



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ  
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»  
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ  
ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ  
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ  
ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών  
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

***Πειραματική και θεωρητική μελέτη της αντίδρασης ( $n,2n$ ) για  
τα ισότοπα  $^{174,176}\text{Hf}$ .***

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ  
***Κωνσταντίνα Κροκίδη***

Επιβλέπων: Μ. Κόκκορης, Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, 2018



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ  
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»  
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ  
ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ  
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ  
ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών  
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Πειραματική και θεωρητική μελέτη της αντίδρασης ( $n,2n$ ) για  
τα ισότοπα  $^{174,176}\text{Hf}$ .**

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ  
**Κωνσταντίνα Κροκίδη**

Τριμελής Επιτροπή

Μ. Κόκκορης, Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Ρ. Βλαστού-Ζάννη, Καθηγήτρια Ε.Μ.Π.

Α. Λαγογιάννης, Ερευνητής Β', Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος»

Αθήνα, 2018



## Ευχαριστίες

Πριν από περίπου ένα χρόνο, γνώρισα τον Αν. Καθηγητή Δρ. Μιχάλη Κόκκορη, καθώς δίδασκε το μεταπτυχιακό μάθημα της Πυρηνικής Φυσικής. Στη διάρκεια των διαλέξεων κατάφερε να με εμπνεύσει αληθινά για την έρευνα, ως Δάσκαλος και ως Ερευνητής. Τη στιγμή που έγινα μέλος της Ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Πολυτεχνείου, ξεκίνησε η συναρπαστικότερη και ομορφότερη περίοδος όλων των ετών της μέχρι τώρα ακαδημαϊκής μου πορείας. Τον ευχαριστώ μέσα από την καρδιά μου για αυτό και για το ότι μέχρι και σήμερα είναι δίπλα μου με την ακούραστη καθοδήγησή του και τις χρήσιμες συμβουλές του.

Οφείλω ένα επίσης τεράστιο ευχαριστώ στην Καθηγήτρια Δρ. Ρόζα Βλαστού, η οποία χωρίς να με γνωρίζει νωρίτερα, με υποδέχτηκε στην ομάδα και μου προσέφερε μία ιδανική, για μένα, συνεργασία που ποτέ δεν την είχα φανταστεί. Ήταν και είναι κι εκείνη κοντά σε ό,τι χρειαζόμουν, πάντα πρόθυμη και υπομονετική.

Θέλω επίσης να ευχαριστήσω ιδιαίτερα την υποψήφια διδάκτορα Αντιγόνη Καλαμαρά για την πρόθυμη και πολύτιμη βοήθειά της στο πειραματικό μέρος της παρούσας εργασίας καθώς και την μεταδιδακτορική ερευνήτρια Φρόσω Ανδρουλακάκη.

Δεν μπορώ όμως να μην ευχαριστήσω και τα υπόλοιπα μέλη της ομάδας, τους υποψήφιους διδάκτορες Αθανάσιο Σταματόπουλο, Βεατρίκη Μιχαλοπούλου και τον προπτυχιακό φοιτητή Σωτήρη Χασάπογλου για τη συμμετοχή τους στο πείραμα, αλλά και την Πέλη, τον Φώτη, τον Τάσο, τον Κώστα, την Φιλοθέη και την Ελένη για την βοήθεια, την συνεργασία και την στήριξή τους!

Ένα ακόμα μεγάλο ευχαριστώ οφείλω στον Ερευνητή Δρ. Αναστάσιο Λαγογιάννη και τον Ερευνητή Δρ. Μιχάλη Αξιώτη του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», των οποίων η συμμετοχή στην πειραματική διαδικασία ήταν καθοριστική.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Κων/νο Κάλφα, για την βοήθειά του στα θέματα που προέκυπταν κατά την ανάλυση των μετρήσεων. (Ο Δρ. Κάλφας ανέπτυξε τον κώδικα SPECTRW που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια αυτής της εργασίας).



## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται η μελέτη των ενεργών διατομών των αντιδράσεων (n,2n) στα ισότοπα  $^{174,176}\text{Hf}$  για ενέργεια δέσμης νετρονίων 18.9 MeV, η οποία συνίσταται από τον πειραματικό και τον θεωρητικό προσδιορισμό αυτών.

Η μέτρηση των ενεργών διατομών έγινε σύμφωνα με τη μέθοδο της ενεργοποίησης, με αντιδράσεις αναφοράς τις  $^{27}\text{Al}(n,2n)^{24}\text{Na}$  και  $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$  και με στόχο φυσικού Χαφνίου ( $^{\text{nat}}\text{Hf}$ ). Στον τελικό προσδιορισμό τους λήφθηκε υπόψιν η συνεισφορά των παρασιτικών αντιδράσεων  $^{180}\text{Hf}(n,2n)^{179\text{m}2}\text{Hf}$  για την αντίδραση  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  και των  $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$  και  $^{174}\text{Hf}(n,\gamma)^{175}\text{Hf}$  για την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{176}\text{H}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ . Το πείραμα έλαβε χώρα στον επιταχυντή Tandem Van der Graaff 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», όπου και παράχθηκε η μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων (18.9 MeV), μέσω της αντίδρασης  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ . Ο στόχος τρίτιου ενεργότητας 400 GBq, που χρησιμοποιήθηκε, ήταν κατασκευασμένος από ένα φύλλο Ti εμποτισμένο με αέριο  $^3\text{H}$ , πυκνότητας  $\sim 2.1 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ , το οποίο βρισκόταν σε ένα φύλλο Cu πάχους  $\sim 1 \text{ mm}$  ώστε να επιτυγχάνεται βέλτιστη επαγωγή θερμότητας. Η μέτρηση της ενεργότητας των δειγμάτων, έγινε, μετά το πέρας της ακτινοβολήσης, με τη χρήση τριών ανιχνευτών HPGe ονομαστικών αποδόσεων 16%, 50% και 100%.

Η θεωρητική μελέτη πραγματοποιήθηκε με τη βοήθεια του πυρηνικού στατιστικού κώδικα «EMPRIRE 3.2.2» και κατάληξε στον προσδιορισμό του καταλληλότερου συνδυασμού πυρηνικών παραμέτρων (όπως το οπτικό δυναμικό και η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα) και συνεισφοράς των αντιδράσεων προϊσορροπίας, για την αναπαραγωγή της πλειοψηφίας των υπαρχόντων πειραματικών δεδομένων, εντός αβεβαιοτήτων.



## ABSTRACT

Experimental cross sections measurements for the  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  and  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  threshold reactions, using the activation technique, were performed in the 5.5-MV Van de Graaff Tandem accelerator of National Centre for Scientific Research (NCSR) "Demokritos". The neutron energy beam of 18.9 Mev was produced via the  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$  reaction, implementing a new Tritiated target consisted of 2.1 mg/cm<sup>2</sup>Ti-t layer on a 1 mm thick Cu backing for good heat conduction. The Hf target was a thin metallic foil of natural Hf.

In order to measure the neutron flux at the target position, reference foils of high purity Al and Nb were placed in the front and back of the target. The irradiation was continuous for about 24 hours and a BF<sub>3</sub> detector was used for the monitoring of the neutron flux. After the end of the irradiation the activity of the sample and the reference targets was measured off- line by two 100% and 16% relative efficiency of the HPGe detectors.

The absolute efficiency of the detectors was obtained using a calibrated  $^{152}\text{Eu}$  source, placed at the same distance as at the sample.

The determination of the (n,2n) cross sections was achieved by analyzing off-line spectra from both the sample and the reference targets. The  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  yield has been corrected from the contribution of  $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$ ,  $^{174}\text{Hf}(n,\gamma)^{175}\text{Hf}$  reaction. In the similar manner, the  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  yield has been corrected from the  $^{180}\text{Hf}(n,2n)^{179\text{m}2}\text{Hf}$  reaction.

The theoretical calculations of the  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  and  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  cross sections have also been performed using the nuclear statistical code "EMPIRE 3.2.2" and they have been compared with the data. The impact of the different Optical Model Potentials and nuclear Level Densities, which are input available as options in the code, was investigated in detail such as the importance of pre-equilibrium emission and relative contributions obtained with the different pre-equilibrium models.





# ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Ευχαριστίες.....	1
ΠΕΡΙΛΗΨΗ .....	1
ABSTRACT .....	3
ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	7
ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ - ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΘΕΩΡΙΑΣ .....	8
1.1 ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ.....	8
1.2 ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΙΣΟΤΟΠΩΝ ΤΟΥ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ .....	9
1.2.1 Η ΑΝΤΙΔΡΑΣΗ $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ .....	10
1.3 ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΝΕΡΓΟΠΟΙΗΣΗΣ.....	11
1.3.1 Εφαρμογή της μεθόδου της ενεργοποίησης στη μέτρηση ενεργών διατομών.....	11
1.4 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΑ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ (n,2n) ΓΙΑ ΤΑ ΙΣΟΤΟΠΑ $^{174,176}\text{Hf}$ ΚΑΙ ΜΕΛΕΤΗ ΤΩΝ ΠΙΘΑΝΩΝ ΚΑΝΑΛΙΩΝ ΕΞΟΔΟΥ.....	13
1.4.1 Διερεύνηση των δυνατών καναλιών των αλληλεπιδράσεων $^{174}\text{Hf}+n$ και $^{176}\text{Hf}+n$ και αντίστοιχα ενεργειακά διαγράμματα.....	14
1.5 ΠΑΛΑΙΟΤΕΡΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ .....	17
ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ – ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ .....	19
2.1 ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΔΕΣΜΗΣ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ .....	19
2.1.1 ΣΤΟΧΟΣ ΤΡΙΤΙΟΥ .....	19
2.1.2 ΔΕΣΜΗ ΔΕΥΤΕΡΙΩΝ - ΕΠΙΤΑΧΥΝΤΙΚΗ ΓΡΑΜΜΗ.....	19
2.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΚΑΙ ΤΟΠΟΘΕΤΗΣΗ ΣΤΟΧΩΝ .....	21
2.3 ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΗΣΗ .....	22
2.4 ΑΝΙΧΝΕΥΤΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ $\gamma$ .....	24
ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ – ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ.....	26
3.1 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΟΥ ΔΙΑΤΟΜΗΣ .....	26
3.1.1 Ο λόγος $NPNT$ .....	26
3.1.2 Οι διορθωτικοί παράγοντες «F,D και $fc$ » .....	27
3.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΝΕΤΡΟΝΙΚΗΣ ΡΟΗΣ ΣΤΟΥΣ ΣΤΟΧΟΥΣ ΑΝΑΦΟΡΑΣ .....	29
3.2.1. Η νετρονική ροή στο Al4.....	31

3.2.2 Η νετρονική ροή στο Nb1.....	33
3.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΡΟΗΣ ΣΤΟ ΣΤΟΧΟ <sup>nat</sup> Hf .....	34
3.4 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΟΥ ΔΙΑΤΟΜΗΣ ΤΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ <sup>176</sup> Hf(n,2n) <sup>175</sup> Hf.....	35
3.4.1 Διόρθωση της ενεργού διατομής της αντίδρασης <sup>176</sup> Hf(n,2n) <sup>175</sup> Hf λόγω της <sup>177</sup> Hf(n,3n) <sup>175</sup> Hf .....	38
3.5 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΟΥ ΔΙΑΤΟΜΗΣ ΤΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ <sup>174</sup> Hf(n,2n) <sup>173</sup> Hf.....	39
3.5.1 Διορθώσεις για την ενεργό διατομή της αντίδρασης <sup>174</sup> Hf(n,2n) <sup>173</sup> Hf .....	41
3.6 ΕΚΤΙΜΗΣΗ ΣΦΑΛΜΑΤΩΝ .....	42
ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ <sup>174</sup> Hf(n,2n) <sup>173</sup> Hf και <sup>176</sup> Hf(n,2n) <sup>175</sup> Hf ΜΕ ΤΗ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ «EMPIRE» .....	43
4.1 ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	43
4.1.1 ΟΠΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΕΛΑΣΤΙΚΗΣ ΣΚΕΔΑΣΗΣ (OPTICALMODELFORELASTICSCATTERING) .....	43
4.1.2 ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗ ΘΕΩΡΙΑ HAUSER-FESHBACH .....	44
4.1.3 ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ.....	45
4.1.4 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΑΠΟΔΙΕΓΕΡΣΗΣ ΤΟΥ ΣΥΝΘΕΤΟΥ ΠΥΡΗΝΑ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΟΥ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΣΤΑΘΜΩΝ.....	45
4.1.5 ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΟΝ ΚΩΔΙΚΑ EMPIRE .....	46
4.2 ΘΕΩΡΗΤΙΚΟΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ .....	47
4.2.1 ΑΡΧΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ .....	49
4.3 ΠΡΩΤΟΛΕΙΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ .....	64
ΣΥΝΟΨΗ – ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ – ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ.....	65
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ .....	71

## ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα νετρόνια μαζί με τα πρωτόνια συνιστούν τον πυρήνα ενός ατόμου. Η απουσία ηλεκτρικού φορτίου από αυτά καθιστά την πραγματοποίηση αντιδράσεων σύλληψης και εκπομπής νετρονίου, αρκετά πιθανή ακόμα και στις μικρές ενέργειες, εξαιτίας της απουσίας του δυναμικού φράγματος Coulomb.

Οι αντιδράσεις προκαλούμενες από νετρόνια (neutroninduced reactions) αποτελούν αντικείμενο της βασικής έρευνας στην πυρηνική φυσική και στην αστροφυσική, ενώ παράλληλα έχουν σημαντικές εφαρμογές στη τεχνολογία. Ο ακριβής προσδιορισμός της ενεργού διατομής για δεδομένη ενέργεια νετρονίων, δηλαδή της πιθανότητας να συμβεί μία αλληλεπίδραση μεταξύ νετρονίου και πυρήνα, αποτελεί σημαντικό αντικείμενο έρευνας καθώς ο ακριβής προσδιορισμός της, είναι θεμελιώδους σημασίας τόσο στις εφαρμογές αυτών των αντιδράσεων όσο και στην κατανόηση των φυσικών παραμέτρων που τις επηρεάζουν. Κάποια παραδείγματα εφαρμογών αποτελούν ο σχεδιασμός και η ασφάλεια των αντιδραστήρων, τα ADS (Accelerator Driven Systems) συστήματα για μελλοντική παραγωγή ασφαλούς και καθαρής πυρηνικής ενέργειας, αλλά και ιατρικές μέθοδοι διάγνωσης και θεραπείας.

Στην παρούσα εργασία μελετάται η ενεργός διατομή των αντιδράσεων κατωφλίου  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ ,  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ . Το Χάφνιο ή Άφνιο (Hf) είναι μέταλλο με ατομικό αριθμό 72 και συναντάται στη φύση σε πέντε σταθερά ισότοπα ( $^{176}\text{Hf}$  (5%),  $^{177}\text{Hf}$  (19%),  $^{178}\text{Hf}$ ,  $^{179}\text{Hf}$ ,  $^{180}\text{Hf}$ ) και 1 ραδιενεργό ( $^{174}\text{Hf}$  (0.2%)) με  $\tau_{1/2} = 2 \cdot 10^{15}$  χρόνια. Παρότι είναι ένα από τα ακριβότερα υλικά σε παγκόσμια κλίμακα, η μεγάλη ενεργός διατομή που παρουσιάζει στην απορρόφηση των νετρονίων χαμηλών ενεργειών, το καθιστά κατάλληλο υλικό για την κατασκευή των ράβδων των αντιδραστήρων, ιδίως των πυρηνικών υποβρυχίων. Είναι γνωστό ότι ισότοπα του Hf, σε ισομερείς καταστάσεις με μεγάλους χρόνους ημιζωής, παράγονται ως πυρηνικά απόβλητα, προερχόμενα κυρίως από τη μεταστοιχείωση του Τανταλίου (Ta) και του Βολφραμίου (W). Ο ακριβής προσδιορισμός πυρηνικών παραμέτρων όπως η ενεργός διατομή αυτών των αντιδράσεων, συντελεί στην προσπάθεια περιορισμού των επιβλαβών επιπτώσεων της πυρηνικής τεχνολογίας, στον άνθρωπο και στο περιβάλλον. Μία ακόμη ενδιαφέρουσα χρήση του Hf είναι ως συστατικό νανοσωματιδίων για την καταστροφή καρκινικών όγκων. Κατά την εφαρμογή αυτή γίνεται εκμετάλλευση της δυνατότητας μεγάλης και τοπικής εναπόθεσης ενέργειας, προερχόμενης από την έντονη αλληλεπίδραση του  $\text{HfO}_2$  με την εξωτερική ιοντίζουσα ακτινοβολία.

Το θεωρητικό ενδιαφέρον της παρούσας μελέτης έγκειται στον προσδιορισμό ενός κατάλληλου συνδυασμού πυρηνικών παραμέτρων, όπως είναι το Οπτικό Δυναμικό (Optical Model Potential) και η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων (Nuclear Level Density Model), ο οποίος, σύμφωνα με τη θεωρία Hauser-Feshbach θα αναπαράγει τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα και για τα δύο ισότοπα, εντός των αβεβαιοτήτων. Η συλλογιστική που οδήγησε στην παραπάνω απαίτηση περιγράφεται συνοπτικά ως εξής: Τα ισότοπα  $^{174}\text{Hf}$  και  $^{176}\text{Hf}$  διαφέρουν κατά ένα ζευγάρι νετρονίων κι επιπλέον παρουσιάζουν την ίδια δομή και παραμόρφωση. Είναι συνεπώς, αναμενόμενο να περιγράφονται από τις ίδιες πυρηνικές παραμέτρους.

# ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ - ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΘΕΩΡΙΑΣ

## 1.1 ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

Οι πυρηνικές αντιδράσεις, που χρησιμοποιούνται ως πηγές για την παραγωγή μονοενεργειακών νετρονίων, προκαλούνται όταν δέσμες φορτισμένων σωματιδίων, επιταχυνόμενες από ηλεκτροστατικούς επιταχυντές ή κύκλοτρα, οδηγούνται σε κατάλληλους στόχους.

Οι κυριότερες ιδιότητες των μονοενεργειακών πηγών νετρονίων είναι η ένταση (energy intensity), η ενεργειακή διακριτική ικανότητα (energy resolution), ο σαφής προσδιορισμός της ενέργειας (energy definition), η ανισοτροπία στην ενέργεια και στην έντασή της και οι βαθμοί ελευθερίας εξαιτίας της μόλυνσης που προκαλείται τόσο από δευτερογενείς πηγές νετρονίων, όσο και από το υπόβαθρο. Οι ιδιότητες αυτές εξαρτώνται από την αντίδραση που χρησιμοποιείται για την παραγωγή της δέσμης αλλά και το είδος του στόχου και τα χαρακτηριστικά του.

Συνήθως οι στόχοι που χρησιμοποιούνται είναι λεπτοί έτσι ώστε η δέσμη των φορτισμένων σωματιδίων να χάσει όσο το δυνατόν λιγότερη ενέργεια, καθώς διέρχεται από το εσωτερικό τους, μέχρι να συμβεί η αντίδραση (reaction volume), ενώ το είδος τους καθορίζεται από την επιθυμητή ενέργεια νετρονίων. Ο προσδιορισμός της απαιτούμενης ενέργειας της δέσμης, αυτής, πραγματοποιείται μέσω της διαφορικής ενεργού διατομής, του πάχους του στόχου και της μέγιστης τιμής του ρεύματος που μπορεί να «αντέξει» ο στόχος.

Η μονοχρωματικότητα των νετρονίων εξαρτάται από τους εξής τρεις παράγοντες:

1. την απώλεια ενέργειας (energy spread) της δέσμης των φορτισμένων σωματιδίων, μέσα στο στόχο
2. τη γωνιακή κατανομή των παραγόμενων νετρονίων, και
3. την ύπαρξη σε αυτήν νετρονίων, που είναι προϊόντα άλλων αντιδράσεων, καθώς και από το υπόβαθρο.

Σε επιταχυντικές διατάξεις, κύριες πηγές νετρονίων, αποτελούν οι αντιδράσεις μεταξύ των ισοτόπων του υδρογόνου ( $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$ ,  $^1\text{H}(t,n)^3\text{He}$ ,  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ ,  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ ), οι αντιδράσεις μεταξύ λιθίου και πρωτονίων ( $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ ,  $^1\text{H}(^7\text{Li},n)^7\text{Be}$ ) και οι αντιδράσεις (p,n) σε μεσαίους πυρήνες ( $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ ,  $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ ,  $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ ). Οι πρώτες, συνδυαστικά, παράγουν μονοενεργειακές δέσμες νετρονίων, σε ενεργειακό εύρος από 1 έως 20 MeV, οι δεύτερες δεν ξεπερνούν τα 4 MeV, ενώ οι τρίτες παράγουν νετρόνια μερικών keV έως 1 MeV.

Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε η αντίδραση  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ .

## 1.2 ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΙΣΟΤΟΠΩΝ ΤΟΥ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ

Η σημασία των αντιδράσεων μεταξύ των ισοτόπων του υδρογόνου με σκοπό την παραγωγή νετρονίων, έγκειται στο γεγονός, ότι μπορούν από μόνες τους, αν δράσουν συνδυαστικά, να δώσουν νετρόνια με ενέργειες 1-20 MeV. Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζεται το ενεργειακό κατώφλι για την πραγματοποίηση κάθε μιας εκ των τεσσάρων αντιδράσεων, καθώς επίσης και η αντίστοιχη τιμή Q-value. Οι ίδιες πληροφορίες δίνονται και για τις αντιδράσεις διάσπασης, που προκαλούνται στην κάθε περίπτωση. Οι αντιδράσεις διάσπασης, επειδή δε συμβαίνουν αυθόρμητα (ενδόθερμες πυρηνικές αντιδράσεις,  $Q < 0$ ), από μία ενέργεια κατωφλίου και πάνω (threshold) μολύνουν την παραγόμενη δέσμη με παρασιτικά νετρόνια.

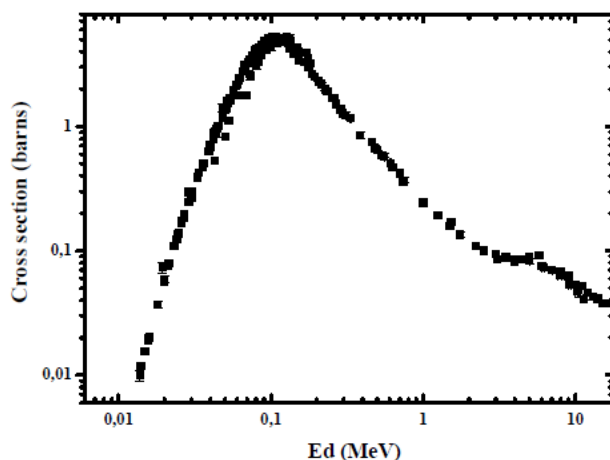
Αρχική Αντίδραση	Q-Value (MeV)	Threshold (MeV)	Αντίδραση διάσπασης (break-up)	Q-Value (MeV)	Threshold (MeV)	$E_{n(max)}$ (MeV)
${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$	-0.764	1.019 (fwd)	${}^3\text{H}(p,np){}^2\text{H}$	-6.258	8.35	7.58
		1.148 (bwd)	${}^3\text{H}(p,2n){}^2\text{H}$	-8.482	11.34	
${}^1\text{H}(t,n){}^3\text{He}$		3.05 (fwd)	${}^1\text{H}(t,np){}^2\text{H}$		24.99	17.6
${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$	+3.269	-	${}^2\text{H}(d,np){}^2\text{H}$	-2.225	4.45	7.74
			${}^2\text{H}(d,2n){}^2\text{H}$	-4.45	8.90	
${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$	+17.590	-	${}^3\text{H}(d,np){}^3\text{H}$	-2.225	3.71	20.46
			${}^3\text{H}(d,2n){}^3\text{He}$	-2.952	4.92	

Πίνακας 1.1. : Τιμές Q-value κι ενέργειας κατωφλίου για τις αντιδράσεις παραγωγής νετρονίων από ισότοπα του Υδρογόνου.

[OECD/NEARreport] Φαίνεται πότε οι αντιδράσεις που έχουν μέγιστη ενεργό διατομή στις μπροστινές γωνίες (fwd) και στις πίσω (bwd).

### 1.2.1 Η ΑΝΤΙΔΡΑΣΗ ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

Ο συντονισμός που παρουσιάζει η πυρηνική αντίδραση  ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$  (D-T), για ενέργεια δευτερίων 107 keV (στο σύστημα εργαστηρίου), είναι το σημαντικότερο χαρακτηριστικό της. Η αντίστοιχη μέγιστη τιμή της ενεργού διατομής στο σημείο αυτό είναι περίπου 5 b, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.1 που ακολουθεί.



Σχ.1.1: Ηδιαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης D-T, συναρτήσει της ενέργειας δευτερίων.

Η ενέργεια των νετρονίων μειώνεται καθώς αυξάνεται η γωνία που σχηματίζει η διεύθυνση της παρατήρησης με την διεύθυνση της δέσμης των δευτερίων. Συγκεκριμένα, η νετρονική δέσμη είναι μονοχρωματική για συγκεκριμένες γωνίες παρατήρησης μέχρι το κατώφλι της αντίδρασης  ${}^3\text{H}(d,np){}^2\text{H}$ , που φτάνει τα 3.71 MeV και ακολουθείται από το αντίστοιχο της  ${}^3\text{H}(d,2n){}^3\text{He}$  στα 4.92 MeV. Το γεγονός αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι μονοενεργειακές δέσμες νετρονίων από 14.8 έως 20.4 MeV μπορούν να παραχθούν στις μπροστινές γωνίες.

### 1.3 ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΝΕΡΓΟΠΟΙΗΣΗΣ

Η μέθοδος της ενεργοποίησης δίνει έμμεσα πληροφορίες για την υπό μελέτη, πυρηνική αντίδραση, μέσω μετρήσεων που πραγματοποιούνται στα προϊόντα αυτής. Μελετάται ο πυρήνας που έχει «απομείνει» μετά το πέρας της ακτινοβόλησης, αντί της ανίχνευσης του εκπεμπόμενου σωματιδίου κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης. Είναι μία πυρηνική διαδικασία που εφαρμόζεται συχνά για τον καθορισμό των συγκεντρώσεων διαφορετικών στοιχείων μέσα σε κάποιο υλικό, καθώς και για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής άγνωστων αντιδράσεων.

Προϋπόθεση, για να μπορεί να εφαρμοστεί η μέθοδος αυτή, είναι ο πυρήνας που παράγεται από την πυρηνική αντίδραση να είναι ασταθής ή να βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση και επιπλέον να έχει κατάλληλο χρόνο ημιζωής. Ο χρόνος ημιζωής της μετασταθούς κατάστασης ή του ραδιενεργού ισότοπου, δεν θα πρέπει να είναι ούτε πολύ μικρός ούτε πολύ μεγάλος, ώστε να είναι δυνατή η ανίχνευση των ακτινών-γ από την αποδιέγερσή του, με την υπάρχουσα διάταξη. Η μέθοδος εφαρμόζεται στα ακόλουθα στάδια:

- Ακτινοβόληση του στόχου -ιδανικά- για χρόνο ίσο με τρεις χρόνους ημιζωής του παραγόμενου πυρήνα
- Ανίχνευση των ακτινών-γ, μετά το πέρας της ακτινοβόλησης
- Ανάλυση των φασμάτων
- Εξαγωγή αποτελεσμάτων

Τα συμπεράσματα εξάγονται από την παρατήρηση της αποδιέγερσης αυτού του πυρήνα, ( off-beam) και αφορούν στον αριθμό αυτών των πυρήνων που παρήχθησαν κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης. Η μη καταστροφή του δείγματος κατά την εφαρμογή της μεθόδου της ενεργοποίησης, αποτελεί ένα από τα σημαντικότερα πλεονεκτήματά της που την καθιστά κατάλληλη για την στοιχειομετρική ανάλυση έργων τέχνης και ιστορικών κειμηλίων. Αντίθετα το γεγονός ότι κάποια από τα παραγόμενα ισότοπα ενδέχεται να παραμείνουν ραδιενεργά για πολλά έτη, είναι ένα σημαντικό μειονέκτημα της μεθόδου, το οποίο χρήζει ειδικής διαχείρισης.

Στην παρούσα εργασία σκοπός είναι ο υπολογισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης.

#### 1.3.1 Εφαρμογή της μεθόδου της ενεργοποίησης στη μέτρηση ενεργών διατομών.

Η μέθοδος της ενεργοποίησης εφαρμόζεται ευρέως για τον υπολογισμό ενεργών διατομών αντιδράσεων νετρονίων. Σύμφωνα με αυτή, ο υπολογισμός της ενεργού διατομής ( $\sigma$ ), επιτυγχάνεται μέσω της σχέσης:

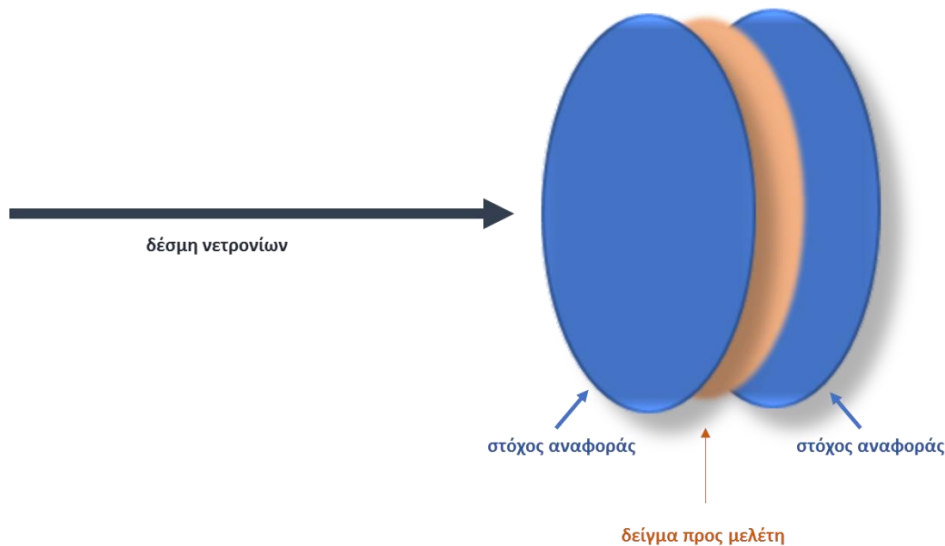
$$N_p = \sigma \cdot N_T \cdot \Phi \cdot f_c \quad (1.1)$$

όπου:

- $N_p$  : το πλήθος των πυρήνων που παράχθηκαν από την αντίδραση
- $\sigma$  : η ενεργός διατομή της αντίδρασης
- $N_T$  : το πλήθος των πυρήνων του στόχου που ακτινοβολήθηκε
- $\Phi$  : η συνολική ροή σωματιών της δέσμης στην οποία εκτέθηκε το δείγμα και
- $f_c$  : ένας διορθωτικός παράγοντας με τον οποίο υπολογίζεται το ισοζύγιο ανάμεσα στην παραγωγή και την αποδιέγερση πυρήνων κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης.



Ο υπολογισμός της ροής των σωματιδίων της δέσμης γίνεται συχνά με την τεχνική «σάντουιτς». Τοποθετούνται καταρχήν, ως στόχοι αναφοράς, φύλλα ίδιων διαστάσεων, μπροστά και πίσω από το δείγμα που μελετάται.



Σχ.1.2 : Απεικόνιση της τοποθέτησης των στόχων αναφοράς, εκατέρωθεν του υπό μελέτη στόχου, με σκοπό τον προσδιορισμό της ροής σύμφωνα με την «τεχνική σαντουίτς».

Η ροή που διαπερνά τους στόχους αναφοράς υπολογίζεται, λύνοντας ως προς  $\Phi$ , τη σχέση **(1.1)**, δηλαδή

$$\Phi = \frac{N_P}{N_T \cdot \sigma \cdot f_c} \quad (1.2)$$

και τελικά, ως ροή στον στόχο λαμβάνεται ο μέσος όρος αυτών των τιμών. Είναι σημαντικό να σημειωθεί, ότι για να μπορεί να εφαρμοστεί η παραπάνω τεχνική, θα πρέπει η ενεργός διατομή των αντιδράσεων, μεταξύ των στοιχείων από τα οποία αποτελούνται οι στόχοι αναφοράς και των σωματιδίων της δέσμης, να είναι καλά ορισμένη στην βιβλιογραφία, για την συγκεκριμένη ενέργεια της δέσμης.

Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε επιπλέον, για τον υπολογισμό της ροής στο εσωτερικό του δείγματος, ο κώδικας MCNP[MCNPprm] για τη γεωμετρία της πειραματικής μας διάταξης.

## 1.4 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΑ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ (n,2n) ΓΙΑ ΤΑ ΙΣΟΤΟΠΑ <sup>174,176</sup>Hf ΚΑΙ ΜΕΛΕΤΗ ΤΩΝ ΠΙΘΑΝΩΝ ΚΑΝΑΛΙΩΝ ΕΞΟΔΟΥ

Οι αντιδράσεις που μελετούμε, ανήκουν στην κατηγορία των πυρηνικών αντιδράσεων σύνθετου πυρήνα (compound nucleus reactions) και συνεπώς πραγματοποιούνται σε δύο στάδια. Αρχικά, αντιδρά η δέσμη των νετρονίων με τον πυρήνα-στόχο, που στη δική μας περίπτωση είναι το <sup>174</sup>Hf και το <sup>176</sup>Hf, με αποτέλεσμα τον σχηματισμό του σύνθετου πυρήνα <sup>175</sup>Hf και <sup>177</sup>Hf αντίστοιχα. Ο πυρήνας αυτός, μετά την αποκατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας αποδιεγείρεται ακολουθώντας κάποιο από τα πιθανά κανάλια εξόδου. Ο προσδιορισμός των καναλιών εξόδου γίνεται από την διαθέσιμη ενέργεια (τιμή Q-value) της κάθε αντίδρασης, με επίπεδο αναφοράς την ενέργεια του σύνθετου πυρήνα.

Η διαθέσιμη ενέργεια μίας πυρηνικής αντίδρασης **A(α,b)B**, κατά την οποία μία δέσμη σωματιδίων, τύπου **α**, αλληλεπιδρά με έναν πυρήνα-στόχο **A** και παράγεται ένας πυρήνας **B** με ταυτόχρονη απελευθέρωση ενός σωματίου τύπου **b**, δίνεται από τη σχέση

$$Q = (m_{\alpha} + m_A - m_b - m_B) \cdot c^2 \quad (1.3)$$

όπου  $m_i$ , με  $i = \alpha, A, b, B$  είναι οι τιμές των αντίστοιχων πυρηνικών μαζών, υπολογισμένων σε ατομικές μονάδες μάζας (amu). ( $1u = 931.49 \text{ MeV}/c^2$ )

Όταν η τιμή αυτή προκύπτει θετική ( $Q > 0$ ), η αντίδραση χαρακτηρίζεται εξώθερμη, όταν προκύπτει αρνητική ( $Q < 0$ ) χαρακτηρίζεται ενδόθερμη και όταν είναι μηδενική ( $Q = 0$ ) τα προϊόντα είναι ίδια με τα αντιδρώντα καθώς πρόκειται για την περίπτωση της ελαστικής σκέδασης. Οι εξώθερμες αντιδράσεις πραγματοποιούνται αυθόρμητα, αρκεί το βλήμα να έχει την ελάχιστη κινητική ενέργεια ( $\sim \text{keV}$ ) ώστε να μπορεί να πλησιάσει τον στόχο, ενώ για να συμβεί μία ενδόθερμη αντίδραση είναι απαραίτητη η προσφορά ενέργειας στο σύστημα βλήματος-στόχου. Η ενέργεια αυτή θα πρέπει να είναι ελάχιστα μεγαλύτερη από την απόλυτη τιμή της διαθέσιμης ενέργειας (Q-value) της αντίδρασης, ώστε τα προϊόντα, αφού πρώτα δημιουργηθούν, να έχουν αρκετή κινητική ενέργεια, να απομακρυνθούν και να ολοκληρωθεί η αντίδραση.

Για να προσδιορίσουμε τα επιτρεπόμενα κανάλια εξόδου εργαστήκαμε ως εξής:

1. υπολογίσαμε την διαθέσιμη ενέργεια της αντίδρασης σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα, σύμφωνα με τη σχέση **(3)** σε MeV

π.χ. για την αντίδραση  $^{174}\text{Hf} + n \rightarrow ^{175}\text{Hf}^* \rightarrow 2n + ^{173}\text{Hf}$ , θα είναι:

$$\begin{aligned} Q \text{ (u)} &= m_n + m(^{174}\text{Hf}) - m(^{175}\text{Hf}) = \\ &= 1.0087 + 173.940046 - 174.941509 = \\ &= 7.737 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

Συνεπώς θα είναι 7.21 MeV

2. μετατρέψαμε την ενέργεια των νετρονίων από το σύστημα του εργαστηρίου ( $E_{LAB}$ ), δηλαδή την ενέργεια της δέσμης νετρονίων με την οποία έγινε η ακτινοβολήση (18.9 MeV), σε ενέργεια συστήματος του κέντρου μάζας ( $E_{CM}$ ), μέσω της σχέσης:

$$E_{CM} = \frac{m_{(\text{αρχικού πυρήνα-στόχου})}}{m_{(\text{σύνθετου πυρήνα})}} \cdot E_{LAB}$$

- υπολογίσαμε την ενέργεια του παραγόμενου σύνθετου πυρήνα από το άθροισμα των δύο παραπάνω ενεργειών, και
- προσδιορίσαμε την τιμή της διαθέσιμης ενέργειας των αντιδράσεων ως τη διαφορά των μαζών του σύνθετου πυρήνα και των προϊόντων του κάθε καναλιού.

π.χ. για την αντίδραση  $^{174}\text{Hf}+n \rightarrow ^{175}\text{Hf}^* \rightarrow 2n+^{173}\text{Hf}$ , θα είναι:

$$\begin{aligned} Q (u) &= 2m_n + m(^{173}\text{Hf}) - m(^{175}\text{Hf}) = \\ &= 2 \cdot 1.0087 + 172.94051 - 174.941509 = \\ &= 0.016401 \end{aligned}$$

Συνεπώς θα είναι 15.28 MeV

Στη συνέχεια ακολουθούν τα ενεργειακά διαγράμματα και η μελέτη όλων των πιθανών καναλιών εξόδου για τις δύο αντιδράσεις.

#### 1.4.1 Διερεύνηση των δυνατών καναλιών των αλληλεπιδράσεων $^{174}\text{Hf}+n$ και $^{176}\text{Hf}+n$ και αντίστοιχα ενεργειακά διαγράμματα.

Τα στοιχεία που μελετήθηκαν είναι το ενεργειακό επίπεδο που βρίσκεται το κάθε κανάλι, για να εξακριβωθεί αν επιτρέπεται ενεργειακά, όπως επίσης και ο χρόνος ημιζωής του παραγόμενου ασταθούς πυρήνα, ώστε να διερευνηθεί αν είναι δυνατή η ανίχνευση των ακτίνων-γ της αποδιέγερσής του.

Αλληλεπίδραση εισόδου	Κανάλιεξόδου	Ενεργειακό κατώφλι	Τιμή Q-value	Είδος αλληλεπίδρασης	Χρόνος ημιζωής
$^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ →	$n+^{174}_{72}\text{Hf}$	0.0	0	ελαστική σκέδαση	-
	$2n+^{173}_{72}\text{Hf}$	8.556	-8.506	ενδόθερμη	23.6h
	$3n+^{172}_{72}\text{Hf}$	15.678	-15.587	ενδόθερμη	1.87y
	$4n+^{171}_{72}\text{Hf}$	24.772	-24.629	ενδόθερμη	-
	$p+^{174}_{71}\text{Lu}$	0.0	+0.508	εξώθερμη	3.31y
	$np+^{173}_{71}\text{Lu}$	6.289	-6.253	ενδόθερμη	1.37y
	$\alpha+^{171}_{70}\text{Yb}$	0.0	+9.108	εξώθερμη	-
	$n\alpha+^{170}_{20}\text{Yb}$	0.0	+2.493	εξώθερμη	-

Πίνακας 1.2α : Διερεύνηση των δυνατών καναλιών εξόδου της αλληλεπίδρασης  $^{174}\text{Hf}+n$

Αλληλεπίδραση εισόδου	Κανάλι εξόδου	Ενεργειακό κατώφλι	Τιμή Q-value	Είδος αλληλεπίδρασης	Χρόνος ημιζωής
$^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf} \rightarrow$	$n+^{176}_{72}\text{Hf}$	0.0	0	ελαστική σκέδαση	-
	$2n+^{175}_{72}\text{Hf}$	8.213	-8.166	ενδόθερμη	70d
	$3n+^{174}_{72}\text{Hf}$	14.960	-14.874	ενδόθερμη	$2 \cdot 10^{15}\gamma$
	$4n+^{173}_{72}\text{Hf}$	23.515	-23.381	ενδόθερμη	-
	$p+^{176}_{71}\text{Lu}$	0.414	-0.412	Ενδόθερμη	$3.8 \cdot 10^{10}\gamma$
	$np+^{175}_{71}\text{Lu}$	6.738	-6.699	ενδόθερμη	-
	$\alpha+^{173}_{70}\text{Yb}$	0.0	+8.620	εξώθερμη	-
	$n\alpha+^{172}_{20}\text{Yb}$	0.0	+2.253	εξώθερμη	-

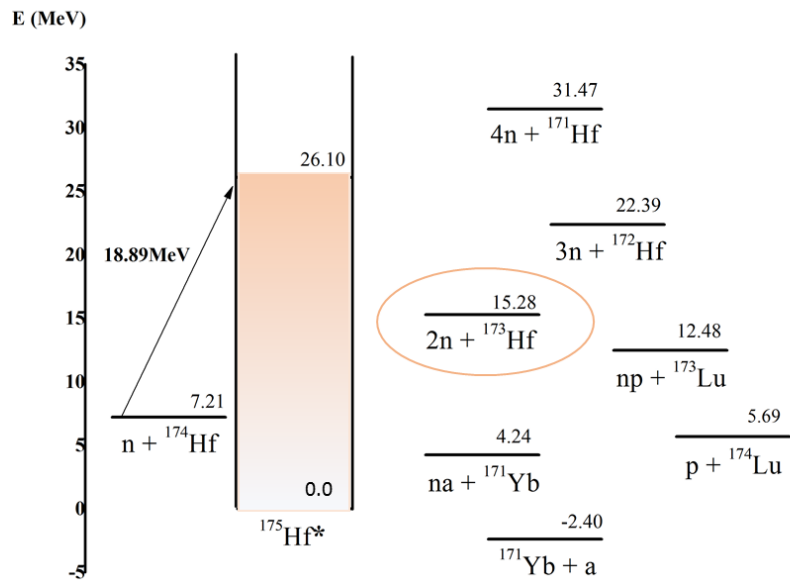
**Πίνακας 1.2β : Διερεύνηση των δυνατών καναλιών εξόδου της αλληλεπίδρασης  $^{176}\text{Hf}+n$**

Παρατηρούμε ότι κατά την αλληλεπίδραση ενός νετρονίου με τα δύο ισότοπα του Χαφνίου ( $^{174,176}\text{Hf}$ ), παρόλο που είναι ενεργειακά επιτρεπτό να ανοίξουν και άλλα κανάλια εκτός από το  $2n+^{173}\text{Hf}$  και το  $2n+^{175}\text{Hf}$ , που μελετάμε στην παρούσα εργασία, δεν είναι δυνατό αυτά να μελετηθούν με την μέθοδο της ενεργοποίησης και με τη πειραματική διάταξη που διαθέτουμε ή αναμένεται να εμφανίσουν πολύ μικρές ενεργές διατομές σε σύγκριση με τις υπό μελέτη αντιδράσεις.

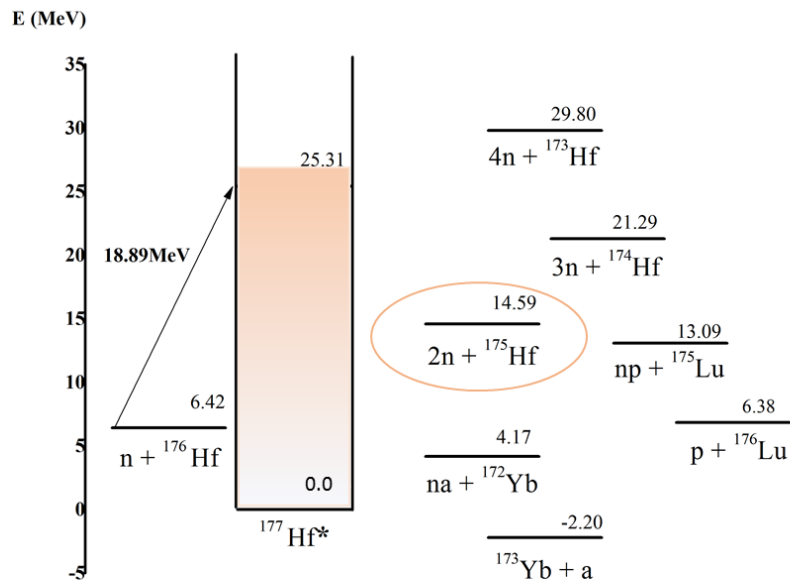
Συγκεκριμένα στην περίπτωση του ισότοπου  $^{174}\text{Hf}$ , επιτρέπονται ενεργειακά όλα τα κανάλια εξόδου εκτός από το  $4n+^{171}\text{Hf}$  αλλά, ο ασταθής πυρήνας ( $^{172}\text{Hf}$ ) από το κανάλι  $3n+^{172}\text{Hf}$  έχει χρόνο ημιζωής 1.87 έτη, γεγονός που το καθιστά δύσκολο έως αδύνατο να μελετηθεί με τη μέθοδο της ενεργοποίησης. Ομοίως και οι πυρήνες των καναλιών  $p+^{174}\text{Lu}$  και  $np+^{173}\text{Lu}$  με χρόνους ημιζωής 3.3 και 1.37 έτη, αντίστοιχα. Τα υπόλοιπα κανάλια εξόδου καταλήγουν σε σταθερούς πυρήνες με αποτέλεσμα και πάλι να μην μπορούμε να τα μελετήσουμε. Συνεπώς το μόνο ανιχνεύσιμο κανάλι εξόδου είναι το  $2n+^{173}\text{Hf}$ , με χρόνο ημιζωής του ασταθούς πυρήνα 23.6 ώρες.

Ακολουθώντας ακριβώς την ίδια συλλογιστική και για την αλληλεπίδραση  $^{176}\text{Hf}+n$ , καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι μπορεί να μελετηθεί μόνο το κανάλι  $2n+^{175}\text{Hf}$ . Ο πυρήνας  $^{175}\text{Hf}$ , έχει χρόνο ημιζωής 70 μέρες, αλλά εξαιτίας της μεγάλης τιμής της ενεργού διατομής της αντίδρασης, είναι δυνατή η μελέτη του με την μέθοδο της ενεργοποίησης. Θα ήταν ενδιαφέρον να μελετήσουμε και το κανάλι  $3n+^{174}\text{Hf}$ , καθώς η ενέργεια της δέσμης των νετρονίων μας 18.9 MeV βρίσκεται στην περιοχή της αλληλοεπικάλυψης των δύο αντιδράσεων  $(n,2n)$  και  $(n,3n)$ , και συγκεκριμένα στην περιοχή που φθίνει η ενεργός διατομή της  $(n,2n)$  και «ανοίγει» η ενεργός διατομή της  $(n,3n)$ .

Ακολούθως παρατίθενται τα ενεργειακά διαγράμματα των πυρηνικών αλληλεπιδράσεων  $^{174}\text{Hf}+n$  και  $^{176}\text{Hf}+n$ . Σε αυτά, φαίνονται όλα τα πιθανά κανάλια εξόδου ενώ είναι κυκλωμένο το κανάλι που μελετάμε.



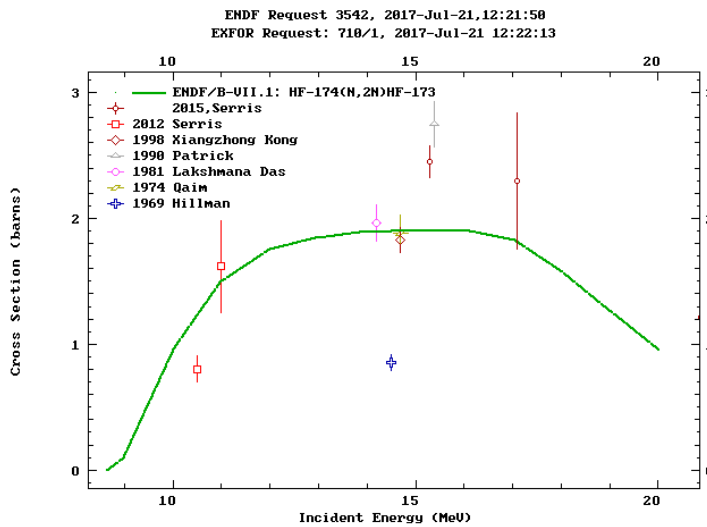
Σχ.1.3 : Ενεργειακό διάγραμμα της αλληλεπίδρασης  $^{174}\text{Hf}+n$



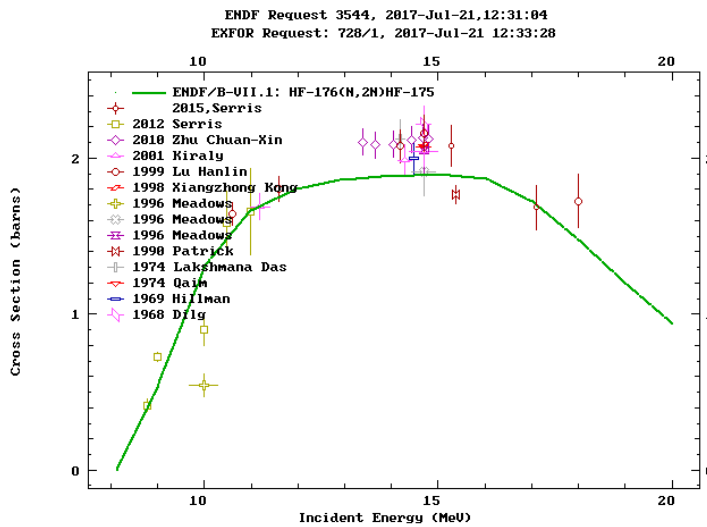
Σχ.1.4 : Ενεργειακό διάγραμμα της αλληλεπίδρασης  $^{176}\text{Hf}+n$

## 1.5 ΠΑΛΑΙΟΤΕΡΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  και της  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ , έχει μετρηθεί από αρκετές επιστημονικές ομάδες ανά τον κόσμο, για ενέργειες νετρονίων μεταξύ 9 και 18 MeV. Παρακάτω παρουσιάζονται οι δημοσιευμένες μετρήσεις μέχρι σήμερα.



(α)



(β)

Σχ.1: Οι μετρήσεις της ενεργού διατομής (α) της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  και (β) της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$

Είναι αξιοσημείωτο το γεγονός ότι για ενέργειες νετρονίων μεταξύ 18 και 20 MeV οι δημοσιευμένες μετρήσεις της ενεργού διατομής για την αντίδραση  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  είναι ελάχιστες, ενώ για την  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  απουσιάζουν εντελώς. Επίσης, αξίζει να σημειωθεί ότι στις ενεργειακές περιοχές που υπάρχουν πολλά πειραματικά δεδομένα, χαρακτηρίζονται από σημαντικές διαφορές μεταξύ τους. Συνεπώς η παρούσα εργασία στοχεύει στο να καλύψει αυτό το πειραματικό κενό, παρέχοντας αξιόπιστα δεδομένα ενεργών διατομών για τις υπό μελέτη αντιδράσεις, για ενέργεια νετρονίων 18.9 MeV.

Οι μετρήσεις της παρούσας εργασίας ολοκληρώνουν την μελέτη των δύο αντιδράσεων, η οποία έχει ξεκινήσει εδώ και πέντε χρόνια από την ομάδα πυρηνικής φυσικής του Πολυτεχνείου. Όπως φαίνεται στο σχήμα 1, έχουν γίνει μετρήσεις σε χαμηλές ενέργειες νετρονίων ( 9.8, 10.5, 11.1 and 11.5 [Ser.,2012]), με χρήση της αντίδρασης  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ , αλλά και σε υψηλές ενέργειες μέσω της αντίδρασης  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$  [Ser.,2015]. Οι μετρήσεις έλαβαν χώρα στο εργαστήριο επιταχυντή του ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ».

# ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ – ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

## 2.1 ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΔΕΣΜΗΣ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

Ο σκοπός του πειράματός μας ήταν ο υπολογισμός των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  και  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  για ενέργεια νετρονίων 18.9 MeV. Η παραγωγή της δέσμης νετρονίων έγινε μέσω της αντίδρασης  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ , εφόσον η επιθυμητή ενέργεια νετρονίων είναι μεγάλη. Όπως αναφέρθηκε και στο προηγούμενο κεφάλαιο, η αντίδραση (D-T) οδηγεί σε παραγωγή μονοχρωματικής (καθαρής) δέσμης νετρονίων στην ενέργεια των 18.9 MeV. Αυτό συμβαίνει επειδή γι' αυτήν, όπως προκύπτει από την κινηματική της αντίδρασης, απαιτούνται δευτέρια ενέργειας 2.7 MeV. Αυτή η ενέργεια δέσμης δευτερίων βρίσκεται κάτω από το κατώφλι της αντίδρασης διάσπασης ( $^3\text{H}(d,np)^2\text{H}$ ) που είναι στα 3.71 MeV, με αποτέλεσμα να αποφεύγεται η δημιουργία παρασιτικών νετρονίων, χαμηλών ενεργειών.

### 2.1.1 ΣΤΟΧΟΣ ΤΡΙΤΙΟΥ

Ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή των νετρονίων είναι ο CuTiT. Αποτελείται από ένα φύλλο χαλκού (Cu) με διάμετρο ~28.5 mm και πάχος 1mm, πάνω στο οποίο έχει τοποθετηθεί ένα λεπτό στρώμα τιτανίου (Ti), διαμέτρου ~25.4mm. Το τρίτιο, με ενεργότητα 400 GBq, βρίσκεται προσαρτημένο στο εσωτερικό του τιτανίου με αναλογία πυρήνων τρίτιο/τιτάνιο ίση με 1.53. Η ημερομηνία κατασκευής του στόχου είναι 15/01/2015 και η μάζα του 2305  $\mu\text{gcm}^{-2}$ .

### 2.1.2 ΔΕΣΜΗ ΔΕΥΤΕΡΙΩΝ - ΕΠΙΤΑΧΥΝΤΙΚΗ ΓΡΑΜΜΗ

Η δέσμη των δευτερίων 2.5 MeV, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, παράγεται μέσω της αντίδρασης (D-T). Καθώς διέρχεται από τη γραμμή ακτινοβόλησης συναντά δύο διαδοχικές οπές (ευθυγραμμιστές), διαμέτρου 5 και 6mm αντίστοιχα (collimatorset). Η πρώτη οπή περιβάλλεται από ταντάλιο, το οποίο χαρακτηρίζεται από μεγάλο φράγμα Coulomb, με αποτέλεσμα η δέσμη δευτερίων να κάνει μόνο σκέδαση Rutherford, κυρίως σε μπροστινές γωνίες. Τα δευτέρια που σκεδάζονται από την περιοχή αυτή και μπρος τα μπροστά, θα «κοπούν» στην επόμενη οπή (anti-scatterer). Έτσι επιτυγχάνεται ο περιορισμός της δέσμης σε επιφάνεια διαμέτρου 5mm.

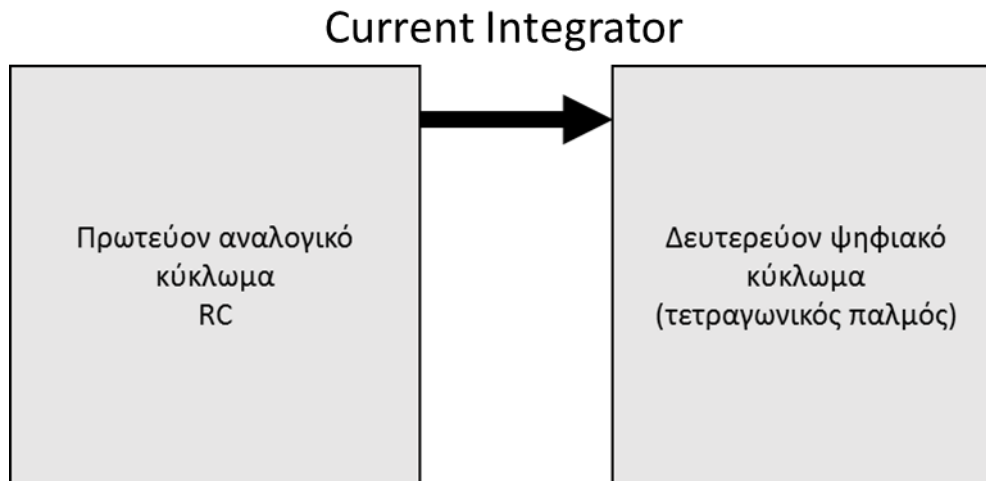
Μία δέσμη, όμως, θεωρείται καλά ευθυγραμμισμένη όταν το ρεύμα που διαρρέει τον πρώτο ευθυγραμμιστή είναι μικρό, ενώ το ρεύμα που διαρρέει τον στόχο είναι μεγάλο. Για να μπορεί να ελεγχθεί λοιπόν η επιθυμητή ευθυγράμμιση, τοποθετούνται στην γραμμή δύο αμπερόμετρα, ένα για να «μετράει το ρεύμα στο στόχο» κι ένα για να «μετράει το ρεύμα στην πρώτη οπή».

Προκειμένου να μετριέται το φορτίο της δέσμης που προσπίπτει στο στόχο με μεγαλύτερη ακρίβεια, είναι δυνατό, να εφαρμοστεί μία αρνητική τάση “suppression” στην περιοχή αμέσως μετά από τους ευθυγραμμιστές. Η αρνητική τάση συγκρατεί τα σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια, εφόσον απωθούνται από αυτήν, στην περιοχή «αμέσως μετά του δεύτερου ευθυγραμμιστή» με κατεύθυνση την αρχή της γραμμής ακτινοβόλησης. Αντίστοιχα, συγκρατεί τα ηλεκτρόνια που φεύγουν από το στόχο, στην



περιοχή «μακριά από τον δεύτερο ευθυγραμμιστή» και με κατεύθυνση προς τον στόχο του τρίτου, καθώς αυτά απωθούνται από την αρνητική τάση. Με αυτό τον τρόπο αποφεύγεται η μέτρηση επιπλέονφορτίου στον στόχο. Σε αυτήν τη μέτρηση, χρησιμοποιήθηκε "suppression"-97V.

Η ροή των δευτερίων υπολογίζεται με την βοήθεια του αμπερομέτρου που είναι συνδεδεμένο με τον πρώτο ευθυγραμμιστή, το οποίο λειτουργεί επιπλέον ως ολοκληρωτής φορτίου (current integrator). Ο ολοκληρωτής φορτίου αποτελείται από ένα πρωτεύον, αναλογικό κύκλωμα (RC) και ένα δευτερεύον, ψηφιακό κύκλωμα, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.1. Κάθε παλμός που καταμετράται στο δευτερεύον κύκλωμα, αντιστοιχεί σε ένα «γέμισμα» του πυκνωτή του πρωτεύοντος κυκλώματος. Υπάρχει ακόμη ένας μετρητής στον οποίο καταγράφεται ο συνολικός αριθμός των παλμών κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης με αποτέλεσμα να προκύπτει ο αριθμός των δευτερίων στο στόχο του ως ο λόγος του συνολικού φορτίου σε παλμούς, προς το φορτίο του e.



Σχ.2.1: Σχηματική αναπαράσταση της δομής του ολοκληρωτή φορτίου.

## 2.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΚΑΙ ΤΟΠΟΘΕΤΗΣΗ ΣΤΟΧΩΝ

Για τη μέτρηση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  και  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  χρησιμοποιήσαμε ως στόχο:

- μεταλλικό φύλλο, υψηλής καθαρότητας φυσικού  $^{\text{nat}}\text{Hf}$  και ως φύλλα αναφοράς:
- μεταλλικό φύλλο, υψηλής καθαρότητας αλουμινίου ( $^{27}\text{Al}$ )
- μεταλλικό φύλλο, υψηλής καθαρότητας νιοβίου ( $^{193}\text{Nb}$ ).

Στον παρακάτω πίνακα αναγράφονται η διάμετρος, το πάχος και η μάζα του κάθε στόχου.

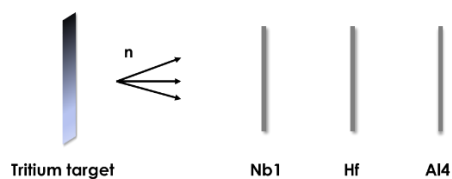
Στόχος	Διάμετρος (mm)	Πάχος (mm)	Μάζα (g)
Hf	14.08±0.01	0.51±0.05	0.691±0.001
Al4	14.13±0.11	0.58±0.05	0.206±0.001
Nb1	13.32±0.02	0.30±0.05	0.300±0.001

Πίνακας 2.1: Η διάμετρος, το πάχος και η μάζα των στόχων που χρησιμοποιήθηκαν.

Οι στόχοι τοποθετήθηκαν σε στήριγμα από αλουμίνιο και σε απόσταση 1.5cm από τη φλάντζα του τριτίου, με την ακόλουθη σειρά:

**Nb1→Hf→Al4**

όπως φαίνεται στην εικόνα που ακολουθεί.



Σχ.2.2: Αναπαράσταση του τρόπου τοποθέτησης του δείγματος και του στόχου αναφοράς στην πειραματική διάταξη.



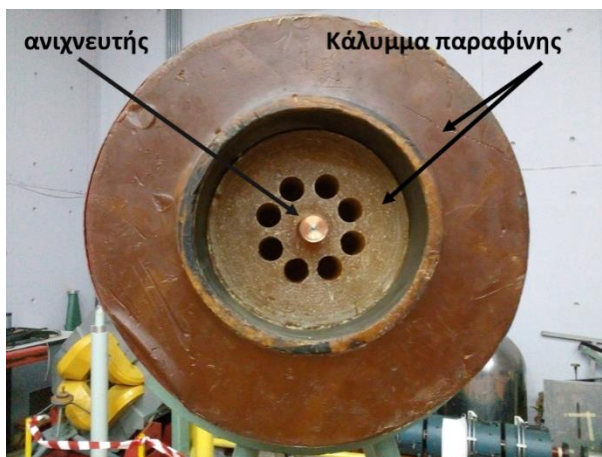
Σχ.2.3: Φωτογραφία του μεταλλικού στηρίγματος στο οποίο τοποθετήθηκαν όλοι οι στόχοι.

## 2.3 ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΗΣΗ

Η ακτινοβόληση του στόχου  $^{nat}\text{Hf}$  και των φύλλων αναφοράς (Nb1,Al4) διήρκησε 28 συνεχείς ώρες. Κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης λάμβαναν χώρα τα εξής:

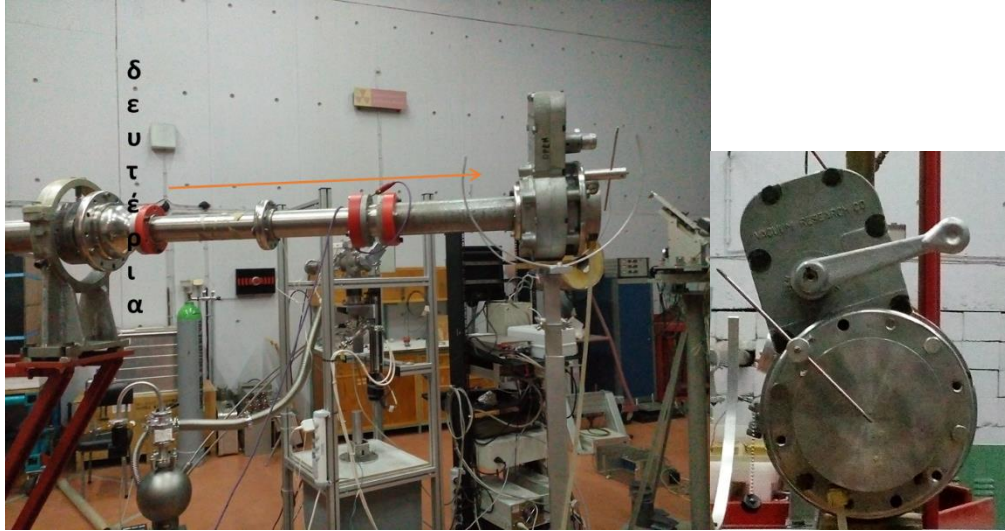
- παρακολούθηση των διακυμάνσεων της δέσμης των νετρονίων, με ένα ανιχνευτή-απαριθμητή  $\text{BF}_3$  και καταγραφή ανά 60 s στον συνδεδεμένο ηλεκτρονικό υπολογιστή,
- μέτρηση του ρεύματος στον στόχο και
- μέτρηση του ρεύματος στον πρώτο ευθυγραμμιστή.

Προϋπόθεση για την εφαρμογή της μεθόδου της ενεργοποίησης είναι η ροή των νετρονίων να μπορεί να θεωρηθεί σταθερή, ενώ όπως αναφέρθηκε νωρίτερα, για να θεωρείται η δέσμη των δευτερίων καλά εστιασμένη, θα πρέπει η ένδειξη του ρεύματος στον πρώτο ευθυγραμμιστή να είναι μικρή, και ταυτόχρονα στο στόχο να είναι μεγάλη.



Ο ανιχνευτής ή απαριθμητής  $\text{BF}_3$  αποτελείται από ένα κυλινδρικό μεταλλικό δοχείο, στο εσωτερικό του οποίου υπάρχει αέριο  $\text{BF}_3$  υπό πίεση 0.5 – 1.0 atm. Ανιχνεύει τα  $\alpha$ -σωμάτια που παράγονται μέσω της αντίδρασης  $\text{B}_{10} + n \rightarrow \text{Li}_7 + \alpha$ . Επειδή η παραπάνω αντίδραση πραγματοποιείται για θερμικά νετρόνια ( $\sim \text{eV}$ ), χρησιμοποιείται το κάλυμμα της παραφίνης.

Σχ.2.4: Φωτογραφίες του απαριθμητή  $\text{BF}_3$  που χρησιμοποιήθηκε για την «παρακολούθηση» της νετρονικής ροής κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης.



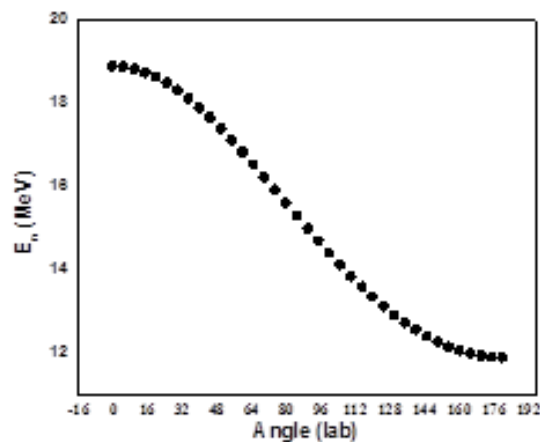
(α)

(β)

Σχ.2.5: (α) Φωτογραφία της επιταχυντικής γραμμής της δέσμης των δευτερίων. (β) η φλάντζα, μέσα στην οποία είναι τοποθετημένος ο στόχος του τρίτιου όπως και οι στόχοι.

Οι στόχοι τοποθετήθηκαν σε απόσταση 1.3cm από το τέλος της γραμμής ακτινοβόλησης ώστε να επιτυγχάνεται αυξημένη ροή της δέσμης νετρονίων στον στόχο και συγχρόνως μονοενεργειακότητα.

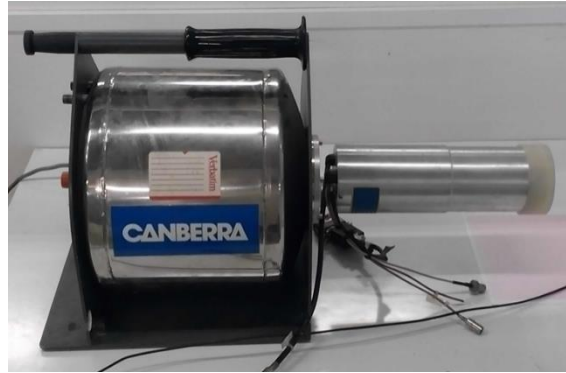
Παρακάτω (Σχ.2.6) φαίνεται η μεταβολή της ενέργειας της παραγόμενης νετρονικής δέσμης συναρτήσει της γωνίας παρατήρησης, όπως προκύπτει από τον κώδικα CIRE. Στο γωνιακό εύρος των γωνιών που βρίσκονται οι στόχοι ( $\pm 20^\circ$ ), η δέσμη είναι πράγματι μονοενεργειακή.



Σχ.2.6: Η γωνιακή κατανομή της ενέργειας των νετρονίων.

## 2.4 ΑΝΙΧΝΕΥΤΕΣ ΑΚΤΙΝΩΝ $\gamma$

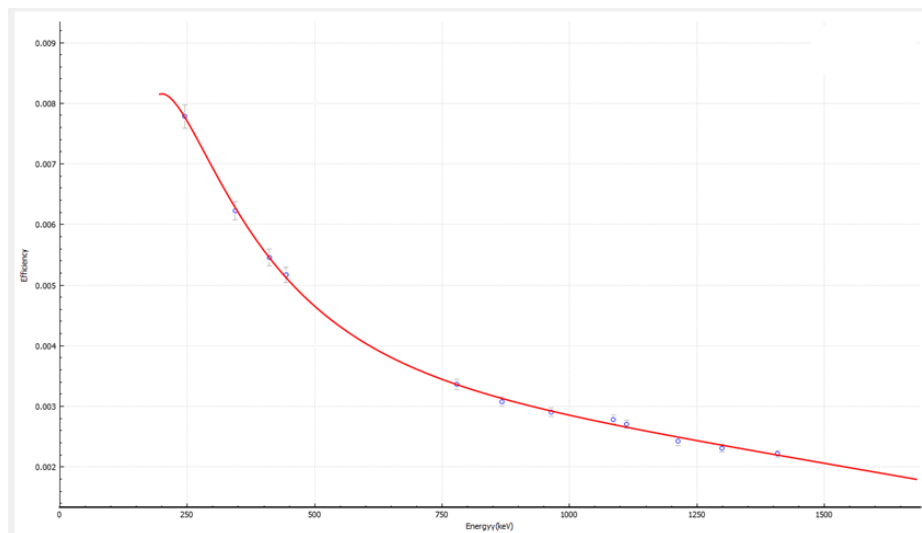
Οι ακτίνες- $\gamma$ , που προήλθαν από την αποδιέγερση των ενεργοποιημένων πυρήνων, μετά το πέρας της ακτινοβόλησης, ανιχνεύθηκαν με τρεις ανιχνευτές υπερκαθαρού Γερμανίου (HPGe). Για τα φύλλα αναφοράς χρησιμοποιήθηκαν ανιχνευτές με σχετική ανιχνευτική απόδοση 16% και 100%, ενώ για το δείγμα μας, ο ανιχνευτής είχε σχετική ανιχνευτική απόδοση 50% και ήταν καλά θωρακισμένος από το περιβάλλον.



Σχ.2.7: Φωτογραφία του ανιχνευτή υψηλής καθαρότητας γερμανίου(HPGe), σχετικής ανιχνευτικής απόδοσης 16%. Σε αυτόν μετρήθηκε η ενεργότητα του στόχου Al.

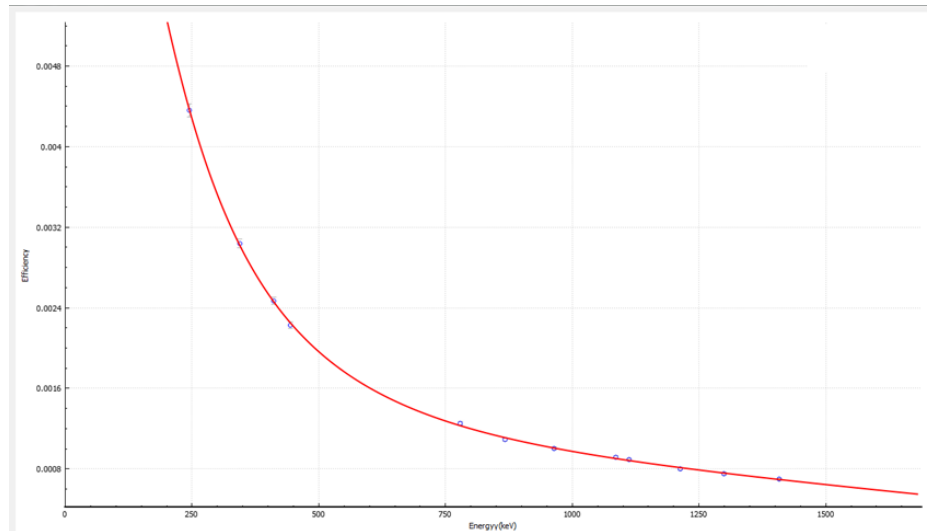
Για τον υπολογισμό της απόλυτης απόδοσης του κάθε ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκαν τρεις σημειακές πηγές ευρωπαϊίου ( $^{152}\text{Eu}$ ):

- στον ανιχνευτή σχετικής απόδοσης 50%  
αρχική ενεργότητα:  $(2.1 \pm 0.05) \mu\text{Ci}$   
ημερομηνία κατασκευής: 29.10.2009



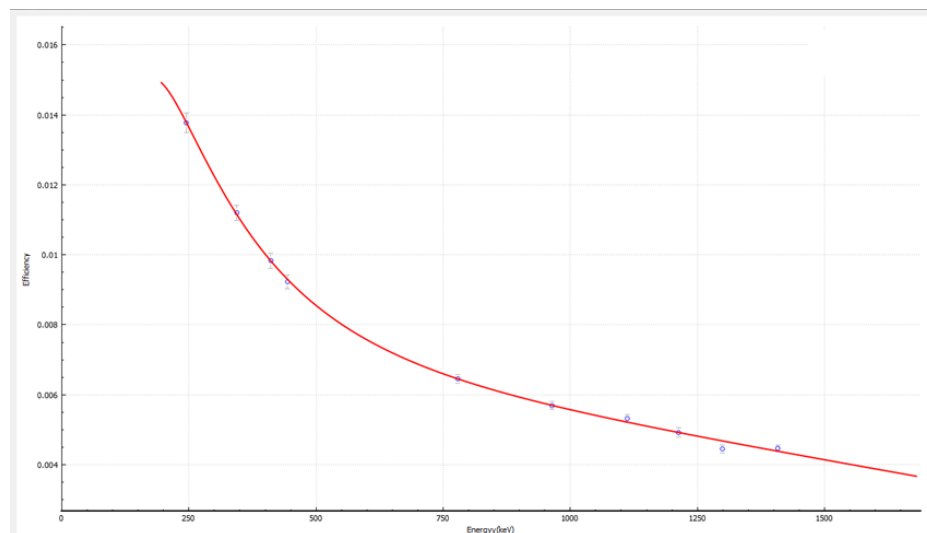
Σχ.2.7: Απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή 50%, στον οποίο μετρήθηκε το Hf. Υπολογίστηκε από φάσμα 3663s σε απόσταση 10cm.

- στον ανιχνευτή σχετικής απόδοσης 16%:  
 αρχική ενεργότητα:  $(217 \pm 3)$  kBq  
 ημερομηνία κατασκευής: 01.01.2011



Σχ.2.8: Απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή 16%, στον οποίο μετρήθηκε το ΑΙ4. Υπολογίστηκε από φάσμα 24619 s σε απόσταση 10cm.

- στον ανιχνευτή σχετικής απόδοσης 100%  
 αρχική ενεργότητα:  $(1.23 \pm 0.03)$   $\mu$ Ci  
 ημερομηνία κατασκευής: 01.03.2004



Σχ.2.9: Απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή 100%, στον οποίο μετρήθηκε το Νb1. Υπολογίστηκε από φάσμα 3555 s σε απόσταση 10cm.

# ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ – ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

## 3.1 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΟΥ ΔΙΑΤΟΜΗΣ

Η ενεργός διατομή των αντιδράσεων  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  και  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ , όπως έχει ήδη αναφερθεί στα προηγούμενα κεφάλαια, υπολογίστηκε ακολουθώντας τη μέθοδο της ενεργοποίησης. Η τελική σχέση που χρησιμοποιήθηκε για τον σκοπό αυτό είναι η:

$$\sigma = \frac{N_P}{N_T} \frac{1}{\Phi} \quad (3.1)$$

όπου,

$N_P$ : το πλήθος των πυρήνων  $^{173}\text{Hf}$  (ή  $^{175}\text{Hf}$ ) που παράχθηκαν από τη δέσμη

$N_T$ : το πλήθος των πυρήνων  $^{174}\text{Hf}$  (ή  $^{176}\text{Hf}$ ) του στόχου που ακτινοβολήθηκε

$\Phi$ : η συνολική ροή των νετρονίων, που προσέκρουσαν στο στόχο, κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης

Στην πράξη, εφαρμόστηκε η παραπάνω σχέση τρεις φορές. Μία για κάθε φύλλο αναφοράς (Al, Nb), ώστε να προσδιοριστεί η νετρονική ροή που το διαπερνά, με δεδομένη την ενεργό διατομή των αντίστοιχων αντιδράσεων και μία φορά για τον υπολογισμό των ζητούμενων ενεργών διατομών, με δεδομένη αυτή τη φορά τη ροή.

Οι παράγοντες που υπεισέρχονται στη σχέση 3.1, όπως και ο υπολογισμός αυτών, ακολουθούν αμέσως μετά.

### 3.1.1 Ο λόγος $\frac{N_P}{N_T}$

Ο λόγος  $\frac{N_P}{N_T}$  προκύπτει από τα πειραματικά δεδομένα, αλλά απαιτεί και μερικούς υπολογισμούς.

Ο αριθμητής,  $N_P$ , είναι το πλήθος των πυρήνων  $^{173}\text{Hf}$  (ή  $^{175}\text{Hf}$ ) που παράχθηκαν από τη δέσμη. Στην πραγματικότητα εκφράζει, έμμεσα, τον αριθμό των σύνθετων πυρήνων  $^{175}\text{Hf}$  (ή  $^{177}\text{Hf}$ ) που παράχθηκαν κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης. Υπολογίζεται ως εξής:

$$N_P = \frac{N_\gamma}{\epsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} \quad (3.1.1)$$

όπου,

$N_\gamma$ : ο αριθμός των γεγονότων της κορυφής του  $^{173}\text{Hf}$  (123.67 keV) (ή  $^{175}\text{Hf}$  (343.4 keV)) στο φάσμα του δείγματος μετά το πέρασ της ακτινοβόλησης και κατά τη διάρκεια της μέτρησης

$\epsilon$ : η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή (50%) για την ενέργεια της μετρούμενης, κάθε φορά ακτίνας-γ ( $E_\gamma=123.67$  keV,  $E_\gamma=343.4$  keV)

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

**I<sub>γ</sub>**: η ένταση της μετρούμενης ακτίνας-γ ( $E_{\gamma}=123.67 \text{ keV} \Rightarrow I_{\gamma}=83\%$  και  $E_{\gamma}=343.4 \text{ keV} \Rightarrow I_{\gamma}=84\%$ )

**D** : διορθωτικός παράγοντας για τις αποδιεγέρσεις των παραχθέντων πυρήνων  $^{173}\text{Hf}$  (ή  $^{175}\text{Hf}$ ), από το πέρας της ακτινοβόλησης, μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας και

**f<sub>c</sub>**: ένας διορθωτικός παράγοντας με τον οποίο υπολογίζεται το ισοζύγιο ανάμεσα στην παραγωγή και την αποδιέγερση πυρήνων κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης.

Ο παρονομαστής,  $N_T$ , εκφράζει το πλήθος των πυρήνων του στόχου που ακτινοβολήθηκαν. Δηλαδή δίνει τον αριθμό των πυρήνων του  $^{174}\text{Hf}$  (ή  $^{176}\text{Hf}$ ) που υπήρχαν στον στόχο του φυσικού  $^{\text{nat}}\text{Hf}$ , που ακτινοβολήθηκε και είναι μία συνάρτηση της μάζας του δείγματος και της σχετικής αφθονίας (abundance) του ισότοπου που μελετάται.

$$N_T = \frac{m_{\text{στοχου}} \cdot N_A \cdot \text{Abundance}}{\sum_i (\text{isotope} * \text{Abundance})} \quad (3.1.2)$$

όπου,  $N_A$  είναι ο αριθμός Avogadro ( $N_A = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ).

### 3.1.2 Οι διορθωτικοί παράγοντες «F,D και f<sub>c</sub>»

Ο παράγοντας F είναι ένας διορθωτικός όρος, ο οποίος εκφράζει την ενδοαπορρόφηση που έχει υποστεί η δέσμη, από τον ίδιο το στόχο και την πειραματική διάταξη. Εξαρτάται από την εκτεταμένη γεωμετρία του πειράματος και από τα υλικά με τα οποία έχει κατασκευαστεί ο στόχος. Στα πλαίσια αυτής της εργασίας, υπολογίστηκε μέσω του κώδικα MCNP[MCNPprmr], για κάθε μία από τις μετρούμενες ακτίνες-γ, λαμβάνοντας προφανώς υπόψιν όλα τα παραπάνω.

Διεγερμένος πυρήνας	E <sub>γ</sub> (keV)	I <sub>γ</sub>	t <sub>1/2</sub>	F
$^{173}\text{Hf}$	123.67	0.83	23.6 h	0.925
	296.97			0.487
$^{175}\text{Hf}$	343.4	0.84	70 d	0.903
$^{24}\text{Na}$	1368.63	0.99	14.96 h	0.996
$^{92\text{m}}\text{Nb}$	934.46	0.99	10.15 d	0.997

Πίνακας 3.1: Η τιμή του διορθωτικού παράγοντα F, για την ενδοαπορρόφηση

Ο διορθωτικός παράγοντας D αναφέρεται στους πυρήνες οι οποίοι, παρόλο που διεγέρθηκαν κατά την ακτινοβόληση, δεν ανιχνεύτηκε η αποδιέγερσή τους. Αυτό θα μπορούσε να συμβεί, για παράδειγμα, όταν η αποδιέγερση λαμβάνει χώρα κατά το χρονικό διάστημα από το πέρας της ακτινοβόλησης έως την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας.



Για τον υπολογισμό του  $D$ , είναι αναγκαίο να οριστούν οι εξής χρόνοι:

$t_1$ : ο χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι την αρχή της μέτρησης της ενεργότητας (δηλ.  $t_1 = \text{τέλος ακτινοβόλησης} - \text{αρχή μέτρησης}$ ), και

$t_2$ : ο χρόνος που παρήλθε από το πέρας της ακτινοβόλησης μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας (δηλ.  $t_2 = t_1 + \text{διάρκεια μέτρησης}$ )

Έτσι προκύπτει ότι

$$D = e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2} \quad (3.1.3),$$

όπου,  $\lambda$  είναι ο ρυθμός διάσπασης του υπό μελέτη πυρήνα ( $\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}$ ).

Ο διορθωτικός παράγοντας  $f_c$  εκφράζει το ισοζύγιο μεταξύ της παραγωγής και της αποδιέγερσης των πυρήνων  $^{173}\text{Hf}$  (ή  $^{175}\text{Hf}$ ) κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης. Υπολογίζεται από τη σχέση:

$$f_c = \frac{\int_0^{t_B} e^{\lambda t_1} \cdot f(t) \cdot dt}{\int_0^{t_B} f(t) \cdot dt} \cdot e^{-\lambda t_B} \quad (3.1.4),$$

όπου,

$\lambda$ : η σταθερά αποδιέγερσης του πυρήνα  $^{173}\text{Hf}$  (ή  $^{175}\text{Hf}$ )

$f(t)$ : η ροή των νετρονίων της δέσμης συναρτήσει του χρόνου, όπως προκύπτει από τις διακυμάνσεις της δέσμης δευτερίων στο στόχο του τρίτου και καταμετρήθηκε από τον ανιχνευτή  $\text{BF}_3$  ανά 60s.

$t_B$ : η χρονική διάρκεια της ακτινοβόλησης (27.8 h  $\rightarrow$  100200 s)

Τα ολοκληρώματα στην παραπάνω σχέση (3.1.4), υπολογίζονται αριθμητικά, από τα αντίστοιχα αθροίσματα.

### 3.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΝΕΤΡΟΝΙΚΗΣ ΡΟΗΣ ΣΤΟΥΣ ΣΤΟΧΟΥΣ ΑΝΑΦΟΡΑΣ

Η γνώση της νετρονικής ροής που διαπερνά τον στόχο του  $^{nat}\text{Hf}$ , είναι απαραίτητη για στον υπολογισμό της ενεργού διατομής, όπως είναι κατανοητό από τη σχέση (3.1). Για τον σκοπό αυτό, κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, τοποθετήθηκαν εκατέρωθεν του δείγματος δύο στόχοι αναφοράς  $^{27}\text{Al}$  και  $^{93}\text{Nb}$  (τεχνική «σαντουίτς», που παρουσιάστηκε στην ενότητα 1.3.1). Υπολογίζεται λοιπόν πειραματικά η ροή που διαπερνά τον κάθε στόχο αναφοράς ( $\Phi^r$ ) κι έπειτα λαμβάνεται η ροή στο δείγμα ίση με τον μέσο όρο αυτών. Ένας ακόμα τρόπος υπολογισμού της ροής στον στόχο του  $^{nat}\text{Hf}$  είναι μέσω προσομοίωσης MCNP.

Ως αντιδράσεις αναφοράς χρησιμοποιήθηκαν για το  $^{27}\text{Al}$  η  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  και για το  $^{93}\text{Nb}$  η  $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$ , των οποίων η ενεργός διατομή είναι καλά ορισμένη στη βιβλιογραφία και ταυτόχρονα ο χρόνος ημιζωής των παραγόμενων πυρήνων είναι κατάλληλος για την εφαρμογή της μεθόδου της ενεργοποίησης. Στον πίνακα που ακολουθεί φαίνονται οι χρόνοι ημιζωής των παραγόμενων πυρήνων και η ελάχιστη απαιτούμενη ενέργεια για την πραγματοποίηση των αντιδράσεων (ενεργειακό κατώφλι).

Στόχος αναφοράς	Αντίδραση αναφοράς	Παραγόμενος πυρήνας	Χρόνος ημιζωής του παραγόμενου πυρήνα	Ενεργειακό Κατώφλι (MeV)
$^{27}\text{Al}$	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	$^{24}\text{Na}$	14.96 h	6.8
$^{93}\text{Nb}$	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	$^{92m}\text{Nb}$	10.15 d	9.0

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

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

$$\Phi^r = \frac{N_p^r}{N_T^r \cdot \sigma^r} \quad (3.2.1)$$

όπου:

$N_p^r$ : το πλήθος των πυρήνων  $^{24}\text{Na}$  (ή  $^{92m}\text{Nb}$ ) που παράχθηκαν από τη δέσμη

$N_T^r$ : το πλήθος των πυρήνων  $^{27}\text{Al}$  (ή  $^{93}\text{Nb}$ ) του στόχου που ακτινοβολήθηκε

$\sigma^r$ : η τιμή της ενεργού διατομής της αντίδρασης αναφοράς και

$\Phi$ : η συνολική ροή των νετρονίων, που προσέκρουσαν στο στόχο αναφοράς, κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης

- Το πλήθος των πυρήνων που παράγονται μετά από χρόνο ακτινοβόλησης  $t_b$ ,  $N_p^r$ , δίνεται από τη σχέση:

$$N_P^r = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} \quad (3.2.2)$$

όπου:

$N_\gamma$ : ο αριθμός των γεγονότων της κορυφής του  $^{24}\text{Na}$  (1368.63keV) (ή  $^{92\text{m}}\text{Nb}$  (934.46 keV)) στο φάσμα του στόχου αναφοράς κατά τη διάρκεια της μέτρησης, μετά το πέρας της ακτινοβόλησης

$\varepsilon$ : η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή 16% (ή 100%) για την ενέργεια της μετρούμενης ακτίνας-γ  $E_\gamma=1368.63\text{keV}$  (ή  $E_\gamma=934.46\text{keV}$ )

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

$I_\gamma$ : η ένταση της μετρούμενης ακτίνας-γ ( $E_\gamma=1368.63\text{keV} \Rightarrow I_\gamma=100\%$  και  $E_\gamma=934.46\text{keV} \Rightarrow I_\gamma=100\%$ )

$D$ : διορθωτικός παράγοντας για τις αποδιεγέρσεις των παραχθέντων πυρήνων  $^{24}\text{Na}$ (ή  $^{92\text{m}}\text{Nb}$ ), από το πέρας της ακτινοβόλησης, μέχρι το τέλος της μέτρησης της ενεργότητας και

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

- Το πλήθος των πυρήνων  $^{27}\text{Al}$  (ή  $^{93}\text{Nb}$ ) του στόχου που ακτινοβολήθηκε,  $N_T^r$ , προκύπτει μέσω της σχέσης:

$$N_T^r = \frac{m \cdot N_A}{A} \quad (3.2.3)$$

όπου:

$m$ είναι η μάζα του στόχου αναφοράς

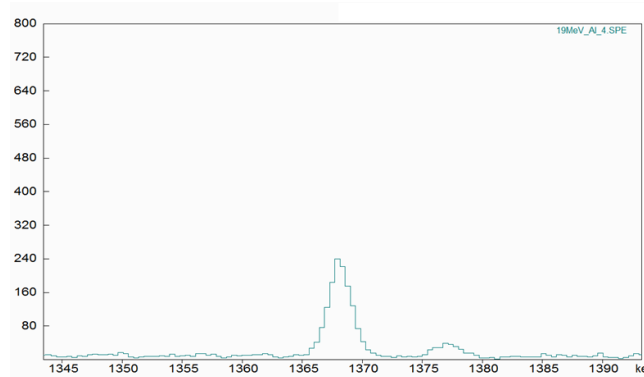
$N_A$ ο αριθμός Avogadro, και

$A$ ο μαζικός αριθμός του πυρήνα από τον οποίο κατασκευάστηκε ο στόχος αναφοράς

Ο εκθέτης "r" στις παραπάνω σχέσεις, δηλώνει ότι πρόκειται για στόχο αναφοράς.

### 3.2.1. Η νετρονική ροή στο ΑΙ4

Κατά την ακτινοβόληση του πυρήνα  $^{27}\text{Al}$  με νετρόνια ενέργειας 18.9 MeV, παράγεται ο πυρήνας  $^{24}\text{Na}$ , ο οποίος στη συνέχεια αποδιεγείρεται με ταυτόχρονη εκπομπή μίας ακτίνας-γ ενέργειας  $E_\gamma=1368.63 \text{ keV}$  με ένταση  $I_\gamma=100\%$ . Στο φάσμα που λαμβάνεται από τον ανιχνευτή γερμανίου σχετικής απόδοσης 16%, μετά το πέρας της ακτινοβόλησης, εμφανίζεται μία κορυφή στην ενέργεια αυτή, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1 που ακολουθεί.



Σχ.3.1: Το φάσμα που λαμβάνεται από τον ανιχνευτή γερμανίου σχετικής απόδοσης 16%. Φαίνεται η κορυφή στα 1368.63 keV μετά την ακτινοβόληση. Η διάρκεια της μέτρησης ήταν 43236 s.

### ΕΥΡΕΣΗ $N_\gamma^T$

Ο αριθμός των γεγονότων  $N_\gamma$  προκύπτει από την ολοκλήρωση της κορυφής που εμφανίζεται στο φάσμα στα 1368.63keV και είναι ίσος με

$$N_\gamma = (1340 \pm 40) \text{ counts} (3.2.1.1)$$

Η απόδοση του ανιχνευτή για την ενέργεια των 1368.63keV υπολογίστηκε μέσω του υπολογιστικού προγράμματος για την ενεργό διατομή (που αναφέρθηκε στην ενότητα 2.5) και βρέθηκε ίση με  $\epsilon = 0.0008 \pm 0.000005$  (3.2.1.2)

Το προαναφερόμενο πρόγραμμα, χρησιμοποιήθηκε έπειτα από προσωπική συνεννόηση με τον ερευνητή του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ», Δρ. Α. Λαγογιάννη.

Ο παράγοντας  $D$  υπολογίζεται σύμφωνα με την σχέση (3.1.3) εφόσον πρώτα υπολογιστούν η σταθερά αποδιέγερσης του  $^{24}\text{Na}$  και οι χρόνοι  $t_1$  και  $t_2$ .

Η σταθερά αποδιέγερσης του  $^{24}\text{Na}$  είναι:

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

$t_1 =$  αρχή μέτρησης – τέλος ακτινοβόλησης

$$=(26.01.2017 \rightarrow 19.41 - 26.01.2017 \rightarrow 19.00)$$

$$=24600 \text{ s}$$

$$t_2 = t_1 + \text{διάρκεια μέτρησης}$$

$$= 24600 + 43236$$

$$= 45696 \text{ s}$$

Έτσι προκύπτει:  $D = 4.13 \cdot 10^{-1}$  (3.2.1.2)

Ο διορθωτικός παράγοντας  $f_c$  υπολογίζεται σύμφωνα με τη σχέση (3.1.4) με την σταθερά αποδιέγερσης του  $^{24}\text{Na}$  και χρόνο μέτρησης  $t_b = 43236 \text{ s}$ . Η τιμή που προέκυψε είναι  $f_c = 0.332$  (3.2.1.3)

Ο παράγοντας της ενδοαπορρόφησης  $F$ , προκύπτει από προσομοίωση MonteCarlo (MCNP), ίσος με

$$F = 0.996 \text{ (3.2.1.4)}$$

Συνεπώς αντικαθιστώντας τα παραπάνω (3.2.1.1, 3.2.1.2, 3.2.1.3, 3.2.1.4) στη σχέση **3.2.2** προκύπτει

$$N_p^r = (6770 \pm 216) 10^3 \text{ πυρήνες}$$

### ΕΥΡΕΣΗ $N_T^r$

Το πλήθος των πυρήνων του  $\text{Al4}$  προσδιορίζεται από τη σχέση **3.3.3** για την μάζα του, που αναγράφεται στον Πίνακα 2.1 και  $A = 27$ , ίσο με  $N_T^r = 4 \cdot 10^{21}$ .

### ΕΥΡΕΣΗ ΤΗΣ $\sigma^r$

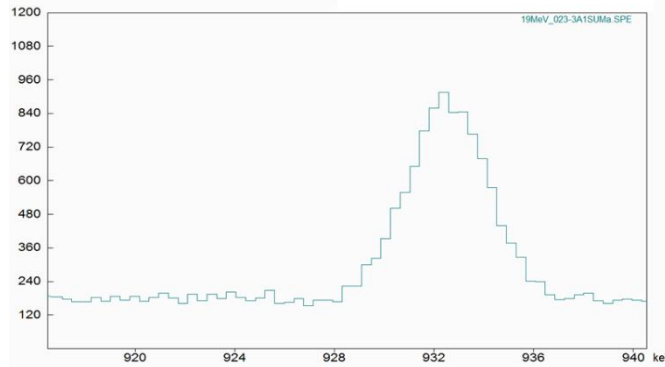
Η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ , λήφθηκε από βιβλιοθήκες δεδομένων στο διαδίκτυο (EvaluatedNuclearDataFileENDF), για δέσμη νετρονίων ενέργειας 18.9 MeV, ίση με

$$\sigma^r = 0.05 \pm 0.0015 \text{ barn}$$

Έτσι τελικά, αντικαθιστώντας όλα τα παραπάνω στη σχέση 3.1.5, προκύπτει η ροή στον στόχο του  $\text{Al4}$  ίση με  $\Phi^r = (2.87 \pm 0.09) \cdot 10^{10}$  (πυρήνες  $\cdot \text{cm}^{-2}$ )

### 3.2.2 Η νετρονική ροή στο Nb1

Κατά την ακτινοβόληση του πυρήνα  $^{93}\text{Nb}$  με νετρόνια ενέργειας 18.9 MeV, παράγεται ο πυρήνας  $^{92\text{m}}\text{Nb}$ , ο οποίος στη συνέχεια αποδιεγείρεται με ταυτόχρονη εκπομπή μίας ακτίνας- $\gamma$  ενέργειας  $E_\gamma=934.46\text{keV}$  με ένταση  $I_\gamma=100\%$ . Στο φάσμα που λαμβάνεται από τον ανιχνευτή γερμανίου σχετικής απόδοσης 100%, μετά το πέρας της ακτινοβόλησης, εμφανίζεται μία κορυφή στην ενέργεια αυτή, όπως φαίνεται στο σχήμα που ακολουθεί.



Σχ.3.2: Το φάσμα που λαμβάνεται από τον ανιχνευτή γερμανίου σχετικής απόδοσης 100%. Φαίνεται η κορυφή στα 934.46 keV μετά την ακτινοβόληση. Η διάρκεια της μέτρησης ήταν 73664 s.

#### ΕΥΡΕΣΗ $N_\gamma^T$

Ο αριθμός των γεγονότων  $N_\gamma$  προκύπτει από την ολοκλήρωση της κορυφής που εμφανίζεται στο φάσμα στα 934.46keV και είναι ίσος με

$$N_\gamma = (6530 \pm 125) \text{ counts} (3.2.2.1)$$

Η απόδοση του ανιχνευτή για την ενέργεια των 934.46keV υπολογίστηκε με τον ίδιο τρόπο που περιγράφηκε παραπάνω για τον στόχο αναφοράς Al4, και βρέθηκε ίση με

$$\epsilon = 0.0057 \pm 0.00004 (3.2.2.2)$$

Ο παράγοντας  $D$  υπολογίζεται σύμφωνα με την σχέση (3.1.3) εφόσον πρώτα υπολογιστούν η σταθερά αποδιέγερσης του  $^{92\text{m}}\text{Nb}$  και οι χρόνοι  $t_1$  και  $t_2$ .

Η σταθερά αποδιέγερσης του  $^{92\text{m}}\text{Nb}$  είναι:

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

$t_1 =$  αρχή μέτρησης – τέλος ακτινοβόληση

$$= (26.01.2017 \rightarrow 19.41 - 26.01.2017 \rightarrow 19.00)$$

$$= 24600 \text{ s}$$

$t_2 = t_1 +$  διάρκεια μέτρησης

$$= 24600 + 73664$$

= 76124s

Έτσι προκύπτει:  $D = 2.46 \cdot 10^{-1}$ (3.2.2.2)

Ο διορθωτικός παράγοντας  $f_c$  υπολογίζεται σύμφωνα με τη σχέση (3.1.4) με την σταθερά αποδιέγερσης του  $^{92m}\text{Nb}$  και χρόνο μέτρησης  $t_B = 73664$  s. Η τιμή που προέκυψε είναι  $f_c = 0.934$  (3.2.2.3)

Ο παράγοντας της ενδοαπορρόφησης  $F$ , προκύπτει μέσω προσομοίωσης, ίσος με  $F = 0.997$ (3.2.2.4)

Συνεπώς αντικαθιστώντας τα παραπάνω (3.2.2.1, 3.2.2.2, 3.2.2.3, 3.2.2.4) στη σχέση **3.3.2** προκύπτει

$$N_p^r = (21100 \pm 400) 10^3 \text{ πυρήνες}$$

### ΕΥΡΕΣΗ $N_T^r$

Το πλήθος των πυρήνων του Nb1 προσδιορίζεται από τη σχέση **3.3.3** για την μάζα του, που αναγράφεται στον Πίνακα 3.1 και  $A = 93$ , ίσο με  $N_T^r = 1.94 \cdot 10^{21}$  πυρήνες.

### ΕΥΡΕΣΗ ΤΗΣ $\sigma^r$

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$ , λήφθηκε από βιβλιοθήκες δεδομένων στο διαδίκτυο (EvaluatedNuclearDataFileENDF), για δέσμη νετρονίων ενέργειας 18.9 MeV, ίση με

$$\sigma^r = (1.27 \pm 0.03) \text{ barn}$$

Έτσι τελικά, αντικαθιστώντας τα παραπάνω στη σχέση 3.1.5, προκύπτει η ροή στον στόχο του Al4 ίση με

$$\Phi^r = (3.02 \pm 0.11) \cdot 10^{10} (\text{πυρήνες} \cdot \text{cm}^{-2})$$

### 3.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΡΟΗΣ ΣΤΟ ΣΤΟΧΟ $^{nat}\text{Hf}$

Έχει ήδη αναφερθεί στις προηγούμενες παραγράφους ότι η ροή που προσπίπτει στο δείγμα, υπολογίζεται ως ο μέσος όρος των ροών που διαπερνά τα φύλλα αναφοράς που βρίσκονται εκατέρωθεν αυτού. Έτσι λοιπόν προκύπτει

$$\Phi = \frac{\Phi^r(\text{Al4}) + \Phi^r(\text{Nb1})}{2} = (2.95 \pm 0.07) \cdot 10^{10} (\text{πυρήνες} \cdot \text{cm}^{-2})$$

Η αντίστοιχη τιμή που προέκυψε από την προσομοίωση μέσω του προγράμματος MCNP είναι  $\Phi_{\text{MCNP}} = 2.86 \cdot 10^{10}$  (πυρήνες  $\cdot \text{cm}^{-2}$ ), άρα η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα έδωσε αρκετά ικανοποιητικά αποτελέσματα.

### 3.4 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΟΥ ΔΙΑΤΟΜΗΣ ΤΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$

Ο υπολογισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ , όπως αναφέρθηκε στο πρώτο κεφάλαιο, με τη μέθοδο της ενεργοποίησης, γίνεται μέσω της μελέτης-μέτρησης της αποδιέγερσης των πυρήνων  $^{175}\text{Hf}$  που δημιουργήθηκαν κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης του στόχου  $^{nat}\text{Hf}$  με νετρόνια ενέργειας 18.9 MeV.

Ο πυρήνας  $^{175}\text{Hf}$  κατά την αποδιέγερσή του, εκπέμπει αρκετές ακτίνες-γ με εντάσεις μικρότερες του 2% και μόνο μία, την  $E_\gamma=343.4\text{keV}$  με ένταση 84%.

Κατά την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων για το ισότοπο  $^{176}\text{Hf}$  χρησιμοποιήθηκαν τρία φάσματα (φάσμα 1, φάσμα 2, φάσμα 3) και υπολογίστηκαν τρεις τιμές για την ενεργό διατομή ( $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ). Επίσης έγινε διόρθωση του αριθμού των καταγεγραμμένων γεγονότων που προκύπτουν από το φάσμα, λόγω της «μόλυνσης» που προκαλεί η αντίδραση  $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$ . Η διόρθωση αυτή, περιγράφεται αναλυτικά στην επόμενη παράγραφο. Ως τελικό αποτέλεσμα της ενεργού διατομής λήφθηκε ο «ζυγισμένος» μέσος όρος των τριών προκύπτουσων τιμών.

Παρακάτω παρουσιάζονται όλοι οι υπολογισμοί που έλαβαν χώρα για το κάθε φάσμα χωριστά.

- Ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων υπολογίστηκε από την ολοκλήρωση της κορυφής του φάσματος με ενέργεια 343.4keV και είναι:

Φασμα	$N_\gamma$ (πυρήνες)	$N_\gamma$ (πυρήνες) με τη διόρθωση λόγω της $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$
1	1750±110	513±190
2	1200±100	372±164
3	1700±140	491±204

- Η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή στην ενέργεια των 343.4 keV προκύπτει:  $\epsilon=0.006\pm 0.008$  και είναι κοινή στην ανάλυση και των τριών φασμάτων.
- Ο διορθωτικός παράγοντας  $F_\gamma$  για την ενδοαπορρόφηση στα υλικά του στόχου και την εκτεταμένη γεωμετρία της μέτρησης είναι  $F=0.925$ .
- Η ένταση της ακτίνας-γ που μετριέται είναι  $I_\gamma=84\%$
- Ο παράγοντας  $D$  υπολογίστηκε από τη σχέση (3.1.3),

Φασμα	D
1	0.0147
2	0.0099
3	0.0143

εφόσον όμως προηγήθηκαν οι εξής υπολογισμοί:

- η σταθερά διάσπασης του ισότοπου  $^{175}\text{Hf}$  είναι ίση με:



$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \frac{0.693}{70d} = \frac{0.693}{6048000s} = 1.146 \cdot 10^{-7} s^{-1}$$

ii.  $t_1 =$  αρχή μέτρησης – τέλος ακτινοβόλησης

Φάσμα	$t_1$ (s)
1	8940
2	160740
3	254304

iii.  $t_2 = t_1 +$  διάρκεια μέτρησης

Φάσμα	$t_2$ (s)
1	138540
2	248844
3	3839904

- Ο παράγοντας  $f_c$  υπολογίστηκε ακριβώς όπως στις προηγούμενες ενότητες και για την ίδια, προφανώς, διάρκεια ακτινοβόλησης  $t_B = 100200 s$ :  $f_c = 0.099$ .
- Το πλήθος των παραγόμενων πυρήνων  $N_p$  του  $^{175}\text{Hf}$ , υπολογίζεται και πάλι σύμφωνα με τη σχέση (3.1.1), αλλά είναι απαραίτητο να γίνει μία διόρθωση αυτής της τιμής.

Ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε αποτελείται από φυσικό Χάφνιο, που σημαίνει ότι βρίσκονται μέσα σε αυτόν όλα τα φυσικά ισότοπα του. Το  $^{177}\text{Hf}$ , όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή, αποτελεί ένα από τα σταθερά ισότοπα του  $^{\text{nat}}\text{Hf}$  και μάλιστα με μεγάλη σχετική αφθονία (18.6%, ενώ το  $^{176}\text{Hf}$  έχει σχετική αφθονία 5.2%).

Την ίδια στιγμή, για ενέργεια νετρονίων ίση με 18.9 MeV είναι «ανοιχτό» το κανάλι της αντίδρασης  $(n,3n)$  του  $^{177}\text{Hf}$ , η οποία παράγει τον πυρήνα  $^{175}\text{Hf}$ . Αυτό σημαίνει ότι ο αριθμός των γεγονότων που καταγράφονται στο φάσμα, προκύπτει από το άθροισμα των γεγονότων των δύο αντιδράσεων  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  και  $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$ . Η διαδικασία που ακολουθήθηκε γι' αυτήν τη διόρθωση περιγράφεται αναλυτικά στην αμέσως επόμενη παράγραφο, ενώ στον πίνακα που ακολουθεί αναγράφονται οι αντίστοιχες τιμές.

Φασμα	$N_p$ (πυρήνες· $10^5$ )	$N_p$ (πυρήνες· $10^5$ ) με τη διόρθωση λόγω της $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$
1	247±16	73±27
2	253±22	79±34
3	24±19	71±30

- Το πλήθος των πυρήνων  $N_T$  του  $^{176}\text{Hf}$  που ακτινοβολήθηκαν προκύπτει από τη σχέση (3.1.2), αντικαθιστώντας  $m = (0.9609 \pm 0.001)g$ ,  $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$ ,  $\text{Abundance}(^{176}\text{Hf}) = 0.05206$  και στον παρονομαστή το μέσο μοριακό βάρος του στόχου ίσο με 178.54. Έτσι είναι:  $N_T = 1.69 \cdot 10^{20}$  πυρήνες.

- Η ροή της νετρονικής δέσμης που προσπίπτει στο στόχο του  $^{nat}\text{Hf}$ , όπως υπολογίστηκε στην προηγούμενη ενότητα είναι ίση με  $\Phi = (2.95 \pm 0.07) \cdot 10^{10}$  (πυρήνες  $\cdot \text{cm}^{-2}$ ) και είναι προφανώς κοινή και στα τρία φάσματα που αναλύθηκαν.
- Οι τιμές της ενεργού διατομής προέκυψαν σύμφωνα με τη σχέση (3.1) ίσες με:

Φάσμα	$\sigma$ (barn)	$\sigma$ (barn) με τη διόρθωση λόγω της $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$
1	$4.97 \pm 0.32$	$1.46 \pm 0.31$
2	$5.09 \pm 0.44$	$1.58 \pm 0.44$
3	$4.97 \pm 0.40$	$1.44 \pm 0.39$

Τελικά η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ , για ενέργεια νετρονικής δέσμης 18.9 MeV προκύπτει ίση με

$$\sigma = 1.48 \pm 0.35 \text{ barn}$$

**3.4.1 Διόρθωση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  λόγω της  $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$**   
 Η διαδικασία που ακολουθήθηκε περιγράφεται σύντομα στα παρακάτω βήματα:

**Βήμα 1:** Εύρεση της τιμής της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$  από την βιβλιογραφία, μιας και υπάρχουν αρκετές μέτρησης.

Σύμφωνα με την εφαρμογή που διαθέτει η ENDF για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής, στην επιθυμητή ενέργεια νετρονίων ( $E_n=18.9$ ), αυτή προκύπτει ίση με 1.014 barn. Για να αποφευχθεί τυχόν υπερεκτίμηση της παραπάνω τιμής, υπολογίστηκε και μέσω του κώδικα "EMPIRE", που στηρίζεται στο πυρηνικό πρότυπο Hauser-Feshbach, η οποία προέκυψε 1.017 barn.

**Βήμα 2:** Υπολογισμός του πλήθους των πυρήνων του  $^{177}\text{Hf}$  που ακτινοβολήθηκαν προκύπτει από τη σχέση (3.1.2), αντικαθιστώντας  $m=(0.9609\pm 0.001)\text{g}$ ,  $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$ ,  $\text{Abundance}(^{177}\text{Hf})=0.18606$  και στον παρονομαστή το μέσο μοριακό βάρος του στόχου ίσο με 178.54.

Έτσι είναι:

$$N_T = 6.03 \cdot 10^{20} \text{ πυρήνες}$$

**Βήμα 3:** Υπολογισμός του πλήθους των παραγόμενων πυρήνων του  $^{175}\text{Hf}$ , από την  $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$ , σύμφωνα με τη σχέση (3.1.1), με δεδομένη την ενεργό διατομή ( $\sigma=1.014\text{barn}$ ), τη ροή και το  $N_T$ . Συνεπώς θα είναι:

Φάσμα	$N_\gamma$ (πυρήνες)
1	1240±110
2	800±100
3	1210±140

Είναι προφανές ότι για να διορθωθεί η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ , θα πρέπει να αφαιρεθούν τα γεγονότα που προκύπτουν από την αντίδραση  $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$ , από αυτά που καταγράφονται στο φάσμα.

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να σημειωθεί ότι, σε αυτή τη μέτρηση, θεωρήθηκε αμελητέα η συνεισφορά της παρασιτικής αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,\gamma)^{175}\text{Hf}$  στα γεγονότα που καταγράφονται. Ο λόγος είναι ότι η ενεργός διατομή αυτής, για την ενέργεια των νετρονικής δέσμης που παράχθηκε στο συγκεκριμένο πείραμα ( $18.9 \pm 0.2\text{MeV}$ ), είναι πλέον πολύ μικρή.

### 3.5 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΟΥ ΔΙΑΤΟΜΗΣ ΤΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$

Ο υπολογισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ , με τη μέθοδο της ενεργοποίησης, γίνεται μέσω της μέτρησης της αποδιέγερσης των πυρήνων  $^{173}\text{Hf}$  που δημιουργήθηκαν κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης του στόχου  $^{174}\text{Hf}$  με νετρόνια ενέργειας **18.9 MeV**.

Οι ακτίνες-γ, μέσω των οποίων γίνεται η μελέτη της αποδιέγερσης του  $^{173}\text{Hf}$ , είναι η  $E_\gamma=123.67$  keV με ένταση  $I_\gamma=83\%$  και η  $E_\gamma=296.97$  keV με ένταση  $I_\gamma=33.9\%$ .

Επειδή ο χρόνος ημιζωής του ισότοπου  $^{173}\text{Hf}$  είναι 23.6h, κρίθηκε σωστό να χρησιμοποιηθεί μόνο το «φάσμα 1», με χρόνο μέτρησης 36 h. Στα επόμενα φάσματα οι κορυφές ήταν αρκετά δύσκολο έως αδύνατο να αναλυθούν.

Ως τελικό αποτέλεσμα της ενεργού διατομής λήφθηκε ο «ζυγισμένος» μέσος όρος των δύο προκυπτουσών τιμών.

Παρακάτω παρουσιάζονται όλοι οι υπολογισμοί που έλαβαν χώρα, όπως ακριβώς στην προηγούμενη ενότητα.

- Ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων υπολογίστηκε από την ολοκλήρωση της κορυφής του φάσματος (Φάσμα 1) με ενέργεια 343.4keV και είναι:

$E_\gamma$ (keV)	$N_\gamma$ (πυρήνες)
123.67	300±120
296.97	180±70

- Η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή προκύπτει για την κάθε ενέργεια ακτίνας-γ:

$E_\gamma$ (keV)	$\epsilon$
123.67	0.0090±0.0002
296.97	0.006±0.00006

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

$E_\gamma$ (keV)	$F$
123.67	0.487
296.97	0.903

- Η ένταση της κάθε ακτίνας-γ που μετρείται είναι:

$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma(\%)$
123.67	83
296.97	33.9

- Ο παράγοντας D υπολογίστηκε από τη σχέση (3.1.3), εφόσον όμως προηγήθηκαν οι εξής υπολογισμοί:
  - iv. η σταθερά διάσπασης του ισότοπου  $^{173}\text{Hf}$  είναι ίση με:
 
$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \frac{0.693}{23.6h} = \frac{0.693}{84960s} = 1.159 \cdot 10^{-6} \text{s}^{-1}$$
  - v.  $t_1 =$  αρχή μέτρησης – τέλος ακτινοβόλησης = 8940 s
  - vi.  $t_2 = t_1 +$  διάρκεια μέτρησης = 138540 s
- Ο παράγοντας  $f_c$  υπολογίστηκε με τον ίδιο τρόπο που ακολουθήθηκε και προηγουμένως (ενότητα 3.4) και για την ίδια, προφανώς, διάρκεια ακτινοβόλησης  $t_B = 100200$  s:

$E_\gamma$ (keV)	$f_c$
123.67	0.689
296.97	0.689

- Το πλήθος των παραγόμενων πυρήνων  $N_P$  του  $^{175}\text{Hf}$  σύμφωνα με τη σχέση (3.1.1) είναι:

$E_\gamma$ (keV)	$N_P$ (πυρήνες $10^2$ )
123.67	1950±783
296.97	2040±794

- Το πλήθος των πυρήνων  $N_T$  του  $^{174}\text{Hf}$  που ακτινοβολήθηκαν προκύπτει από τη σχέση (3.1.2), αντικαθιστώντας  $m = (0.9609 \pm 0.001) \text{g}$ ,  $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$ ,  $\text{Abundance}(^{174}\text{Hf}) = 0.0016$  και στον παρονομαστή το μέσο μοριακό βάρος του στόχου ίσο με 178.54. Έτσι είναι:  $N_T = 5.25 \cdot 10^{18}$  πυρήνες
- Η ροή της νετρονικής δέσμης που προσπίπτει στο στόχο του  $^{nat}\text{Hf}$ , όπως υπολογίστηκε στην προηγούμενη ενότητα είναι ίση με  $\Phi = 2.95 \cdot 10^{10} \pm 5.11 \cdot 10^8$  (πυρήνες  $\cdot \text{cm}^{-2}$ )
- Οι τιμές της ενεργού διατομής προέκυψαν σύμφωνα με τη σχέση (3.1) ίσες με:

$E_\gamma$ (keV)	$\sigma$ (barn)
123.67	1.26±0.50
296.97	1.32±0.51

Τελικά η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ , για ενέργεια νετρονικής δέσμης 18.9 MeV προκύπτει

$$\sigma = 1.29 \pm 0.36 \text{ barn}$$

### 3.5.1 Διορθώσεις για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$

Σε ότι αφορά τον υπολογισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ , μέσω της ενέργειας των 296.97 keV, δεν χρειάζεται καμία απολύτως διόρθωση. Πρόκειται για μία «καθαρή» κορυφή στο φάσμα.

Χρειάστηκε μόνο μία διόρθωση στην τιμή της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή γερμανίου, που χρησιμοποιήθηκε, στην ενέργεια των 123.67keV. Αυτό ήταν αναγκαίο, καθώς η κορυφή του φάσματος της σημειακής πηγής του  $^{152}\text{Eu}$ , από το οποίο υπολογίστηκε η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή, στα 121.79 keVείναι μολυσμένη. Σε αυτήν αντιστοιχούν γεγονότα τόσο από την αποδιέγερση του  $^{152}\text{Eu}$  (που είναι τα χρήσιμα), όσο και από την αποδιέγερση του  $^{154}\text{Eu}$ . Ο προσδιορισμός των «παρασιτικών» γεγονότων γίνεται ως εξής:

Καταρχήν υπολογίστηκε ο λόγος του  $^{154}\text{Eu}$  προς το  $^{152}\text{Eu}$ , μέσω της ανάλυσης των κορυφών του φάσματος στις ενέργειες των 247.92 keV ( $I_\gamma= 6.95\%$ ) και 244.67 keV ( $I_\gamma= 7.58\%$ ) και των αντίστοιχων εντάσεων. Έτσι προέκυψε

$$\frac{N_\gamma(247)/I_\gamma(247)}{N_\gamma(244)/I_\gamma(244)}=0.029176\sim 0.029$$

Ο λόγος αυτός προφανώς θα είναι ίσος με τον λόγο  $\frac{N_\gamma(123)/I_\gamma(123)}{N_\gamma(121)/I_\gamma(121)} = 0.029$ , στον οποίο είναι άγνωστοι οι  $N_\gamma(123)$  και  $N_\gamma(121)$ .

Επίσης, από την ολοκλήρωση της κορυφής του φάσματος στα 121.79 keV προκύπτει το άθροισμα των παραπάνω αγνώστων  $N_\gamma(123) + N_\gamma(121)= 547000$ .

Από τη λύση του συστήματος αυτών των δύο εξισώσεων προσδιορίστηκε τελικά ο αριθμός των αναμενόμενων γεγονότων από την αποδιέγερση του  $^{153}\text{Eu}$ , ίσος με

$$N_\gamma(121) = 433164 \pm 658 \text{ πυρήνες.}$$

Τέλος αφαιρούνται οι πυρήνες αυτοί από τα καταγεγραμμένα γεγονότα στο φάσμα κι έτσι η διορθωμένη τιμή του πλήθους των πυρήνων του  $^{152}\text{Eu}$  που αποδιεγέρθηκαν είναι  $N_\gamma= 510819 \pm 800$  πυρήνες. Έτσι υπολογίζεται με μεγαλύτερη ακρίβεια η απόδοση του ανιχνευτή στις κοντινές ενέργειες.

### 3.6 ΕΚΤΙΜΗΣΗ ΣΦΑΛΜΑΤΩΝ

Η πειραματική τιμή της ενεργού διατομής, τόσο της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  όσο και της  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  προέκυψε από την σχέση (3.1). Συνεπώς, στην εκτίμηση του συνολικού σφάλματος, συμπεριλαμβάνονται τα σφάλματα όλων των μεταβλητών που υπεισέρχονται σε αυτή. Δηλαδή, το σφάλμα της τιμής του πλήθους των παραγόμενων πυρήνων  $^{173}\text{Hf}$  (ή  $^{175}\text{Hf}$ ) κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης,  $\delta N_p$ , του πλήθους των πυρήνων  $^{174}\text{Hf}$  (ή  $^{176}\text{Hf}$ ) που ακτινοβολήθηκαν,  $\delta N_T$ , και της ροής της νετρονικής δέσμης που προσπίπτει στο δείγμα,  $\delta \Phi$ .

Ο παράγοντας  $N_T$ , υπολογίζεται από τη σχέση 3.1.2, στην οποία η μόνη μεταβλητή που περιέχει αβεβαιότητα είναι η μάζα, λόγω της μέτρησής της ( $\delta m=0.001\text{g}$ ). Έτσι το σφάλμα του  $N_T$ , που θεωρείται ίσο με την αβεβαιότητα αυτή (~1%), είναι ελάχιστο και συνεπώς σχεδόν επουσιώδες για την ενεργό διατομή.

Ο παράγοντας  $N_p$ , προκύπτει από τη σχέση 3.1.1, η οποία είναι μία συνάρτηση των  $N_\gamma$ ,  $\varepsilon$ ,  $F$ ,  $I_\gamma$ ,  $D$  και  $f_c$ . Σε αυτήν περιέχονται οι αβεβαιότητες  $\delta N_\gamma$  και  $\delta \varepsilon$ . Το  $\delta N_\gamma$  είναι το στατιστικό σφάλμα της αναλυόμενης φωτοκορυφής (~30-40%) και το  $\delta \varepsilon$  το σφάλμα της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή γερμανίου που χρησιμοποιείται για την ανάλυση του κάθε στόχου. Το τελευταίο δίνεται απευθείας από το πρόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της απόλυτης ανιχνευτικής απόδοσης για την κάθε ενέργεια  $E_\gamma$  και είναι της τάξεως του 3%.

Το σφάλμα στην ροή των νετρονίων, εφόσον αυτή βρέθηκε μέσω των στόχων αναφοράς (σχέση 3.2.1), εμπεριέχει τα αντίστοιχα  $\delta N_p^r$ ,  $\delta N_T^r$  και  $\delta \varepsilon$ . Σε ό,τι αφορά το  $\delta \varepsilon$ , είναι σημαντικό να αναφερθεί, ότι οι ακτίνες- $\gamma$  που αναλύθηκαν για τον προσδιορισμό της ροής, βρίσκονται στην γραμμική περιοχή απόδοσης ενός ανιχνευτή γερμανίου συναρτήσει της ενέργειας ( $E_\gamma > 350 \text{ keV}$ ) ενώ η τοποθέτηση των στόχων σε απόσταση 10 cm από τον κάθε ανιχνευτή, καθιστά αμελητέο το φαινόμενο της άθροισης ακτίνων- $\gamma$  από σύμπτωση (summing). Στις ενεργές διατομές των αντιδράσεων αναφοράς υπολογίστηκε σφάλμα 3%.

Το συνολικό σφάλμα που τελικά προκύπτει στην πειραματική μέτρηση της ενεργού διατομής και των δύο ισοτόπων, είναι της τάξεως του 30%. Αυτό οφείλεται στην χαμηλή στατιστική, η οποία είναι αποτέλεσμα της χαμηλής ροής της νετρονικής δέσμης που προκύπτει από την αντίδραση D-Ταλλά και στην μικρή σχετική αφθονία των υπό μελέτη ισοτόπων ( $^{174}\text{Hf} \rightarrow 0.2\%$   $^{176}\text{Hf} \rightarrow 5\%$ ). Επίσης είναι μικρότερο από το στατιστικό σφάλμα εφόσον η τελική τιμή της ενεργού διατομής προέκυψε ως ο σταθμισμένος μέσος όρος, και για τις δύο αντιδράσεις.

# ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ ΤΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ και $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ ΜΕ ΤΗ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ «EMPIRE»

Ξεκινώντας από το γεγονός ότι τα δύο ισότοπα  $^{174,176}\text{Hf}$  διαφέρουν μεταξύ τους μόνο κατά ένα ζεύγος νετρονίων, έγινε μια προσπάθεια να βρεθεί ένας κατάλληλος συνδυασμός πυρηνικών παραμέτρων, ώστε να αναπαράγονται θεωρητικά με κοινή προτυποποίηση τα πειραματικά δεδομένα των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  και  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ , εντός αβεβαιοτήτων. Οι πυρηνικές παράμετροι που εξετάστηκαν είναι το οπτικό δυναμικό των νετρονίων και των πρωτονίων, η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων και η συνεισφορά των αντιδράσεων προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα. Εξετάστηκε επιπλέον και η δομή των δύο ισωτόπων όπως και η παραμόρφωση αυτών.

## 4.1 ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΕΙΣΑΓΩΓΗ

### 4.1.1 ΟΠΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΕΛΑΣΤΙΚΗΣ ΣΚΕΔΑΣΗΣ (OPTICAL MODEL FOR ELASTIC SCATTERING)

Το οπτικό μοντέλο για την ελαστική σκέδαση, προσομοιώνει την ελαστική σκέδαση μεταξύ των πυρήνων με την σκέδαση του φωτός πάνω σε μία τέλεια απορροφητική σφαίρα. Η διαφορά είναι ότι ο πυρήνας είναι ισχυρό αλλά όχι τέλει απορροφητικό μέσο, όπως η σφαίρα.

Η κβαντομηχανική έκφραση του μοντέλου προκύπτει από τη λύση της εξίσωσης Schrödinger για το οπτικό δυναμικό.

Το δυναμικό αυτό, μπορεί να θεωρηθεί ομοιόμορφο στην περιοχή αλληλεπίδρασης και η γενική του μορφή είναι:

$$U(r) = V(r) + iW(r)$$

όπου το πραγματικό κομμάτι ( $V(r)$ ) περιγράφει την ελαστική σκέδαση και το φανταστικό ( $W(r)$ ) την απορρόφηση.

Τόσο το πραγματικό, όσο και το φανταστικό μέρος του οπτικού δυναμικού, θεωρούνται σφαιρικά συμμετρικά «Woods-Saxon» δυναμικά, δηλαδή έχουν τη μορφή:

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left[\frac{(r-R_V)}{a_V}\right]}$$

όπου:

- $V_0$  είναι το βάθος του δυναμικού
- $R_V$  η ακτινική παράμετρος ( $R_V = r_V A_t^{1/3}$  με  $A_t$  η μάζα του πυρήνα-στόχου) και
- $a_V$  η παράμετρος διάχυσης (diffuseness parameter).

Το μοντέλο αυτό επεκτείνεται ικανοποιητικά και στις περιπτώσεις που το δυναμικό απορρόφησης έχει επιπλέον όρους, όπως όρους επιφάνειας και όρους Coulomb.



#### 4.1.2 ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗ ΘΕΩΡΙΑ HAUSER-FESHBACH

Η θεωρία Hauser-Feshbach, αποτελεί ένα από τα κβαντομηχανικά στατιστικά μοντέλα, που περιγράφουν τις πυρηνικές αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα (compound nucleus reactions). Η αποδοχή, ότι η εκπομπή των νουκλεονίων από τον διεγερμένο σύνθετο πυρήνα έχει κοινά χαρακτηριστικά με την εξάτμιση των μορίων από την επιφάνεια ενός υγρού (fusion/evaporation), αποτελεί θεμέλιο λίθο της θεωρίας αυτής.

Η υπόθεση της ανεξαρτησίας του Bohr\* (Bohr independence hypothesis), ενσωματώνεται στη θεωρία Hauser-Feshbach και μάλιστα διευρυμένη. Ο υπολογισμός της ενεργού διατομής γίνεται, συναρτήσει του συντελεστή διέλευσης (transmission coefficient), κάθε πιθανού καναλιού εξόδου.

Συγκεκριμένα, η ενεργός διατομή μιας αντίδρασης  $(\mathbf{a}, \mathbf{b})$ , όπου με  $\mathbf{a}$  συμβολίζεται το κανάλι εισόδου και με  $\mathbf{b}$  το κανάλι εξόδου, δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma_{ab}(E) = \sum_{J\pi} \sigma_a^{CN}(E, J\pi) \cdot P_b(E, J\pi)$$

όπου:

- $\sigma_a^{CN}(E, J\pi)$  είναι η ενεργός διατομή της αντίδρασης σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα και
- $P_b(E, J\pi) = \frac{T_b(E, J\pi)}{\sum_c T_c(E, J\pi)}$

είναι η πιθανότητα διάσπασης του σύνθετου πυρήνα, με ενέργεια διέγερσης  $E_x$ , μέσω του καναλιού  $\mathbf{b}$ , συναρτήσει των συντελεστών διέλευσης (transmission coefficients) των αντίστοιχων καναλιών αποδιέγερσης, όπως αυτοί υπολογίζονται από τη λύση της εξίσωσης του Schrödinger με βάση το Οπτικό δυναμικό

Σύμφωνα με τη θεωρία Hauser-Feshbach είναι δυνατή η περιγραφή της αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα όταν αυτή συμβαίνει στην περιοχή των διακριτών ενεργειακών σταθμών (direct emission), αλλά και στην περιοχή του συνεχούς των ενεργειακών σταθμών (multistep emission), καθώς λαμβάνεται υπόψη η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων που αντιστοιχεί στην συγκεκριμένη ενέργεια διέγερσης.

Η περιοχή των συνεχών επικαλύψεων των ενεργειακών σταθμών (overlapping stage), εμφανίζεται κυρίως στους μέσους και βαρείς πυρήνες, από μία ενέργεια και μετά. Στις περιπτώσεις αυτές, είναι συχνό φαινόμενο, η εκπομπή περισσότερων του ενός σωματιδίων κατά την αποδιέγερση, με ταυτόχρονη εκπομπή ακτίνων-γ.

\*Υπόθεση ανεξαρτησίας του Bohr (Bohr independence hypothesis): Μετά τον σχηματισμό του σύνθετου πυρήνα, η επιλογή του μηχανισμού με τον οποίο το σύστημα θα επιστρέψει στη βασική κατάσταση, είτε μέσω εκπομπής ακτινοβολίας είτε μέσω εκπομπής σωματιδίου, είναι ανεξάρτητη από τον μηχανισμό δημιουργίας του σύνθετου πυρήνα

#### 4.1.3 ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ

Η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων αποτελεί χαρακτηριστική ιδιότητα του κάθε πυρήνα και ορίζεται για μία συγκεκριμένη ενέργεια διέγερσης, ως ο αριθμός των ενεργειακών σταθμών ( $dN$ ) ανά μονάδα ενέργειας ( $dE$ ).

$$\rho(E) = \frac{dN}{dE}$$

Με άλλα λόγια, μπορεί να οριστεί, ως το σύνολο των διαφορετικών τρόπων με τους οποίους είναι δυνατόν να τοποθετηθεί ένα νουκλεόνιο στην στάθμη της ενέργειας διέγερσης  $E$  και ενεργειακού εύρους  $dE$ . Η τιμή της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων αυξάνεται απότομα με την αύξηση της ενέργειας διέγερσης του πυρήνα.

Τα φαινομενολογικά μοντέλα [Kon., (2012)] που έχουν προταθεί για την περιγραφή της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων είναι ονομαστικά τα εξής:

- i. Το μοντέλο Fermi-Gas
- ii. Το μοντέλο σταθερής θερμοκρασίας (Constanttemperaturemodel)
- iii. Το μοντέλο Gilbert-Cameron (GCM) και
- iv. ToGeneralizedSuperfluidModel (GSM)

Τέλος, καλή αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων δίνουν και τα μικροσκοπικά μοντέλα περιγραφής της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, όπως αυτό των Hartee-Fock-Bogoliubov (HFBM). Η ιδιαιτερότητα των μικροσκοπικών μοντέλων είναι ότι λαμβάνουν υπόψιν τα ενεργειακά διαγράμματα αποδιέγερσης του κάθε σωματιδίου ξεχωριστά.

#### 4.1.4 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΑΠΟΔΙΕΓΕΡΣΗΣ ΤΟΥ ΣΥΝΘΕΤΟΥ ΠΥΡΗΝΑ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΟΥ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΣΤΑΘΜΩΝ

Όταν η ενέργεια του διεγερμένου σύνθετου πυρήνα είναι αρκετά μεγάλη ώστε να ανήκει στην περιοχή όπου οι ενεργειακές στάθμες είναι δύσκολο να διαχωριστούν, κατά την αποδιέγερσή του, λαμβάνουν χώρα μηχανισμοί προΐσορροπίας που δρουν ανταγωνιστικά. Σε αυτές τις περιπτώσεις, η εκπομπή των σωματιδίων από τον σύνθετο πυρήνα, με ή χωρίς εκπομπή ακτίνων- $\gamma$ , γίνεται προτού να επέλθει θερμοδυναμική ισορροπία.

Αυτοί είναι ονομαστικά, ο μηχανισμός multistepdirect, και ο multistepcompound.

Στην παρούσα εργασία του θεωρητικού υπολογισμού των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  και  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  έχει μελετηθεί αναλυτικά η συνεισφορά των παραπάνω μηχανισμών.

#### 4.1.5 ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΟΝ ΚΩΔΙΚΑ EMPIRE

Ο κώδικας EMPIRE [Herm, 2007] προσφέρει την δυνατότητα θεωρητικής μελέτης των πυρηνικών αντιδράσεων μέσω της θεωρίας Hauser-Feshbach για την αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα. Αποτελείται από έναν αριθμό κωδικών FORTRAN και από βιβλιοθήκες παραμέτρων εισόδου, ενώ διαθέτει και υποβοηθητική βιβλιοθήκη πειραματικών δεδομένων (EXFOR / CSISRS).

Το αρχείο που λαμβάνει ως είσοδο περιέχει

- i. πληροφορίες για την αντίδραση του σύνθετου πυρήνα, όπως τον πυρήνα-στόχο και το σωματίο της δέσμης.
- ii. στοιχεία που χρειάζονται για την εφαρμογή της θεωρίας Hauser-Feshbach, όπως το μοντέλο με το οποίο περιγράφεται η πυκνότητα των ενεργειακών σταθμών του σύνθετου πυρήνα
- iii. τον ορισμό ενός οπτικού δυναμικού για τα νετρόνια, τα πρωτόνια κλπ, και
- iv. τον ορισμό της επιθυμητής συνεισφοράς των μοντέλων προΐσσορροπίας.

Η ολική ενεργός διατομή της αντίδρασης, η ελαστική ενεργός διατομή, η συνεισφορά των ελαστικών και ανελαστικών καναλιών αλλά και η ενεργός διατομή για διακριτές μεταπτώσεις  $\gamma$ , είναι μερικές μόνο από την πληθώρα πληροφοριών που μπορεί να δώσει το αρχείο εξόδου του κώδικα.

Στην θεωρητική μελέτη που έγινε στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, το ζητούμενο ήταν αποκλειστικά ο υπολογισμός της ενεργού διατομής των αντιδράσεων.

## 4.2 ΘΕΩΡΗΤΙΚΟΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ

Παρακάτω παρατίθεται ένα αρχείο εισόδου όπως χρησιμοποιήθηκε στους παρόντες υπολογισμούς.

```
9.000          ;INCIDENT ENERGY (IN LAB)
174.  72.      ;TARGET  A , Z
  1.   0.      ;PROJECTILE A, Z
3       ;NUMBER OF NEUTRONS TO BE EMITTED
1       ;NUMBER OF PROTONS  TO BE EMITTED
0       ;NUMBER OF ALPHAS   TO BE EMITTED
0       ;NUMBER OF DEUTERONS TO BE EMITTED
0       ;NUMBER OF TRITONS  TO BE EMITTED
0       ;NUMBER OF He-3     TO BE EMITTED
0 0. 0.      ; reserved
IOUT     3.
LEVDEN   3.          EMPIRE NLD (EGSM RIPL-3) as default
NEX      080.       Number of points in the outgoing energy
grid
HRTW     3.          Width fluctuations considered up to 3 MeV (for neutron induced)

MSD      1.          Quantum statistical Multi-Step-Direct
model
MSC      1.          Quantum statistical Multi-Step-Compound
model
MSDMIN   3.1
ENDF     2.          ENDF formatting selected, with all
reactions with 2 or less emitted particles being exclusive
PCROSS   1.5        Exciton model with default 1.5 MFP
parameter
OMPOT    -100.     1          specific spherical optical potential
for neutrons
OMPOT    -5405.    2          Konig et.al. spherical optical
potential for protons
DIRECT   0.          Spherical optical model by default
RECOIL   0.          No recoils are calculated. Sizeable
speed-up if no ENDF file is required
GO
@ Running title may be given in any line starting with @
10.
11.
12.
13.
14.
15.
16.
17.
18.
19.
20.
-1.
```

Στο αρχείο αυτό φαίνεται καταρχήν ο πυρήνας-στόχος της αντίδρασης που μελετάμε καθώς και το είδος αυτής.

Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή του κεφαλαίου, οι πυρηνικές παράμετροι που έγινε προσπάθεια να συνδυαστούν είναι

- ένα οπτικό δυναμικό για τα νετρόνια
- ένα οπτικό δυναμικό για τα πρωτόνια
- το μοντέλο περιγραφής της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα
- οι μηχανισμοί αντιδράσεων προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα (multistepdirectmechanism και multistepcompoundmechanism)

Οι παραπάνω παράμετροι εμφανίζονται σε γκρι φόντο στο αρχείο εισόδου του κώδικα που αναγράφεται στην προηγούμενη σελίδα. Οι τιμές αυτών, ανάλογα με την επιλογή που ορίζεται στο συγκεκριμένο αρχείο, λαμβάνονται απ' ευθείας από την βιβλιοθήκη RIPL-3 (<https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>).

Είναι σημαντικό να διευκρινιστεί στο σημείο αυτό, ότι κάποια από τα μοντέλα των ενεργειακών καταστάσεων, που λαμβάνει ως είσοδο ο κώδικας «EMPIRE», έχουν διαφορές από αυτά που αναφέρθηκαν στη θεωρία. Ο σκοπός αυτών των τροποποιήσεων είναι η επίτευξη μεγαλύτερης ακρίβειας στους υπολογισμούς.

Στις δοκιμές που έγιναν στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, χρησιμοποιήθηκαν τρία διαφορετικά μοντέλα για την περιγραφή της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων. Το πρώτο είναι αυτό που λαμβάνει ο κώδικας ως προεπιλογή και αναφέρεται στο εγχειρίδιο ως «Enhanced Generalized Superfluid Model». Αυτό έχει την ιδιότητα να προσφέρει ακριβείς υπολογισμούς, για μεγάλες ενέργειες νετρονίων, καθώς λαμβάνει υπόψη την παραμόρφωση του πυρήνα, λόγω της γρήγορης περιστροφής του. Πρόκειται για το «Generalized Superfluid Model» με την προσθήκη ενός όρου για την περιστροφή (rotational enhancement) του πυρήνα κι ενός για τις δονήσεις (vibrational enhancement) αυτού. Στη συνέχεια χρησιμοποιήθηκε το απλό «Generalized Superfluid Model» και τέλος, για να ολοκληρωθεί η μελέτη, έγινε χρήση και του μικροσκοπικού μοντέλου που παρέχει ο κώδικας σύμφωνα με τους Hartee-Fock-Bogoliubov (HFBM).

Επίσης για όλες τις δοκιμές, το ενεργειακό εύρος των νετρονίων ορίστηκε από 9 έως 20 MeV και ως δυναμικό πρωτονίων το δυναμικό των A.J.Koning, J.P.Delaroche(2003), [Kon., 2003]

Στις επόμενες σελίδες παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών της ενεργού διατομής της κάθε αντίδρασης με ταυτόχρονη αναφορά της συλλογιστικής που ακολουθήθηκε.

#### 4.2.1 ΑΡΧΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στην πρώτη ομάδα των θεωρητικών υπολογισμών, επιλέχθηκαν στο αρχείο εισόδου και για τις δύο αντιδράσεις τα εξής:

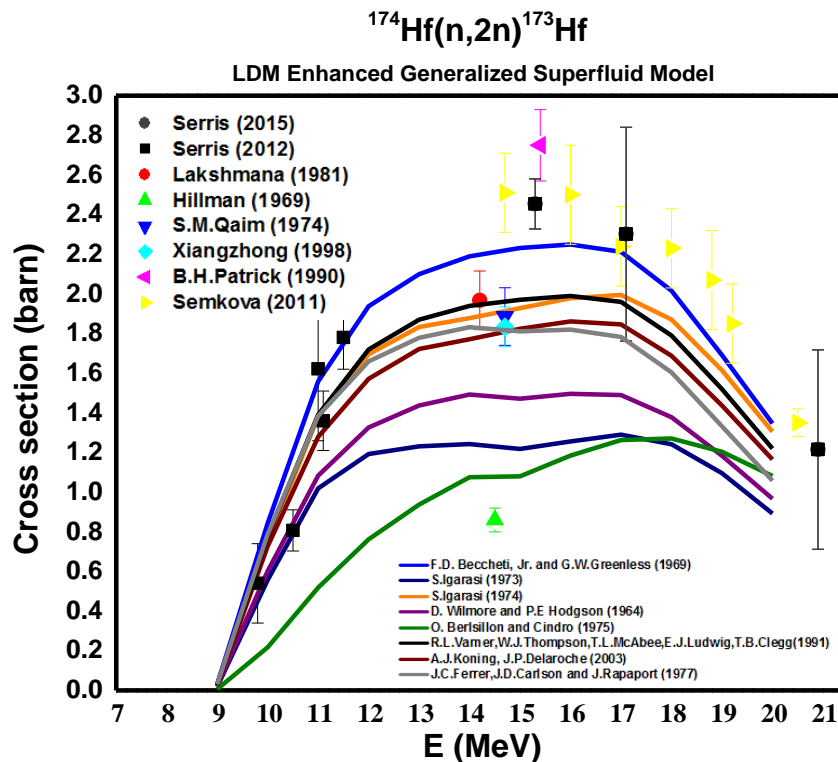
- διαφορετικά οπτικά δυναμικά νετρονίων, κάποια «τοπικά» και κάποια «global»
- συνεισφορά στην ενεργό διατομή από τον μηχανισμό multistep direct (msd) του σύνθετου πυρήνα
- συνεισφορά στην ενεργό διατομή από τον μηχανισμό multistep compound (msc) του σύνθετου πυρήνα

Στα διαγράμματα που προκύπτουν και τα οποία ακολουθούν αμέσως μετά, είναι εμφανές ότι κάποια οπτικά δυναμικά από αυτά που χρησιμοποιήθηκαν, αδυνατούν να προσεγγίσουν τα πειραματικά δεδομένα, ανεξαρτήτως του μοντέλου πυκνότητας ενεργειακών καταστάσεων που εφαρμόζεται.

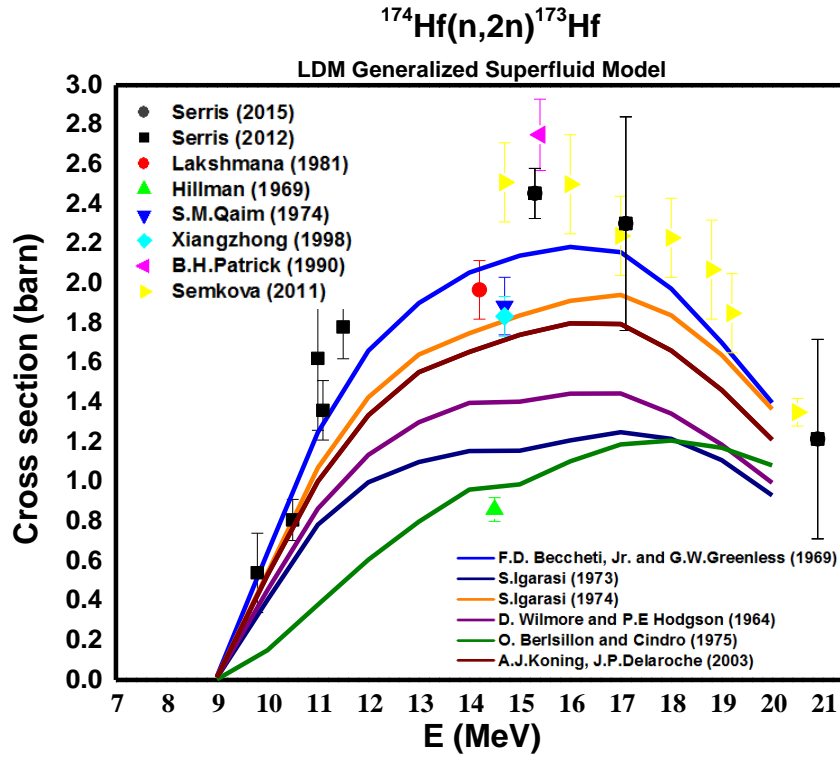
Συνεπώς από αυτές τις πρώτες δοκιμές απορρίφθηκαν τα δυναμικά των S.Igarasi [Igar., (1973)], D.Wilmore et. al.[Wilm., (1964)] και το δυναμικό των A.J.Koniget.al.[Kon., (2003)].

Σε όλα τα διαγράμματα που ακολουθούν έχουν αναπαρασταθεί οι μετρήσεις της Semkova [Semk., 2011], οι οποίες δεν είναι επίσημα δημοσιευμένες στη βιβλιογραφία.

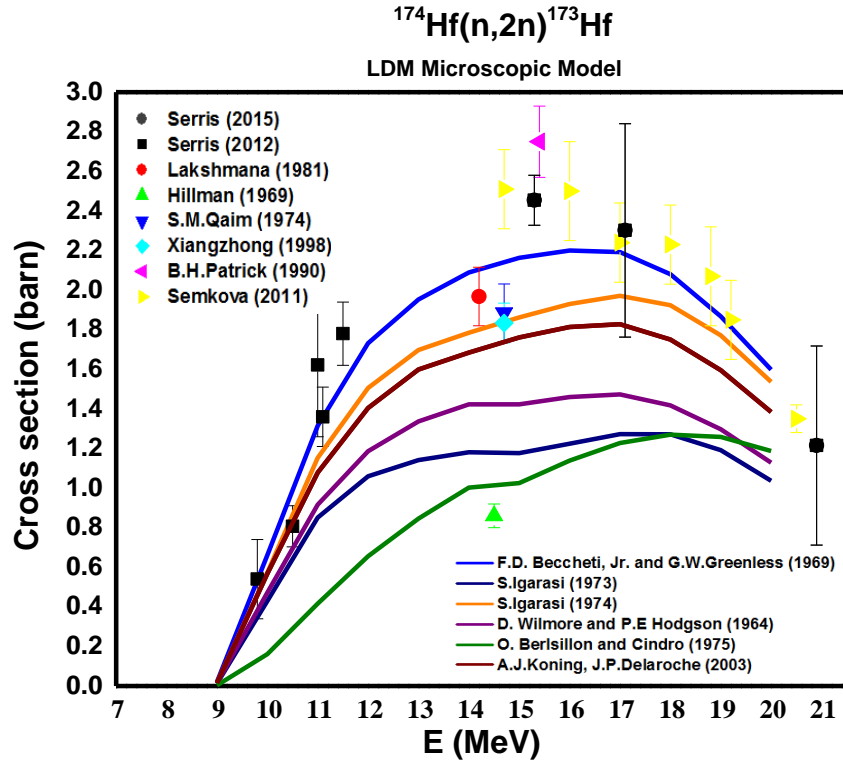
##### 4.2.1α Για την αντίδραση $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ .



Σχ.1 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Enhanced Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα και για διάφορα Οπτικά δυναμικά.



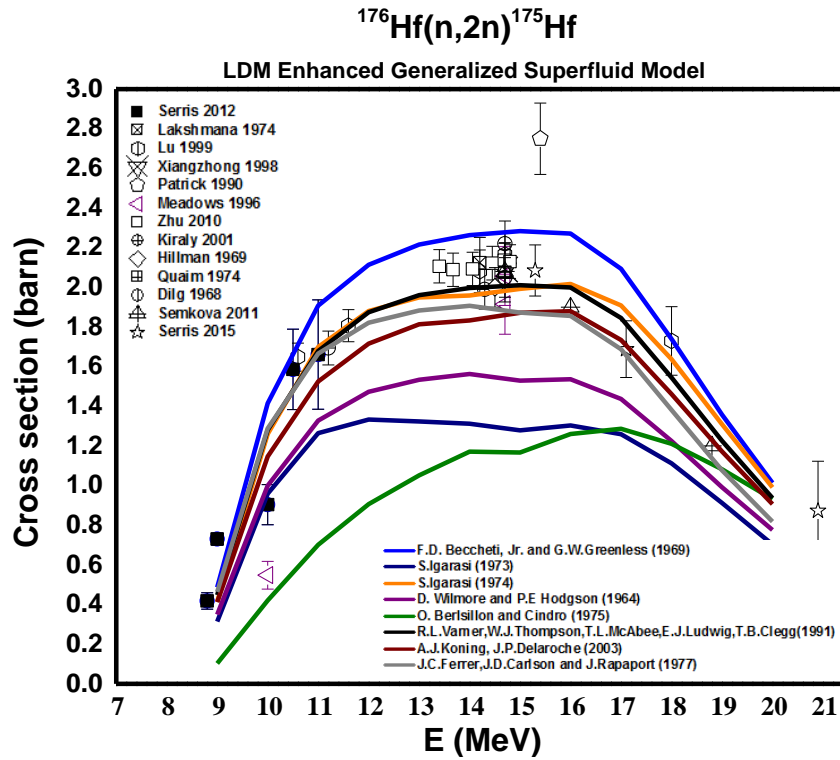
Σχ.2 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα και για διάφορα Οπτικά δυναμικά.



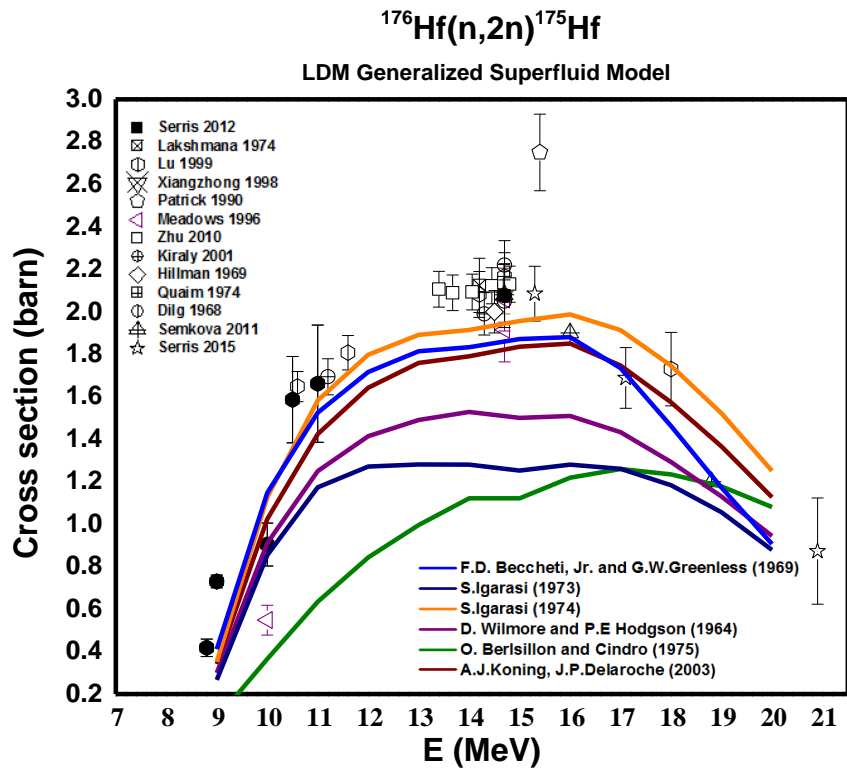
Σχ.3 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το HFB μικροσκοπικό μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα και για διάφορα Οπτικά δυναμικά.



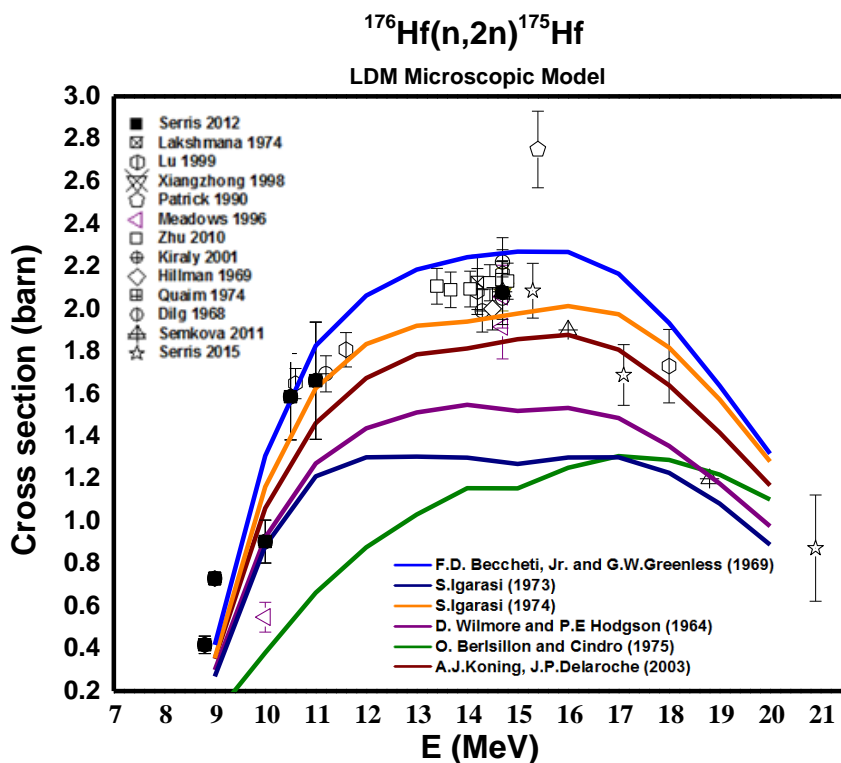
4.2.1β Για την αντίδραση  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$



Σχ.4 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Enhanced Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα και για διάφορα Οπτικά δυναμικά.



Σχ.5 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα και για διάφορα Οπτικά δυναμικά.



Σχ.6 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το HFβμικροσκοπικό μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα και για διάφορα Οπτικά δυναμικά.

Στην δεύτερη ομάδα των θεωρητικών υπολογισμών, επιλέχθηκαν τα δυναμικά των:

- F.D. Becchetti, Jr. and G.W. Greenless [Bec., (1969)]
- S. Igarasi [Igar., (1974)] και των
- των R.L. Varnier, W.J. Thompson, T. L. Mc Abee, E.J. Ludwig and T.B. Clegg [Varn., (1991)]

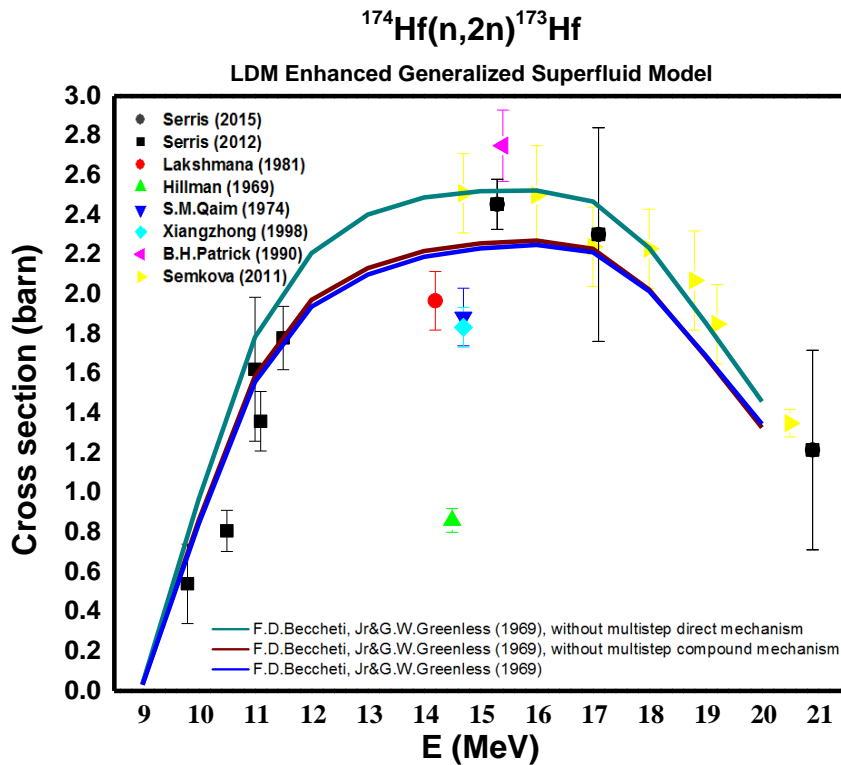
τα οποία, σύμφωνα με τα προηγούμενα αποτελέσματα, φαίνεται να έρχονται σε καλύτερη συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα (για κάθε μοντέλο πυκνότητας ενεργειακών καταστάσεων), συγκριτικά βέβαια με τα υπόλοιπα δυναμικά που μελετήθηκαν.

Οσκοπός σε αυτό το στάδιο ήταν να διερευνηθεί η συμπεριφορά της ενεργού διατομής των αντιδράσεων (n,2n) σε σχέση με τους μηχανισμούς προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα. Να διασαφηνιστεί, δηλαδή ο τρόπος που αλλάζει η μορφή της ενεργού διατομής, όταν λαμβάνεται υπόψη η συνεισφορά:

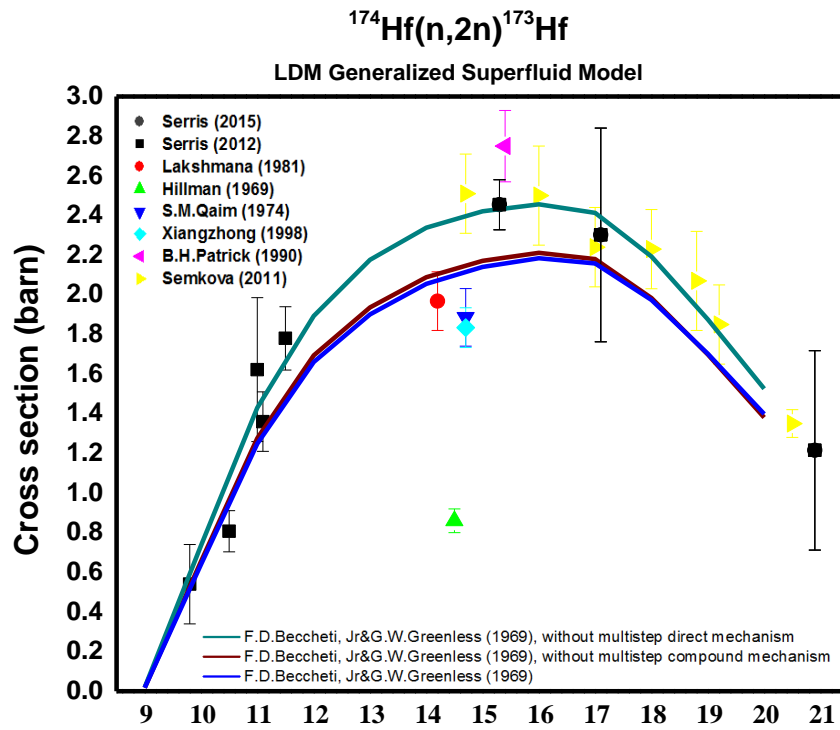
- του multistep direct και του multistep compound μηχανισμού
- του multistep compound μόνο και
- του multistep direct μόνο.

Στα αποτελέσματα αυτών των υπολογισμών που παρουσιάζονται αμέσως μετά, φαίνεται ότι και για τα τρία μοντέλα της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων, η συνεισφορά του μηχανισμού προϊσορροπίας multistep direct είναι σημαντικά μεγαλύτερη από αυτή του multistep compound. Η ενεργός διατομή αυξάνεται σε όλο το εύρος της ενέργειας των νετρονίων, όταν απενεργοποιηθεί ο μηχανισμός multistep direct, ενώ όταν απενεργοποιείται ο μηχανισμός multistep compound μόνο, η μεταβολή της ενεργού διατομής δείχνει να είναι σχεδόν αμελητέα.

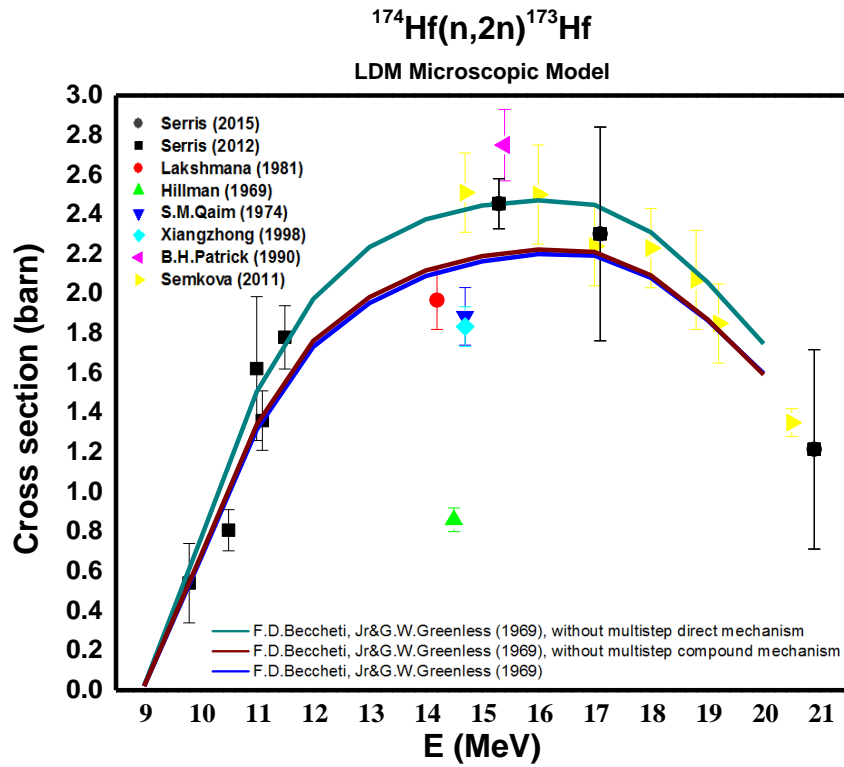
4.2.2α Για το οπτικό δυναμικό των F.D. Becchetti, Jr. and G.W. Greenless (1969) και την  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$



Σχ.7 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Enhanced Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, με την συνεισφορά των δύο μηχανισμών προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα (msd,msc) , μόνο με τη συνεισφορά του msd, και μόνο με τη συνεισφορά του msc.

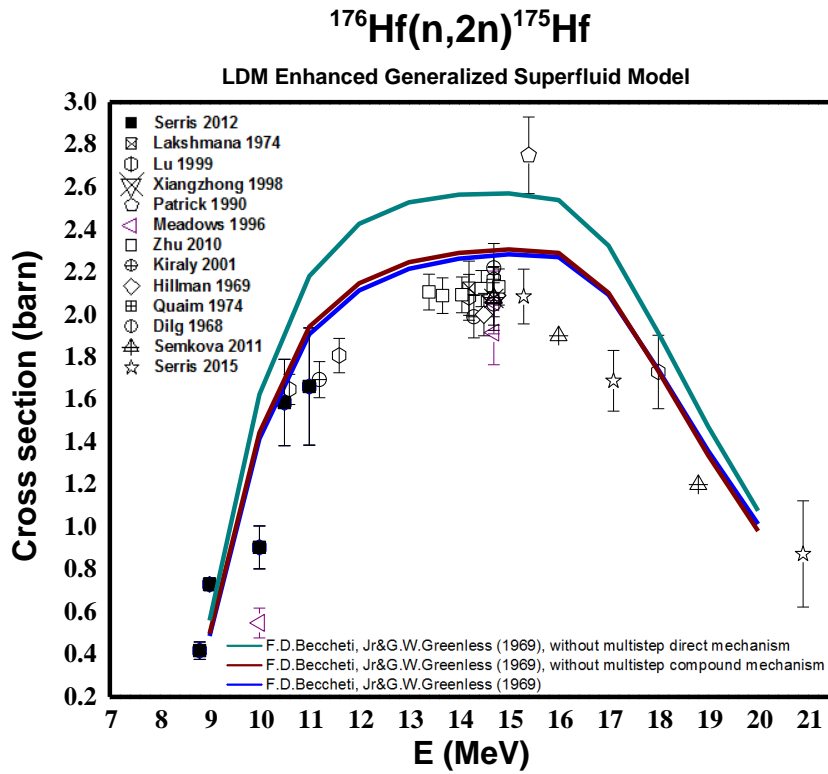


Σχ.8 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, με την συνεισφορά των δύο μηχανισμών προΐσσορροπίας του σύνθετου πυρήνα (msd,msc) , μόνο με τη συνεισφορά του msd, και μόνο με τη συνεισφορά του msc.

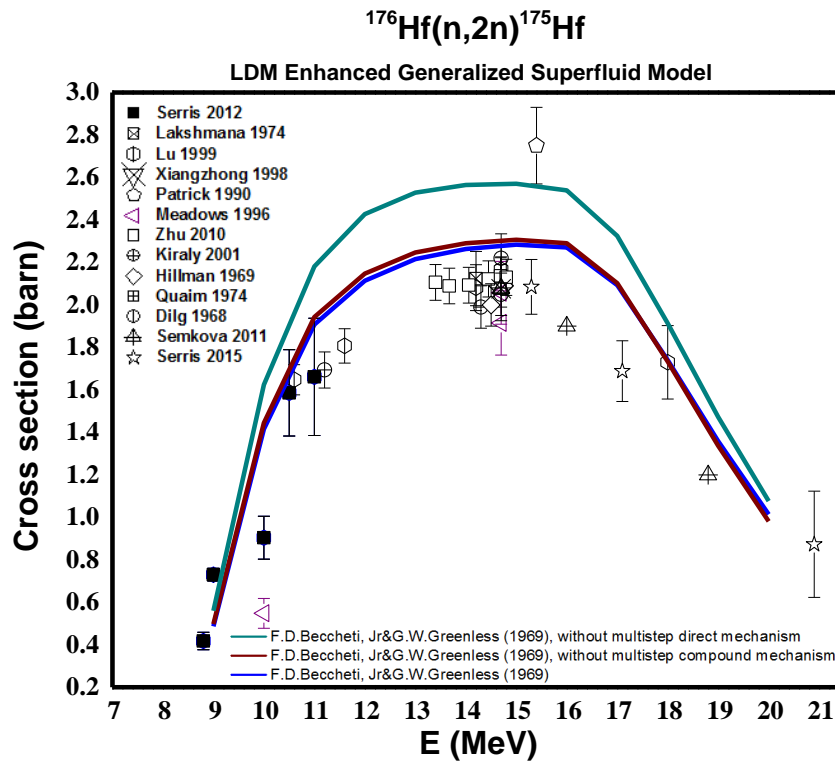


Σχ.9 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το μικροσκοπικό (HFB)μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, με την συνεισφορά των δύο μηχανισμών προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα (msd,msc) , μόνο με τη συνεισφορά του msd, και μόνο με τη συνεισφορά του msc.

4.2.2β Για το οπτικό δυναμικό των F.D. Becchetti, Jr. and G.W. Greenless (1969) και την  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$

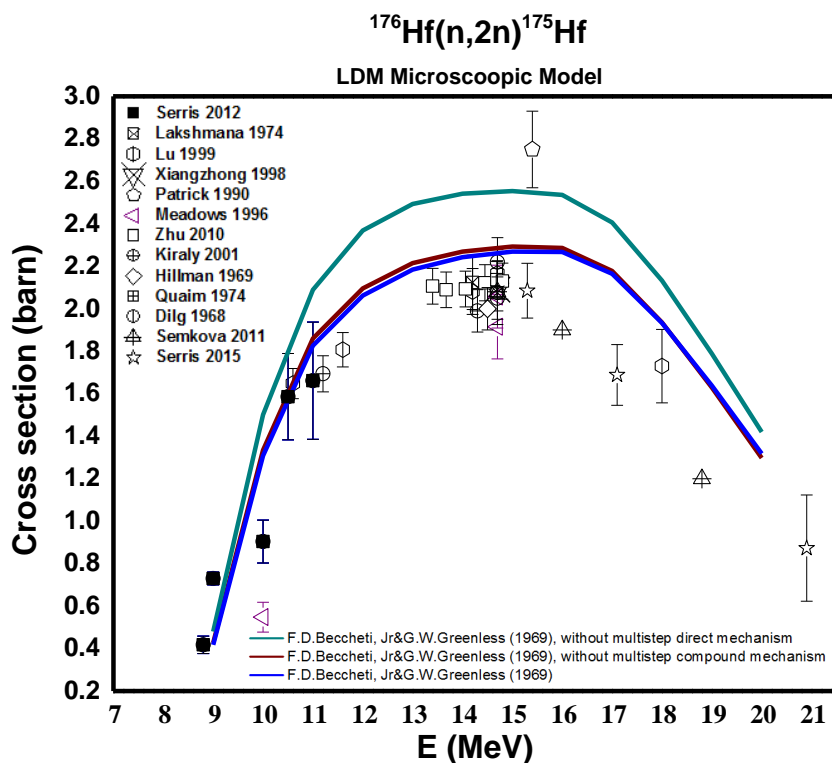


Σχ.10: Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Enhanced Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, με την συνεισφορά των δύο μηχανισμών προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα (msd,msc) , μόνο με τη συνεισφορά του msd, και μόνο με τη συνεισφορά του msc.



Σχ.11 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, με την συνεισφορά των δύο μηχανισμών προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα (msd,msc) , μόνο με τη συνεισφορά του msd, και μόνο με τη συνεισφορά του msc.

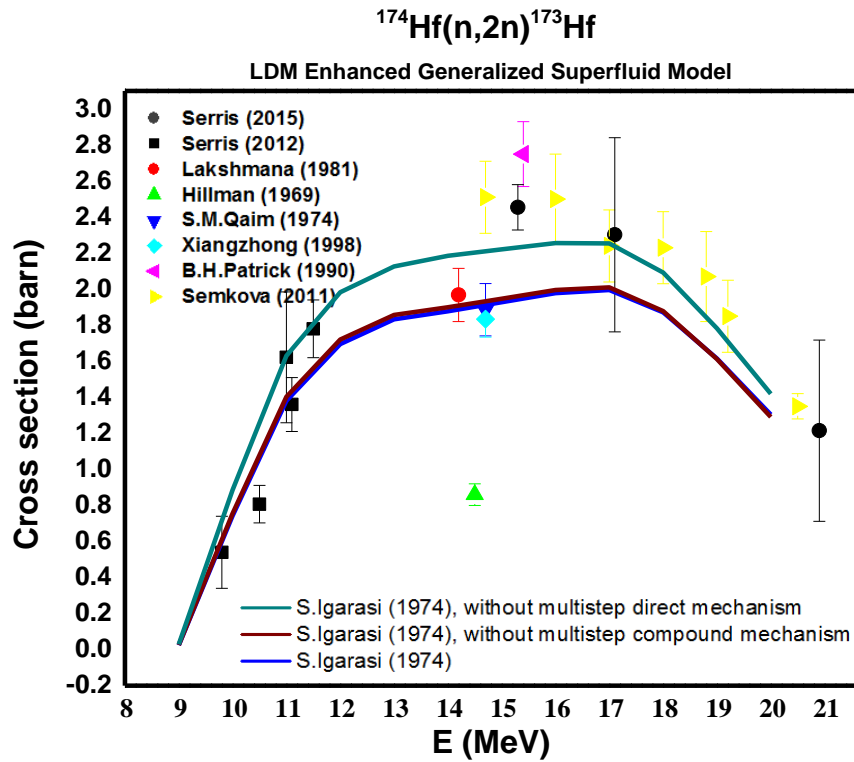




Σχ.12 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το μικροσκοπικό (HFB)μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, με την συνεισφορά των δύο μηχανισμών προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα (msd,msc) , μόνο με τη συνεισφορά του msd, και μόνο με τη συνεισφορά του msc.

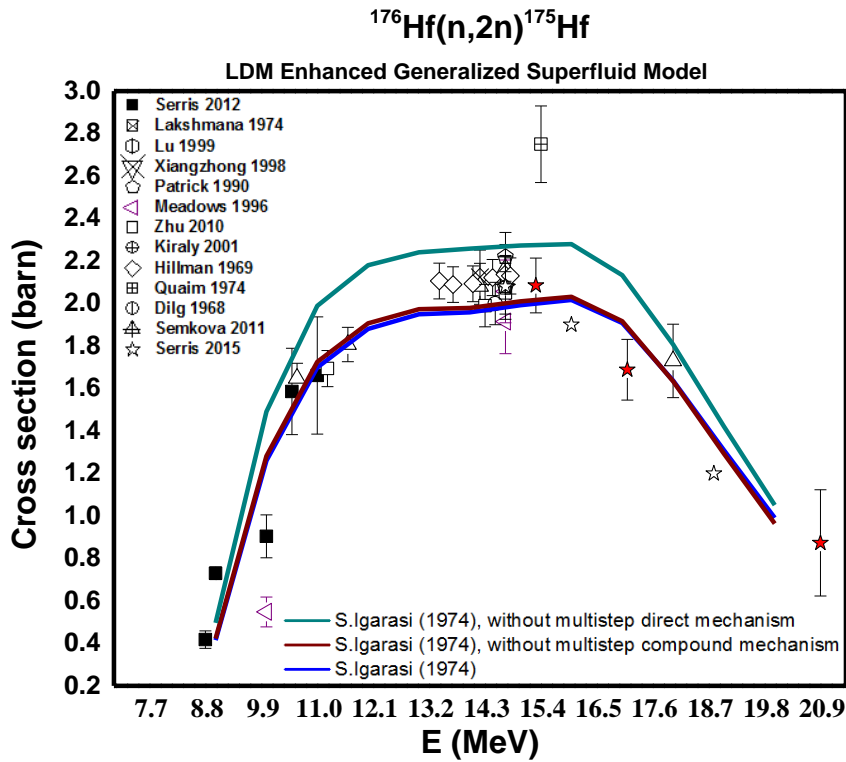
Στη συνέχεια παρουσιάζονται ενδεικτικά οι υπολογισμοί για τα δυναμικά των F.D. Becchetti, Jr. and G.W. Greenless (1969) [Bec., (1969)] και του S. Igarasi (1974) [Igar., (1974)] με τη χρήση του μοντέλου της πυκνότητας ενεργειακών καταστάσεων που δέχεται ως προεπιλογή ο κώδικας δηλαδή (για το Specific «EMPIRE» level density).

4.2.3α Για το οπτικό δυναμικό του S.Igarasi (1974) και την  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$



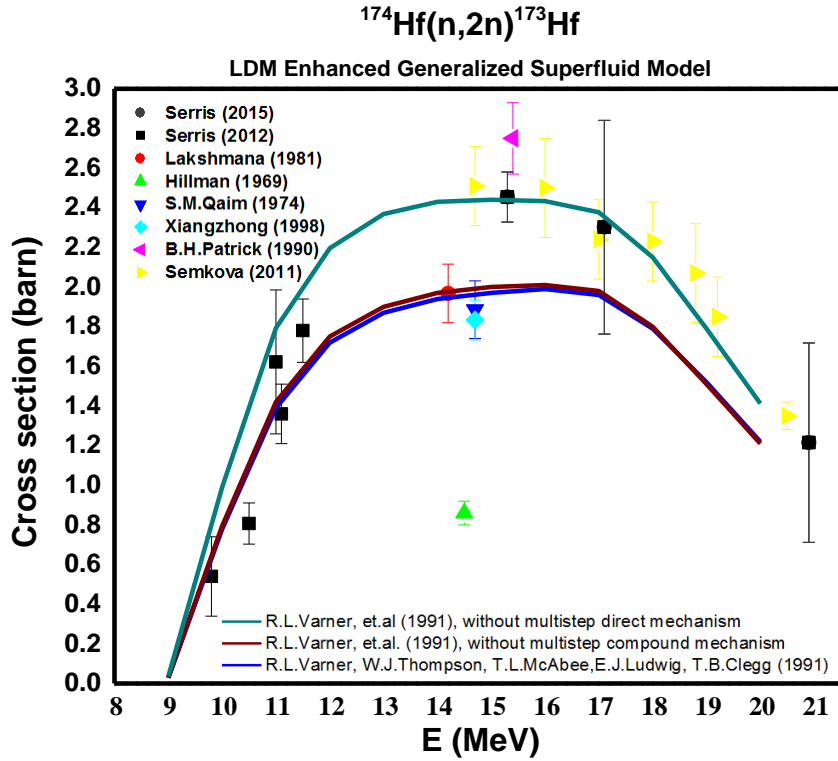
Σχ.13 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Enhanced Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, με την συνεισφορά των δύο μηχανισμών προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα (msd,msc) , μόνο με τη συνεισφορά του msd, και μόνο με τη συνεισφορά του msc.

4.2.3β Για το οπτικό δυναμικό του S.Igarasi (1974) και την  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$



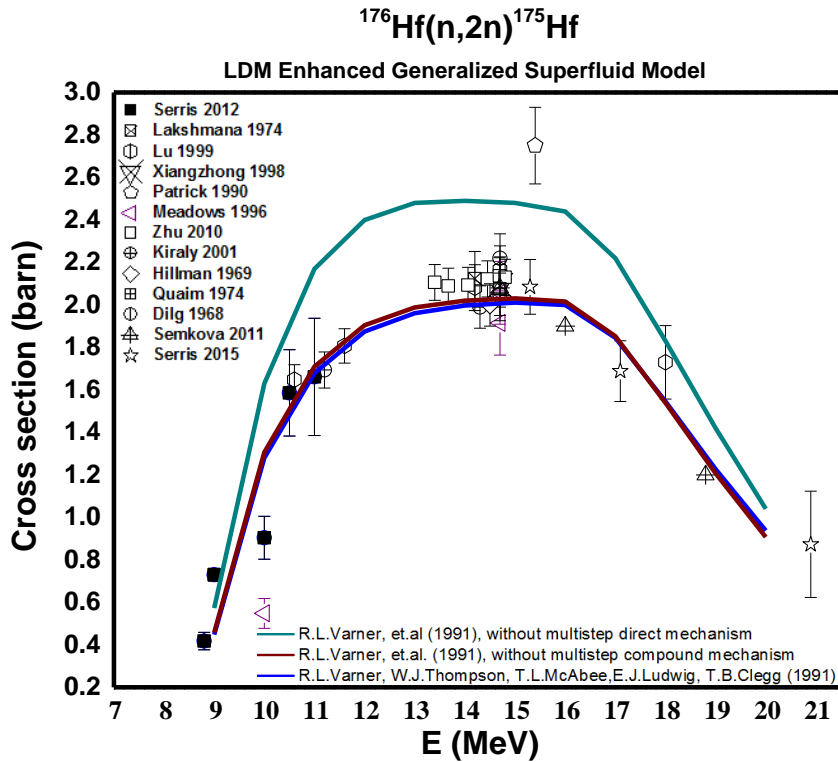
Σχ.14 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Enhanced Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, με την συνεισφορά των δύο μηχανισμών προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα (msd,msc) , μόνο με τη συνεισφορά του msd, και μόνο με τη συνεισφορά του msc.

4.2.3α Για το οπτικό δυναμικό των R.L.Varner, W.J.Thompson, T.L.McAbee, E.J.Ludwig and T.B.Clegg (1991) και την  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$



Σχ.15 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Enhanced Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, με την συνεισφορά των δύο μηχανισμών προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα (msd,msc) , μόνο με τη συνεισφορά του msd, και μόνο με τη συνεισφορά του msc.

4.2.3β Για το οπτικό δυναμικό των R.L.Varner, W.J.Thompson, T.L.McAbee, E.J.Ludwig and T.B.Clegg (1991) και την  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$



Σχ.16 : Αναπαράσταση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων, σύμφωνα με το Enhanced Generalized Superfluid μοντέλο για την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, με την συνεισφορά των δύο μηχανισμών προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα (msd,msc) , μόνο με τη συνεισφορά του msd, και μόνο με τη συνεισφορά του msc.

### 4.3 ΠΡΩΤΟΛΕΙΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Από όλα τα γραφήματα που προέκυψαν, γίνεται αντιληπτό, ότι σε αντίθεση από αυτό που αναμενόταν, κανένας από τους συνδυασμούς που χρησιμοποιήθηκαν δεν προσεγγίζει αρκετά καλά τα πειραματικά δεδομένα, και για τα δύο ισότοπα  $^{174,176}\text{Hf}$ . Το δυναμικό των R.L.Varner, W.J.Thompson, T.L.McAbee, E.J.Ludwig and T.B.Clegg [Varn., (1991)], για πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων σύμφωνα με το Enhanced Generalized Superfluid μοντέλο, έχει σε γενικές γραμμές την καλύτερη συμπεριφορά. Ακόμα κι αυτό όμως, αναπαράγει πολύ καλύτερα τα πειραματικά δεδομένα για το ισότοπο  $^{176}\text{Hf}$ , ενώ φαίνεται ότι υπάρχει ανάγκη μεγάλης μείωσης της συνεισφοράς του μηχανισμού προϊσορροπίας συνολικά, ώστε να επιτευχθεί ικανοποιητική αναπαραγωγή της πλειοψηφίας των πειραματικών σημείων για το ισότοπο  $^{174}\text{Hf}$ .

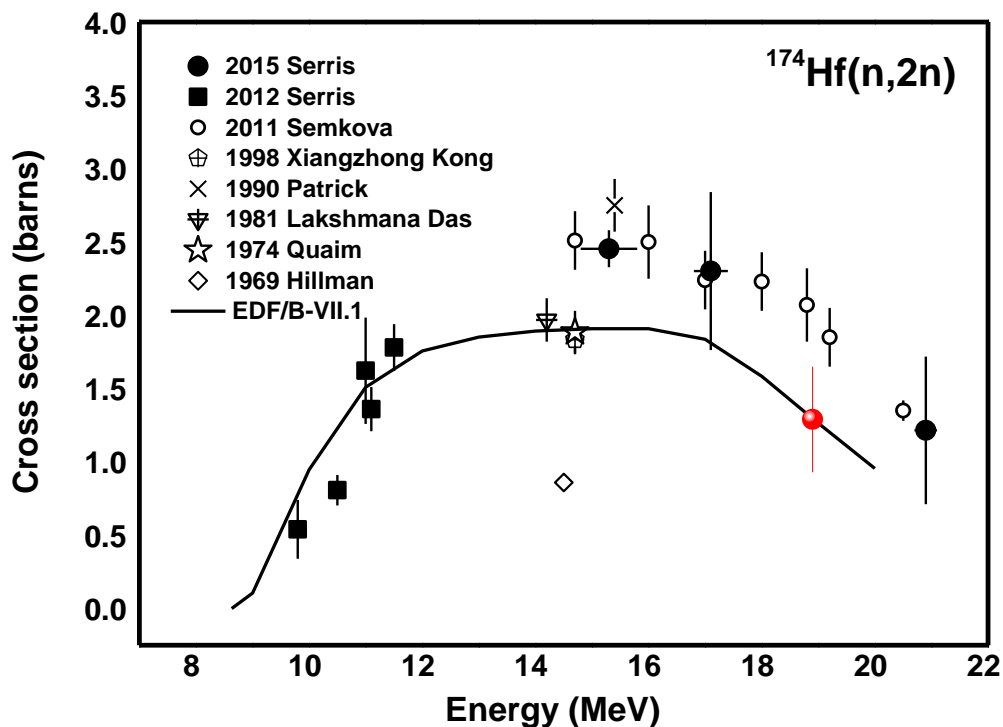
Στο κεφάλαιο που ακολουθεί γίνεται λεπτομερής σχολιασμός του παραπάνω αποτελέσματος καθώς επίσης και συσχέτιση αυτού, με το σημείο της ενεργού διατομής για ενέργεια νετρονίων 18.9 MeV, όπως προέκυψε κατά την ανάλυση του πειραματικού μέρους της παρούσας εργασίας.

## ΣΥΝΟΨΗ – ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ – ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ

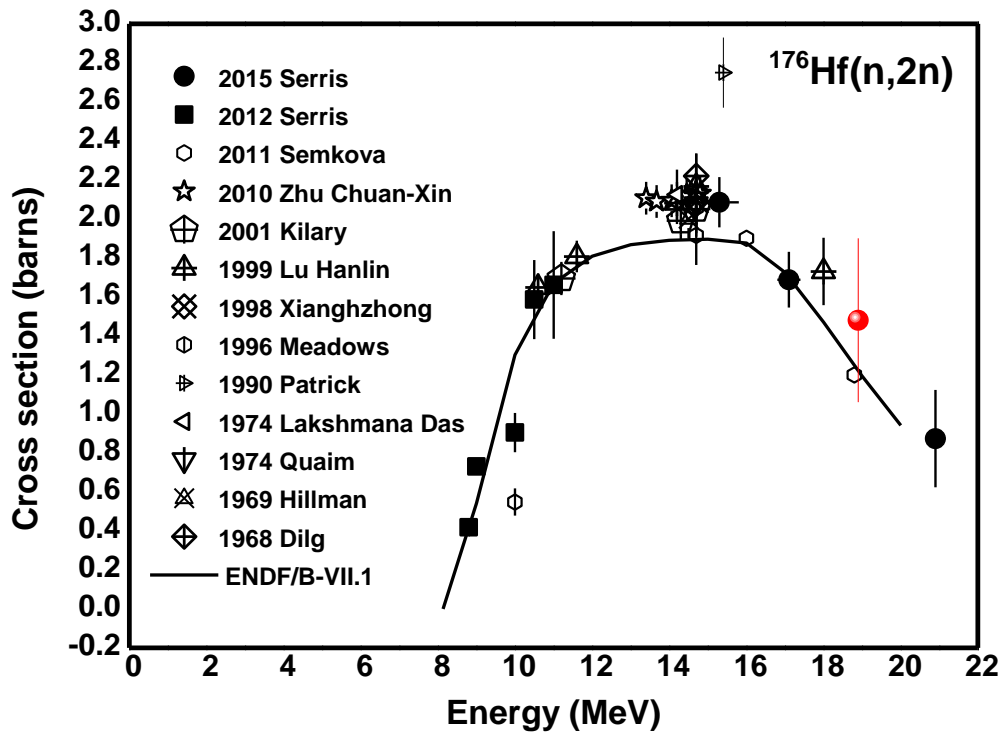
Η εργασία αυτή αποτέλεσε μία προσπάθεια ολοκληρωμένης μελέτης της ενεργού διατομής των αντιδράσεων  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  και  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ , με τον συνδυασμό πειραματικού και θεωρητικού υπολογισμού τους. Οι πειραματικές τιμές που προέκυψαν, έπειτα και από τις απαιτούμενες διορθώσεις είναι οι εξής:

- Για την αντίδραση  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ :  
 $\sigma = 1.3 \pm 0.4\text{barn}$
- Για την αντίδραση  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ :  
 $\sigma = 1.48 \pm 0.22\text{barn}$

Στα διαγράμματα που ακολουθούν γίνεται η αναπαράσταση των παραπάνω τιμών, στο ίδιο διάγραμμα με τα δημοσιευμένα, μέχρι και σήμερα (7/2017), πειραματικά δεδομένα.



Σχ.5.1: Αναπαράσταση του πειραματικού αποτελέσματος της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  ( $E_n=18.9\text{MeV}$ ) με τα υπάρχοντα και ήδη δημοσιευμένα δεδομένα.



Σχ.5.2: Αναπαράσταση του πειραματικού αποτελέσματος της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}(E_n=18.9\text{ MeV})$  με τα υπάρχοντα και ήδη δημοσιευμένα δεδομένα.

Το αποτέλεσμα της παρούσας εργασίας βρίσκεται σε καλή συμφωνία με τα προϋπάρχοντα πειραματικά σημεία, παρόλο που βρίσκεται σε μία ενεργειακή περιοχή που αυτά δεν είναι αρκετά. Όπως φαίνεται, η σημαντική διόρθωση που λήφθηκε λόγω της παρασιτικής αντίδρασης  $^{177}\text{Hf}(n,3n)^{175}\text{Hf}$ , οδήγησε σε αρκετά ικανοποιητικά αποτελέσματα. Στην περίπτωση της αντίδρασης (n,2n) στο ισότοπο  $^{174}\text{Hf}$ , η κεντρική τιμή βρίσκεται ακριβώς πάνω στην προτεινόμενη καμπύλη της βιβλιοθήκης ENDF[ENDF], ενώ η αντίστοιχη τιμή του ισότοπου  $^{176}\text{Hf}$  βρίσκεται αρκετά πιο πάνω. Βέβαια, είναι αξιοσημείωτο ότι η καμπύλη της βιβλιοθήκης ENDF[ENDF] για την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  δίνεται αρκετά πιο χαμηλή από την πλειοψηφία των πειραματικών σημείων, για ενέργεια νετρονίων μεταξύ των 13 και 19 MeV.

Το μεγάλο σφάλμα που προέκυψε στην τιμή και των δύο ενεργών διατομών, ~30% οφείλεται αποκλειστικά στη χαμηλή στατιστική των μετρήσεων. Οι λόγοι που συντελούν σε αυτό είναι η χαμηλή ροή της δέσμης των νετρονίων όπως επίσης και τα μικρά ποσοστά της σχετικής αφθονίας (Abundance) των ισωτόπων που μελετήθηκαν ( $^{174}\text{Hf} \rightarrow 0.2\%$   $^{176}\text{Hf} \rightarrow 5\%$ ). Σημαντική συνεισφορά στο συνολικό σφάλμα έχει και η αφαίρεση της συνεισφοράς γεγονότων από παρασιτικές αντιδράσεις.

Τέλος, αξίζει να αναφερθεί, ότι με αυτήν τη μέτρηση ολοκληρώνεται μία σειρά μετρήσεων, που ξεκίνησε πριν από δύο περίπου χρόνια και αφορά στις μετρήσεις των ενεργών διατομών των

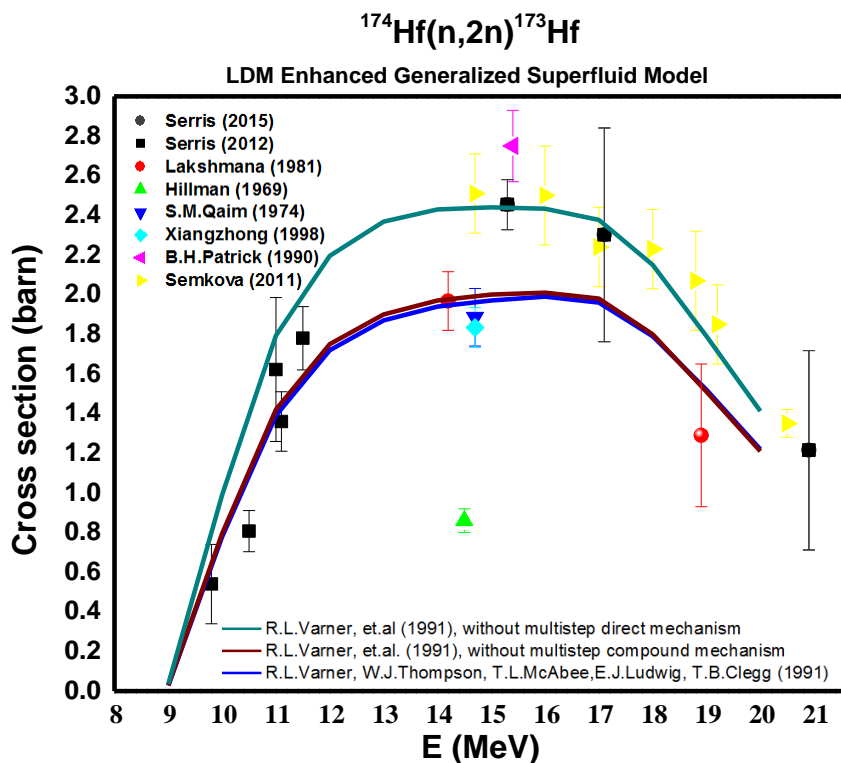
αντιδράσεων  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  και  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$ , σε μεγάλες ενέργειες νετρονίων, με τη χρήση της αντίδρασης D-T που εγκαταστάθηκε πρόσφατα στο εργαστήριο Επιταχυντή Tandem του ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ».

Η θεωρητική μελέτη, οδήγησε στο συμπέρασμα, ότι τελικά, τα πειραματικά δεδομένα και των δύο ισωτόπων ( $^{174,176}\text{Hf}$ ) δεν αναπαράγονται ταυτόχρονα το ίδιο ικανοποιητικά από κανένα συνδυασμό μεταξύ των οπτικών δυναμικών για τα νετρόνια (από αυτά που είναι διαθέσιμα στην RIPL-3 και την ενεργειακή περιοχή των 18.9 MeV), του οπτικού δυναμικού Konig et.al. [Kon, (2003)] για τα πρωτόνια και διαθέσιμου μοντέλου για την περιγραφή της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων του παραγόμενου σύνθετου πυρήνα.

Η καλύτερη δυνατή προσέγγιση θεωρήθηκε ότι πετυχαίνεται με τον συνδυασμό:

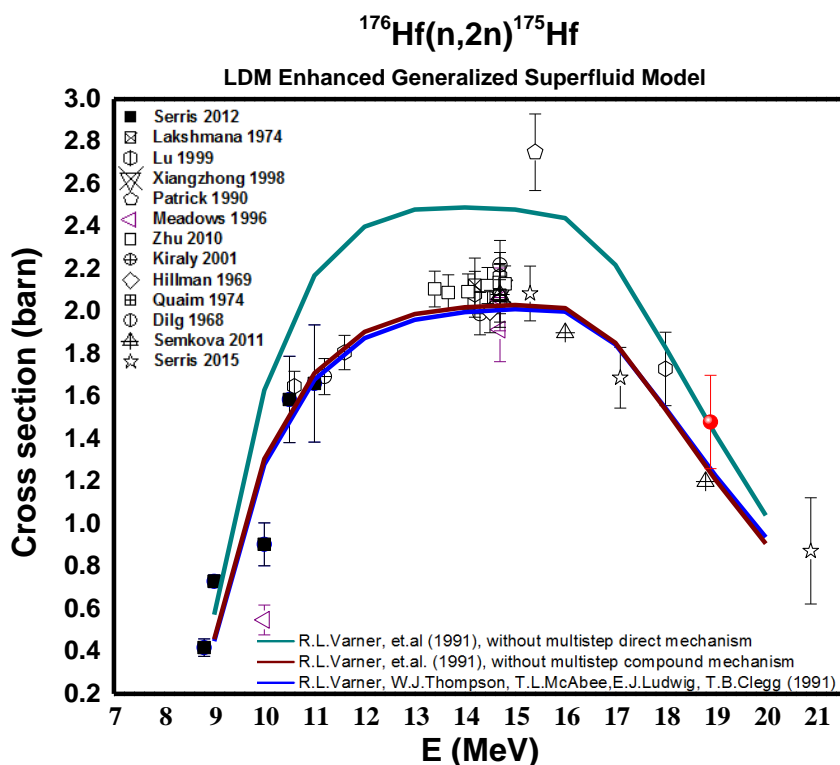
- του δυναμικού Varner et. al. [Varn, (1991)]
- του δυναμικού Koniget.al. [Kon, (2003)] για τα πρωτόνια και
- του Enhanced Generalized Superfluid Model.

Στα παρακάτω γραφήματα φαίνεται η ενεργός διατομή των αντιδράσεων που προκύπτει από αυτόν τον συνδυασμό, με την αναπαράσταση όλων των γνωστών πειραματικών δεδομένων (δημοσιευμένων και μη), αλλά και με το αποτέλεσμα της τελευταίας μέτρησης.



Σχ.5.3: Αναπαράσταση του πειραματικού (κόκκινο σημείο στο διάγραμμα) και του θεωρητικού αποτελέσματος της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$  ( $E_n=18.9$  MeV) με τα υπάρχοντα (δημοσιευμένα και μη) πειραματικά δεδομένα.



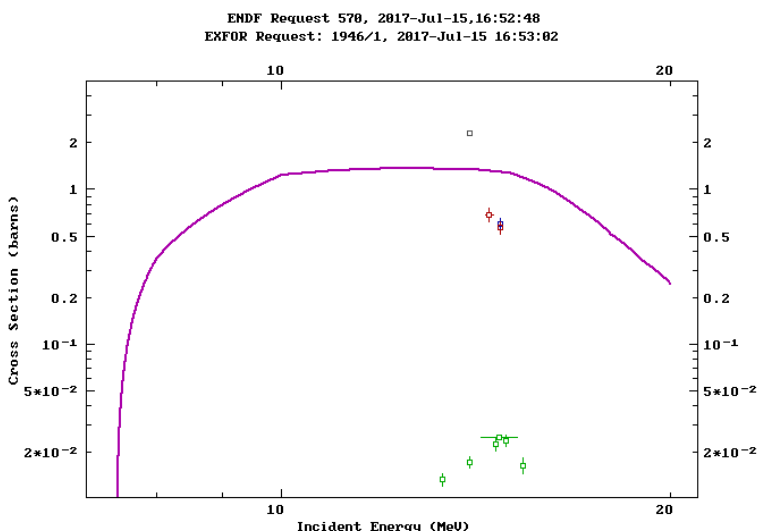


Σχ.5.4: Αναπαράσταση του πειραματικού (κόκκινο σημείο στο διάγραμμα) και του θεωρητικού αποτελέσματος της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{176}\text{Hf}(n,2n)^{175}\text{Hf}$  ( $E_n=18.9$  MeV) με τα υπάρχοντα (δημοσιευμένα και μη) πειραματικά δεδομένα.

Παρατηρείται ότι η αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων, προσεγγίζεται ικανοποιητικά, στις χαμηλότερες από τις ενέργειες που μελετήθηκαν, δηλαδή στο εύρος 9.5-11.5 MeV. Με την αύξηση της ενέργειας της νετρονικής δέσμης, η συσχέτιση της θεωρητικής καμπύλης και των πειραματικών σημείων αλλάζει για το δύο ισότοπα. Στο  $^{176}\text{Hf}$  φαίνεται να βρίσκεται σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα όταν λαμβάνεται υπόψιν η συνεισφορά των αντιδράσεων προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα, ενώ για το ισότοπο  $^{174}\text{Hf}$  καλύτερη δείχνει η καμπύλη στην οποία το μεγαλύτερο μέρος της συνεισφοράς των μηχανισμών προϊσορροπίας είναι απενεργοποιημένο. Όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 4, παρατηρήθηκε ότι όταν μειώνεται η συνεισφορά των μηχανισμών προϊσορροπίας, αυξάνεται η τιμή της ενεργού διατομής σε όλο το ενεργειακό εύρος.

Σε αυτό το σημείο είναι σκόπιμο να γίνει ένας σχολιασμός που αφορά στα πειραματικά σημεία της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ . Ο προσδιορισμός αυτής της τιμής, γίνεται κυρίως μέσω της μέτρησης της ακτίνας-γ των 123.67keV ( $I_\gamma=12.4\%$ ), που εκπέμπει ο πυρήνας  $^{173}\text{Hf}$  κατά την αποδιέγερσή του. Ακόμα μία ακτίνα-γ, ενέργειας 122.79 keV έντασης 27.6% εκπέμπεται, την ίδια στιγμή, από την αποδιέγερση της μετασταθούς στάθμης του  $^{179m2}\text{Hf}$ , ο οποίος παράγεται από την αντίδραση  $^{180}\text{Hf}(n,2n)^{179m2}\text{Hf}$  και έχει χρόνο ημιζωής 25.05 d. Υπενθυμίζεται ότι ο χρόνος ημιζωής του  $^{173}\text{Hf}$  είναι 23.6 h. Καθίσταται λοιπόν απαραίτητη μία διόρθωση των γεγονότων που καταγράφονται στο φάσμα στην ενέργεια των 123.67 keV, η οποία αναμένεται αρκετά σημαντική καθώς η σχετική

αφθονία του  $^{180}\text{Hf}$  είναι 35%. Στο σχήμα που ακολουθεί φαίνεται η ενεργός διατομή της  $^{180}\text{Hf}(n,2n)^{179\text{m}2}\text{Hf}$  όπως δίνεται από την ENDF.



Σχ.5.5: Η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{180}\text{Hf}(n,2n)^{179}\text{Hf}$  και της παρασιτικής αντίδρασης  $^{180}\text{Hf}(n,2n)^{179\text{m}2}\text{Hf}$  (πράσινα σημεία) από την βιβλιοθήκη ENDF.

Η ενεργός διατομή της  $^{180}\text{Hf}(n,2n)^{179\text{m}2}\text{Hf}$  γίνεται μέγιστη μεταξύ των ενεργειών 14-17 MeV, γεγονός που σημαίνει ότι σε αυτή την ενεργειακή περιοχή η «μόλυνση» θα είναι μεγάλη. Στην ενέργεια των 18.9 MeV, η διόρθωση αυτή δεν χρειάζεται καθώς η ενεργός διατομή της παρασιτικής αντίδρασης έχει σχεδόν μηδενιστεί. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώθηκε μέσω της «καθαρής» κορυφής του φάσματος στα 296.9 keV κι έτσι, στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκαν δύο ακτίνες-γ για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{174}\text{Hf}(n,2n)^{173}\text{Hf}$ .

Στις παλαιότερες μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν από την ομάδα πυρηνικής φυσικής του Ε.Μ.Π. στα 17.1 MeV, δεν είχε εκτιμηθεί η παραπάνω συνεισφορά. Συνεπώς αναμένεται ότι η επικείμενη διορθωμένη τιμή, θα είναι σημαντικά μικρότερη. Δεδομένου αυτού, τα πειραματικά σημεία της Semkova (2011) [Semk., (2011)] φαίνονται πλέον λιγότερο αξιόπιστα.

Λαμβάνοντας υπόψιν όλα τα παραπάνω, μία δεύτερη ματιά στα διαγράμματα των σχημάτων 5.3 και 5.4, οδηγεί στο συμπέρασμα ότι ο συνδυασμός των πυρηνικών παραμέτρων που λαμβάνει υπόψιν τη συνεισφορά των αντιδράσεων προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα είναι αυτός που προσεγγίζει με τον καλύτερο τρόπο τα πειραματικά δεδομένα και των δύο αντιδράσεων για το Οπτικό δυναμικό Varner et.al. και πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων σύμφωνα με το EGSM.

Για τις μελλοντικές μετρήσεις, προτείνεται η χρήση εμπλουτισμένων στόχων με τα ισότοπα  $^{174,176}\text{Hf}$ , ώστε να επιτευχθεί καλύτερη στατιστική στις μετρήσεις, δεδομένης της μικρής τους σχετικής αφθονίας. Δυστυχώς η αύξηση της νετρονικής δέσμης δεν είναι εφικτό να πραγματοποιηθεί, καθώς απαιτείται

δέσμη δευτερίων μεγάλης έντασης για την πραγματοποίηση της αντίδρασης D-T και την τελική παραγωγή νετρονίων με υψηλές ενέργειες.

Κλείνοντας, θα ήταν χρήσιμο να γίνει μία πιο εμπειριστατωμένη έρευνα στους θεωρητικούς υπολογισμούς, η οποία θα οδηγήσει τελικά, στη δημοσίευση αυτής της μελέτης.

## ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- F.D.Becchetti, Jr. and G.W.Greenlees, Phys. Rev. 182,1190 (1969)
- O.Bersillon and Cindro, Fifth Int. Sym. On Interactions of Fast Neutrons with Nuclei, Gaussig (1975)
- Zhu Chuan-Xin, Atomic Energy Science and Technology, Vol.44, Issue.s, p.7 (2010)
- W.Dilg, Nuclear Physics, Section A, Vol.118, p.9 (1968)
- Evaluated Nuclear Data File (ENDF)
- Lu Hanlin, Atomic Energy Science and Technology, Vol.33, Issue.5, p.410 (1999)
- M. Herman, R. Capote, B.V. Carlson, P. Oblozinsky, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke and V. Zerkin, "EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation", Nuclear Data Sheets, Vol. 108, December 2007, Pages 2655-2715.
- M. Herman, "EMPIRE-II statistical model code for nuclear reaction calculations" in Proceedings of the "Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety" 13 March - 14 April 2000, ICTP, Trieste, Italy, to be published.
- M.Hillman, Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry, Vol.31, p.909 (1969)
- S.Igarasi, Japan At.Ener.Res. Insti. 1228 , 41 (1973)
- S.Igarasi, JAERI-M 5752 (1974)
- Διπλωματική εργασία, Ε.Μ.Π (2013), Α. Καλαμαρά
- B.Kiraly, Conf: JAERI Conference proceedings, Vol.006, No.2001, p.283 (2001)
- Xiangzhong Kong, Applied Radiation and Isotopes, Vol.49, Issue.12, p.1529 (1998)
- A.J.Koning, J.P.Delaroche, Nucl. Phys. A713, 231 (2003) [Global potential]
- Kenneth S. Krane, "Introductory nuclear physics"
- N.Lakshmana Das, Conf: 17.Nucl.and Solid State Physics Symp.,Bombay 1974, Vol.2, p.105 (1974)
- N.Lakshmana Das, Annals of Nuclear Energy, Vol.8, Issue.6, p.283 (1981)
- MCNP prmr, "An MCNP primer", J. K. Shultis, R. E. Faw
- J.W.Meadows, Annals of Nuclear Energy, Vol.23, p.877 (1996)
- OECD/NEA Report, Neutron Sources For Basic Physics and Applications, Editor S. Cierjacks, Pergamon Press 1983
- B.H.Patrick, Conf: IAEA Nucl.Data Section report to the I.N.D.C., No.232, p.69 (1990)
- S.M.Qaim, Nuclear Physics, Section A, Vol.224, p.319 (1974)

M. Serris et al, Physical Review C86, 034602 (2012), Experimental and theoretical study of the (n,2n) reaction on  $^{174,176}\text{Hf}$  isotopes.

M. Serris et al, Science Direct Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 261 (2007) 941-944, Study of the (n,2n) cross section of the  $^{174}\text{Hf}$  isotope

Διπλωματική εργασία, Ε.Μ.Π (2010), Α. Σπηλιώτης

R.L.Varner,W.J.Thompson,T.L.McAbee,E.J.Ludwig,T.B.Clegg,Phys. Rep. 201,57 (1991)

R. Vlastou, C.T. Papadopoulos, M. Kokkoris, G. Perdikakis, S. Galanopoulos, M. Serris, A. Lagoyannis, S. Harissopoulos, J. Radioanal. Nucl. Chem. 272(2007) 219

R. Vlastou, M. Kokkoris, M. Diakaki, C. Constantinou, C. Kalfas, A. Kotrotsou, A. Lagoyannis, M. Lamprou, V. Loisou, E. Mara, V. Paneta, G. Provas, and A. Tsinganis, Nucl. Instr. Meth. B 269, 3266 (2011).

D.Wilmore and P.E.Hodgson, Nucl. Phys. 55,673 (1964)