



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

---

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ  
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

«Μελέτη των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  
 $^{19}\text{F}(\text{d},\text{p})^{20}\text{F}$  και  $^{19}\text{F}(\text{d},\alpha)^{17}\text{O}$ »

Μεταπτυχιακή εργασία του  
Βασίλη Ρακόπουλου

Τριμελής Επιτροπή:

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

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

Δρ. Ρ. Βλαστού – Ζάννη, Καθηγήτρια Ε.Μ.Π.



«Μελέτη των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  
 $^{19}\text{F}(\text{d},\text{p})^{20}\text{F}$  και  $^{19}\text{F}(\text{d},\alpha)^{17}\text{O}$ »

Μεταπτυχιακή εργασία του  
Βασίλη Ρακόπουλου



# ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

<b>1 Μέθοδοι ανίχνευσης φθορίου</b>	1
Εισαγωγή	1
1.1 Ανάλυση στόχων με φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford (RBS)	3
1.2 Ανάλυση φθορίου με μεθόδους πυρηνικών αντιδράσεων (NRA)	6
1.2.1 Ανάλυση φθορίου με φασματοσκοπία ακτίνων – γ (PIGE)	7
1.2.2 Ανάλυση φθορίου με φασματοσκοπία φορτισμένων σωματιδίων	8
1.2.3 Ανάλυση στόχων με φασματοσκοπία ακτίνων – X (PIXE)	11
<b>2 Πειραματική διάταξη</b>	13
2.1 Ο επιταχυντής	13
2.2 Η κατασκευή των στόχων	15
2.3 Πειραματική διάταξη	18
2.3.1 Θάλαμος Σκέδασης	18
2.3.2 Ανιχνευτική διάταξη	18
2.4 Ηλεκτρονική Διάταξη	21
<b>3 Ανάλυση πειραματικών δεδομένων</b>	23
Εισαγωγή	23
3.1 Ενεργός διατομή αντίδρασης	23
3.2 Οι αντιδράσεις $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$ και $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$	25
3.2.1 Βαθμονόμηση φασμάτων	26
3.2.2 Αναγνώριση κορυφών	27
3.2.3 Επεξεργασία φασμάτων φορτισμένων σωματιδίων	29
3.2.4 Υπολογισμός του γινομένου Q·Ω	30
3.3 Πάχος στόχου	33
3.4 Υπολογισμός τελικής ενέργειας της δέσμης	37
3.5 Διαφορικές Ενεργές Διατομές	39
3.5.1 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$	40
3.5.2 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d,\alpha_1)^{17}\text{O}$	43
3.5.3 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d,\alpha_2)^{17}\text{O}$	46
3.5.4 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$	49
3.5.5 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d,p_0)^{20}\text{F}$	51
3.5.6 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d,p_1)^{20}\text{F}$	54
3.6 Σύγκριση με δεδομένα της βιβλιογραφίας	56
<b>4 Συμπεράσματα</b>	63
Προτάσεις για το μέλλον	64
<b>Βιβλιογραφία</b>	65

## *Ευχαριστίες*

Η παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια του Δ.Π.Μ.Σ. «Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές» της σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου και του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος». Οι μετρήσεις και η ανάλυση πραγματοποιήθηκαν στο Ινστιτούτο Πυρηνική Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος».

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επίκουρο καθηγητή του Ε.Μ.Π. Μιχάλη Κόκκορη για τη βοήθεια και τις παρατηρήσεις του κατά τη διάρκεια της εργασίας, καθώς επίσης και την καθηγήτρια του Ε.Μ.Π. Ρόζα Βλαστού – Ζάννη για τη βοήθεια και τις υποδείξεις της.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τους υποψήφιους διδάκτορες Βαρβάρα Φωτεινού, Γιώργο Προβατά, Θεόδωρο Κωνσταντινόπουλο και Βαλεντίνα Πανέτα όπως επίσης και τον μεταδιδακτορικό ερευνητή Μιχάλη Αξιώτη για το ευχάριστο κλίμα που δημιούργησαν στο εργαστήριο και τη βοήθεια τους σε όλη τη διάρκεια της εργασίας.

Δε θα ήταν εφικτό να πραγματοποιηθούν οι μετρήσεις χωρίς τη προσπάθεια του τεχνικού του εργαστηρίου Μ. Ανδριάνη, ο οποίος με βοήθησε υπομονετικά όποτε τον χρειάστηκα.

Τέλος, το μεγαλύτερο ευχαριστώ οφείλω στον επιβλέποντα της εργασίας, ερευνητή Γ' του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» Δρα. Αναστάσιο Λαγογιάννη για τη συνεχή βοήθεια και υποστήριξη που μου παρέχει, καθώς επίσης και για τις παρατηρήσεις και τις υποδείξεις του, χωρίς τις οποίες η πραγματοποίηση της παρούσας εργασίας δε θα ήταν δυνατή.

## Abstract

The quantitative determination of fluorine in various samples is of great importance for the material science as well as for the medical, biological and environmental studies. The main problem in fluorine's case, like all the other halogens, is coming from the fact that it is highly reactive, so it is usually present in relatively complex matrices.

Among Ion Beam Analysis (IBA) methods, only Nuclear Reactions Analysis (NRA) can quantify the abundance of individual light isotopes in material samples, and simultaneously can provide depth profiling data. Resonant Photon Induced Gamma-ray Emission (r-PIGE) can provide accurate quantitative and depth profiling data, but it is a strictly isotopic time consuming method while no information is provided for the other light elements present in the samples.

Previous measurements of the  $^{19}\text{F}(\text{d},\text{p})^{20}\text{F}$  and  $^{19}\text{F}(\text{d},\alpha)^{17}\text{O}$  reactions, have been performed within the energy range  $E_d=1800\text{-}2500$  keV for the former reaction [Be65] and within the energy range  $E_d=710\text{-}2420$  keV for the latter [Be65, Ma81]. However in these works only one backward angle was investigated ( $150^\circ$ ) and the existing data exhibit serious discrepancies not only at the order of magnitude (differences in the most favorable cases by a factor of 3), but also at the shape of the excitation functions. The aim of the present study was to resolve the discrepancies of the previous studies, and to add new data in the literature as well.

In the present study, differential cross sections of the two first proton groups  $^{19}\text{F}(\text{d},\text{p})^{20}\text{F}$  were measured, as well as of the four first groups of  $\alpha$ -particles emission of the reaction  $^{19}\text{F}(\text{d},\alpha)^{17}\text{O}$ . The reactions have been measured over the deuteron energy range  $E_d=1800\text{-}3000$  keV in steps of 25 keV. The experiments were performed using the deuteron beam of the 5.5 MV Tandem Accelerator of N.C.S.R "Demokritos", Athens, Greece.

An isotopically enriched (94%  $^6\text{Li}$ ) LiF target was evaporated in a thin carbon foil. The  $\alpha$ -particles and the protons were detected at two backwards angles ( $150^\circ$  and  $170^\circ$ ) by two silicon surface barrier detectors, placed in a RBS chamber. The results are also compared to data from literature, when present, and are validated through benchmarking experiments using high purity thick  $\text{BaF}_2$  target.

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

## Μέθοδοι ανίχνευσης φθορίου

### Εισαγωγή

Το φθόριο (F) ανήκει στη 2<sup>η</sup> περίοδο και την 17<sup>η</sup> ομάδα του περιοδικού πίνακα, στην οικογένεια των αλογόνων. Είναι το ελαφρύτερο αλογόνο, ενώ έχει μόνο ένα σταθερό ισότοπο το <sup>19</sup>F. Πρόκειται για αέριο αμέταλλο με σημείο τήξης τους -219.62 °C και σημείο βρασμού τους -188.14 °C. Έχει την μεγαλύτερη ηλεκτρονική συγγένεια με το χλώριο από κάθε άλλο στοιχείο του περιοδικού πίνακα και γι' αυτό το λόγο αποτελεί ένα από τα γνωστότερα οξειδωτικά, ενώ είναι το 13° πιο άφθονο στοιχείο που συναντάται στο φλοιό της γης.

Το φθόριο, όπως και τα περισσότερα αλογόνα, είναι πολύ δραστικό με αποτέλεσμα να μη συναντάται ελεύθερο στη φύση. Η ικανότητα του να σχηματίζει σταθερές φθοριούχες ενώσεις με όλα τα στοιχεία, εκτός από το ήλιο (He) και το νέο (Ne), οι οποίες έχουν υψηλή χημική και θερμική σταθερότητα και χαμηλά σημεία τήξης και βρασμού, το καθιστούν σημαντικό στο εμπόριο, καθώς χρησιμοποιείται σε πολλές οργανικές ενώσεις όπως τα αέρια υδροφθοράνθρακα που βρίσκουν εφαρμογή στα ψυγεία, ή τα πλαστικά φθοριωμένα πολυτετραφθοροαιθυλένα, γνωστά και ως "Teflon".

Όπως έχει προαναφερθεί το φθόριο έχει μόνο ένα σταθερό ισότοπο, το <sup>19</sup>F. Οι πυρήνες του φθορίου εμφανίζουν πυρηνικούς μαγνητικούς συντονισμούς λόγω του σπιν τους που είναι ½, της υψηλής μαγνητικής ροπής και του υψηλού γυρομαγνητικού τους λόγου, με αποτέλεσμα να είναι εφικτές γρήγορες μετρήσεις φασματομετρίας με τα ίδια αποτελέσματα συγκρινόμενες με μετρήσεις όπου χρησιμοποιείται <sup>1</sup>H. Τέτοιες μετρήσεις πραγματοποιούνται συχνά στην ιατρική και τη βιολογία προκειμένου να παρατηρηθεί η δομή των πρωτεϊνών και οι αλλαγές που εμφανίζονται στη διαμόρφωση τους. Το φυσικό φθόριο χρησιμοποιείται επίσης στον εμπλουτισμό του ουρανίου για το διαχωρισμό των ισωτόπων <sup>235</sup>U και <sup>238</sup>U μέσω διαδικασιών διάχυσης και φυγοκέντρισης.

Ακόμα οι πυρήνες του <sup>18</sup>F, ένα ραδιενεργό ισότοπο που εκπέμπει ποζιτρόνια, χρησιμοποιούνται στην τομογραφία εκπομπής ποζιτρονίων (PET scanning), λόγω του σχετικά μεγάλου χρόνου ημιζωής που εμφανίζουν.



Όπως γίνεται αντιληπτό η διαρκώς αυξανόμενη χρήση του φθορίου καθώς και οι διάφορες δυνατότητες που εμφανίζει, όπως στη χρονολόγηση δειγμάτων, έχουν ως αποτέλεσμα να παρατηρείται μεγάλο ερευνητικό ενδιαφέρον τόσο για τον ποσοτικό προσδιορισμό του, όσο και για την μελέτη της σε βάθος κατανομής του στα δείγματα. Τις περισσότερες φορές, κρίνεται απαραίτητη η επιλογή μιας μεθόδου η οποία θα είναι καθόλου ή ελάχιστα καταστροφική για τα υπό μελέτη δείγματα. Για το λόγο αυτό ιδανικές κρίνονται οι τεχνικές ανάλυσης με δέσμη φορτισμένων σωματιδίων (Ion Beam Analysis-IBA), ειδικά στην περίπτωση που το δείγμα είναι λεπτό, της τάξης των μμ, ή η περιοχή ενδιαφέροντος περιορίζεται στην επιφάνεια του δείγματος, καθώς η απώλεια ενέργειας της δέσμης των σωματιδίων κατά τη διέλευση της μέσα από το στόχο είναι μεγάλη λόγω ανελαστικών σκεδάσεων Coulomb με τα ηλεκτρόνια του πυρήνα, με αποτέλεσμα το βάθος διείσδυσης των σωματιδίων της δέσμης στο στόχο να είναι μικρό.

Στις τεχνικές αυτές ο στόχος βομβαρδίζεται με δέσμη φορτισμένων σωματιδίων (πρωτόνια, δευτέρια, πυρήνες  $^4\text{He}$  κ.ά.) ενέργειας μερικών MeV. Λόγω του γεγονότος ότι κάθε πυρήνας του υπό μελέτη δείγματος αλληλεπιδρά με διαφορετικό τρόπο με ένα φορτισμένο σωματίδιο, από την ανίχνευση και την ανάλυση των προϊόντων της αλληλεπίδρασης της προσπίπτουσας δέσμης με τους πυρήνες του στόχου, που μπορεί να είναι πρωτογενή ή δευτερογενή σωματίδια, ακτίνες  $\gamma$  ή ακτίνες  $X$ , μπορεί να εξαχθεί το πλήθος των πυρήνων που απαρτίζουν το στόχο.

Οι βασικές κατηγορίες της τεχνικής IBA είναι οι ακόλουθες:

- Φασματοσκοπία όπου αξιοποιείται το φαινόμενο της ελαστικής σκέδασης.
  - Στην περίπτωση όπου ανιχνεύεται το οπισθοσκεδαζόμενο σωματίδιο της δέσμης από το στόχο η μέθοδος ονομάζεται φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering Spectroscopy, EBS). Επιπλέον, αν ακολουθείται η σχέση του Rutherford, ονομάζεται οπισθοσκέδαση Rutherford (Rutherford Backscattering, RBS), γεγονός που εξαρτάται από το ζεύγος δέσμης-στόχου και από την ενέργεια της δέσμης.
  - Στις περιπτώσεις όπου ανιχνεύονται οι ανακρουόμενοι πυρήνες του στόχου, η μέθοδος ονομάζεται φασματοσκοπία των ελαστικά ανακρουόμενων πυρήνων (Elastic Recoil Detection Analysis, ERDA).

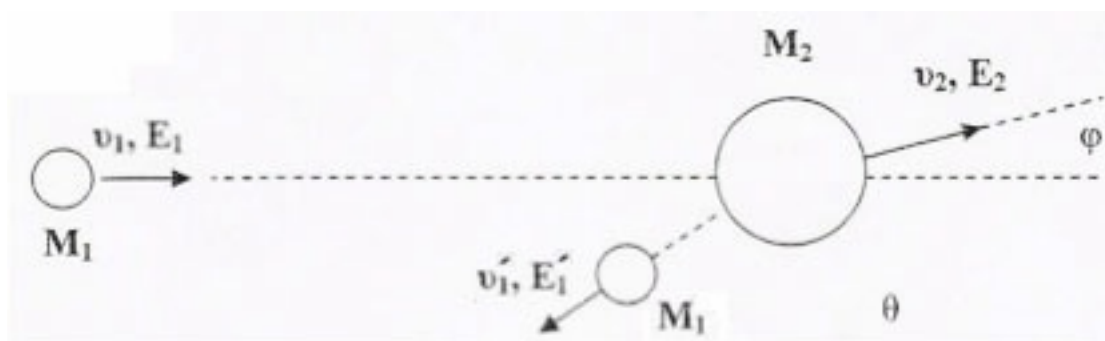
- Ανάλυση των παραγόμενων από πυρηνικές αντιδράσεις σωματιδίων (Nuclear Reaction Analysis, NRA) και η οποία περιλαμβάνει τις εξής κατηγορίες:
  - Φασματοσκοπία φορτισμένων σωματιδίων.
  - Φασματοσκοπία ακτίνων –  $\gamma$  (Particle Induced Gamma-rays Emission, PIGE).
  - Φασματοσκοπία ακτίνων – X (Particle Induced X-rays Emission, PIXE).

Παρακάτω αναλύονται οι κατηγορίες της τεχνικής IBA που χρησιμοποιούνται για την μελέτη αντιδράσεων όπου στα δείγματα περιέχονται πυρήνες φθορίου.

### 1.1 Ανάλυση στόχων με φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford (RBS)

Σκέδαση Rutherford ονομάζεται η ελαστική σκέδαση των πυρήνων της δέσμης από το δυναμικό Coulomb του πυρήνα στόχου, όταν αυτή πραγματοποιείται για ενέργειες της δέσμης αρκετά μικρότερες από το φράγμα δυναμικού του συστήματος πυρήνων στόχου -βλήματος.

Θεωρούμε βλήμα μάζας  $M_1$  και ενέργειας  $E_1$ , το οποίο προσκρούει σε ακίνητο πυρήνα στόχο μάζας  $M_2$  (σχήμα 1.1). Κατά τη σκέδαση, η οποία προκαλείται μόνο από το δυναμικό Coulomb του πυρήνα-στόχου, ένας μέρος της ενέργειας του βλήματος μεταφέρεται στο στόχο, με αποτέλεσμα το σκεδαζόμενο σωματίο να απομακρύνεται με ενέργεια  $E_1'$  μικρότερη από την αρχική του.



Σχήμα 1.1: Ελαστική σκέδαση βλήματος, μάζας  $M_1$  και κινητικής ενέργειας  $E_1$ , από ακίνητο πυρήνα-στόχο, μάζας  $M_2$ .

Θεωρώντας τη σκέδαση ελαστική, η τελική ενέργεια του βλήματος, η οποία προκύπτει από τις κλασικές αρχές της διατήρησης της ενέργειας και ορμή, δίνεται από τη σχέση (1.1) [Kr88]:

$$E_1' = E_1 \left\{ \frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} \right\} \quad (1.1)$$

ενώ η ενεργός διατομή υπακούει στη σχέση του Rutherford, η οποία δίνεται από τη σχέση (1.2) [Sa80]:

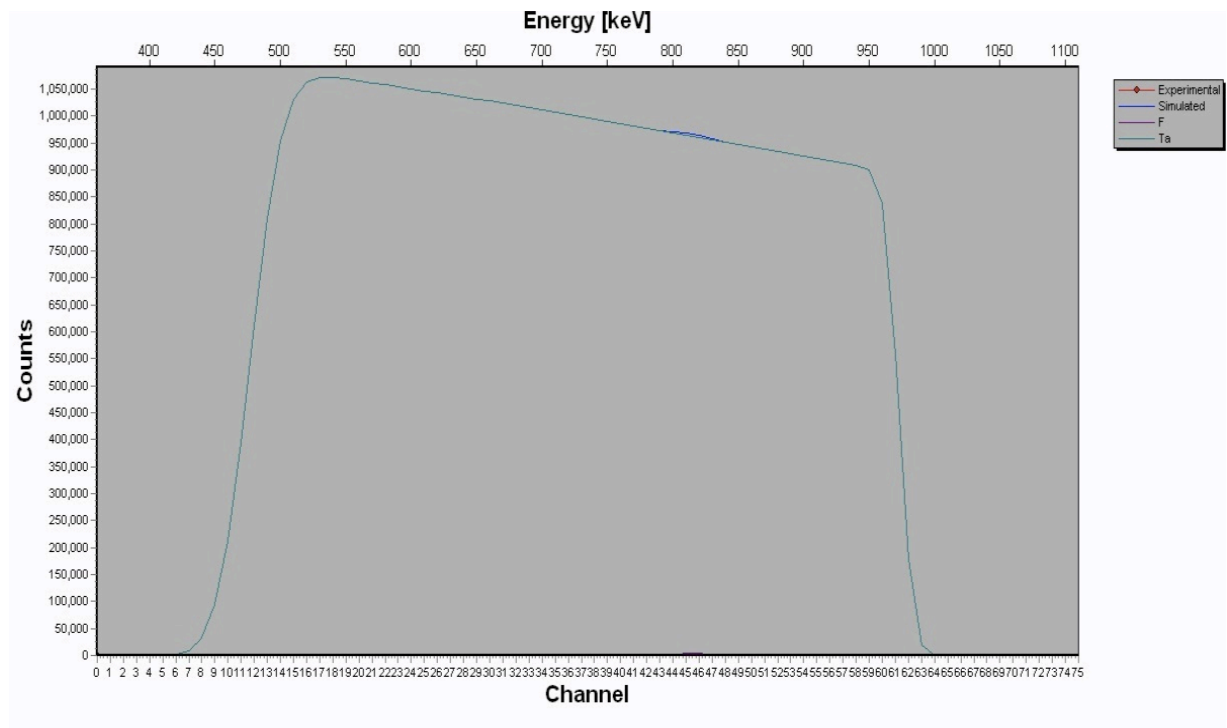
$$\sigma_R(E_1, \theta) = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_1} \right)^2 \times \frac{2 \left[ (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_2 \cos \theta \right]^2}{M_2 \sin^4 \theta (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (1.2)$$

Από τις σχέσεις (1.1) και (1.2) διαπιστώνεται ότι:

- Η ενέργεια του σκεδαζόμενου σωματιδίου συνδέεται με την μάζα του, την αρχική του ενέργεια, την μάζα των πυρήνων του στόχου και τη γωνία σκέδασης. Αποτέλεσμα είναι η ενέργεια του να είναι μεγαλύτερη όταν η σκέδαση συμβαίνει από πυρήνες μεγαλύτερης μάζας ή για μικρότερες γωνίες.
- Η διαφορική ενεργός διατομή αυξάνεται με την αύξηση του ατομικού αριθμού των σωματιδίων του στόχου ή του βλήματος, ενώ μειώνεται όταν αυξάνεται η ενέργεια του βλήματος ή η γωνία σκέδασης.

Κατά τη διαδικασία της ανάλυσης των στόχων με τη μέθοδο RBS υπάρχει προτίμηση για τις γωνίες οπισθοσκέδασης, αν και η ενεργός διατομή είναι μικρότερη. Αυτό συμβαίνει λόγω του πάχους των στόχων που χρησιμοποιούνται στις διάφορες εφαρμογές, το οποίο εν γένει είναι μεγάλο. Συγκεκριμένα, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα βελτιώνεται για γωνίες οπισθοσκέδασης, και γι' αυτό το λόγο προτιμούνται οι συγκεκριμένες γωνίες, επειδή τα δείγματα προς ανάλυση, συνήθως, περιέχουν στοιχεία διαφορετικής μάζας με αποτέλεσμα η λήψη τέτοιων φασμάτων να οδηγεί σε περισσότερο ευδιάκριτες κορυφές, αν και η ενεργός διατομή μειώνεται λόγω της περιορισμένης στατιστικής. Επίσης, λόγω του πάχους των προς ανάλυση δειγμάτων, υπάρχει περίπτωση το σκεδαζόμενο σωματίο είτε να μην εξέλθει του στόχου, είτε να διανύσει μεγάλο μήκος εντός του υλικού. Αποτέλεσμα είναι ο ενεργειακός διασκεδασμός της δέσμης λόγω της ισχύος ανάσχεσης να είναι μεγάλος, οπότε η διακριτική ικανότητα, όπως αυτή καθορίζεται από την κινηματική της σκέδασης να μειώνεται. Στην αντίθετη περίπτωση, για λεπτούς δηλαδή στόχους, η διακριτική ικανότητα βελτιώνεται, ακόμα και για δέσμες βαρύτερων στοιχείων, καθώς ο ενεργειακός διασκεδασμός είναι μικρός. Η ακρίβεια όμως της μεθόδου καθορίζεται από την μεγαλύτερη ίσως αβεβαιότητα που υπάρχει για την ισχύ ανάσχεσης.

Όπως έχει αναφερθεί και παραπάνω, η ανίχνευση ενός στοιχείου με τη συγκεκριμένη μέθοδο, εξαρτάται και από τα υπόλοιπα στοιχεία από τα οποία αποτελείται ο στόχος. Οι περιπτώσεις όπου επιθυμείται η ανίχνευση ενός ελαφρού στοιχείου, όταν αυτό βρίσκεται σε μικρές ποσότητες σε ένα στόχο που αποτελείται από βαρύτερους πυρήνες, εμφανίζει αρκετές δυσκολίες. Αυτό συμβαίνει γιατί η σκέδαση που γίνεται από τον βαρύτερο πυρήνα, θα εμφανίζει μεγαλύτερη ενεργό διατομή, καθώς επίσης και τα σκεδαζόμενα σωματίδια θα έχουν μεγαλύτερη ενέργεια από τα αντίστοιχα σκεδαζόμενα από το ελαφρύ στοιχείο. Ένα χαρακτηριστικό συλλεχθέν φάσμα της διαδικασίας που περιγράφεται φαίνεται παρακάτω, όπου δέσμη πρωτονίων σκεδάζεται από στρώμα φθορίου, το οποίο επικάθεται σε παχύ στρώμα τανταλίου.



**Σχήμα 1.2:** Φάσμα οπισθοσκεδαζόμενων πρωτονίων ενέργειας  $E_p=1000$  keV από στρώμα φθορίου, πάχους  $150 \cdot 10^{15}$  άτομα/cm<sup>2</sup>, που βρίσκεται πάνωσε παχύ υπόστρωμα τανταλίου.

Όπως φαίνεται και από το φάσμα η πληροφορία από τη σκέδαση στο ελαφρύ στοιχείο χάνεται καθώς η κορυφή της επικαλύπτεται από το συνεχές φάσμα, με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατή η ανάλυση της. Αν όμως το άθροισμα της ενέργειας του βλήματος και του Q-value της αντίδρασης ισούται με την ενέργεια που απαιτείται για τη δημιουργία μιας από τις στάθμες του σύνθετου πυρήνα (αντιδράσεις συντονισμού) η διαφορική ενεργός διατομή αυξάνεται κατά πολύ. Στην περίπτωση αυτή η κορυφή από τη σκέδαση στο ελαφρύ στοιχείο γίνεται ευδιάκριτη με

αποτέλεσμα να μπορεί να αναλυθεί και να εξαχθεί η ζητούμενη πληροφορία. Η δυνατότητα ή μη των παραπάνω καθορίζεται αποκλειστικά από το εύρος και την ισχύ του συντονισμού.

Στην ελαστική σκέδαση του φθορίου  $^{19}\text{F}(p,p)^{19}\text{F}$  εμφανίζονται επτά συντονισμοί για ενέργειες πρωτονίων:

$E_p=669, 843, 873, 935, 1346, 1372, 1422 \text{ keV [We55]}$ .

Ένα από τα βασικότερα πλεονεκτήματα της μεθόδου RBS, είναι ότι καθώς η ενεργός διατομή της είναι αναλυτικά υπολογισμένη, δεν απαιτούνται πειραματικά δεδομένα.

## **1.2 Ανάλυση φθορίου με μεθόδους πυρηνικών αντιδράσεων (NRA)**

Στην περίπτωση όπου η ενέργεια της δέσμης γίνει αρκετά μεγάλη, ώστε να ξεπερνά το φράγμα του δυναμικού Coulomb του ζεύγους δέσμης-στόχου, λαμβάνει χώρα μια πυρηνική αντίδραση. Στην περίπτωση όπου η ενέργεια της δέσμης είναι μικρότερη, υπάρχει πιθανότητα να συμβούν πάλι πυρηνικές αντιδράσεις, αλλά αυτή εξαρτάται από την πιθανότητα πραγματοποίησης του φαινομένου σήραγγας. Από τις αντιδράσεις αυτές προκύπτουν φορτισμένα σωματίδια ή φωτόνια. Το φάσμα που συλλέγεται από αυτές τις αντιδράσεις αποτελείται από ευδιάκριτα διαχωρισμένες κορυφές απαλλαγμένες από υπόβαθρο, καθώς η ενέργεια των παραγόμενων πυρήνων είναι αρκετά μεγαλύτερη από την αντίστοιχη των ελαστικά σκεδαζόμενων πυρήνων, αν και η ενεργός διατομή αυτών των αντιδράσεων είναι αρκετά μικρότερη από αυτή της σκέδασης Rutherford. Μάλιστα όσο πιο μεγάλο είναι το Q-value της αντίδρασης τόσο πιο απομονωμένες και ευδιάκριτες είναι οι ανιχνευόμενες κορυφές, με αποτέλεσμα η συγκεκριμένη μέθοδος να είναι αδιάφορη ως προς τη σύσταση του στόχου.

### **1.2.1 Ανάλυση φθορίου με φασματοσκοπία ακτίνων – γ (PIGE)**

Κατά την ανάλυση στόχων με φασματοσκοπία ακτίνων – γ καταγράφεται το φάσμα των ακτίνων – γ που εκπέμπονται από την αντίδραση κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης του στόχου και που συνοδεύουν την αποδιέγερση του σχηματιζόμενου ενδιάμεσου πυρήνα. Οι ακτίνες – γ, οι οποίες είναι χαρακτηριστικές για τον κάθε πυρήνα στόχο, ανιχνεύονται με ανιχνευτή γερμανίου υψηλής καθαρότητας (HPGe) και καταγράφεται το φάσμα τους.

Σε ορισμένες περιπτώσεις και για συγκεκριμένες ενέργειες της δέσμης η εκπομπή των ακτίνων – γ από τον πυρήνα εμφανίζει ισχυρούς συντονισμούς με μικρός εύρος, της τάξης των keV. Στην περίπτωση αυτή, μπορεί να γίνει εφαρμογή της μεθόδου συντονιστικής PIGE (resonant-PIGE) και να αξιοποιηθούν αυτοί οι συντονισμοί, προκειμένου να γίνει σε βάθος μελέτη της διαστρωμάτωσης του υπό μελέτη στόχου. Συγκεκριμένα, όταν η ενέργεια της δέσμης συμπίπτει με την ενέργεια του συντονισμού, σχηματίζεται μια κορυφή στο φάσμα των ακτίνων – γ που οφείλεται σε γεγονότα που συμβαίνουν στην επιφάνεια του στόχου, σε μια τομή που το πάχος της εξαρτάται από το εύρος του συντονισμού. Όπως γίνεται αντιληπτό, όσο η δέσμη εισέρχεται εντός του στόχου, η ενέργεια των σωματιδίων ελαττώνεται λόγω της ισχύος ανασχεσης με αποτέλεσμα να μην βρίσκεται πλέον μέσα στο εύρος του συντονισμού. Αυξάνοντας όμως την ενέργεια της δέσμης τα γεγονότα που συμβάλλουν στο σχηματισμό της κορυφής του φάσματος των ακτίνων – γ, συμβαίνουν βαθύτερα μέσα στο στόχο, όπου τα σωματίδια έχουν χάσει πλέον αρκετή ενέργεια και βρίσκονται εντός του εύρους του συντονισμού. Με τον τρόπο αυτό είναι δυνατό να γίνει μέτρηση της συγκέντρωσης του στοιχείου σε κάθε τομή, καθώς λαμβάνονται πολλά φάσματα ακτίνων – γ σε τομές συγκεκριμένου πάχους.

Όπως γίνεται αντιληπτό η συγκεκριμένη μέθοδος κρίνεται ικανοποιητική για την μέτρηση της συγκέντρωσης σε βάθος κάποιου στοιχείου στο στόχο. Αρνητικά της μεθόδου είναι ότι κάθε φορά μπορεί να μετριέται η συγκέντρωση ενός μόνο συγκεκριμένου στοιχείου, με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατό να ληφθούν πληροφορίες για τα υπόλοιπα στοιχεία που αποτελούν το στόχο. Επίσης απαιτείται γνώση της ενεργού διατομής των αντιδράσεων, της ενέργειας και του εύρους του συντονισμού, καθώς και της ενέργειας εκπομπής των ακτίνων – γ. Ακόμα είναι μια χρονοβόρος διαδικασία, καθώς απαιτείται η συλλογή πολλών φασμάτων, ενώ υπάρχουν και περιορισμοί λόγω της απόδοσης των ανιχνευτών HPGe. Επιπλέον τα

φάσματα που συλλέγονται είναι πιο πολύπλοκα λόγω της ύπαρξης υψηλού υπόβαθρου, από τα αντίστοιχα της φασματοσκοπίας φορτισμένων σωματιδίων.

Στην περίπτωση του φθορίου, οι χαρακτηριστικές ακτίνες –  $\gamma$  που συνήθως μετρώνται είναι ενέργειας  $E_\gamma=110, 197, 1240, 1350$  και  $1360$  keV, από τις οποίες οι δύο πρώτες έχουν μεγάλες τιμές ενεργού διατομής και δεν παρεμβάλλονται με άλλες ακτίνες –  $\gamma$  [Bo88].

Οι συντονισμοί που παρατηρούνται για το φθόριο και που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη σε βάθος ανάλυση του στόχου, δίνονται στον πίνακα που ακολουθεί [Je00]:

$E_R$ (keV)	$\sigma^{exp}(E_R) - 110$ keV	$\sigma^{exp}(E_R) - 197$ keV	$\sigma^{exp}(E_0)/\sigma_R$	$\sigma_R - 110$ keV	$\sigma_R - 197$ keV
872.1	3.7	57	1.66	6.4 (13%)	99 (10%)
899.8 ± 1	1.7	12	1.70	2.8 (13%)	21 (10%)
935.2 ± 1	192	1.2	1.31	256 (12%)	1.6 (9%)
1136.5 ± 1		11	2.08		22 (10%)
1243 ± 1	27	0.83	1.00	27 (12%)	0.83 (9%)
1344 ± 1	26	20	1.57	39 (13%)	30 (10%)
1370.3	41	39	1.11	45 (12%)	39 (9%)
1421 ± 1	292	8.4	1.08	317 (12%)	9.1 (9%)
1603 ± 2	14	3.2	1.00	14 (12%)	3.2 (9%)
1664 ± 4	10	8.6	1.00	10 (12%)	8.6 (9%)
1697 ± 2	58	16	1.00	58 (12%)	16 (9%)
1940 ± 5	189	165	1.00	189 (12%)	165 (9%)
2322 ± 5	282	158	1.00	282 (12%)	158 (9%)
2382 ± 5	153	190	1.00	153 (12%)	190 (9%)
2563 ± 8	144	94	1.00	144 (12%)	94 (9%)
2650 ± 10	142	160	1.00	142 (12%)	160 (9%)

<sup>a</sup>Cross-section values, uncorrected,  $\sigma^{exp}(E_R)$ , and corrected for target thickness effects,  $\sigma_R$ , are given together with the correction factor. Results have the following uncertainties: for  $\sigma^{exp}(E_R) - 110$  keV – 12%; for  $\sigma^{exp}(E_R) - 197$  keV – 9%. For  $\sigma_R$  the values of uncertainties are given above in brackets.

**Πίνακας 1: Πίνακας όπου καταγράφονται οι τιμές της ενέργειας των πρωτονίων όπου συναντώνται οι συντονισμοί των ακτίνων –  $\gamma$  που εκπέμπονται από το  $^{19}\text{F}$ .**

### 1.2.2 Ανάλυση φθορίου με φασματοσκοπία φορτισμένων σωματιδίων

Όπως έχει αναφερθεί και παραπάνω η ανάλυση στόχων με φασματοσκοπία φορτισμένων σωματιδίων κρίνεται η καταλληλότερη για τη σε βάθος μελέτη του στόχου στην περίπτωση που απαιτείται ταυτόχρονη ποσοτικοποίηση και των υπολοίπων στοιχείων που αποτελούν το στόχο. Το φράγμα δυναμικού Coulomb όταν δέσμη δευτερίων προσπίπτει σε στόχο φθορίου υπολογίζεται, κατά προσέγγιση, ίσο με 3 MeV. Στην παρούσα εργασία το εύρος ενεργειών της δέσμης κυμαίνεται από 1.8

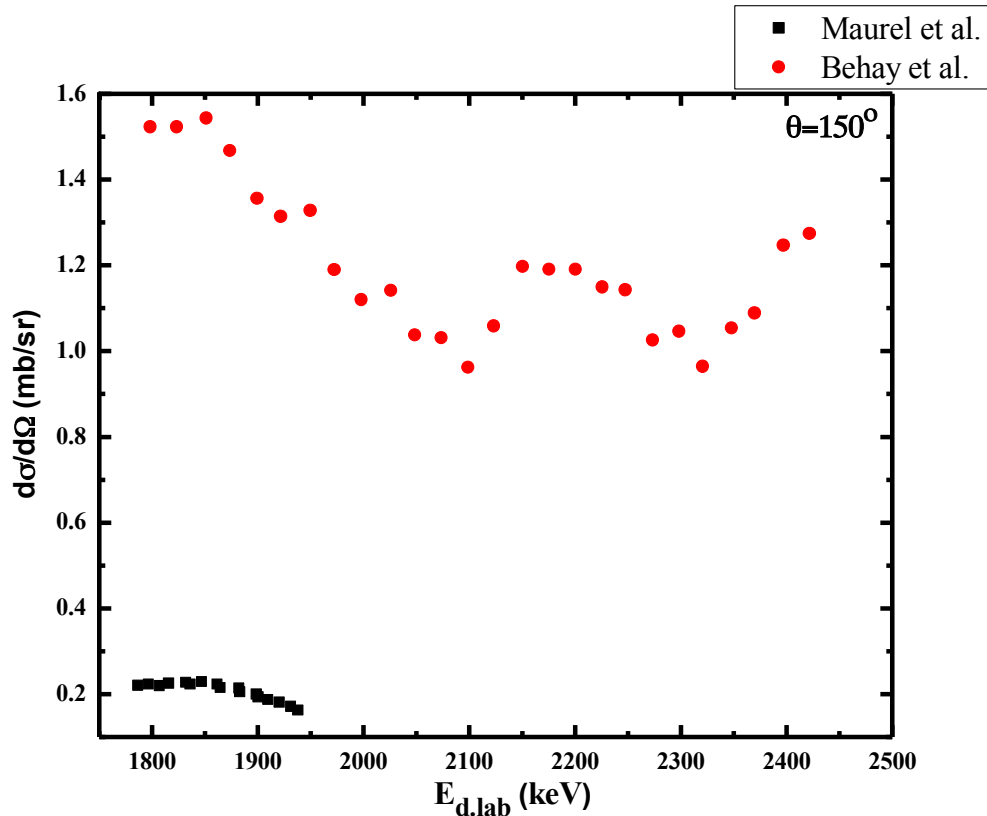
εως 3 MeV, κάτω δηλαδή από το φράγμα δυναμικού Coulomb, με αποτέλεσμα οι πυρηνικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα να οφείλονται στο φαινόμενο σήραγγας.

Παρακάτω παρουσιάζονται ορισμένα χαρακτηριστικά δεδομένα της βιβλιογραφίας, τα οποία είναι συμβατά με τις ανάγκες της NRA, στις περιπτώσεις όπου η δέσμη αποτελούνταν από δευτέρια και οι γωνίες ανίχνευσης ήταν μεγαλύτερες από 90°:

- $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ : Το Q-value της αντίδρασης είναι ίσο με 4377 keV. Η τιμή της ενεργού διατομής για  $\theta=150^\circ$  ποικίλει και παρουσιάζει απότομες διακυμάνσεις. Για την περίπτωση της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,p_0)^{20}\text{F}$  η τιμή κυμαίνεται από 30-100 mb/sr, ενώ για την αντίδραση  $^{19}\text{F}(d,p_1)^{20}\text{F}$  κυμαίνεται από 0.4-1.1 mb/sr, σύμφωνα με δεδομένα των El-Behay et al. [Be63]. Εξαιτίας της χαμηλής τιμής της Q-value, και των μεγάλων διακυμάνσεων στην τιμή της ενεργού διατομής, η αντίδραση δεν μπορεί να θεωρηθεί κατάλληλη για την μελέτη της σε βάθος κατανομής του φθορίου.
- $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$ : Το Q-value της αντίδρασης είναι ίσο με 10032 keV. Το υψηλό Q-value της αντίδρασης έχει ως αποτέλεσμα τα παραγόμενα σωματίδια  $\alpha$  να έχουν μεγάλες ενέργειες και οι κορυφές τους να είναι απομονωμένες στο φάσμα. Συγκεκριμένα η κορυφή της αντίδρασης βρίσκεται σε ενέργειες μεγαλύτερες των 9 MeV, σε σχεδόν μηδενικό υπόβαθρο για δέσμη δευτερίων ενέργειας  $E_d=3$  MeV. Οι τιμές της ενεργού διατομής κυμαίνονται σε χαμηλά επίπεδα και παρουσιάζουν ομαλές μεταβολές:
  - 0.16-0.23 mb/sr, σύμφωνα με δεδομένα των Maurel et al., για γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$  και για ενέργεια δέσμης  $E_d=710-1940$  keV [Mau81].
  - 0.9-1.5 mb/sr, σύμφωνα με δεδομένα των El-Behay et al., για γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$  και για ενέργεια δέσμης  $E_d=1000-2420$  keV [Be65].

Παρακάτω παρουσιάζεται σε κοινή γραφική παράσταση οι τιμές της ενεργού διατομής που αναφέρθηκαν παραπάνω.





Σχήμα 1.3: Ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$  παλιότερων μετρήσεων από τους El-Behay et al. και Maurel et al. για γωνία αντίχενωσης  $\theta=150^\circ$ .

Όπως γίνεται φανερό, οι τιμές της ενεργού διατομής που υπάρχουν μέχρι σήμερα ως δεδομένα στη βιβλιογραφία εμφανίζουν μεγάλες διακυμάνσεις μεταξύ τους. Γι'αυτό το λόγο οδηγηθήκαμε στην ανάγκη να ξαναμετρηθούν οι τιμές της ενεργού διατομής για τις αντιδράσεις  $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ ,  $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$  για ενέργειες δέσμης δευτερίων  $E_d=1.8-3$  MeV και για γωνίες αντίχενωσης  $\theta=150^\circ$  και  $\theta=170^\circ$ , προκειμένου να γίνουν συγκρίσεις με παλαιότερα δεδομένα της βιβλιογραφίας, καθώς επίσης και για να προστεθούν καινούρια για γωνίες αντίχενωσης και ενέργειες δευτερίων, όπου δεν υπάρχουν.

Προκειμένου να γίνει επαλήθευση ότι οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία ήταν σωστές, έγινε συμπληρωματική μέτρηση (validation) με παχύ στόχο φθορίου, τα αποτελέσματα της οποίας αναλύονται σε επόμενη ενότητα.

### **1.2.3 Ανάλυση στόχων με φασματοσκοπία ακτίνων – X (PIXE)**

Η ανάλυση στόχων με φασματοσκοπία ακτίνων – X προτιμάται σε περιπτώσεις όπου απαιτούνται γρήγορες ποσοτικές μετρήσεις της συγκέντρωσης κάποιου στοιχείου ή για την απλή ανίχνευση του και όχι όταν ζητείται η σε βάθος μελέτη της κατανομής του. Επίσης αυτή η μέθοδος δεν είναι δυνατό να διακρίνει τα πιθανά ισότοπα που βρίσκονται στο στόχο. Η τεχνική PIXE δεν αποτελεί ουσιαστικά πυρηνική μέθοδο, καθώς αλληλεπιδρούν τα φορτισμένα σωματίδια της δέσμης με το ηλεκτρονιακό νέφος των ατόμων.

Οι πυρήνες της δέσμης ιονίζουν τα άτομα που συναντούν ή διεγείρουν ηλεκτρόνια σε ενεργειακά υψηλότερες στάθμες, αφήνοντας μια οπή στις κατώτερες στάθμες του ατόμου, οπότε ξεκινά μια ηλεκτρονική αναδιευθέτηση στο άτομο για τη συμπλήρωση της οπής και την αποδιέγερση του. Αν οι μεταπτώσεις είναι επιτρεπτές, όπως αυτές επιβάλλονται από τους κανόνες της κβαντομηχανικής, πραγματοποιείται ταυτόχρονη εκπομπή φωτονίων, με μήκη κύματος στην περιοχή των ακτίνων – X ή με εκπομπή ηλεκτρονίων Auger. Η εκπομπή των ακτίνων – X συναντάται συνήθως σε στοιχεία με μεγάλο ατομικό αριθμό, ενώ αντίστοιχα η εκπομπή των ηλεκτρονίων Auger σε στοιχεία με μικρό ατομικό αριθμό και η ανίχνευση τους γίνεται με ανιχνευτές ημιαγωγών, για παράδειγμα Si(Li) ή γερμανίου υψηλής καθαρότητας. Ένα από τα βασικότερα αρνητικά της μεθόδου είναι ότι οι ακτίνες – X συχνά απορροφώνται από το παράθυρο του ανιχνευτή, τον περιβάλλοντα αέρα, ή ακόμα και ενδοαπορροφώνται μέσα στο ίδιο το υλικό, καθώς οι ενέργειες των φωτονίων είναι αρκετά μικρότερες από αυτές που χρησιμοποιούνται στην μέθοδο PIGE.

Στην περίπτωση του φθορίου, και ειδικά για το στόχο LiF, οι εκπεμπόμενες ακτίνες – X έχουν ενέργεια ίση με 677 eV [Ko71].



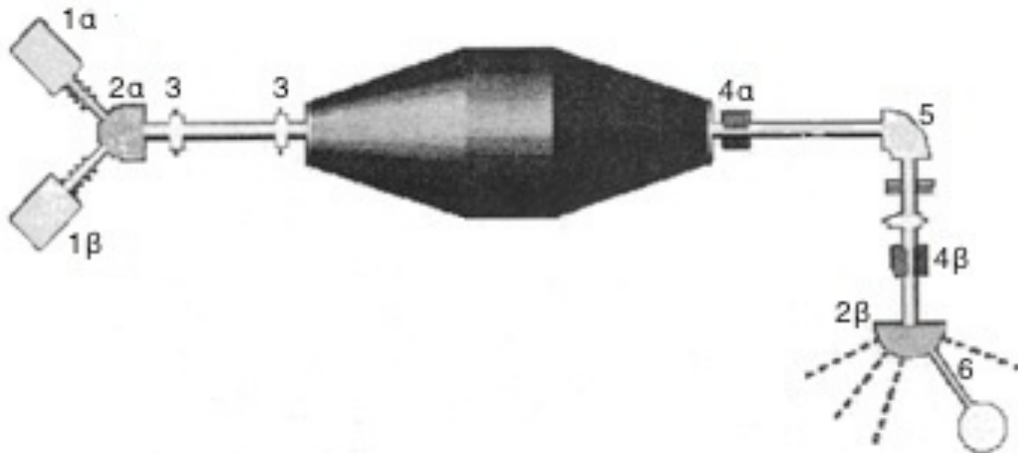
## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

### Πειραματική Διάταξη

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται η διαδικασία διεξαγωγής του πειράματος, η κατασκευή των στόχων και η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε. Σκοπός του πειράματος είναι η μελέτη των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$  και  $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$  στην ενεργειακή περιοχή 1800-3000 keV, με βήμα 25 keV και για γωνίες ανίχνευσης  $150^\circ$  και  $170^\circ$  ως προς τη διεύθυνση της δέσμης.

#### 2.1 Ο επιταχυντής

Το πείραμα πραγματοποιήθηκε στον επιταχυντή τύπου Van der Graaff Tandem μέγιστης διαφοράς δυναμικού 5.5 MV, του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”.



Σχήμα 2.1: Σχηματική αναπαράσταση της επιταχυντικής διάταξης

Ο επιταχυντής αποτελείται από ένα σύστημα δύο πηγών ιόντων, την πηγή Sputter (1α) για την παραγωγή των βαρέων ιόντων, όπως  $^{12}\text{C}$  και  $^{16}\text{O}$ , και την πηγή Duoplasmatron (1β) για την παραγωγή ελαφρών ιόντων, όπως  $^1\text{H}$  και  $^2\text{H}$ , η οποία και χρησιμοποιήθηκε στο παρόν πείραμα για την παραγωγή της δέσμης δευτερίων. Και οι δύο πηγές παράγουν αρνητικά ιόντα. Συγκεκριμένα, στην πηγή duoplasmatron υπάρχει ένας κύλινδρος, ο οποίος περιβάλλεται από ένα πηνίο, τοποθετημένο

ομοαξονικά ως προς τον κύλινδρο. Ο κύλινδρος γεμίζει με το αέριο του στοιχείου που πρόκειται να επιταχυνθεί, ενώ από την μία πλευρά του σωλήνα βρίσκεται η άνοδος, η οποία διαθέτει μια μικρή οπή ( $<0.5\text{mm}$ ), ενώ μετά την άνοδο τοποθετείται ένα ηλεκτρόδιο εξαγωγής. Από την άλλη πλευρά του σωλήνα, βρίσκεται το ηλεκτρόδιο καθόδου, το οποίο αποτελείται από πλατίνα επικαλυμμένη με ανθρακικό βάριο ( $\text{BaCO}_3$ ). Κατά τη διέλευση ρεύματος μερικών δεκάδων Amperè από το ηλεκτρόδιο καθόδου, προκαλείται εκπομπή ηλεκτρονίων από την επιφάνεια του, τα οποία συγκρούονται με τα μόρια του αέρα και δημιουργούν ένα βολταϊκό τόξο ρεύματος λίγων Amperè. Η χαμηλή πίεση του αερίου σε συνδυασμό με την υψηλή θερμοκρασία που δημιουργεί το τόξο, δημιουργούν την κατάσταση πλάσματος, που συγκρατείται πλησίον της οπής εξαγωγής λόγω του πεδίου του πηνίου. Τα περιφερειακά αρνητικά ιόντα του πλάσματος έλκονται από το ηλεκτρόδιο εξαγωγής, καθώς είναι φορτισμένο σε θετική τάση ( $+20\text{kV}$ ), οδηγούνται σε έναν ηλεκτροστατικό φακό, εστιάζονται και στη συνέχεια οδηγούνται στον προεπιταχυντικό σωλήνα, όπου και υφίστανται την πρώτη επιτάχυνση των  $60\text{ kV}$ . Στη συνέχεια τα αρνητικά ιόντα οδηγούνται στον πρώτο μαγνήτη απόκλισης (2α), όπου τα επιθυμητά αρνητικά ιόντα διαχωρίζονται ανάλογα με την μάζα τους και στρέφονται κατά  $30^\circ$ , προκειμένου να εισέλθουν στην κεντρική γραμμή μεταφοράς.

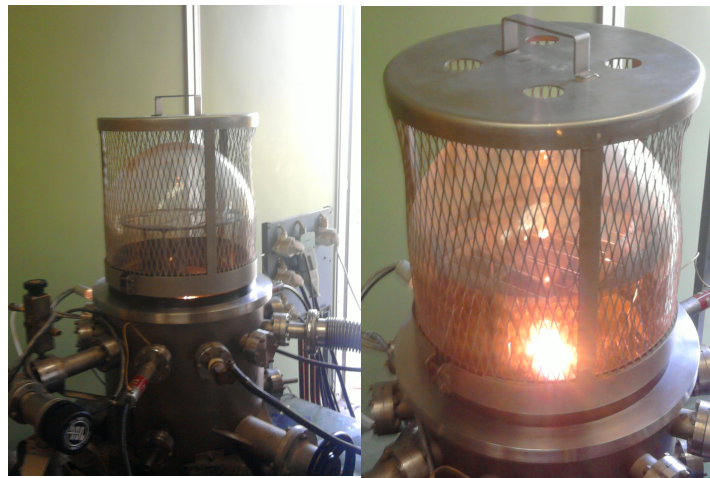
Έπειτα, και αφού η δέσμη περάσει μέσα από δύο φακούς εστίασης (3), δέχεται το θετικό (ελκτικό) δυναμικό (ως  $5\text{ MV}$ ) από τη γεννήτρια του επιταχυντή Van de Graaf, και διέρχεται από τη δεξαμενή του επιταχυντή. Κατόπιν, επειδή τα ιόντα στο κέντρο του επιταχυντή διέρχονται από ένα λεπτό υμένιο άνθρακα, μετατρέπονται σε θετικά, καθώς το υμένιο λειτουργεί ως απογυμνωτής ηλεκτρονίων. Η θετική πλέον δέσμη των ιόντων απωθείται από το θετικό δυναμικό της γεννήτριας και επιταχύνεται για δεύτερη φορά στο σωλήνα επιτάχυνσης υψηλής ενέργειας. Στη συνέχεια αφού η δέσμη διέλθει μέσα από ηλεκτρομαγνητικά τετράπολα (4α), προκειμένου να εστιαστεί, οδηγείται στον μαγνήτη ανάλυσης (5), όπου γίνεται η τελική επιλογή των ιόντων βάσει της επιθυμητής ενέργειας και στρέφεται κατά  $90^\circ$ .

Αφού εστιαστεί για μία ακόμα φορά (4β), οδηγείται μέσω του τελικού μαγνήτη απόκλισης (2β) και μέσω διαφόρων οπτικών στοιχείων και μέσω διαφραγμάτων (collimators) σε μία από τις πέντε πειραματικές διατάξεις (6). Στην παρούσα εργασία το τελευταίο διάφραγμα ήταν ρυθμισμένο κατά τρόπο ώστε το ίχνος της δέσμης να είναι τετράγωνο με διαστάσεις  $3\times 3\text{ mm}$ .

## 2.2 Η κατασκευή των στόχων

Για τις μετρήσεις του συγκεκριμένου πειράματος κατασκευάστηκαν στόχοι φοριούχου λιθίου 94% εμπλουτισμένο σε  ${}^6\text{Li}$ , τοποθετημένοι πάνω σε λεπτό στρώμα άνθρακα. Οι στόχοι κατασκευάστηκαν στον εξαχνωτήρα του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”.

Τα στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν για την κατασκευή των στόχων προτιμήθηκαν, αν και εμφανίζονται ορισμένα προβλήματα κατά την ανάλυση των κορυφών όπως αναλύεται σε επόμενο κεφάλαιο, καθώς οι κρύσταλλοι αλκαλίων-αλογόνων παρουσιάζουν μεγάλη χημική σταθερότητα. Είναι επομένως δυνατό να διατηρηθεί η στοιχειομετρία κατά την εξάχνωση, γεγονός που δε συμβαίνει σε περιπτώσεις άλλων στόχων που θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν στις παρούσες μετρήσεις όπως στόχοι  $\text{CaF}_2$ . Επίσης το χαμηλό κόστος, το χαμηλό σημείο τήξης και η αφθονία του υλικού με υψηλή χημική σταθερότητα, είναι πλεονεκτήματα που συνυπολογίστηκαν για την επιλογή του συγκεκριμένου στόχου.



Φωτ. 1: Ο εξαχνωτήρας του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”

Το υπόστρωμα άνθρακα πάχους  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , κατασκευάστηκε με την τεχνική electrogun. Ένα γυάλινο πλακίδιο, η μία πλευρά του οποίου περιέχει λεπτό στρώμα από σαπούνι (10% μπεταΐν, 90% κορεσμένο ζαχαρόνερο), τοποθετείται σε απόσταση 10-15 cm πάνω από μια μικρή ποσότητα γραφίτη. Μπροστά από τον γραφίτη υπάρχει ηλεκτρική αντίσταση που παράγει ηλεκτρόνια κατά τη θέρμανση της, τα οποία εκτρέπονται και προσπίπτουν πάνω στο γραφίτη λόγω του μαγνητικού πεδίου που δημιουργούν κατάλληλα τοποθετημένοι μαγνήτες. Κατά την πρόσκρουση των

ηλεκτρονίων στο γραφίτη απελευθερώνονται άτομα άνθρακα (sputtering), τα οποία δεσμεύονται από το σαπούνι του πλακιδίου δημιουργώντας ένα επίστρωμα άνθρακα. Στη συνέχεια τα πλακίδια βυθίζονται μέσα στο νερό, το σαπούνι διαλύεται και ο αποκολλημένος άνθρακας τοποθετείται σε τετράγωνες βάσεις με μια οπή στο κέντρο τους.

Η επιλογή του άνθρακα έγινε λόγω του μικρού του ατομικού αριθμού, ο οποίος έχει ως συνέπεια τις μικρές ενέργειες των οπισθοσκεδαζόμενων από αυτόν δευτερίων, με συνέπεια την αποφυγή της αλληλοεπικάλυψης των ελαστικών κορυφών του στόχου από αυτές του υποστρώματος. Επίσης η επιλογή του έγινε λόγω των φυσικών και χημικών του ιδιοτήτων, όπως η υψηλή θερμοκρασία βρασμού που επιτρέπει τη σταθερότητα του στόχου κατά την ακτινοβόληση. Για την ελαστική οπισθοσκέδαση του άνθρακα ισχύει η σχέση [Kr88]:

$$E_1 = E_0 \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \left\{ \cos \theta + \left[ \left( \frac{M_2}{M_1} \right)^2 - \sin^2 \theta \right]^{1/2} \right\}^2 \quad (2.1)$$

Όπου  $E_0$ ,  $E_1$  οι ενέργειες πριν και μετά τη σκέδαση του πυρήνα μάζας  $M_1$  από τον πυρήνα  $M_2$  σε γωνία  $\theta$  ως προς την αρχική κατεύθυνση, στο σύστημα του εργαστηρίου. Εφαρμόζοντας την παραπάνω σχέση παρατηρούμε ότι η κορυφή από την ελαστική σκέδαση του λιθίου θα μπορούσε να αλληλοεπικαλυφθεί από αυτήν του άνθρακα, λόγω του κοντινού μαζικού τους αριθμού, γεγονός που αποφεύχθηκε εξαιτίας του μικρού πάχους του υποστρώματος άνθρακα.

Τα στρώματα του LiF κατασκευάστηκαν με την τεχνική της εξάχνωσης. Ο εξάχνωτήρας είναι μια διάταξη που αποτελείται από ένα θάλαμο, μέσα στον οποίο δημιουργείται υψηλό κενό ( $\sim 10^{-6}$ - $10^{-7}$  Torr). Είναι σημαντικό ο θάλαμος κατά τη διαδικασία της εξάχνωσης να παραμένει καθαρός από υδρογονάνθρακες, προκειμένου να μην επικάθονται στο στόχο επιπλέον άτομα άνθρακα, οπότε για το σκοπό αυτό επιλέγονται αντλίες οι οποίες δε χρησιμοποιούν λάδια για την επίτευξη του κενού. Συνήθως χρησιμοποιούνται κρουαντλίες, μηχανικές αντλίες, όπως για παράδειγμα μια αντλία turbo και μια αντλία ιονισμού. Το υλικό που πρόκειται να εξάχνωθεί τοποθετείται πάνω σε ένα λεπτό στρώμα τανταλίου (ή βολφραμίου), μέσα από το οποίο διέρχεται ρεύμα μερικών δεκάδων έως μερικών εκατοντάδων Ampère. Τα δύο παραπάνω μέταλλα επιλέγονται λόγω του πολύ υψηλού σημείου τήξης που

εμφανίζουν (3290°K για το ταντάλιο και 3695°K για το βολφράμιο) και λόγω των ελαστικών ιδιοτήτων τους, οι οποίες επιτρέπουν τη διαμόρφωση του σχήματος τους ώστε να τοποθετηθεί το προς εξαχνωση υλικό. Οι θερμοκρασίες τήξεως των δύο αυτών υλικών ορίζουν και τα όρια των ενώσεων που είναι δυνατό να εξαχνωθούν με την τεχνική αυτή, ενώ αν απαιτούνται υψηλότερες θερμοκρασίες, ακολουθείται η τεχνική του βομβαρδισμού του υλικού με ηλεκτρόνια.

Τα υποστρώματα του άνθρακα τοποθετούνται στον εξαχνωτήρα, πάνω σε μία μεταλλική βάση, η οποία φέρει ειδικές υποδοχές για τη στερέωσή τους. Το υλικό που πρόκειται να εξαχνωθεί (LiF), τοποθετείται στην ειδική κοιλότητα που έχει δημιουργηθεί στο έλασμα του τανταλίου, το οποίο διαρρέεται από υψηλό ρεύμα με αποτέλεσμα την ανάπτυξη υψηλών θερμοκρασιών στο εσωτερικό της κοιλότητας και την εξαχνωση του υλικού. Το εξαχνωμένο υλικό επικάθεται πάνω στο υπόστρωμα του άνθρακα, το οποίο είναι τοποθετημένο σε απόσταση 15 cm από το έλασμα του τανταλίου (σχ. 2.2).



Σχήμα 2.2: Διάταξη εξαχνωσης

Για τον υπολογισμό της μάζας  $m$  που πρόκειται να εξαχνωθεί, προκειμένου να δημιουργηθεί ο στόχος επιφανειακής πυκνότητας  $\xi$ , υποθέτουμε ότι η εναπόθεση του υλικού γίνεται ομοιόμορφα στην επιφάνεια  $S$  ενός ημισφαιρίου ακτίνας  $R$  με κέντρο την κοιλότητα στο έλασμα του τανταλίου. Βάσει της παραπάνω γεωμετρίας η μάζα  $m$  δίνεται από τη σχέση:

$$m = 2\pi \cdot R^2 \cdot \xi \quad (2.2)$$



όπου η μάζα  $m$  μετράται σε  $\mu\text{g}$ , η επιφανειακή πυκνότητα  $\xi$  σε  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  και η ακτίνα  $R$  σε  $\text{cm}$ . Η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου επιλέχθηκε ώστε ο ενεργειακός διασκεδασμός της δέσμης να μην υπερβαίνει τα  $10 \text{ keV}$  στο εσωτερικό του στόχου.

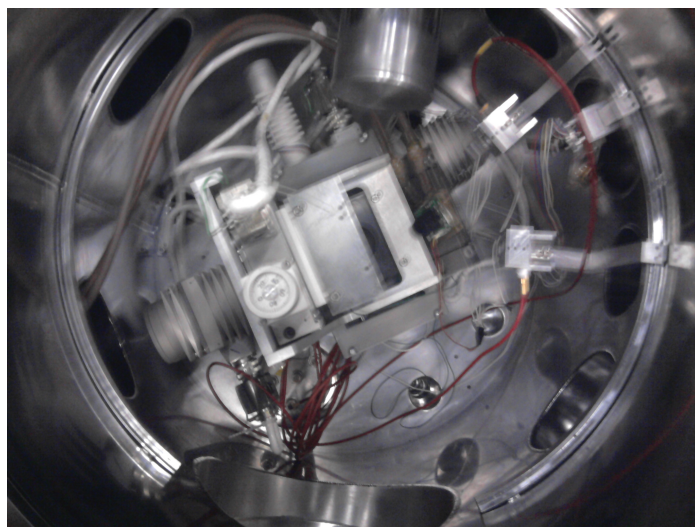
Στη συνέχεια προκειμένου να επιτευχθεί μεγαλύτερη σταθερότητα του στόχου, ώστε να αποφευχθεί πιθανή μεταβολή του πάχους του στρώματος του  $\text{LiF}$  κατά την ακτινοβόληση, κρίθηκε απαραίτητη η εξάχνωση λεπτού στρώματος χρυσού στο πάνω μέρος του στόχου. Η εξάχνωση κρίθηκε απαραίτητη και για τον υπολογισμό των προσπιπτόντων δευτερίων και κατ'έκταση του φορτίου της δέσμης που προσπίπτει στο στόχο, καθώς λόγω του υψηλού δυναμικού  $\text{Coulomb}$  του χρυσού, η ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδαση δευτερίων ενέργειας μερικών  $\text{MeV}$  στο χρυσό, θεωρείται ότι ικανοποιείται από την εξίσωση του Rutherford, η οποία δίνεται από τη σχέση (1.2), όπως έχει αναφερθεί στο κεφάλαιο 1.

Ο ακριβής υπολογισμός του πάχους των στρωμάτων του στόχου περιγράφεται αναλυτικά στο επόμενο κεφάλαιο.

## 2.3 Πειραματική Διάταξη

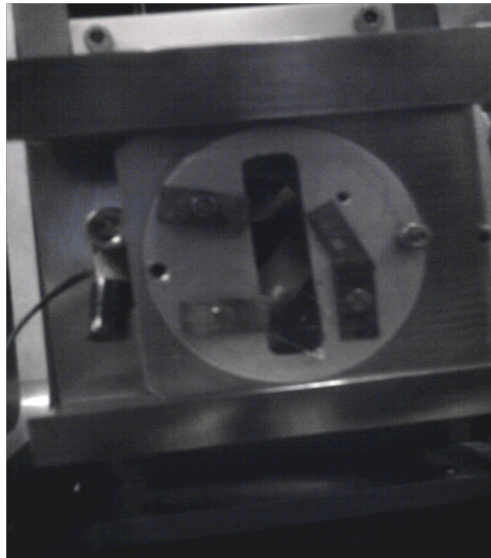
### • 2.3.1 Θάλαμος σκέδασης

Η ακτινοβόληση του στόχου και η ανίχνευση των εκπεμπόμενων σωματιδίων πραγματοποιήθηκε στο θάλαμο σκέδασης, σε συνθήκες υψηλού κενού, της τάξης των  $2 \times 10^{-5} \text{ mbar}$ . Το κενό επιτεύχθηκε χρησιμοποιώντας τουρμπομοριακές αντλίες κενού.



Φωτ. 2: Πανοραμική άποψη του θαλάμου σκέδασης, όπου πραγματοποιήθηκε το πείραμα

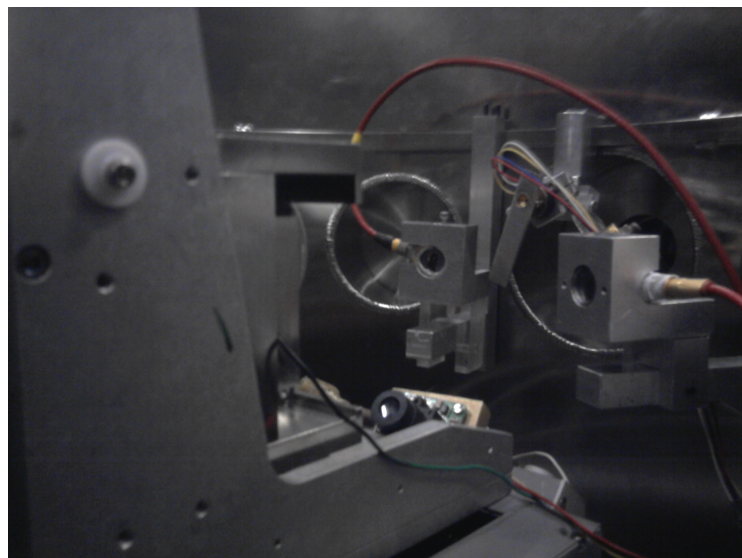
Στον κέντρο του θαλάμου βρίσκεται ο μεταλλικός υποδοχέας πάνω στον οποίο στηρίζεται ο προς ακτινοβόληση στόχος. Ο υποδοχέας βρισκόταν σε κάθετη διεύθυνση ως προς την είσοδο της δέσμης στο θάλαμο, ενώ μπορεί να ρυθμιστεί το ύψος του και η περιστροφή του εξωτερικά με τη βοήθεια μικροβηματικών μοτέρ.



Φωτ.3: Ο μεταλλικός υποδοχέας στον οποίο στηρίζεται ο προς ακτινοβόληση στόχος

- **2.3.2 Ανιχνευτική διάταξη**

Για την ανίχνευση των εκπεμπόμενων σωματιδίων χρησιμοποιήθηκαν δύο ανιχνευτές επιφανειακού φραγμού (SSB). Οι ανιχνευτές τοποθετήθηκαν στις  $150^\circ$  και  $170^\circ$  ως προς τη διεύθυνση της δέσμης, σε απόσταση 20 cm από το στόχο.



Φωτ.4: Οι ανιχνευτές επιφανειακού φραγμού, όπως τοποθετήθηκαν εντός του θαλάμου.

Στην μπροστινή πλευρά των ανιχνευτών τοποθετήθηκαν ορθογώνιες μάσκες (slits) τανταλίου με σκοπό την μείωση του σφάλματος στην αζιμουθιακή κατανομή των εκπεμπόμενων σωματιδίων. Η τοποθέτηση τους έγινε με τρόπο ώστε να ελαχιστοποιηθεί το σφάλμα στην μετρούμενη γωνία, ωστόσο η στερεά γωνία ανίχνευσης να παραμείνει σταθερή.

Οι διαστάσεις των масκών εκτιμήθηκαν υποθέτοντας μια βέλτιστη σχέση σφάλματος αζιμουθιακής γωνίας και προβλεπόμενης στερεάς γωνίας για δεδομένη απόσταση ανιχνευτών. Η στερεά γωνία  $\Omega$  και το γωνιακό εύρος  $\Delta\theta$  που καταλαμβάνει ο κάθε ανιχνευτής δίνονται κατά προσέγγιση από τις παρακάτω σχέσεις:

$$\Omega = \frac{A}{d^2} \quad (2.3)$$

$$\Delta\theta = \frac{x}{d} \quad (2.4)$$

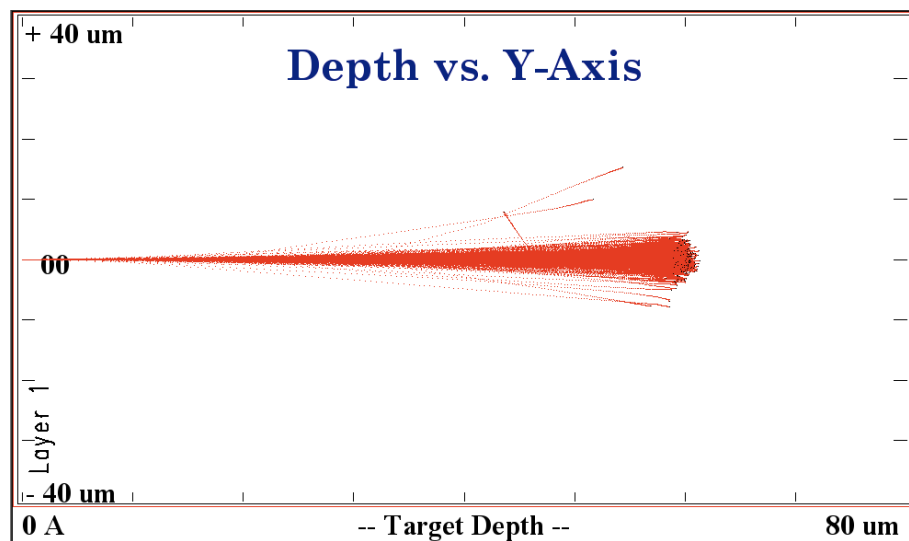
όπου  $A$  το εμβαδό των ορθογώνιων масκών, πλάτους  $x$  και ύψους  $y$  και  $d$  η απόσταση των ανιχνευτών από το στόχο.

Δεδομένου ότι η απόσταση των ανιχνευτών από το στόχο ήταν 20 cm, και ότι το ύψος  $y$  αντιστοιχεί όχι στο μέγιστο ύψος των масκών (8.4 mm), αλλά στο ενεργό ύψος ανίχνευσης που αντιστοιχεί στη διάμετρο του ανιχνευτή (7.98 mm), και ότι το πλάτος  $x$  ισούται με 4.2 mm, υπολογίστηκε ότι το σφάλμα στην μετρούμενη γωνία είναι 1.1% (ή 0.6°).

Στο πίσω μέρος των масκών τοποθετήθηκαν τα πλαστικά τους καλύμματα, με σκοπό την προστασία από πιθανή έκθεση του πίσω μέρους τους σε σκεδάσεις της δέσμης και σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια κατά την αλληλεπίδραση της δέσμης με τα διαφράγματα τανταλίου κατά την είσοδο της στο θάλαμο, γεγονός που οδηγεί σε αυξημένο θόρυβο στους ανιχνευτές. Οι ανιχνευτές επιλέχθηκαν βάσει του πάχους τους, ώστε να είναι αρκετό για να σταματήσει το προς ανίχνευση σωματίδιο μέσα στον ανιχνευτή, προκειμένου να καταγραφεί όλη η ενέργεια του, και όχι ένα μέρος του. Έπειτα από υπολογισμούς κινηματικής υπολογίστηκε ότι το προς ανίχνευση σωματίδιο με την μεγαλύτερη ενέργεια είναι το σωματίδιο  $\alpha$  που προέρχεται από την αντίδραση  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$ , για ενέργεια δέσμης 3000 keV και γωνία ανίχνευσης 150° και το οποίο εκπέμπεται με ενέργεια 9.038 MeV [Cat05]. Με τη βοήθεια

του προγράμματος *SRIM* [Zie06] το απαιτούμενο πάχος υπολογίστηκε περίπου 75 $\mu\text{m}$ , καθώς αυτό κρίθηκε κατάλληλο ώστε τα σωματίδια  $\alpha$  να σταματούν εντός του ανιχνευτή και να μην τον διαπερνούν.

Ακόμα λήφθηκαν υπόψιν κριτήρια όπως η διακριτική ικανότητα των διαθέσιμων ανιχνευτών. Βάσει αυτών των δύο κριτηρίων επιλέχθηκαν ανιχνευτές πάχους 1000  $\mu\text{m}$  και για τις δύο γωνίες ανίχνευσης.



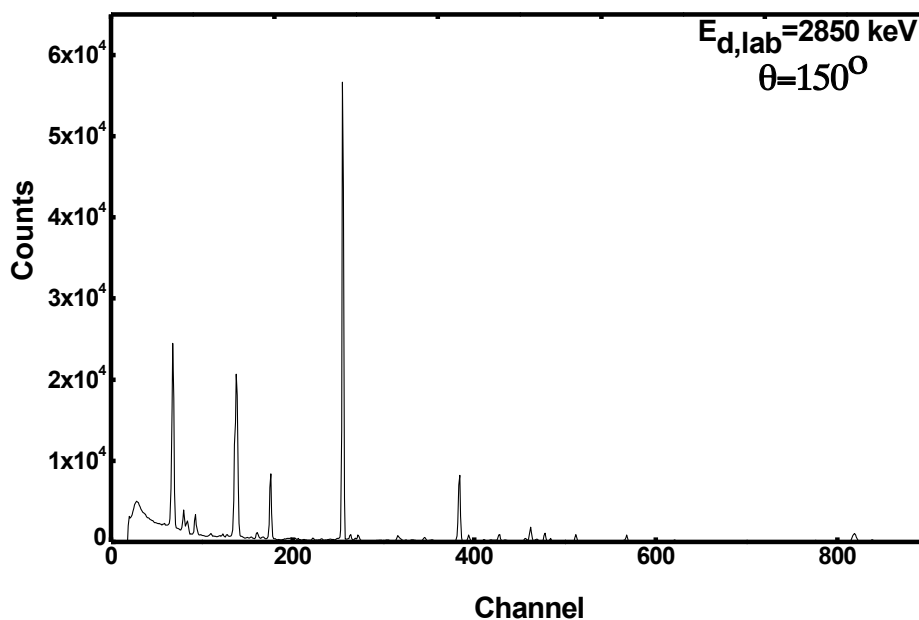
Σχήμα 2.3: Τροχιά σωματιδίων- $\alpha$  ενέργειας 9 MeV σε στρώμα πυριτίου πάχους 80 $\mu\text{m}$ .

## 2.4 Ηλεκτρονική Διάταξη

Το συλλεγόμενο φορτίο από τον ανιχνευτή μετατρέπεται μέσα από ένα σύστημα ηλεκτρονικών στην τελική μορφή του φάσματος. Συγκεκριμένα, το φορτίο που συλλέγεται αρχικά περνάει από έναν προενισχυτή, ο οποίος μετατρέπει το συλλεγόμενο φορτίο σε παλμό και του δίνει μια αρχική ενίσχυση με σκοπό την αύξηση του λόγου σήματος προς θόρυβο. Στη συνέχεια μέσω του ενισχυτή πραγματοποιείται η κύρια ενίσχυση του σήματος, η αποκοπή θορύβων μέσω φίλτρων συχνοτήτων και η διαμόρφωση του.

Στην παρούσα μέτρηση η προενίσχυση και η ενίσχυση του σήματος έγινε μέσω μιας μονάδας της εταιρείας Mesytec, η οποία λαμβάνει ως είσοδο την έξοδο του ανιχνευτή, την οποία επεξεργάζεται αρχικά μέσω ενός προενισχυτή και έπειτα στον ενισχυτή δίνεται το τελικό διαμορφωμένο και ενισχυμένο σήμα ως έξοδος.

Το αναλογικό σήμα μετατρέπεται σε ψηφιακό μέσω ενός μετατροπέα (ADC) και στη συνέχεια μέσω ενός πολυκαναλικού αναλυτή (MCA) ο παλμός καταχωρείται σε ένα από τα 1024 κανάλια του αναλυτή ανάλογα με το ύψος του. Τελικά, το σήμα καταλήγει στον ηλεκτρονικό υπολογιστή, με τη μορφή διαγράμματος, όπου στον άξονα x αναγράφονται τα κανάλια (channel) και στον άξονα y ο αριθμός των γεγονότων (counts). Αυτό το διάγραμμα απεικονίζει το ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων  $\alpha$  ή άλλων φορτισμένων σωματιδίων που φτάνουν στον ανιχνευτή. Παρακάτω ακολουθεί ένα τυπικό φάσμα από αυτά που ελήφθησαν κατά την ακτινοβόληση του στόχου.



Σχήμα 2.4: Τυπικό φάσμα που ελήφθη κατά την ακτινοβόληση του στόχου, για ενέργεια δέσμης  $E_{d,lab}=2850$  keV και γωνία αντίχενωσης  $\theta=150^\circ$

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

### Ανάλυση πειραματικών δεδομένων

#### Εισαγωγή

Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι ο εμπλουτισμός της βιβλιογραφίας με τιμές ενεργού διατομής των αντιδράσεων  $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$  και  $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$  για ενεργειακό εύρος  $E_{d,\text{lab}}=1800-3000$  keV και για γωνίες αντίχενυσης  $150^\circ$  και  $170^\circ$ , καθώς παρατηρείται έλλειψη δεδομένων για τις περισσότερες ενέργειες και γωνίες αντίχενυσης.

#### 3.1 Ενεργός διατομή αντίδρασης

Το μέγεθος της ενεργού διατομής εκφράζει την πιθανότητα να πραγματοποιηθεί μια πυρηνική αντίδραση υπό ορισμένες πειραματικές συνθήκες, όταν έστω δέσμη τυχαίων σωματιδίων  $a$  προσπίπτουν σε στόχο πυρήνων  $A$  με αποτέλεσμα τη δημιουργία πυρήνων  $B$  και ταυτόχρονη εκπομπή σωματιδίων  $b$  ( $A(a,b)B$ ). Αν υποθέσουμε ότι η δέσμη των  $a$  σωματιδίων, αμελητέου μεγέθους και ταχύτητας  $v$ , έχει διατομή  $S$  και ότι οι πυρήνες  $A$  έχουν σφαιρικό σχήμα ακτίνας  $R$ , τότε ο κάθε πυρήνας του στόχου παρεμβάλλει στη δέσμη μιας επιφάνεια εμβαδού:

$$\sigma = \pi R^2 \quad (3.1)$$

με πιθανότητα να ανακόψει την πορεία της δέσμης.

Θεωρώντας το πάχος του στόχου πολύ μικρό, ώστε οι πυρήνες  $A$  να μην επισκιάζουν ο ένας τον άλλο, η πιθανότητα πρόσκρουσης κάποιου σωματιδίου της δέσμης σε κάποιο από τους πυρήνες  $A$  του στόχου, δίνεται από τη σχέση:

$$P = \frac{\sigma N_A S}{S} = \sigma N_A \quad (3.2)$$

όπου  $N_A$  είναι η επιφανειακή πυκνότητα των πυρήνων  $A$  στο υλικό του στόχου.

Αν η δέσμη περιέχει  $n$  σωματίδια ανά μονάδα όγκου, τότε τα  $a$  σωματίδια που θα διαπεράσουν το στόχο ανά μονάδα χρόνου θα είναι:

$$n_a = nv \quad (3.3)$$

Επομένως η ολική πιθανότητα ένα σωματίο της δέσμης να συγκρουστεί με έναν πυρήνα του στόχου είναι:

$$P_{\text{ολ}} = nv\sigma N_A \quad (3.4)$$

Λύνοντας την παραπάνω σχέση ως προς  $\sigma$  μπορούμε να ορίσουμε το μέγεθος της ενεργού διατομής ως:

$$\sigma = \frac{P_{\text{ολ}}}{nvN_A} \quad \text{ή} \quad \sigma = \frac{T}{n_1 N_A} \quad (3.5)$$

όπου στην τελευταία σχέση  $n_1$  είναι ο αριθμός των σωματιδίων που διαπερνούν το στόχο στην μονάδα του χρόνου και  $T$  οι συγκρούσεις ανά μονάδα χρόνου.

Από τη σχέση (3.5) γίνεται φανερό ότι μπορούμε να ορίσουμε την ενεργό διατομή ως το μέγεθος που αντιπροσωπεύει το πλήθος των συγκρούσεων ανά μονάδα χρόνου για μοναδιαία ροή σωματιδίων και μοναδιαία πυρηνική πυκνότητα [As02]. Επίσης από την παραπάνω σχέση γίνεται φανερό ότι έχει διαστάσεις εμβαδού και μονάδα μέτρησης της είναι το  $1\text{barn}=10^{-28}\text{m}^2$ .

Η παραπάνω σχέση είναι ανεξάρτητη από τη γωνία που παράγονται τα σωματίδια. Αν επιθυμούμε να υπολογίσουμε την ενεργό διατομή για συγκεκριμένη γωνία εκτόμης των παραγόμενων σωματιδίων τότε αναφερόμαστε στη *διαφορική ενεργό διατομή*, η οποία είναι πολύ πιο χρήσιμη ποσότητα στη φασματοσκοπία φορτισμένων σωματιδίων.

Η διαφορική ενεργός διατομή για συγκεκριμένη γωνία ανίχνευσης υπολογίζεται από τον τύπο:

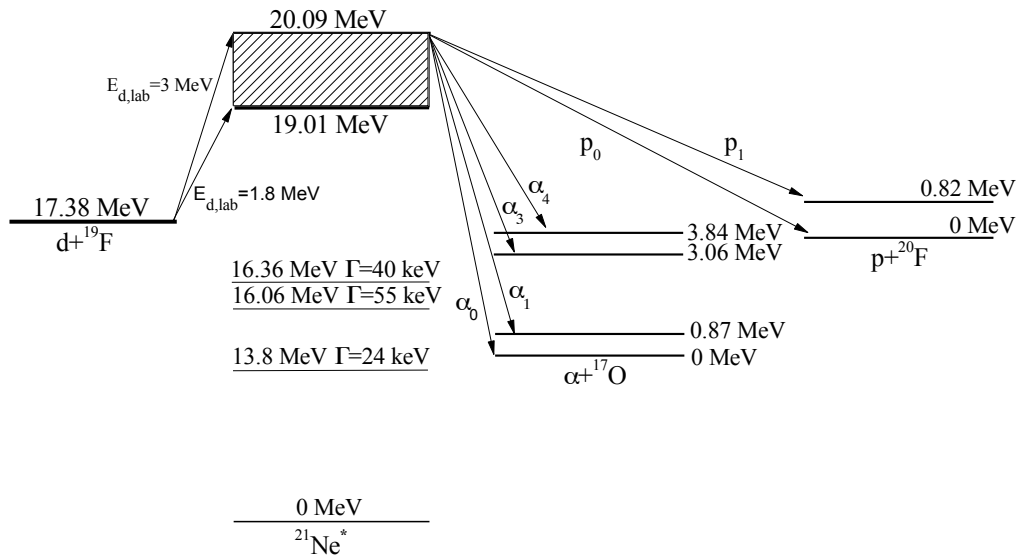
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E,\theta) = \frac{N}{N_i \cdot \Omega \cdot Q} \quad (3.6)$$

όπου:

- $N$ : ο αριθμός των ανιχνευόμενων φορτισμένων σωματιδίων
- $N_i$ : η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου σε  $\text{atoms/cm}^2$
- $Q$ : το φορτίο της δέσμης των σωματιδίων που προσπίπτουν στο στόχο
- $\Omega$ : η στερεά γωνία ανίχνευσης

### 3.2 Οι αντιδράσεις $^{19}\text{F}(\text{d},\alpha)^{17}\text{O}$ και $^{19}\text{F}(\text{d},\text{p})^{20}\text{F}$

Η αντίδραση  $^{19}\text{F} + \text{d}$  οδηγεί στη δημιουργία του σύνθετου πυρήνα  $^{21}\text{Ne}^*$ , ο οποίος για ενέργειες δέσμης δευτερίων από 1.8 έως 3 MeV διεγείρεται στην περιοχή με εύρος ενεργειών από 19.01 ως 20.09 MeV. Στο διάγραμμα που ακολουθεί η περιοχή διέγερσης του σύνθετου πυρήνα είναι κατάλληλα γραμμοσκιασμένη. Όπως φαίνεται από το ενεργειακό διάγραμμα οι υπολογισμένες στάθμες του σύνθετου πυρήνα  $^{21}\text{Ne}$  φτάνουν μέχρι τα 16.36 MeV, κάτω δηλαδή και από το Q-value της αντίδρασης  $\text{d}+^{19}\text{F}$ . Γι'αυτό το λόγο είναι αδύνατο να γνωρίζουμε αν κάποια στάθμη βρίσκεται ανάμεσα στην περιοχή διέγερσης και αν συμβάλλει στην αντίδραση.



Σχήμα 3.1: Ενεργειακό διάγραμμα των πυρήνων  $^{19}\text{F}$ ,  $^{21}\text{Ne}$ ,  $^{20}\text{F}$  και  $^{17}\text{O}$



### 3.2.1 Βαθμονόμηση Φασμάτων

Το αρχικό φάσμα που λαμβάνουμε από τον ηλεκτρονικό υπολογιστή κατά την μέτρηση περιέχει τον αριθμό των γεγονότων συναρτήσει των καναλιών, καθώς τα γεγονότα που ανιχνεύονται, καταγράφονται από τον πολυκαναλικό αναλυτή σε ένα από τα κανάλια ανάλογα με το ύψος του παλμού. Η ανάγκη να αναγνωριστούν οι κορυφές του φάσματος, κάτι που μπορεί να επιτευχθεί μόνο βάσει της ενέργειας τους, μας οδηγεί στην ενεργειακή βαθμονόμηση των φασμάτων.

Για το λόγο αυτό αρχικά υπολογίστηκαν με τη βοήθεια του προγράμματος catkin [Cat05] οι αναμενόμενες τιμές των σκεδαζόμενων σωματιδίων που εισέρχονται στον ανιχνευτή. Η βαθμονόμηση του κάθε ανιχνευτή εξαρτάται μόνο από τα ηλεκτρονικά με τα οποία είναι συνδεδεμένος και από τον ίδιο τον ανιχνευτή και γι' αυτό πραγματοποιήθηκε ξεχωριστά, από τη στιγμή που ο καθένας κάλυπτε μια συγκεκριμένη γωνία. Στη συνέχεια θεωρώντας ως σημεία βαθμονόμησης τις κορυφές των αντιδράσεων που ήταν περισσότερο ευδιάκριτες βρέθηκε η αντιστοιχία καναλιών ενέργειας. Οι κορυφές που χρησιμοποιήθηκαν προέρχονταν από τις αντιδράσεις  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$ , ως η δεξιότερη και πιο απομακρυσμένη από τις υπόλοιπες στα περισσότερα φάσματα και η  $^{197}\text{Au}(d,d)^{197}\text{Au}$ , η οποία καθώς προέρχεται από σκέδαση Rutherford είναι η υψηλότερη και άρα περισσότερο ευδιάκριτη σε όλα τα φάσματα.

Στον πίνακα 3.1 καταγράφονται οι αναμενόμενες ενέργειες των παραπάνω κορυφών, καθώς και τα αντίστοιχα κανάλια του φάσματος στα οποία εμφανίζονται για ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,\text{lab}}=2775 \text{ keV}$  και για τις δύο γωνίες ανίχνευσης.

	150°		170°	
	Κανάλι	Ενέργεια (keV)	Κανάλι	Ενέργεια (keV)
$^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$	815	8932	859	8783
$^{197}\text{Au}(d,d)^{197}\text{Au}$	242	2671	257	2665

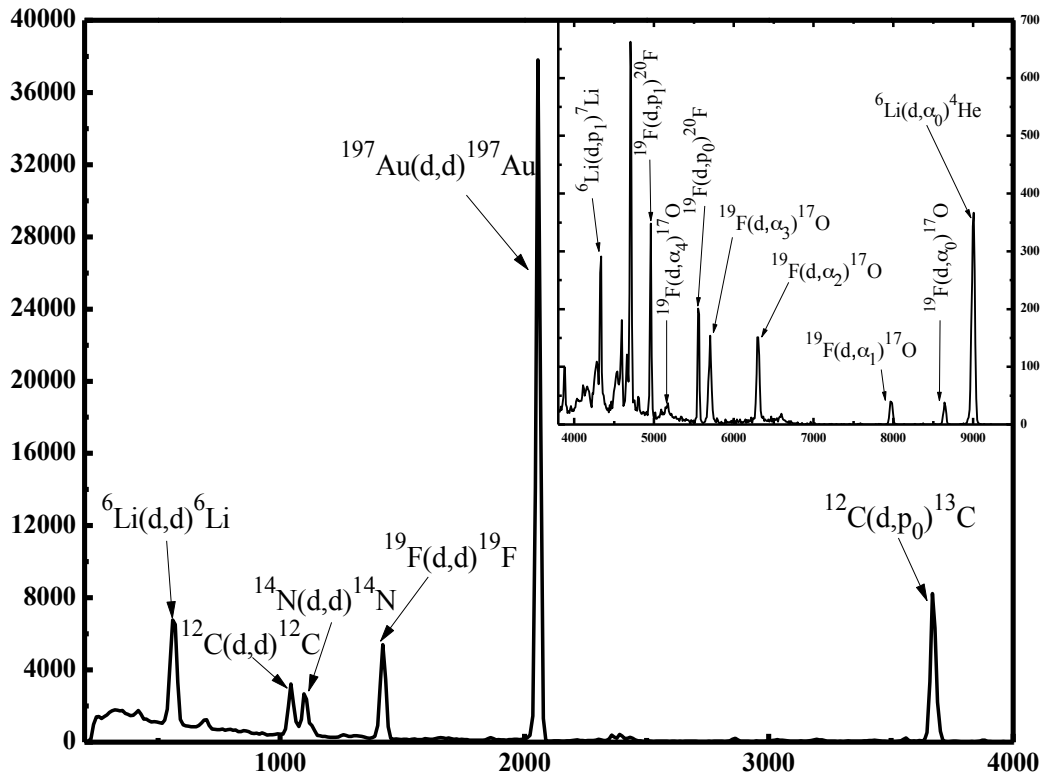
Πίνακας 1: Ενεργειακή Βαθμονόμηση των ανιχνευτών

### 3.2.2 Αναγνώριση κορυφών

Στο σχήμα 3.2 φαίνεται ένα τυπικό πειραματικό φάσμα, όπου συμπεριλαμβάνονται οι κορυφές που αναγνωρίστηκαν μετά τη βαθμονόμηση των ανιχνευτών. Με χρήση δεδομένων από το πρόγραμμα catkin αναγνωρίστηκαν οι εξής κορυφές:

$^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$ , $^{19}\text{F}(d,\alpha_1)^{17}\text{O}$ , $^{19}\text{F}(d,\alpha_2)^{17}\text{O}$ , $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$ , $^{19}\text{F}(d,\alpha_4)^{17}\text{O}$
$^{19}\text{F}(d,p_0)^{20}\text{F}$ , $^{19}\text{F}(d,p_1)^{20}\text{F}$
$^6\text{Li}(d,\alpha_0)^4\text{He}$ , $^6\text{Li}(d,p_1)^7\text{Li}$
$^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$
$^{197}\text{Au}(d,d)^{197}\text{Au}$ , $^{19}\text{F}(d,d)^{19}\text{F}$ , $^{14}\text{N}(d,d)^{14}\text{N}$ , $^{12}\text{C}(d,d)^{12}\text{C}$ , $^6\text{Li}(d,d)^6\text{Li}$

Πίνακας 2: Οι κορυφές που αναγνωρίστηκαν σε ένα τυπικό φάσμα των μετρήσεων



Σχήμα 3.2: Τυπικό φάσμα για ενέργεια δέσμης  $E_d=2125$  keV και για γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$ , όπου διακρίνονται οι κορυφές που αναγνωρίστηκαν.

Από το σχήμα 3.2 γίνεται φανερό ότι οι κορυφές του φθορίου  $^{19}\text{F}(d,\alpha_1)^{17}\text{O}$  και  $^{19}\text{F}(d,\alpha_2)^{17}\text{O}$  είναι ευδιάκριτες, απομονωμένες και σε μηδενικό σχεδόν υπόβαθρο.

Γι' αυτό το λόγο οι δύο αυτές κορυφές κρίνονται καταλληλότερες για τη σε βάθος ανάλυση του φθορίου. Η κορυφή  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$  καθώς η ενέργεια της δέσμης μειώνεται από τα 3 MeV, μετατοπίζεται προς τα αριστερά με ταυτόχρονη μετατόπιση της κορυφής  $^6\text{Li}(d,\alpha_0)^4\text{He}$  προς τα δεξιά, με αποτέλεσμα ενώ στα 3000 keV η διακρίσή τους να είναι δυνατή, έπειτα αλληλοεπικάλυπτονται σταδιακά μέχρι αυτή να είναι πλήρης. Για ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,\text{lab}}=2475\text{keV}$  και γωνία ανίχνευσης  $150^\circ$  και αντίστοιχα για  $E_{d,\text{lab}}=2350\text{keV}$  και γωνία ανίχνευσης  $170^\circ$ , διαχωρίζονται πάλι, με την  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$  να βρίσκεται πλέον στα αριστερά της  $^6\text{Li}(d,\alpha_0)^4\text{He}$ .

Κάτι ανάλογο συμβαίνει και για τις κορυφές  $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$  και  $^{19}\text{F}(d,p_0)^{20}\text{F}$ , όπου στην αρχή η  $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$  βρίσκεται στα αριστερά, καθώς όμως η ενέργεια της δέσμης των δευτερίων μειώνεται μετατοπίζεται προς τα δεξιά, επικαλυπτόμενη από την κορυφή  $^{19}\text{F}(d,p_0)^{20}\text{F}$ . Τελικά για  $E_{d,\text{lab}}=2550\text{keV}$  και γωνία ανίχνευσης  $150^\circ$  και για  $E_{d,\text{lab}}=2450\text{keV}$  και γωνία ανίχνευσης  $170^\circ$ , η  $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$  βρίσκεται πλήρως στα δεξιά της  $^{19}\text{F}(d,p_0)^{20}\text{F}$ , όπου και μπορούν να αναλυθούν ξανά.

Το ζευγάρι των κορυφών  $^{19}\text{F}(d,\alpha_4)^{17}\text{O}$  και  $^{19}\text{F}(d,p_1)^{20}\text{Ne}$  για υψηλές ενέργειες της δέσμης αλληλοεπικάλυπτονται πλήρως. Η διάκριση τους, οπότε και η ανάλυση τους, αρχίζει για  $E_{d,\text{lab}}=2700\text{keV}$  για τη γωνία ανίχνευσης  $150^\circ$ , και για  $E_{d,\text{lab}}=2500\text{keV}$  για τη γωνία ανίχνευσης  $170^\circ$ . Η κορυφή  $^{19}\text{F}(d,\alpha_4)^{17}\text{O}$  εμφανίζει πολύ μικρή στατιστική και χάνεται μέσα στο υπόβαθρο, με αποτέλεσμα η ανάλυση της να κρίνεται ανέφικτη.

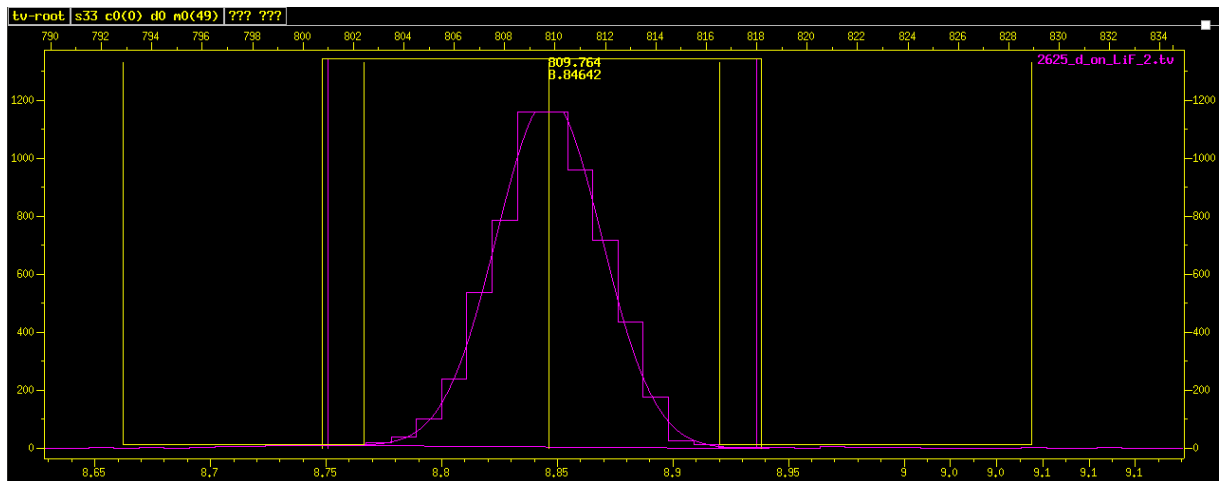
Για τις κορυφές του φθορίου που παρουσιάζουν αλληλοεπικάλυψη με τις κορυφές του λιθίου η μέτρηση με στόχο φθορίου που δεν περιέχει λίθιο, όπως για παράδειγμα στόχο φθοριούχου ασβέστιου ( $\text{CaF}_2$ ), μπορεί να οδηγήσει στην ανάλυση αυτών των κορυφών του φθορίου.

Τέλος, εκτός των παραπάνω αναλύθηκε σε όλες τις ενέργειες και γωνίες η ελαστική σκέδαση των δευτερίων από το χρυσό.

### 3.2.3 Επεξεργασία φασμάτων φορτισμένων σωματιδίων

Στην παρούσα εργασία ελήφθησαν 96 φάσματα με σκοπό την μέτρηση της διαφορικής ενεργού διατομής των αντιδράσεων  $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$  και  $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$  για ενέργειες δέσμης δευτερίων από 1800 keV έως 3000 keV με ενεργειακό βήμα 25 keV. Ακόμα ελήφθησαν 12 φάσματα που προέκυψαν από το βομβαρδισμό του ίδιου στόχου με πρωτόνια για ενέργειες δέσμης 1050, 1150, 1250, 1500, 1550 και 1600 keV για λόγους που θα αναλυθούν σε επόμενη ενότητα. Ο στόχος ακτινοβολήθηκε με ένα μέσο ρεύμα 60 nA. Οι μετρήσεις με τη δέσμη των δευτερίων είχαν μέση διάρκεια 40 min, ενώ οι αντίστοιχες με τη δέσμη των πρωτονίων είχαν μέση διάρκεια περίπου 10 min.

Η εμβαδομέτρηση των κορυφών πραγματοποιήθηκε με τη χρήση του προγράμματος tv για την προσαρμογή των κορυφών του φάσματος με κατανομή Gauss (κωδωνοειδής καμπύλη) [The93]. Το υπόβαθρο που αφαιρέθηκε σε κάθε περίπτωση θεωρήθηκε γραμμικό. Το σφάλμα κατά την εμβαδομέτρηση των κορυφών εκτιμήθηκε μόνο από την προσομοίωση τους και σε καμία περίπτωση δεν υπερέβαινε το 8% για τον ανιχνευτή στις 150°, ενώ ελαφρώς μεγαλύτερο υπολογίστηκε το σφάλμα στις 170°, όπου σε ορισμένες περιπτώσεις άγγιζε το 10%.



Σχήμα 3.3: Προσομοίωση της κορυφής της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$  με γκαουσιανή καμπύλη στο πρόγραμμα ανάλυσης tv.

### 3.2.4 Υπολογισμός του γινομένου $Q \cdot \Omega$

Ο προσδιορισμός της στερεάς γωνίας που καλύπτει ο κάθε ανιχνευτής εισάγει σημαντικό σφάλμα στην μέτρηση της ενεργού διατομής, λόγω των σφαλμάτων, τόσο στον υπολογισμό της ίδιας της στερεάς γωνίας, όσο και στις μετρήσεις των αποστάσεων.

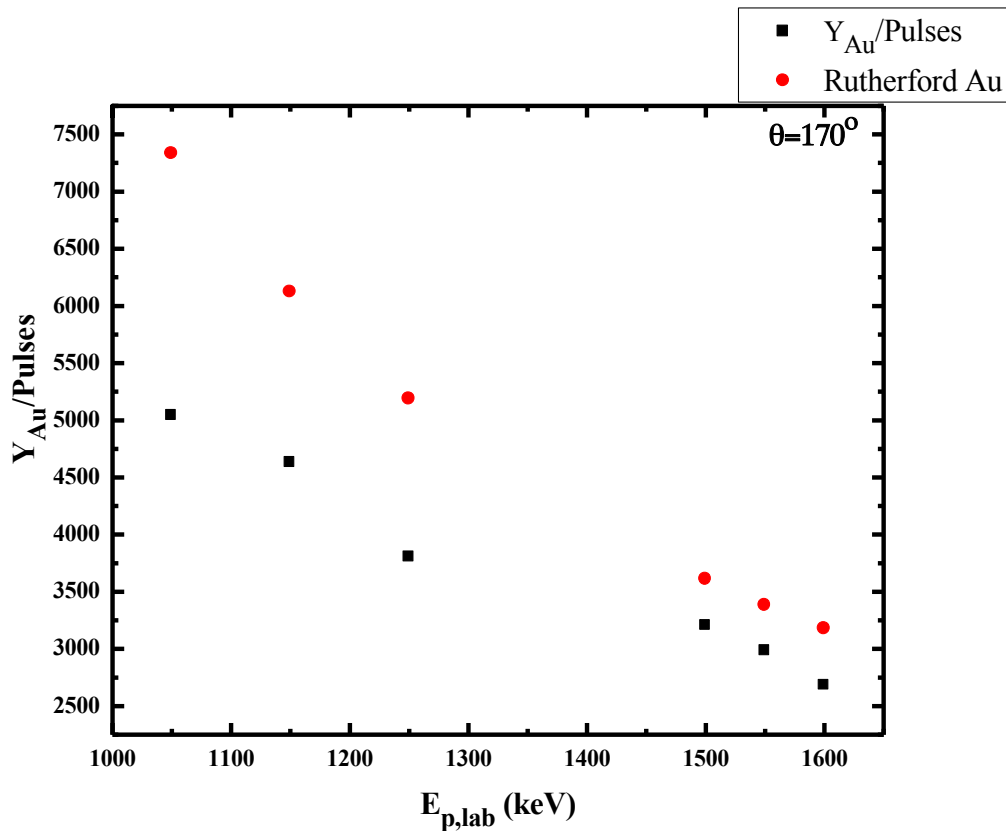
Για τους παραπάνω λόγους, καθώς και για την αποφυγή εισαγωγής σφάλματος που μπορεί να προκύψει από την ατελή συλλογή φορτίου, που οφείλεται στην εκπομπή δευτερογενών ηλεκτρονίων από το στόχο, το φορτίο  $Q$  των σωματιδίων της δέσμης και η στερεά γωνία  $\Omega$  υπολογίζονται ως γινόμενο.

Αρχικά, πριν τον υπολογισμό του γινομένου  $Q \cdot \Omega$ , πρέπει να διαπιστωθεί αν κάποιος από τους ανιχνευτές εμφανίζει ατελή συλλογή φορτίου. Για το λόγο αυτό πραγματοποιήθηκαν συμπληρωματικές μετρήσεις με δέσμη πρωτονίων σε έξι συγκεκριμένες ενέργειες (1050, 1150, 1250, 1500, 1550, 1600 keV) στον ίδιο στόχο που χρησιμοποιήθηκε για την μέτρηση των ενεργών διατομών του φθορίου. Αυτές οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν μετά την ακτινοβόληση του στόχου με τη δέσμη των δευτερίων, προκειμένου να ελεγχθεί επίσης αν υπήρχε απώλεια στόχου κατά την ακτινοβόληση, όπως θα αναλυθεί σε επόμενη ενότητα.

Η κορυφή που χρησιμοποιήθηκε προκειμένου να ελεγχθεί η ατελής συλλογή φορτίου ή όχι σε κάποιον από τους ανιχνευτές ήταν του χρυσού, καθώς λόγω του υψηλού δυναμικού Coulomb του, είναι αδύνατο να υπερνικηθεί από δέσμη πρωτονίων στις συγκεκριμένες ενέργειες και για τις συγκεκριμένες γωνίες ανίχνευσης. Γι'αυτό το λόγο η σκέδαση των πρωτονίων στο στρώμα του χρυσού θεωρείται ότι είναι ελαστική σκέδαση Rutherford και η διαφορική ενεργός διατομή της υπολογίζεται από τη σχέση της ελαστικής σκέδασης Rutherford (σχ.1.2).

Από την εμβαδομέτρηση των κορυφών του χρυσού υπολογίστηκαν τα ανιχνεύσιμα πρωτόνια από τους ανιχνευτές. Η διαίρεση αυτού του αριθμού των πρωτονίων με το φορτίο που προσμετράται από τον counter (pulses) ισούται με την διαφορική ενεργό διατομή του χρυσού πολλαπλασιασμένη επί το πάχος του στρώματος του χρυσού στο στόχο. Στην περίπτωση που δεν υπάρχει ατελής συλλογή φορτίου από τους ανιχνευτές, θα πρέπει η γραφική παράσταση αυτού του λόγου, συναρτήσει της ενέργειας της δέσμης να είναι παράλληλη προς τη γραφική παράσταση της διαφορικής ενεργού διατομής του χρυσού που δίνεται από τον τύπο του Rutherford, η οποία είναι υπερβολική καμπύλη.

Όπως φαίνεται και από την παρακάτω γραφική παράσταση οι δύο καμπύλες δεν είναι παράλληλες σε όλο το εύρος των ενεργειών, γεγονός που μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι στους δύο ανιχνευτές υπάρχει ατελής συλλογή φορτίου.



Σχήμα 3.4: Γραφική παράσταση του λόγου  $Y_{Au}/Pulses$  και την τιμή της ενεργού διατομής Rutherford του Au στις  $170^\circ$ , προς την ενέργεια της δέσμης.

Γι' αυτό το λόγο κρίθηκε σκόπιμο η προς μέτρηση τιμή της διαφορική ενεργός διατομή να υπολογιστεί ως προς το λόγο μιας γνωστής ενεργού διατομής η οποία μπορεί να υπολογιστεί με ακρίβεια, προκειμένου να απλοποιηθούν τα γινόμενα  $Q \cdot \Omega$ , τα οποία παραμένουν ίδια, καθώς αναφερόμαστε στην ίδια γωνία ανίχνευσης και στην ίδια ενέργεια δέσμης.

Συγκεκριμένα θεωρούμε δύο αντιδράσεις A και B, όπου  $\sigma_A$  η ενεργός διατομή της αντίδρασης που θέλουμε να υπολογίσουμε και ως  $\sigma_B$  η γνωστή ενεργός διατομή. Οι  $\sigma_A$  και  $\sigma_B$  δίνονται από τις σχέσεις:

$$\sigma_A = \frac{N_A}{N_{I_A} \cdot \Omega_A \cdot Q_A} \quad \text{και} \quad \sigma_B = \frac{N_B}{N_{I_B} \cdot \Omega_B \cdot Q_B} \quad (3.7)$$

Διαιρώντας τις δύο αυτές σχέσεις κατά μέλη και λύνοντας ως προς το λόγο  $N_A/N_B$  παίρνουμε:

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{\sigma_A}{\sigma_B} \cdot \frac{N_{t_A}}{N_{t_B}} \quad (3.8)$$

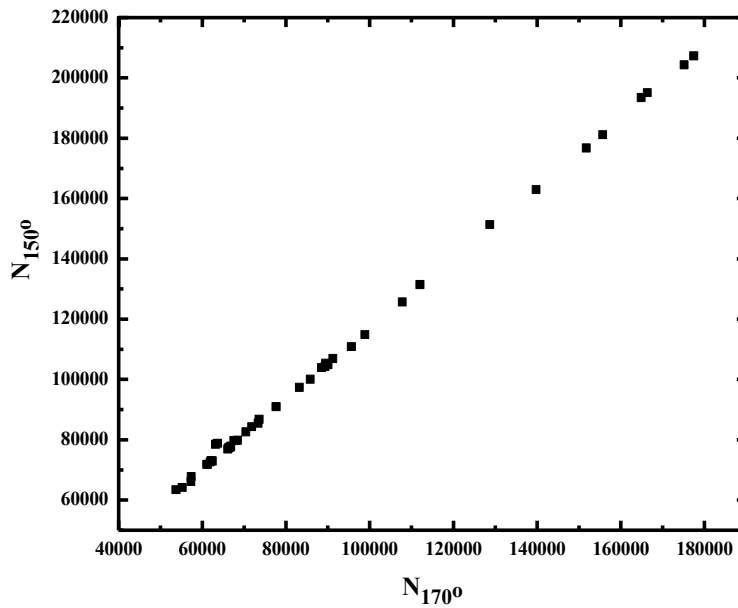
όπου στην παραπάνω σχέση απλοποιήθηκε ο λόγος  $\frac{Q_B \cdot \Omega_B}{Q_A \cdot \Omega_A}$  γιατί ισχύει ότι  $Q_A=Q_B$  και  $\Omega_A=\Omega_B$  επειδή θεωρούμε ότι η μέτρηση των δύο αυτών αντιδράσεων είναι ταυτόχρονη στην ίδια γωνία αντίχτυπου και για τον ίδιο ανιχνευτή. Στην περίπτωση μας γνωστή θεωρήθηκε η ενεργός διατομή Rutherford του χρυσού.

Προκειμένου να ελεγχθεί η ορθότητα του παραπάνω συλλογισμού κρίθηκε αναγκαία η ταυτόχρονη μέτρηση δύο αντιδράσεων με γνωστές ενεργές διατομές σε ίδιες ενέργειες δέσμης. Για το σκοπό αυτό επιλέχθηκε, όπως και παραπάνω η μέτρηση της ενεργού διατομής Rutherford του χρυσού σε δύο διαφορετικές γωνίες αντίχτυπου. Σ' αυτή την περίπτωση οι στερεές γωνίες που καλύπτουν οι δύο ανιχνευτές είναι διαφορετικές και επομένως ο λόγος των σχέσεων (3.7) δίνει:

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{\sigma_A}{\sigma_B} \cdot \frac{\Omega_A}{\Omega_B} \quad (3.9)$$

αφού  $N_{t_A} = N_{t_B}$ .

Η γραφική παράσταση του  $N_A$  προς το  $N_B$  στην περίπτωση που ισχύει ο παραπάνω συλλογισμός πρέπει να είναι ευθεία αφού το δεύτερο μέλος της σχέσης (3.9) είναι σταθερό. Στο σχήμα 3.5 παριστάνονται τα αποτελέσματα του ελέγχου για γωνίες αντίχτυπου  $150^\circ$  και  $170^\circ$  που αποδεικνύουν την ορθότητα του εγχειρήματος.

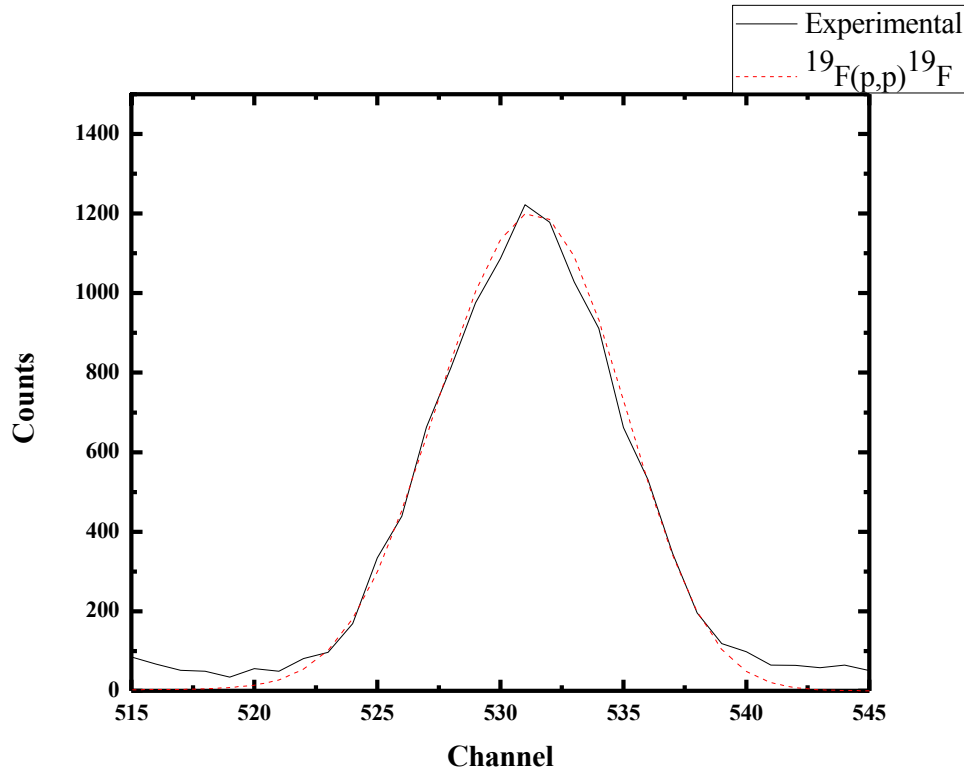


Σχήμα 3.5: Γραφική παράσταση του λόγου των γεγονότων που καταγράφει ο ανιχνευτής στις  $150^\circ$  ( $N_{150^\circ}$ ) προς τον αριθμό των γεγονότων που καταγράφει ο ανιχνευτής στις  $170^\circ$  ( $N_{170^\circ}$ ).

### 3.3 Πάχος στόχου

Για την εύρεση του πάχους του στόχου χρησιμοποιήθηκαν τα πειραματικά φάσματα που ελήφθησαν κατά τον βομβαρδισμό του στόχου με δέσμη πρωτονίων. Συγκεκριμένα με χρήση του προγράμματος SIMNRA έγινε προσομοίωση των κορυφών  $^{19}\text{F}(p,p)^{19}\text{F}$  για ενέργεια δέσμης  $E_{p,\text{lab}}=1050$  keV και γωνίες ανίχνευσης  $150^\circ$  και  $170^\circ$ . Προτιμήθηκε η κορυφή του φθορίου καθώς οι τιμές της ενεργού διατομής της είναι αξιολογημένες από την βάση δεδομένων SigmaCalc και γι' αυτό το λόγο χρησιμοποιήθηκαν κατά την προσομοίωση [Gur09].





Σχήμα 3.6: Προσομοίωση της κορυφής  $^{19}\text{F}(p,p)^{19}\text{F}$  για ενέργεια δέσμης  $E_d=1050\text{ keV}$  και γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$ .

Οι τιμές που προέκυψαν από αυτές τις προσομοιώσεις αναγράφονται στον πίνακα 3. Το πάχος του φθορίου προέκυψε από την μέση τιμή των παρακάτω τιμών και βρέθηκε ίσο με  $(1195\pm 34.6)\times 10^{15}\text{ atoms/cm}^2$ , με τη διαφορά των δύο τιμών να είναι 9%.

Γωνία ανίχνευσης	$N_{t_F}$ (atoms/cm <sup>2</sup> )
150°	1250
170°	1140

Πίνακας 3: Πάχος φθορίου στο στόχο, μετά από προσομοίωση της  $^{19}\text{F}(p,p)^{19}\text{F}$  κορυφής για  $E_{p,\text{lab}}=1050\text{keV}$  και γωνίες ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$  και  $170^\circ$ .

Το πάχος του  $^6\text{Li}$  υπολογίζεται με βάση τη στοιχειομετρία του στόχου η οποία είναι:

$$\frac{Li}{F} = \frac{1}{1} \quad (3.10)$$

και λόγω του γεγονότος ότι ο στόχος είναι εμπλουτισμένος σε  $^6\text{Li}$  κατά 94% το πάχος του βρίσκεται από τη σχέση:

$$N_{t_{6Li}} = 0.94 \times N_{t_F} \quad (3.11)$$

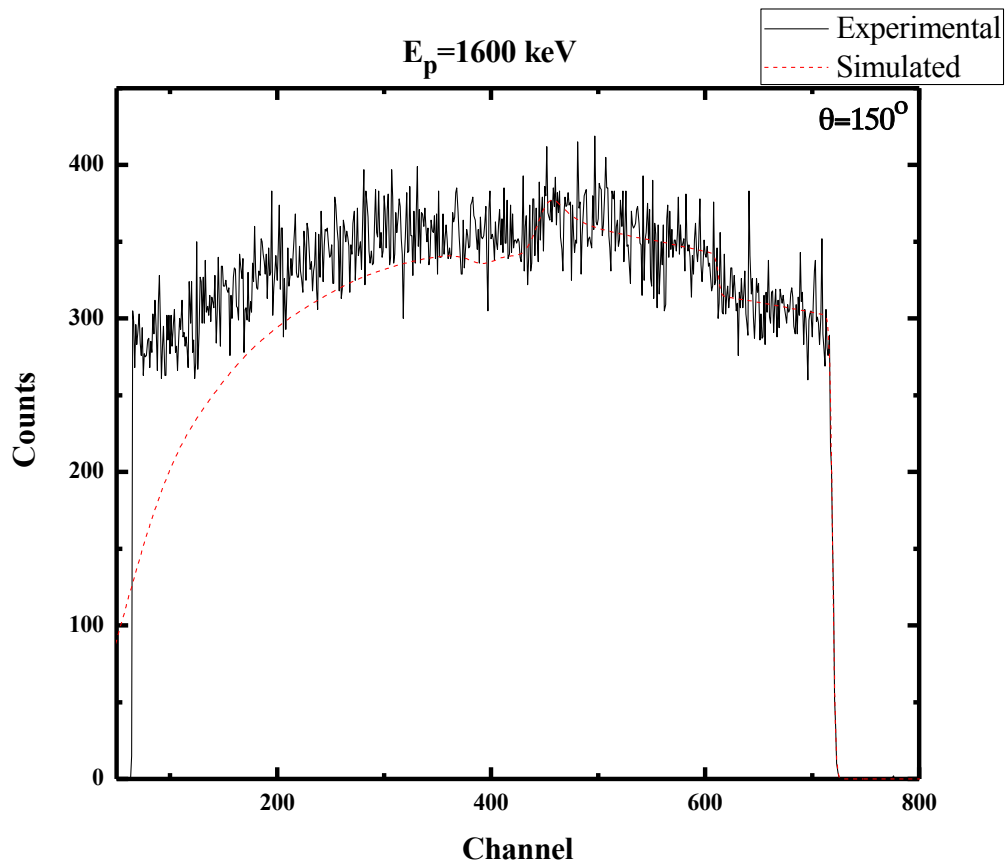
Ως επιβεβαίωση των παραπάνω υπολογισμών, και προκειμένου να βεβαιωθούμε ότι κατά την ακτινοβόληση του στόχου δεν άλλαξε η σύσταση του, προσομοιώθηκε και η κορυφή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(p,p)^{19}\text{F}$  της τελευταίας μέτρησης που πραγματοποιήθηκε, δηλαδή για ενέργεια δέσμης  $E_p=1050$  keV και γωνίες ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$  και  $\theta=170^\circ$ .

Το πάχος του φθορίου, ύστερα από αυτή την προσομοίωση βρέθηκε ίσο με  $1165 \times 10^{15}$  atoms/cm<sup>2</sup>, τιμή που διαφέρει κατά 2.5% από την προηγούμενη που υπολογίσαμε. Κατα συνέπεια η πιθανότητα μεταβολής του πάχους του φθορίου κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης αποκλείστηκε.

Από τις παραπάνω προσομοιώσεις βρέθηκε ακόμα το πάχος του στρώματος του χρυσού ίσο με  $N_{t_{Au}} = 61 \times 10^{15}$  atoms × cm<sup>2</sup>.

Επομένως, ο λόγος του πάχους των δύο στρωμάτων που υπολογίστηκε από τις προσομοιώσεις των φασμάτων βρέθηκε ίσος με  $N_{t_{Au}} / N_{t_F} = 0.051$ .

Προκειμένου να βεβαιωθούμε ότι οι τιμές των ενεργών διατομών που χρησιμοποιήθηκαν από τη βάση δεδομένων SigmaCalc είναι έγκυρες, πραγματοποιήθηκε συμπληρωματική μέτρηση με στόχο απείρου πάχους BaF<sub>2</sub>, για ενέργεια δέσμης  $E_p=1600$  keV και γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$ . Τα αποτελέσματα που προέκυψαν φανερώνουν ότι υπάρχει απόκλιση της τάξης του 31%, των τιμών του SigmaCalc από τις πραγματικές. Γι' αυτό το λόγο, κρίθηκε σκόπιμο ο παραπάνω λόγος του πάχους του στρώματος του χρυσού προς το πάχος του φθορίου να πολλαπλασιαστεί επί αυτόν τον παράγοντα. Στο σχήμα που ακολουθεί φαίνεται η προσομοίωση των τιμών του SigmaCalc διορθωμένες κατά 31%.



Σχήμα 3.7: Προσομοίωση του πειραματικού φάσματος με τις τιμές της ενεργού διατομής από το SigmaCalc για  $E_p = 1600 \text{ keV}$  και  $\theta = 150^\circ$ , διορθωμένες κατά 31%.

Τελικά ο λόγος που χρησιμοποιήθηκε για την μελέτη των ενεργών διατομών ήταν

$$\frac{N_{t_{Au}}}{N_{t_F}} = 0.067.$$

### 3.4 Υπολογισμός τελικής ενέργειας της δέσμης

Η δέσμη οδηγείται στο θάλαμο του πειράματος από τον επιταχυντή, μέσα από ένα σύστημα ηλεκτρικών και μαγνητικών φακών, όπως έχει αναφερθεί στο κεφάλαιο 2. Συγκεκριμένα κατά τη διέλευση της δέσμης από τον μαγνήτη ανάλυσης παρατηρείται απόκλιση στην ενέργεια της δέσμης εντός των ορίων  $\pm 5$  keV.

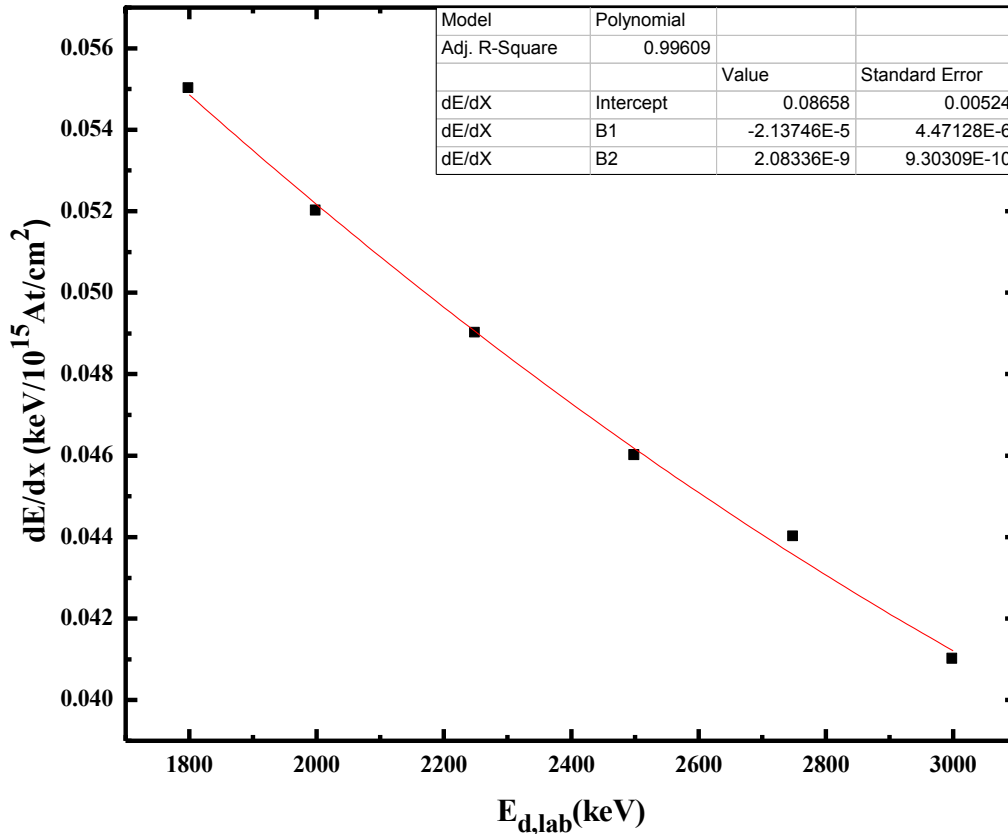
Για τον ακριβή υπολογισμό της ενέργειας της δέσμης όταν φτάνει στο στόχο, έπρεπε να γίνει βαθμονόμηση της μηχανής, η οποία πραγματοποιήθηκε με τη βοήθεια της αντίδρασης  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ . Συγκεκριμένα η αντίδραση αυτή εμφανίζει ένα λεπτό συντονισμό για ενέργεια πρωτονίων ίση με 991.89 keV, και ο οποίος χρησιμοποιήθηκε προκειμένου να υπολογιστεί η πραγματική ενέργεια της δέσμης [Har00]. Η ακτινοβολία  $\gamma$  που μετρήθηκε για τις ανάγκες της βαθμονόμησης έχει ενέργεια 1779 keV.

Ο στόχος του αλουμινίου βομβαρδίστηκε με δέσμη πρωτονίων ενέργειας από 980 μέχρι 1014 keV με βήμα 2 keV. Η ανίχνευση των ακτίνων  $\gamma$  έγινε από έναν ανιχνευτή γερμανίου υψηλής καθαρότητας (HPGe).

Προσομοιάζοντας τα δεδομένα με σιγμοειδή καμπύλη Boltzmann και στη συνέχεια θεωρώντας ότι ο συντονισμός πραγματοποιείται στην μέση της ανόδου της παραπάνω καμπύλης, βρέθηκε η ενέργεια που πραγματοποιείται ο συντονισμός 994.89. Η τιμή αυτή, η οποία είναι κατα 3 keV μεγαλύτερη από την πραγματική ενέργεια όπου πραγματοποιείται ο συντονισμός, δείχνει ότι η απόκλιση (offset) της μηχανής ήταν ίση με 3 keV.

Έχοντας υπολογίσει την ενέργεια της δέσμης όταν φτάνει στο θάλαμο, αυτό που απομένει είναι να υπολογιστεί η ενέργεια που χάνει η δέσμη κατά τη διέλευση της από το στόχο. Θεωρώντας ότι η αντίδραση πραγματοποιείται στο μέσο του στόχου, η απώλεια της ενέργειας οφείλεται στη διέλευση της από το στρώμα του χρυσού και από το μισό στρώμα του LiF.

Αρχικά υπολογίστηκε η απώλεια της ενέργειας της δέσμης στο στρώμα του χρυσού πάχους  $N_{Au} = 61 \times 10^{15} \text{ atoms} \times \text{cm}^2$  με χρήση του προγράμματος SRIM, όπως επίσης και στο μισό στρώμα LiF πάχους  $1159 \times 10^{15} \text{ atoms} \times \text{cm}^2$  και για ενέργειες δευτερίων 1800 ως 3000 keV με βήμα 200 keV. Τα παραπάνω αποτελέσματα προσομοιώθηκαν, μέσω του προγράμματος Origin, με πολυωνυμική καμπύλη και παρουσιάζονται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 3.8: Απώλεια ενέργειας της δέσμης μέχρι το κέντρο του στόχου.

Η σχέση που προκύπτει από την παραπάνω καμπύλη που συνδέει την απώλεια ενέργειας της δέσμης στο κέντρο του στόχου συναρτήσει της αρχικής ενέργειας είναι:

$$\frac{dE}{dx}(E_{d,lab}) = 2.08 \cdot E_{d,lab}^2 - 2.13 \cdot E_{d,lab} + 0.08 \quad (3.12)$$

Όπου στην παραπάνω σχέση η  $E_{d,lab}$  αναφέρεται στην ενέργεια της δέσμης μετά τη βαθμονόμηση της μηχανής. Το σφάλμα στην ενέργεια της δέσμης της μηχανής υπολογίζεται αναλογικά.

### 3.5 Διαφορικές Ενεργές Διατομές

Για τον υπολογισμό των διαφορικών διατομών χρησιμοποιούνται οι σχέσεις:

$$\frac{d\sigma_x}{d\Omega} = \frac{N_x}{N_{t_x} \cdot \Omega \cdot Q} \text{ και } \frac{d\sigma_{Au}}{d\Omega} = \frac{N_{Au}}{N_{t_{Au}} \cdot \Omega \cdot Q}, \text{ όπου } \sigma_x \text{ η ζητούμενη ενεργός διατομή και}$$

$\sigma_{Au}$  η ενεργός διατομή του χρυσού, η οποία όπως έχουμε αναφέρει και παραπάνω μπορεί να υπολογιστεί με ακρίβεια καθώς προέρχεται από την ελαστική σκέδαση Rutherford.

Διαιρώντας τις παραπάνω σχέσεις προκύπτει η σχέση η οποία δίνει την τιμή της ζητούμενης ενεργού διατομής:

$$d\sigma_x = d\sigma_{Au} \cdot \frac{N_x}{N_{Au}} \cdot \frac{N_{t_{Au}}}{N_{t_x}} \quad (3.13)$$

όπου όλα τα μεγέθη που εμφανίζονται στην σχέση (3.13) μπορούν να υπολογιστούν με ακρίβεια, όπως αναλύθηκε σε προηγούμενες παραγράφους.

Ο υπολογισμός του σφάλματος της ενεργού διατομής υπολογίζεται με χρήση του τύπου διάδοσης σφαλμάτων:

$$\delta\sigma = \sqrt{\left(\delta N_x \cdot \frac{\partial\sigma}{\partial N_x}\right)^2 + \left(\delta N_{Au} \cdot \frac{\partial\sigma}{\partial N_{Au}}\right)^2 + \left(\delta\left(N_{t_{Au}}/N_{t_x}\right) \cdot \frac{\partial\sigma}{\partial\left(N_{t_{Au}}/N_{t_x}\right)}\right)^2} \quad (3.14)$$

Ο λόγος  $N_{t_{Au}}/N_{t_x}$  που εμφανίζεται στη σχέση (3.14) υπολογίστηκε ίσος με  $N_{t_{Au}}/N_{t_F} = 0.067$ .

Ο υπολογισμός των τελικών τιμών των ενεργών διατομών καθώς επίσης και τα σφάλματα τους μετρώνται σε mb/sr. Σε κάθε περίπτωση οι ενέργειες αναφέρονται στο σύστημα του εργαστηρίου.

Οι τιμές της διαφορικής ενεργού διατομής κυμαίνονται από 0.15 ως 1.71 mb/sr, ενώ τα σφάλματα κυμαίνονται μεταξύ 2.8% και 14%. Η διακύμανση των τιμών των ενεργών διατομών είναι όμοια στα περισσότερα φάσματα. Συγκεκριμένα παρατηρείται αύξηση στις τιμές για ενέργειες της δέσμης  $E_{d,lab}=2150$  keV και 2750 keV, ενώ παρατηρείται μείωση στα 1900 keV, 2400 keV και 2900 keV. Δυστυχώς επειδή οι στάθμες του σύνθετου πυρήνα είναι άγνωστες στη συγκεκριμένη περιοχή διέγερσης, όπως έχει ήδη αναφερθεί σε προηγούμενη παράγραφο, δεν είμαστε σε θέση να γνωρίζουμε αν αυτές οι διακυμάνσεις οφείλονται σε ενισχυτική ή καταστροφική συμβολή κάποιας στάθμης του σύνθετου πυρήνα.

### 3.5.1 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$

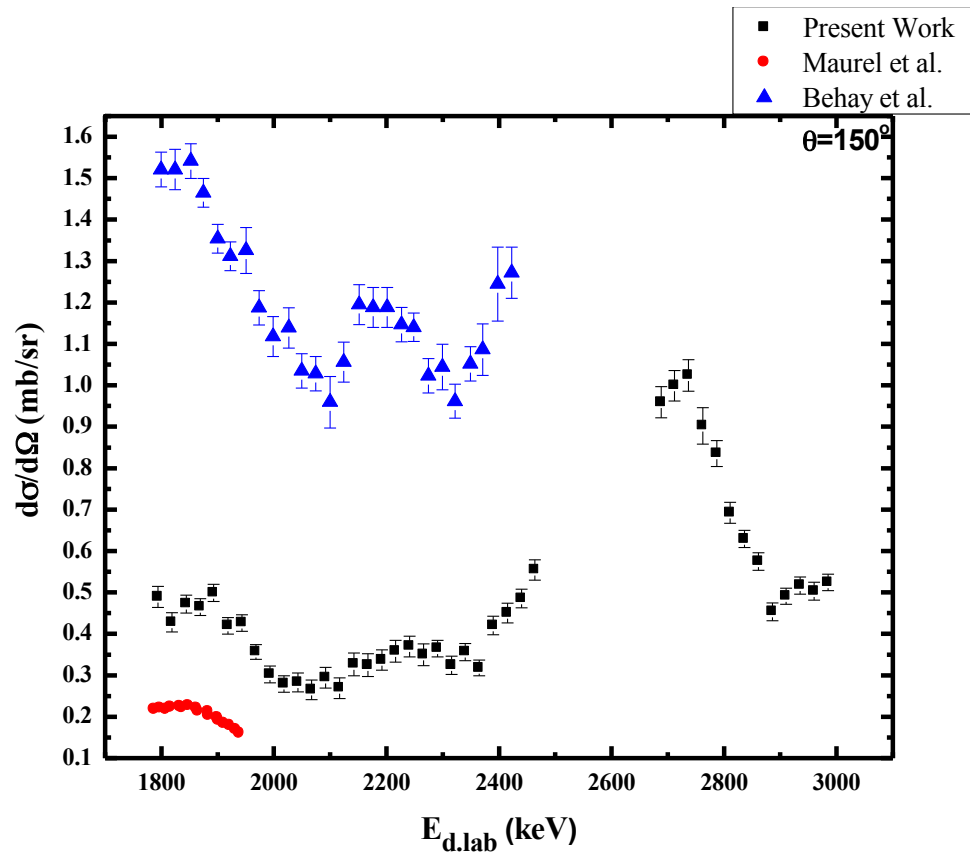
Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται οι τιμές των ενεργών διατομών που υπολογίστηκαν, με τα αντίστοιχα σφάλματα τους για γωνίες ανίχνευσης  $150^\circ$  και  $170^\circ$  και για ενέργειες δευτερίων από 1800 ως 3000 keV. Όπως φαίνεται στον πίνακα σε κάποιες ενδιάμεσες ενέργειες δευτερίων η ανάλυση της κορυφής είναι αδύνατη καθώς αλληλοεπικαλύπτεται με την κορυφή από την αντίδραση  $^6\text{Li}(d,\alpha_0)^4\text{He}$ . Το ενεργειακό βήμα που χρησιμοποιήθηκε σε κάθε περίπτωση ήταν 25 keV. Τα σφάλματα κυμαίνονταν από 3.2% ως 14%.

Στις γραφικές παραστάσεις έχουν προστεθεί εκτός από τα δεδομένα του πίνακα, δεδομένα από παλαιότερες μετρήσεις από τους Maurel et al. [Mau81] και El-Behay et al. [Be64], όπου οι γωνίες ανίχνευσης και οι ενέργειες των δευτερίων ήταν κοινές. Οι αποκλίσεις στις τιμές των ενεργών διατομών της παρούσας εργασίας από προγενέστερες είναι εμφανείς. Οι ρυθμοί μεταβολής των τιμών της παρούσας εργασίας και των El-Behay et al. είναι παρόμοιοι, ενώ υπάρχει μια ενεργειακή διαφορά στις δύο καμπύλες κατα 15 keV περίπου.

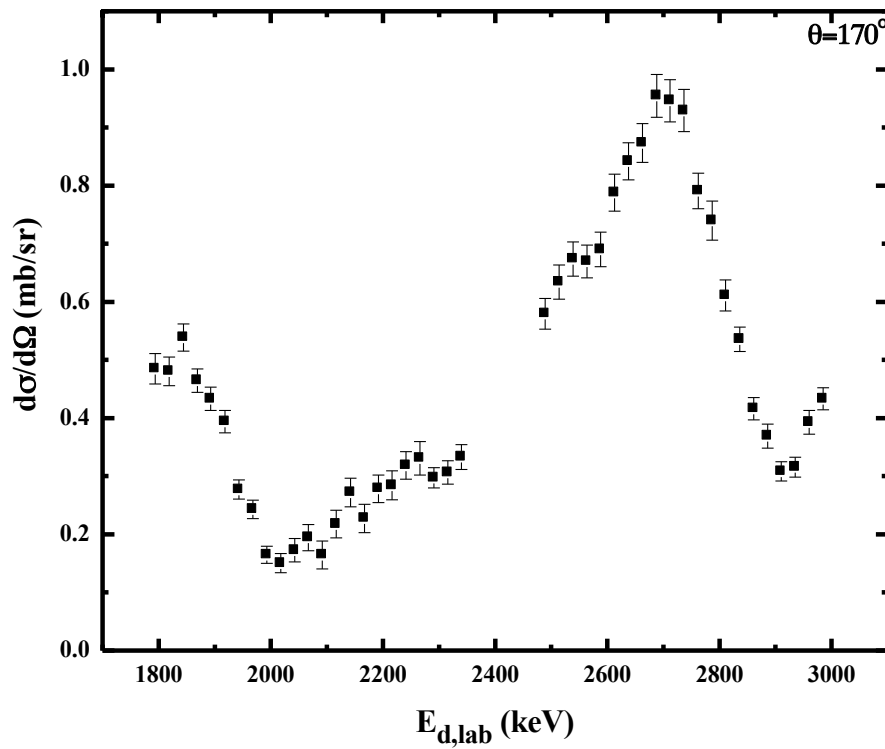
$E_{\text{lab}} \pm \delta E_{\text{lab}}$ (keV)		$\sigma \pm \delta \sigma$ (mbarn/sr)			
		$150^\circ$		$170^\circ$	
2985	2	0.52	0.02	0.43	0.02
2960	2	0.50	0.02	0.39	0.02
2935	2	0.52	0.02	0.32	0.02
2910	2	0.49	0.02	0.31	0.02
2886	2	0.45	0.02	0.37	0.02
2861	2	0.57	0.02	0.42	0.02
2836	2	0.63	0.02	0.54	0.02
2811	2	0.69	0.03	0.61	0.03
2787	2	0.84	0.03	0.74	0.03
2762	2	0.90	0.04	0.79	0.03
2737	2	1.02	0.04	0.93	0.04
2712	2	1.00	0.04	0.95	0.04
2688	2	0.96	0.04	0.95	0.04
2663	2	--	--	0.87	0.03
2638	2	--	--	0.84	0.03
2613	2	--	--	0.79	0.03
2588	2	--	--	0.69	0.03
2564	2	--	--	0.67	0.03
2539	2	--	--	0.67	0.03

2514	2	--	--	0.63	0.03
2489	2	--	--	0.58	0.03
2464	2	0.55	0.02	--	--
2440	2	0.49	0.02	--	--
2415	2	0.45	0.02	--	--
2390	2	0.42	0.02	--	--
2365	2	0.32	0.02	--	--
2340	2	0.36	0.02	0.33	0.02
2316	2	0.32	0.02	0.31	0.02
2291	2	0.36	0.02	0.30	0.02
2266	2	0.35	0.03	0.33	0.03
2241	2	0.37	0.02	0.32	0.02
2216	2	0.36	0.03	0.28	0.02
2192	2	0.34	0.02	0.28	0.02
2167	2	0.32	0.03	0.23	0.02
2142	2	0.33	0.03	0.27	0.02
2117	2	0.27	0.02	0.22	0.02
2092	2	0.29	0.03	0.16	0.02
2067	2	0.26	0.02	0.19	0.02
2043	2	0.28	0.02	0.17	0.02
2018	2	0.28	0.02	0.15	0.02
1993	2	0.30	0.02	0.16	0.01
1968	2	0.36	0.02	0.24	0.02
1943	2	0.43	0.02	0.28	0.02
1918	2	0.42	0.02	0.39	0.02
1893	2	0.50	0.02	0.43	0.02
1869	2	0.46	0.02	0.46	0.02
1844	2	0.47	0.02	0.54	0.02
1819	2	0.43	0.02	0.48	0.02
1794	2	0.49	0.03	0.48	0.03





Σχήμα 3.9: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$  στις  $150^\circ$ .



Σχήμα 3.10: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$  στις  $170^\circ$ .

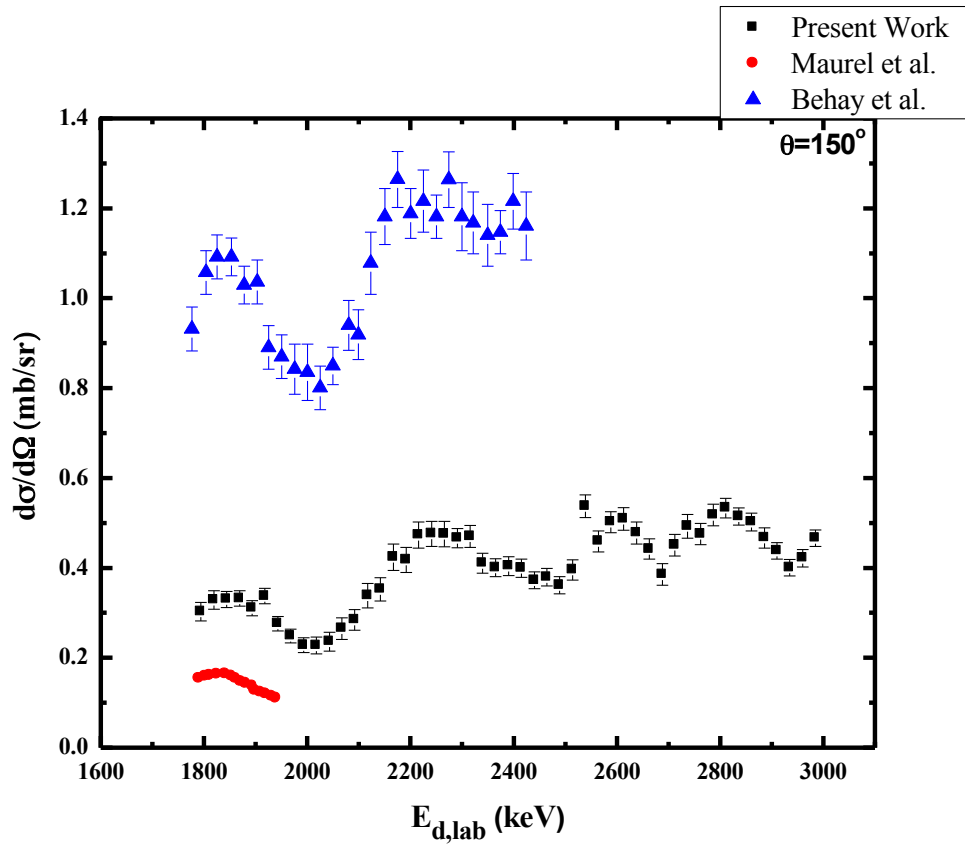
### 3.5.2 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d,\alpha_1)^{17}\text{O}$

Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται οι τιμές της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_1)^{17}\text{O}$  για ενέργειες δέσμης δευτερίων από 1800 ως 3000 keV, με ενεργειακό βήμα 25 keV και για γωνίες ανίχνευσης  $150^\circ$  και  $170^\circ$ . Το σφάλμα κυμαινόταν από 3.6% ως 11%.

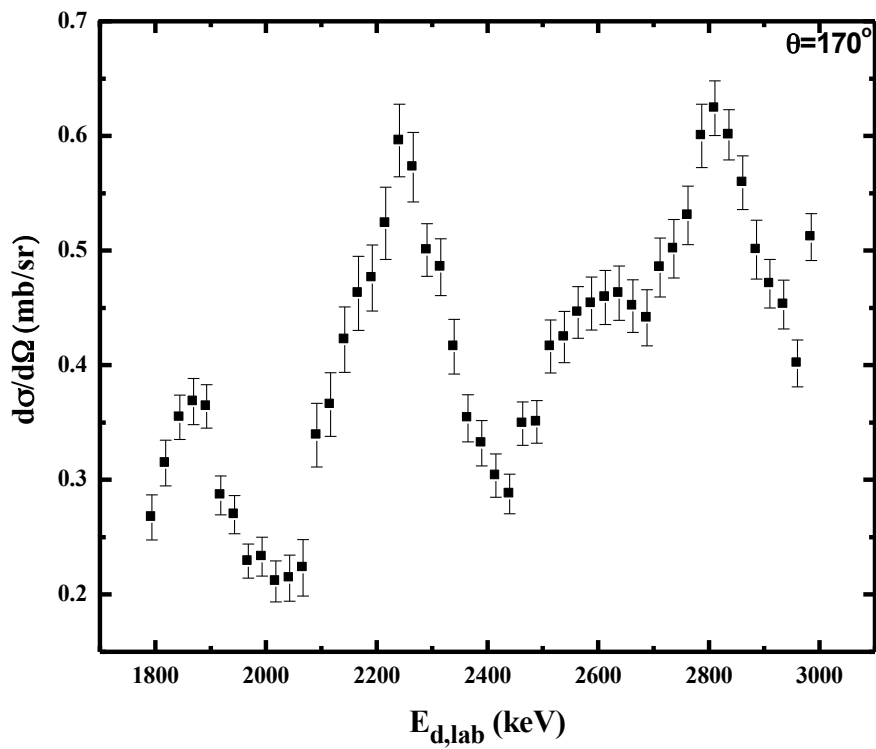
Στις γραφικές παραστάσεις έχουν προστεθεί εκτός από τα δεδομένα του πίνακα, δεδομένα από παλαιότερες μετρήσεις από τους Maurel et al. [Mau81] και El-Behay et al. [Be64], όπου οι γωνίες ανίχνευσης και οι ενέργειες των δευτερίων ήταν κοινές, με παρόμοια συμπεράσματα με τα αντίστοιχα της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$ .

$E_{\text{lab}} \pm \delta E_{\text{lab}}$ (keV)		$\sigma \pm \delta\sigma$ (mbarn/sr)			
		$150^\circ$		$170^\circ$	
2985	2	0.47	0.02	0.51	0.02
2960	2	0.42	0.02	0.40	0.02
2935	2	0.40	0.02	0.45	0.02
2910	2	0.44	0.02	0.47	0.02
2886	2	0.47	0.02	0.50	0.03
2861	2	0.50	0.02	0.56	0.02
2836	2	0.51	0.02	0.60	0.02
2811	2	0.53	0.02	0.62	0.02
2787	2	0.52	0.02	0.60	0.03
2762	2	0.48	0.02	0.53	0.03
2737	2	0.49	0.03	0.50	0.03
2712	2	0.45	0.02	0.49	0.03
2688	2	0.39	0.02	0.44	0.02
2663	2	0.44	0.02	0.45	0.02
2638	2	0.48	0.02	0.46	0.02
2613	2	0.51	0.03	0.46	0.02
2588	2	0.50	0.02	0.45	0.02
2564	2	0.46	0.02	0.45	0.02
2539	2	0.54	0.03	0.42	0.02
2514	2	0.40	0.02	0.42	0.02
2489	2	0.36	0.02	0.35	0.02
2464	2	0.38	0.02	0.35	0.02
2440	2	0.37	0.02	0.29	0.02
2415	2	0.40	0.02	0.30	0.02
2390	2	0.40	0.02	0.33	0.02
2365	2	0.40	0.02	0.35	0.02

2340	2	0.41	0.02	0.42	0.02
2316	2	0.47	0.02	0.49	0.02
2291	2	0.47	0.02	0.50	0.02
2266	2	0.48	0.03	0.57	0.03
2241	2	0.48	0.03	0.60	0.03
2216	2	0.47	0.03	0.52	0.03
2192	2	0.42	0.03	0.48	0.03
2167	2	0.42	0.03	0.46	0.03
2142	2	0.35	0.03	0.42	0.03
2117	2	0.34	0.03	0.37	0.03
2092	2	0.28	0.02	0.34	0.03
2067	2	0.26	0.02	0.22	0.02
2043	2	0.24	0.02	0.21	0.02
2018	2	0.23	0.02	0.21	0.02
1993	2	0.23	0.02	0.23	0.02
1968	2	0.25	0.02	0.23	0.01
1943	2	0.28	0.02	0.27	0.02
1918	2	0.34	0.02	0.29	0.02
1893	2	0.31	0.02	0.36	0.02
1869	2	0.33	0.02	0.37	0.02
1844	2	0.33	0.02	0.35	0.02
1819	2	0.33	0.02	0.31	0.02
1794	2	0.30	0.02	0.27	0.02



Σχήμα 3.11: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d, \alpha_1)^{17}\text{O}$  στις  $150^\circ$



Σχήμα 3.12: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d, \alpha_1)^{17}\text{O}$  στις  $170^\circ$

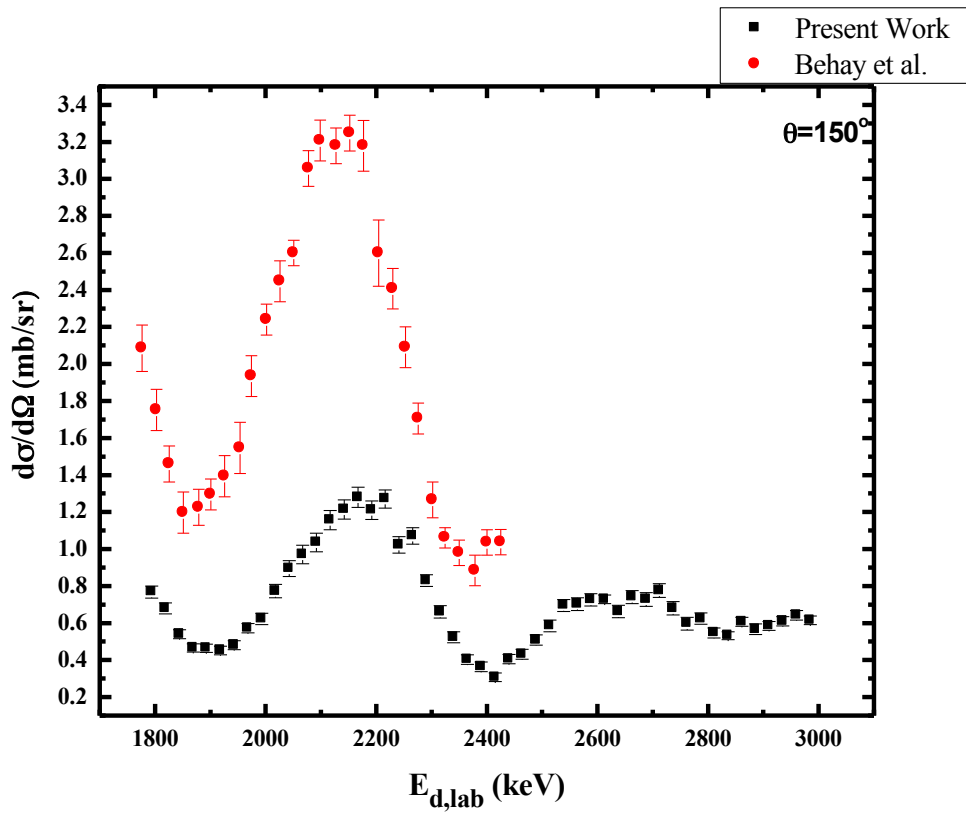
### 3.5.3 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d,\alpha_2)^{17}\text{O}$

Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται οι τιμές της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_2)^{17}\text{O}$  για ενέργειες δέσμης δευτερίων από 1800 ως 3000 keV, με ενεργειακό βήμα 25 keV και για γωνίες ανίχνευσης 150° και 170°. Το σφάλμα κυμαινόταν από 3.3% ως 7.7%.

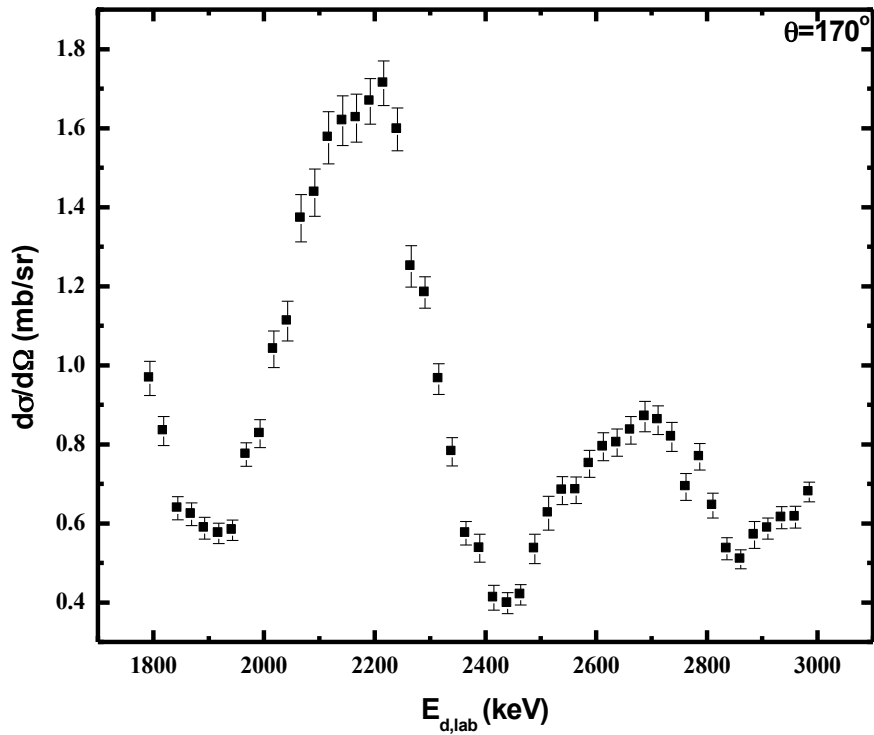
Στις γραφικές παραστάσεις έχουν προστεθεί εκτός από τα δεδομένα του πίνακα, δεδομένα από παλαιότερες μετρήσεις από El-Behay et al. [Be64], όπου οι γωνίες ανίχνευσης και οι ενέργειες των δευτερίων ήταν κοινές. Ο ρυθμός μεταβολής των δύο καμπυλών παρουσιάζει ομοιομορφία, αλλά υπάρχει ενεργειακή απόκλιση κατά 20 keV, καθώς επίσης και απόκλιση στις τιμές κατά ένα παράγοντα 2.7.

$E_{\text{lab}} \pm \delta E_{\text{lab}}$ (keV)		$\sigma \pm \delta \sigma$ (mbarn/sr)			
		150°		170°	
2985	2	0.61	0.02	0.68	0.03
2960	2	0.64	0.03	0.62	0.03
2935	2	0.61	0.02	0.61	0.03
2910	2	0.58	0.02	0.59	0.03
2886	2	0.57	0.03	0.57	0.03
2861	2	0.61	0.02	0.51	0.02
2836	2	0.53	0.02	0.54	0.03
2811	2	0.55	0.03	0.65	0.03
2787	2	0.62	0.03	0.77	0.03
2762	2	0.60	0.03	0.69	0.03
2737	2	0.68	0.04	0.82	0.04
2712	2	0.78	0.04	0.86	0.04
2688	2	0.73	0.04	0.87	0.04
2663	2	0.74	0.03	0.84	0.03
2638	2	0.66	0.03	0.80	0.03
2613	2	0.73	0.02	0.79	0.04
2588	2	0.73	0.03	0.75	0.03
2564	2	0.70	0.03	0.68	0.03
2539	2	0.70	0.03	0.68	0.04
2514	2	0.58	0.03	0.63	0.04
2489	2	0.51	0.03	0.54	0.04
2464	2	0.43	0.03	0.42	0.03
2440	2	0.40	0.03	0.40	0.03
2415	2	0.31	0.02	0.41	0.03
2390	2	0.36	0.03	0.54	0.04

2365	2	0.40	0.03	0.58	0.03
2340	2	0.52	0.03	0.78	0.04
2316	2	0.66	0.03	0.97	0.04
2291	2	0.83	0.03	1.18	0.04
2266	2	1.07	0.05	1.25	0.05
2241	2	1.02	0.04	1.60	0.05
2216	2	1.27	0.05	1.71	0.06
2192	2	1.21	0.05	1.67	0.06
2167	2	1.28	0.05	1.63	0.06
2142	2	1.21	0.05	1.62	0.06
2117	2	1.16	0.05	1.58	0.07
2092	2	1.03	0.05	1.44	0.06
2067	2	0.97	0.05	1.37	0.06
2043	2	0.89	0.04	1.11	0.05
2018	2	0.77	0.04	1.04	0.05
1993	2	0.62	0.03	0.83	0.04
1968	2	0.57	0.03	0.77	0.03
1943	2	0.48	0.02	0.58	0.03
1918	2	0.45	0.02	0.57	0.03
1893	2	0.46	0.02	0.59	0.03
1869	2	0.47	0.02	0.62	0.03
1844	2	0.54	0.02	0.64	0.03
1819	2	0.68	0.03	0.83	0.04
1794	2	0.77	0.03	0.97	0.04



Σχήμα 3.13: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_2)^{17}\text{O}$  στις  $150^\circ$



Σχήμα 3.14: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_2)^{17}\text{O}$  στις  $170^\circ$

### 3.5.4 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$

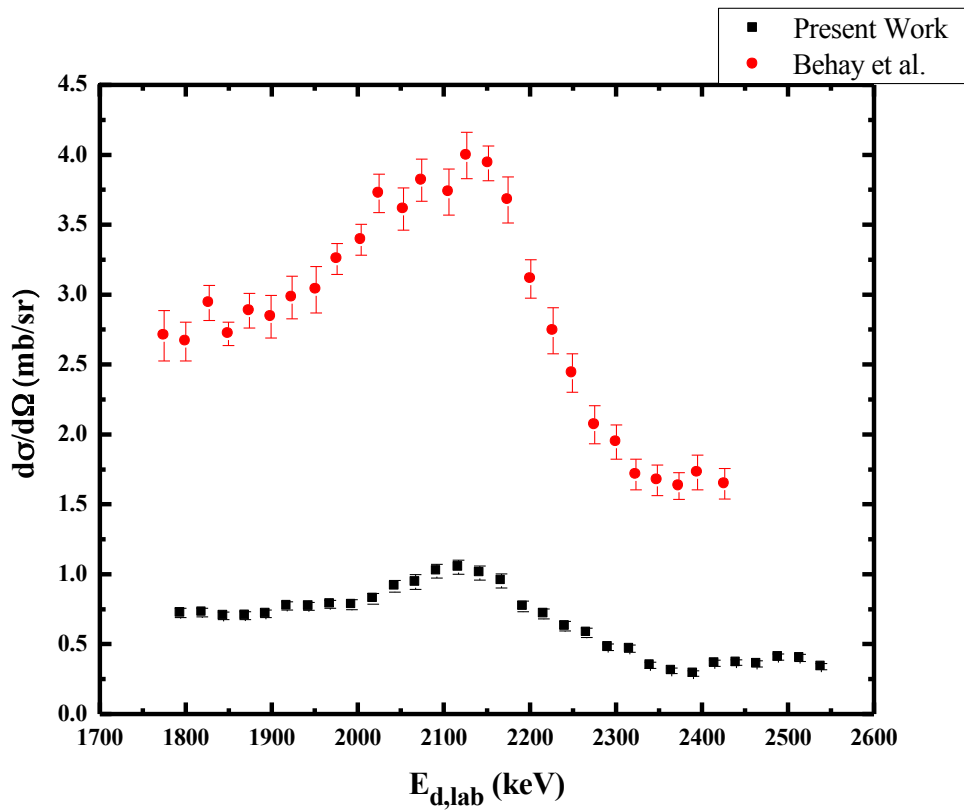
Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται οι τιμές της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$  για ενέργειες δέσμης δευτερίων από 1800 ως 2550 keV, με ενεργειακό βήμα 25 keV και για γωνίες ανίχνευσης  $150^\circ$  και  $170^\circ$ . Το σφάλμα κυμαινόταν από 3.6% ως 13%.

Στις γραφικές παραστάσεις έχουν προστεθεί εκτός από τα δεδομένα του πίνακα, δεδομένα από παλαιότερες μετρήσεις από τους El-Behay et al. [Be64], όπου οι γωνίες ανίχνευσης και οι ενέργειες των δευτερίων ήταν κοινές. Παρατηρείται μεγάλη απόκλιση στις τιμές των δύο μετρήσεων κατά έναν παράγοντα 4.3, ενώ και ο ρυθμός μεταβολής παρουσιάζει διαφοροποιήσεις ανάμεσα στις δύο μετρήσεις.

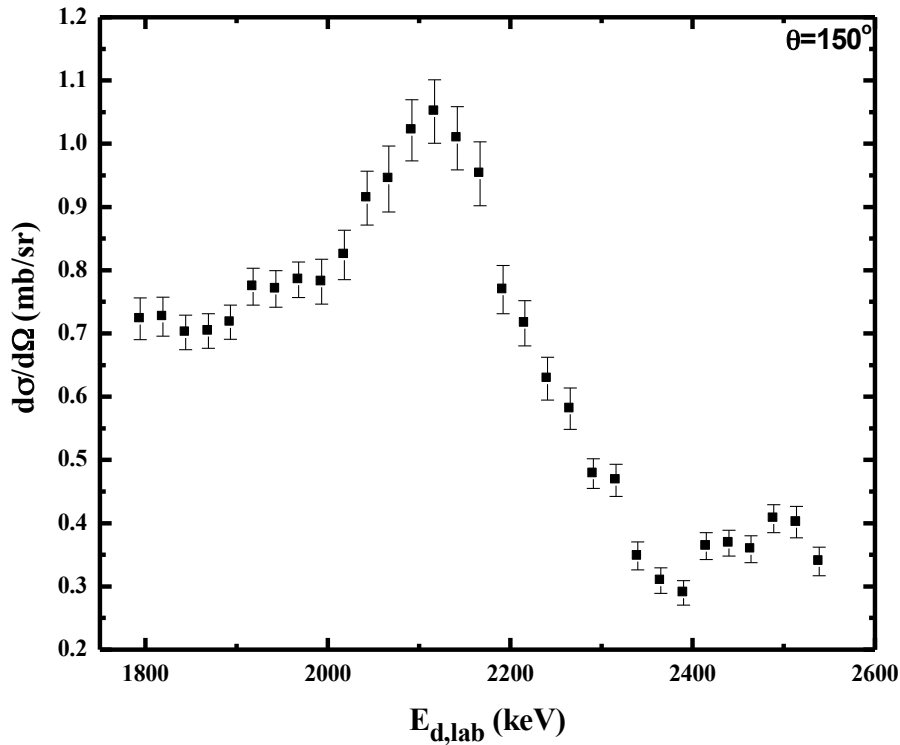
$E_{\text{lab}} \pm \delta E_{\text{lab}}$ (keV)		$\sigma \pm \delta\sigma$ (mbarn/sr)			
		$150^\circ$		$170^\circ$	
2539	2	0.34	0.02	--	--
2514	2	0.40	0.02	--	--
2489	2	0.41	0.02	--	--
2464	2	0.36	0.02	--	--
2440	2	0.37	0.02	0.30	0.02
2415	2	0.36	0.02	0.29	0.02
2390	2	0.29	0.02	0.33	0.02
2365	2	0.31	0.02	0.33	0.02
2340	2	0.35	0.02	0.41	0.05
2316	2	0.47	0.03	0.48	0.05
2291	2	0.48	0.02	0.57	0.04
2266	2	0.58	0.03	0.65	0.05
2241	2	0.63	0.03	0.70	0.05
2216	2	0.72	0.04	0.85	0.05
2192	2	0.77	0.04	0.87	0.04
2167	2	0.95	0.05	0.87	0.05
2142	2	1.01	0.05	0.92	0.05
2117	2	1.05	0.05	0.95	0.05
2092	2	1.02	0.05	0.86	0.05
2067	2	0.94	0.05	0.88	0.05
2043	2	0.91	0.04	0.74	0.04
2018	2	0.82	0.04	0.67	0.03
1993	2	0.78	0.04	0.69	0.03
1968	2	0.78	0.03	0.64	0.03
1943	2	0.77	0.03	0.65	0.03



1918	2	0.77	0.03	0.64	0.03
1893	2	0.72	0.03	0.63	0.03
1869	2	0.70	0.03	0.61	0.03
1844	2	0.70	0.03	0.61	0.03
1819	2	0.73	0.03	0.58	0.03
1794	2	0.72	0.03	0.60	0.03



Σχήμα 3.15: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$  στις  $150^\circ$



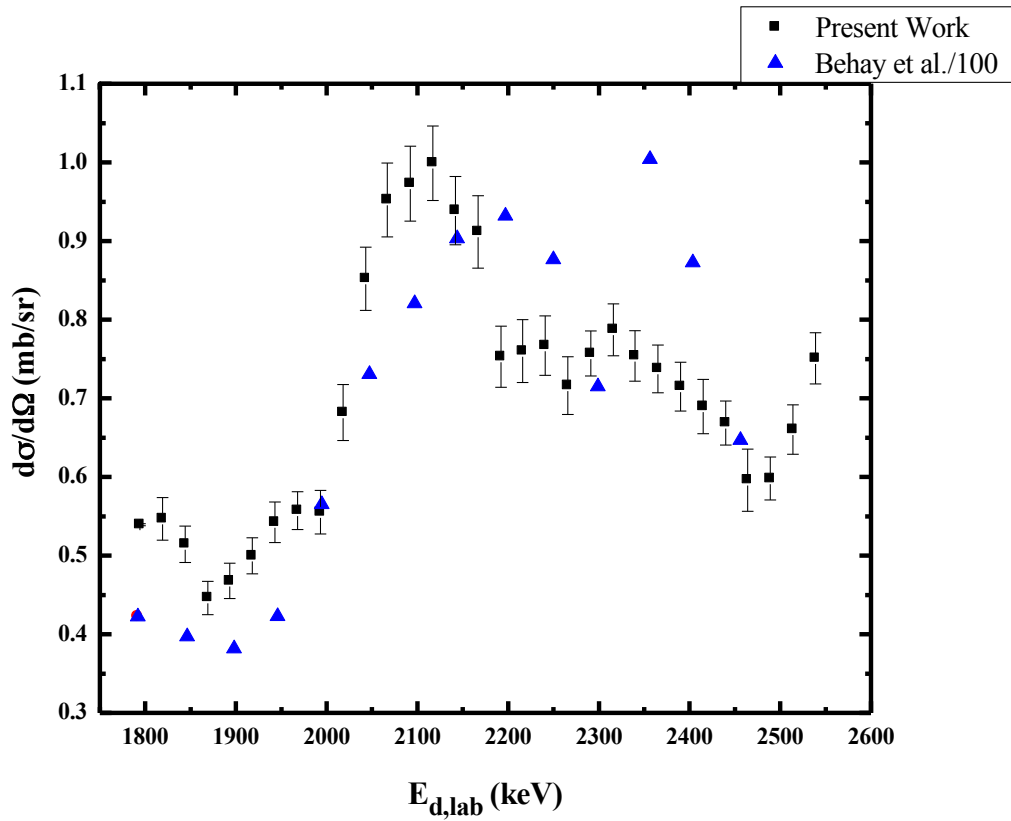
Σχήμα 3.16: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$  στις  $170^\circ$

### 3.5.5 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d,p_0)^{20}\text{F}$

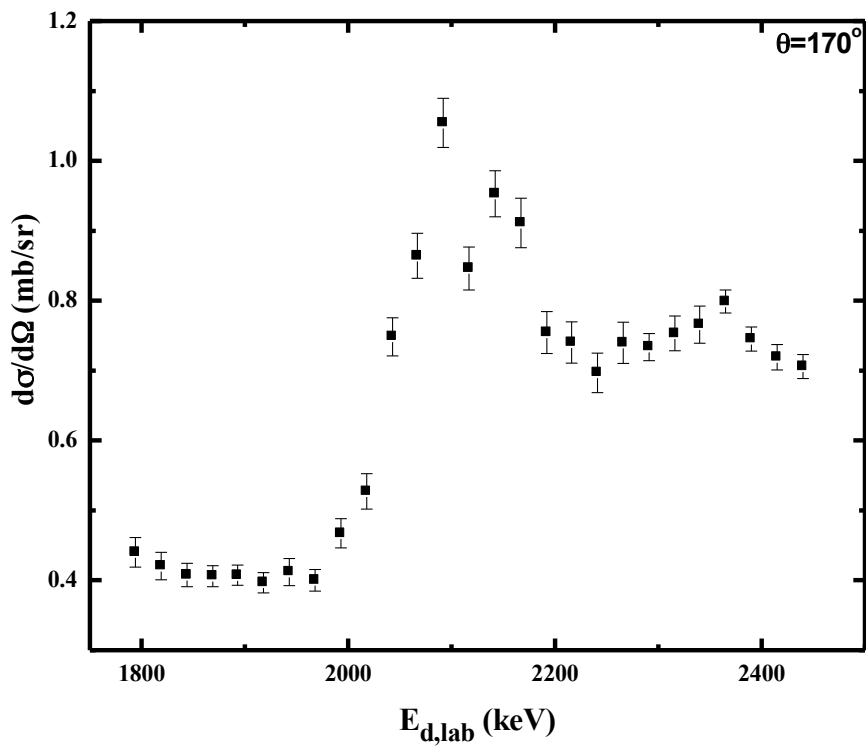
Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται οι τιμές της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,p_0)^{20}\text{F}$  για ενέργειες δέσμης δευτερίων από 1800 ως 2550 keV, με ενεργειακό βήμα 25 keV και για γωνίες ανίχνευσης  $150^\circ$  και  $170^\circ$ . Το σφάλμα κυμαινόταν από 2.8% ως 6.6%.

Στις γραφικές παραστάσεις έχουν προστεθεί εκτός από τα δεδομένα του πίνακα, δεδομένα από παλαιότερες μετρήσεις από τους El-Behay et al. [Be64], όπου οι γωνίες ανίχνευσης και οι ενέργειες των δευτερίων ήταν κοινές, διαιρεμένες με έναν παράγοντα 100, προκειμένου να είναι δυνατή η σύγκριση της μορφή των δύο καμπυλών. Παρόλο που οι δύο μετρήσεις παρουσιάζουν μεγάλες αποκλίσεις στις τιμές, παρουσιάζουν ομοιόμορφο ρυθμό μεταβολής.

$E_{lab} \pm \delta E_{lab}$ (keV)		$\sigma \pm \delta\sigma$ (mbarn/sr)			
		150°		170°	
2539	2	0.75	0.03	--	--
2514	2	0.66	0.03	--	--
2489	2	0.60	0.03	--	--
2464	2	0.60	0.04	--	--
2440	2	0.67	0.03	0.71	0.02
2415	2	0.69	0.03	0.72	0.02
2390	2	0.71	0.03	0.75	0.02
2365	2	0.74	0.03	0.80	0.02
2340	2	0.75	0.03	0.77	0.03
2316	2	0.79	0.03	0.75	0.02
2291	2	0.76	0.03	0.73	0.02
2266	2	0.72	0.04	0.74	0.03
2241	2	0.77	0.04	0.70	0.03
2216	2	0.76	0.04	0.74	0.03
2192	2	0.75	0.04	0.75	0.03
2167	2	0.91	0.05	0.91	0.04
2142	2	0.94	0.04	0.95	0.03
2117	2	1.00	0.05	0.85	0.03
2092	2	0.97	0.05	1.05	0.04
2067	2	0.95	0.05	0.86	0.03
2043	2	0.85	0.04	0.75	0.03
2018	2	0.68	0.04	0.53	0.03
1993	2	0.56	0.03	0.47	0.02
1968	2	0.56	0.02	0.40	0.02
1943	2	0.54	0.03	0.41	0.02
1918	2	0.50	0.02	0.40	0.01
1893	2	0.47	0.02	0.41	0.01
1869	2	0.45	0.02	0.41	0.01
1844	2	0.51	0.02	0.41	0.02
1819	2	0.55	0.03	0.42	0.02
1794	2	0.54	0.01	0.44	0.02



Σχήμα 3.17: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,p_0)^{20}\text{F}$  στις  $150^\circ$



Σχήμα 3.18: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,p_0)^{20}\text{F}$  στις  $170^\circ$

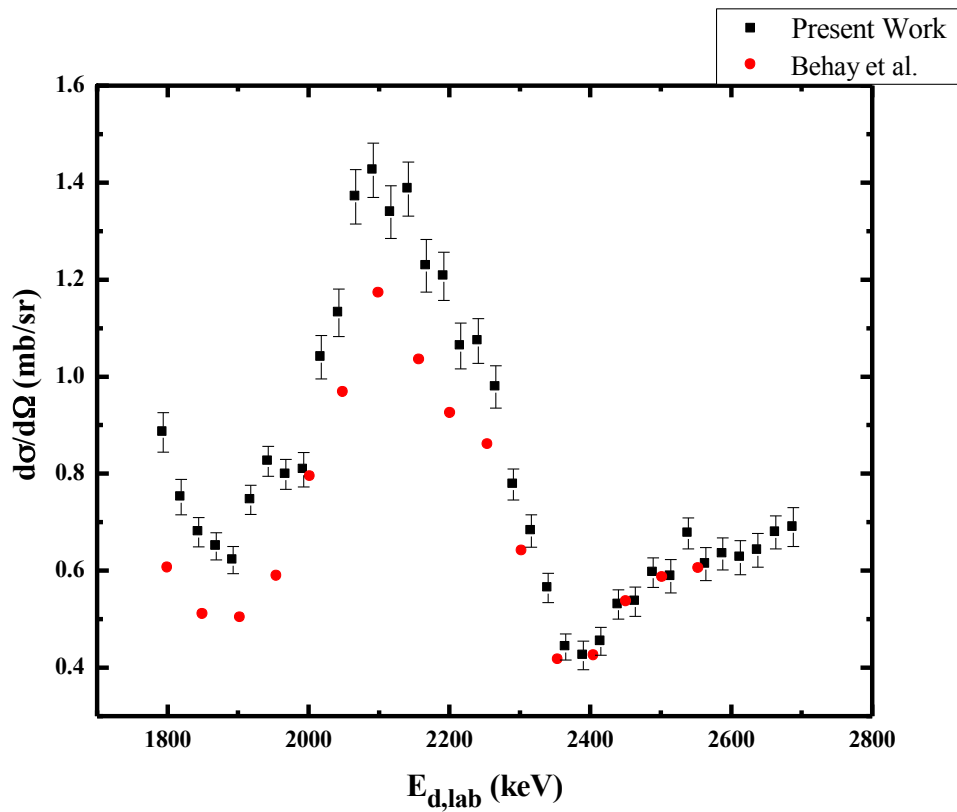
### 3.5.6 Ενεργός Διατομή της αντίδρασης $^{19}\text{F}(\text{d},\text{p}_1)^{20}\text{F}$

Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται οι τιμές της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(\text{d},\text{p}_1)^{20}\text{F}$  για ενέργειες δέσμης δευτερίων από 1800 ως 2700 keV, με ενεργειακό βήμα 25 keV και για γωνίες ανίχνευσης 150° και 170°. Το σφάλμα κυμαινόταν από 3.7% ως 7.4%.

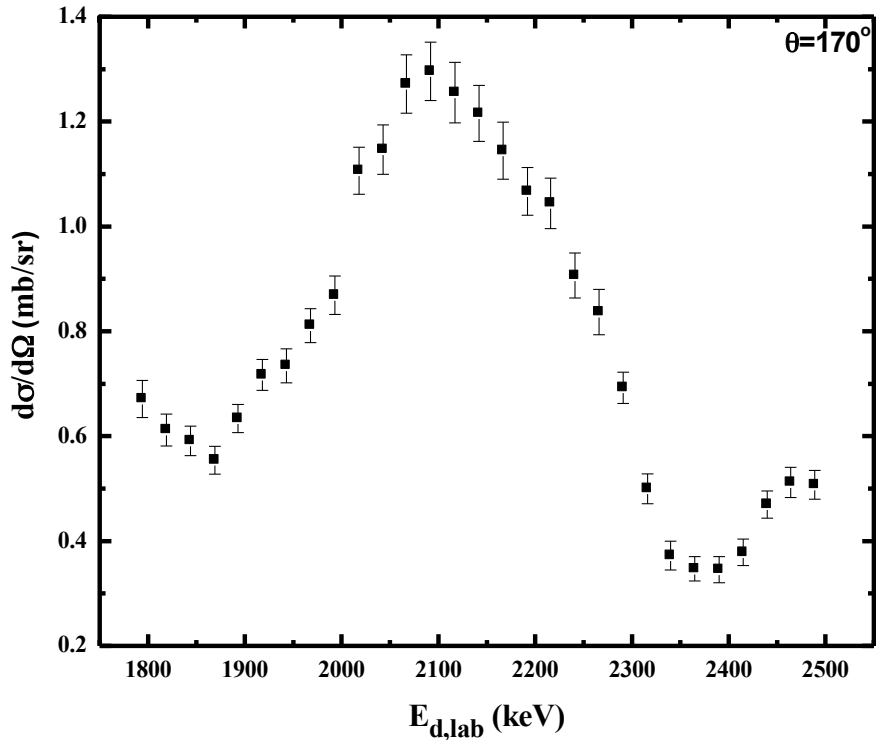
Στις γραφικές παραστάσεις έχουν προστεθεί εκτός από τα δεδομένα του πίνακα, δεδομένα από παλαιότερες μετρήσεις από τους El-Behay et al. [Be64], όπου οι γωνίες ανίχνευσης και οι ενέργειες των δευτερίων ήταν κοινές. Μεταξύ των δύο καμπυλών παρατηρείται ταύτιση ως προς το ρυθμό μεταβολής, ενώ παρατηρείται αξιοσημείωτη συμφωνία ως προς τις τιμές της ενεργού διατομής για ενέργειες δέσμης άνω των 2350 keV.

$E_{\text{lab}} \pm \delta E_{\text{lab}}$ (keV)		$\sigma \pm \delta \sigma$ (mbarn/sr)			
		150°		170°	
2688	2	0.69	0.04	--	--
2663	2	0.68	0.03	--	--
2638	2	0.64	0.03	--	--
2613	2	0.63	0.04	--	--
2588	2	0.63	0.03	--	--
2564	2	0.61	0.03	--	--
2539	2	0.68	0.03	--	--
2514	2	0.59	0.03	--	--
2489	2	0.60	0.03	0.51	0.03
2464	2	0.54	0.03	0.51	0.03
2440	2	0.53	0.03	0.47	0.03
2415	2	0.45	0.03	0.38	0.03
2390	2	0.43	0.03	0.35	0.03
2365	2	0.44	0.03	0.35	0.02
2340	2	0.56	0.03	0.37	0.03
2316	2	0.68	0.03	0.50	0.03
2291	2	0.78	0.03	0.69	0.03
2266	2	0.98	0.04	0.84	0.04
2241	2	1.07	0.05	0.91	0.04
2216	2	1.06	0.05	1.04	0.05
2192	2	1.21	0.05	1.07	0.05
2167	2	1.23	0.05	1.14	0.05

2142	2	1.39	0.06	1.22	0.05
2117	2	1.34	0.05	1.26	0.06
2092	2	1.43	0.06	1.30	0.06
2067	2	1.37	0.06	1.27	0.06
2043	2	1.13	0.05	1.15	0.05
2018	2	1.04	0.04	1.11	0.04
1993	2	0.81	0.04	0.87	0.04
1968	2	0.80	0.03	0.81	0.03
1943	2	0.83	0.03	0.73	0.03
1918	2	0.75	0.03	0.72	0.03
1893	2	0.62	0.03	0.63	0.03
1869	2	0.65	0.03	0.55	0.03
1844	2	0.68	0.03	0.59	0.03
1819	2	0.75	0.04	0.61	0.03
1794	2	0.89	0.04	0.67	0.04



Σχήμα 3.19: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$  στις  $150^\circ$



Σχήμα 3.20: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$  στις  $170^\circ$

### 3.6 Σύγκριση με δεδομένα της βιβλιογραφίας

Οι αντιδράσεις  $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$  και  $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$  έχουν μελετηθεί στο παρελθόν από τους Maurel et al. [Mau81] και από τους El-Behay et al. [Be64].

Συγκεκριμένα οι Maurel et al. πραγματοποίησαν μετρήσεις των αντιδράσεων  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$  και  $^{19}\text{F}(d,\alpha_1)^{17}\text{O}$  στο ενεργειακό φάσμα  $E_{d,lab}=711-1939$  keV και  $E_{d,lab}=1005-1939$  keV αντίστοιχα, για γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$  και για τις δύο μετρήσεις. Η σύγκριση αυτών των μετρήσεων με τις μετρήσεις της παρούσας εργασίας φαίνονται στα σχήματα 3.9 και 3.11. Παρατηρείται απόκλιση στις τιμές κατά ένα παράγοντα 2.6 κατά μέσο όρο, ενώ και ο ρυθμός μεταβολής παρουσιάζει μικρή απόκλιση.

Οι El-Behay et al. πραγματοποίησαν μετρήσεις των αντιδράσεων  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}(d,\alpha_1)^{17}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}(d,\alpha_2)^{17}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$  στο ενεργειακό φάσμα  $E_{d,lab}=998-2422$  keV και για γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$ . Συγκριτικά με τις τιμές της ενεργού διατομής παρατηρούνται αποκλίσεις σε σχέση με τις τιμές της παρούσας εργασίας κατά έναν

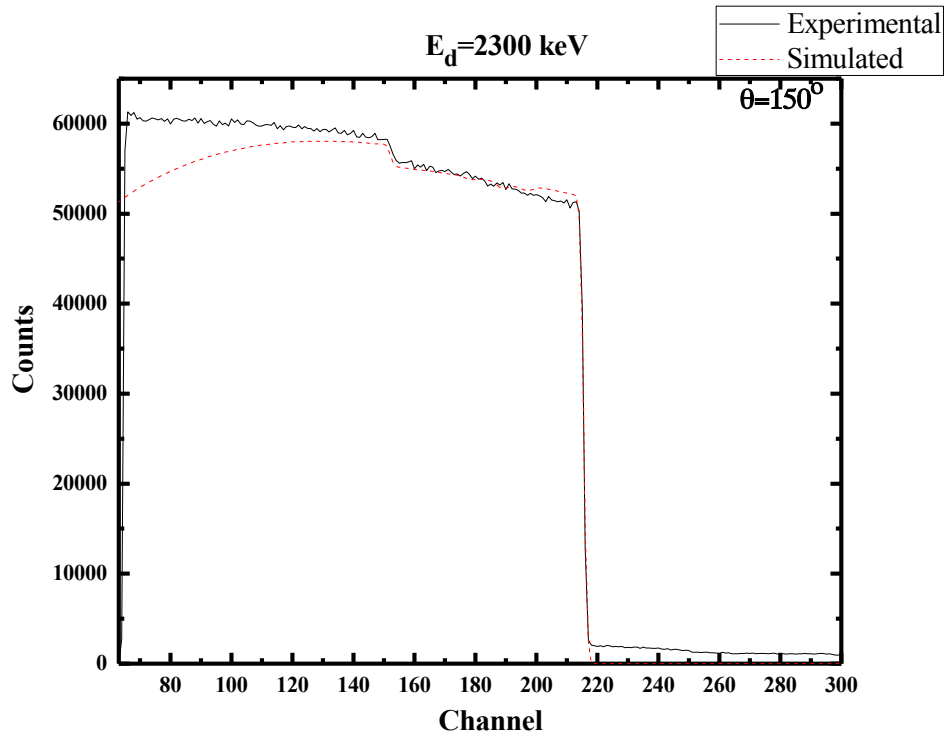
παράγοντα 2.8 κατά μέσο όρο, όπως μπορεί να φανεί και από τα σχήματα 3.9, 3.11, 3.13 και 3.15. Οι ρυθμοί μεταβολής παρουσιάζουν μικρή απόκλιση, ενώ συγκεκριμένα για την αντίδραση  $^{19}\text{F}(\text{d},\alpha_2)^{17}\text{O}$  παρουσιάζεται αξιοσημείωτη ταύτιση στους δύο ρυθμούς μεταβολής.

Επίσης οι El-Behay et al. πραγματοποίησαν μετρήσεις και για τις αντιδράσεις  $^{19}\text{F}(\text{d},\text{p}_0)^{20}\text{F}$ ,  $^{19}\text{F}(\text{d},\text{p}_1)^{20}\text{F}$  στο ενεργειακό φάσμα  $E_{\text{d,lab}}=854\text{-}2554\text{keV}$ , για γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$ . Οι τιμές της παρούσας εργασίας παρουσιάζουν πολύ μεγάλες αποκλίσεις σε σχέση με τις τιμές της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(\text{d},\text{p}_0)^{20}\text{F}$ , κατά ένα παράγοντα 100. Αντίθετα παρατηρείται ταύτιση με τις τιμές της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(\text{d},\text{p}_1)^{20}\text{F}$ , ειδικά για ενέργειες δέσμης υψηλότερες των 2350 keV, ενώ και ο ρυθμός μεταβολής είναι ανάλογος σε όλο το εύρος των κοινών ενεργειών, όπως μπορεί να διαπιστωθεί και από το σχήμα 3.19. Περεταίρω ανάλυση των διαφορών που παρουσιάζονται στις τιμές της παρούσας εργασίας με τις αντίστοιχες των El-Behayetal. είναι δύσκολο να γίνει, καθώς από τις μετρήσεις των τελευταίων απουσιάζουν τα σφάλματα.

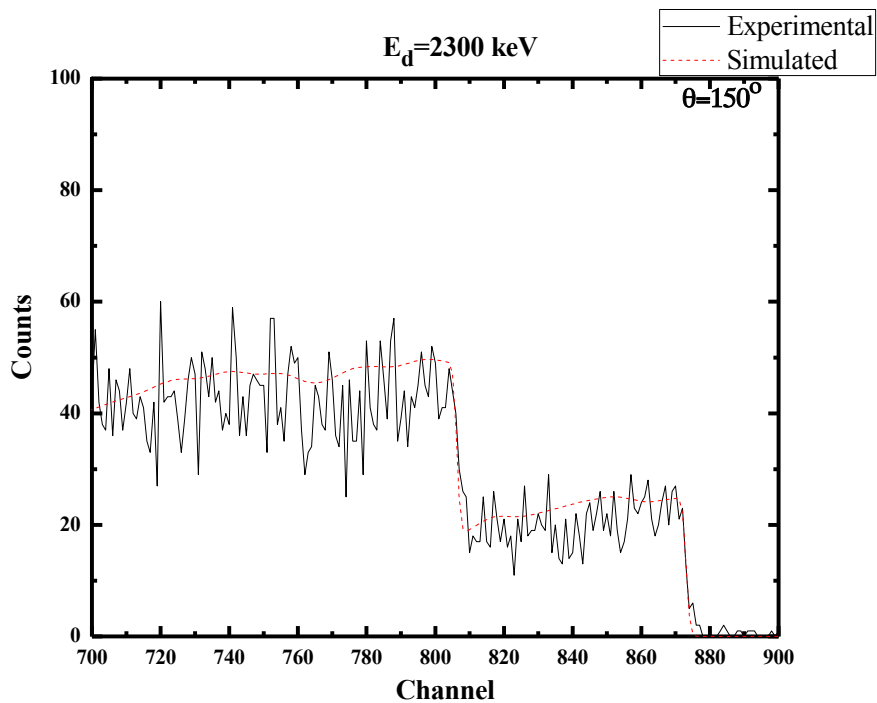
Καμία μέτρηση μέχρι στιγμής δεν έχει πραγματοποιηθεί για γωνία ανίχνευσης  $170^\circ$ .

Για την μελέτη των διαφορών στις τιμές ανάμεσα στην παρούσα εργασία και στις παλιότερες μετρήσεις κρίθηκε σκόπιμο να γίνουν συμπληρωματικές μετρήσεις με στόχο απείρου πάχους  $\text{BaF}_2$ , με δέσμη δευτερίων ενέργειας  $E_{\text{d}}=3000\text{ keV}$ ,  $E_{\text{d}}=2300\text{ keV}$ ,  $E_{\text{d}}=1900\text{ keV}$  και  $E_{\text{d}}=1600\text{ keV}$  και για γωνίες ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$  και  $\theta=170^\circ$ . Στα φάσματα που ελήφθησαν από τις παραπάνω μετρήσεις έγινε προσομοίωση με τις διαφορικές ενεργές διατομές που μετρήθηκαν κατά την ακτινοβόληση του λεπτού στόχου  $\text{LiF}$ . Η προσομοίωση της κορυφής  $^{19}\text{F}(\text{d},\alpha_0)^{17}\text{O}$ , καθώς επίσης και της κορυφής  $^{138}\text{Ba}(\text{d},\text{d})^{138}\text{Ba}$  για  $E_{\text{d}}=2300\text{ keV}$  και  $\theta=150^\circ$  φαίνονται στα σχήματα που ακολουθούν. Οι προσομοιώσεις των υπόλοιπων φασμάτων και των υπολοίπων κορυφών έχουν παρόμοια μορφή.



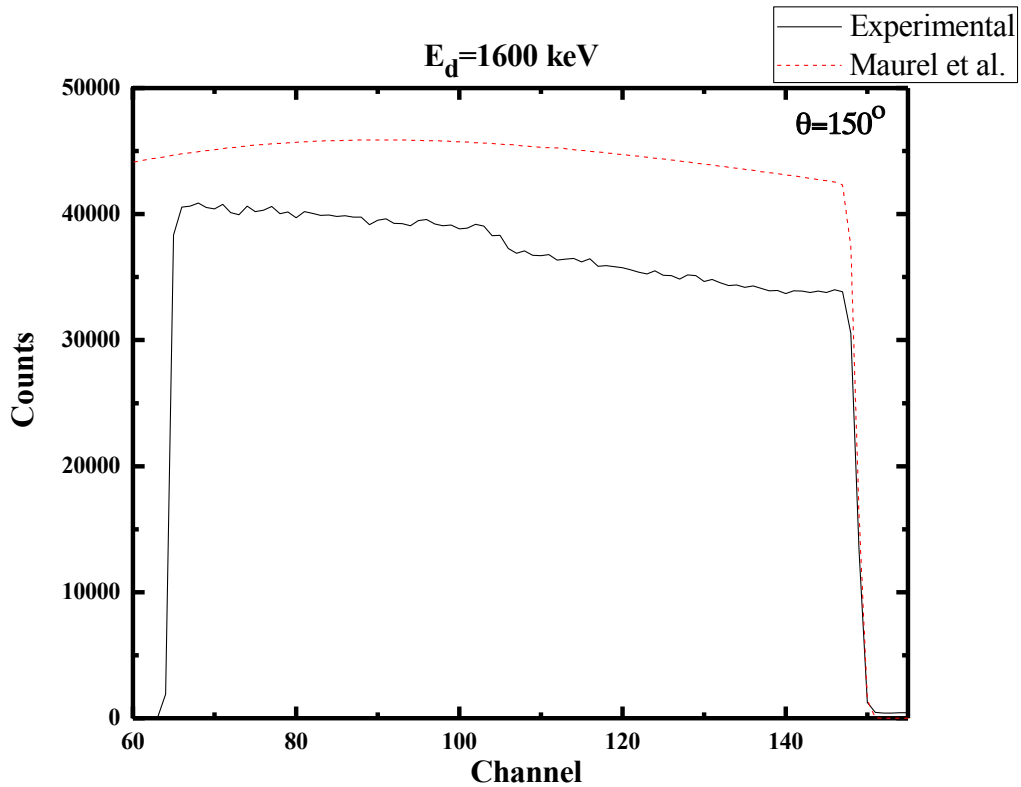


Σχήμα 3.21: Προσομοίωση πειραματικών δεδομένων της κορυφής  $^{138}\text{Ba}(d,d)^{138}\text{Ba}$  με παχύ στόχου  $\text{BaF}_2$  για ενέργεια δέσμης  $E_d=2300 \text{ keV}$  και γωνία αντίχτυσης  $\theta=150^\circ$ .

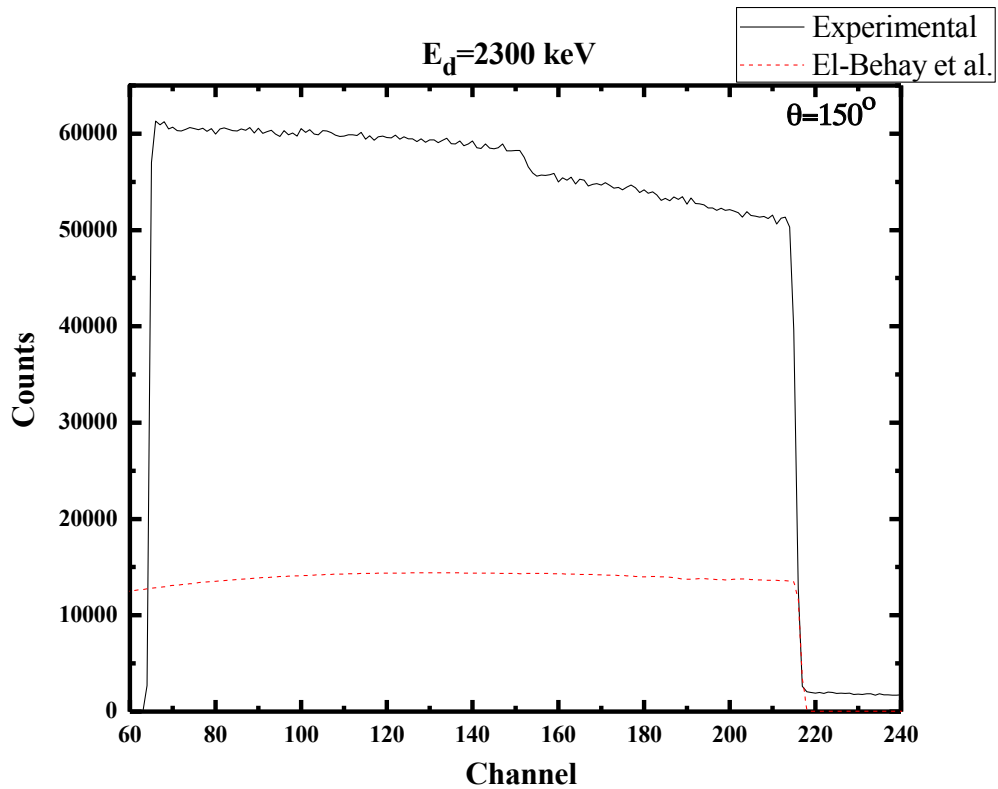


Σχήμα 3.22: Προσομοίωση πειραματικών δεδομένων της κορυφής  $^{19}\text{F}(d,a_0)^{19}\text{F}$  με παχύ στόχου  $\text{BaF}_2$  για ενέργεια δέσμης  $E_d=2300 \text{ keV}$  και γωνία αντίχτυσης  $\theta=150^\circ$ .

Στα σχήματα που ακολουθούν φαίνεται η προσομοίωση που πραγματοποιήθηκε για ενέργεια δέσμης  $E_{d,lab}=1600$  keV, με δεδομένα μόνο των Maurel et al., καθώς επίσης και η προσομοίωση για  $E_{d,lab}=2300$  keV, με δεδομένα μόνο των El-Behay et al, για γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$  και για τις δύο περιπτώσεις. Συγκεκριμένα, προσομοιώθηκε με ακρίβεια η κορυφή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$ , προκειμένου να είναι περισσότερο ευδιάκριτη η απόκλιση των πραγματικών και των προσομοιωμένων τιμών της κορυφής της αντίδρασης  $^{138}\text{Ba}(d,d)^{138}\text{Ba}$ .

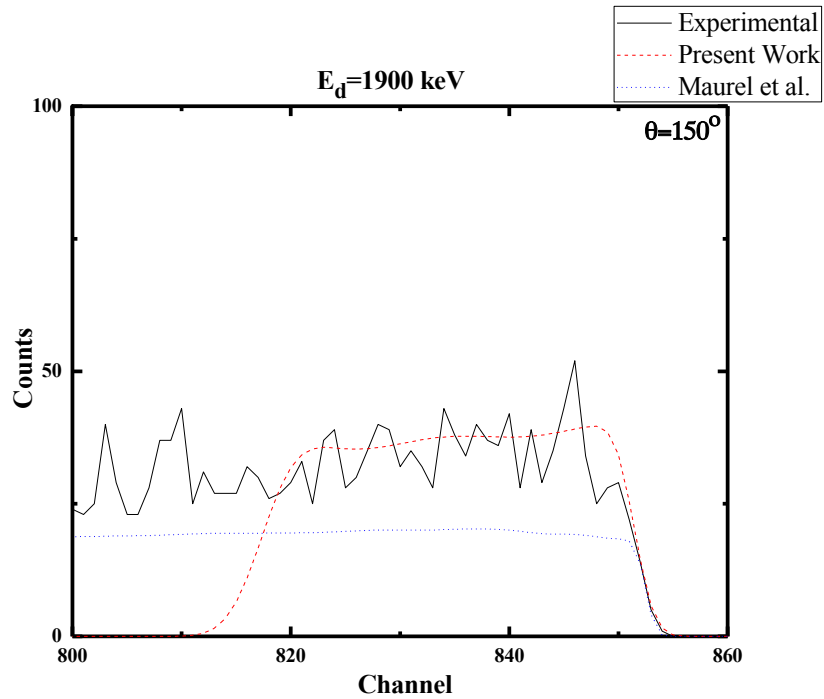


Σχήμα 3.23: Προσομοίωση πειραματικών δεδομένων των Maurel et al. της κορυφής  $^{138}\text{Ba}(d,d)^{138}\text{Ba}$  με παχύ στόχο  $\text{BaF}_2$  για ενέργεια δέσμης  $E_d=1600$  keV και γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$ .

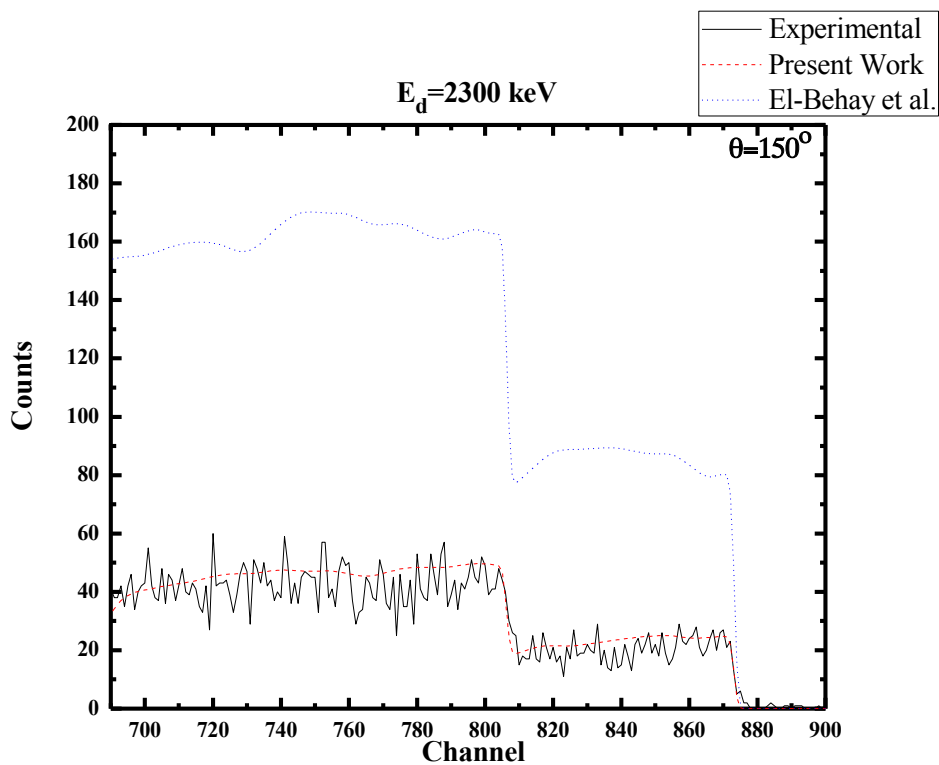


Σχήμα 3.24: Προσομοίωση πειραματικών δεδομένων των El-Behay et al. της κορυφής  $^{138}\text{Ba}(d,d)^{138}\text{Ba}$  με παχύ στόχο  $\text{BaF}_2$  για ενέργεια δέσμης  $E_d=2300 \text{ keV}$  και γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$ .

Στα φάσματα που ακολουθούν φαίνεται η σύγκριση των παλαιότερων μετρήσεων με τις μετρήσεις της παρούσας εργασίας σε σχέση με αυτές που πραγματοποιήθηκαν με τον απείρου πάχους στόχο  $\text{BaF}_2$ , για την κορυφή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$ , προσομοιώνοντας με ακρίβεια την κορυφή της αντίδρασης  $^{138}\text{Ba}(d,d)^{138}\text{Ba}$  σε όλα τα φάσματα, προκειμένου να γίνουν εμφανείς οι αποκλίσεις μεταξύ των τιμών των μετρήσεων.



Σχήμα 3.25: Σύγκριση προσομοίωσης πειραματικών δεδομένων της παρούσας εργασίας με παλιότερες μετρήσεις της κορυφής  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{19}\text{F}$  με παχύ στόχου  $\text{BaF}_2$  για ενέργεια δέσμης  $E_d=1900 \text{ keV}$  και γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$ .



Σχήμα 3.26: Σύγκριση προσομοίωσης πειραματικών δεδομένων της παρούσας εργασίας με παλιότερες μετρήσεις της κορυφής  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{19}\text{F}$  με παχύ στόχου  $\text{BaF}_2$  για ενέργεια δέσμης  $E_d=2300 \text{ keV}$  και γωνία ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$ .

Από όλες τις παραπάνω γραφικές παραστάσεις και τις προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν μας δίνεται η δυνατότητα να αποκλείσουμε τα σύνολα δεδομένων των Behay et al. και των Maurel et al., καθώς οι τιμές τους παρουσιάζουν σημαντικές αποκλίσεις από τις πραγματικές. Αντιθέτως, οι μετρήσεις της παρούσας εργασίας εμφανίζουν ταύτιση με τις πραγματικές σε ικανοποιητικό βαθμό στο μεγαλύτερο εύρος των ενεργειών.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

### Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία μετρήθηκαν οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{19}\text{F}(d,\alpha_0)^{17}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}(d,\alpha_1)^{17}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}(d,\alpha_2)^{17}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}(d,p_0)^{20}\text{F}$  και  $^{19}\text{F}(d,p_1)^{20}\text{F}$  για ενέργεια δέσμης  $E_d=1.8-3$  MeV με βήμα 25 keV και γωνίες ανίχνευσης  $\theta=150^\circ$  και  $\theta=170^\circ$ . Σκοπός των μετρήσεων ήταν ο εμπλουτισμός τη βιβλιογραφίας με καινούρια πειραματικά δεδομένα, καθώς επίσης και η επιβεβαίωση ή απόρριψη παλιότερων μετρήσεων οι οποίες εμφανίζουν μεγάλες αποκλίσεις μεταξύ τους. Τελικά, και έπειτα από μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με στόχο απείρου πάχους  $\text{BaF}_2$  οδηγηθήκαμε στο συμπέρασμα ότι οι μετρήσεις των ενεργών διατομών της παρούσας εργασίας αναπαράγουν καλύτερα το πειραματικό φάσμα, σε σχέση με τις παλιότερες μετρήσεις όπου στην μία περίπτωση ήταν υπεριμμημένες (El-Behay et al.) κατά ένα παράγοντα 2.8 κατά μέσο όρο, ενώ στην άλλη (Maurel et al.) υποτιμημένες κατά ένα παράγοντα 2.6 κατά μέσο όρο.

Επίσης ως καταλληλότερη για τη σε βάθος ανάλυση του φθορίου σε κάποιο δείγμα κρίνεται η κορυφή της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(d,\alpha_2)^{17}\text{O}$ , καθώς εμφανίζει τις μεγαλύτερες τιμές ενεργού διατομής, το μικρότερο σφάλμα και είναι ευδιάκριτη σε όλο το εύρος ενεργειών της δέσμης σε χαμηλό υπόβαθρο.

Ακόμα από την παρατήρηση όλων των πειραματικών φασμάτων οδηγούμαστε στο συμπέρασμα ότι υπάρχει αύξηση των τιμών της ενεργού διατομής  $E_d=2200$  keV για τις αντιδράσεις  $^{19}\text{F}(d,\alpha_{1,2})^{17}\text{O}$  και  $E_d=2100$  keV για τις αντιδράσεις  $^{19}\text{F}(d,\alpha_3)^{17}\text{O}$  και  $^{19}\text{F}(d,p_{0,1})^{20}\text{F}$ . Λόγω όμως του γεγονότος ότι οι ενεργειακές στάθμες του σύνθετου πυρήνα είναι άγνωστες σε αυτό το εύρος διέγερσης, δεν μπορούμε να γνωρίζουμε αποτέλεσμα ποιας στάθμης είναι ο συντονισμός

## Προτάσεις για το μέλλον

Στο μέλλον, κρίνεται σκόπιμο να πραγματοποιηθούν μετρήσεις σε μεγαλύτερο εύρος γωνιών προκειμένου να εμπλουτιστεί η βιβλιογραφία με καινούρια δεδομένα.

Επίσης προκειμένου να αποφευχθούν οι αλληλοεπικαλύψεις κορυφών στο πειραματικό φάσμα και να είναι δυνατή η μέτρηση των ενεργών διατομών σε όλο το εύρος ενεργειών, κρίνεται χρήσιμο να πραγματοποιηθούν μετρήσεις όπου μπροστά από τους ανιχνευτές να τοποθετηθούν απορροφητικά φύλλα Karton προκειμένου να αποφευχθεί η ανίχνευση σωματιδίων  $\alpha$ . Μ' αυτό το τρόπο οι κορυφές των αντιδράσεων  $^{19}\text{F}(\text{d,p})^{20}\text{F}$  θα είναι ευδιάκριτες, χωρίς αλληλοεπικαλύψεις σε όλο το εύρος ενεργειών.

Επιπλέον προτείνεται να πραγματοποιηθούν μετρήσεις με ανιχνευτές μικρού πάχους, προκειμένου να ανιχνεύονται τα σωματίδια  $\alpha$ , ενώ τα πρωτόνια να τους διαπερνούν, αφήνοντας μόνο ένα μέρος της ενέργειας του εντός των ανιχνευτών. Μ' αυτό τον τρόπο θα είναι δυνατή και η ανάλυση των (d, $\alpha$ ) κορυφών. Συνδυάζοντας τις δυο μετρήσεις, με απορροφητικά φύλλα Karton και λεπτούς ανιχνευτές, είναι εφικτή η ανάλυση και των (d,p) και των (d, $\alpha$ ) κορυφών που προέρχονται από το φθόριο και αλληλοεπικαλύπτονται.

Ακόμα η χρήση στόχου όπου δεν περιέχεται λίθιο, όπως για παράδειγμα  $\text{CaF}_2$ , μπορεί να οδηγήσει στην αποφυγή των αλληλοεπικαλύψεων με κορυφές που προέρχονται από το λίθιο, με αποτέλεσμα να είναι δυνατή η ανάλυση της κορυφής της αντίδρασης  $^{19}\text{F}(\text{d},\alpha_0)^{17}\text{O}$  σε όλο το εύρος ενεργειών.

## **ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ**

- [As02] Π. Ασημακόπουλος, Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική, Ιωάννινα, (2002)
- [Be63] A.Z.Behay et al., Nuclear Physics 56, 224-240 (1964)
- [Be65] A.Z. El-Behay et al., Nuclear Physics 61, 282-288 (1965)
- [Bo88] C.Boni et al, Nuclear Instruments and Methods B35, 80-86 (1988)
- [Cat05] W.N. Catford, (2005)
- [Gur09] A. Gurbich et al, site [www-nds.iaea.org/iband1/](http://www-nds.iaea.org/iband1/)
- [Har00] S.Harissopoulos et al., J.EPJ/A,9,479 (2000)
- [Je00] A.P.Jesus et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 161-163, 186-190 (2000)
- [Ko71] A.S. Koster, J. Phys. Chem. Solids Vol. 32, 2685-2692 (1971)
- [Kr88] K.Krane, Introductory Nuclear Physics, John Wiley & Sons, (1988)
- [Mau81] B.Maurel et al., Nuclear Instruments and Methods 191, 349-356 (1981)
- [Sa80] G.R Satchler, Introduction to Nuclear Reactions, (1980)
- [The93] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch, H. Wolters, Program TV, University of Cologne (unpublished), (1993)
- [We55] T.S. Webb et al, Physical Review 99, 138-145 (1955)
- [Zie08] James F. Ziegler, SRIM.EXE, (1984-2008)