



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Δ.Π.Μ.Σ. "Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές"

Διπλωματική Εργασία Μεταπτυχιακού προγράμματος σπουδών

Πειραματική Μελέτη της Αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$ στην
Ενεργειακή Περιοχή 14 – 20 MeV με χρήση
Ανιχνευτών Micromegas

Σωτήρης Χασάπογλου

Τριμελής επιτροπή

Μιχάλης Κόκκορης, Καθηγητής ΕΜΠ

Ρόζα Βλαστού, Ομ. Καθηγήτρια ΕΜΠ

Αναστάσιος Λαγογιάννης, Ερευνητής Β' Ε.Κ.ΕΦ.Ε. 'Δημόκριτος'

Αθήνα, Ιούλιος 2019

*Στους γονείς μου,
Στον παππού μου*

Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω από καρδιάς τον καθηγητή Μιχάλη Κόκκορη για την αμέριστη εμπιστοσύνη, και κυρίως βοήθεια στα πλαίσια της ολοκλήρωσης αυτής της εργασίας. Τον ευχαριστώ θερμά για τη συνεχή διάθεσή του για βοήθεια και για νέες ιδέες. Ένα τεράστιο ευχαριστώ οφείλω επίσης και στην ομότιμη καθηγήτρια Ρόζα Βλαστού για την τόσο σημαντική βοήθειά της, από τη διπλωματική εργασία μου, έως και σήμερα, με την ίδια όρεξη. Η τόσο μεγάλη εμπειρία και των δύο ήταν πολύ σημαντική για την επίλυση οποιουδήποτε προβλήματος προέκυπτε.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω την Υ.Δ. Βεατρίκη Μιχαλοπούλου που ήταν πάντα πρόθυμη αρχικά να με εισάγει στις απαραίτητες έννοιες για την ολοκλήρωση της εργασίας αυτής, καθώς και για τη διάθεσή της να μοιραστεί τις γνώσεις και την εμπειρία της στα διάφορα προβλήματα που προέκυψαν. Ιδιαίτερη θέση στις ευχαριστίες αξίζει επίσης στον Δρα Θάνο Σταματόπουλο, ο οποίος ήταν συνέχεια σε θέση να βοηθήσει σε οποιαδήποτε δυσκολία χωρίς δεύτερη σκέψη και με αστείρευτη ενέργεια. Ευχαριστώ επίσης την Δρα Αντιγόνη Καλαμαρά για το χρόνο και τη διάθεση που επέδειξε σε οτιδήποτε χρειάστηκε για την ολοκλήρωση αυτής της εργασίας.

Ευχαριστώ επίσης την Σοφία, τον Φώτη, την Άννα, τον Ευθύμη, τον Γιώργο, την Ελένη που εκτός από μέλη της ομάδας της Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. και συμφοιτητές υπήρξαν και καλοί φίλοι, με τους οποίους μοιραστήκαμε εκτός από τα θετικά, και τα αρνητικά στοιχεία που συνοδεύονται με την ολοκλήρωση ενός μεταπτυχιακού προγράμματος σπουδών. Σας ευχαριστώ όλους προσωπικά, όπως και όλα τα παιδιά της ομάδας της Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π..

Τέλος θέλω να ευχαριστήσω τους γονείς μου για τη στήριξή τους σε όλη τη διάρκεια των σπουδών μου.

Περίληψη

Η παρούσα εργασία έγινε στα πλαίσια του Δ.Π.Μ.Σ. "Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές". Σκοπός της εργασίας αυτής ήταν ο προσδιορισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$ σε ενέργειες νετρονίων $E_n = 14.8, 16.5, 17.8$ και 19.2MeV . Παράλληλα, μέσω του ελέγχου αναπαραγωγής των αναμενόμενων αποτελεσμάτων των ενεργών διατομών των αντιδράσεων $^{234,236}\text{U}$, έγινε ένας περαιτέρω έλεγχος και χαρακτηρισμός της ενέργειας των παρασιτικών νετρονίων.

Οι μετρήσεις του πειράματος έλαβαν χώρα στον επιταχυντή Tandem 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος". Δέσμες δευτερίων επιταχύνθηκαν σε ενέργειες $E_d = 1.75, 2.3, 2.8$ και 3.6MeV και προσέκρουσαν σε στόχο Τριτίου. Μέσω της αντίδρασης $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$ ($Q_{\text{value}} = 17.59\text{MeV}$) παράχθηκαν οι δέσμες νετρονίων σε ενέργειες $E_n = 14.8, 16.5, 17.8$ και 19.2MeV . Η ροή των νετρονίων προσδιορίστηκε μέσω προσομοιώσεων Monte Carlo με τη συνδυασμένη χρήση των κωδικών NeuSDesc και MCNP5. Η δυνατότητα υπολογισμού των σκεδαζόμενων νετρονίων εντός του πειραματικού χώρου ήταν επίσης δυνατή με τη χρήση των ίδιων προσομοιώσεων. Τα νετρόνια αυτά στη συνέχεια προσέκρουσαν στον πειραματικό θάλαμο ο οποίος περιείχε τη συστοιχία των στόχων των ακτινίδων καθώς και των ανιχνευτών Micromegas σε συνεχή και σταθερή ροή αερίου μείγματος $\text{Ar} : \text{CO}_2$ (80 : 20). Η ανίχνευση των θραυσμάτων σχάσης που παράχθηκαν από τις ακτινίδες ήταν δυνατή μέσω των ανιχνευτών Micromegas. Από το σύνολο των γεγονότων σχάσης που καταγράφηκαν προσδιορίστηκε η τιμή της ενεργού διατομής σε σχέση με στόχους αναφοράς ($^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}$). Επιπρόσθετες προσομοιώσεις Monte Carlo έλαβαν χώρα με τη χρήση του κώδικα FLUKA με σκοπό την αναπαραγωγή της κατανομής της εναπόθεσης ενέργειας των σωματιδίων-α και των θραυσμάτων σχάσης εντός του αερίου του ανιχνευτή. Οι κατανομές των θραυσμάτων σχάσης παράχθηκαν με τη χρήση του κώδικα GEF. Για τον τελικό υπολογισμό της ενεργού διατομής σχάσης των ισοτόπων $^{234,236}\text{U}$ και ^{232}Th , έγιναν και οι απαραίτητες διορθώσεις για τη συμβολή των παρασιτικών νετρονίων της δέσμης στην παραγωγή θραυσμάτων σχάσης.

Abstract

One of the most important problems of the 21st century, is the production of energy in quantities large enough to accommodate for the needs of the modern man. The two main ways for achieving this goal is the burning of carbonhydrates (which is the dominant one) and the utilization of nuclear energy through nuclear reactors. Both of these ways have some negative effects. The first one, has a tremendous effect in the environment in a large radius from the energy plant, and the latter produces long lived nuclear waste that has to be dealt upon.

A solution to the incineration of nuclear waste, is the development of new generation nuclear reactors (Generation IV reactors and Accelerator Driven Systems-ADS). These reactors will use as fuel, what was considered to be nuclear waste. This way long lived radioactive isotopes can become short lived ones, and additionally more energy can be produced due to more available nuclear fuel. The operation of these reactors is based on the use of fast neutrons, so the accurate knowledge of the neutron induced fission cross section is evident for the optimization of the design of such reactors. Especially for the ^{232}Th case, using the Th/U cycle as nuclear fuel can have many advantages. The main advantage is that ADS systems produce ^{233}U or ^{239}Pu from natural Th (^{232}Th 100%) and U (^{238}U 99.3%) that are abundant in nature. By using the fission energy of these isotopes, energy can be produced for humanity for thousands of years.

For the reasons mentioned above, in the present work that was carried out as a master thesis in the MSc program "Physics and Technological Applications", the neutron induced fission cross section of the $^{232}\text{Th}(n, f)$ reaction was studied, for incident neutron energies $E_n = 14.8, 16.5, 17.8$ and 19.2 MeV . In this specific energy range, the existing experimental datasets are quite discrepant, a fact that may lead to poor evaluations. Thus emerges the need for new accurate measurements in the energy range in question.

The experiment was carried out at the 5.5 MV Tandem accelerator of the Institute of Nuclear and Particle Physics of N.C.S.R. "Demokritos". Deuteron

beams were accelerated at energies $E_d = 1.75, 2.3, 2.6, 3.6 \text{ MeV}$ and intercepted by a tritiated titanium target. Quasi-monoenergetic beams were produced via the ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ ($Q_{\text{value}} = 17.59 \text{ MeV}$) ($D-T$) reaction at energies of $E_n = 14.8, 16.5, 17.8, 19.2 \text{ MeV}$. The flux of the produced neutrons was simulated via Monte Carlo simulations, utilizing the NeuSDesc and MCNP5 codes. Through these codes, an estimation of the number of scattered neutrons within the experimental hall area was also made possible. These neutrons then were intercepted by the experimental chamber that contained the Micromegas detectors as well as the actinide sample assembly in a constant flow of a gas mixture of $\text{Ar} : \text{CO}_2$ (80 : 20) at atmospheric pressure. The detection of the fission fragments produced by the actinide samples was possible via the Micromegas detectors. The neutron induced fission cross section was measured by the total yield of fission fragments recorded by the detectors, relative to reference targets (${}^{238}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$).

It should be mentioned here, that along with the neutrons with the nominal energy produced via the D-T reaction, a number of parasitic reactions take place as well, that yield the respective parasitic neutrons at lower energies. Most of these parasitic reactions are expected to take place within the beam line and the target itself (${}^{12}\text{C}(d, n)$, ${}^{16}\text{O}(d, n)$). Carbon is present due to the vacuum pressure system, and Oxygen due to oxidation processes of the materials within the beam line and the surrounding materials of the target itself. Another category of low energy parasitic neutrons can be considered as being the scattered with the materials of the experimental area and the chamber ones, along with those originating from various deuteron breakup processes. The contribution of these parasitic neutrons in the experimentally measured fission yield can be estimated by placing a Cu foil before the deuteron beam reaches the target, since no neutron production is expected to take place and the deuterons are expected to be absorbed by the Cu foil. If however, fission fragments are recorded in this case, they must originate from any of the aforementioned parasitic reaction and must be subtracted from the measured yield. This Cu foil imitates the Cu backing of the Ti tritiated target which is used for the neutron production. The estimation of the energy and the respective contribution to the fission yield, was also possible with the possible reproduction of the expected cross section data of the ${}^{234,236}\text{U}(n, f)$ reactions.

Auxiliary Monte Carlo simulations were performed via the use of the FLUKA code for the reproduction of the energy deposition of the α -particles within the gas volume and thus the subsequent partial reconstruction of the pulse height spectra of both the α -particles and the fission fragments. The fission fragment distributions were produced with the use of the GEF code.

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	1
1.1	Κίνητρο	1
1.1.1	Τεχνολογικό ενδιαφέρον	1
1.1.2	Ερευνητικό Ενδιαφέρον	4
2	Η αντίδραση D-T	9
2.1	Ενεργός Διατομή	11
2.1.1	Επιλογή δέσμης δευτερίων	11
2.2	Δέσμη νετρονίων	12
2.2.1	Γωνιακή κατανομή	12
2.2.2	Κατανομή ροής	12
2.3	Παρασιτικές Αντιδράσεις	14
2.3.1	Αντιδράσεις (d,n)	14
2.3.2	Αντιδράσεις (d,np)	16
2.3.3	Σκέδαση νετρονίων	17
3	Πειραματική Διάταξη	19
3.1	Επιταχυντής	19
3.1.1	Οι πηγές ιόντων	21
3.2	Η γραμμή μεταφοράς	22
3.3	Ο πειραματικός θάλαμος	23
3.3.1	Στόχοι	24
3.3.2	Ανιχνευτές	30
3.4	Ηλεκτρονικά-Συνεσμολογία	32
4	Ανάλυση Πειραματικών Δεδομένων & Αποτελέσματα	35
4.1	Ενεργός Διατομή	35
4.2	Υπολογισμός και διορθώσεις στα γεγονότα σχάσης Y	37
4.2.1	Διόρθωση για όριο ολοκλήρωσης (f_{amp}) και ενδοαπορρόφησης (f_{abs})	38

4.2.2	Διόρθωση παρασιτικών νετρονίων (f_{par})	40
4.2.3	Διόρθωση για dead time	43
4.3	Υπολογισμός της νετρονικής ροής	45
4.4	Υπολογισμός των μαζών των στόχων	47
4.5	Ενεργός διατομή στόχων αναφοράς	47
4.6	Υπολογισμός σφάλματος ενέργειας	47
5	Αποτελέσματα-Συμπεράσματα	51
5.1	Αποτελέσματα	51
5.1.1	Έλεγχος μεθόδου με στόχους αναφοράς	51
5.2	Αντίδραση $^{236}\text{U}(n,f)$	55
5.3	Αντίδραση $^{234}\text{U}(n,f)$	56
5.4	Αποτελέσματα αντίδρασης ^{232}Th	57
5.5	Συμπεράσματα	59
5.6	Προοπτικές	59
	Βιβλιογραφία	61
	Κατάλογος σχημάτων	65

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Το αντικείμενο της παρούσας εργασίας ήταν η μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$ στην ενεργειακή περιοχή $E_n = 14 - 20 \text{ MeV}$. Παράλληλα μετρήθηκαν οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων $^{234,236}\text{U}(n, f)$ για τον προσδιορισμό των παρασιτικών νετρονίων.

1.1 Κίνητρο

Το κίνητρο για τη μελέτη αυτή μπορεί να προσδιορισθεί βάσει του τεχνολογικού και του ερευνητικού ενδιαφέροντος που συνδέεται με την γνώση ενεργών διατομών σχάσης του συγκεκριμένου ισοτόπου. Αρχικά, μια τέτοια γνώση συμβάλλει στην ανάπτυξη νέας γενιάς πυρηνικών αντιδραστήρων με σκοπό την παραγωγή ενέργειας, με ασφαλή, περιβαλλοντικά καθαρό και αποδοτικό τρόπο. Επίσης, από τη σκοπιά της *βασικής έρευνας*, μια τέτοια μελέτη βοηθά σε μια βαθύτερη κατανόηση του τρόπου λειτουργίας του πυρηνικού συστήματος και του ίδιου του μηχανισμού της σχάσης.

1.1.1 Τεχνολογικό ενδιαφέρον

Ένα από τα σύγχρονα προβλήματα του 21^{ου} αιώνα αποτελεί η παραγωγή ενέργειας σε μεγάλες ποσότητες για την ικανοποίηση των αναγκών του σύγχρονου ανθρώπου. Οι δύο βασικοί τρόποι επίτευξης του σκοπού αυτού είναι η καύση υδρογονανθράκων (που είναι και η κυρίαρχη), και η εκμετάλλευση της πυρηνικής ενέργειας μέσω των πυρηνικών αντιδραστήρων (σε ποσοστό 10%). Και οι δύο τρόποι συνοδεύονται από αρνητικές επιπτώσεις. Ο πρώτος τρόπος επηρεάζει σημαντικά το περιβάλλον εφόσον παράγονται μεγάλες ποσότητες CO_2 οι οποίες στη συνέχεια απελευθερώνονται στην ατμόσφαιρα. Ο δεύτερος συνοδεύεται αρχικά με την πιθανότητα πραγματοποίησης κάποιου

πυρηνικού ατυχήματος, ενώ η συσσώρευση και η διαχείριση των πυρηνικών αποβλήτων αποτελεί επίσης ένα πρόβλημα της πυρηνικής ενέργειας.

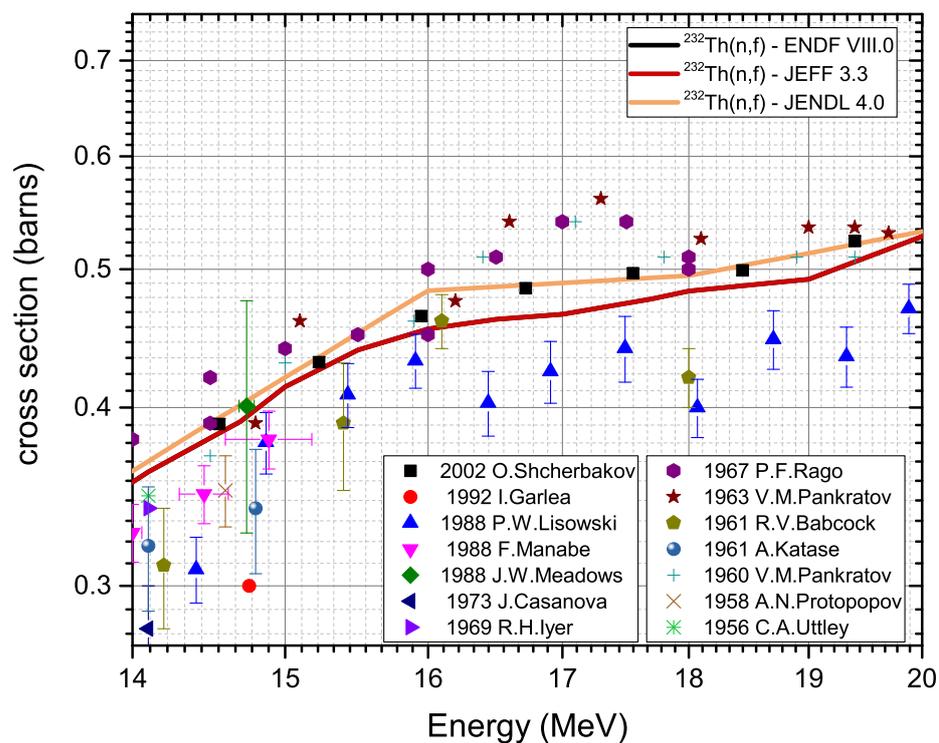
Για την επίλυση των προβλημάτων αυτών λοιπόν, αναπτύσσονται πυρηνικοί αντιδραστήρες νέας γενιάς (Generation IV), οι οποίοι αναμένεται να είναι πολύ πιο αποδοτικοί ως προς την καύση. Ένα ιδιαίτερα σημαντικό χαρακτηριστικό τους είναι η δυνατότητα χρήσης των τωρινών πυρηνικών αποβλήτων ως πυρηνικό καύσιμο.

Μια ακόμη επιλογή αποτελεί η χρήση των συστημάτων A.D.S. (Accelerator Driven Systems). Η λειτουργία των συστημάτων αυτών βασίζεται σε ταχέα νετρόνια που παράγονται με κατακερματισμό (spallation) ενός υλικού με υψηλό ατομικό αριθμό (Βολφράμιο, Μόλυβδος κτλ). Συνήθως, δέσμες πρωτονίων ή ηλεκτρονίων επιταχύνονται σε υψηλές ενέργειες ($\sim 1 \text{ GeV}$) με χρήση κυκλότρον ή κάποιου άλλου επιταχυντή και συναντούν στην πορεία τους τον βαρύ στόχο. Το αποτέλεσμα του κατακερματισμού του στόχου είναι μεταξύ άλλων και η παραγωγή των υψηλοενεργειακών νετρονίων, τα οποία θα προκαλέσουν με τη σειρά τους σχάση στο πυρηνικό καύσιμο. Το πλεονέκτημα των συστημάτων αυτών είναι η δυνατότητα του ελέγχου των αντιδράσεων σχάσης που τροφοδοτούν τον αντιδραστήρα. Εφόσον τα νετρόνια που χρειάζονται παράγονται από επιταχυντή, σε περίπτωση οποιουδήποτε προβλήματος, η σχάση του πυρηνικού καυσίμου μπορεί απλά να σταματήσει με τη διακοπή παροχής ρεύματος στον επιταχυντή μέσω ενός διακόπτη οπότε το σύστημα λειτουργεί σε υποκρίσιμη κατάσταση. Επίσης, τα υψηλοενεργειακά νετρόνια που είναι απαραίτητα για τη χρήση τέτοιων συστημάτων παρέχουν τη δυνατότητα μεταστοιχείωσης των μακρόβιων πυρηνικών αποβλήτων [1].

Το πιο διαδεδομένο τωρινό πυρηνικό καύσιμο αποτελεί το Ουράνιο, τα αποθέματα του οποίου προς παραγωγή ενέργειας αναμένεται να έχουν εξαντληθεί έως το 2050. Στη νέα γενιά αντιδραστήρων προτείνεται να χρησιμοποιηθεί ως καύσιμο και το Θόριο, που αποτελεί το κατ'εξοχήν στοιχείο που βρίσκεται σε αφθονία στη φύση. Για τον λόγο αυτό, στην εργασία αυτή η οποία έγινε στα πλαίσια του Δ.Π.Μ.Σ. "Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές", το κύριο αντικείμενο μελέτης ήταν η ενεργός διατομή της σχάσης του ισότοπου ^{232}Th για ενέργειες νετρονικής δέσμης $E_n = 14.8, 16.5, 17.8, 19.2 \text{ MeV}$. Το ισότοπο αυτό αποτελεί το 99.98% του φυσικού Th. Επίσης, με τη χρήση του κύκλου Th/U έναντι του συμβατικού U/Pu υπάρχει περιορισμένη παραγωγή μακρόβιων ακτινίδων και λιγότερων υπερουράνιων στοιχείων. Τα παραγόμενα στοιχεία χαρακτηρίζονται ακόμη, από πολύ μικρότερη ραδιοτοξικότητα έναντι των αντίστοιχων στοιχείων που προκύπτουν από τον κύκλο U/Pu. Για τους λόγους που αναφέρθηκαν, η ακριβής γνώση δεδομένων ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$ κρίνεται απαραίτητη.

Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα

Στο σχήμα 1.1 φαίνονται τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για την αντίδραση $^{232}\text{Th}(n, f)$ στο ενεργειακό εύρος $14 - 20 \text{ MeV}$. Τα δεδομένα αυτά εμφανίζουν αποκλίσεις μεταξύ τους έως και 27% στη συγκεκριμένη περιοχή,



Σχήμα 1.1: Τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για την αντίδραση ^{232}Th στην υπό μελέτη ενεργειακή περιοχή

οδηγώντας στην εμφάνιση αποκλίσεων και μεταξύ των βιβλιοθηκών έως και 6%. Για το λόγο αυτό υπάρχει η ανάγκη επιπλέον μετρήσεων στη συγκεκριμένη περιοχή.

Τα πιο σύγχρονα δεδομένα για $E_n \geq 14.8 \text{ MeV}$ είναι αυτά του O.Shcherbakov (2002) [2] και αυτά του P.W.Lisowski (1988) [3]. Και οι δύο σειρές μετρήσεων έχουν μετρηθεί με τη μέθοδο Time-Of-Flight (TOF) αλλά παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές μεταξύ τους, με τα δεδομένα του O.Shcherbakov να αναφέρονται συστηματικά σε υψηλότερες τιμές της ενεργού διατομής καθώς και σε διαφορετική μορφή αυτής. Πιο συγκεκριμένα στις περιοχές των 16 και $\sim 18 \text{ MeV}$ στην περίπτωση των δεδομένων του P.W.Lisowski οι τιμές της ενεργού διατομής εμφανίζουν πτώση, κάτι που δεν επιβεβαιώνεται από τα αντίστοιχα δεδομένα του O.Shcherbakov. Οι ενεργές διατομές της παρούσας εργασίας, αναφέρονται σε αυτές τις τιμές της ενέργειας που παρατηρείται η διαφωνία μεταξύ των δύο συνόλων μετρήσεων.

1.1.2 Ερευνητικό Ενδιαφέρον

Η πυρηνική σχάση αποτελεί τη διαδικασία κατά την οποία ένας βαρύς πυρήνας χωρίζεται σε δυο περίπου ίσα μέρη, με ταυτόχρονη έκλυση μεγάλων ποσών ενέργειας. Η ερμηνεία του βασίζεται στο πρότυπο της υγρής σταγόνας (Liquid Drop Model - LDM) σύμφωνα με τους Bohr και Wheeler [4]. Σύμφωνα με το πρότυπο αυτό, ο πυρήνας προσομοιώνεται με μια ομοιόμορφα φορτισμένη υγρή σταγόνα, σφαιρικού σχήματος, η οποία έχει τη δυνατότητα ταλάντωσης και παραμόρφωσης όταν αυτή προσλάβει ενέργεια. Όταν στο πυρηνικό σύστημα προσφερθεί ενέργεια (πχ μέσω της πρόσκρουσης ενός νετρονίου σε αυτό), η σταγόνα σχηματίζει ένα ελλειψοειδές εκ περιστροφής (με παράμετρο παραμόρφωσης ϵ) διατηρώντας τον όγκο της σταθερό. Η διαφορά της συνολικής ενέργειας σε αυτή την περίπτωση, σε σχέση με το απαραμόρφωτο σφαιρικό σχήμα δίνεται από τη σχέση 1.1.

$$\Delta E = -\frac{2}{5} E_{surface}(\epsilon = 0) + \frac{1}{5} E_{Coulomb}(\epsilon) \quad (1.1)$$

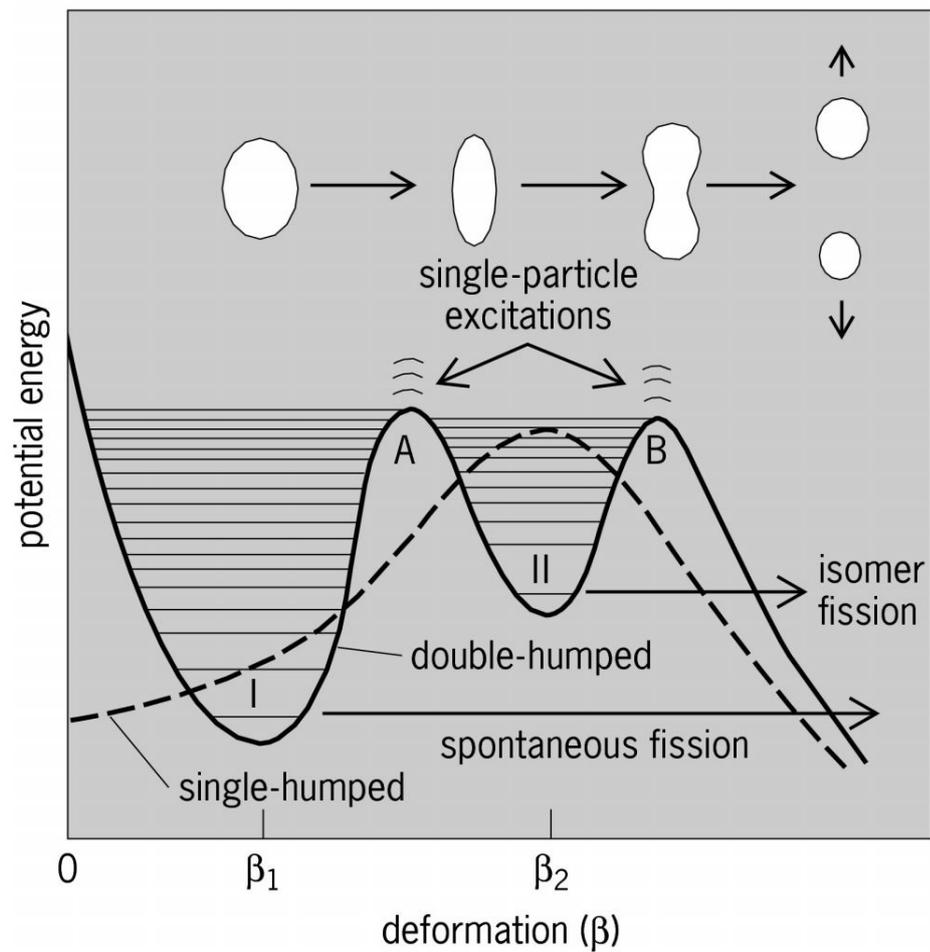
Στη σχέση αυτή υπεισέρχονται μόνο όροι ενέργειας Coulomb ($E_{Coulomb}$) και όροι ενέργειας λόγω επιφανειακής τάσης ($E_{surface}$). Αρχικά, η παραμόρφωση ευνοεί τον πυρήνα ($\Delta E > 0$) μέχρι το σημείο στο οποίο οι δυνάμεις Coulomb γίνονται τόσο ισχυρές ($\sim 180 \text{ MeV}$), ώστε η να υπερνικηθεί η επιφανειακή τάση και ο πυρήνας να σχαστεί σε δύο κομμάτια τα οποία ονομάζονται θραύσματα σχάσης. Για πυρήνες με $Z > 114$ η διαδικασία αυτή γίνεται χωρίς επιπλέον προσθήκη ενέργειας στο σύστημα (αυθόρμητη σχάση). Για τις ακτινίδες όμως, η διαδικασία της αυθόρμητης σχάσης παρεμποδίζεται από ένα φράγμα δυναμικού.

Το LDM, ενώ κατάφερε αρχικά να εξηγήσει το φαινόμενο της σχάσης, αδυνατούσε να δώσει εξήγηση σε ορισμένες ιδιότητες των ακτινίδων όπως το μη σφαιρικό σχήμα της βασικής τους κατάστασης καθώς και την ασυμμετρία που εμφανίζεται στην κατανομή των μαζών των θραυσμάτων σχάσης (σχήμα

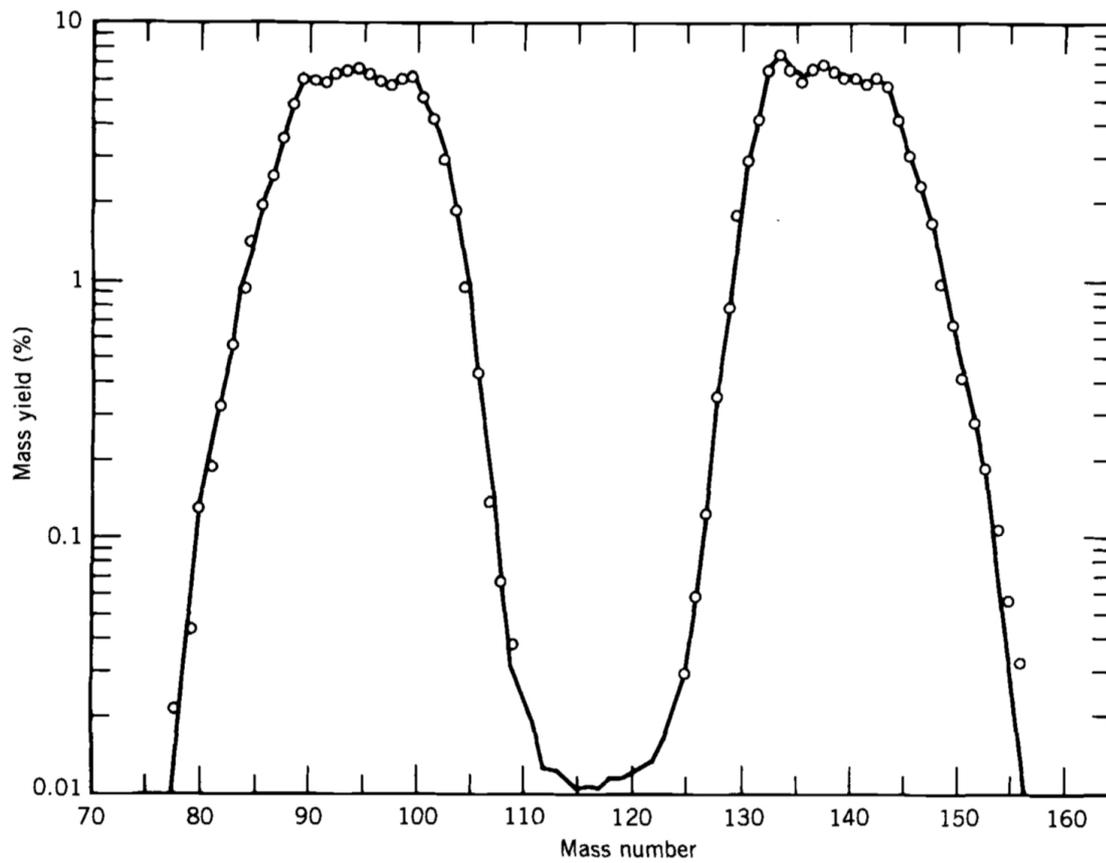
1.3). Τα φαινόμενα αυτά εξηγήθηκαν μέσω του προτύπου των φλοιών και της εισαγωγής ενός επιπλέον ελαχίστου στο πηγάδι δυναμικού του πυρηνικού συστήματος (double humped potential). Με αυτόν τον τρόπο, σχηματίζονται δύο "σαγματικά σημεία" (A,B στο σχήμα 1.2), δύο πηγάδια σταθερότητας που αντιστοιχούν σε διαφορετικές καταστάσεις παραμόρφωσης του πυρήνα.

Οι καταστάσεις του δεύτερου πηγαδίου (τάξης II) αντιστοιχούν σε υπερπαραμορφωμένη κατάσταση του πυρήνα έναντι του πρώτου (τάξης I) που αντιστοιχούν σε απλή παραμόρφωση του πυρήνα. Οι πυκνότητες των ενεργειακών καταστάσεων είναι μεγαλύτερη στο πρώτο πηγάδι έναντι του δεύτερου, εφόσον εξαρτάται άμεσα από το βάθος του εκάστοτε πηγαδίου. Οι καταστάσεις του δεύτερου πηγαδίου είναι επίσης πιθανότερο να οδηγήσουν σε σχάση, εφόσον τα θραύσματα θα έχουν να διαπεράσουν μόνο ένα φράγμα. Το υψηλό φράγμα δυναμικού μεταξύ των δύο πηγαδίων δυναμικού ευθύνεται για την ασθενή σύζευξη μεταξύ των δύο καταστάσεων. Η σύζευξη αυτή με τη σειρά της, ευθύνεται για τους συντονισμούς που εμφανίζονται στην ενεργό διατομή αντιδράσεων σχάσης. Συγκεκριμένα για την περίπτωση του T_h , έχει εμφανιστεί το φαινόμενο της "ανωμαλίας T_h ", το οποίο συνδέεται με την εμφάνιση λεπτών συντονισμών στην περιοχή του κατωφλίου σχάσης. Το φαινόμενο αυτό πιθανόν να οφείλεται στην ύπαρξη ενός τρίτου πηγαδίου, στην περιοχή του οποίου ο πυρήνας εμφανίζει υπερπαραμόρφωση (hyper deformation).

Όμως, η παραπάνω προσέγγιση (LDM) είναι σχετικά απλουστευμένη και η θεωρητική μελέτη της σχάσης βρίσκεται ακόμη υπό εξέλιξη, με μια πιο λεπτομερή παραμετροποίηση του προτύπου της υγρής σταγόνας. Έως και σήμερα δεν υπάρχει κάποια θεωρία ικανή να προβλέψει όλα τα δεδομένα ενεργών διατομών σχάσης και όλων των χαρακτηριστικών της. Η ανάλυση περιορίζεται σε φαινομενολογικά μοντέλα με παραμέτρους που ρυθμίζονται κατάλληλα ώστε να αναπαράγονται τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα. Υπάρχει επομένως μεγάλη ανάγκη για ακριβή πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών σχάσης ώστε τα μοντέλα αυτά να βελτιστοποιηθούν, και οι θεωρητικοί υπολογισμοί να αποκτήσουν δυνατότητες πρόβλεψης.



Σχήμα 1.2: Η δυναμική ενέργεια συναρτήσει της παραμόρφωσης β κατά τη διάρκεια σχάσης του πυρηνικού συστήματος, στο πρότυπο των φλοιών.



Σχήμα 1.3: Η κατανομή των μαζών των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση $^{235}\text{U}(n, f)$ [5]

Κεφάλαιο 2

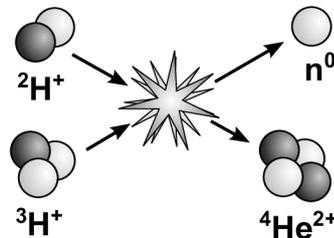
Η αντίδραση D-T

Η αντίδραση που χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή της οιονεί μονοενεργειακής δέσμης νετρονίων είναι η λεγόμενη αντίδραση $D - T$. Τα νετρόνια παράγονται μέσω της αντίδρασης :

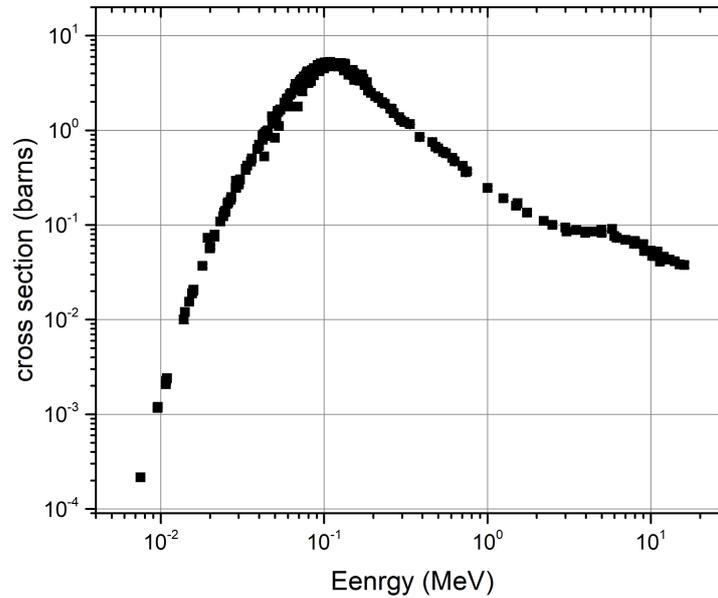


Η εν λόγω αντίδραση είναι κατάλληλη για την παραγωγή υψηλοενεργειακών νετρονίων με σχετικά χαμηλή ενέργεια δευτερίων λόγω της μεγάλης διαθέσιμης ενέργειας των προϊόντων (Q -value).

Για τις περισσότερες εφαρμογές, δέσμη δευτερίων ενέργειας από 100 έως 400 keV αναχαιτίζεται από μεταλλικό στόχο στον οποίο βρίσκεται ήδη απορροφημένο τρίτιο[6]. Σε έναν πρόσφατα κατασκευασμένο στόχο, το τρίτιο είναι ομοιόμορφα κατανεμημένο στο εσωτερικό του μετάλλου όπως πχ τιτανίου που έχει την τάση κατακράτησης του τρίτιου. Όσο όμως ο στόχος ακτινοβολείται από δέσμη δευτερίων για παράδειγμα, το τρίτιο σταδιακά απομακρύνεται με διαφορετικό ρυθμό συναρτήσει του βάθους. Το φαινόμενο αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αλλαγή της κατανομής των εκπεμπόμενων νετρονίων από το στόχο τρίτιου.



Σχήμα 2.1: Η αντίδραση D-T



Σχήμα 2.2: Η ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$

Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε στόχος CuTiT . Ο στόχος αυτός αποτελείται από ένα φύλλο Cu διαμέτρου 28.5 mm και πάχους 1 mm , πάνω στο οποίο έχει εναποτεθεί ένα λεπτό στρώμα Ti διαμέτρου 25.4 mm . Το τρίτο ενεργότητας 373 Bq βρίσκεται προσαρτημένο εντός του τιτανίου. Η αναλογία πυρήνων τρίτιο/τιτάνιο ισούται με 1.543.

Ανάλογα με τον κατασκευαστή του στόχου, μπορεί να υπάρξει διαφορετική αναλογία ατόμων μετάλλου ως προς τα άτομα τρίτιου. Επιπλέον, η ίδια η ποσότητα του τρίτιου ελαττώνεται με το χρόνο, εφόσον είναι β-ασταθές ισότοπο με χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 12.32\text{ y}$. Ενδεικτικά, ο λόγος των δύο συγκεντρώσεων μπορεί να κυμαίνεται από 0.2 έως 2. Τα αναμενόμενα φάσματα νετρονίων δεν εξαρτώνται μόνο από τη συγκεκριμένη αναλογία, αλλά και από την γνώση της ενεργού διατομής της αντίδρασης όπως επίσης και από την ισχύ ανάσχεσης (stopping power) των δευτερίων εντός του στόχου. Οι παράγοντες αυτοί, θα πρέπει λοιπόν να είναι γνωστοί, ώστε να μπορέσουν να ληφθούν υπόψη στους υπολογισμούς του παραγόμενου νετρονικού φάσματος (για περισσότερες λεπτομέρειες βλ. Κεφάλαιο 3). Ένα ακόμη πλεονέκτημα της εν λόγω αντίδρασης παραγωγής νετρονίων είναι ότι δεν παράγει παρασιτικά νετρόνια, αν δεν ξεπεραστεί η ενέργεια δευτερίων $E_d = 3.7\text{ MeV}$ (στην οποία αντιστοιχεί ενέργεια νετρονίων $E_n = 20.5\text{ MeV}$). Για $E_d > 3.7$ η συμβολή της ανταγωνιστικής αντίδρασης "διάσπαση δευτερίου" (break-up) στο πεδίο Coulomb των πυρήνων του ίδιου του στόχου του Τριτίου ξεκινάει και γίνεται υπολογίσιμη.

2.1 Ενεργός Διατομή

Στο σχήμα 2.2 φαίνεται η ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ [7]. Παρατηρούμε αρχικά ότι εμφανίζεται μέγιστο στην περιοχή των $\simeq 100\text{keV}$, όπου και αναμένεται αντίστοιχη μεγιστοποίηση στην παραγωγή νετρονίων μέσης ενέργειας 15MeV , ενώ για μεγαλύτερες ενέργειες δευτερίων, η ενεργός διατομή μειώνεται εκθετικά.

2.1.1 Επιλογή δέσμης δευτερίων

Εφόσον οι ενεργές διατομές που θα μελετηθούν στην παρούσα εργασία αναφέρονται σε ενέργειες νετρονίων $E_n > 15\text{MeV}$, οι αντίστοιχες ενέργειες της δέσμης των δευτερίων θα αντιστοιχούν σε $E_d > 100\text{keV}$. Οι ενέργειες αυτές, βρίσκονται στο μέρος του σχήματος 2.2, στο οποίο η ενεργός διατομή μειώνεται εκθετικά και η ροή των νετρονίων αναμένεται χαμηλή. Για να αντισταθμιστεί αυτό το φαινόμενο, αρκεί κανείς να σκεφτεί κανείς το εξής: Βάσει της κινηματικής της αντίδρασης για την παραγωγή δέσμης νετρονίων ενέργειας π.χ. $E_n = 17.8\text{MeV}$ θα ισχύει:

$$E_d = 1.66\text{MeV} \rightarrow E_n = 17.8\text{MeV}$$

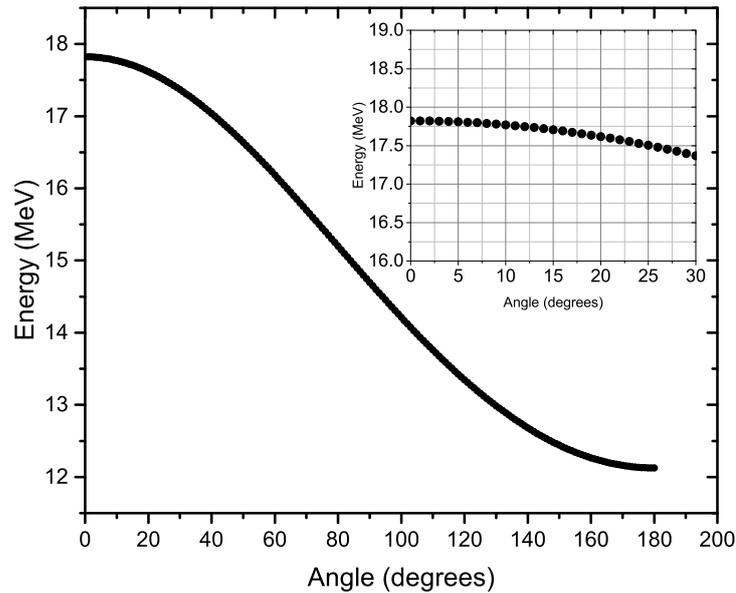
Όμως, όσο μικρότερη είναι η ενέργεια της δέσμης των δευτερίων που ο επιταχυντής παράγει, τόσο μικρότερη προκύπτει και η ένταση δέσμης, γεγονός που συνεπάγεται μικρότερη νετρονική ροή. Παράγονται λοιπόν δευτέρια σε μεγαλύτερη ενέργεια π.χ. 2.8MeV (οπότε αναμένεται μεγαλύτερη ροή δέσμης νετρονίων), τα οποία συναντούν στην πορεία τους δύο φύλλα Μολυβδαινίου συνολικού πάχους 10mum τοποθετημένα μπροστά από τον στόχο του τριτίου. Τότε, χάνουν το επιπλέον ποσό ενέργειας ώστε να παραχθούν τα επιθυμητής ενέργειας νετρόνια των 17.8MeV

$$E_d = 2.80\text{MeV} \xrightarrow{10\text{mum Mo}} E_{d'} = 1.66\text{MeV} \rightarrow E_n = 17.8\text{MeV}$$

Πιο συγκεκριμένα, οι ενέργειες της δέσμης δευτερίων με τις αντίστοιχες παραγόμενες δέσμες νετρονίων δίνονται στον πίνακα 2.1.

Πίνακας 2.1

E_d (MeV)	E_n (MeV)
1.75	14.8
2.3	16.5
2.8	17.8
3.6	19.2



Σχήμα 2.3: Γωνιακή κατανομή αντίδρασης D-T. Εντός γωνίας $\pm 10^\circ$ η δέσμη μπορεί να θεωρηθεί μονοενεργειακή

2.2 Δέσμη νετρονίων

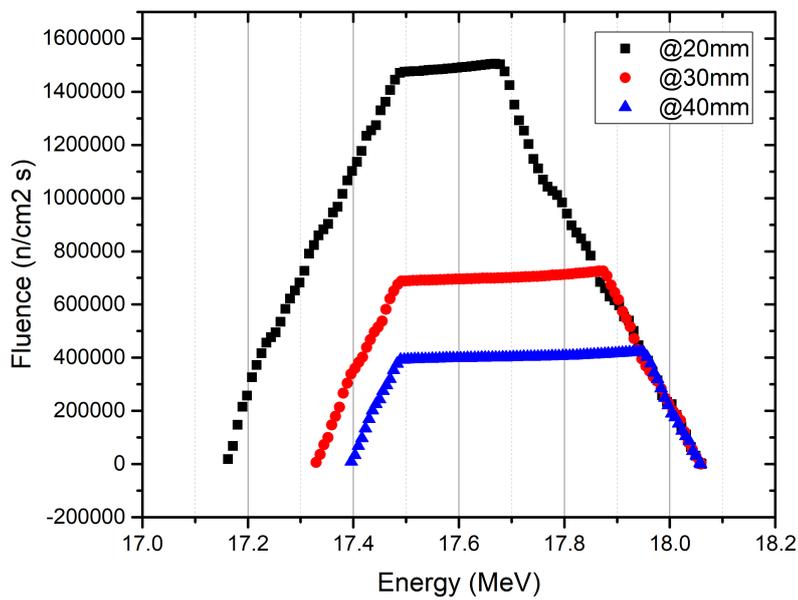
2.2.1 Γωνιακή κατανομή

Στο σχήμα 2.3 φαίνεται η γωνιακή κατανομή της αντίδρασης D-T για μια ενδεικτική ενέργεια δέσμης νετρονίων ($E_n = 17.8 \text{ MeV}$). Φαίνεται δηλαδή η εξάρτηση της ενέργειας της δέσμης συναρτήσει της γωνίας ανίχνευσης. Για γωνία ανίχνευσης 0° η αντίστοιχη ενέργεια νετρονίων θα είναι η αναμενόμενη ($E_n = 17.8 \text{ MeV}$) ενώ σε μεγαλύτερες, αντιστοιχούν μικρότερες ενέργειες.

Στο συγκεκριμένο πείραμα η απόσταση μεταξύ της πηγής και του πρώτου ανιχνευτή ήταν 19.6 cm . Τότε, ο πρώτος στη σειρά στόχος δέχεται νετρόνια εντός γωνίας $\pm 10^\circ$. Το γεγονός αυτό με τη σειρά του σημαίνει ότι η δέσμη μπορεί να θεωρηθεί σχεδόν μονοενεργειακή εντός του συγκεκριμένου γωνιακού εύρους. Για τους στόχους που βρίσκονται σε μεγαλύτερη απόσταση, η εν λόγω γωνία μικραίνει, με αποτέλεσμα η νετρονική δέσμη να αποκτά ακόμη μικρότερη ενεργειακή διασπορά.

2.2.2 Κατανομή ροής

Στην προηγούμενη υποπαράγραφο, έγινε προφανές ότι η μεγαλύτερη απόσταση από την πηγή νετρονίων εξασφαλίζει την μονοενεργειακότητα της δέσμης. Όμως, πολύ μεγαλύτερη απόσταση ισοδυναμεί με τη σειρά της, με δρα-



Σχήμα 2.4: Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης της ροής των νετρονίων συναρτήσει της ενέργειας για τρεις διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ πηγής νετρονίων και στόχου. Οι προσομοιώσεις αυτές έγιναν με τη χρήση του κώδικα NeuSDesc (βλ. κεφάλαιο 4)

ματική μείωση της ροής των νετρονίων που οι στόχοι δέχονται (σχήμα 2.4). Τότε μειώνεται επίσης και η στατιστική των μετρήσεων. Στο σχήμα 2.4 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης της ροής νετρονίων με χρήση του κώδικα NeuSDesc [8] για τρεις διαφορετικές αποστάσεις για μια ενδεικτική ενέργεια νετρονίων.

Θα πρέπει λοιπόν η απόσταση μεταξύ πηγής νετρονίων και των στόχων να επιλεγεί με κατάλληλο τρόπο ώστε να βελτιστοποιηθεί ο συνδυασμός νετρονικής ροής στους στόχους και μονοενεργειακότητας της δέσμης.

2.3 Παρασιτικές Αντιδράσεις

Αν και κατά την παραγωγή νετρονίων με την αντίδραση $D - T$, οι ανταγωνιστικές αντιδράσεις έχουν πρακτικά αμελητέα συνεισφορά για $E_d < 3.7 \text{ MeV}$, σε ρεαλιστικές πειραματικές συνθήκες, υπάρχουν και άλλες πηγές παρασιτικών νετρονίων, τα οποία εν γένει είναι χαμηλότερης ενέργειας από την κύρια δέσμη. Οι κυριότερες από αυτές είναι οι εξής:

- (d, n) αντιδράσεις στα υλικά της πειραματικής γραμμής
- η διάσπαση του δευτερίου (break-up) με τα υλικά του στόχου
- οι σκεδάσεις νετρονίων

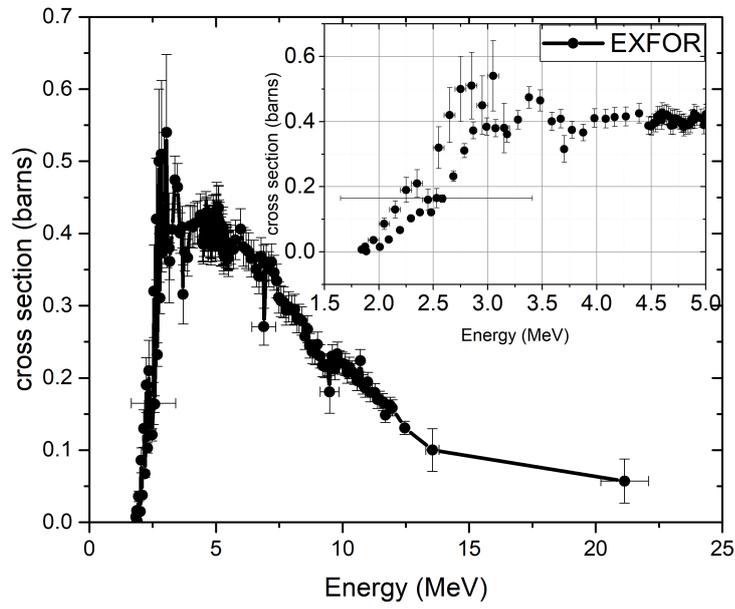
2.3.1 Αντιδράσεις (d, n)

Παρασιτικές αντιδράσεις τύπου (d, n) μπορεί να συμβούν με τα υλικά των πειραματικών γραμμών ή και του ίδιου του στόχου. Οι κυριότερες αντιδράσεις που αναμένεται να παίξουν υπολογίσιμο ρόλο είναι οι εξής:

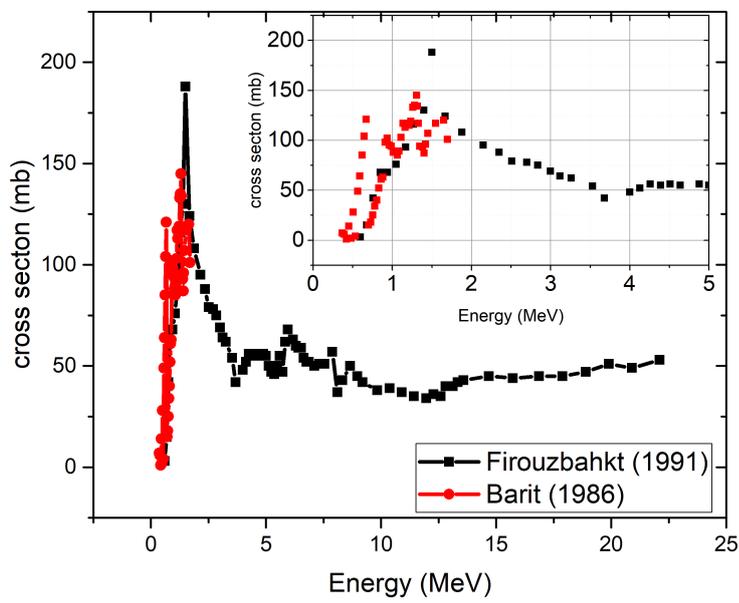
- $^{12}\text{C}(d, n)$ αντιδράσεις οι οποίες οφείλονται σε ποσότητες άνθρακα που υπάρχει στο σύστημα αντλιών παραγωγής κενού και γενικότερα εντός των πειραματικών γραμμών
- $^{16}\text{O}(d, n)$ αντιδράσεις, οι οποίες οφείλονται σε οξειδώσεις υλικών εντός των πειραματικών σωλήνων
- $^{47}\text{Ti}(d, n)$ αντιδράσεις με το Τιτάνιο που αποτελεί μέρος του ίδιου του στόχου τριτίου

Στα σχήματα 2.5, 2.6, 2.7 φαίνονται οι ενεργές διατομές των πιθανότερων (d, n) αντιδράσεων. Στα αντίστοιχα ένθετα φαίνεται με μεγαλύτερη λεπτομέρεια η ενεργειακή περιοχή που αντιστοιχεί στις ενέργειες δευτερίων του συγκεκριμένου πειράματος από υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα που λήφθηκαν από τη βιβλιοθήκη EXFOR [9].

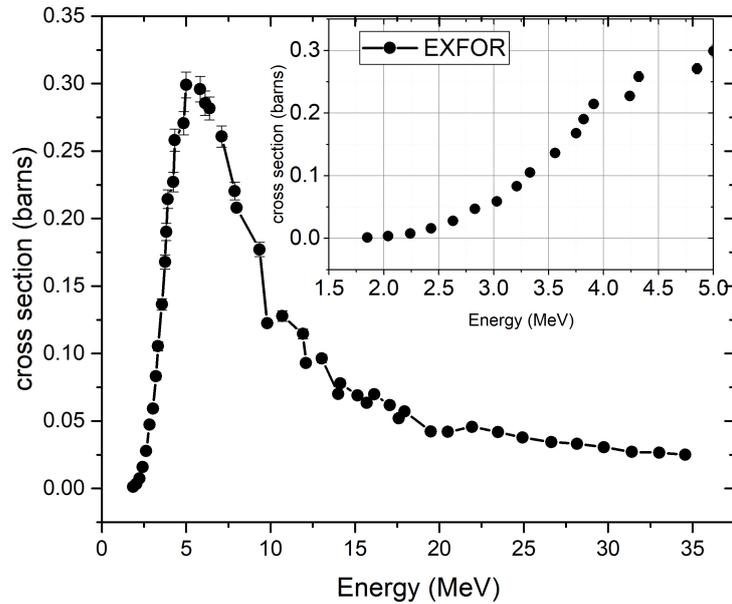
Στον πίνακα 2.2 δίνονται οι παρασιτικές αντιδράσεις που αναφέρθηκαν με το ενεργειακό τους κατώφλι (K_{th}) καθώς και οι μέγιστες ενέργειες των νετρονίων που παράγονται (E_n^{max}):



Σχήμα 2.5: $^{16}\text{O}(d,n)$



Σχήμα 2.6: $^{12}\text{C}(d,n)$



Σχήμα 2.7: $^{47}\text{Ti}(d, n)$

Πίνακας 2.2: Παρασιτικές Αντιδράσεις

Αντίδραση	K_{th} (keV)	E_n^{max} (MeV)
$^{12}\text{C}(d, n)$	328.25	2.47
$^{16}\text{O}(d, n)$	1828.83	1.07

2.3.2 Αντιδράσεις (d,np)

Οι αντιδράσεις αυτές, είναι γνωστές και ως αντιδράσεις "διάσπασης του δευτερίου" (deuteron break up) και λαμβάνουν χώρα στο πεδίο Coulomb πυρήνων. Είναι αντιδράσεις κατωφλίου (threshold reactions). Αυτό σημαίνει ότι αν η δέση δευτερίων δεν είναι πάνω από την ενέργεια κατωφλίου (K_{th}), οι αντιδράσεις αυτές δεν μπορούν να πραγματοποιηθούν. Ακόμη και υπό αυτή την προϋπόθεση όμως, θα πρέπει να ξεπεραστεί το φράγμα Coulomb που δημιουργείται από τους δύο πυρήνες. Κάποια πιθανά υλικά στο πεδίο των πυρήνων των οποίων μπορεί να πραγματοποιηθούν τέτοιου είδους αντιδράσεις, αποτελούν το Μολυβδαίνιο ($_{42}\text{Mo}$), το Τιτάνιο ($_{22}\text{Ti}$) και το ίδιο το Τρίτιο ($_{1}\text{H}$) του στόχου.

Στον πίνακα 2.3 δίνονται οι ενέργειες κατωφλίου (K_{th}) και το φράγμα Coulomb, για πιθανά υλικά στο πεδίο των πυρήνων των οποίων, αντιδράσεις (d,np) μπορεί να λάβουν χώρα [10]. Η "διαθέσιμη" ενέργεια για να ξεπεραστεί το φράγμα δυναμικού Coulomb ώστε να συμβούν τέτοιου είδους αντιδράσεις, υπολογίζεται από τη διαφορά της ενέργειας δευτερίων από το ενεργειακό κατώφλι.

Πίνακας 2.3: Στοιχεία για αντιδράσεις (d, np)

Στοιχείο	K_{th} (MeV)	Coulomb barrier (MeV)
${}_{42}Mo$	2.2714	5.9
${}_{22}Ti$	2.3192	3.4
${}_1H$	3.7076	0.18

Στο σημείο αυτό, σημειώνεται ότι αντιδράσεις (d, np) μπορούν να συμβούν ακόμη και με μικρότερη ενέργεια από το φράγμα δυναμικού Coulomb μέσω φαινομένου σήραγγας.

2.3.3 Σκέδαση νετρονίων

Ως παρασιτικά νετρόνια θεωρούνται και αυτά που προέρχονται από σκεδάσεις νετρονίων με τα υλικά του πειραματικού χώρου. Ως αποτέλεσμα, αυτά χάνουν μέρος της ενέργειάς τους, προκαλώντας όμως γεγονότα σχάσης. Αυτά δεν πρέπει να ληφθούν υπόψιν στον υπολογισμό της ενεργού διατομής, οπότε απαιτούνται οι ανάλογες τεχνικές διόρθωσης.

Κεφάλαιο 3

Πειραματική Διάταξη

Στο παρόν κεφάλαιο, θα γίνει αναφορά στη συνολική πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τη διεξαγωγή του πειράματος. Αυτή περιλαμβάνει τον **ηλεκτροστατικό επιταχυντή** Tandem Van de Graaf, του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος", τη **γραμμή μεταφοράς** της δέσμης των δευτερίων, και τέλος τον **πειραματικό θάλαμο** εντός του οποίου είχαν τοποθετηθεί οι προς μέτρηση στόχοι με τους αντίστοιχους ανιχνευτές.

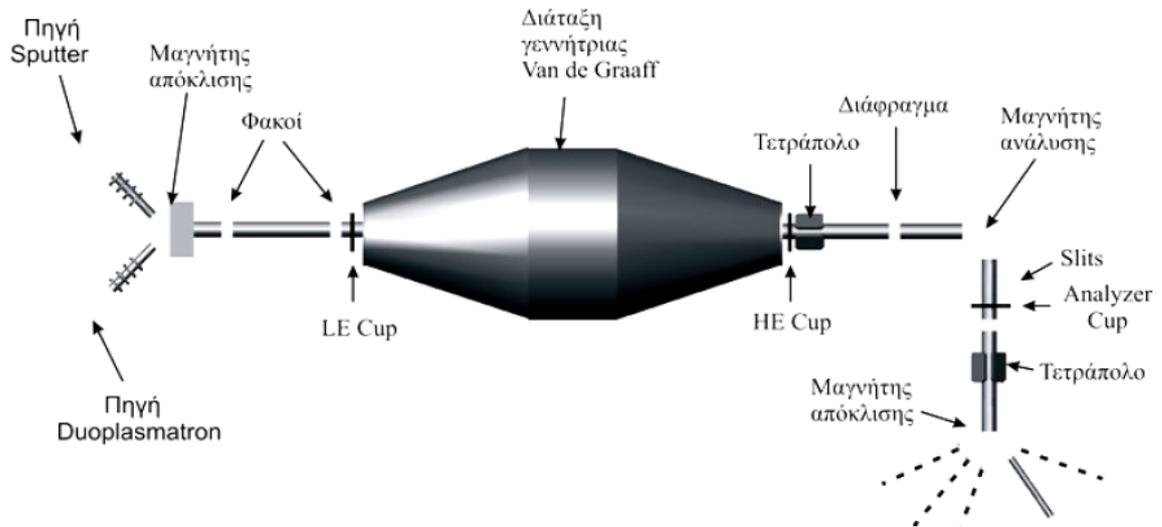
3.1 Επιταχυντής

Η διεξαγωγή του πειράματος έλαβε χώρα στον επιταχυντή Van de Graaf Tandem 5.5 MV του ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος". Τα βασικότερα τμήματα του επιταχυντικού συστήματος αποτελούν:

- οι δύο πηγές ιόντων στην αρχή της γραμμής
- η γεννήτρια Van de Graaf εντός της δεξαμενής του επιταχυντή, η οποία δίνει τη μέγιστη επιτάχυνση στα ιόντα που έχουν παραχθεί από μια από τις δύο πηγές
- οι πέντε πειραματικές γραμμές στις οποίες καταλήγει η επιθυμητή δέση ιόντων, ανάλογα με το είδος του πειράματος. Μέρος κάθε γραμμής μπορεί να διαμορφωθεί ανάλογα με τις ανάγκες του εκάστοτε πειράματος.

Στο σχήμα 3.1 φαίνεται μια σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντικού συστήματος με όλα τα στοιχεία που αναφέρθηκαν παραπάνω.

Αρχικά, αρνητικά ιόντα (φορτίου $-e$) παράγονται από μια από τις δυο πηγές. Τα επιθυμητά ιόντα επιλέγονται από έναν *μαγνήτη επιλογής ιόντων (inlector)*. Αμέσως μετά, εισέρχονται στον *προεπιταχυντικό σωλήνα* εντός του οποίου αποκτούν ενέργεια της τάξης των 60 keV . Στη συνέχεια εστιάζονται από



Σχήμα 3.1: Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή

ένα μαγνητικό τετράπολο σε συνδυασμό με ηλεκτροστατικά πλακίδια απόκλισης (steerers). Σε όλο το μήκος της γραμμής (από την έξοδο των πηγών έως και το τέλος της εκάστοτε πειραματικής γραμμής) διατηρείται κενό της τάξης των $10^{-5} - 10^{-6}$ torr ώστε να αποφεύγεται η απώλεια ενέργειας των ιόντων, μέσω σκεδάσεών τους με μόρια αέρα.

Η κύρια επιτάχυνση των ιόντων γίνεται εφικτή μέσω της γεννήτριας Van de Graaf, η οποία βρίσκεται στο κέντρο της κύριας γραμμής. Αυτή αποτελείται από μια μεγάλη μεταλλική σφαίρα στο κέντρο, στο μέσο της δεξαμενής η οποία φορτίζεται από έναν ιμάντα. Ο ιμάντας αυτός είναι φτιαγμένος από διηλεκτρικό υλικό, μεταφέροντας στη σφαίρα θετικά φορτία, ηλεκτροστατικά. Μόλις λοιπόν τα αρνητικά ιόντα εισέλθουν εντός της δεξαμενής, έλκονται από τη θετική τάση της μεταλλικής σφαίρας. Στην πορεία τους συναντούν τον απογυμνωτή (foil stripper), ο οποίος περιέχει μια σειρά από φύλλα άνθρακα διατεταγμένα στο χώρο με τέτοιο τρόπο ώστε η δέσμη των ιόντων να βρίσκεται στην πορεία της μόνο ένα φύλλο άνθρακα τη φορά. Μόλις τα αρνητικά ιόντα περάσουν μέσα από το φύλλο άνθρακα, χάνουν ένα ή και περισσότερα ηλεκτρόνια, και καθίστανται με τον τρόπο αυτό θετικά. Επομένως, η θετική τάση που προηγουμένως έλκυε τα ιόντα, πλέον τα απωθεί. Τα θετικά πλέον ιόντα, στρέφονται στη συνέχεια κατά 90° μέσω ενός ηλεκτρομαγνήτη επιλογής ενέργειας (analyzer), μια διαδικασία που επιλέγει μόνο τα επιθυμητής μάζας ιόντα (ανάλογα με το πεδίο που δημιουργείται στο μαγνήτη). Αφού λοιπόν έχει γίνει η επιλογή των επιθυμητών ιόντων, αυτά θα κατευθυνθούν σε μια από τις πέντε πειραματικές γραμμές με τη βοήθεια ενός επιπλέον μαγνήτη απόκλισης (switcher).

3.1.1 Οι πηγές ιόντων

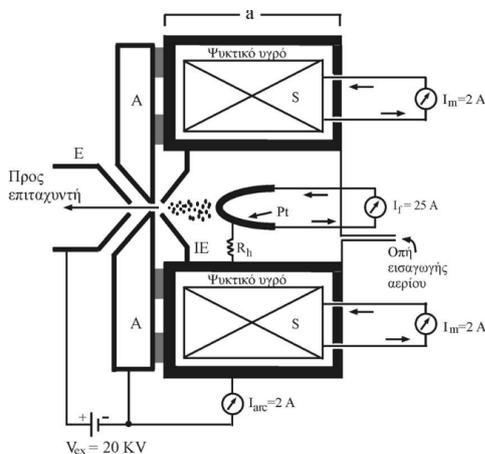
Οι πηγές ιόντων του επιταχυντή, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.1, είναι δύο, ανάλογα με το επιθυμητό είδος των παραγόμενων ιόντων.

- η πηγή **sputter** η οποία είναι υπεύθυνη για την παραγωγή βαρέων ιόντων όπως οξυγόνο και άνθρακας.
- η πηγή **duoplasmatron off axis** στην οποία παράγονται ελαφρά ιόντα όπως υδρογόνο και δευτέριο, και είναι η πηγή που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια της συγκεκριμένης εργασίας

Στη συνέχεια θα γίνει μια σύντομη περιγραφή της πηγής duoplasmatron off-axis εφόσον αυτή είναι η υπεύθυνη για την παραγωγή της δέσμης δευτερίων που χρησιμοποιήθηκε στο συγκεκριμένο πείραμα.

Πηγή duoplasmatron off-axis

Η πηγή αυτή αποτελείται από ένα μεταλλικό σωληνοειδές εντός του οποίου περιέχεται ομοαξονικός κύλινδρος που καταλήγει από τη μια μεριά σε μια οπή, και από την άλλη σε μια κάθοδο από Pt, η οποία έχει μια επικάλυψη ανθρακικού βαρίου ($BaCO_3$).

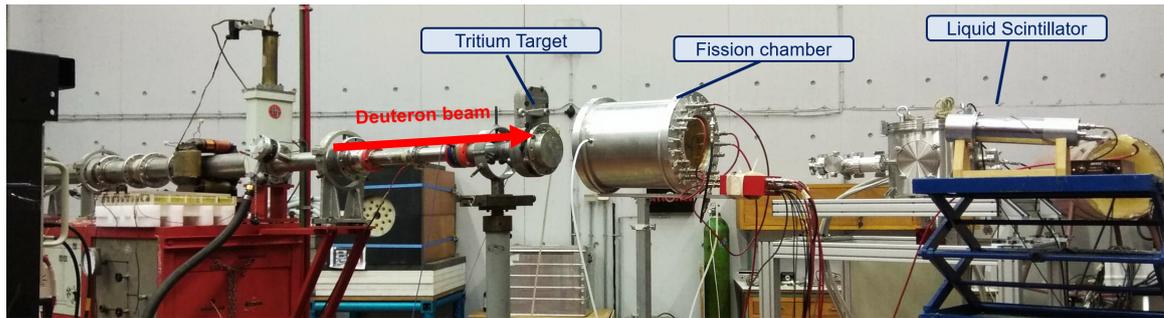


Σχήμα 3.2: Η πηγή duoplasmatron off-axis

τα θετικά ιόντα να συγκεντρώνονται στο κέντρο, και τα αρνητικά να τα περιβάλλουν. Για να γίνει η συλλογή των αρνητικών ιόντων, όλο το σύστημα σωληνοειδούς-πηνίου μετατοπίζεται ελαφρώς προς την οπή της ανόδου, ώστε να εξαχθεί από την οπή δέσμη μόνο με αρνητικά ιόντα. Για τον λόγο αυτό, η πηγή χαρακτηρίζεται ως off-axis (έκκεντρη).

Η άνοδος τοποθετείται στο τέλος του ενδιάμεσου ηλεκτροδίου. Το προς ιονισμό αέριο διοχετεύεται από μια μικρή οπή. Ανάμεσα στην άνοδο και στο νήμα της καθόδου διατηρείται χαμηλή πίεση και μεγάλη θερμοκρασία. Η υψηλή θερμοκρασία επιτυγχάνεται μετά από εφαρμογή ρεύματος 25 A στα άκρα της καθόδου Pt. Η επικάλυψη με ανθρακικό βάριο οδηγεί στην παραγωγή πολλών ηλεκτρονίων λόγω μικρού έργου εξόδου, τα οποία αλληλεπιδρούν με τα μόρια του αερίου και μετά από αλυσιδωτές αντιδράσεις δημιουργείται φωτοβολταϊκό τόξο.

Η γεωμετρία του χώρου σε συνδυασμό με ένα επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο περιορίζει το πλάσμα, με



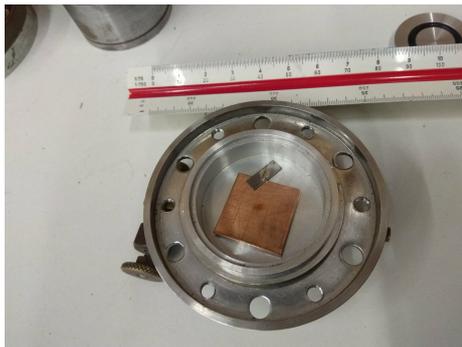
Σχήμα 3.3: Άποψη της γραμμής μεταφοράς της δέσμης δευτερίων. Στο τέλος της γραμμής φαίνεται ο πειραματικός θάλαμος.

3.2 Η γραμμή μεταφοράς

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, μόλις τα ιόντα που παράχθηκαν περάσουν τη διαδικασία της κύριας επιτάχυνσής τους από τη δεξαμενή του επιταχυντή, διαχωρίζονται από έναν μαγνήτη ανάλογα με την ενέργειά τους μέσω στροφής 90° . Ένας επιπλέον μαγνήτης στη συνέχεια (switcher) θα κατευθύνει την επιθυμητή δέσμη ιόντων στη *γραμμή μεταφοράς*, στο τέλος της οποίας θα τοποθετηθεί ο πειραματικός θάλαμος (σχήμα 3.3). Προς το τέλος της γραμμής υπάρχουν δύο κατευθυντήρες (collimators) από ταντάλιο, ο ρόλος των οποίων είναι η ευθυγράμμιση της δέσμης. Η διάμετρος των οπών των ευθυγραμμιστών που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα ήταν 3 και 5 mm. Το ποσοστό της δέσμης που θα περάσει ταυτόχρονα από τους δύο ευθυγραμμιστές θα πρέπει να έχει πολύ μικρή γωνιακή απόκλιση σε σχέση με τον άξονα της γραμμής μεταφοράς.

Στο τέλος της γραμμής μεταφοράς λειτουργεί και ένας κλωβός Faraday (Faraday cup) που χρησιμοποιείται για τη μέτρηση του αριθμού των ιόντων (φορτίο) που προσέκρουσαν στον στόχο. Αποτελεί ένα μονωμένο από την υπόλοιπη γραμμή μέταλλο στο οποίο προσπίπτουν τα ιόντα της δέσμης και καταμετρώνται με ένα αμπερόμετρο. Το αμπερόμετρο αυτό είναι συζευγμένο με έναν ολοκληρωτή φορτίου (current integrator), ο οποίος μεταφράζει κάθε ιόν που προσέκρουσε, σε έναν παλμό σταθερού ύψους. Ανάλογα με την κλίμακα του αμπερόμετρου, κάθε παλμός αντιστοιχεί σε συγκεκριμένο φορτίο. Οι παλμοί καταγράφονται από έναν τυπικό ηλεκτρονικό καταμετρητή (counter).

Μετά τον κλωβό Faraday, υπάρχει ο στόχος του τριτίου, ο οποίος αποτελεί την πηγή των νετρονίων τα χαρακτηριστικά του οποίου αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο 2. Στη φλάντζα του στόχου του τριτίου, υπάρχει επίσης η δυνατότητα προσαρμογής ενός κομματιού χαλκού για τον πειραματικό προσδιορισμό των παρασιτικών νετρονίων (σχήμα 3.4). Όταν η δέσμη δευτερίων συναντήσει το κομμάτι του χαλκού, θα απορροφηθεί από αυτό πριν φτάσει στο στόχο του Τριτίου, οπότε αναμένεται μηδενική παραγωγή νετρονίων. Αν όμως παρατηρηθεί η ύπαρξη νετρονίων, όταν η δέσμη δευτερίων προσπίπτει στο τοποθετημένο κομμάτι χαλκού, αυτά θα πρέπει αναγκαστικά να αποδοθούν σε



Σχήμα 3.4: Η φλάντζα του στόχου του Τριτίου με το προσαρμοσμένο κομμάτι χαλκού

παρασιτικές αντιδράσεις των δευτερίων με τα υλικά της γραμμής.

Τέλος, για την παρακολούθηση και τη μελέτη της σταθερότητας της δέσμης νετρονίων, καθώς και για την ενέργεια αυτής έγινε χρήση ενός υγρού σπινθηριστή.

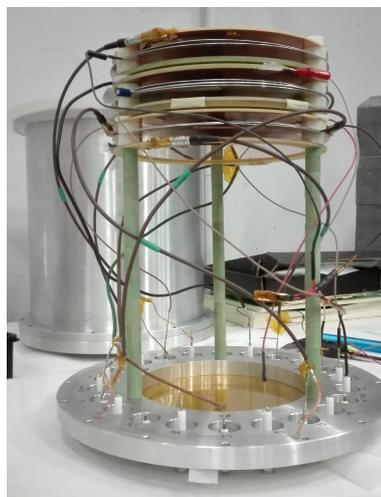
3.3 Ο πειραματικός θάλαμος

Στην παράγραφο αυτή θα γίνει μια αναφορά στον πειραματικό θάλαμο που αποτελεί ένα από τα πιο βασικά στοιχεία του συγκεκριμένου πειράματος, εφόσον περιέχει τους προς σχάση στόχους καθώς και τους ανιχνευτές Micromegas.

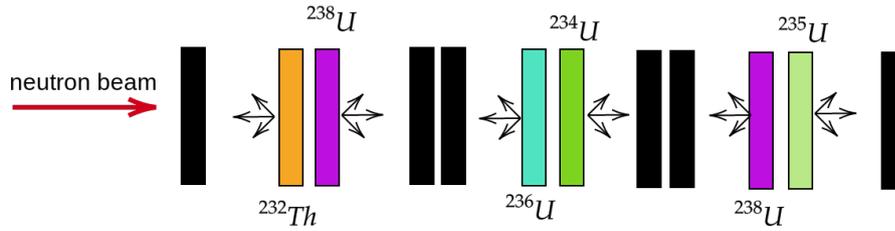
Μόλις η δέσμη των δευτερίων συναντήσει το στόχο του Τριτίου, τα νετρόνια παράγονται μέσω της αντίδρασης ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$, εκπέμπονται προς όλες τις κατευθύνσεις και θα συναντήσουν στην πορεία τους τον πειραματικό θάλαμο, εντός του οποίου περιέχονται οι στόχοι Ουρανίου, ο στόχος του Θορίου, καθώς και οι ανιχνευτές Micromegas.

Ο πειραματικός θάλαμος είναι ένα κυλινδρικό δοχείο από αλουμίνιο με εξωτερική διάμετρο 25 cm , εσωτερική διάμετρο 24 cm και ύψος 28.5 cm . Ο κύλινδρος έχει δύο αποσπώμενες πανομοιότυπες βάσεις, με παράθυρο από καρτον διαμέτρου 15 cm και πάχους $50\ \mu\text{m}$, οι οποίες βιδώνουν στον θάλαμο αεροστεγώς.

Ο τρόπος με τον οποίο είναι κατασκευασμένος ο θάλαμος επιτρέπει την τοποθέτηση πολλών στόχων και ανιχνευτών, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.5. Ο θάλαμος φέρει επίσης δύο οπές που λειτουργούν ως είσοδος και έξοδος για το αέριο μείγμα



Σχήμα 3.5: Άποψη του εσωτερικού του πειραματικού θαλάμου με τη συστοιχία ανιχνευτών και στόχων.



Σχήμα 3.6: Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος στόχων-ανιχνευτών που βρίσκονται εντός του πειραματικού θαλάμου. Με μαύρο χρώμα απεικονίζονται οι ανιχνευτές Micromegas. Τα βέλη δείχνουν την πορεία των θραυσμάτων σχάσης προς τους ανιχνευτές.

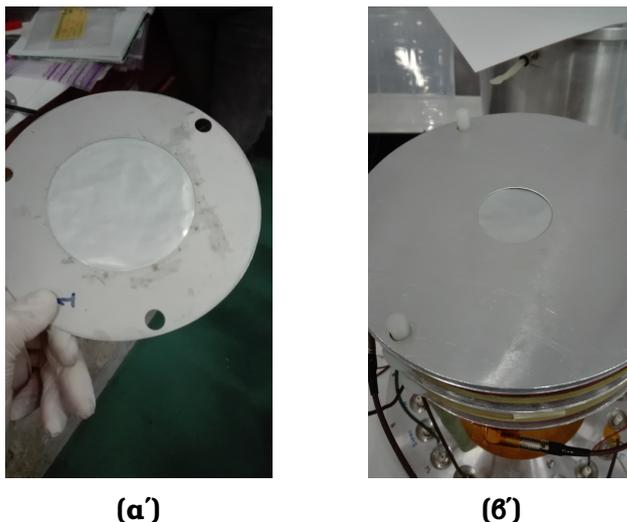
που είναι απαραίτητο για τη λειτουργία των ανιχνευτών Micromegas, εφόσον αποτελούν ανιχνευτές αερίου. Το αέριο μείγμα παρέχεται από φιάλη, και η συνεχής ροή του ελέγχεται από μια βάνα-ρυθμιστή (regulator). Πριν την είσοδο του αερίου στον πειραματικό θάλαμο, η ροή του ελέγχεται με μεγαλύτερη ακρίβεια από ένα ροόμετρο (flowmeter). Το αέριο στη συνέχεια εισέρχεται στο θάλαμο, και διατηρείται σε σταθερή πίεση. Στην έξοδό του, η σταθερότητα της ροής του αερίου ελέγχεται από ένα φυσαλιδογόνο (bubbler).

3.3.1 Στόχοι

Οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν ήταν ^{234}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{235}U και ^{232}Th . Οι στόχοι αυτοί κατασκευάστηκαν στο Obnisk (Ρωσία) με την τεχνική του επιχρωματισμού (painting technique) σε υπόστρωμα (backing) Αλουμινίου πάχους $100\ \mu\text{m}$ και χρησιμοποιήθηκαν στην αρχική φάση του πειράματος π -TOF στο CERN. Η διάταξη των στόχων εντός του θαλάμου φαίνεται στο σχήμα 3.6. Σε κάθε στόχο τοποθετήθηκαν μάσκες αλουμινίου διαμέτρου 4 και 5 cm ανάλογα με το στόχο, ώστε τα νετρόνια που θα αλληλεπιδράσουν να βρίσκονται εντός γωνίας $\pm 10^\circ$ με σκοπό να εξασφαλιστεί η μονοενεργειακότητα της δέσμης όπως σχολιάστηκε στο κεφάλαιο 2 (σχήμα 3.7). Στο στόχο του ^{234}U τοποθετήθηκε μάσκα μικρότερης διαμέτρου (4 cm) ώστε να μειωθεί ο νεκρός χρόνος (dead time) του ανιχνευτή λόγω της υψηλής ενεργότητας (με εκπομπή σωματιδίων- α) του συγκεκριμένου στόχου.

Κατά τη μελέτη αντιδράσεων σχάσης, απαιτείται μεγάλη καθαρότητα των στόχων, εφόσον έστω και μια μικρή επιμόλυνση από κάποιο διαφορετικό ισότοπο μπορεί να έχει σημαντική συνεισφορά στο μετρούμενο αποτέλεσμα. Μπορεί δηλαδή να μετρηθούν γεγονότα σχάσης από κάποιο ισότοπο επιμόλυνσης και όχι μόνο από το προς μελέτη ισότοπο. Το φαινόμενο αυτό είναι κρίσιμο, ειδικά αν σκεφτεί κανείς ότι τα περισσότερα ισότοπα του Ουρανίου είναι σχάσιμα.

Μια ακόμη απαίτηση που θα πρέπει να ικανοποιείται από τους στόχους σχάσης είναι να είναι πολύ λεπτοί (της τάξης των $\sim 0.1\ \text{mgr}/\text{cm}^2$). Η απαίτηση αυτή είναι αρκετά λογική αν σκεφτεί κανείς το εξής. Το αποτέλεσμα της



Σχήμα 3.7: Ο στόχος του ^{232}Th χωρίς (σχήμα 3.7α') και με (σχήμα 3.7β') τη μάσκα Αθουμνίου

σχάσης ενός στοιχείου με υψηλό ατομικό αριθμό Z (όπως το $^{234}_{92}\text{U}_{142}$), έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία δυο ελαφρύτερων μεν στοιχείων, αλλά και πάλι σχετικά υψηλού ατομικού αριθμού. Τα υψηλού Z παραγόμενα ισότοπα θα πρέπει λοιπόν να διαφύγουν από ένα ακόμη βαρύτερο υλικό μεγάλης πυκνότητας. Η ισχύς ανάσχεσης (stopping power) λοιπόν είναι μεγάλη. Για να μπορέσουν λοιπόν τα θραύσματα σχάσης να εισέλθουν στο αέριο και να ανιχνευθούν από τους ανιχνευτές Micromegas, θα πρέπει ο στόχος να είναι αρκετά λεπτός.

Μέτρηση μάζας στόχων

Η ακριβής μέτρηση της μάζας των στόχων καθώς και οποιασδήποτε επιμόλυνσης είναι δυνατή μέσω α-φασματοσκοπίας, δεδομένου του γεγονότος ότι οι στόχοι των ακτινίδων είναι α-ραδιενεργοί (ισοτροπική εκπομπή σωματιδίων-α σε όλο το χώρο) και η ανιχνευόμενη ενεργότητα είναι ευθέως ανάλογη της μάζας του εκάστοτε ραδιενεργού ισότοπου.

Για κάθε ισότοπο ορίζεται η ειδική ενεργότητα (C_{mg}) ως

$$C_{mg} = \frac{\ln 2 N_A}{1000 t_{1/2} A}$$

Με N_A συμβολίζεται ο αριθμός του Avogadro, ενώ με A ο ατομικός αριθμός του στόχου. Οι εν λόγω μετρήσεις γίνονται με τη βοήθεια ανιχνευτή πυριτίου (SSB-Silicon Surface Barrier) ο οποίος τοποθετείται σε συγκεκριμένη απόσταση από το προς μελέτη δείγμα, σε περιβάλλον κενού ($\sim 10^{-4} \text{ atm}$).

Ένα μεγάλο ποσοστό αβεβαιότητας κατά τη μέτρηση της μάζας δίνεται από τη στερεά γωνία, η οποία με τη σειρά της εξαρτάται από τη μέτρηση των δια-

στάσεων του στόχου και του ανιχνευτή πυριτίου. Ο υπολογισμός της στερεάς γωνίας έγινε μέσω του Monte Carlo κώδικα SACALC [11].

Τελικά η μάζα υπολογίζεται σε mg από τη σχέση 3.1:

$$m = \frac{4\pi C_{\Omega}}{\Omega} \frac{1000 t_{1/2} A}{\ln 2 N_A} \quad (3.1)$$

όπου :

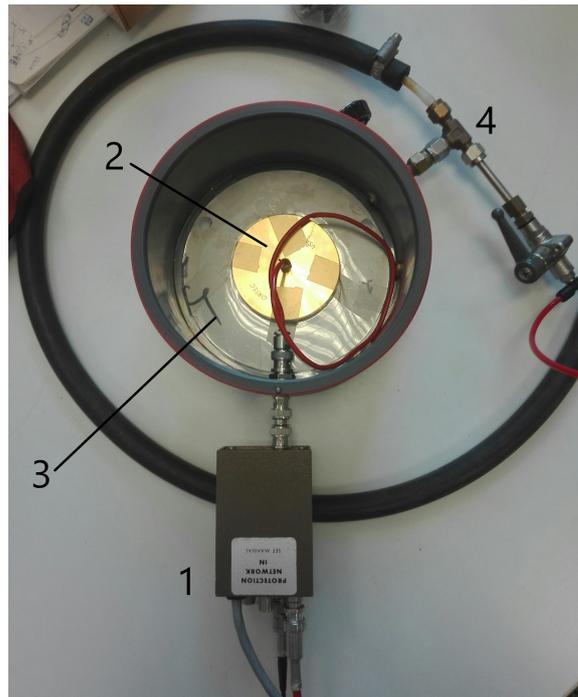
- m η προς υπολογισμό μάζα σε mg
- C_{Ω} οι α-αποδιεγέρσεις που μετρώνται πειραματικά ανά δευτερόλεπτο
- Ω η στερεά γωνία μεταξύ ανιχνευτή και ραδιενεργού δείγματος
- $t_{1/2}$ ο χρόνος ημιζωής του ραδιενεργού στοιχείου σε δευτερόλεπτα
- A ο ατομικός αριθμός του στόχου
- N_A ο αριθμός Avogadro

Στο συγκεκριμένο πείραμα όμως, η πληροφορία της ενεργού μάζας του στόχου είναι πιο χρήσιμο να δίνεται σε μονάδες "αριθμός πυρήνων" (σχέση 3.2). Ισχύει ότι :

$$C_{\Omega} = \lambda N \Rightarrow N = \frac{4\pi C_{\Omega} t_{1/2}}{\Omega \ln 2} \quad (3.2)$$

Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε ανιχνευτής πυριτίου διαμέτρου 6.2 cm . Ο ανιχνευτής τοποθετήθηκε σε απόσταση ώστε η στερεά γωνία μεταξύ ανιχνευτή και στόχου να αποκλίνει όσο το δυνατόν λιγότερο από $\Omega = 2\pi$, ώστε η μέτρηση να είναι ακριβής. Λόγω γεωμετρικών χαρακτηριστικών η επίτευξη μηδενικής απόστασης (που συνεπάγεται στερεά γωνία 2π) ήταν αδύνατη. Η εν λόγω απόσταση ήταν $d = (0.10 \pm 0.05)\text{ cm}$ η οποία εισάγει ένα σφάλμα στη μέτρηση της μάζας λόγω στερεάς γωνίας στην α-φασματοσκοπία της τάξης του 3%. Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση της μάζας του στόχου αποτελούταν από έναν θάλαμο κενού, τον προς μέτρηση στόχο, τον ανιχνευτή πυριτίου και το σύστημα των ηλεκτρονικών όπως φαίνεται στο σχήμα 3.8.

Το αποτέλεσμα της μέτρησης αυτής είναι το φάσμα των σωματιδίων-α που εκπέμπονται από το στόχο (σχήμα 3.9). Η μάζα θα είναι ευθέως ανάλογη του ρυθμού των εκπεμπόμενων σωματιδίων-α. Εκτός από την παρουσία του ισότοπου ^{232}Th , παρατηρείται και η ύπαρξη άλλων ισωτόπων που δεν αποτελούν επιμολύνσεις στον στόχο, αλλά ισότοπα που προκύπτουν από την αποδιέγερση του ισωτόπου ^{232}Th . Στο σχήμα αυτό φαίνεται ότι ο ρυθμός αποδιέγερσης (C_{Ω}) για όλους τους θυγατρικούς πυρήνες είναι συγκρίσιμος με τον αντίστοιχο ρυθμό του ^{232}Th . Αυτό όμως δεν σημαίνει ότι θα είναι και συγκρίσιμες οι μάζες των παραγόμενων θυγατρικών πυρήνων, εφόσον από τη σχέση

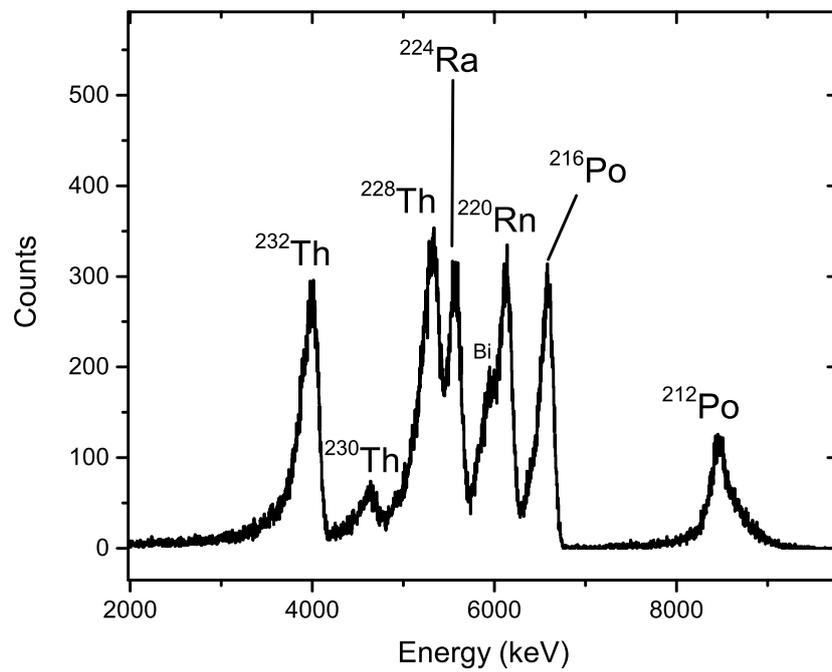


Σχήμα 3.8: Η διάταξη διεξαγωγής της α -φασματοσκοπίας. 1: ο προενισχυτής, 2: ο ανιχνευτής πυριτίου, 3: ο στόχος του ^{232}Th , 4: η αντλία κενού

3.1 φαίνεται ότι η μάζα είναι ανάλογη από το χρόνο ημιζωής του ισότοπου που μετράται. Η μάζα του ισότοπου ^{232}Th λοιπόν, προέκυψε τουλάχιστον 6 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από οποιοδήποτε άλλο θυγατρικό ισότοπο.

Στον πίνακα 3.1 φαίνονται τα ισότοπα που παράγονται με διαδοχικές αποδιεγέρσεις του ισότοπου ^{232}Th . Φαίνεται ο χρόνος ημιζωής τους, ο τρόπος αποδιέγερσής τους καθώς και οι ενέργειες των παραγόμενων σωματιδίων- α με τις αντίστοιχες εντάσεις. Προκύπτει λοιπόν ότι:

$$N_{^{232}\text{Th}} = (9.5 \pm 0.4) \cdot 10^{18} \text{ nuclei}$$

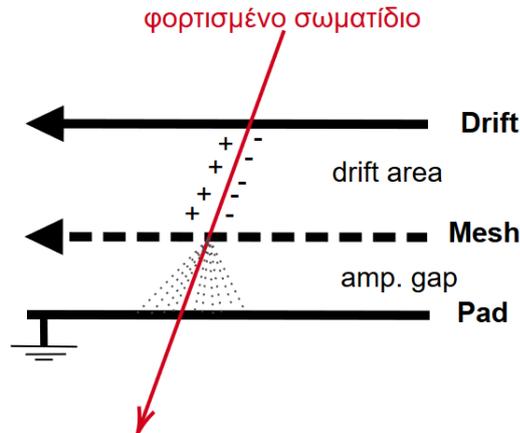


Σχήμα 3.9: Το φάσμα του ανιχνευτή πυριτίου για τη μέτρηση της μάζας του στόχου ^{232}Th . Εκτός από το ισότοπο αυτό, φαίνονται και τα θυγατρικά.

Πίνακας 3.1: Η ραδιενεργός αλυσίδα για τη διάσπαση του ^{232}Th

Ισότοπο	$t_{1/2}$	τρόπος αποδιέγερσης	E_{α} (keV)	I (%)
^{232}Th	$1.4 \cdot 10^{10} \text{ y}$	α	4012	78
			3947	22
			3811	< 1
^{228}Ra	5.75 y	β^{-}		
^{228}Ac	6.15 h	β^{-}		
^{228}Th	1.91 y	α	5423	73
			5340	26
			5211	< 1
^{224}Ra	3.63 d	α	5685	94
			5449	5
			5051	< 1
^{220}Rn	55 s	α	6288	~ 100
			5747	< 1
^{216}Po	0.14 s	α	6778	~ 100
			5985	< 1
^{212}Pb	10.64 h	β^{-}		
^{212}Bi	60.55 m	β^{-}		
^{212}Po	$0.30 \mu\text{s}$	α	8784	100
^{208}Pb		stable		
^{212}Bi	60.55 m	α	6050	25
			6090	10
			5768	< 1
^{208}Tl	3.05 m	β^{-}		

3.3.2 Ανιχνευτές



Σχήμα 3.10: Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης των ηλεκτροδίων ενός ανιχνευτή *Micromegas*.

Οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν στο συγκεκριμένο πείραμα ήταν ανιχνευτές *Micromegas* (*Micro-MESH Gaseous Structure*) [12–14]. Οι ανιχνευτές αυτοί είναι μικρού μεγέθους, καλής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και με ευκολία στην παραγωγή, λόγω φθηνών υλικών. Είναι κατάλληλοι για πειράματα σχάσης αφού ανιχνεύουν με πολύ μεγάλη απόδοση θραύσματα σχάσης, όπως και άλλα φορτισμένα σωματίδια. Επίσης έχουν μεγάλη αντοχή στην α-ενεργότητα των στόχων και στη δέσμη νετρονίων. Το μικρό μέγεθός τους, τους καθιστά κατάλληλους για παράλληλη μέτρηση πολλών στόχων, όπως έγινε και στο συγκεκριμένο πείραμα, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.5.

Μπορεί να θεωρηθεί ότι ο ενεργός όγκος του ανιχνευτή χωρίζεται σε δύο βασικές περιοχές οι οποίες χωρίζονται από ένα λεπτό ($\sim 5\mu m$) πλέγμα (*micro-mesh*).

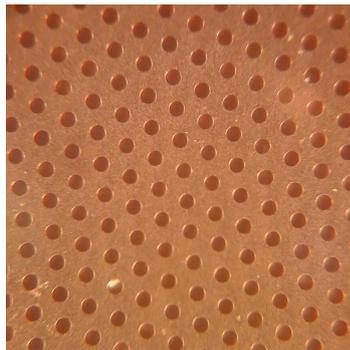
Οι οπές του πλέγματος έχουν διάμετρο $35\mu m$ και είναι ορατές ακόμη και με τη χρήση οπτικού μικροσκοπίου όπως φαίνεται στο σχήμα 3.11.

Τα σύνολα των δύο περιοχών αποτελούν τρία ηλεκτρόδια :

1. Η κάθοδος ή ηλεκτρόδιο ολίσθησης (*drift*)
2. Το πλέγμα (*mesh*)
3. Η άνοδος (*pad*)

Μεταξύ της καθόδου και του πλέγματος ορίζεται η **περιοχή ολίσθησης (*drift region*)** στην οποία γίνεται ο πρωταρχικός ιονισμός του αερίου. Το εύρος της εν λόγω περιοχής είναι της τάξης μερικών *mm*.

Μεταξύ του πλέγματος και της ανόδου ορίζεται η **περιοχή ενίσχυσης (*amplification gap*)** στην οποία θα γίνει πολύ πιο έντονος ιονισμός του αερίου. Το αντίστοιχο εύρος αυτής της περιοχής είναι της τάξης των μερικών



Σχήμα 3.11: Το mesh του ανιχνευτή Micromegas

δεκάδων μm . Σημειώνεται επίσης ότι το πλέγμα, εφόσον δεν αποτελεί ενιαίο ηλεκτρόδιο, αλλά παρουσιάζει οπές (όπως φαίνεται στο σχήμα 3.11), επιτρέπει την διέλευση φορτισμένων σωματιδίων από τη μια περιοχή στην άλλη.

Στην κάθοδο εφαρμόζεται τάση της τάξης των kV , ενώ στο πλέγμα των εκατοντάδων V . Η άνοδος γειώνεται. Ο συνδυασμός της εφαρμοζόμενης τάσης με το εύρος των δύο περιοχών εντός του ενεργού όγκου του ανιχνευτή, έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία πολύ πιο εντατικού πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης (της τάξης δεκάδων kV/cm), σε σύγκριση με το αντίστοιχο πεδίο στην περιοχή ολίσθησης (της τάξης των εκατοντάδων V/cm).

Στο συγκεκριμένο πείραμα, οι πολικότητες των τάσεων στο drift και στο mesh ήταν αρνητικές ($V_{drift} \simeq -1000 V$, $V_{mesh} \simeq -300 V$). Όταν λοιπόν ένα φορτισμένο σωματίδιο εισέλθει στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή, θα ιονίσει το αέριο στην περιοχή ολίσθησης, παράγοντας έτσι στην πορεία του θετικά ιόντα και ελεύθερα ηλεκτρόνια. Λόγω της διαφοράς δυναμικού τα ηλεκτρόνια από το ιονισμένο αέριο κινούνται προς το mesh, ενώ τα θετικά ιόντα κινούνται προς την αντίθετη κατεύθυνση. Τα ηλεκτρόνια θα περάσουν από τις οπές του mesh στην περιοχή ενίσχυσης με το πολύ ισχυρότερο ηλεκτρικό πεδίο όπου ο ιονισμός θα είναι πολύ πιο έντονος και θα δημιουργηθεί φαινόμενο χιονοστιβάδας. Και πάλι θα δημιουργηθούν ζεύγη ηλεκτρονίων-θετικών ιόντων, με τα ηλεκτρόνια να κινούνται προς το rad, και τα θετικά ιονισμένα άτομα του αερίου να κινούνται προς το mesh.

Στο σημείο αυτό, πρέπει να γίνει επιλογή του είδους των σωματιδίων που θα ανιχνευθούν. Επιλέγονται τα ιόντα έναντι των ηλεκτρονίων, εφόσον τα τελευταία είναι πολύ πιο κινητικά, μεταφέροντας μεγαλύτερα ποσά ενέργειας, καθιστώντας το παραγόμενο σήμα πολύ πιο δύσκολα επεξεργάσιμο από το σύστημα των ηλεκτρονικών.

Το αέριο των ανιχνευτών Micromegas

Όπως έχει αναφερθεί και παραπάνω, οι ανιχνευτές Micromegas αποτελούν ανιχνευτές αερίου, και ως εκ τούτου, η επιλογή του αερίου λειτουργίας παίζει πολύ σημαντικό ρόλο. Στο συγκεκριμένο πείραμα επιλέχθηκε μείγμα αερίου $Ar : CO_2$ (80 : 20).

Το ευγενές αέριο Ar αποτελεί και το βασικότερο συστατικό του αέριου μείγματος και είναι απαραίτητο, αφού έχει υψηλή *ενέργεια ιονισμού* και είναι *μονοατομικό*. Η υψηλή ενέργεια ιονισμού είναι απαραίτητη ώστε ο ιονισμός του αερίου (οπότε και το αντίστοιχο παραγόμενο σήμα) να είναι αποτέλεσμα ενός φορτισμένου σωματιδίου υψηλής ενέργειας (όπως για παράδειγμα ένα θραύσμα σχάσης), και όχι από κάποιο άλλο περιβαλλοντικό αίτιο. Το γεγονός ότι το ευγενές αέριο είναι μονοατομικό είναι χρήσιμο εφόσον η προσπίπτουσα ακτινοβολία θα αποδώσει την ενέργειά της σε ιονισμό και όχι σε περιστροφικές ή ταλαντωτικές κινήσεις, χαρακτηριστικά των πολυατομικών μορίων.

Επιλέγεται επίσης και ένα ηλεκτραρνητικό αέριο ως μέρος του αέριου μείγματος, με σκοπό να αποφεύγεται το ανεξέλεγκτο φαινόμενο χιονοστιβάδας (quenching). Ένα τέτοιο αέριο σε μικρές ποσότητες εντός του μείγματος, θα τραβήξει προς το μέρος του την περίσσεια των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται από τον ιονισμό. Το αέριο που επιλέχθηκε στη συγκεκριμένη περίπτωση ήταν CO_2 .

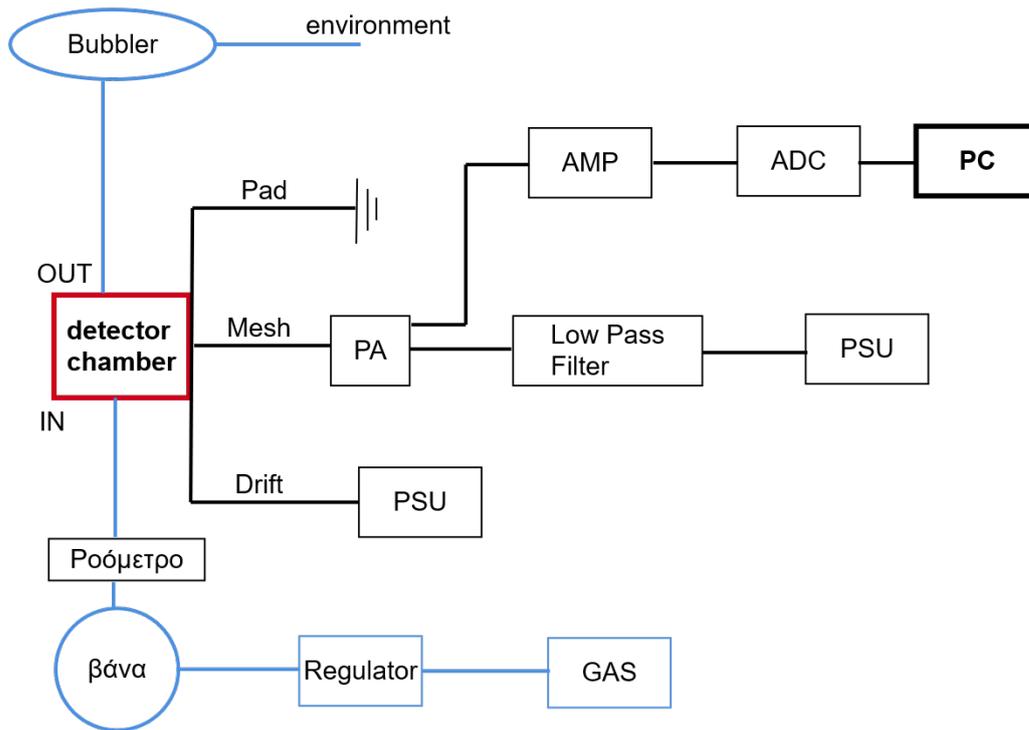
3.4 Ηλεκτρονικά-Συνδεσμολογία

Η γενική συνδεσμολογία που χρησιμοποιήθηκε για τη μετατροπή του σήματος του ανιχνευτή σε αξιοποιήσιμη πληροφορία στον Η/Υ αποτελείται από τρία βασικά στοιχεία :

1. προενισχυτές πολύ χαμηλής ενίσχυσης (PA - Pre Amplifier)
2. ενισχυτές φασματοσκοπίας (AMP - Amplifiers)
3. αναλογοψηφιακός μετατροπέας (ADC - Analog to Digital Converter) και ο πολυδιαυλικός αναλυτής (MCA - Multi-Channel Analyzer)
4. Ηλεκτρονικός Υπολογιστής

Αρχικά, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.12, η έξοδος του πειραματικού θαλάμου ακολουθεί την εξής συνδεσμολογία :

- το pad γειώνεται για κάθε ανιχνευτή
- το drift συνδέεται σε ένα τροφοδοτικό ρεύματος (PSU - Power Supply Unit)
- το σήμα από το mesh είναι αρκετά ασθενές και συνδέεται αρχικά με έναν προενισχυτή χαμηλής ενίσχυσης (low gain amplifier). Στη συνέχεια τροφοδοτείται και αυτό από μια μονάδα τροφοδοσίας ρεύματος (PSU), αφού όμως πρώτα περάσει από ένα βαθυπερατό φίλτρο (low pass filter), με σκοπό τη μείωση του θορύβου. Το προενισχυμένο πλέον σήμα θα περάσει από έναν ενισχυτή, όπου θα λάβει πλέον την τελική του ενίσχυση μετά από κατάλληλη διαμόρφωση. Στη συνέχεια θα περάσει από το σύστημα



Σχήμα 3.12: Σχηματική αναπαράσταση της γενικής συνδεσμολογίας που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα.

ADC-MCA και εν τέλει θα καταλήξει σε μονάδα Η/Υ ως αξιοποιήσιμο πλέον φάσμα.

Σημειώνεται ότι ο πειραματικός θάλαμος βρίσκεται υπό συνεχή ροή αερίου με συνδεσμολογία που έχει ήδη αναφερθεί, και συμβολίζεται στο σχήμα 3.12 με μπλε χρώμα.

Κεφάλαιο 4

Ανάλυση Πειραματικών Δεδομένων & Αποτελέσματα

Στο παρόν κεφάλαιο θα γίνει μια αρχική αναφορά στον ορισμό της ενεργού διατομής, καθώς και στην ανάλυση που ακολουθήθηκε για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής για οιονεί μονοενεργειακή νετρονική δέσμη χωρίς δυνατότητες για time-of-flight (TOF) μετρήσεις. Η ενεργός διατομή που υπολογίστηκε αναφέρεται στις αντιδράσεις $^{234,236}\text{U}$ και $^{232}\text{Th}(n, f)$ χρησιμοποιώντας το στόχο ^{238}U ως στόχο αναφοράς.

4.1 Ενεργός Διατομή

Η ενεργός διατομή γενικά, εκφράζει την πιθανότητα πραγματοποίησης μιας πυρηνικής αντίδρασης, κατά την αλληλεπίδραση δέσμης σωματιδίων με ακίνητο (συνήθως) στόχο. Η *ολική ενεργός διατομή* εκφράζει τη συνολική πιθανότητα να πραγματοποιηθεί μια δεδομένη αντίδραση και συμβολίζεται με σ . Η *διαφορική ενεργός διατομή* εκφράζει την πιθανότητα πραγματοποίησης μιας αντίδρασης σε δεδομένη γωνία θ και υπολογίζεται ανά στερεά γωνία Ω μεταξύ ανιχνευτή-σημείου αντίδρασης. Για το λόγο αυτό συμβολίζεται με $d\sigma/d\Omega$. Σε περίπτωση ισοτροπικών αντιδράσεων, η ολοκλήρωση της διαφορικής ενεργού διατομής σε όλο τον τρισδιάστατο χώρο (που αντιστοιχεί σε στερεά γωνία 4π) θα πρέπει να ταυτίζεται με την ολική ενεργό διατομή¹.

Η ενεργός διατομή υπολογίζεται γενικά από τη σχέση:

¹Στο συγκεκριμένο πείραμα η στερεά γωνία που "βλέπει" ο ανιχνευτής είναι 2π . Παρ'όλα αυτά, σε κάθε σχάση που μετράται, τα θραύσματα σχάσης παράγονται αντιδιαμετρικά. Αυτό σημαίνει ότι για κάθε σχάση, ένα θραύσμα θα εισέλθει στο αέριο, οπότε και θα ανιχνευθεί, με το "συμπληρωματικό" του να απορροφάται στο backing του στόχου. Επομένως μπορεί να θεωρηθεί ότι η ενεργός διατομή που υπολογίζεται είναι η συνολική και όχι η διαφορική.

$$\sigma = \frac{Y}{\Phi N} \quad (4.1)$$

όπου :

- Y τα γεγονότα σχάσης που μετρώνται από τον ανιχνευτή
- Φ η νετρονική ροή που προσπίπτει στον προς μέτρηση στόχο (μετράται σε $neutrons/cm^2s$)
- N ο αριθμός των πυρήνων του προς μέτρηση στόχου

Η σχέση 4.1 αποτελεί τον "απόλυτο" τρόπο υπολογισμού της ενεργού διατομής.

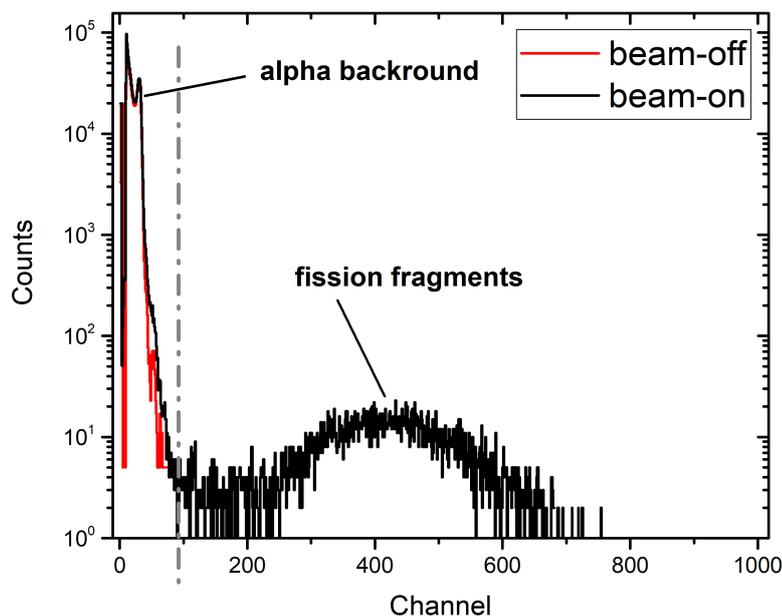
Στην παρούσα εργασία, η ενεργός διατομή υπολογίστηκε βάσει στόχων αναφοράς, σύμφωνα με τη σχέση 4.2. Το πλεονέκτημα της μεθόδου της σχετικής μέτρησης είναι ότι ο λόγος των ροών μεταξύ του προς μέτρηση στόχου και το στόχου αναφοράς (Φ^{ref}) είναι ότι υπολογίζεται από προσομοιώσεις, καθώς εξαρτάται μόνο από τη γεωμετρία της μέτρησης όπως περιγράφεται αναλυτικά στην παράγραφο 4.3.

$$\sigma(E) = \frac{Y(E)}{Y^{ref}(E)} \cdot \frac{\Phi^{ref}(E)}{\Phi(E)} \cdot \frac{N^{ref}}{N} \cdot \sigma^{ref}(E) \quad (4.2)$$

όπου :

- Y τα συνολικά καταγεραμμένα γεγονότα σχάσης από τον ανιχνευτή Micromegas τα οποία είναι διορθωμένα για την απόρριψη γεγονότων σχάσης με την εφαρμογή ορίου ολοκλήρωσης (amplitude cut), την ενδοαπορρόφηση των θραυσμάτων σχάσης εντός των ίδιων των στόχων, το νεκρό χρόνο (dead time), και οποιαδήποτε συνεισφορά παρασιτικών νετρονίων (αυτά μπορεί να προέρχονται από παρασιτικές αντιδράσεις που έχουν αναφερθεί σε προηγούμενο κεφάλαιο, ή από σκέδαση νετρονίων εντός του πειραματικού χώρου)
- Φ η νετρονική ροή που προσέκρουσε στον στόχο. Μετράται σε $neutrons/cm^2s$.
- N ο αριθμός πυρήνων του στόχου
- σ^{ref} η ενεργός διατομή οποιουδήποτε στόχου χρησιμοποιείται ως αναφορά (στην προκειμένη περίπτωση χρησιμοποιήθηκαν οι ενεργές διατομές των ^{235}U και ^{238}U)

Ο εκθέτης "ref" σε κάθε έναν από τους παραπάνω όρους αναφέρεται στον αντίστοιχο στόχο αναφοράς. Στις επόμενες παραγράφους, θα γίνει αναφορά στον τρόπο υπολογισμού κάθε όρου της εξίσωσης 4.2 .



Σχήμα 4.1: Ένα τυπικό φάσμα σχάσης για την περίπτωση του στόχου ^{238}U για ενέργεια δέσμης νετρονίων 16.5 MeV . Διακρίνονται οι περιοχές του υποβάθρου (α -background) και των θραυσμάτων σχάσης (fission fragments). Το α -background είναι εμφανές και από το φάσμα που λήφθηκε χωρίς δέσμη δευτερίων (beam-off).

4.2 Υπολογισμός και διορθώσεις στα γεγονότα σχάσης Υ

Όπως έχει ήδη αναφερθεί οι στόχοι ακτινίδων που μελετώνται είναι α-ραδιενεργοί, εκπέμποντας σωματίδια ενέργειας της τάξης των 5 MeV . Μετά τη σχάση τους, θα παραχθούν θραύσματα τα οποία θα έχουν πολύ μεγαλύτερη κινητική ενέργεια. Οπότε, σε ένα παραγόμενο φάσμα, τα γεγονότα από την α-ενεργότητα (α -background) του στόχου καταγράφονται στην αριστερή πλευρά του φάσματος, ενώ τα πολύ πιο ενεργητικά θραύσματα σχάσης (fission fragments) καταγράφονται δεξιότερα όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.1. Οι δύο περιοχές είναι χωρισμένες με εστιγμένη ευθεία γραμμή.

Τα γεγονότα σχάσης (Υ) που χρησιμοποιούνται για την εξαγωγή της ενεργού διατομής μέσω της σχέσης 4.2 αποτελούν ουσιαστικά το ολοκλήρωμα των γεγονότων σχάσης, που βρίσκονται στο δεξιό κομμάτι του φάσματος. Τα γεγονότα αυτά, πρέπει όμως πρώτα να υποστούν κάποιες διορθώσεις.

1. Αρχικά, όπως είναι προφανές και από το σχήμα 4.1, πρέπει να εισαχθεί ένα κάτω όριο ολοκλήρωσης των γεγονότων σχάσης, ώστε αυτά να διαχωριστούν από τα καταγεγραμμένα σωματίδια- α . Πρέπει λοιπόν να εισαχθεί

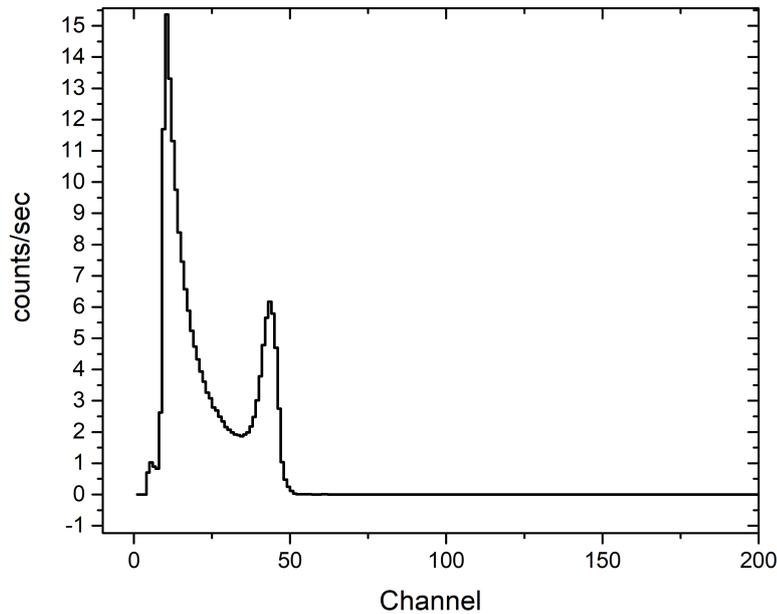
έναν παράγοντα διόρθωσης (f_{amp}) για τα γεγονότα σχάσης που χάνονται κάτω από το υπόβαθρο των σωματιδίων-α.

2. Επίσης, κάποια θραύσματα σχάσης μπορεί να αφήσουν μέρος της κινητικής τους ενέργειας εντός του στόχου στον οποίον παράχθηκαν. Εισάγεται λοιπόν ένας παράγοντας ενδοαπορρόφησης (f_{abs}).
3. Πρέπει ακόμα να γίνει διόρθωση του πειραματικά μετρούμενου φάσματος από γεγονότα σχάσης που οφείλονται είτε σε παρασιτικές αντιδράσεις, είτε σε νετρόνια που προκάλεσαν γεγονότα σχάσης, αφού όμως πρώτα είχαν σκεδαστεί εντός του πειραματικού χώρου, οπότε και είχαν χάσει μέρος της ενέργειάς τους. Ο εν λόγω διορθωτικός παράγοντας συμβολίζεται με f_{par} .
4. Τέλος η μεγάλη ενεργότητα ορισμένων στόχων δημιουργεί γεγονότα πολύ πιο συχνά από το χρόνο που χρειάζεται για την επεξεργασία κάθε σήματος. Το φαινόμενο αυτό, αφήνει τα ηλεκτρονικά του ανιχνευτικού συστήματος ανενεργά για κάποιο χρόνο (dead time). Εισάγεται λοιπόν ένας επιπλέον παράγοντας διόρθωσης, ο οποίος συμβολίζεται με f_{DT} .

4.2.1 Διόρθωση για όριο ολοκλήρωσης (f_{amp}) και ενδοαπορρόφησης (f_{abs})

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.1 υπάρχει σχετικά ξεκάθαρος ενεργειακός διαχωρισμός μεταξύ θραυσμάτων σχάσης και σωματιδίων. Υπάρχει ωστόσο μια μικρή περιοχή επικάλυψης των ενεργειών των διαφορετικών ειδών των σωματιδίων. Το όριο ολοκλήρωσης επομένως, ενδεχομένως να οδηγεί σε υποτίμηση των υπολογισμένων γεγονότων σχάσης, αφού κάποια από αυτά χάνονται μέσα στο υπόβαθρο των σωματιδίων-α. Φαίνεται επίσης από το σχήμα 4.2 ότι δεν υπάρχουν καταγεγραμμένα γεγονότα σχάσης στην περίπτωση που δεν υπάρχει δέσμη δευτερίων (beam-off), οπότε δεν υπάρχει λόγος για διόρθωση για γεγονότα αυθόρμητης σχάσης (spontaneous fission). Ο πιο αξιόπιστος τρόπος υπολογισμού του ορίου ολοκλήρωσης είναι μέσω beam-off φασμάτων. Στο σχήμα 4.2 φαίνονται τα καταγεγραμμένα γεγονότα της α-αποδιέγερσης για έναν στόχο ^{235}U , κανονικοποιημένα στο χρόνο λήψης του φάσματος. Το κάτω όριο ολοκλήρωσης επιλέγεται στο κανάλι όπου παύουν να υπάρχουν πλέον γεγονότα. Σημειώνεται ότι η ίδια διαδικασία ακολουθήθηκε για κάθε στόχο.

Με την εφαρμογή του ορίου αυτού όμως, κάποια γεγονότα σχάσης δεν θα ληφθούν υπόψιν. Για να γίνει μια εκτίμηση του ποσοστού της εν λόγω απώλειας, πραγματοποιήθηκαν συμπληρωματικές προσομοιώσεις Monte Carlo. Πιο συγκεκριμένα, έγινε χρήση του κώδικα FLUKA [15, 16] που έχει αναπτυχθεί στο CERN. Στο σχήμα 4.3 φαίνεται η προσομοίωση που έγινε για τα θραύσματα σχάσης. Η κινητική ενέργεια και ο ατομικός αριθμός κάθε θραύσματος σχάσης επιλέχθηκαν τυχαία από κατανομές που παράχθηκαν από τον κώδικα Monte Carlo GEF [17]. Τα θραύσματα σχάσης παράχθηκαν τυχαία



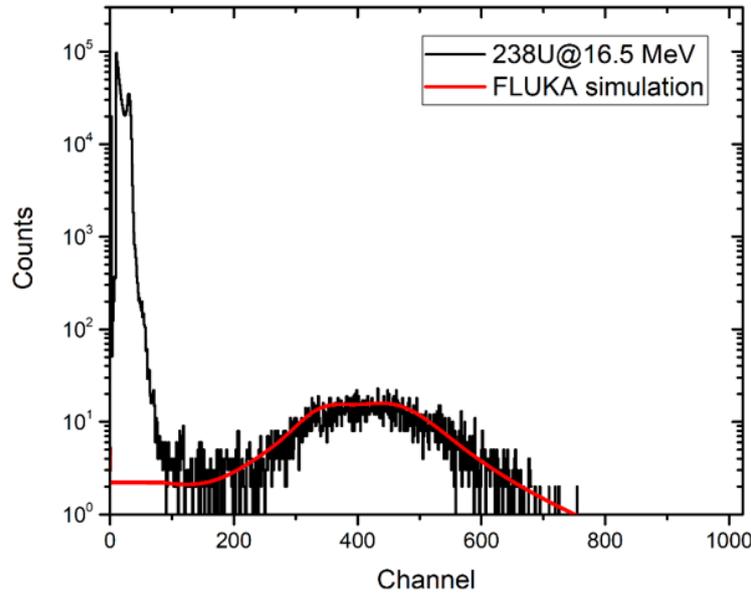
Σχήμα 4.2: Χαρακτηριστικό φάσμα *beam-off* για την περίπτωση του ^{235}U

εντός του όγκου του στόχου, με ομοιόμορφη εκπομπή κατά στερεά γωνία 2π εντός του όγκου του αερίου.

Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης με FLUKA φαίνεται στο σχήμα 4.3. Η καμπύλη προσομοίωσης φαίνεται πως περιγράφει με καλή ακρίβεια τα γεγονότα σχάσης. Αρχικά, ολοκληρώνονται όλα τα γεγονότα σχάσης που προβλέπει η προσομοίωση με FLUKA από το πρώτο μέχρι και το τελευταίο κανάλι του φάσματος (έστω I_1). Στη συνέχεια ολοκληρώνονται τα γεγονότα από την αρχή του φάσματος μέχρι το *amplitude cut*² (έστω I_2). Ο λόγος των ολοκληρωμάτων I_2/I_1 θα αποτελεί το ποσοστό των γεγονότων σχάσης που δεν έχουν συνηυπολογιστεί στο πειραματικά μετρούμενο μέγεθος Y της σχέσης 4.2.

Οι ίδιες προσομοιώσεις χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό του ποσοστού των θραυσμάτων σχάσης που απορροφήθηκαν εντός του εκάστοτε στόχου καθώς και για πιθανά *edge effects* στις μάσκες των στόχων. Μηδενική εναπόθεση ενέργειας εντός του αερίου ισοδυναμεί με πλήρη απορρόφηση εντός του στόχου. Για λόγους αύξησης στατιστικής των μετρήσεων λοιπόν, οι στόχοι επιλέγονται να είναι αρκετά λεπτοί.

²Υπενθυμίζεται ότι το *amplitude cut* προσδιορίζεται από τα αντίστοιχα *beam-off* φάσματα.



Σχήμα 4.3: Προσομοίωση FLUKA για τα δραύσματα σχάσης για την περίπτωση της αντίδρασης $^{238}\text{U}(n, f)$ στην ενέργεια $E_n = 16.5 \text{ MeV}$

4.2.2 Διόρθωση παρασιτικών νετρονίων (f_{par})

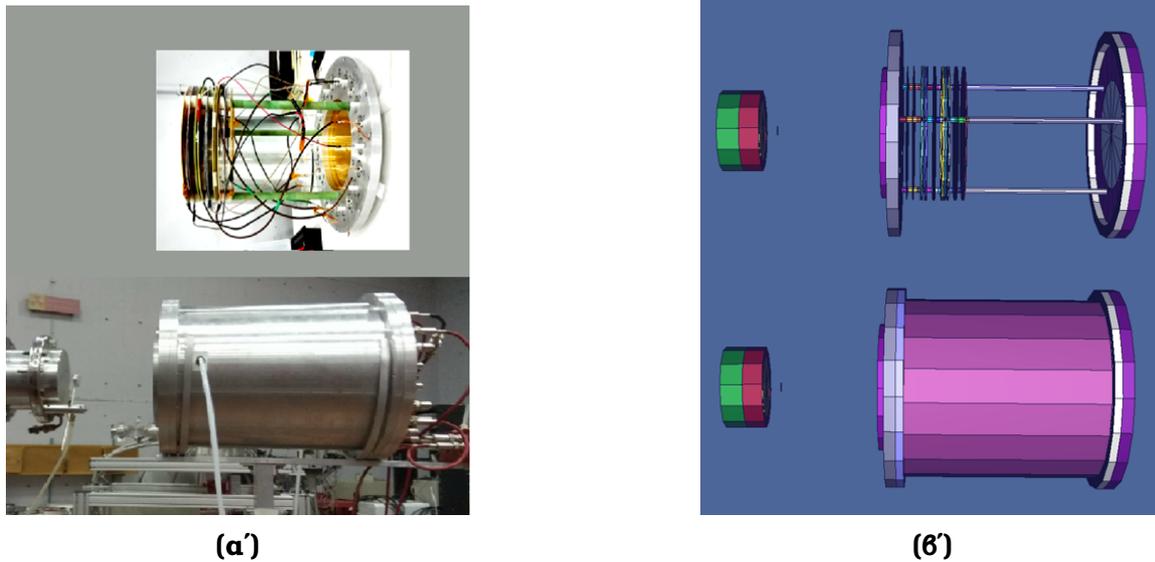
Διόρθωση παρασιτικών νετρονίων από σκεδάσεις

Κατά την παραγωγή της οιονεί μονοενεργειακής νετρονικής δέσμης εμφανίζεται και συνεισφορά νετρονίων χαμηλότερης ενέργειας από την κύρια δέσμη που έχουν προκύψει από σκεδάσεις με τα υλικά του πειραματικού χώρου. Ο τρόπος υπολογισμού της συνεισφοράς των παρασιτικών αυτών νετρονίων είναι και πάλι με κώδικα Monte Carlo και συγκεκριμένα με το MCNP5 [18].

Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης με τον κώδικα MCNP5 φαίνεται στο σχήμα 4.5α' για την περίπτωση του στόχου ^{234}U σε ενέργεια δέσμης νετρονίων $E_n = 16.5 \text{ MeV}$. Στο σχήμα 4.5α' φαίνεται η κορυφή της κυρίας δέσμης νετρονίων, μαζί με την "ουρά" των παρασιτικών νετρονίων που προέρχονται από σκεδάσεις.

Στο σχήμα 4.5β' φαίνεται η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$ σε ισολιθαργικό binning 1000 bins per decade. Τα δεδομένα πάρθηκαν από τη βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [19].

Για να υπολογιστεί η συνεισφορά της ουράς των χαμηλοενεργειακών παρασιτικών νετρονίων στα γεγονότα της σχάσης για κάθε στόχο, υπολογίστηκε το Reaction Rate της εκάστοτε αντίδρασης με πολλαπλασιασμό της ενεργού διατομής με την αντίστοιχη ροή που προέκυψε από τον κώδικα MCNP5. Ισχύει δηλαδή:



Σχήμα 4.4: Άποψη του πειραματικού θαλάμου εσωτερικά και εξωτερικά (σχήμα 4.4α) και η αντίστοιχη προσομοίωσή του (σχήμα 4.4β)

$$RR = \sum_i \sigma_i^{(ENDF)}(E) \cdot \Phi_i^{(MCNP)}(E)$$

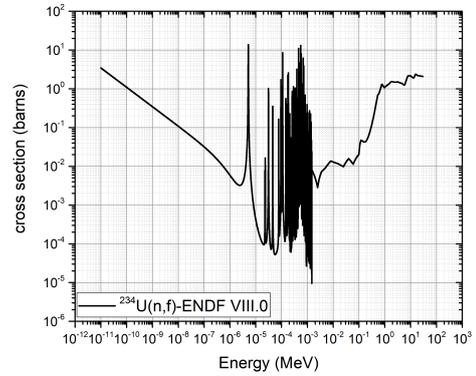
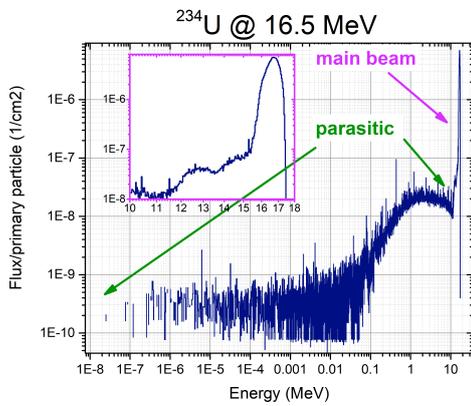
Το αποτέλεσμα της διαδικασίας αυτής φαίνεται στο σχήμα 4.5γ'. Στο σχήμα αυτό φαίνεται και πάλι η κορυφή της κύριας δέσμης και η ουρά των παρασιτικών νετρονίων. Για να υπολογιστεί το ποσοστό των "χρήσιμων" γεγονότων σχάσης έναντι αυτών που οφείλονται σε σκεδαζόμενα νετρόνια υπολογίστηκε ο λόγος της κύριας κορυφής έναντι του συνολικού ολοκληρώματος του Reaction Rate σε όλο το ενεργειακό εύρος.

$$f_{par} = \frac{\sum_{main\ peak} \sigma(E)\Phi(E)}{\sum_{all} \sigma(E)\Phi(E)} \quad (4.3)$$

όπου :

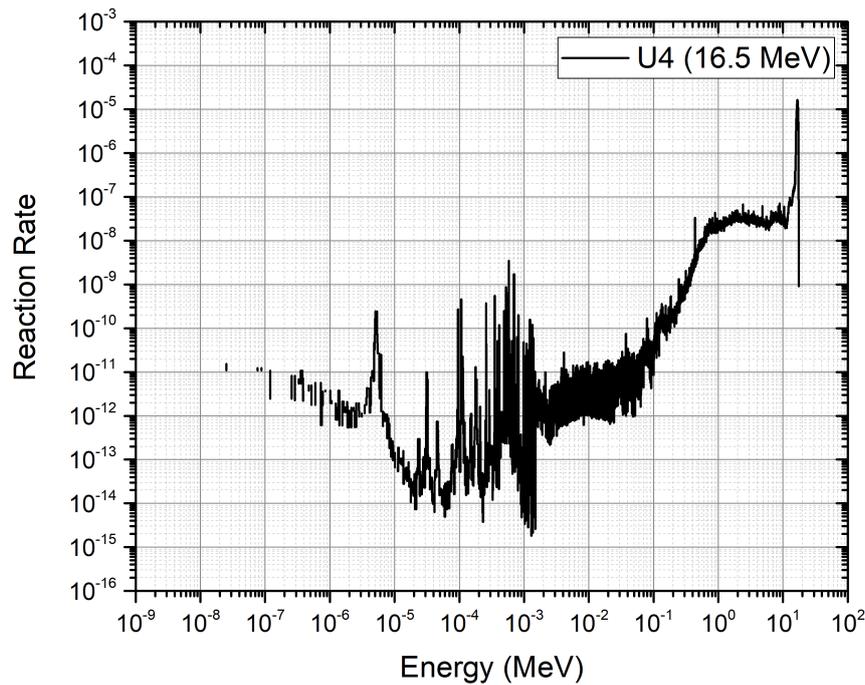
- $\sum_{main\ peak} \sigma(E)\Phi(E)$ το ολοκλήρωμα της κορυφής που αντιστοιχεί στην κύρια δέσμη νετρονίων
- $\sum_{all} \sigma(E)\Phi(E)$ το συνολικό Reaction Rate της εκάστοτε αντίδρασης

Αν για παράδειγμα προκύψει από τη σχέση 4.3 $f_{par} = 0.92$, μπορεί να συμπεράνει κανείς ότι τα "χρήσιμα" γεγονότα σχάσης αποτελούν το 92% των συνολικά μετρούμενων (με το υπόλοιπο 8% να οφείλεται σε σκεδαζόμενα νετρόνια που όμως θα προκαλέσουν σχάση). Οπότε ο παράγοντας f_{par} λειτουργεί ως ένας πολλαπλασιαστικός όρος στον υπολογισμό των γεγονότων σχάσης Υ στον υπολογισμό της ενεργού διατομής από τη σχέση 4.2.



(α') Η ροή που υπολογίστηκε από τον κώδικα MCNP5.

(β') Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$ όπως δίνεται από τη βιβλιοθήκη ENDF/B VIII.0



(γ') Το Reaction Rate του ισότοπου που προκύπτει από τον πολλαπλασιασμό της ενεργού διατομής με τη ροή.

Σχήμα 4.5

Διόρθωση από παρασιτικές αντιδράσεις

Ο τρόπος ελέγχου της συνεισφοράς των παρασιτικών νετρονίων που προέρχονται από σκεδάσεις και αναπτύχθηκε στην προηγούμενη παράγραφο βασίζονταν σε προσομοιώσεις Monte Carlo μέσω του κώδικα MCNP5. Για την περίπτωση των νετρονίων που προέρχονται από παρασιτικές αντιδράσεις όμως, όπως έχει αναπτυχθεί στο κεφάλαιο 2, χρησιμοποιήθηκε ένας πειραματικός τρόπος.

Πιο συγκεκριμένα, ένα φύλλο χαλκού τοποθετήθηκε πριν από το στόχο του Τριτίου (σχήμα 3.4). Όταν τα δευτέρια προσπίπτουν στο φύλλο αυτό απορροφώνται, χωρίς να συμβαίνει κάποια πυρηνική αντίδραση και χωρίς να παράγονται νετρόνια. Η δέσμη των δευτερίων δεν θα φτάσει ποτέ στον στόχο του Τριτίου. Αν όμως παρατηρηθούν γεγονότα σχάσης με το κομμάτι του χαλκού προσαρμοσμένο στη φλάντζα του Τριτίου, αυτά θα πρέπει να οφείλονται σε παρασιτικές αντιδράσεις εντός της γραμμής μεταφοράς. Τα γεγονότα αυτά θα πρέπει λοιπόν να αφαιρεθούν (μετά από κατάλληλη κανονικοποίηση) από τα γεγονότα σχάσης που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής.

4.2.3 Διόρθωση για dead time

Η διόρθωση αυτή αναφέρεται στο χρονικό παράθυρο στο οποίο το σύστημα των ηλεκτρονικών ήταν 'απασχολημένο' με την επεξεργασία ενός σήματος, ενώ κατέφθαναν νέα σήματα προς επεξεργασία στο ίδιο χρονικό παράθυρο. Ο χρόνος στον οποίο το ανιχνευτικό σύστημα επεξεργάζεται τα εισερχόμενα σήματα ονομάζεται live time, ενώ ο συνολικός χρόνος που απλά βρίσκεται σε λειτουργία ονομάζεται real time. Ο τελευταίος μπορεί να ταυτιστεί με τον χρόνο που μετράει ένα ρολόι, ανεξάρτητα από την επεξεργασία παλμών. Ο αντίστοιχος διορθωτικός παράγοντας (f_{DT}) λοιπόν ορίζεται απλά ως:

$$f_{DT} = \frac{\text{Live time}}{\text{Real time}} \quad (4.4)$$

Έστω λοιπόν ότι προκύπτει $f_{DT} = 0.9$. Αυτό σημαίνει ότι ο ανιχνευτής ήταν "ανεργός" ως προς τη δυνατότητα επεξεργασίας παλμών για το 10% του χρόνου λειτουργίας του. Αυτό σημαίνει ότι γεγονότα σχάσης που έφθασαν στον ανιχνευτή δεν επεξεργάστηκαν, οπότε δεν καταγράφηκαν. Θα πρέπει λοιπόν στον υπολογισμό του παράγοντα Y της σχέσης 4.2 να εισαχθεί ένας πολλαπλασιαστικός παράγοντας 1.1, ώστε να αντισταθμιστεί η απώλεια.

Διορθωτικοί παράγοντες και αβεβαιότητες (συνοπτικά)

Στην σύντομη αυτή υποπαράγραφο, παρατίθενται συνοπτικά οι συμβολές των διαφορετικών διορθωτικών παραγόντων που αναφέρθηκαν παραπάνω για τις διάφορες ενέργειες της προσπίπτουσας δέσμης νετρονίων και για κάθε

στόχο. Σημειώνεται πως στην περίπτωση του διορθωτικού παράγοντα των παρασιτικών νετρονίων, έχει γίνει ο διαχωρισμός μεταξύ αυτών που προέρχονται από σκεδάσεις (f_{par}^{scat}) και αυτών που προέρχονται από παρασιτικές αντιδράσεις (f_{par}^{reac}).

Πίνακας 4.1: Διορθωτικοί παράγοντες για $E_n = 14.8 \text{ MeV}$

Ισότοπο	f_{amp}	f_{abs}	f_{par}^{scat}	f_{par}^{reac}	f_{DT}
^{234}U	1.032	1.002	0.89	~ 1	1.08
^{235}U	1.029	1.002	0.86	0.99	~ 1
^{236}U	1.030	1.002	0.91	~ 1	~ 1
^{238}U	1.028	1.001	0.93	~ 1	~ 1
^{232}Th	1.030	1.005	0.94	~ 1	~ 1

Πίνακας 4.2: Διορθωτικοί παράγοντες για $E_n = 16.5 \text{ MeV}$

Ισότοπο	f_{amp}	f_{abs}	f_{par}^{scat}	f_{par}^{reac}	f_{DT}
^{234}U	1.032	1.002	0.90	0.99	1.08
^{235}U	1.029	1.002	0.86	0.99	~ 1
^{236}U	1.030	1.002	0.92	0.99	~ 1
^{238}U	1.028	1.001	0.94	0.99	~ 1
^{232}Th	1.030	1.005	0.95	~ 1	~ 1

Πίνακας 4.3: Διορθωτικοί παράγοντες για $E_n = 17.8 \text{ MeV}$

Ισότοπο	f_{amp}	f_{abs}	f_{par}^{scat}	f_{par}^{reac}	f_{DT}
^{234}U	1.032	1.002	0.90	0.93	1.08
^{235}U	1.029	1.002	0.86	0.97	~ 1
^{236}U	1.030	1.002	0.92	0.91	~ 1
^{238}U	1.028	1.001	0.94	0.96	~ 1
^{232}Th	1.030	1.005	0.91	~ 1	~ 1

Πίνακας 4.4: Διορθωτικοί παράγοντες για $E_n = 19.2 \text{ MeV}$

Ισότοπο	f_{amp}	f_{abs}	f_{par}^{scat}	f_{par}^{reac}	f_{DT}
^{234}U	1.032	1.002	0.91	0.92	1.08
^{235}U	1.029	1.002	0.88	0.85	~ 1
^{236}U	1.030	1.002	0.93	~ 1	~ 1
^{238}U	1.028	1.001	0.95	0.97	~ 1
^{232}Th	1.030	1.005	0.96	0.90	~ 1

Σχετικά με τις αβεβαιότητες των παραγόντων διόρθωσης, ισχύουν τα εξής:

- f_{par}^{scat} για όλες τις ενέργειες και όλους τους στόχους, η αβεβαιότητα προκύπτει $< 1\%$, οπότε μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα στον υπολογισμό της ενεργού διατομής.
- f_{par}^{reac} έγινε ένας έλεγχος ευαισθησίας στην διάδοση του σφάλματος από την αφαίρεση των κανονικοποιημένων γεγονότων από τα φάσματα σχάσης που προέκυψαν στην περίπτωση του προσαρμοσμένου κομματιού χαλκού στη φλάντζα του τριτίου. Η συνεισφορά στην αβεβαιότητα στις μετρήσεις δεν ξεπέρασε το 0.8% .
- f_{DT}, f_{amp}, f_{abs} η αβεβαιότητα θεωρείται αμελητέα.

Αναφέρεται ότι οι παράγοντες διόρθωσης που παρουσιάζονται στους πίνακες 4.1, 4.2, 4.3 δρουν ως πολλαπλασιαστικοί όροι στη σχέση 4.2. Προκύπτει λοιπόν:

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

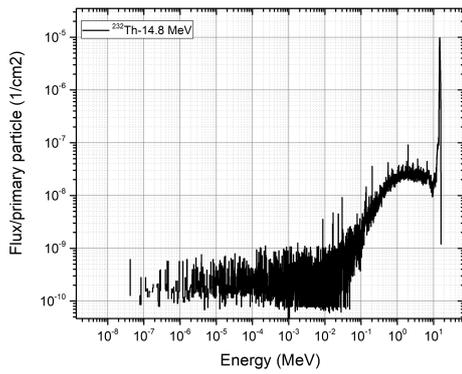
$$\sigma(E) = \frac{Y(E) \cdot f_{amp}(E) \cdot f_{par}^{scat}(E) \cdot f_{par}^{reac}(E) \cdot f_{DT}(E)}{Y^{ref}(E) \cdot f_{amp}^{ref}(E) \cdot f_{par}^{scat,ref}(E) \cdot f_{par}^{reac,ref}(E) \cdot f_{DT}(E)} \cdot \frac{\Phi^{ref}(E)}{\Phi(E)} \cdot \frac{N^{ref}}{N} \cdot \sigma^{ref}(E)$$

4.3 Υπολογισμός της νετρονικής ροής

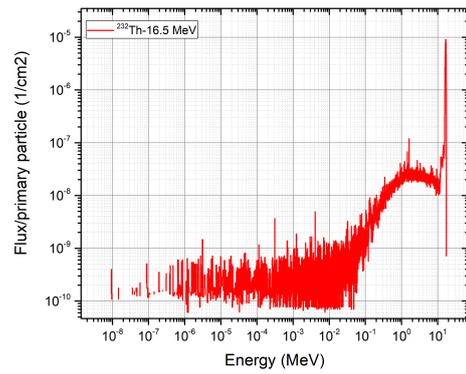
Όπως έχει ήδη αναφερθεί, ο υπολογισμός της παραγωγής και της διάδοσης των νετρονίων που προσέκρουσαν στους στόχους, έγινε με τη χρήση προσομοιώσεων Monte Carlo.

Αρχικά, έγινε χρήση του κώδικα NeuSDesc (Neutron Source Description) [8] που αναπτύχθηκε στο JRC-IRMM (Geel, Βέλγιο) για την αναπαραγωγή του νετρονικού φάσματος στο στόχο του Τριτίου, καθώς και για την περιγραφή της γωνιακής κατανομής των νετρονίων για κάθε ενέργεια. Ο κώδικας NeuSDesc χρησιμοποιεί το SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) [20, 21] για τον προσδιορισμό της απώλειας ενέργειας των ιόντων εντός του στόχου του τριτίου και στα περιβάλλοντα υλικά, όπως τα φύλλα του Μολυβδαινίου, τα οποία εισάγονται από τον χρήστη. Τα αποτελέσματα αυτά στη συνέχεια συνδυάζονται με τις διαθέσιμες διαφορικές ενεργές διατομές για την αντίδραση παραγωγής νετρονίων και παράγεται εν τέλει ένα ρεαλιστικό φάσμα νετρονίων. Το παραγόμενο αυτό φάσμα μπορεί στη συνέχεια να εισαχθεί στον κώδικα του MCNP5 ως πηγή νετρονίων. Το νετρονικό αυτό φάσμα θα αλληλεπιδράσει στη συνέχεια με τους στόχους του πειραματικού θαλάμου (σχήμα 4.4).

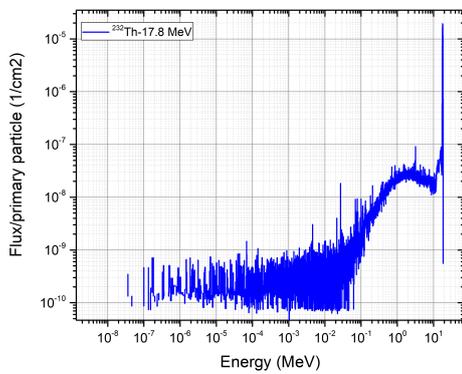
Η πληροφορία που εξάγεται από την προσομοίωση αυτή είναι η ροή των νετρονίων σε κάθε στόχο και για κάθε ενέργεια. Οι ενέργειες ενδιαφέροντος έφτασαν μέχρι τη θερμική περιοχή των νετρονίων ώστε να υπολογιστεί όλο το εύρος των νετρονίων που συμβάλλουν στην παραγωγή θραυσμάτων σχάσης. Το αποτέλεσμα των προσομοιώσεων φαίνεται ενδεικτικά στο σχήμα 4.6 για την περίπτωση του ^{232}Th για 10^9 σωματίδια.



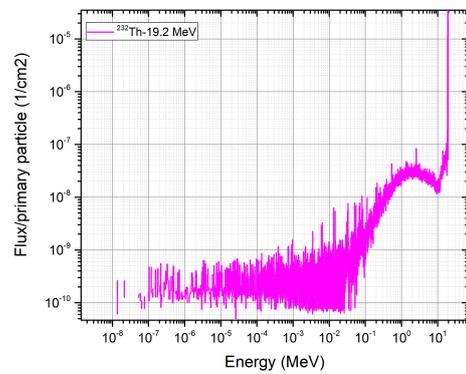
(α') 14.8 MeV



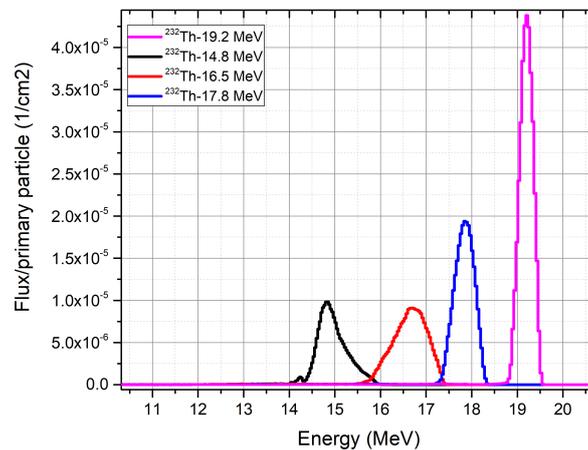
(β') 16.5 MeV



(γ') 17.8 MeV



(δ') 19.2 MeV



(ε') Οι κορυφές της ροής της δέσμης των νετρονίων για όλες τις ενέργειες.

Σχήμα 4.6: Τα αποτελέσματα για την προσομοίωση της ροής για την περίπτωση του στόχου ^{232}Th και για τις διάφορες ενέργειες δέσμης νετρονίων.

Ο τρόπος υπολογισμού της ροής στον εκάστοτε στόχο από την προσομοίωση μέσω MCNP, γίνεται από την ολοκλήρωση της κορυφής που αντιστοιχεί στην κύρια κορυφή της ροής νετρονίων (βλ. σχήμα 4.6ε'). Στο σημείο αυτό σημειώνεται ότι οι μονάδες της ροής που προκύπτουν από τον κώδικα προσομοίωσης είναι κανονικοποιημένες ανά παραγόμενο νετρόνιο πηγής οπότε αντιστοιχούν σε $\frac{\text{neutrons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{primary particle}}$.

Θα έπρεπε λοιπόν, για να υπάρχει μια ρεαλιστική περιγραφή της πραγματικότητας, ο αριθμός αυτός να πολλαπλασιαστεί με το συνολικό αριθμό νετρονίων που παράχθηκαν από την πηγή. Το πλεονέκτημα όμως του υπολογισμού της ενεργού διατομής σχετικά με κάποιον στόχο αναφοράς (σχέση 4.2) είναι ότι εφόσον υπολογίζεται ο λόγος των ροών σε σχέση με κάποιον στόχο αναφοράς (στην προκειμένη περίπτωση ^{238}U) οι μονάδες υπολογισμού είναι αδιάφορες, αρκεί να είναι συνεπείς μεταξύ τους. Με τον τρόπο αυτό ο υπολογισμός είναι πολύ πιο άμεσος αλλά επίσης δεν εισάγεται ένας επιπλέον παράγοντας σφάλματος από τη διαδικασία του πολλαπλασιασμού που αναφέρθηκε παραπάνω, εφόσον τα οποιαδήποτε συστηματικά σφάλματα απλοποιούνται.

4.4 Υπολογισμός των μαζών των στόχων

Ο υπολογισμός των μαζών έγινε μέσω της σχέσης 3.2 όπως αναπτύχθηκε στην υποπαράγραφο 3.3.1. Και πάλι το πλεονέκτημα της μέτρησης της ενεργού διατομής με στόχους αναφοράς είναι ότι η μόνη απαίτηση που πρέπει να ικανοποιείται κατά τον υπολογισμό του λόγου των μαζών είναι η συνέπεια των μονάδων τους. Στην συγκεκριμένη ανάλυση δεν χρησιμοποιήθηκαν οι μάζες αλλά επιλέχθηκαν απλά οι αριθμοί των πυρήνων του στόχου.

4.5 Ενεργός διατομή στόχων αναφοράς

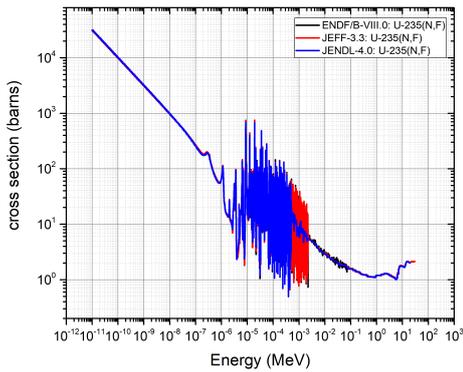
Το τελευταίο μέγεθος της σχέσης 4.2 αποτελεί η ενεργός διατομή του στόχου αναφοράς και συμβολίζεται με σ^{ref} . Οι στόχοι αναφοράς στο συγκεκριμένο πείραμα είναι οι στόχοι των ισοτόπων ^{235}U και ^{238}U των οποίων οι ενεργές διατομές θεωρούνται πλέον γνωστές ως πολύ καλά μελετημένες.

Στο σχήμα 4.7 φαίνονται οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων αναφοράς από τρεις βιβλιοθήκες. Οι διαφορές των ενεργών διατομών στην ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος (14 – 20 MeV), δεν ξεπερνά το 2%. Η βιβλιοθήκη από την οποία υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές στην παρούσα εργασία ήταν η ENDF/B-VIII.0.

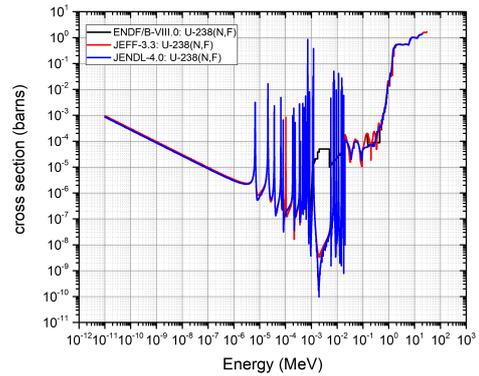
4.6 Υπολογισμός σφάλματος ενέργειας

Από την προσομοίωση με MCNP5, προκύπτει η κύρια κορυφή της ενέργειας όπως φαίνεται στο ένθετο της εικόνας 4.6ε'. Από την προσαρμογή της

48ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4. ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ & ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ



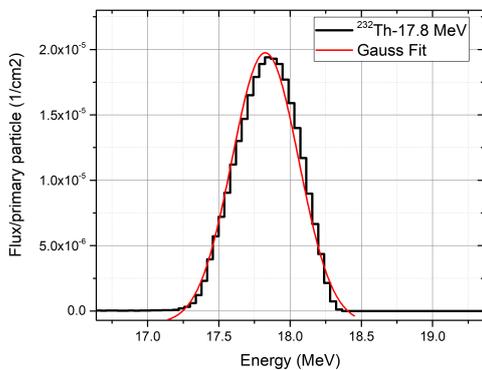
(α') $^{235}\text{U}(n, f)$



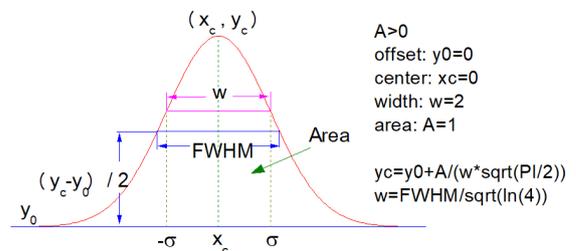
(β') $^{238}\text{U}(n, f)$

Σχήμα 4.7: Οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων αναφοράς από τις βιβλιοθήκες ENDF/B-VIII.0, JEFF-3.3 [22], JENDL-4.0 [23]

καμπύλης αυτής με μια συνάρτηση τύπου Gauss, θα προκύψει το σφάλμα στην ενέργεια της νετρονικής δέσμης όπως φαίνεται ενδεικτικά στο σχήμα 4.8.



(α') Προσαρμογή καμπύλης τύπου Gauss Gauss



(β') Η συνάρτηση της καμπύλης τύπου Gauss

Σχήμα 4.8: Ο τρόπος εξαγωγής του σφάλματος στην ενέργεια της νετρονικής δέσμης

Το σφάλμα της ενέργειας δίνεται από τη σχέση

$$\sigma = \frac{w}{2} = \frac{\text{FWHM}}{\sqrt{\ln(4)} \cdot 2} \quad (4.5)$$

Πίνακας 4.5: Οι ενέργειες της δέσμης των δευτερίων και νετρονίων

E_d (MeV)	E_n (MeV)	δE (MeV)
1.85	14.8	0.3
2.3	16.5	0.4
2.8	17.8	0.2
3.6	19.2	0.1

Κεφάλαιο 5

Αποτελέσματα-Συμπεράσματα

Στο κεφάλαιο αυτό, θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας και τα συμπεράσματα που εξάγονται από αυτά. Θα γίνει επίσης μια αναφορά στις προοπτικές που υπάρχουν για τη συνέχεια της συγκεκριμένης εργασίας.

5.1 Αποτελέσματα

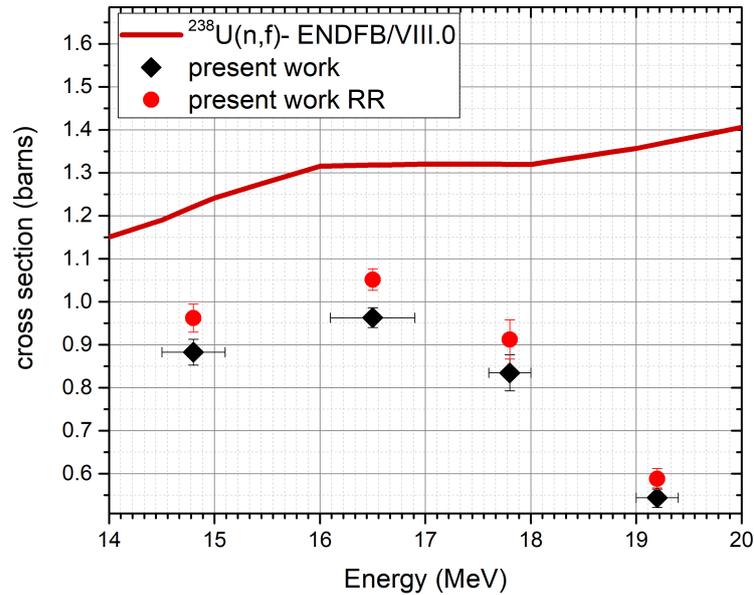
Στην παράγραφο αυτή, θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα βάσει της ανάλυσης που περιγράφηκε σε προηγούμενες παραγράφους. Αρχικά, έγινε έλεγχος αναπαραγωγής των αναμενόμενων αποτελεσμάτων των στόχων αναφοράς. Στη συνέχεια, υπολογίστηκε η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$.

5.1.1 Έλεγχος μεθόδου με στόχους αναφοράς

Οι αντιδράσεις $^{238,235}\text{U}(n, f)$ είναι πολύ καλά μελετημένες στη βιβλιογραφία, οπότε μπορούν να θεωρηθούν ως αντιδράσεις αναφοράς. Για να γίνει έλεγχος της μεθόδου που αναφέρθηκε στα προηγούμενα κεφάλαια, υπολογίστηκε αρχικά η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{238}\text{U}(n, f)$ με στόχο αναφοράς το ισότοπο ^{235}U . Χρησιμοποιήθηκε λοιπόν η σχέση 5.1:

$$\sigma(E) = \frac{Y(E)}{Y^{235}\text{U}(E)} \cdot \frac{\Phi^{235}\text{U}(E)}{\Phi(E)} \cdot \frac{N^{235}\text{U}}{N} \cdot \sigma^{235}\text{U}(E) \quad (5.1)$$

Για λόγους απλότητας του συμβολισμού, έχουν παραληφθεί οι παράγοντες διόρθωσης στη σχέση 5.1 αν και έχουν ληφθεί υπόψιν. Στο σχήμα 5.1 φαίνεται η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{238}\text{U}(n, f)$ συναρτήσει της ενέργειας. Είναι προφανές πως οι αναμενόμενες τιμές δεν αναπαράγονται. Συγκεκριμένα, οι αποκλίσεις είναι της τάξης του 23% για τις δύο πρώτες ενέργειες, ενώ για τις ενέργειες 17.8 και 19.2 MeV, οι αποκλίσεις αυτές φτάνουν το 44 και



Σχήμα 5.1: Προσπάθεια αναπαραγωγής των αποτελεσμάτων της αντίδρασης $^{238}\text{U}(n, f)$ με στόχο αναφοράς το ισότοπο ^{235}U . Με κόκκινο χρώμα (present work-RR) φαίνονται οι ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν, μετά την αφαίρεση της συμβολής των σκεδαζόμενων νετρονίων.

80% αντίστοιχα. Οι αποκλίσεις στις δύο πρώτες ενέργειες οφείλονται σε ελλιπή αφαίρεση της συμβολής των παρασιτικών νετρονίων μέσω των προσομοιώσεων με Monte Carlo.

Η αρχική παρατήρηση είναι ότι οι τιμές που υπολογίστηκαν είναι συστηματικά χαμηλότερα από τις προβλεπόμενες. Αυτό συμβαίνει διότι το ισότοπο ^{235}U είναι πολύ πιο ευαίσθητο σε χαμηλότερες ενέργειες (παρασιτικών) νετρονίων σε σχέση με το ισότοπο ^{238}U . Το καταγραφόμενο φάσμα του πρώτου λοιπόν, θα περιέχει περισσότερα γεγονότα σχάσης ($Y^{235}\text{U}$), από το αντίστοιχο του ^{238}U . Εφόσον ο αριθμός αυτός βρίσκεται στον παρονομαστή, η ενεργός διατομή που υπολογίζεται θα μειωθεί.

Μέσω της σχετικής μέτρησης και του παραπάνω γεγονότος, προκύπτει το συμπέρασμα ότι σε όλο το εύρος των μετρούμενων ενεργειών, υπάρχουν παρασιτικά νετρόνια τα οποία επηρεάζουν ιδιαίτερα το ^{235}U , οπότε δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως στόχος αναφοράς για τον προσδιορισμό ενεργών διατομών σχάσης.

Μια επιπλέον παρατήρηση που προκύπτει, είναι ότι οι αποκλίσεις από τις αναμενόμενες τιμές δεν μένουν σταθερές, αλλά αυξάνονται για $E_n \geq 17.8\text{MeV}$. Αυτό σημαίνει ότι για $E_n = 17.8\text{MeV}$ αρχίζει να γίνεται υπολογίσιμη μια πηγή παρασιτικών νετρονίων, ενώ για $E_n = 19.2\text{MeV}$ φαίνεται ότι επιπλέον παρασιτικά νετρόνια παράγονται από αντίστοιχες αντιδράσεις.

Πίνακας 5.1: Παρασιτικές (d, n) αντιδράσεις μετά την απώλεια της δέσμης δευτερίων από τα φύλλα του Μολυβδαινίου

$E_d(\text{MeV})$	$E_d'(\text{MeV})$	$E_n(\text{MeV})$	$E_n^{12\text{C}}$	$E_n^{16\text{O}}$
1.8	0.12	14.8	-	-
2.3	0.85	16.5	0.544	-
2.8	1.7	17.8	1.385	-
3.6	2.7	19.2	2.372	0.98

Κάποιες πιθανές τέτοιες αντιδράσεις είναι οι αντιδράσεις (d, n) με τα υλικά του στόχου. Μια ακόμη πιθανότητα είναι η πραγματοποίηση (d, np) αντιδράσεων (διάσπαση του δευτερίου). Η αντίδραση αυτή παράγει μια ευρεία κατανομή νετρονίων που μπορεί να επηρεάσει το μετρούμενο ισότοπο, και όχι τον στόχο αναφοράς, κάτι που θα επηρεάσει το αποτέλεσμα μιας σχετικής μέτρησης. Η κατανομή αυτή για $E_d = 3.6 \text{ MeV}$ φαίνεται στο σχήμα 5.2 και περιγράφεται αναλυτικά παρακάτω.

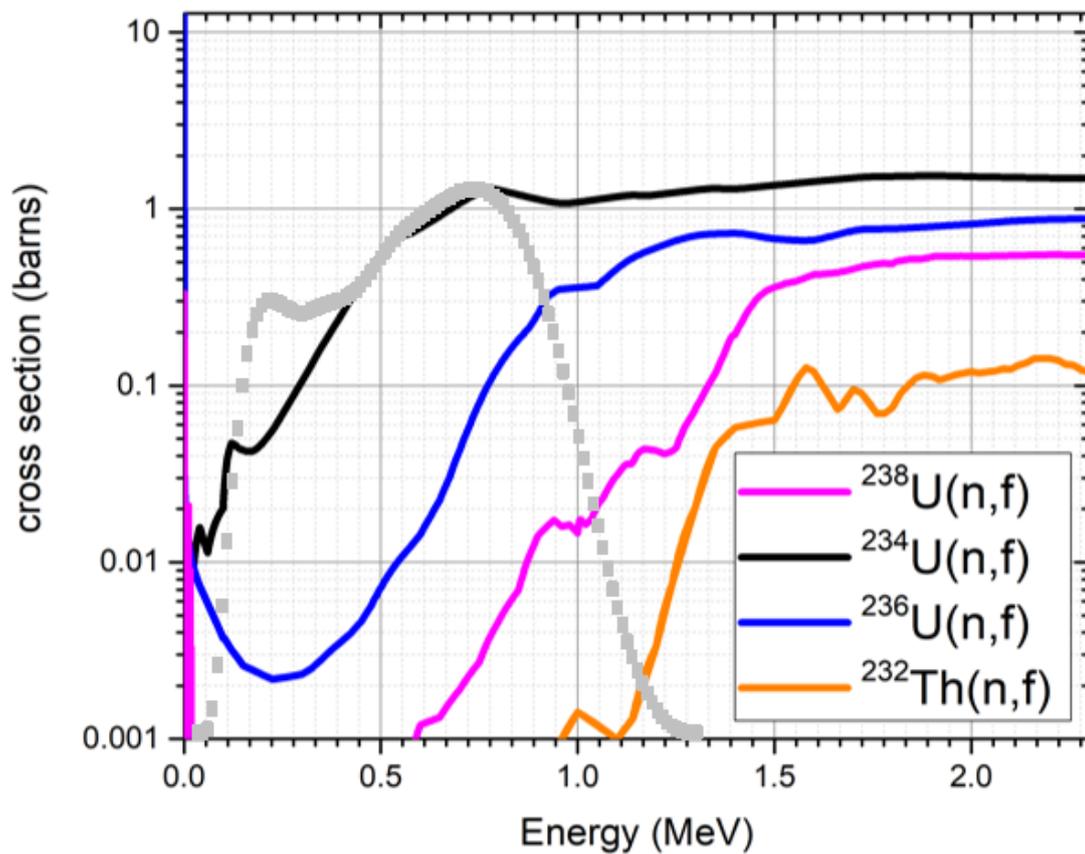
Υπολογισμός κατανομής νετρονίων από αντιδράσεις (d, np)

Η κατανομή του σχήματος 5.2 παράχθηκε μέσω του κώδικα NeuSDesc. Εφόσον το breakup του δευτερίου στο περιβάλλον βαρέων πυρήνων δεν μπορεί να υπολογιστεί άμεσα από τον κώδικα, χρησιμοποιείται ένας εναλλακτικός τρόπος. Για να γίνει η διαδικασία πιο κατανοητή θα χρησιμοποιηθεί ένα παράδειγμα. Έστω λοιπόν, ότι μια δέσμη δευτερίων ενέργειας $E_d = 5 \text{ MeV}$ θα περάσει τα δύο φύλλα του Μολυβδαινίου χάνοντας ενέργεια 2 MeV και στη συνέχεια θα πραγματοποιήσει αντίδραση (d, np) . Για να συμβεί αυτό, θα πρέπει η δέσμη των δευτερίων να έχει κατάλληλη ενέργεια ($E_n = 3 \text{ MeV}$), ώστε να ξεπεράσει το ενεργειακό κατώφλι της αντίδρασης ($K_{th} = 2.3 \text{ MeV}$). Η διαθέσιμη ενέργεια των προϊόντων της αντίδρασης θα είναι $E_d = 3 - 2.3 = 0.7 \text{ MeV}$.

Στην περίπτωση του κώδικα NeuSDesc, ο παραπάνω υπολογισμός δεν είναι δυνατός. Αυτό που συμβαίνει, είναι ότι εισάγεται ως πηγή νετρονίων η αντίδραση D-D, στην οποία συνυπολογίζεται η συνεισφορά της ανταγωνιστικής breakup αντίδρασης, από την οποία θα παραχθεί η επιθυμητή κατανομή. Πρέπει όμως ο στόχος και τα φύλλα του Μολυβδαινίου να έχουν κατάλληλο πάχος και μήκος αντίστοιχα, ώστε η απώλεια ενέργειας να είναι η ίδια. Επίσης, εφόσον η αντίδραση του breakup γίνεται πλέον σε περιβάλλον στόχων δευτερίου, για να υπάρχει ακριβής προσομοίωση, στην ενέργεια των δευτερίων $E_d = 0.7 \text{ MeV}$ που αναφέρθηκε πριν, πρέπει να προστεθεί το ενεργειακό κατώφλι της αντίδρασης D-D (4.4 MeV).

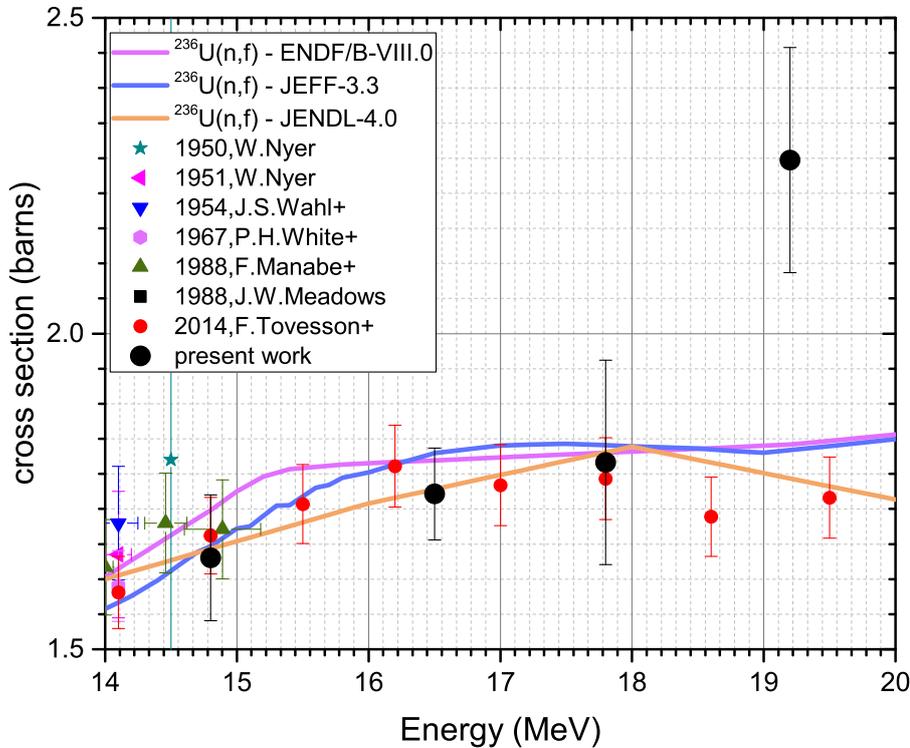
Αναφέρεται επίσης, ότι η ίδια συλλογιστική μπορεί να εφαρμοστεί και για την περίπτωση που η αντίδραση (d, np) λάβει χώρα **πριν** τη διέλευση της δέσμης των δευτερίων από τα δύο φύλλα του Μολυβδαινίου. Σε αυτή την περίπτωση η μέγιστη ενέργεια που τα προϊόντα της αντίδρασης μπορούν να λάβουν είναι $E^{max} = 3.6 - 2.3 = 1.3 \text{ MeV}$. Η κατανομή των παραγόμενων από breakup

νετρονίων λοιπόν μπορεί να έχει ενέργεια στο εύρος $0 \leq E_n \leq 1.3 \text{ MeV}$. Μια τέτοια κατανομή δέσμης νετρονίων παράχθηκε από τον κώδικα του NeuSDesc και φαίνεται στο σχήμα 5.2.



Σχήμα 5.2: Με τα γκριζα σημεία φαίνεται η ποιοτική κατανομή των παρασιτικών νετρονίων που προκύπτουν από αντιδράσεις (d, np) σε αυθαίρετες μονάδες. Η κατανομή αυτή παράχθηκε μέσω του κώδικα NeuSDesc. Με τις συνεχείς γραμμές συμβολίζονται οι ενεργές διατομές των ισοτόπων ^{234}U , ^{236}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{238}U .

5.2 Αντίδραση $^{236}\text{U}(n,f)$



Σχήμα 5.3: Τα αποτελέσματα για την αντίδραση $^{236}\text{U}(n, f)$

Στο σχήμα 5.3 και στον πίνακα 5.2 φαίνονται τα αποτελέσματα της αντίδρασης $^{236}\text{U}(n, f)$ χρησιμοποιώντας ως στόχο αναφοράς το ισότοπο ^{238}U μέσω της σχέσης 4.2.

Πίνακας 5.2: Αποτελέσματα της αντίδρασης $^{236}\text{U}(n, f)$

Energy (MeV)	cross section (barns)	$\delta\sigma$ (barns)
14.8	1.65	0.10
16.5	1.75	0.08
17.8	1.80	0.16
19.2	2.27	0.18

Στις τρεις πρώτες ενέργειες παρατηρείται πολύ καλή συμφωνία με τα υπάρχοντα δεδομένα του Tovesson [24], που αποτελεί άλλωστε το μοναδικό σύνολο μετρήσεων στη συγκεκριμένη ενεργειακή περιοχή. Αυτό με τη σειρά του σημαίνει ότι οποιαδήποτε πιθανή συμβολή από νετρόνια που παράγονται από

Πίνακας 5.3: Αποτελέσματα της αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$

Energy (MeV)	cross section (barns)	$\delta\sigma$ (barns)
14.8	2.20	0.11
16.5	2.51	0.12
17.8	2.11	0.11
19.2	2.53	0.15

αντιδράσεις $^{12}\text{C}(d, n)$, $^{16}\text{O}(d, n)$ είναι αμελητέα, εφόσον οι αντίστοιχες ενέργειες νετρονίων (πίνακας 5.1) θα επηρέαζαν τη μέτρηση ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{236}\text{U}(n, f)$ και όχι της $^{238}\text{U}(n, f)$.

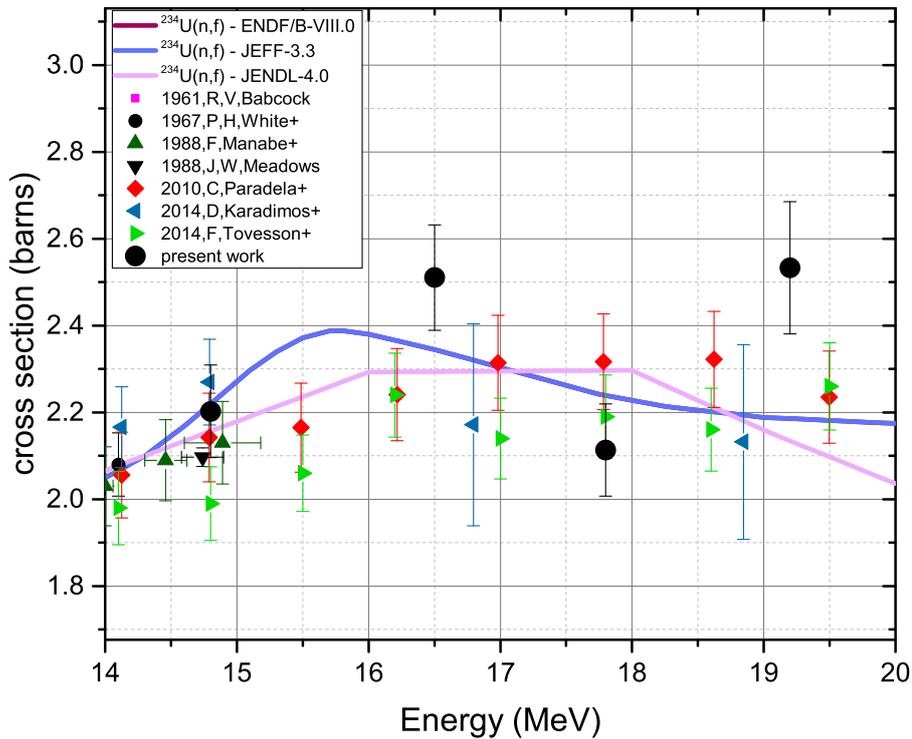
Σχετικά με τη μέτρηση στην ενέργεια νετρονίων $E_n = 19.2\text{MeV}$ μία πιθανή εξήγηση για την υπερεκτίμηση του αποτελέσματος αποτελεί η συμβολή της αντίδρασης break up στο περιβάλλον βαρέων πυρήνων. Όπως φαίνεται και από το σχήμα 5.2, η μεγιστοποίηση της κατανομής τέτοιου είδους νετρονίων εμφανίζει μέγιστο στην περιοχή του $\sim 0.5 - 1\text{MeV}$. Με παρασιτικά νετρόνια τέτοιας ενέργειας, λόγω ενεργών διατομών, η μέτρηση των γεγονότων σχάσης της αντίδρασης $^{236}\text{U}(n, f)$ επηρεάζεται σε αντίθεση με την αντίστοιχη μέτρηση, για την αντίδραση αναφοράς $^{238}\text{U}(n, f)$.

Ο ισχυρισμός αυτός επιβεβαιώνεται από τα πειραματικά αποτελέσματα, ενώ η ίδια συμπεριφορά αναμένεται να εμφανιστεί και για την περίπτωση της μέτρησης της αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$. Επομένως στα 19.2MeV που εμφανίζεται η παρασιτική αντίδραση διάσπασης του δευτερίου, δεν μπορεί να γίνουν πλέον αξιόπιστες μετρήσεις ενεργού διατομής σχάσης.

5.3 Αντίδραση $^{234}\text{U}(n, f)$

Στον πίνακα 5.3 και στην εικόνα 5.4 φαίνονται τα αποτελέσματα της αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$ με στόχο αναφοράς το ισότοπο ^{238}U .

Και στην αντίδραση αυτή, τα τρία πρώτα σημεία είναι σε συμφωνία με την τάση των υπάρχοντων πειραματικών σημείων (Tovesson, Karadimos), κάτι που συνεπάγεται ότι η συμβολή παρασιτικών νετρονίων από αντιδράσεις $^{16}\text{O}(d, n)$ δεν είναι σημαντική, εφόσον η ενεργός διατομή της $^{234}\text{U}(n, f)$ είναι υπολογίσιμη στις ενέργειες νετρονίων που εκπέμπονται από τέτοιες αντιδράσεις, σε αντίθεση με τα υπόλοιπα ισότοπα (βλ. σχήμα 5.2). Το σημείο της μεγαλύτερης ενέργειας και πάλι φαίνεται ελαφρώς υπερεκτιμημένο τόσο από την τάση των σημείων όσο και από τις βιβλιοθήκες και φαίνεται να επαληθεύεται η ερμηνεία που δόθηκε στην προηγούμενη υποπαράγραφο.



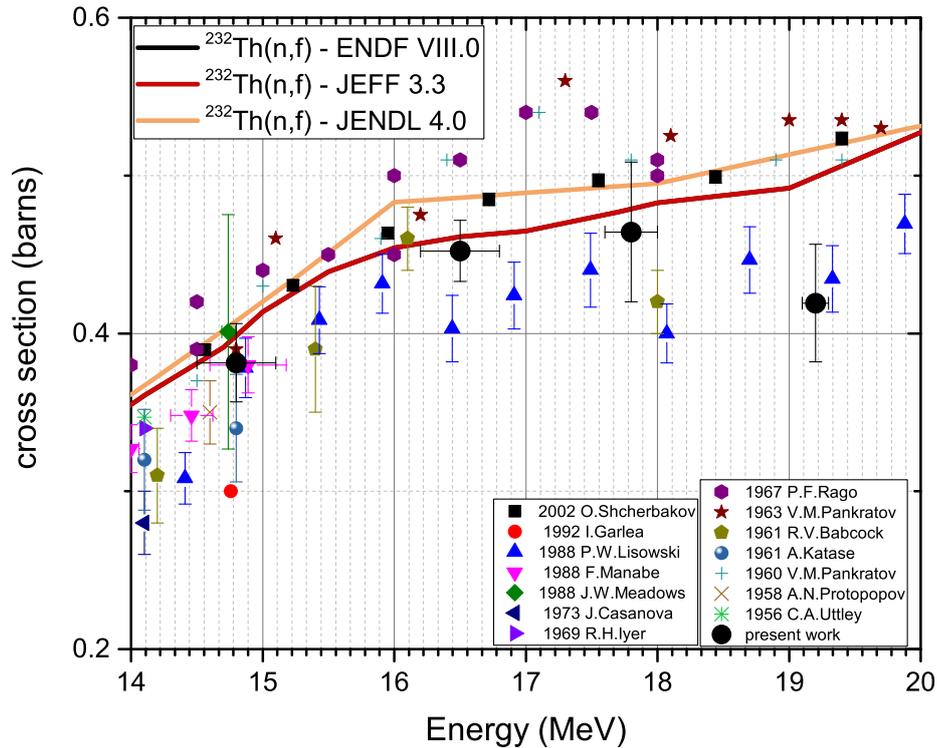
Σχήμα 5.4: Τα αποτελέσματα για την αντίδραση $^{234}\text{U}(n, f)$

5.4 Αποτελέσματα αντίδρασης ^{232}Th

Τα αποτελέσματα της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$ φαίνονται στο σχήμα 5.5, και συνοπτικά στον πίνακα 5.4. Σημειώνεται ότι στα αποτελέσματα που παρουσιάζονται εισέρχεται εκτός των στατιστικών αβεβαιοτήτων, εισέρχεται και ένα συστηματικό σφάλμα της τάξης του 3% που προκύπτει από τη μέτρηση της μάζας του στόχου του ^{232}Th .

Πίνακας 5.4: Αποτελέσματα της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$

Energy (MeV)	cross section (barns)	$\delta\sigma$ (barns)
14.8	0.40	0.03
16.5	0.45	0.02
17.8	0.46	0.04
19.2	0.42	0.04



Σχήμα 5.5: Τα αποτελέσματα της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$

Φαίνεται να υπάρχει καλή συμφωνία με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα, κυρίως ως προς τη γενική μορφή που φαίνεται να ακολουθεί η ενεργός διατομή (εντός ορίων σφαλμάτων), καθώς και με τις υπάρχουσες βιβλιοθήκες. Πιο συγκεκριμένα, στην ενέργεια των 14.8MeV φαίνεται να υπάρχει συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα των Pankratov [25], Manabe [26] και Lisowski [3]. Στις μεγαλύτερες ενέργειες η συμφωνία με τα πιο πρόσφατα δεδομένα του Lisowski [3] είναι εμφανής, κυρίως ως προς τη γενική μορφή της ενεργού διατομής, εφόσον τα δεδομένα αυτά δεν αναφέρονται ακριβώς στις ενέργειες που μετρήθηκαν στα πλαίσια αυτής της εργασίας. Οι μετρήσεις αυτές θεωρούνται αρκετά αξιόπιστες εφόσον έγιναν με τη μέθοδο TOF. Το πλεονέκτημα της εν λόγω μεθόδου είναι ότι χαρακτηρίζονται από μεγάλη ακρίβεια τα παρασιτικά νετρόνια που συνοδεύουν τη δέσμη. Στην παρούσα εργασία ο υπολογισμός των παρασιτικών νετρονίων έγινε κυρίως με προσομοιώσεις με κώδικες Monte Carlo (MCNP5, NeuSDesc). Η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε επομένως μπορεί να θεωρηθεί αξιόπιστη.

Ως προς τις βιβλιοθήκες, η συμφωνία και με τις δύο που παρουσιάζονται στο σχήμα 5.5 θεωρείται ικανοποιητική, με μια μεγαλύτερη συμφωνία με την βιβλιοθήκη JENDL 4.0 (εντός 3%).

Το ενδιαφέρον και σε αυτή την περίπτωση αποτελεί η ενεργός διατομή για

ενέργεια νετρονίων $E_n = 19.2 \text{ MeV}$. Ενώ στις δύο προηγούμενες αντιδράσεις ($^{234,236}\text{U}(n, f)$) υπήρχε υπερεκτίμηση του αποτελέσματος, εδώ φαίνεται η αντίθετη συμπεριφορά, δηλαδή υποεκτίμηση του αποτελέσματος. Ο συνδυασμός των φαινομένων αυτών ερμηνεύεται βάσει του σχήματος 5.2. Στην περίπτωση αυτή, η παρασιτική κατανομή νετρονίων "ευνοεί" τα γεγονότα σχάσης του στόχου αναφοράς ^{238}U (που βρίσκεται στον παρονομαστή της σχέσης 4.2) έναντι του μετρούμενου ισότοπου ^{232}Th .

Συμπερασματικά λοιπόν η ενέργεια αυτή, αποτελεί ουσιαστικά το άνω όριο αξιοπιστίας της συγκεκριμένης μεθοδολογίας.

5.5 Συμπεράσματα

Συμπερασματικά, στην εργασία αυτή, έγιναν μετρήσεις ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$ για ενέργειες δέσμης νετρονίων $E_n = 14.8, 16.5, 17.8$ και 19.2 MeV με χρήση ανιχνευτών Micromegas. Αποδείχθηκε ότι σε εγκαταστάσεις χωρίς δυνατότητες για Time of Flight (TOF) για χαρακτηρισμό της δέσμης (τόσο για την κύρια δέσμη, όσο και για την ποσοτικοποίηση της συνεισφοράς των παρασιτικών νετρονίων) όπως το Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος", αντιδράσεις σχάσης μπορούν να μετρηθούν με ακρίβεια μέσω της αντίδρασης D-T στην ενεργειακή περιοχή $E_n = 14 - 18 \text{ MeV}$ για ισότοπα με υψηλό ενεργειακό κατώφλι σχάσης με στόχο αναφοράς με αντίστοιχα μεγάλο ενεργειακό κατώφλι σχάσης. Ένα τέτοιο ισότοπο ήταν και το ^{232}Th . Για μεγαλύτερες ενέργειες, επιπλέον παρασιτικές οικογένειες νετρονίων εμφανίζονται, καθιστώντας τις μετρήσεις με την εν λόγω μεθοδολογία ανακριβείς. Στη μεθοδολογία που εφαρμόστηκε, χρησιμοποιήθηκαν ως στόχοι ελέγχου τα ισότοπα $^{234,236}\text{U}$ για τον χαρακτηρισμό των παρασιτικών νετρονίων. Η αναπαραγωγή των αναμενόμενων αποτελεσμάτων ενεργού διατομής στο ενεργειακό εύρος $14 - 18 \text{ MeV}$ για τα ισότοπα αυτά υπέδειξε ότι το όριο αξιοπιστων μετρήσεων με τη συγκεκριμένη μεθοδολογία είναι τα 19 MeV .

Η συμφωνία με τα πιο πρόσφατα δεδομένα του Lisowski δίνει μια νέα πληροφορία για μεγαλύτερη ακρίβεια σε μελλοντικές εκδόσεις των βιβλιοθηκών αξιολόγησης πειραματικών δεδομένων.

5.6 Προοπτικές

Μελλοντικές προοπτικές στα πλαίσια της εργασίας αυτής είναι περισσότερες μετρήσεις στην ενεργειακή περιοχή $5 - 10 \text{ MeV}$ μέσω της αντίδρασης D-D, ώστε να εμπλουτιστούν προηγούμενες μετρήσεις [27] από την ομάδα Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π.. Υπάρχει επίσης η δυνατότητα μέτρησης επιπλέον ενεργών διατομών σχάσης ισότοπων με υψηλό ενεργειακό κατώφλι στις εγκαταστάσεις του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος". Μια ακόμη προοπτική αποτελεί η χρήση του πολύ ευαίσθητου σε χαμηλοενεργειακά νετρόνια ισότοπου ^{235}U ,

για τον ακριβή έλεγχο των χαμηλοενεργειακών σκεδαζόμενων νετρονίων, καθώς και ακριβέστερη προσομοίωση του πειραματικού χώρου μέσω του κώδικα MCNP5. Την τελική ακριβή λύση για τη ροή των παρασιτικών νετρονίων χαμηλών ενεργειών θα μπορούσε ασφαλώς να δώσει η εγκατάσταση ενός συστήματος TOF στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. 'Δημόκριτος'.

Βιβλιογραφία

- [1] Carlo Rubbia. “A high gain energy amplifier operated with fast neutrons”. Στο: *AIP Conference Proceedings* 346.1 (1995), σσ. 44–53. doi: 10.1063/1.49069. eprint: <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.49069>. url: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.49069>.
- [2] Oleg Shcherbakov κ.ά. “Neutron-Induced Fission of ^{233}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{239}Pu , ^{237}Np , ^{209}Bi 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.
- [3] P.W.Lisowski κ.ά. Στο: *Conf. on Nucl. Data For Sci. and Technol.* 97 (1988).
- [4] 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>.
- [5] K.S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. Wiley, 1987. isbn: 9780471805533. url: <https://books.google.gr/books?id=ConwAAAAMAAJ>.
- [6] *Neutron Sources For Basic Physics and Applications, Volume 2*. Neutron Physics and Nuclear Data in Science and Technology. Pergamon Press, 1983.
- [7] *Cross Section Evaluation Working Group, ENDF/B-VI Summary Documentation, Report BNL-NCS-17541 (ENDF-201) (1991), edited by P.F. Rose, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, USA.*
- [8] A.D. Carlson κ.ά. “International Evaluation of Neutron Cross Section Standards”. Στο: *Nuclear Data Sheets* 110.12 (2009). Special Issue on Nuclear Reaction Data, σσ. 3215–3324. issn: 0090-3752. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2009.11.001>. url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375209001008>.

- [9] N. Otuka κ.ά. “Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC)”. Στο: *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), σσ. 272–276. issn: 0090-3752. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.065>. url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375214005171>.
- [10] Στο: (). url: <http://nrv.jinr.ru/nrv/webnrv/qcalc/>.
- [11] R. Whitcher. SACALC3. 2012. url: <https://www.google.com/site/sacalc3>.
- [12] Y. Giomataris et al. “Nucl. Instrum. Methods”. Στο: A 376.29 (1996).
- [13] Y. Giomataris. “Nucl. Instrum. Methods”. Στο: A 419.239 (1998).
- [14] Y. Giomataris. “Micromegas: results and prospects, Technical Report, CEA/Saclay, DAPNIA”. Στο: (). url: <http://www.slac.stanford.edu/pubs/icfa/fall99/paper1/paper1a.html>.
- [15] Alfredo Ferrari κ.ά. “FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005)”. Στο: (2005).
- [16] 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>.
- [17] Karl-Heinz Schmidt και Beatriz Jurado. “Review on the progress in nuclear fission—experimental methods and theoretical descriptions”. Στο: *Reports on Progress in Physics* 81.10 (2018), σ. 106301. doi: 10.1088/1361-6633/aacfa7. url: <https://doi.org/10.1088/1361-6633/aacfa7>.
- [18] R Forster κ.ά. “MCNP™ Version 5”. Στο: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 213 (1av. 2004), σσ. 82–86. doi: 10.1016/S0168-583X(03)01538-6.
- [19] 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>.

- [20] James F. Ziegler. “SRIM-2003”. Στο: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 219-220 (2004). Proceedings of the Sixteenth International Conference on Ion Beam Analysis, σσ. 1027–1036. issn: 0168-583X. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2004.01.208>. url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X04002587>.
- [21] J. Ziegler. *Stopping and range of ions in matter, SRIM 2013*. url: www.srim.org.
- [22] Kellett, Mark A. και Bersillon, Olivier. “The Decay Data Evaluation Project (DDEP) and the JEFF-3.3 radioactive decay data library: Combining international collaborative efforts on evaluated decay data”. Στο: *EPJ Web Conf.* 146 (2017), σ. 02009. doi: 10.1051/epjconf/201714602009. url: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201714602009>.
- [23] 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>.
- [24] F. Tovesson, A. Laptev και T. S. Hill. “Fast Neutron-Induced Fission Cross Sections of ^{233}U , ^{234}U , ^{236}U , ^{238}U up to 200 MeV”. Στο: *Nuclear Science and Engineering* 178.1 (2014), σσ. 57–65. doi: 10.13182/NSE13-56. eprint: <https://doi.org/10.13182/NSE13-56>. url: <https://doi.org/10.13182/NSE13-56>.
- [25] V.M.Pankratov et al. “Atomnaya Energiya 9, 399”. Στο: (1960).
- [26] F. Manabe et al. “Fac. of Engineering, Tohoku Univ. Tech. Report 52, 97”. Στο: (1988).
- [27] Stamatopoulos, A. κ.ά. “Measurement of the $^{234}\text{U}(n, f)$ cross-section with quasi-monoenergetic beams in the keV and MeV range using a Micromegas detector assembly”. Στο: *Eur. Phys. J. A* 54.1 (2018), σ. 7. doi: 10.1140/epja/i2018-12429-2. url: <https://doi.org/10.1140/epja/i2018-12429-2>.

Κατάλογος σχημάτων

1.1	Τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για την αντίδραση ^{232}Th στην υπό μελέτη ενεργειακή περιοχή	3
1.2	Η δυναμική ενέργεια συναρτήσσει της παραμόρφωσης β κατά τη διάρκεια σχάσης του πυρηνικού συστήματος, στο πρότυπο των φλοιών.	6
1.3	Η κατανομή των μαζών των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση $^{235}\text{U}(n, f)$ [5]	7
2.1	Η αντίδραση D-T	9
2.2	Η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$	10
2.3	Γωνιακή κατανομή αντίδρασης D-T. Εντός γωνίας $\pm 10^\circ$ η δέσμη μπορεί να θεωρηθεί μονοενεργειακή	12
2.4	Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης της ροής των νετρονίων συναρτήσσει της ενέργειας για τρεις διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ πηγής νετρονίων και στόχου. Οι προσομοιώσεις αυτές έγιναν με τη χρήση του κώδικα NeuSDesc (βλ. κεφάλαιο 4)	13
2.5	$^{16}\text{O}(d, n)$	15
2.6	$^{12}\text{C}(d, n)$	15
2.7	$^{47}\text{Ti}(d, n)$	16
3.1	Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή	20
3.2	Η πηγή duoplasmatron off-axis	21
3.3	Άποψη της γραμμής μεταφοράς της δέσμης δευτερίων. Στο τέλος της γραμμής φαίνεται ο πειραματικός θάλαμος.	22
3.4	Η φλάντζα του στόχου του Τριτίου με το προσαρμοσμένο κομμάτι χαλκού	23
3.5	Άποψη του εσωτερικού του πειραματικού θαλάμου με τη συστοιχία ανιχνευτών και στόχων.	23

3.6	Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος στόχων-ανιχνευτών που βρίσκονται εντός του πειραματικού θαλάμου. Με μαύρο χρώμα απεικονίζονται οι ανιχνευτές Micromegas. Τα βέλη δείχνουν την πορεία των θραυσμάτων σχάσης προς τους ανιχνευτές.	24
3.7	Ο στόχος του ^{232}Th χωρίς (σχήμα 3.7α') και με (σχήμα 3.7β') τη μάσκα Αλουμινίου	25
3.8	Η διάταξη διεξαγωγής της α-φασματοσκοπίας. 1: ο προενισχυτής, 2: ο ανιχνευτής πυριτίου, 3: ο στόχος του ^{232}Th , 4: η αντλία κενού	27
3.9	Το φάσμα του ανιχνευτή πυριτίου για τη μέτρηση της μάζας του στόχου ^{232}Th . Εκτός από το ισότοπο αυτό, φαίνονται και τα θυγατρικά.	28
3.10	Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης των ηλεκτροδίων ενός ανιχνευτή Micromegas.	30
3.11	Το mesh του ανιχνευτή Micromegas	31
3.12	Σχηματική αναπαράσταση της γενικής συνδεσμολογίας που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα.	33
4.1	Ένα τυπικό φάσμα σχάσης για την περίπτωση του στόχου ^{238}U για ενέργεια δέσμης νετρονίων 16.5 MeV . Διακρίνονται οι περιοχές του υποβάθρου (α-background) και των θραυσμάτων σχάσης (fission fragments). Το α-background είναι εμφανές και από το φάσμα που λήφθηκε χωρίς δέσμη δευτερίων (beam-off).	37
4.2	Χαρακτηριστικό φάσμα beam-off για την περίπτωση του ^{235}U	39
4.3	Προσομοίωση FLUKA για τα θραύσματα σχάσης για την περίπτωση της αντίδρασης $^{238}\text{U}(n, f)$ στην ενέργεια $E_n = 16.5\text{ MeV}$	40
4.4	Άποψη του πειραματικού θαλάμου εσωτερικά και εξωτερικά (σχήμα 4.4α') και η αντίστοιχη προσομοίωσή του (σχήμα 4.4β')	41
4.5	42
4.6	Τα αποτελέσματα για την προσομοίωση της ροής για την περίπτωση του στόχου ^{232}Th και για τις διάφορες ενέργειες δέσμης νετρονίων.	46
4.7	Οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων αναφοράς από τις βιβλιοθήκες ENDF/B-VIII.0, JEFF-3.3 [22], JENDL-4.0 [23]	48
4.8	Ο τρόπος εξαγωγής του σφάλματος στην ενέργεια της νετρονικής δέσμης	48
5.1	Προσπάθεια αναπαραγωγής των αποτελεσμάτων της αντίδρασης $^{238}\text{U}(n, f)$ με στόχο αναφοράς το ισότοπο ^{235}U . Με κόκκινο χρώμα (present work -RR) φαίνονται οι ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν, μετά την αφαίρεση της συμβολής των σκεδαζόμενων νετρονίων.	52

- 5.2 Με τα γκρίζα σημεία φαίνεται η ποιοτική κατανομή των παρασιτικών νετρονίων που προκύπτουν από αντιδράσεις (d, np) σε αυθαίρετες μονάδες. Η κατανομή αυτή παράχθηκε μέσω του κώδικα NeuSDesc. Με τις συνεχείς γραμμές συμβολίζονται οι ενεργές διατομές των ισοτόπων ^{234}U , ^{236}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{238}U 54
- 5.3 Τα αποτελέσματα για την αντίδραση $^{236}\text{U}(n, f)$ 55
- 5.4 Τα αποτελέσματα για την αντίδραση $^{234}\text{U}(n, f)$ 57
- 5.5 Τα αποτελέσματα της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$ 58