής νετρονίων σε ενέργειες που παρατίθενται στον Πίνακα 4.2.

Ενέργεια δέσμης δευτερίων (MeV)	Ενέργεια κύριας νετρονικής ροής (MeV)	Ενέργεια παρασιτικής νετρονικής ροής (MeV)
4.37	7.2	1.54
5.52	8.4	1.64
7.02	9.9	1.69

Πίνακας 4.2: Οι ενέργειες των μονοενεργειακών ροών παρασιτικών νετρονίων που αναπαράγουν τα πειραματικά καταγεγραμμένα γεγονότα.

Με βάση τον Πίνακα 4.2 προκύπτουν δύο βασικές παρατηρήσεις:

1. Οι ενέργειες παρασιτικών νετρονίων είναι σε όλες τις περιπτώσεις μικρότερες από την ενέργεια των δευτερίων που ενεργοποίησαν την παρασιτική αντίδραση. Άρα το ενεργειακό επίπεδο των προϊόντων της παρασιτικής αντίδρασης είναι χαμηλότερο από αυτό των αντιδρώντων και άρα η αντίδραση είναι ενδόθερμη (Q - value < 0).

Η παρατήρηση αυτή είναι εξαιρετικά χρήσιμη, αφού περιορίζει σημαντικά τις πιθανές πυρηνικές αντιδράσεις που ενδέχεται να “επιμολύνουν” τη νετρονική ροή. Συγκεκριμένα από τις αντιδράσεις της μορφής $X(d, n)Y$ που είναι “ανοικτές” για τις ενέργειες δευτερίων του πειράματος, δηλαδή η ενέργεια δευτερίων είναι μεγαλύτερη της ενέργειας κατωφλίου της αντίδρασης είναι οι:



και



Επίσης ενδόθερμες είναι και όλες οι αντιδράσεις της μορφής $X(d, np)X$, δηλαδή το break - up του δευτερίου σε κάποιο υλικό της διάταξης.

2. Οι ενέργειες της παρασιτικής ροής νετρονίων είναι αρκετά “κοντά” μεταξύ τους, δηλαδή η ενέργεια των παρασιτικών νετρονίων αυξάνεται με την ενέργεια της δέσμης δευτερίων κατά ~5%.

Η αρχική παραδοχή πως τα παρασιτικά νετρόνια είναι μονοενεργειακά δεν είναι παρά μία απλουστευμένη προσέγγιση, η οποία δεν είναι φυσικά αποδεκτή. Η μικρή μεταβολή της ενέργειας των παρασιτικών νετρονίων υποδηλώνει πως η ενεργειακή κατανομή τους έχει αρκετά μεγάλο εύρος και οι παρασιτικές ενέργειες του Πίνακα 4.2 δεν είναι παρά τα τμήματα της φαρδιάς αυτής κατανομής. Μία πιθανή εξήγηση είναι ότι ο στόχος με τον οποίο αλληλεπιδρά η δέσμη παράγοντας τα παρασιτικά νετρόνια είναι μεγάλου πάχους.

Συνεχίζοντας τη διερεύνηση των παρασιτικών αντιδράσεων, στις επόμενες παραγράφους ακολουθεί μελέτη των αντιδράσεων break - up, δηλαδή $X(d, np)X$, καθώς και των αντιδράσεων $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ και $^{16}\text{O}(d, n)^{17}\text{F}$. Σκοπός της μελέτης αυτής είναι η προσομοίωση της νετρονικής ροής που παράγουν οι εν λόγω αντιδράσεις, καθώς και το κατά πόσο μία τέτοια παρασιτική ροή μπορεί να δικαιολογήσει τα πειραματικά αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στην Παράγραφο 4.1.

4.2.2 Οι Αντιδράσεις $X(d, np)X$

Στην Παράγραφο 3.3.2 υπολογίστηκε η συνεισφορά των παρασιτικών νετρονίων που έχουν παραχθεί μέσω της αντίδρασης $^2\text{H}(d, np)^2\text{H}$, δηλαδή του break - up του δευτερίου στο αέριο δευτέριο του gas cell. Όμως η παραγωγή νετρονίων μέσω του break - up μπορεί να προκληθεί και από την πρόσκρουση του δευτερίου σε άλλους πυρήνες - στόχους που βρίσκονται στην πειραματική διάταξη. Επομένως, στην Παράγραφο αυτή μελετάται η παραγωγή νετρονίων μέσω αντιδράσεων $X(d, np)X$, δηλαδή το break - up του δευτερίου σε μεσοβαρείς πυρήνες X. Παραδείγματα πυρήνων που υπάρχουν στην πειραματική διάταξη και μπορεί να αλληλεπιδράσουν με τη δέσμη δευτερίων αποτελεί το φύλλο πλατίνας (Pt) και ο χαλκός (Cu) που περιλαμβάνει το gas cell στην έξοδο και στα τοιχώματά του αντίστοιχα. Ο βασικός λόγος που μελετώνται αυτές οι αντιδράσεις είναι ότι η ενέργεια κατωφλίου τους είναι αρκετά χαμηλότερη της $^2\text{H}(d, np)^2\text{H}$ και άρα είναι ενεργειακά επιτρεπτές ακόμα και στη χαμηλή ενέργεια δέσμης δευτερίων ($E_d = 4.37 \text{ MeV}$). Ενδεικτικά παρατίθενται οι ενέργειες κατωφλίου μερικών αντιδράσεων $X(d, np)X$:

$$\begin{aligned} ^2\text{H}(d, np)^2\text{H} - 2.225\text{MeV} & \quad (E_{th} = 4.45\text{MeV}) \\ ^{27}\text{Al}(d, np)^{27}\text{Al} - 2.225\text{MeV} & \quad (E_{th} = 2.39\text{MeV}) \\ ^{56}\text{Fe}(d, np)^{56}\text{Fe} - 2.225\text{MeV} & \quad (E_{th} = 2.30\text{MeV}) \\ ^{63}\text{Cu}(d, np)^{63}\text{Cu} - 2.225\text{MeV} & \quad (E_{th} = 2.30\text{MeV}) \\ ^{194}\text{Pt}(d, np)^{194}\text{Pt} - 2.225\text{MeV} & \quad (E_{th} = 2.25\text{MeV}) \end{aligned}$$

Όπως αναφέρθηκε στην Παράγραφο 2.2 το λογισμικό NeuSDesc [25] υπολογίζει τη νετρονική ροή που παράγεται από το gas cell τόσο μέσω της αντίδρασης D-D, όσο και μέσω του break - up του δευτερίου στο δευτέριο του gas cell. Ο υπολογισμός αυτός βασίζεται στις εξισώσεις που περιγράφηκαν από τους A.B. Kagalenko και N.V. Kornilov [32]. Με βάση τη δημοσίευση αυτή, η κινηματική μιας αντίδρασης τριών σωμάτων της μορφής $m_{02}(m_{01}, m_1 m_2) m_3$ διέπεται από τις εξισώσεις:

$$E^* = E - 2\sqrt{E\epsilon_0} \cdot \cos\theta + \epsilon_0 \quad (4.9)$$

$$\cos\theta^* = \frac{\sqrt{E} \cdot \cos\theta - \sqrt{\epsilon_0}}{\sqrt{E^*}} \quad (4.10)$$

$$\epsilon_0 = \frac{m_1 \cdot m_{01}}{(m_{01} + m_{02})^2} E_0 \quad (4.11)$$

όπου E^* , θ^* , E και θ είναι η ενέργεια και η γωνία εκπομπής των νετρονίων στο σύστημα κέντρου μάζας (CMS - Center Mass System) και στο σύστημα εργαστηρίου (LS - Lab System), ενώ ϵ_0 και E_0 είναι η ενέργεια των προσπιπτόντων δευτερίων στο CMS και το LS αντίστοιχα.

Η κατανομή των εξερχόμενων νετρονίων θεωρείται συμμετρική και η μέγιστη ενέργεια της στο CMS, E_{max}^* , περιγράφεται από τη σχέση:

$$E_{max}^* = \frac{m_{02}}{m_{01} + m_{02}} \cdot \frac{m_2 + m_3}{m_1 + m_2 + m_3} \cdot (E_0 - E_{th}) \quad (4.12)$$

όπου η ενέργεια κατωφλίου E_{th} υπολογίζεται ως:

$$E_{th} = \frac{m_{01} + m_{02}}{m_{02}} \cdot Q \quad (4.13)$$

όπου Q, το Q - value της αντίδρασης.

Εφαρμόζοντας στις παραπάνω εξισώσεις τις ενέργειες της δέσμης δευτερίων, καθώς και τις αντίστοιχες μάζες για την αντίδραση $X(d, np)X$ είναι δυνατό να υπολογιστούν οι ενέργειες των εξερχόμενων νετρονίων από το break - up του δευτερίου σε μεσοβαρείς πυρήνες. Συγκεκριμένα με βάση τη Σχέση 4.12 μπορεί να υπολογιστεί η μέγιστη ενέργεια νετρονίων στο CMS. Στη συνέχεια αρκεί γίνει η μετατροπή αυτής της ενέργειας από το CMS στο LS επιλύοντας την Σχέση 4.9 ως προς την ενέργεια στο LS, E . Για απλοποίηση των πράξεων θεωρείται ότι η μοναδική γωνία εκπομπής νετρονίων στο LS, είναι $\theta = 0^\circ$, όπου και η ενέργεια των εκπεμπόμενων νετρονίων είναι μέγιστη. Επομένως προκύπτει:

$$E - 2\sqrt{\epsilon_0}\sqrt{E} + \epsilon_0 - E^* = 0 \quad (4.14)$$

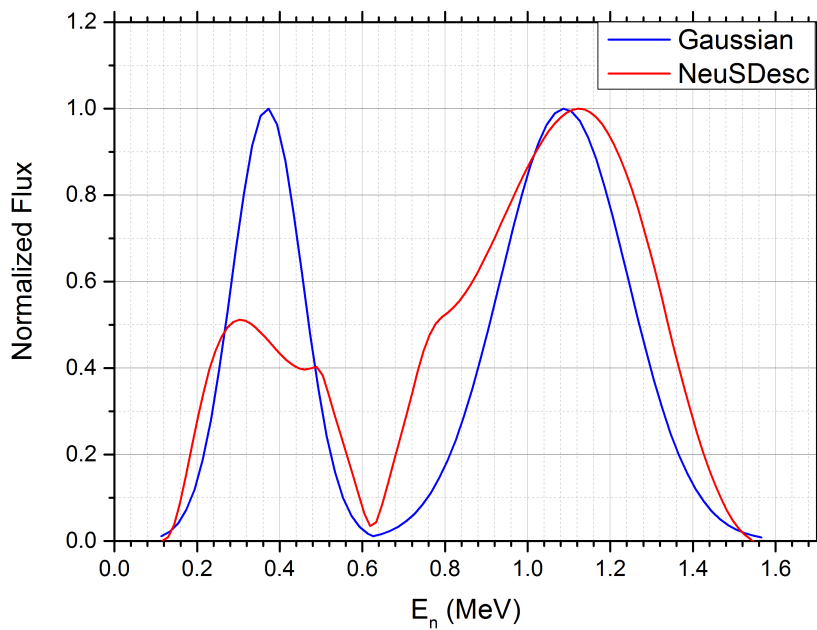
Η εξίσωση 4.14 είναι $2^{ου}$ βαθμού ως προς \sqrt{E} και έχει δύο λύσεις.

$$E_{1,2} = \epsilon_0 \pm 2\sqrt{E^* \cdot \epsilon_0} + E^* \quad (4.15)$$

Οι δύο λύσεις της Σχέσης 4.15 προβλέπονται από τη θεωρία κινηματικής ως πιθανές ενέργειες εκπεμπομένων πυρήνων. Η ύπαρξη των διπλών λύσεων εξαρτάται τόσο από την ενέργεια του βλήματος, όσο και από τις μάζες των αντιδρώντων και των προϊόντων. Συγκεκριμένα αν οι πυρήνες m_{01} , m_1 και m_2 έχουν μαζικό αριθμό μικρότερο του 4 και ο πυρήνας m_3 είναι μεσοβαρής ή βαρής, τότε οι δύο λύσεις τείνουν να εκφυλιστούν [17].

Η ενεργειακή κατανομή των εκπεμπόμενων νετρονίων, λόγω συμμετρίας, μπορεί να περιγραφεί μέσω κατανομών Gauss που εκτείνονται από τις ενέργειες που προβλέπει η Σχέση 4.15 μέχρι την ενέργεια ϵ_0 . Για την εφαρμογή της μεθόδου αναπτύχθηκε υπολογιστικό φύλλο Excel το οποίο παρουσιάζεται στο Παράρτημα Α.

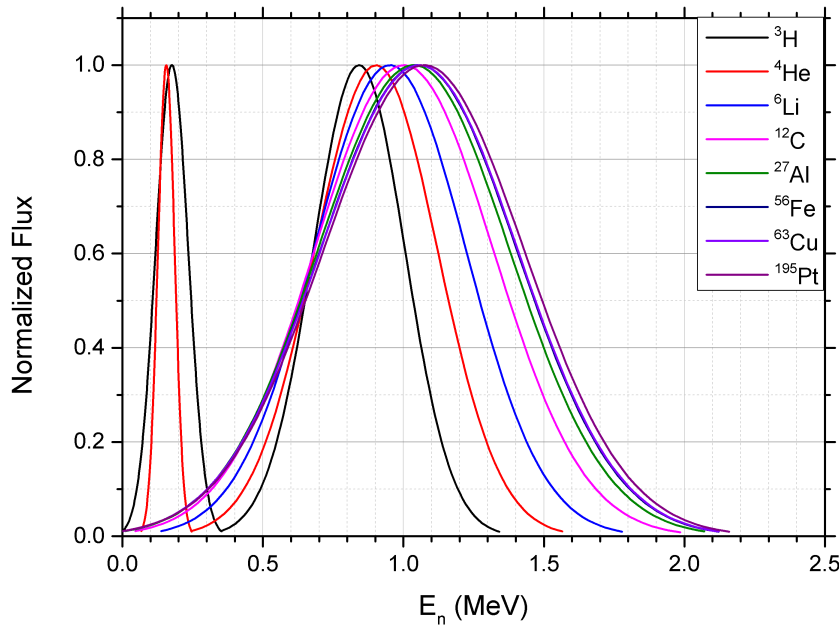
Αρχικά, για έλεγχο της μεθόδου, εξετάζεται κατά πόσο οι εν λόγω κατανομές Gauss αναπαράγουν τη νετρονική ροή που υπολογίζει το NeuSDesc για την αντίδραση $^2\text{H}(d, np)^2\text{H}$. Στο Σχήμα 4.2 παρουσιάζονται οι νετρονικές ροές που παράγονται από την αντίδραση $^2\text{H}(d, np)^2\text{H}$ μέσω των κατανομών Gauss και του NeuSDesc, για ενέργεια δευτερίων $E_d = 5$ MeV. Για λόγους ποιοτικής σύγκρισης οι κατανομές έχουν κανονικοποιηθεί στη μονάδα.



Σχήμα 4.2: Η ενεργειακή κατανομή των εξερχόμενων νετρονίων από την αντίδραση $^2\text{H}(d, np)^2\text{H}$ για ενέργεια δευτερίων $E_d = 5$ MeV, όπως περιγράφεται μέσω του NeuSDesc και των κατανομών Gauss.

Παρατηρείται από το Σχήμα 4.2 ότι οι κατανομές Gauss αναπαράγουν σε ικανοποιητικό βαθμό τα αποτελέσματα του NeuSDesc για το break - up του δευτερίου σε δευτέριο, τόσο ως προς τη μέση ενέργεια της κάθε κατανομής, όσο και ως προς το εύρος της. Επομένως η μέθοδος μπορεί εν συνεχεία να εφαρμοστεί και στο break - up του δευτερίου σε βαρύτερους πυρήνες - στόχους X.

Για να ελεγχθεί το κατά πόσο επηρεάζεται η ενεργειακή κατανομή από τους διάφορους πυρήνες - στόχους X, αρχικά υπολογίζεται η ενεργειακή κατανομή των παραγόμενων νετρονίων από δευτέρια ενέργειας $E_d = 4.37$ MeV που προσπίπτουν σε διάφορους στόχους, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.3.



Σχήμα 4.3: Η ενεργειακή κατανομή των εξερχόμενων νετρονίων από το break - up δευτερίων ενέργειας $E_d = 4.37$ MeV σε διάφορους πυρήνες - στόχους.

Παρατηρείται ότι, όπως προβλέπεται από την θεωρία κινηματικής, εμφανίζονται δύο κατανομές μόνο για ελαφρύ πυρήνα - στόχο, όπως τρίτιο (^3H) και ήλιο (^4He). Για πυρήνες μεγαλύτερου μαζικού αριθμού οι δύο λύσεις εκφυλίζονται και άρα προκύπτει μόνο μία κατανομή νετρονίων. Επίσης παρατηρείται ότι για βαρύτερους πυρήνες ($Z > 27$) η κατανομή εμφανίζει πολύ μικρές διαφορές, τόσο στη θέση του κεντροειδούς, όσο και στη μέγιστη ενέργεια εκπεμπόμενων νετρονίων.

Επομένως προκύπτει ότι η κατανομή παρασιτικών νετρονίων δεν αλλάζει σημαντικά για διαφορετικούς μεσοβαρείς πυρήνες - στόχους, και άρα είναι δυνατό με την εφαρμογή μιας παρασιτικής ροής που έχει υπολογιστεί από το break - up του δευτερίου σε τυχαίο μεσοβαρή πυρήνα, όπως ο χαλκός, να προκύψει μία αντιπροσωπευτική περιγραφή του φαινομένου.

Για την περιγραφή αυτή, εφαρμόζεται στις εξισώσεις 4.9 έως 4.14 η αντίδραση $^{63}\text{Cu}(d, np)^{63}\text{Cu} - 2.225$ MeV με ενέργεια κατωφλίου $E_{th} = 2.30$ MeV. Για να είναι η περιγραφή όσο το δυνατό πιο ρεαλιστική θεωρείται ότι η δέσμη δευτερίων προσκρούει σε ακίνητο στόχο χαλκού που βρίσκεται στα τοιχώματα του gas cell στο μισό μήκος του, και άρα η δέσμη χάνει ενέργεια καθώς διέρχεται από το φύλλο μολυβδενίου και το μισό αέριο δευτέριο. Η προσομοίωση αυτή γίνεται με χρήση του προγράμματος SRIM [26], και οι τελικές ενέργειες της δέσμης δευτερίων που χρησιμοποιούνται στους υπολογισμούς παρατίθενται στον Πίνακα 4.3. Στον Πίνακα επίσης παρατίθενται και τα χαρακτηριστικά των κατανομών Gauss που προκύπτουν, συγκεκριμένα η θέση του κεντροειδούς, δηλαδή η μέση ενέργεια νετρονίων, η τυπική απόκλιση σ και η μέγιστη ενέργεια νετρονίων.

Αρχική ενέργεια δευτερίων (MeV)	Τελική ενέργεια δευτερίων (MeV)	Μέση ενέργεια εκπεμπόμενων νετρονίων (MeV)	Τυπική απόκλιση σ	Μέγιστη ενέργεια νετρονίων (MeV)
4.37	4.01	0.86	0.29	1.72
5.52	5.21	1.46	0.49	2.92
7.02	6.75	2.23	0.74	4.47

Πίνακας 4.3: Η απώλεια ενέργειας της δέσμης δευτερίων καθώς αυτή διέρχεται από το φύλλο μολυβδενίου και το μισό αέριο δευτέριο του gas cell, όπως υπολογίστηκε μέσω του προγράμματος SRIM [26], καθώς και τα βασικά χαρακτηριστικά της κατανομής Gauss των παραγόμενων νετρονίων από την αντίδραση $^{63}\text{Cu}(d, np)^{63}\text{Cu}$.

Προσαρμογή Κατανομών στα Πειραματικά Δεδομένα

Για την εφαρμογή των κατανομών των παρασιτικών νετρονίων στα πειραματικά δεδομένα, αρκεί να εντοπιστούν οι κατάλληλοι πολλαπλασιαστικοί παράγοντες με τους οποίους πρέπει να πολλαπλασιαστεί η κατανομή Gauss και η κατανομή του MCNP, ώστε να αναπαράγεται ο πειραματικά προσδιορισμένος ρυθμός αντίδρασης (RR_{exp}) για τον κάθε στόχο. Η παρασιτική ροή εφαρμόζεται στον στόχο αναφοράς $^{238}\text{U}_{(210)}$ και μεταφέρεται στους υπόλοιπους στόχους με την κατάλληλη διόρθωση για τη στερεά γωνία, όπως παρουσιάστηκε στην Παράγραφο 3.3.1. Υπενθυμίζεται από την Σχέση 3.6 ότι ο ρυθμός αντίδρασης συνδέεται με τη νετρονική ροή μέσω της σχέσης: $RR_i = Flux_i \cdot \sigma_i^{ENDF}$, όπου ο δείκτης i υποδηλώνει το αντίστοιχο bin, Flux τη ροή που προκύπτει είτε από το MCNP είτε από την κατανομή Gauss σε μονάδες neutrons/cm², και σ^{ENDF} την αξιολογημένη ενεργό διατομή. Επομένως, ακολουθείται η εξής συλλογιστική:

Εστω Y_{Th} τα καταγεγραμμένα γεγονότα σχάσης του στόχου Th, τα οποία είναι πειραματικά προσδιορισμένα. Τα γεγονότα αυτά περιλαμβάνουν τα γεγονότα Y_{Th}^{MCNP} , δηλαδή τα γεγονότα σχάσης που προκύπτουν από νετρόνια της ροής του MCNP, καθώς και τα παρασιτικά γεγονότα Y_{Th}^{par} , δηλαδή τα γεγονότα που προκύπτουν από τα παρασιτικά νετρόνια της κατανομής Gauss που προστίθεται. Για τις ποσότητες Y_{Th} , Y_{Th}^{MCNP} και Y_{Th}^{par} ισχύει η σχέση:

$$Y_{Th} = Y_{Th}^{MCNP} + Y_{Th}^{par} \quad (4.16)$$

Με όμοιο τρόπο για τον στόχο αναφοράς ^{238}U ισχύει η σχέση:

$$Y_8 = Y_8^{MCNP} + Y_8^{par} \quad (4.17)$$

όπου ο παράγοντας Y_8 είναι επίσης πειραματικά προσδιορισμένος.

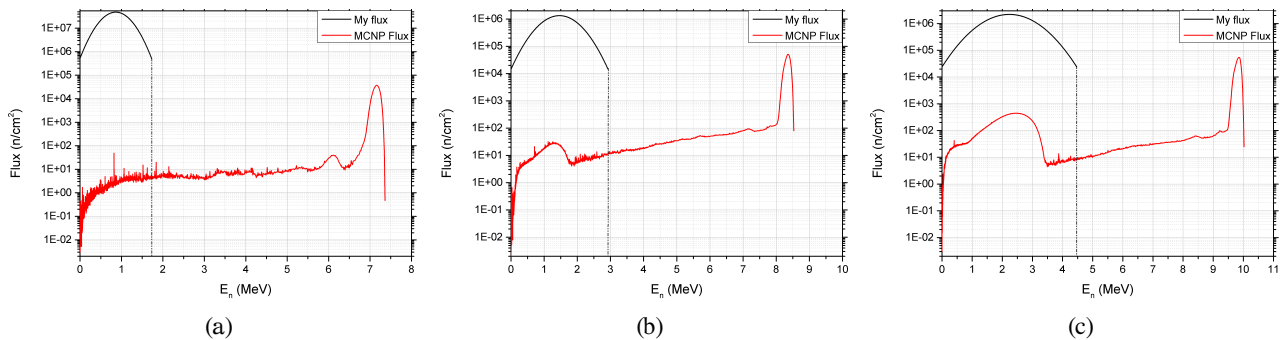
Επιπλέον, ισχύουν οι σχέσεις:

$$\frac{Y_{Th}^{MCNP}}{Y_8^{MCNP}} = \frac{RR_{Th}^{MCNP}}{RR_8^{MCNP}} = A \quad (4.18)$$

$$\frac{Y_{Th}^{par}}{Y_8^{par}} = \frac{RR_{Th}^{par}}{RR_8^{par}} = B \quad (4.19)$$

όπου οι παράγοντες A και B είναι οι λόγοι των ρυθμών αντίδρασης RR από το MCNP και από τις κατανομές Gauss αντίστοιχα, οι οποίοι είναι γνωστοί, αφού δεν εξαρτώνται από τους άγνωστους πολλαπλασιαστικούς παράγοντες των κατανομών, αλλά μόνο από την ενεργό διατομή του κάθε στόχου, τη μάζα και τη στερεά γωνία.

Οι εξισώσεις 4.16, 4.17, 4.18 και 4.19 αποτελούν σύστημα 4×4 το οποίο δίνει μοναδική λύση για τις τιμές των παραμέτρων Y_{Th}^{MCNP} , Y_{Th}^{par} , Y_8^{MCNP} και Y_8^{par} . Δηλαδή η λύση του συστήματος υποδηλώνει τα καταγεγραμμένα γεγονότα που πρέπει να αποδοθούν στην κάθε ροή, ώστε να αναπαράγονται τα πειραματικά δεδομένα. Άρα οι πολλαπλασιαστικοί παράγοντες που εφαρμόζονται στις ροές του MCNP και της κατανομής Gauss, πρέπει να είναι τέτοιοι ώστε η κάθε κατανομή να αποδίδει τον αριθμό γεγονότων που προβλέπει η λύση του συστήματος. Οι ροές που προκύπτουν με βάση τα παραπάνω παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.4, όπου με μαύρο χρώμα παρουσιάζεται η ροή παρασιτικών νετρονίων από το break - up του δευτερίου στο χαλκό, ενώ με κόκκινο η ροή από το MCNP.



Σχήμα 4.4: Η νετρονικές ροές που αναπαράγουν τα πειραματικά αποτελέσματα για ενέργεια νετρονίων (a) 7.2, (b) 8.4 και (c) 9.9 MeV.

Παρατηρείται ότι η ροή παρασιτικών νετρονίων λόγω break - up, με την οποία αναπαράγονται τα πειραματικά αποτελέσματα είναι μέχρι και 2 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την κύρια νετρονική ροή.

4.2.3 Οι Αντιδράσεις $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ και $^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}$

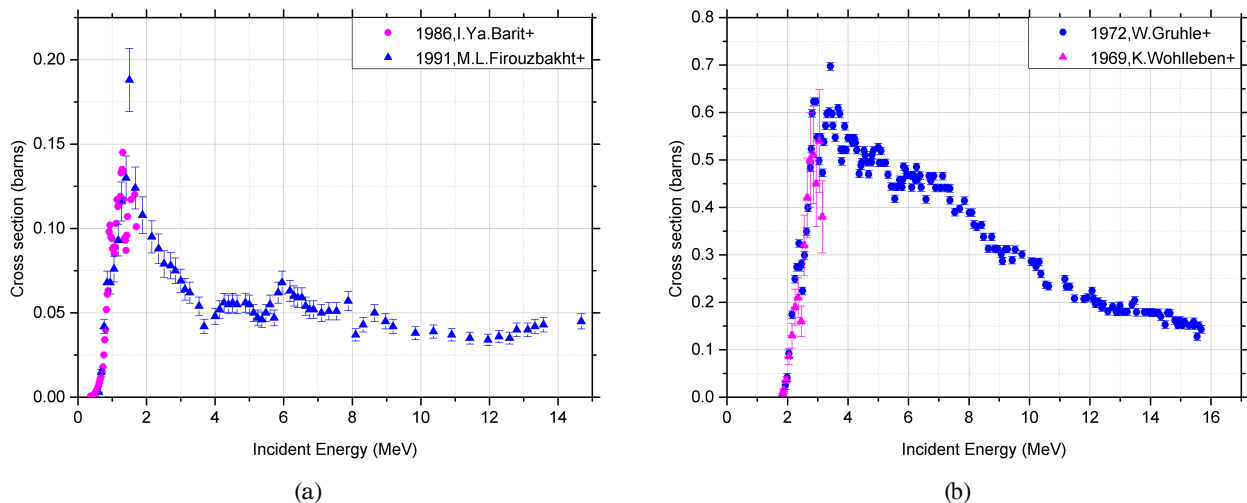
Η ενδεχόμενη ύπαρξη επιμόλυνσης από οξυγόνο ή άνθρακα στην πειραματική διάταξη εγείρει ερωτήματα για τα πιθανά τιμήματα της διάταξης στα οποία μπορεί αυτή να βρεθεί. Δεδομένου ότι η κατανομή των παρασιτικών νετρονίων εκτείνεται σε μεγάλο εύρος ενεργειών (βλ. Παρ. 4.2.1) η πηγή παρασιτικών νετρονίων πρέπει να βρίσκεται σε όσο το δυνατό μικρότερη απόσταση από το θάλαμο σχάσης, ώστε η στερεά γωνία που “βλέπουν” οι στόχοι να είναι αρκετά μεγάλη. Επομένως το πιο πιθανό τιμήμα της διάταξης στο οποίο μπορεί να λαμβάνει χώρα η παρασιτική αντίδραση είναι το gas cell.

Για την περίπτωση του οξυγόνου, έγινε έλεγχος του gas cell για ενδεχόμενη διαρροή αερίου που θα μπορούσε να οδηγήσει σε πρόσμιξη ατμοσφαιρικού αέρα με το αέριο δευτέριο που βρίσκεται μέσα σε αυτό. Όπως αναφέρθηκε στην Παράγραφο 2.1 το gas cell είναι συνδεδεμένο με τη γραμμή μεταφοράς η οποία λειτουργεί σε υψηλό κενό της τάξης των 10^{-5} - 10^{-6} torr. Αν η κυψελίδα είχε διαρροή, τότε όταν είναι κενή από αέριο δευτέριο και απομονωμένη από τον περιβάλλοντα χώρο, το κενό σε αυτή δεν θα μπορούσε να διατηρηθεί σταθερό. Το ενδεχόμενο αυτό ελέγχθηκε πειραματικά μελετώντας την τιμή της πίεσης στην κυψελίδα, όπου και αποφάνθηκε ότι δεν παρατηρείται καμία μεταβολή σε διάστημα αρκετών ωρών, γεγονός που υποδηλώνει ότι το gas cell δεν έχει διαρροή.

Ωστόσο, στη δημοσίευση των Paradellis et al. (1992) [33], αναφέρεται χαρακτηριστικά για την κατασκευή του gas cell: “The gas cell is made of stainless steel In order to reduce the production of background neutrons, the interior of the gas cell is lined with Ta.” Επομένως τα τοιχώματα του gas cell είναι κατασκευασμένα από ατσάλι το οποίο περιλαμβάνει άνθρακα σε ποσοστό που κυμαίνεται από 0.03% μέχρι και παραπάνω από 1.00%. Επίσης το λεπτό τοίχωμα τανταλίου που αναφέρεται στη δημοσίευση ενδέχεται με το πέρασ σχεδόν 30 χρόνων από τη κατασκευή του είτε να έχει οξειδωθεί και άρα στο εσωτερικό του gas cell να υπάρχει οξυγόνο σε στερεή μορφή, είτε να έχει υποχωρήσει και άρα η δέσμη να έρχεται σε άμεση επαφή με το ατσάλι.

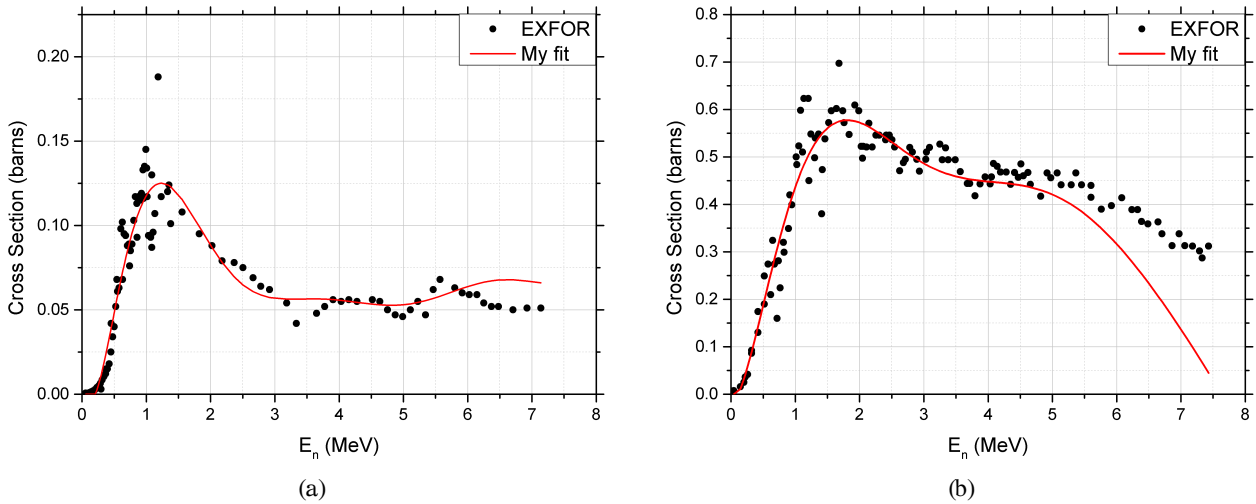
Σε περίπτωση που η δέσμη δευτερίου αντιδρά είτε με οξυγόνο είτε με άνθρακα στο εσωτερικό της κυψελίδας, τα παρασιτικά νετρόνια που παράγονται στην gas in μέτρηση διαφέρουν από αυτά της gas out, αφού η δέσμη δευτερίου βρίσκεται σε διαφορετική ενέργεια στην κάθε περίπτωση λόγω της απώλειας ενέργειας της δέσμης από τη διέλευσή της από το αέριο δευτέριο. Επομένως η διόρθωση από την αφαίρεση των δύο φασμάτων (βλ. Παρ. 3.2.2) δεν επαρκεί και χρειάζεται περαιτέρω διόρθωση των παρασιτικών νετρονίων.

Η νετρονική ροή που παράγουν οι αντιδράσεις $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ και $^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}$ είναι ανάλογη της ενεργού διατομής της κάθε αντίδρασης. Στο Σχήμα 4.5 παρουσιάζονται τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για τις δύο αντιδράσεις.



Σχήμα 4.5: Τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων (a) $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ και (b) $^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}$.

Επομένως με βάση τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων του Σχήματος 4.5 θεωρήθηκαν δύο προσρμογές (fit), όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.6. Ο οριζόντιος άξονας τους Σχήματος 4.6 υποδηλώνει τις ενέργειες των νετρονίων που, βάσει της κινηματικής των αντιδράσεων, αντιστοιχούν στις ενέργειες των δευτερίων του Σχήματος 4.5. Για τις προσρμογές έγινε χρήση πολυωνυμικών συναρτήσεων 10^{0v} βαθμού οι οποίες παρατίθενται στον Πίνακα 4.4.

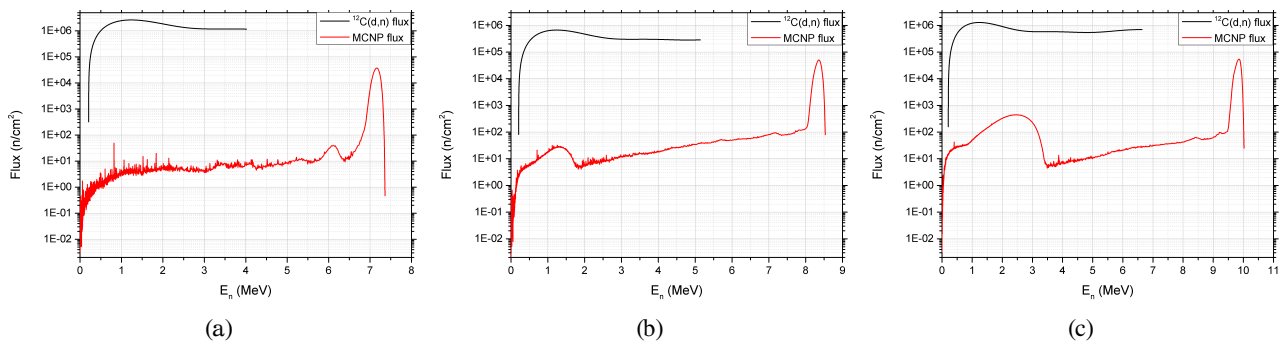


Σχήμα 4.6: Τα πειραματικά δεδομένα για τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων (a) $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ και (b) $^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}$ συναρτήσει της ενέργειας των εκπεμπόμενων νετρονίων με τις αντίστοιχες πολυωνυμικές προσαρμογές.

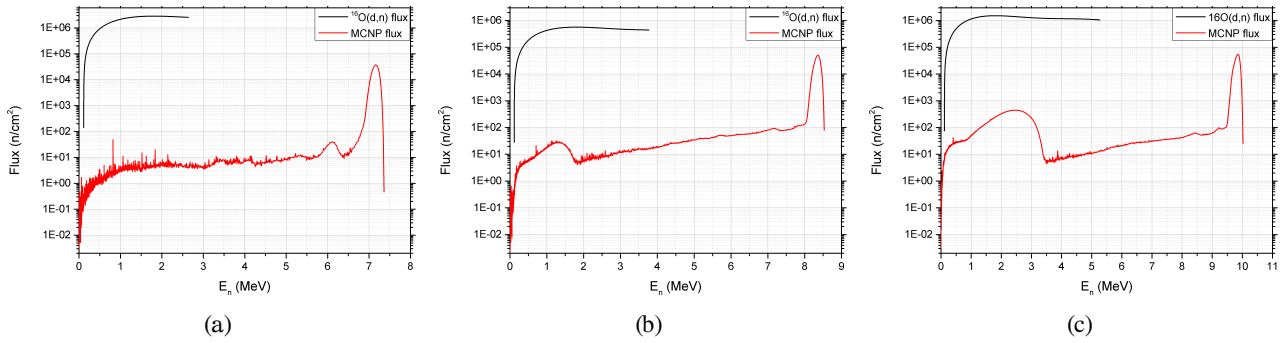
$^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$	
$f(x) =$	$5.57\text{E-}07 \cdot x^{10} - 2.83\text{E-}05 \cdot x^9 + 6.18\text{E-}04 \cdot x^8 - 7.53\text{E-}03 \cdot x^7 + 5.61\text{E-}02 \cdot x^6 - 0.263 \cdot x^5 + 0.764 \cdot x^4 - 1.28 \cdot x^3 + 1.04 \cdot x^2 - 0.195 \cdot x + 0.0060$
$^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}$	
$f(x) =$	$5.06\text{E-}08 \cdot x^{10} - 3.64\text{E-}06 \cdot x^9 + 1.12\text{E-}04 \cdot x^8 - 1.92\text{E-}03 \cdot x^7 + 2.01\text{E-}02 \cdot x^6 - 0.13 \cdot x^5 + 0.51 \cdot x^4 - 1.14 \cdot x^3 + 1.09 \cdot x^2 + 0.11 \cdot x - 2.43\text{E-}02$

Πίνακας 4.4: Η συνάρτηση προσαρμογής της ενεργού διατομής για την κάθε αντίδραση.

Οι κατανομές παρασιτικών νετρονίων των αντιδράσεων $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ και $^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}$ που παρουσιάστηκαν στον Πίνακα 4.4 εφαρμόζονται στα πειραματικά δεδομένα με τη μέθοδο που περιγράφηκε στην Παράγραφο 4.2.2, και οι νετρονικές ροές που προκύπτουν παρουσιάζονται στα Σχήματα 4.7 και 4.8.



Σχήμα 4.7: Η νετρονικές ροές που αναπαράγουν τα πειραματικά αποτελέσματα για ενέργεια νετρονίων (a) 7.2, (b) 8.4 και (c) 9.9 MeV μέσω της παρασιτικής αντίδρασης $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$.



Σχήμα 4.8: Η νετρονικές ροές που αναπαράγουν τα πειραματικά αποτελέσματα για ενέργεια νετρονίων (a) 7.2, (b) 8.4 και (c) 9.9 MeV μέσω της παρασιτικής αντίδρασης $^{16}\text{O}(d,n)^{17}\text{F}$.

Παρατηρείται ότι η παρασιτική ροή νετρονίων από το οξυγόνο και τον άνθρακα με την οποία αναπαράγονται τα πειραματικά αποτελέσματα είναι μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από την κύρια νετρονική ροή.

Για τον υπολογισμό της μάζας του άνθρακα και του οξυγόνου που προκαλεί την εν λόγω παρασιτική ροή γίνεται χρήση της Σχέσης 3.1 ως εξής:

$$N_{^{16}\text{O}/^{12}\text{C}} = \frac{Y}{\Phi_d \cdot \sigma} \quad (4.20)$$

όπου

- Y τα παρασιτικά νετρόνια που παρήχθησαν μέσω της αντίδρασης (d,n), τα οποία υπολογίζονται ως το ολοκλήρωμα της παρασιτικής ροής νετρονίων που προσπίπτει στον στόχο $^{238}\text{U}_{210}$ διορθωμένα με τη στερεά γωνία του στόχου από τη μέση της κυρτελίδας.
- Φ_d η ροή δευτερίων που προσπίπτει στο gas cell, η οποία υπολογίζεται από το ρεύμα δέσμης που καταμετρήθηκε από το Faraday cup.
- σ η ενεργός διατομή των αντιδράσεων $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ και $^{16}\text{O}(d,n)^{17}\text{F}$ στην ενέργεια της δέσμης των δευτερίων από τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα που παρουσιάστηκαν στο Σχήμα 4.5. Στις ενέργειες δευτερίων που δεν υπήρχαν πειραματικά δεδομένα, πραγματοποιήθηκε γραμμική προσαρμογή εκατέρωθεν της εν λόγω ενέργειας, από την οποία υπολογίστηκε η ενεργός διατομή.

Με βάση τη Σχέση 4.20, η μάζα του άνθρακα και του οξυγόνου για την εκάστοτε ενέργεια δέσμης παρουσιάζεται στον Πίνακα 4.5

Ενέργεια κύριας δέσμης νετρονίων (MeV)	Αριθμός πυρήνων ^{16}O	Αριθμός πυρήνων ^{12}C	Μάζα ^{16}O (gr)	Μάζα ^{12}C (gr)
7.2	$(1.32 \pm 0.02) \cdot 10^{17}$	$(9.98 \pm 0.99) \cdot 10^{17}$	$(0.35 \pm 0.01) \cdot 10^{-5}$	$(1.99 \pm 0.19) \cdot 10^{-5}$
8.4	$(4.49 \pm 0.09) \cdot 10^{17}$	$(42.9 \pm 4.3) \cdot 10^{17}$	$(1.19 \pm 0.02) \cdot 10^{-5}$	$(8.56 \pm 0.86) \cdot 10^{-5}$
9.9	$(10.4 \pm 0.2) \cdot 10^{17}$	$(111.7 \pm 11.2) \cdot 10^{17}$	$(2.76 \pm 0.05) \cdot 10^{-5}$	$(22.3 \pm 2.2) \cdot 10^{-5}$

Πίνακας 4.5: Το πλήθος πυρήνων και η μάζα οξυγόνου και άνθρακα που προκαλεί την εν λόγω παρασιτική ροή για την κάθε κύρια ενέργεια νετρονίων.

Σχετικά με την αβεβαιότητα των παραπάνω μεγεθών:

- Η ροή δευτερίων Φ_d συνοδεύεται από το στατιστικό σφάλμα των παλμών που καταγράφηκαν από το Faraday cup.
- Η ενεργός διατομή σ συνοδεύεται από τα αντίστοιχα σφάλματα των υπαρχόντων πειραματικών δεδομένων.
- Τα παρασιτικά νετρόνια Y συνοδεύονται τόσο από το σφάλμα της στερεάς γωνίας, όσο και από το σφάλμα της παρασιτικής ροής. Όσον αφορά το τελευταίο, θεωρήθηκε ότι είναι μόνο στατιστικής φύσης, δηλαδή $\delta Y = \sqrt{Y}$. Παρόλα αυτά η μεθοδολογία με την οποία προέκυψε η εν λόγω ροή περιλαμβάνει αρκετές παραδοχές για απλοποίηση του προβλήματος. Επομένως το πραγματικό σφάλμα της ροής είναι μεγαλύτερο από το στατιστικό σφάλμα που λήφθηκε υπ' όψιν στον υπολογισμό.

Παρατηρείται ότι η ποσότητα τόσο του άνθρακα όσο και του οξυγόνου διαφέρει στην κάθε ενέργεια. Μάλιστα, στη μεγάλη ενέργεια νετρονίων η ποσότητα οξυγόνου και άνθρακα προκύπτει δεκαπλάσια της αντίστοιχης ποσότητας στη μικρή ενέργεια. Το φαινόμενο αυτό, εκτός του υποεκτιμημένου σφάλματος που αναγράφεται στον Πίνακα 4.5, ενδέχεται να οφείλεται στο γεγονός ότι για την κάθε ενέργεια η δέσμη “περνάει” διαφορετικά, δηλαδή ενδέχεται να διέρχεται από το gas cell με διαφορετικό τρόπο. Αυτό θα είχε ως αποτέλεσμα η δέσμη να αλληλεπιδρά με διαφορετική ποσότητα οξυγόνου ή άνθρακα στο κάθε “πέρασμα”.

Κεφάλαιο 5

Συμπεράσματα - Προοπτικές

Στην παρούσα εργασία μετρήθηκε η ενεργός διατομή της αντίδρασης σχάσης $^{232}\text{Th}(n,f)$ με χρήση ανιχνευτών αερίου MicroMegas, σε ενέργειες νετρονίων $E_n = 7.2, 8.4$ και 9.9 MeV. Η μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων που χρησιμοποιήθηκε, παρήχθη στον επιταχυντή Tandem Van de Graaff 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”, μέσω της αντίδρασης παραγωγής νετρονίων $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$, επιταχύνοντας δευτέρια σε ενέργειες $E_d = 4.3, 5.5$ και 7.0 MeV, αντίστοιχα. Στη μεθοδολογία που εφαρμόστηκε, χρησιμοποιήθηκαν ως στόχοι αναφοράς τα ισότοπα $^{235}, ^{238}\text{U}$ για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής σχάσης του ^{232}Th .

Τα πειραματικά αποτελέσματα υπέδειξαν την ύπαρξη παρασιτικών νετρονίων χαμηλότερων ενεργειών που έχουν προκύψει από αλληλεπίδραση της δέσμης δευτερίων με τα υλικά της πειραματικής διάταξης, και προκαλούν παρασιτικά γεγονότα σχάσης που δεν αφαιρούνται σωστά από τα συνολικά καταγεγραμμένα γεγονότα. Η ύπαρξη των παρασιτικών νετρονίων έχει ως αποτέλεσμα την συστηματική υποτίμηση της ενεργού διατομής που υπολογίζεται.

Περαιτέρω μελέτη στη παρασιτική ροή νετρονίων που οδηγεί στην υποτίμηση των αποτελεσμάτων για την ενεργό διατομή, κατέληξε στο ότι τα παρασιτικά νετρόνια εκτιμάται πως έχουν μέση ενέργεια $\sim 1.5 - 2.5$ MeV. Επιπλέον η παρασιτική αντίδραση είναι ενδόθερμη και προκύπτει από την αλληλεπίδραση της δέσμης δευτερίων με παχύ στόχο στο εσωτερικό της κυβελίδας αερίου δευτερίου.

Διερευνώντας τις παρασιτικές αντιδράσεις που ενδέχεται να λαμβάνουν χώρα, μελετήθηκαν οι αντιδράσεις της μορφής $X(d,np)X$, καθώς και $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ και $^{16}\text{O}(d,n)^{17}\text{F}$. Πιο συγκεκριμένα, αναπτύχθηκε μεθοδολογία για τον υπολογισμό της νετρονικής ροής που προκύπτει από αντιδράσεις τριών σωμάτων της μορφής $X(d,np)X$, δηλαδή από το break - up του δευτερίου σε τυχαίους στόχους X, και εν συνεχεία υπολογίστηκε η νετρονική ροή που προκύπτει από το break - up του δευτερίου σε χαλκό που οδηγεί στην αναπαραγωγή των αναμενόμενων αποτελεσμάτων. Επίσης υπολογίστηκε η νετρονική ροή που προκύπτει από τις αντιδράσεις $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ και $^{16}\text{O}(d,n)^{17}\text{F}$, ώστε να μελετηθεί η ενδεχόμενη ύπαρξη επιμόλυνσης της κυβελίδας δευτερίου από άνθρακα ή οξυγόνο. Τέλος υπολογίστηκε η μικροποσότητα οξυγόνου και άνθρακα, η ύπαρξη της οποίας οδηγεί στην αναπαραγωγή των αναμενόμενων αποτελεσμάτων ενεργού διατομής σχάσης του ^{232}Th .

Μελλοντικές προοπτικές στα πλαίσια της εργασίας αυτής, είναι περισσότερες μετρήσεις στην ενεργειακή περιοχή 2 - 6 MeV μέσω των αντιδράσεων παραγωγής νετρονίων $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ και $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$, ώστε να εμπλουτιστούν προηγούμενες μετρήσεις [3][23] από την ομάδα Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π.. Για τον ακριβή προσδιορισμό και έλεγχο των χαμηλοενεργειακών παρασιτικών νετρονίων μια ακόμη προοπτική αποτελεί η προσομοίωση του πειραματικού χώρου μέσω του κώδικα MCNP6. Την τελική ακριβή λύση για τη ροή των παρασιτικών νετρονίων χαμηλών ενεργειών θα μπορούσε ασφαλώς να δώσει η εγκατάσταση ενός συστήματος Time of Flight (TOF) στο ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”.

Βιβλιογραφία

- [1] *The Generation IV International Forum*. URL: <https://www.gen-4.org/gif/>.
- [2] NEA. *Accelerator-driven Systems (ADS) and Fast Reactors (FR) in Advanced Nuclear Fuel Cycles*. Organisation for Economic Co-Operation και Development - Nuclear Energy Agency, 2002. ISBN: 92-64-18482-1. URL: http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:33039274.
- [3] Χασάπογλου Σ. “Πειραματική Μελέτη της Αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n,f)$ στην Ενεργειακή Περιοχή 14-20 MeV με χρήση Ανιχνευτών *MicroMegas*”. Δ.Π.Μ.Σ. Φυσική & Τεχνολογικές Εφαρμογές, ΣΕΜΦΕ, 2019.
- [4] D.A. Brown κ.ά. “*ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data*”. Στο: *Nuclear Data Sheets* 148 (2018). Special Issue on Nuclear Reaction Data, σσ. 1–142. ISSN: 0090-3752. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2018.02.001>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375218300206>.
- [5] Keiichi Shibata κ.ά. “*JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering*”. Στο: *Journal of Nuclear Science and Technology* 48.1 (2011), σσ. 1–30. DOI: 10.1080/18811248.2011.9711675. eprint: <https://doi.org/10.1080/18811248.2011.9711675>. URL: <https://doi.org/10.1080/18811248.2011.9711675>.
- [6] V. M. Pankratov, N. A. Vlasov και B. V. Rybakov. “*Cross sections for the fission of Th^{232} , U^{235} , and U^{238} induced by 10–22 Mev neutrons*”. Στο: *The Soviet Journal of Atomic Energy* (5 1961), σσ. 939–941. DOI: 10.1007/BF02033265. URL: <https://doi.org/10.1007/BF02033265>.
- [7] J W Meadows. “*Fission cross sections of some thorium, uranium, neptunium and plutonium isotopes relative to ^{235}U* ”. Στο: (Οκτ. 1983). DOI: 10.2172/5539010.
- [8] Oleg Shcherbakov κ.ά. “*Neutron-Induced Fission of ^{233}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{239}Pu , ^{237}Np , natPb and ^{209}Bi Relative to ^{235}U in the energy range 1-200 MeV*”. Στο: *Journal of Nuclear Science and Technology* Supplement 2 (Αύγ. 2002), σσ. 230–233. DOI: 10.1080/00223131.2002.10875081.
- [9] Paul Lisowski. “*Neutron Induced Fission Cross Section Ratios for ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np and ^{239}Pu from 1 to 400 MeV*”. Στο: *Proc. of the Int. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Tech., Mito, Japan, May 30-June 3, 1988* (Ιαν. 1988).
- [10] R. L. Henkel. *Fast Neutron Cross Sections*. LA-2122. Los Alamos Scientific Laboratory, 1957.
- [11] Lise Meitner και O. R. Frisch. “*Disintegration of Uranium by Neutrons: a New Type of Nuclear Reaction*”. Στο: *Nature* 143 (3615 1939), σσ. 239–240. DOI: 10.1038/143239a0. URL: <https://doi.org/10.1038/143239a0>.
- [12] Flerov και Petrjak. “*Spontaneous Fission of Uranium*”. Στο: *Phys. Rev.* 58 (1 Ιούλ. 1940), σσ. 89–89. DOI: 10.1103/PhysRev.58.89.2. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.58.89.2>.
- [13] Niels Bohr και John Archibald Wheeler. “*The Mechanism of Nuclear Fission*”. Στο: *Phys. Rev.* 56 (5 Σεπτ. 1939), σσ. 426–450. DOI: 10.1103/PhysRev.56.426. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.56.426>.
- [14] Michael Pearson. “*On the belated discovery of fission*”. Στο: *Physics Today* 68 (6 2015), σ. 40. URL: <https://doi.org/10.1063/PT.3.2817>.
- [15] Maria G. Mayer. “*On Closed Shells in Nuclei*”. Στο: *Phys. Rev.* 74 (3 Αύγ. 1948), σσ. 235–239. DOI: 10.1103/PhysRev.74.235. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.74.235>.
- [16] V.M. Strutinsky. “*Shell effects in nuclear masses and deformation energies*”. Στο: *Nuclear Physics A* 95.2 (1967), σσ. 420–442. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(67\)90510-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(67)90510-6). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947467905106>.
- [17] K.S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. Wiley, 1987, σσ. 485–496. ISBN: 9780471805533.

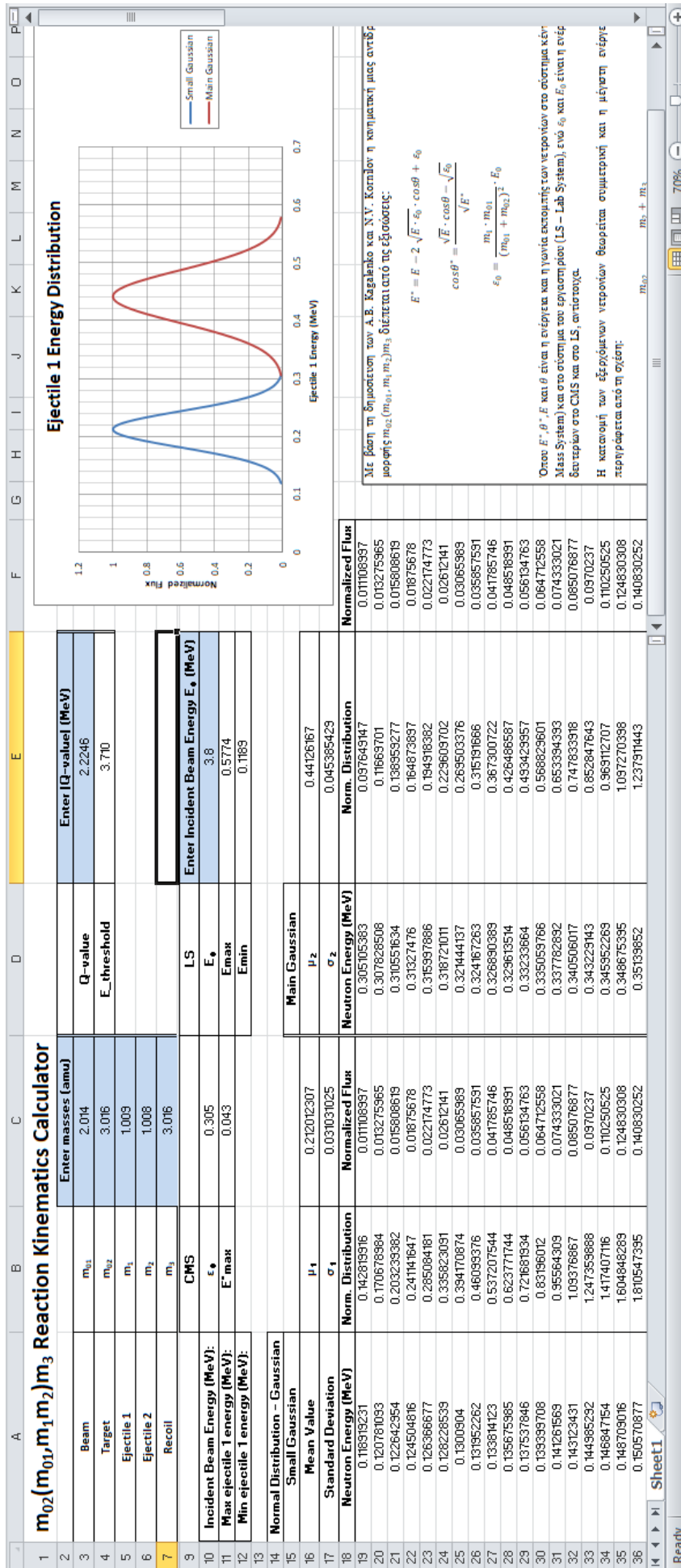
- [18] V. Strutinsky. “*Macroscopic and microscopic aspects in nuclear fission*”. Στο: *Nuclear Physics A* 502 (1989), σσ. 67–84. issn: 0375-9474. doi: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(89\)90655-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(89)90655-6). url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947489906556>.
- [19] Σταματόπουλος Α. “*Έλεγχος Αξιοπιστίας Διαφορικών Ενεργών Διατομών Ελαστικής Σκέδασης Πρωτονίων σε στόχο Φυσικού Βορίου*”. Δ.Π.Μ.Σ. Φυσική & Τεχνολογικές Εφαρμογές, ΣΕΜΦΕ, 2014.
- [20] Διακάκη Μ. “*Ο επιταχυντής Van de Graaff Tandem (T11 5.5 MV) του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε “Δημόκριτος” - Εγχειρίδιο Εισαγωγής στις Βασικές Έννοιες Λειτουργίας του Επιταχυντή*”.
- [21] *Neutron Sources For Basic Physics and Applications, Volume 2*. Neutron Physics and Nuclear Data in Science and Technology. Pergamon Press, 1983.
- [22] Veatriki Michalopoulou κ.ά. “*Measurement of the $^{236}\text{U}(n,f)$ cross-section between 4 and 10 MeV with Micromegas detectors*”. Στο: *HNPS Proceedings* 26 (Απρ. 2019), σ. 172. doi: 10.12681/hnps.1815.
- [23] Athanasios Stamatopoulos κ.ά. “*Measurements of the $^{234}\text{U}(n,f)$ cross section using quasimonoenergetic beams in the keV and MeV range and a Micromegas detector assembly*”. Στο: *HNPS Proceedings* 25 (Απρ. 2019), σ. 186. doi: 10.12681/hnps.1971.
- [24] Paulsen A. Liskien H. “*Neutron production cross sections and energies for the reactions $T(p,n)^3\text{He}$, $D(d,n)^3\text{He}$, and $T(d,n)^4\text{He}$* ”. Στο: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 11.7 (1973), σσ. 569–619. issn: 0092-640X. doi: [https://doi.org/10.1016/S0092-640X\(73\)80081-6](https://doi.org/10.1016/S0092-640X(73)80081-6). url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X73800816>.
- [25] Lövestam G. Birgersson E. “*NeuSDesc – Neutron Source Description, Instruction Manual*”. Στο: *Luxembourg: Office for Official Publications of the European Communities* (2008). issn: 1018-5593.
- [26] J. Ziegler. *SRIM - Stopping and Range of Ions in Matter*. 2013. url: www.srim.org.
- [27] Y. Giomataris κ.ά. “*MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*”. Στο: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 376.1 (1996), σσ. 29–35. issn: 0168-9002. doi: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00175-1](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00175-1). url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900296001751>.
- [28] Ασπμακόπουλος Π. *Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική*. Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων. Σχολή Θετικών Επιστημών. Τμήμα Φυσικής., 2005, σσ. 265–271.
- [29] Giuseppe Battistoni κ.ά. “*Overview of the FLUKA code*”. Στο: *Annals of Nuclear Energy* 82 (2015). Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2013, SNA + MC 2013. Pluri- and Trans-disciplinarity, Towards New Modeling and Numerical Simulation Paradigms, σσ. 10–18. issn: 0306-4549. doi: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2014.11.007>. url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454914005878>.
- [30] T. Goorley κ.ά. “*Initial MCNP6 release overview. MCNP6 version 0.1*”. Στο: *Nuclear technology* 180 (Δεκ. 2012), σσ. 298–315. doi: 10.13182/NT11-135.
- [31] Schwarz Software & Consulting LLC. *The Visual Editor for MCNP*. url: <http://www.mcnpvised.com/visualeditor/visualeditor.html>.
- [32] A.B. Kagalenko και N.V. Kornilov. *The differential neutron production cross-sections in the $D(d,np)$ reaction*. International Atomic Energy Agency (IAEA), 1987, σσ. 115–119. url: http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:18075558.
- [33] G. Doukellis, T. Paradellis και S. Kossionides. “*Energy and flux measurement of the neutrons produced in a gas cell*”. Στο: *HNPS Advances in Nuclear Physics* 3.0 (1992), σσ. 196–202. doi: 10.12681/hnps.2386.

Παράρτημα Α

Το φύλλο Excel της αντίδρασης $m_{01}(m_{02}, m_1 m_2)m_3$

Στην Παράγραφο 4.2.2 παρουσιάστηκαν οι εξισώσεις κινηματικής που διέπουν μια αντίδραση της μορφής $m_{02}(m_{01}, m_1 m_2)m_3$, με βάση τη δημοσίευση των Α.Β. Kagalenko και Ν.Ν. Kornilov [32]. Με βάση τις παραπάνω εξισώσεις αναπτύχθηκε υπολογιστικό φύλλο Excel για τον υπολογισμό της ενεργειακής κατανομής των εκπεμπόμενων πυρήνων m_1 στις 0° . Πιο αναλυτικά, το φύλλο δέχεται ως είσοδο από τον χρήστη τις μάζες του βλήματος m_{01} , του στόχου m_{02} , των εκπεμπόμενων πυρήνων m_1 και m_2 , καθώς και του ανακρουόμενου m_3 σε μονάδες amu. Επιπλέον ο χρήστης εισάγει το Q-value της εν λόγω αντίδρασης, καθώς και την ενέργεια του προσπίπτοντος m_{01} στο σύστημα του εργαστηρίου, E_0 . Το φύλλο υπολογίζει τις ενέργειες του εκπεμπόμενου πυρήνα m_1 και στη συνέχεια περιγράφει την ενεργειακή κατανομή τους μέσω συναρτήσεων Gauss.

Στο Σχήμα Α.1 παρουσιάζεται ένα στιγμιότυπο οθόνης του φύλλου, κατά τον υπολογισμό της νετρονικής ροής που παράγεται μέσω της αντίδρασης ${}^3\text{H}(d, n){}^3\text{H}$ για δευτέρια ενέργειας 3.8 MeV.



Σχήμα Α.1: Στιγμιότυπο οθόνης του φύλλου Excel, κατά τον υπολογισμό της νετρονικής ροής που παράγεται μέσω της αντίδρασης $^3\text{H}(d,n)^3\text{H}$ για δευτέρια ενέργειας 3.8 MeV.