



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

Διπλωματική εργασία

Μέτρηση διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης $D(d,p)T$,
σε ενέργειες και γωνίες κατάλληλες για NRA

ΓΑΣΤΗΣ ΠΑΝΑΓΙΩΤΗΣ

Τριμελής επιτροπή:

Δρ. Κόκκορης Μιχαήλ, Επίκουρος καθηγητής ΕΜΠ

Δρ. Ζάννη-Βλαστού Ρόζα, Καθηγήτρια ΕΜΠ

Δρ. Παπαδόπουλος Κων/νος, Αναπληρωτής καθηγητής ΕΜΠ

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

Μέτρηση διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης
 $D(d,p)T$, σε ενέργειες και γωνίες κατάλληλες για NRA

Διπλωματική εργασία του:

ΓΑΣΤΗ ΠΑΝΑΓΙΩΤΗ

Επιβλέπων καθηγητής:

Δρ. Κόκκορης Μιχαήλ, Επίκουρος καθηγητής ΕΜΠ

Ευχαριστίες....

.....κλείνοντας τον κύκλο των σπουδών μου ως προπτυχιακός φοιτητής θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους τους καθηγητές μου για τις γνώσεις αλλά και τα μαθήματα ζωής που μου προσέφεραν τα πέντε αυτά χρόνια. Ιδιαίτερος θα ήθελα να ευχαριστήσω τον δάσκαλο μου Δρ. Κόκκορη Μιχάλη, ο οποίος με υπομονή στάθηκε στο πλευρό μου κάθε στιγμή και του οφείλω τα πάντα. Επίσης ευχαριστώ πάρα πολύ την καθηγήτρια του ΕΜΠ Δρ. Βλαστού Ρόζα για την πολύτιμη βοήθεια της και τις υπέροχες συζητήσεις μας, τον Δρ. Τάσο Λαγογιάννη και όλο το προσωπικό στο ινστιτούτο πυρηνικής φυσικής του «Ε.Κ.Ε.ΦΕ Δημόκριτος», καθώς επίσης και τους υποψήφιους διδάκτορες στην ομάδα πυρηνικής φυσικής του ΕΜΠ, Διακάκη Μαίρη, Ελευθερίου Γιώργο και Ανδρουλακάκη Φρόσω, που πάντα ήταν εκεί σε ότι χρειαστώ. Ξεχωριστά θα ήθελα να ευχαριστήσω την εξάριετη συνεργάτιδα μου και υποψηφία διδάκτορα Βαλεντίνα Πανέτα, με την οποία μοιραστήκαμε όλες τις εμπειρίες από αυτή την εργασία, καθώς επίσης και τον άνθρωπο που με ανέχτηκε και στάθηκε δίπλα μου στα δύσκολα. Τέλος, με όλη μου την ψυχή θέλω να ευχαριστήσω την οικογένεια μου, η οποία με τον μόχθο της μου χάρισε το ξεκίνημα της σταδιοδρομίας μου χωρίς να δυσκολευτώ σε τίποτα.....

Αθήνα 03/6/2013

« Η σοφία, είναι η επιστήμη όλων των επιστημών»

Αριστοτέλης

Περιεχόμενα

1^ο Μέρος

Εισαγωγή	3
1. Πυρηνικές μέθοδοι προσδιορισμού χωρικής συγκέντρωσης δευτερίου	
1.1 Εφαρμογές δευτερίου και ανάγκη ανάλυσης χωρικού προφίλ	5
1.2 Φασματοσκοπία ανίχνευσης πυρήνων από ανάκρουση (ERDA – Elastic Recoil Detection Analysis)	7
1.3 Φασματοσκοπία ανάλυσης πυρηνικών αντιδράσεων (NRA – Nuclear Reaction Analysis)	10
A. Αντιδράσεις $D(^3\text{He},p)^4\text{He}$ και $D(^3\text{He},\alpha)^1\text{He}$	11
B. Αντίδραση $D(d,p)^3\text{H}$	13
2. Πειραματική διάταξη και περιγραφή λειτουργίας συστημάτων	
2.1 Επιταχυντής van de Graaff TANDEM (T11 5.5 MV)	17
2.2 Γωνιόμετρο - θάλαμος κενού	20
2.3 Συνδεσμολογία ηλεκτρονικών	23
2.4 Στόχοι δευτερίου & χρυσού	23
3. Μέθοδος και ανάλυση πειραματικών δεδομένων	
3.1 Σχετική μέθοδος εύρεσης διαφορικής ενεργού διατομής	27
3.2 Βαθμονόμηση φασμάτων & ταυτοποίηση κορυφών	29
3.3 Ολοκλήρωση κορυφών	32
3.4 Βήματα ελέγχου	34
3.5 Ανάλυση στόχου & εύρεση πάχους	35
3.6 Διόρθωση ενέργειας	44

3.7 Τελικά αποτελέσματα.	48
----------------------------------	----

4. Σχολιασμός αποτελεσμάτων & συμπεράσματα

4.1 Σχολιασμός αποτελεσμάτων	55
4.2 Φαινομενολογία & συμπεριφορά ενεργών διατομών	56
4.3 Συμπεράσματα & προτάσεις για το μέλλον	58

2^ο Μέρος

Παράρτημα Α	63
Παράρτημα Β	69
Παράρτημα Γ	73

Βιβλιογραφία	77
------------------------	----

1^ο Μέρος

Εισαγωγή

Στόχος της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη της πυρηνικής αντίδρασης ${}^2\text{H}(d,p)$ με σκοπό τον προσδιορισμό των διαφορικών ενεργών διατομών της αντίδρασης αυτής, κυρίως στις γωνιές 140° , 150° , 160° και 170° , για $E_{d\text{-Lab}} = 900\text{-}1600$ keV και βήμα ενέργειας 50 keV. Τα δεδομένα αυτά αναμένεται να χρησιμοποιηθούν κυρίως σε αναλύσεις χωρικού προφίλ δευτερίου, στα πλαίσια της αναλυτικής τεχνικής NRA (Nuclear Reaction Analysis). Επίσης, μετρήθηκαν και ορισμένα σημεία σε τέσσερις επιπλέον γωνίες ανίχνευσης 100° , 110° , 120° και 130° , προκειμένου να διευκολυνθεί η μεταγενέστερη θεωρητική αξιολόγηση των δεδομένων.

Η εμφύτευση υδρογόνου αλλά και των ισοτόπων του όπως το δευτέριο, έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς στο παρελθόν ως μέσο για την τροποποίηση των φυσικών ιδιοτήτων των μετάλλων, των ενώσεών τους και των ημιαγωγών. Ο ακριβής προσδιορισμός του χωρικού προφίλ δευτερίου που προκύπτει από τις εμφυτεύσεις είναι μια ισχυρή πρόκληση για όλες τις βασικές τεχνικές της IBA (Ion Beam Analysis). Μεταξύ αυτών, η ERDA (Elastic Recoil Detection Analysis) έχει χρησιμοποιηθεί επιτυχώς στο παρελθόν για τη μελέτη των υπέρλεπτων στρωμάτων δευτερίου που βρίσκονται κοντά στην επιφάνεια του στόχου, ενώ η NRA (Nuclear Reaction Analysis) χρησιμοποιώντας την αντίδραση του ${}^2\text{H}(d,p)$, φαίνεται να είναι η πιο ελπιδοφόρα υποψήφια για τις περιπτώσεις των πολυσύνθετων μητρών.

Η NRA, ως μια καθιερωμένη τεχνική της IBA, παρουσιάζει σημαντικά πλεονεκτήματα καθώς παρέχει υψηλή ισοτοπική ευαισθησία, είναι λιγότερο καταστρεπτική στον προσδιορισμό του χωρικού προφίλ και δίνει την δυνατότητα ταυτόχρονης ανάλυσης πολλών ελαφρών στοιχείων στα στρώματα των υλικών που βρίσκονται κοντά στην επιφάνεια. Επιπλέον, στην ιδιαίτερη περίπτωση που χρησιμοποιείται δέσμη δευτερίου (d-NPA), προκύπτουν κρίσιμα πλεονεκτήματα όπως: α) η ταυτόχρονη διέγερση των πυρήνων, των περισσότερων ελαφρών στοιχείων (π.χ. B, O, N, C, F, Al, Mg και S) τα οποία συνήθως συνυπάρχουν σε σύνθετες μήτρες και β) η υψηλή ευαισθησία και ακρίβεια, κυρίως λόγω των σχετικά μεγάλων ενεργών διατομών των πυρηνικών αντιδράσεων που προκαλεί το δευτέριο. Ωστόσο αυτή την στιγμή οι ελλείψεις στις τιμές των διαφορικών ενεργών διατομών

είναι πολλές και για την d-NRA πολλές βασικές αντιδράσεις, όπως η $^2\text{H}(d,p)$, ακόμα χρειάζονται διερεύνηση.

Η πειραματική διαδικασία διεξήχθη στο ινστιτούτο Πυρηνικής φυσικής Ε.Κ.Ε.Φ.Ε Δημόκριτος, με χρήση του ηλεκτροστατικού επιταχυντή Van de Graaf TANDEM (T11 5.5 MV). Ακλουθώντας την σχετική μέθοδο προσδιορισμού ενεργών διατομών, χρησιμοποιήθηκε ένας πολυστρωματικός στόχος αποτελούμενος: από ένα λεπτό φύλλο χρυσού (Au) εξαχνωμένο πάνω σε φύλλο άνθρακα (C) και ένα πολύ καλά χαρακτηρισμένο, λεπτό και λείο φιλμ α-C:D, επιστρωμένο σε παχύ στρώμα Si. Η ανίχνευση των πρωτονίων της αντίδρασης έγινε με την βοήθεια τεσσάρων ανιχνευτών πυριτίου επιφανειακού φραγμού, μεγάλου πάχους (1000 μm).

Με την σχετική μέθοδο που ακολουθήσαμε ενισχύθηκε η ακρίβεια των αποτελεσμάτων, καθώς αποφεύχθηκε ο υπολογισμός του γινομένου του συνολικού φορτίου της δέσμης και της στερεάς γωνίας των ανιχνευτών ($Q \cdot \Omega$). Με το τρόπο αυτό η αβεβαιότητα των τιμών κυμάνθηκε μεταξύ 3 - 17 %. Ο χαρακτηρισμός του λεπτού στόχου άνθρακα-χρυσού έγινε παράλληλα με την ανάλυση των δεδομένων, μέσω του προγράμματος προσομοιώσεων SIMNRA.

Τα αποτελέσματα σύντομα θα είναι διαθέσιμα στην επιστημονική κοινότητα, μέσω της ηλεκτρονικής βιβλιοθήκης ενεργών διατομών IBANDL¹ (Ion Beam Analysis Nuclear Data Library) τόσο σε γραφική μορφή όσο και σε αναλυτικούς πίνακες.

¹ <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>

1

Πυρηνικές μέθοδοι προσδιορισμού χωρικής συγκέντρωσης δευτερίου

Η σύγχρονη τεχνολογία επιβάλλει λεπτομερή μελέτη της δομής και της σύστασης των υλικών, προκειμένου να αποφευχθεί ή να επιτευχθεί κάθε είδους τροποποίησή τους. Η παρουσία διαφόρων στοιχείων στη δομή των υλικών, πολλές φορές έχει επιπτώσεις τόσο στις χημικές όσο και στις μηχανικές τους ιδιότητες, όπως για παράδειγμα η σκλήρυνση ενός μετάλλου μέσω προσμίξεων κ.ά. σε κάθε περίπτωση όμως απαιτείται ο ακριβής προσδιορισμός της συγκέντρωσης των στοιχείων που υπάρχουν ή εμφυτεύονται σε κάποιο υλικό, ιδιαίτερα όταν πρόκειται για εφαρμογές υψηλής τεχνολογίας.

1.1 Εφαρμογές δευτερίου και ανάγκη ανάλυσης χωρικού προφίλ

Το στοιχείο δευτέριο, αποτελώντας ισότοπο του υδρογόνου εμφανίζει κοινές ηλεκτροχημικές ιδιότητες με αυτό. Τα δυο στοιχεία παίζουν σημαντικό ρόλο σε ένα μεγάλο εύρος πεδίων και μπορούν να χρησιμοποιηθούν στις ίδιες εφαρμογές, αν και τις περισσότερες φορές το δευτέριο χρησιμοποιείται ως ισοτοπικός ιχνηθέτης (Isotopic Tracer) με σκοπό τον έλεγχο συγκέντρωσης του υδρογόνου.

Το υδρογόνο και κατ'επέκταση το δευτέριο α) συμβάλλει ενεργά στη μεταβολή των ιδιοτήτων διαφόρων υλικών, όπως για παράδειγμα στην ευθραυστότητα και την διάβρωσή τους [1], β) παίζει σπουδαίο ρόλο στην ανάπτυξη νέων πολυμερών με εξειδικευμένες ιδιότητες όπως βιοσυμβατότητα, εκπομπή φωτός κ.α. γ) χρησιμοποιείται στην κατασκευή νανοδιατάξεων (εδώ το υδρογόνο παίζει κυρίαρχο ρόλο) μέσω των εφαρμογών Smart Cut [2-3], ενώ παράλληλα στον τομέα της πυρηνικής αστροφυσικής βοηθά στην κατανόηση των μηχανισμών της νουκλεοσύνθεσης στους αστέρες [4]. Επιπλέον τα δυο στοιχεία χρησιμοποιούνται ευρέως σε διαδικασίες εμφύτευσης όπως για παράδειγμα (i) σε νανοκρυστάλλους πυριτίου [25], οι οποίοι βρίσκουν εφαρμογή σε ολοκληρωμένα οπτοηλεκτρονικά

κυκλώματα και στα λέιζερ πυριτίου [5], ii) στα συστήματα των RCLEDs¹ [6], (iii) μέσα σε GaAs και LiNbO₃ για την κατασκευή κυματοδηγών [7], (iv) σε διάφορα μέταλλα για την διερεύνηση αλληλεπιδράσεων μεταξύ των προσμίξεων και των δομικών ατελειών [8].

Στις εμφυτεύσεις υδρογόνου η διαδικασία συνήθως επαναλαμβάνεται δυο ή και περισσότερες φορές, προκειμένου να δημιουργηθούν πολλαπλά στρώματα μέσα στην βαριά μήτρα η οποία μπορεί να είναι από ένα δείγμα μετάλλου μέχρι ένα ολόκληρο microchip. Το πρόβλημα της διαδικασίας αυτής έγκειται στο ότι μετά την πρώτη εμφύτευση δεν μπορεί να γίνει περαιτέρω μελέτη στο δείγμα, ώστε να ελεγχθούν τα αποτελέσματα των επόμενων εμφυτεύσεων. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να ξεπεραστεί με την χρήση δευτερίου, το οποίο όπως προείπαμε προκαλεί τα ίδια ηλεκτροχημικά αποτελέσματα με το υδρογόνο, όμως πρόκειται για ένα διαφορετικό ισότοπο το οποίο μπορεί να προσδιοριστεί ξεχωριστά. Έτσι εμφυτεύοντας εναλλάξ υδρογόνο και δευτέριο μπορούμε να έχουμε πληροφορία του αποτελέσματος της εκάστοτε εμφύτευσης, αρκεί βέβαια να γίνει με χρήση της σωστής μεθόδου ανάλυσης προφίλ συγκέντρωσης.

Σαφώς υπάρχουν και περιπτώσεις στις οποίες χρειάζεται αποκλειστικός προσδιορισμός της συγκέντρωσης δευτερίου (όχι ως ιχνηθέτη υδρογόνου), όπως για παράδειγμα στη μελέτη της επιρροής του στα υλικά τα οποία θα χρησιμοποιηθούν ή ήδη βρίσκονται μέσα σε αντιδραστήρες πυρηνικής σύντηξης [9]. Πάνω στις λεπτές επιφάνειες των υλικών τα οποία περικλείουν το πλάσμα δευτερίου-τριτίου (D-T Plasma), μπορεί να γίνει ανάλυση προφίλ δευτερίου επί τόπου (in situ), προκειμένου να ελεγχθούν διάφορες παράμετροι όπως απώλειες καυσίμου [10-11] οι οποίες φαίνονται από το ποσοστό εμποτισμού δευτερίου στα τοιχώματα [21] (για την αποφυγή διαρροής καυσίμου από τον αντιδραστήρα, καλύτερο έλεγχο του πλάσματος κ.α.).

Σε κάθε περίπτωση γίνεται αντιληπτό ότι υπάρχει ανάγκη εύρεσης μιας κατάλληλης και αξιόπιστης μεθόδου προσδιορισμού του προφίλ των στοιχείων αυτών. Η ανάλυση με δέσμη ιόντων, γνωστή ως IBA (Ion Beam Analysis), αποτελεί ένα σύνολο αναλυτικών τεχνικών οι οποίες αποσκοπούν στην μελέτη της σύνθεσης και του προφίλ συγκέντρωσης στοιχείων/ισοτόπων, κυρίως σε στερεά υλικά και στις περιοχές κοντά στην επιφάνεια τους. Οι τεχνικές αυτές στηρίζονται στη χρήση δέσμης σωματιδίων ενεργειακής τάξης των MeV, οι οποίες παρέχονται μέσω επιταχυντικών συστημάτων. Ονομαστικά οι τεχνικές IBA είναι οι εξής: Φασματοσκοπία Ελαστικής Οπισθοσκέδασης (RBS - Rutherford Backscattering Spectroscopy), Φασματοσκοπία μη ελαστικής οπισθοσκέδασης (EBS-Elastic Non Rutherford Backscattering Spectroscopy), Φασματοσκοπία ανίχνευσης πυρήνων από ανάκρουση (ERDA - Elastic Recoil Detection Analysis), Φασματοσκοπία ακτίνων-γ (PIGE

¹ Resonant Cavity Light Emitting Diodes

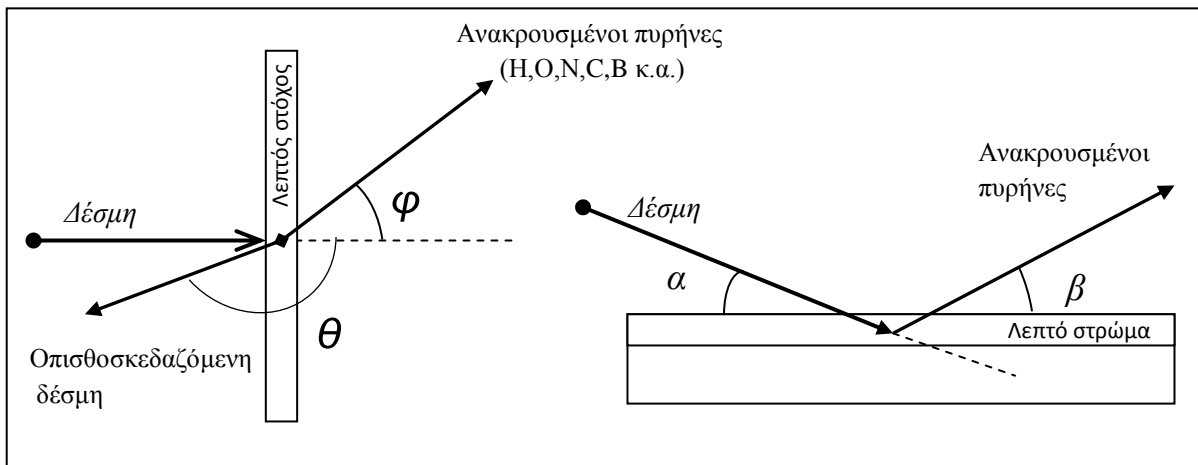
- Particle Induced Gamma-Ray Emission) και Φασματοσκοπία ανάλυσης πυρηνικών αντιδράσεων (NRA - Nuclear Reaction Analysis), ενώ ακόμα δυο τεχνικές IBA αποτελούν οι: Φασματοσκοπία ακτίνων-X (PIXE - Particle Induced X-Ray Emission) και Ion Channeling. Επιπλέον οι τεχνικές: Φασματομετρία μάζας δευτερογενών ιόντων (SIMS - Secondary Ion Mass Spectrometry) και Φασματοσκοπία με ιόντα χαμηλής ενέργειας (LEIS - Low Energy Ion Spectroscopy) αποτελούν δυο ακόμα μεθόδους ανάλυσης χωρικής συγκέντρωσης, αλλά ανήκουν στην ίδια κατηγορία με την ERDA καθώς στηρίζονται στις ίδιες αρχές.

Ανάλογα με το είδος του στοιχείου που θέλουμε να ανιχνεύσουμε και τη σύνθεση του στόχου-δείγματος, επιλέγεται κάθε φορά και η κατάλληλη τεχνική. Για παράδειγμα στον προσδιορισμό προφίλ βαρέων στοιχείων μέσα σε ελαφρές μήτρες (πχ ανάλυση Au, μέσα σε μήτρα Si), η RBS αποτελεί μια από τις ιδανικότερες μεθόδους (πλην των περιπτώσεων που θέλουμε διαχωρισμό ισοτόπων). Η RBS αποτελεί την τυπική τεχνική για μετρήσεις πάχους σε στόχους οι οποίοι αποτελούνται συνήθως από δύο ή τρία στοιχεία και χρησιμοποιούνται σε διάφορα πειράματα. Αντίθετα για την ανάλυση προφίλ υδρογόνου η RBS είναι άκρως ακατάλληλη και οι συνήθεις τεχνικές που χρησιμοποιούνται εδώ είναι: α) ERDA και β) PIGE, η οποία είναι η βασικότερη με την καλύτερη διακριτική ικανότητα μέσω των κυρίων αντιδράσεων $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)$ και $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)$ [12-14]. Στην περίπτωση του δευτερίου το οποίο αποτελεί ισότοπο του υδρογόνου και είναι αυτό με το οποίο πραγματεύεται η παρούσα εργασία, οι δυο σημαντικότερες τεχνικές που χρησιμοποιούνται είναι οι ERDA και NRA, για τις όποιες θα μιλήσουμε αμέσως παρακάτω. Αναφορικά θα πούμε ότι η τεχνική SIMS (έχει ήμι-ποσοτικά χαρακτηριστικά) έχει επίσης χρησιμοποιηθεί για ανάλυση προφίλ δευτερίου [15], αλλά δεδομένου ότι πρακτικά αποτελεί μια παραλλαγή της ERDA δεν θα αναφερθούμε ιδιαίτερα σε αυτήν.

1.2 Φασματοσκοπία ανίχνευσης πυρήνων από ανάκρουση (ERDA - Elastic Recoil Detection Analysis)

Για την ανάλυση προφίλ συγκέντρωσης ελαφρών στοιχείων όπως του υδρογόνου και δευτερίου ($Z < 10$), η ERDA έχει αποτελέσει μια αξιόπιστη τεχνική και έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς για τέτοιες εφαρμογές [16-18]. Η μέθοδος αυτή στηρίζεται στην ανίχνευση των πυρήνων οι οποίοι έχουν «αποκολληθεί» από την επιφάνεια του στόχου, έπειτα από σύγκρουσή τους με τους πυρήνες της δέσμης οι οποίοι επιβάλλεται να έχουν μεγαλύτερη μάζα. Η δέσμη αποτελείται συνήθως από βαρέα ιόντα όπως Si, Au, I (ή και He το οποίο χρησιμοποιείται κυρίως στην ανίχνευση

υδρογόνου). Τυπικές διατάξεις ERDA για την κατανόηση της μεθόδου αυτής, παρουσιάζονται στην παρακάτω εικόνα:



Εικόνα 1.1: Διάταξη ERDA στις περιπτώσεις λεπτού και παχέως στόχου.

Η ERDA αποτελεί ιδανική τεχνική για ανίχνευση ελαφρών στοιχείων σε βαριές μήτρες, κάτι που την καθιστά σαφώς καλύτερη σε σχέση με την RBS (με την οποία έχουν πολλά κοινά χαρακτηριστικά). Καταρχήν επιτρέπει την ανάλυση σύνθετων στόχων, αρκεί τα προς ανίχνευση στοιχεία να έχουν μικρότερη μάζα από τα ιόντα της δέσμης. Προβλήματα στην ισοτοπική ευαισθησία μπορούν να περιοριστούν ή και να επιλυθούν α) με χρήση φραγμάτων μπροστά από τους ανιχνευτές β) με αλλαγή της διάταξης των ανιχνευτών σε διάταξη Time of Flight (ToF) ή ΔΕ - Ε [12], [20].

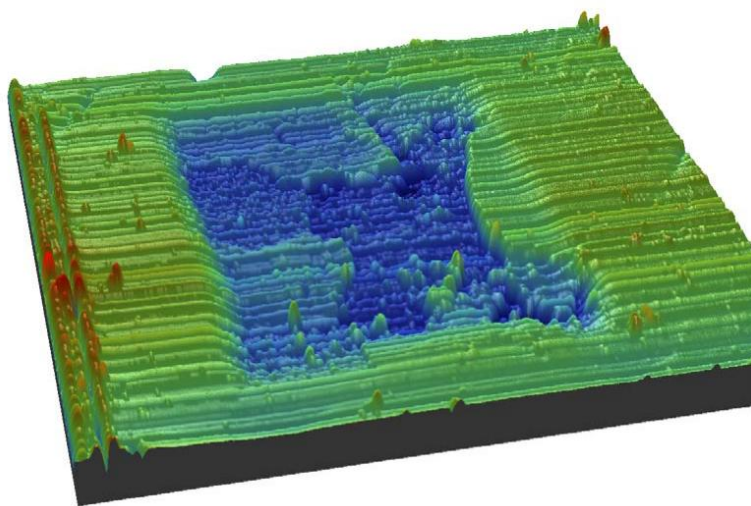
Επίσης, όπως στην RBS έτσι και στην ERDA, μεγάλο πλεονέκτημα είναι η δυνατότητα αναλυτικού υπολογισμού των ενεργών διατομών, μιας και οι σκεδάσεις (ανακρούσεις) είναι ελαστικές και οι ενεργές διατομές μπορούν να προκύψουν από αναλυτικές εξισώσεις, πλην μερικών περιπτώσεων (πχ ανίχνευση δευτερίου με δέσμη He). Αυτό δίνει το πλεονέκτημα στον πειραματιστή να ξεπεράσει τα προβλήματα πιθανών ελλείψεων ενεργών διατομών της βιβλιογραφίας και επιπλέον αποτελεί σημαντικό εργαλείο στους υπολογισμούς κατά την ανάλυση, καθώς μειώνει τον αριθμό των παραγόντων που συμβάλλουν στα τελικά σφάλματα.

Παρόλα αυτά εάν δούμε λίγο πιο προσεκτικά, η τεχνική αυτή εμφανίζει και ορισμένα μειονεκτήματα. Πρώτο απ'όλα είναι η περιορισμένη αλλά και πολύπλοκη γεωμετρία (ιδιαίτερα στην περίπτωση της SIMS) που επιβάλλει στις διατάξεις. Όπως φαίνεται και από την εικόνα 1.1, ενώ στις περιπτώσεις των πολύ λεπτών στόχων δεν φαίνεται να υπάρχουν δυσκολίες, στις περιπτώσεις των παχέων στόχων εμφανίζονται τα εξής προβλήματα. Εάν η γωνία πρόσπτωσης (α) είναι αρκετά μεγάλη, τότε είναι σχεδόν αδύνατον να επιτευχθεί η ανίχνευση κάποιου σωματιδίου από ανάκρουση. Συνεπώς η γωνία θα πρέπει να είναι πολύ μικρή, ειδάλλως οι πυρήνες που θα προέρχονται από μεγάλα βάθη θα χάνουν το μεγαλύτερο μέρος της

ενεργειας τους πριν καν φτάσουν στην επιφάνεια. Όπως γίνεται αντιληπτό, αυτό θέτει αυτομάτως περιορισμό στο βάθος ανάλυσης που μπορεί να επιτευχθεί και αποτελεί σημαντικό πρόβλημα στην μέθοδο καθώς σχεδόν όλες οι εφαρμογές γίνονται πάνω σε στόχους μεγάλου πάχους.

Επιπλέον ένα από τα μειονεκτήματα της ERDA είναι η σχετικά χαμηλή της χωρική διακριτική ικανότητα. Για την περίπτωση του υδρογόνου το πρόβλημα αυτό περιορίζεται με χρήση της δέσμης He, η οποία προσφέρει και την μέγιστη δυνατή διακριτική ικανότητα της μεθόδου αυτής [12]. Όμως στην περίπτωση που θέλουμε να κάνουμε προσδιορισμό δευτερίου, δεν μπορούμε να βελτιώσουμε κατά πολύ τα πράγματα διότι α) δεν υπάρχουν θεωρητικοί υπολογισμοί των ενεργών διατομών αυτών (He σε d), αρά χάνεται το πλεονέκτημα αναλυτικής λύσης και β) τα σωματίδια He περιορίζουν ακόμα περισσότερο το βάθος διείσδυσης, λόγω μικρής μέσης απόστασης που διανύουν στην ύλη.

Τέλος η μέθοδος αυτή είναι εκ φύσεως της καταστροφική, καθώς με την διαδικασία της αποκόλλησης δημιουργεί μικρούς κρατήρες στην επιφάνεια του στόχου (εικόνα 1.2). Σε περιπτώσεις όπου το υπό εξέταση δείγμα είναι κάποια μικροηλεκτρονική διάταξη, γίνεται αντιληπτό ότι οι κρατήρες αυτοί ενδέχεται να δημιουργήσουν πρόβλημα στην λειτουργία της συσκευής. Επίσης στις αναλύσεις που βασίζονται στην διαδικασία αυτή παρατηρούνται α) δευτερογενείς εμφυτεύσεις των ανακρουσμένων πυρήνων (recoil implantation) β) μείξη ατόμων από διαφορετικά στρώματα (cascade mixing) γ) δημιουργία μορφολογικών ανωμαλιών στην επιφάνεια του στόχου και δ) καταστροφή των στρωμάτων εμφύτευσης. Όλες αυτές οι διαδικασίες δημιουργούν προβλήματα στην ανάλυση της χωρικής συγκέντρωσης του αρχικού στόχου, πριν την καταστροφή του από την δέσμη. Για τον περιορισμό τους απαιτούνται όσο το δυνατόν μικρές ενέργειες δέσμης και μικροί χρόνοι ακτινοβολήσης, κάτι που όμως συμβάλλει αρνητικά τόσο στο βάθος ανάλυσης όσο και στην καλή στατιστική των αποτελεσμάτων.



Εικόνα 1.2: Τρισδιάστατη αναπαράσταση των συνεπειών της διαδικασίας αποκόλλησης, σε πολυκρυσταλλική επιφάνεια Fe.

1.3 Φασματοσκοπία ανάλυσης πυρηνικών αντιδράσεων (NRA – Nuclear Reaction Analysis)

Η φασματοσκοπία ανάλυσης πυρηνικών αντιδράσεων, πολλές φορές αποτελεί την ιδανικότερη τεχνική IBA για ανάλυση πολυσύνθετων στόχων. Η τεχνική αυτή είναι α) μη καταστρεπτική, β) εμφανίζει μεγάλη ισοτοπική ευαισθησία και γ) ανάλογα με τον τύπο της δέσμης που επιλέγεται μπορεί να εμφανίσει μεγάλη χωρική διακριτική ικανότητα και μεγάλο βάθος ανάλυσης, κάτι που την καθιστά κατάλληλη για περιπτώσεις παχέων στόχων.

Η μέθοδος βασίζεται στην πυρηνική αλληλεπίδραση μεταξύ των πυρήνων της δέσμης και του στόχου [12]. Οι δυο αρχικοί πυρήνες, μέσω σύντηξης προβαίνουν στην δημιουργία ενός σύνθετου πυρήνα, ο οποίος αποδιεγείρεται-διασπάται εκπέμποντας χαρακτηριστικά σωματίδια (πχ πρωτόνια, σωματίδια-α) τα οποία και ανιχνεύουμε. Συνήθως για να επιτευχθεί πυρηνική αντίδραση θα πρέπει οι πυρήνες της δέσμης να έχουν την κατάλληλη ενέργεια, ώστε να ξεπεράσουν το δυναμικό Coulomb των πυρήνων του στόχου (κβαντικά γίνεται και με μικρότερη ενέργεια). Σαφώς υπάρχουν και άλλοι μηχανισμοί πυρηνικών αντιδράσεων που μπορούν να συμβούν (πχ απογύμνωσης), αλλά ο μηχανισμός του σύνθετου πυρήνα είναι ο κυρίαρχος για τις γωνίες στις οποίες πραγματοποιούνται οι αναλύσεις μέσω NRA (συνήθως από 130° έως 170°).

Αμέσως γίνεται αντιληπτό ότι η διαδικασία αυτή παύει να έχει τον χαρακτήρα της ελαστικής σκέδασης Coulomb, όπως στις περιπτώσεις των ERDA και RBS, συνεπώς είναι αδύνατη η πρόβλεψη των ενεργών διατομών μέσω αναλυτικών εξισώσεων. Στην περίπτωση αυτή είναι αναγκαίο να υπολογιστούν πειραματικά για κάθε αντίδραση και για κάθε ζεύγος ενέργειας-γωνίας. Οι ελλείψεις ενεργών διατομών στην βιβλιογραφία είναι πάρα πολλές και η ανάγκη προσδιορισμού τους, τουλάχιστον για πολλές χρήσιμες αντιδράσεις, είναι εξαιρετικά μεγάλη. Τα τελευταία χρόνια γίνεται προσπάθεια κάλυψης των ελλείψεων αυτών μέσω ειδικών πειραμάτων και τα δεδομένα είναι ελεύθερα προσβάσιμα για όλη την επιστημονική κοινότητα μέσω της ηλεκτρονικής βιβλιοθήκης IBANDL² (Ion Beam Analysis Nuclear Data Library) αλλά και της προγενέστερης EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data).

Για τον προσδιορισμό χωρικού προφίλ δευτερίου μέσω NRA, οι κύριες αντιδράσεις που χρησιμοποιούνται είναι οι $D(^3\text{He},p)^4\text{He}$ και $D(d,p)^3\text{H}$ [19]. Επιπλέον η αντίδραση $D(^3\text{He},\alpha)p$, μπορεί να χρησιμοποιηθεί (πιο σπάνια) σε περιπτώσεις που για πρακτικούς λόγους βολεύει η ανίχνευση των σωματιδίων-α από αυτής των πρωτονίων. Αυτές οι αντιδράσεις έχουν μια πολύ βασική διαφορά, που συνίσταται στη χρήση δυο διαφορετικών τύπων δέσμης. Παρακάτω θα περιγράψουμε πιο

² <http://www-nds.iaea.org/exfor/ibandl.htm>

αναλυτικά τα υπέρ και τα κατά κάθε αντίδρασης και κάθε τύπο δέσμης, ώστε να αναδείξουμε σε ποιές περιπτώσεις κρίνεται καταλληλότερη η κάθε μια.

A. Αντιδράσεις $D(^3\text{He},p)^4\text{He}$ και $D(^3\text{He},\alpha)p$

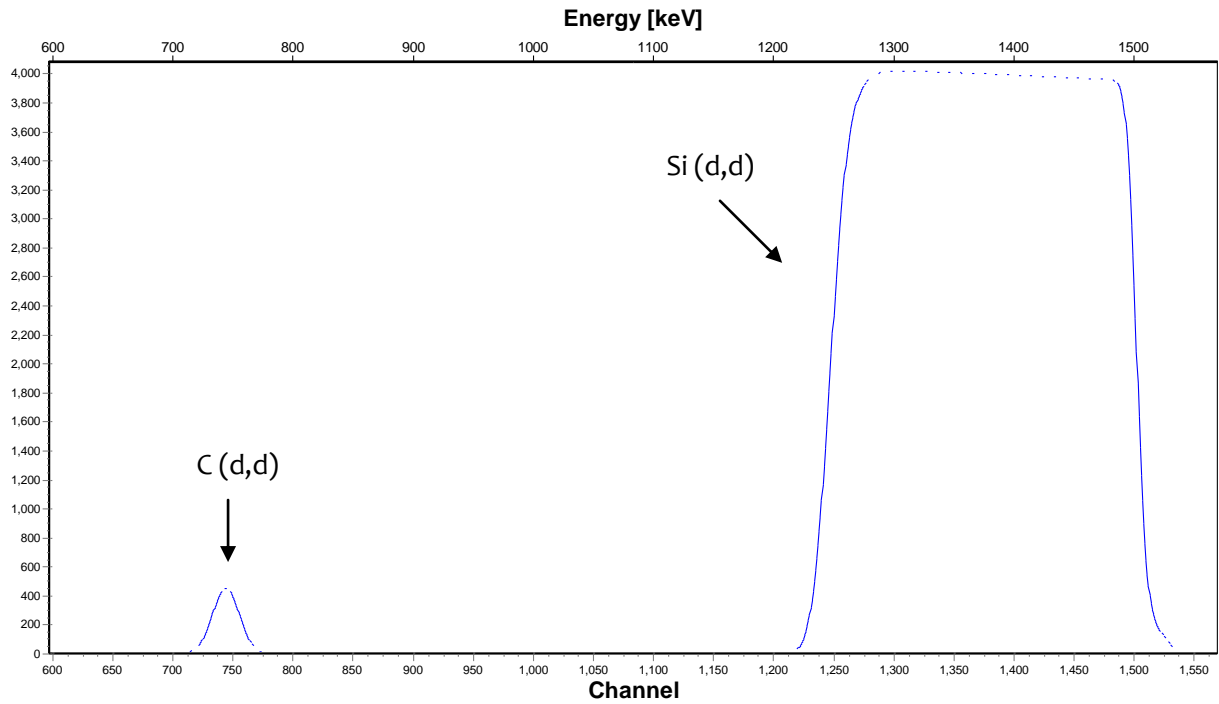
Η ανάλυση προφίλ δευτερίου με δέσμη ^3He , έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς σε πάρα πολλά πειράματα και θα μπορούσαμε να πούμε ότι αποτελεί ίσως την πιο διαδεδομένη μέθοδο [23-24]. Οι ενεργές διατομές και των δυο αντιδράσεων είναι γνωστές σε ένα πολύ μεγάλο εύρος ενεργειών και σε πολύ χρήσιμες γωνίες για NRA [22]. Οι τιμές τους όπως φάνηκε και μετά τους δικούς μας υπολογισμούς, είναι πολύ μεγαλύτερες συγκριτικά με της αντίστοιχες της $D(d,p)^3\text{H}$. Αυτό σημαίνει ότι μπορούν να γίνουν: α) μετρήσεις με χαμηλού ρεύματος δέσμη (μικρή ροή ιόντων) που σημαίνει λιγότερο καταστρεπτικά αποτελέσματα για τον στόχο και β) μετρήσεις υψηλής ακρίβειας.

Τα ιόντα ^3He συμπεριφέρονται ακριβώς όπως αυτά του ^4He τα οποία όπως γνωρίζουμε έχουν πολύ μεγάλη απώλεια ενεργειας μέσα την υλη (διανύουν πολύ μικρή μέση απόσταση). Το γεγονός αυτό, προσφέρει υψηλή χωρική διακριτική ικανότητα στις αναλύσεις προφίλ που γίνονται με ^3He . Επιπλέον, δεδομένου ότι η Q-Value στην περίπτωση της $D(^3\text{He},p)^4\text{He}$ είναι περίπου 18 MeV, τα πρωτόνια που παράγονται έχουν μεγάλη ενέργεια με αποτέλεσμα να μπορεί να γίνει σχετικά εύκολη η ανάλυση σε μεγάλα βάθη. Αυτό έγκειται στο ότι κορυφές πρωτονίων εμφανίζονται αρκετά δεξιά στα φάσματα, οπότε υπάρχει μικρή πιθανότητα επικάλυψης τους με κορυφές ελαστικών σκεδάσεων ή άλλες παρασιτικές κορυφές.

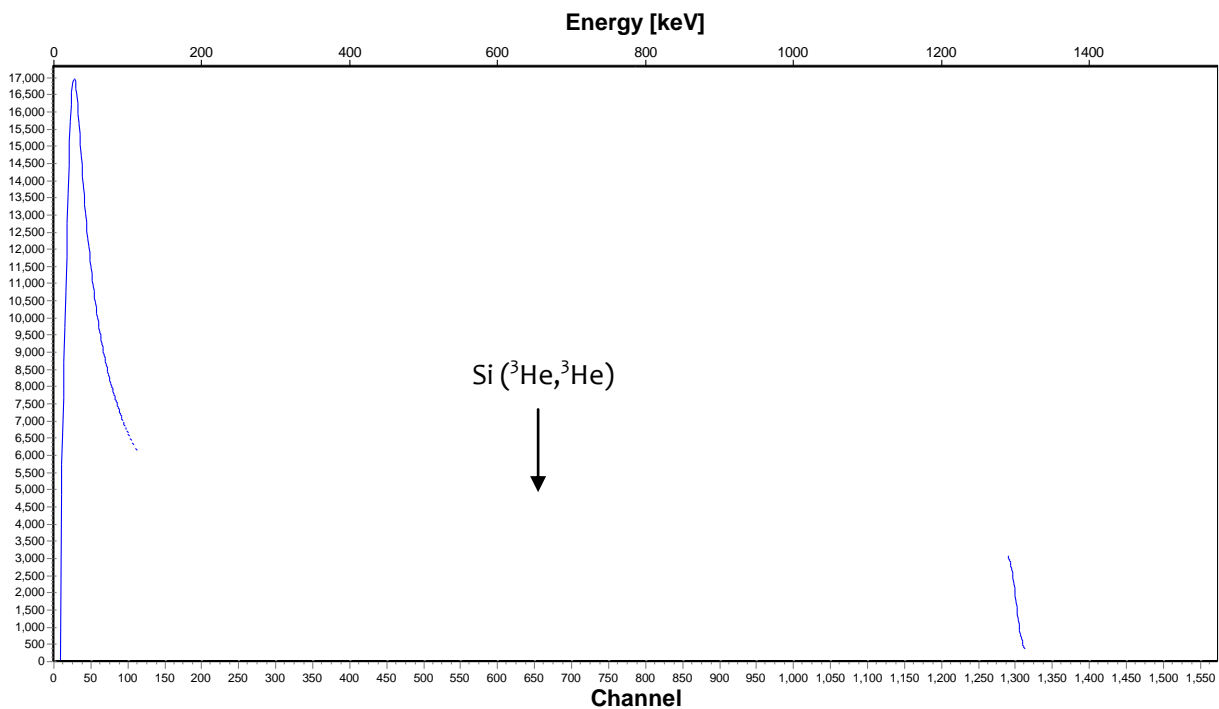
Παρόλα αυτά, η χρήση των αντιδράσεων αυτών έχουν δυο μειονεκτήματα. Το πρώτο είναι ότι ναι μεν τα ιόντα ^3He προσφέρουν υψηλή διακριτική ικανότητα, όμως η μεγάλη απώλεια ενεργειας που εμφανίζουν θέτει τελικά περιορισμούς στο βάθος ανάλυσης που μπορεί να επιτευχθεί. Για να γίνει ανάλυση σε μεγαλύτερα βάθη με αυτόν το τρόπο, απαιτούνται όλο και μεγαλύτερες ενέργειες κάτι που αποφεύγεται και που ίσως οδηγήσει στην ανάγκη αναζήτησης ιδιαίτερων επιταχυντικών διατάξεων. Αυτό έρχεται να συμπληρώσει και ένα ακόμη μειονέκτημα της χρήσης ^3He σε δέσμη, που είναι το υψηλό κόστος.

Στις παρακάτω εικόνες παρουσιάζονται δυο προσομοιώσεις πειραμάτων RBS στις 170° , όπου δύο διαφορετικές δέσμες d και ^3He αντίστοιχα, ίδιας ενέργειας (2000 keV), πλήττουν λεπτό στρώμα άνθρακα πάχους $1000 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^2$, το οποίο βρίσκεται πίσω από παχύ στρώμα πυριτίου πάχους $15000 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^2$. Εδώ φαίνεται καθαρά ότι η δέσμη ^3He δεν έχει καταφέρει να φτάσει μέχρι το στρώμα του άνθρακα (αρχίζει σταδιακά για $E_{\text{He}}^{3-\text{Lab}} > 3 \text{ MeV}$), ενώ η δέσμη δευτερίου δεν αντιμετωπίζει κανένα

πρόβλημα (δίνει καθαρό φάσμα από $E_{d-Lab} > 950$ keV). Στόχος της προσομοίωσης είναι να αναδείξει την χαμηλή διεισδυτικότητα των ιόντων ${}^3\text{He}$ και έγινε με το πρόγραμμα SIMNRA.



Εικόνα 1.3 (α): Φάσμα από δέσμη δευτερίου ενέργειας 2000 keV σε γωνία 170^0 , πάνω σε παχύ στρώμα πυριτίου.

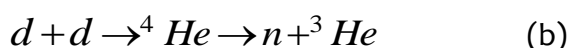
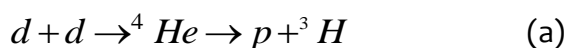


Εικόνα 1.3 (β): Φάσμα από δέσμη ${}^3\text{He}$ ενέργειας 2000 keV σε γωνία 170^0 , πάνω σε παχύ στρώμα πυριτίου.

B. Αντίδραση $D(d,p)^3H$

Η χρήση δέσμης δευτερίου σε αναλύσεις προφίλ, μέσω της d-NRA, έχει προφέρει πολλά πλεονεκτήματα στις εφαρμογές. Ένα από αυτά, αποτελεί η δυνατότητα ταυτόχρονης «ενεργοποίησης» των περισσότερων ελαφρών πυρήνων [19] όπως C,N,O κ.α. οι οποίοι συναντούνται πολύ συχνά και εμπεριέχονται στο μεγαλύτερο ποσοστό των δειγμάτων που αναλύονται μέσω NRA. Η δυνατότητα ταυτόχρονης διέγερσης πολλών πυρήνων, με δέσμη σχετικά μικρής ενέργειας αποτελεί ένα σημαντικό εργαλείο στην ανάλυση σύνθετων μητρών. Αυτό σε συνδυασμό με τις μεγάλες ενεργές διατομές των αντιδράσεων που προκαλεί το δευτέριο, καθιστά την d-NRA μια μέθοδο υψηλής ευαισθησίας, ακρίβειας και αξιοπιστίας.

Βέβαια με την χρήση δευτερίου στην δέσμη, είναι αδύνατον να απουσιάζουν και ορισμένα βασικά προβλήματα. Πρώτο και σημαντικότερο είναι τα κανάλια νετρονίων που μπορεί να ενεργοποιηθούν. Το πρόβλημα αυτό έγκειται κυρίως στην εμφύτευση δευτερίων της δέσμης σε στοιχεία της διάταξης, όπως τα διαφράγματα ευθυγράμμισης, που στην συνέχεια αποτελούν πρακτικά έναν στόχο δευτερίου. Η αντίδραση $D+d$ έχει τα εξής πιθανά κανάλια³ (αντιδράσεις):



Η παρουσία νετρονίων στους χώρους των πειραμάτων, θέτει ορισμένα βασικά προβλήματα, όπως την ανάγκη χρήσης ειδικής ακτινοπροστασίας και την έκθεση των ανιχνευτών, αλλά και του υπόλοιπου εξοπλισμού, σε καταστρεπτική ακτινοβολία για την λειτουργία τους, που μειώνει τον χρόνο ζωής τους. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να περιοριστεί εν μέρη, όσο παραμένει χαμηλή η ενέργεια της δέσμης.

Τέλος, ένα ακόμα μειονέκτημα της χρήσης δευτερίου είναι ότι στις περιπτώσεις σύνθετων στόχων που περιέχουν πολλά ελαφρά στοιχεία, εμφανίζεται αυξημένη η

³ Αναφορικά θα πούμε ότι υπάρχει και ένα τέταρτο κανάλι αυτής της αντίδρασης το οποίο είναι το: $d + d \rightarrow {}^4He + \gamma$, αλλά λόγω του ότι εμφανίζει πολύ μικρή ενεργό διατομή δεν χρησιμοποιείται για αναλύσεις (μέσω PIGE).

πιθανότητα επικάλυψης κορυφών. Ο λόγος είναι η ταυτόχρονη διέγερση που προαναφέραμε και αυτό δυσκολεύει εξαιρετικά την ανάλυση ή μπορεί να την καθιστά και τελείως αδύνατη.

Ένα πιθανό πρόβλημα που μπορεί να εμφανιστεί στην ανάλυση προφίλ μέσω της $D(d,p)^3H$, όπως αναφέρεται στο [22], είναι ο περιορισμός στο βάθος ανάλυσης που μπορεί να επιτευχθεί, λόγω επικάλυψης των παραγόμενων πρωτονίων με τα ελαστικά σκεδαζόμενα δευτέρια σε ενέργειες δέσμης μεγαλύτερες από 2,5 MeV, καθώς η Q-Value⁴ αντίδρασης είναι 4,033 MeV. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να ξεπεραστεί πολύ εύκολα με αλλαγή διάταξης των ανιχνευτών, σε διάταξη ToF (Time of Flight), κάτι για το οποίο αναφέραμε ότι χρησιμοποιείται συχνά και στην ERDA. Με την διάταξη αυτή πρακτικά επιτρέπεται ο διαχωρισμός των δευτερίων και πρωτονίων, κάτι που είναι αδύνατον να καταφέρει από μόνος του ένας ανιχνευτής ημιαγωγού (ανιχνευτής πυριτίου στην περίπτωση μας).

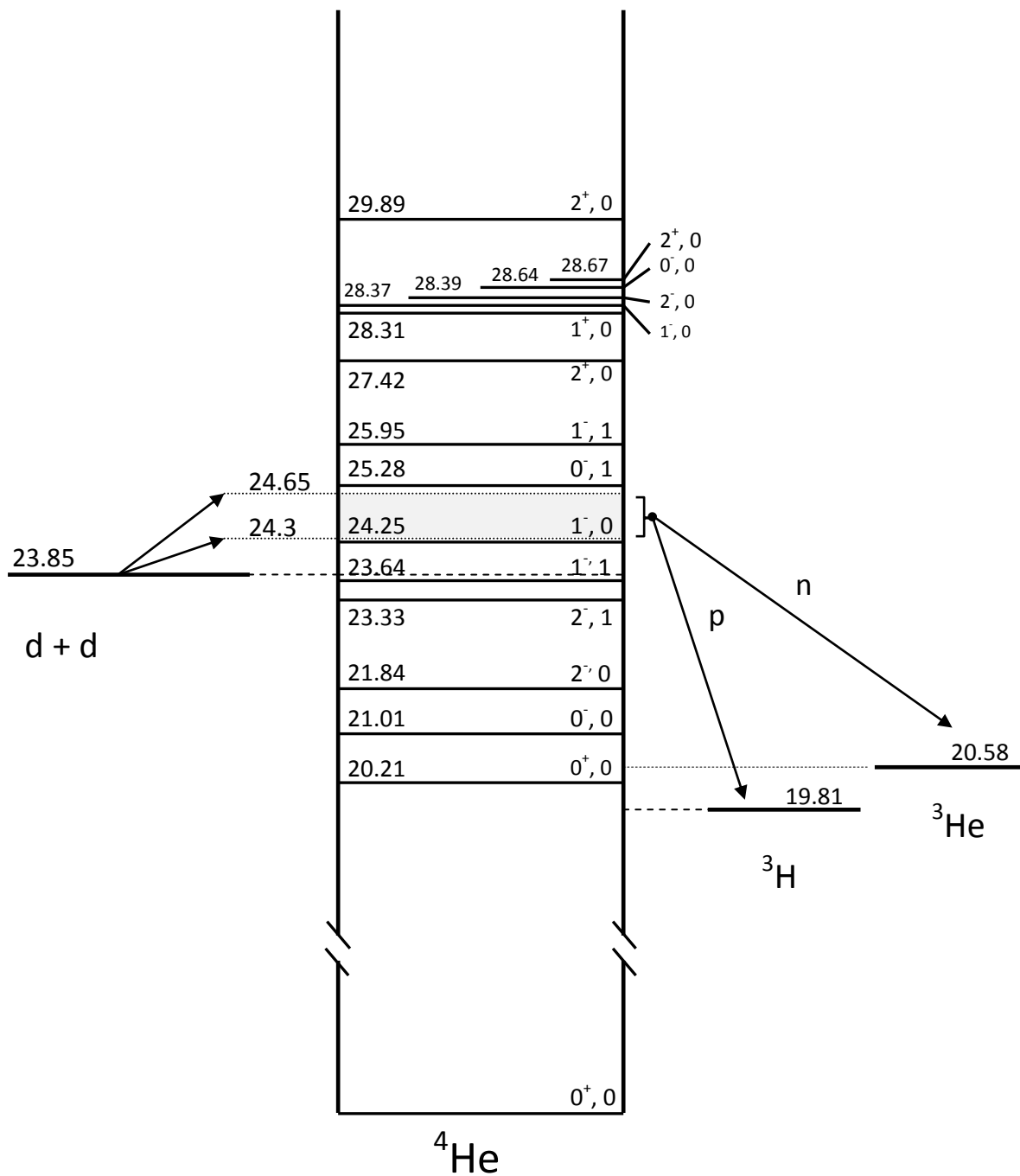
Προσπαθώντας να περιορίσουμε τα προβλήματα που μπορεί να προκαλέσει η δέσμη δευτερίου και επιπλέον σε συνδυασμό με το μεγάλο βάθος διείσδυσης που επιτρέπει, θα προταθεί η αντίδραση $D(d,p)^3H$ ως μια ελπιδοφόρα λύση στον προσδιορισμό χωρικής συγκέντρωσης δευτερίου, ώστε να ξεπεραστούν οι περιορισμοί των προηγούμενων μεθόδων και αντιδράσεων. Η πλήρης έλλειψη ενεργών διατομών της αντίδρασης αυτής, σε ενέργειες και γωνίες κατάλληλες για NRA (κυρίως στις χαμηλές ενέργειες και πίσω γωνίες) θέτει το πρώτο βήμα αυτού του εγχειρήματος, το οποίο θα γίνει με την εργασία αυτή.

Από την δομή του 4He (βάση των δεδομένων του ENSDF - Evaluated Nuclear Structure Data File), παρατηρούμε ότι δεν αναμένουμε έντονες συντονιστικές κορυφές στις τιμές των ενεργών διατομών. Οι ενεργειακές στάθμες του σύνθετου πυρήνα που ενδέχεται να σαρώνουν οι ενέργειες της δέσμης που θα χρησιμοποιήσουμε (900-1600 keV στο σύστημα του εργαστηρίου), εμφανίζουν μεγάλο εύρος ($\Gamma \sim 5$ MeV) συνεπώς περιμένουμε μια ομαλή διακύμανση των ενεργών διατομών, σαν συνάρτηση της ενεργειας. Το ενεργειακό διάγραμμα του συστήματος που εμφανίζεται αμέσως παρακάτω, θα βοηθήσει στην κατανόηση των παραμέτρων που αναφέραμε. Όλες οι ενέργειες είναι εκφρασμένες σε MeV, πάντα στο σύστημα του κέντρου μάζας.

Τέλος δεδομένου ότι θα γίνουν μετρήσεις στις πίσω γωνίες α) δεν αναμένουμε κάποια συνεισφορά από άμεσους μηχανισμούς αντίδρασης που να επηρεάσουν την συμπεριφορά της ενεργού διατομής και β) δεν αναμένουμε την παρατήρηση της ελαστικής σκέδασης d+d.

⁴ Οι υπολογισμοί μαζών στο ενεργειακό διάγραμμα, έγιναν με την βοήθεια του Q-Value Calculator (<http://nucleardata.nuclear.lu.se/database/masses/>)

$$E_{d-CM} = 0.45 - 0.8 \text{ MeV}$$



Εικόνα 1.4: Ενεργειακό διάγραμμα του συστήματος $d+d \rightarrow {}^4\text{He}$, σε ενέργειες $E_{d-Lab} = 900-1600 \text{ keV}$

2

Πειραματική διάταξη και περιγραφή λειτουργίας συστημάτων

Έχοντας περιγράψει τις μεθόδους ανάλυσης για τον προσδιορισμό χωρικής συγκέντρωσης δευτερίου, θα προχωρήσουμε σε μια σύντομη περιγραφή της πειραματικής διάταξης και των συστημάτων του επιταχυντή, των ανιχνευτών, του στόχου και της συνδεσμολογίας των ηλεκτρονικών.

2.1 Επιταχυντής van de Graaff TANDEM (T11 5.5 MV)

Η πειραματική διαδικασία, πραγματοποιήθηκε στο ινστιτούτο πυρηνικής φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος»¹ το οποίο είναι εξοπλισμένο με έναν γραμμικό επιταχυντή van de Graaff TANDEM², T11 5.5 MV (εικόνα 2.1). Οι επιταχυντικές διατάξεις αυτού του τύπου χρησιμοποιούνται εκτενώς στις τεχνικές IBA και έχουν τα εξής 3 βασικά τμήματα:

- Πηγές των ιόντων (sputter , duoplasmatron)
- Γεννήτρια van de Graaff
- Πειραματική γραμμή

Οι δυο πηγές βρίσκονται εκατέρωθεν του κεντρικού άξονα επιτάχυνσης, υπό γωνία 30° όπως μπορούμε να διακρίνουμε και από την εικόνα 2.2. Αφού τα ιόντα απομακρυνθούν από την πηγή διέρχονται από τον μαγνήτη επιλογής ιόντων (inflexor), ο οποίος λειτουργεί σαν δικλείδα μεταξύ των δυο πηγών. Έπειτα περνούν στον προεπιταχυντικό σωλήνα, αποκτώντας μέγιστη ενέργεια 60 keV.

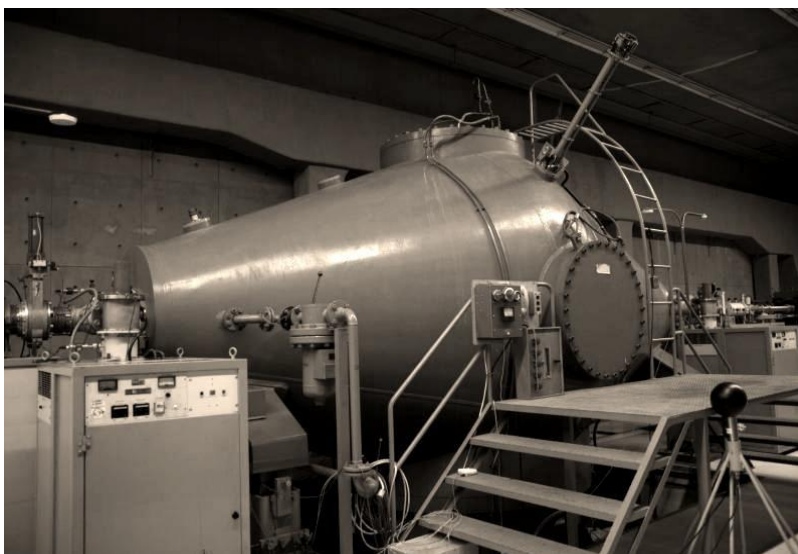
Η κύρια επιτάχυνση πραγματοποιείται στο εσωτερικό της δεξαμενής από μια μεταλλική σφαίρα, η οποία μέσω της γεννήτριας van de Graaff φορτίζεται θετικά με μέγιστη τιμή τάσης στα 5,5 MV. Τα αρνητικά ιόντα τη δέσμης έλκονται ισχυρά προς το μέρος της, αποκτώντας ενέργεια: $E = q \cdot V_{\text{σφαίρας}}$. Η σφαίρα διαθέτει δυο κυκλικά ανοίγματα αντιδιαμετρικά σε σχέση με τον άξονα της δέσμης, ώστε τα

¹ <http://tandem.inp.demokritos.gr>

² **tandem**: λατινική λέξη από το **tam** ("so") + κατάληξη **-dem**. Ως επίρρημα δηλώνει, «το ένα πίσω από το άλλο»

ιόντα να διέρχονται από τον ιονιστήρα που βρίσκεται κέντρο της. Εκεί τα αρνητικά ιόντα διαπερνούν ένα λεπτό φύλλο άνθρακα και απογυμνώνονται από τα επιπλέον ηλεκτρόνια τους. Συνεπώς αποκτώντας θετικό φορτίο, απωθούνται προς τα έξω με τελική ενέργεια: $E = (n+1) \cdot q \cdot V_{\text{σφαίρας}}$ ($n=1,2,3\dots$). Μετά την δεξαμενή, υπάρχει ο μαγνήτης επιλογής ενέργειας, ή αλλιώς «analyzer», ο οποίος λειτουργεί σαν φασματογράφος μάζας. Με την εφαρμογή ισχυρού μαγνητικού πεδίου η δέσμη αναγκάζεται να πάρει στροφή 90° , ώστε να γίνει μονοενεργειακή κατά το μέγιστο δυνατό. Τόσο ο «analyzer» όσο και το δυναμικό της σφαίρας, δημιουργούν πάντα μια μικρή απόκλιση στην ενέργεια της δέσμης (Ripple), η οποία μπορεί να προσδιοριστεί πειραματικά με την διαδικασία της ενεργειακής βαθμονόμησης.

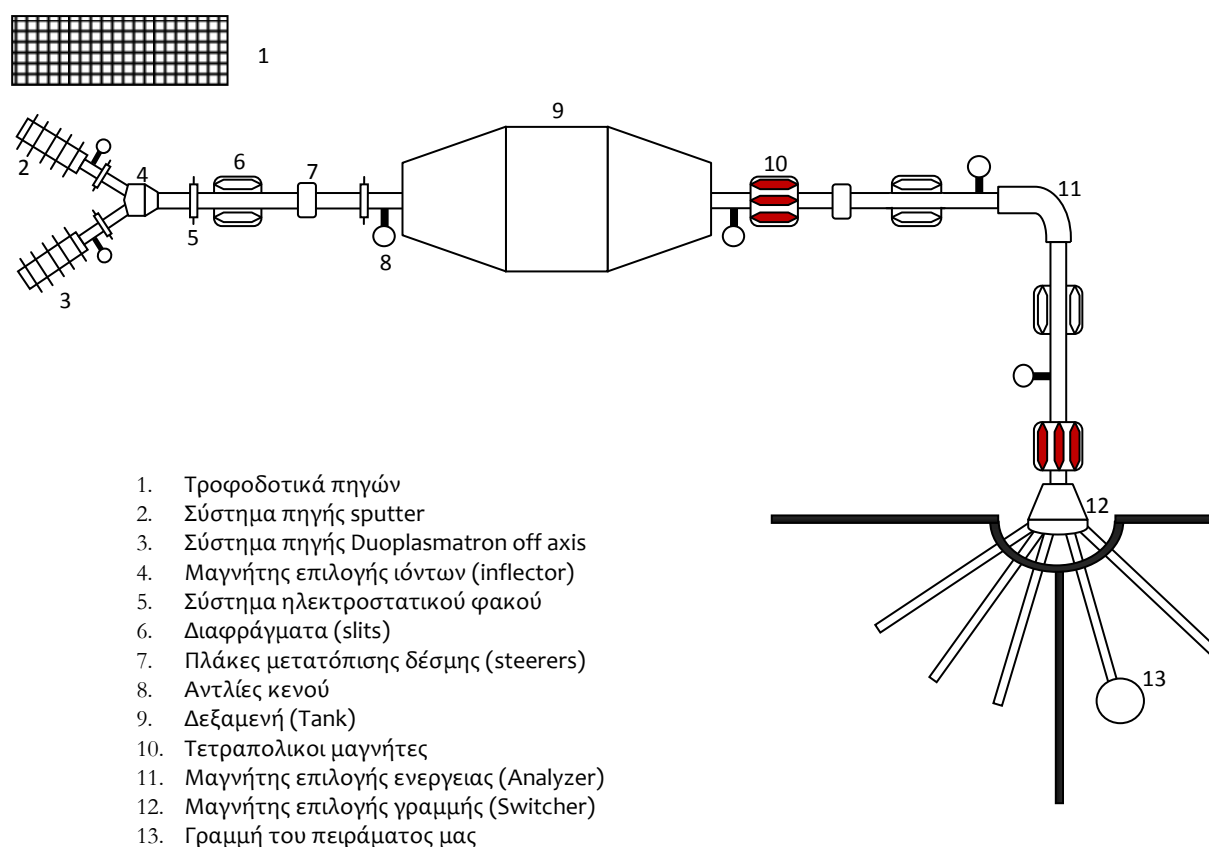
Αφού η δέσμη διέλθει και από τον μαγνήτη επιλογής γραμμής ή αλλιώς «switcher», οδηγείται στην δεύτερη διάταξη που περιλαμβάνει τους ανιχνευτές και τον στόχο. Αναφορικά θα πούμε, ότι η διαμόρφωση και ο έλεγχος της δέσμης κατά μήκος όλης της γραμμής, γίνεται με διάφορα «οπτικά» στοιχεία όπως διαφράγματα, πλάκες μετατόπισης, μαγνητικά δίπολα, τετράπολα και συσκευές μέτρησης της έντασης. Επίσης κατά μήκος όλης της γραμμής διαμορφώνονται συνθήκες υψηλού κενού ($10^{-5} - 10^{-6}$ Torr), με σκοπό την εξάλειψη των συγκρούσεων μεταξύ των σωματιδίων της δέσμης και των σωματιδίων του αέρα. Για τον λόγο αυτόν ανά τακτά διαστήματα υπάρχουν αντλίες υψηλού κενού, καθώς και όργανα μέτρησης κενού.



Εικόνα 2.1: Δεξαμενή του επιταχυντή

Για τις ανάγκες του πειράματός μας παρήχθησαν ιόντα δευτερίου από την πηγή *duoplasmatron off axis* και επιταχύνθηκαν αποκτώντας ενέργειες από 900-1600 keV, σαρώνοντας τον στόχο με βήμα 50 keV. Πολύ σημαντικό είναι να αναφέρουμε ότι η χρήση της δέσμης δευτερίου στην περίπτωσή μας, απαιτούσε ιδιαίτερη μεταχείριση. Λόγω της ύπαρξης καναλιών νετρονίων στην υπό μελέτη αντίδραση, έπρεπε να

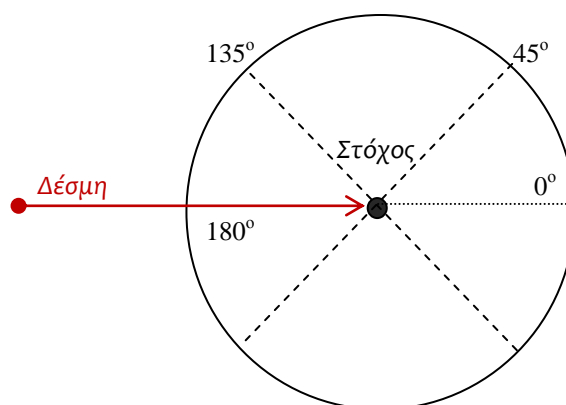
ρυθμιστεί το ρεύμα της δέσμης (ροή δευτερίων) με σκοπό α) να διαμορφώνονται κορυφές με καλή στατιστική σε μικρό χρονικό διάστημα ακτινοβολήσης, περιορίζοντας έτσι τον αριθμό νετρονίων στον περιβάλλοντα χώρο και β) να ελαχιστοποιηθούν οι καταστρεπτικές συνέπειες της δέσμης στον στόχο (κυρίως για τον λεπτό στόχο χρυσού, που θα αναφερθούμε στην συνέχεια) λόγω αποκολλήσεων (sputtering). Συνεπώς καθ'όλη τη διάρκεια του πειράματος, το ρεύμα της δέσμης δεν ξεπέρασε τα 100 nA, με τις περισσότερες μετρήσεις να γίνονται στα 50 nA. Επίσης, ακριβώς πριν το γωνιόμετρο, τοποθετήθηκαν δυο αλληπάλληλα διαφράγματα (collimators) διαμέτρου 2 mm, για λόγους ευθυγράμμισης της δέσμης, τα οποία διαμόρφωσαν προφίλ δέσμης (Beam Spot) $\sim 3 \text{ mm}^2$.



Εικόνα 2.2 : Μικρογραφία του σχεδίου του επιταχυντικού συστήματος

2.2 Γωνιόμετρο – Θάλαμος κενού

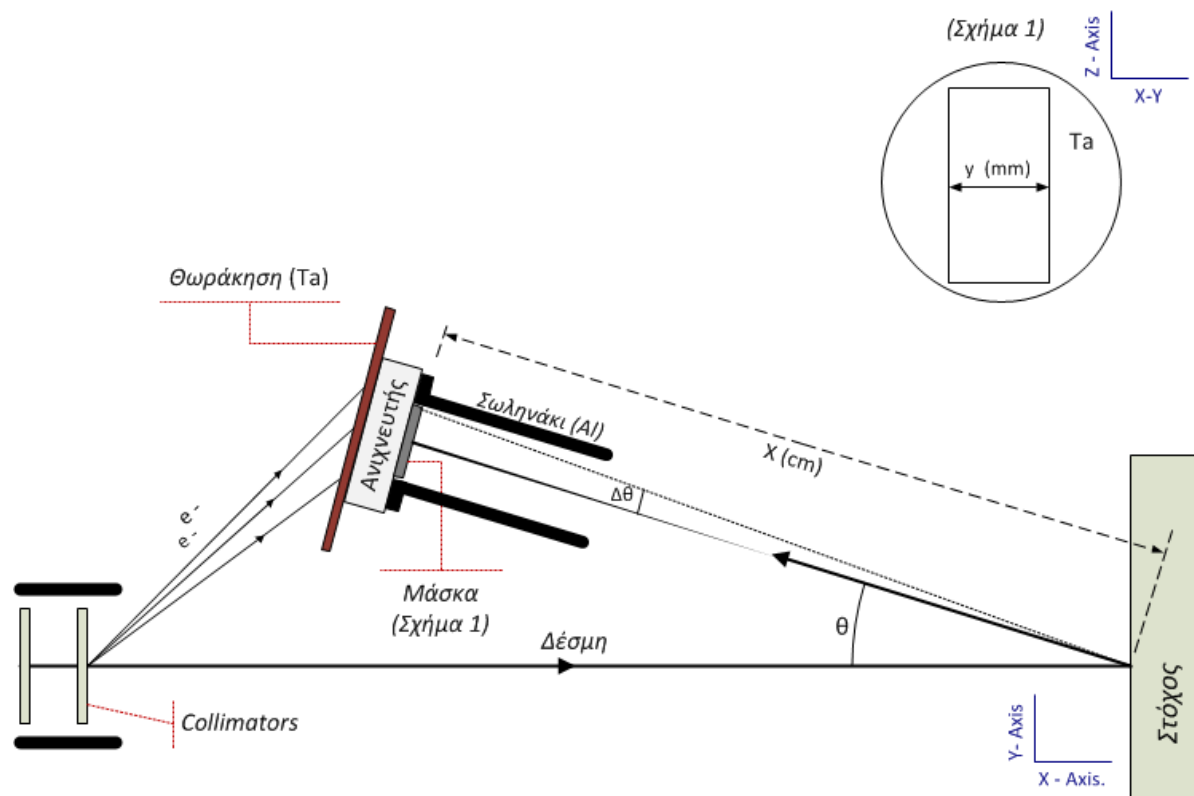
Ο θάλαμος κενού που περιέχει το γωνιόμετρο, είναι ο χώρος στον οποίο η δέσμη του επιταχυντή συγκρούεται με τον στόχο. Το εργαστήριο στο ινστιτούτο πυρηνικής φυσικής του «ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος», είναι εξοπλισμένο με ένα μεγάλο, ακριβές γωνιόμετρο, στο οποίο καταλήγει η μια από τις 5 πειραματικές γραμμές (Εικόνες 2.5 και 2.6).



Εικόνα 2.3: Σχεδιάγραμμα της διάταξης του γωνιομέτρου

Κατά τη διάρκεια του πειράματος, στο εσωτερικό του θαλάμου δημιουργήθηκε υψηλό κενό ($10^{-5} - 10^{-6}$ Torr). Η πειραματική διαδικασία χωρίστηκε σε δυο σκέλη: Στο πρώτο σκέλος έγιναν οι μετρήσεις στις γωνίες 140° , 150° , 160° και 170° και στο δεύτερο, έγιναν μετρήσεις στις γωνίες 100° , 110° , 120° και 130° για ενέργειες από 900keV μέχρι 1600keV με βήμα 50keV στο σύστημα του εργαστηρίου. Τέσσερις ανιχνευτές πυριτίου επιφανειακού φραγμού, τοποθετήθηκαν πάνω στις βάσεις σε καθορισμένες αποστάσεις. Η θέση κάθε ανιχνευτή έπρεπε να είναι κατάλληλη ώστε α) να μεγιστοποιεί, λόγω στερεάς γωνιάς, τη ροή των σωματιδίων που καταγράφονται (μειώνοντας έτσι τον χρόνο κάθε μέτρησης) και β) να περιορίζει στο ελάχιστο την αβεβαιότητα της γωνίας θ (εικόνα 2.4).

Δεδομένου ότι η γωνιακή κατανομή των πυρηνικών αντιδράσεων (σε πολικές συντεταγμένες) έχει ισχυρή εξάρτηση από την αζιμουθιακή γωνία θ , όλοι οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν διέθεταν ορθογώνιες μάσκες στο πρόσθιο τμήμα τους, οι οποίες χρησιμεύουν για τον καθορισμό της ακρίβειας στη γωνία θ . Είναι κατασκευασμένες από ταντάλιο με σκοπό την θωράκιση της περιοχής του ανιχνευτή που καλύπτουν, από τα εισερχόμενα σωματίδια. Με τον τρόπο αυτό προσδίδουν ορθογώνιο σχήμα στην κυκλική ενεργή περιοχή των ανιχνευτών, κρατώντας σχεδόν αμετάβλητη την στερεά γωνία τους (εφόσον δεν υπάρχει εξάρτηση της διαφορικής ενεργού διατομής από την ζενιθιακή συνιστώσα).



Εικόνα 2.4: Διάταξη ανιχνευτών & Σχέδιο μάσκας

Αναγκαίο είναι να κρατηθεί η ακρίβεια της γωνίας θ , τουλάχιστον στις $\pm 1,5^\circ$. Συνεπώς δεδομένου ότι το άνοιγμα κάθε μάσκας είναι $y=4$ mm (βλέπε εικόνα 2.4), θα πρέπει να ισχύει: $x \sim y/2\tan(\Delta\theta) \Leftrightarrow x \sim 7.6$ cm. Αυτή θα ήταν η ιδανική απόσταση στην οποία έπρεπε να τοποθετηθούν οι ανιχνευτές, όμως λόγω περιορισμένου χώρου μέσα στο γωνιόμετρο δεν ήταν δυνατόν να βρεθούν πιο κοντά από τα 11 cm. Αυτό όμως λειτούργησε θετικά ως προς την ακρίβεια των γωνιών, η οποία παρέμεινε περίπου στο 0.4%.

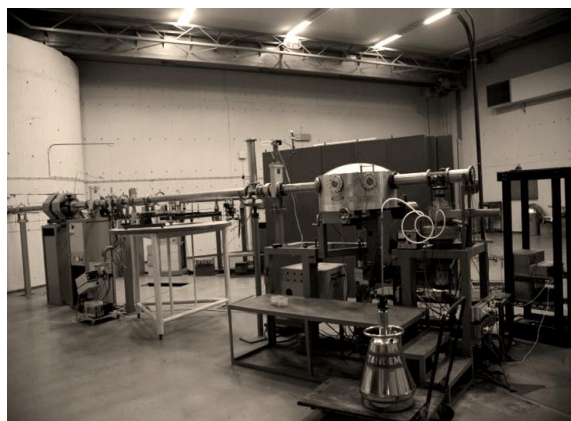
Όπως φαίνεται στις εικόνες 2.4 και 2.6, οι ανιχνευτές διαθέτουν μπροστά τους εκτός της μάσκας, κάποια μεταλλικά σωληνάκια. Τα σωληνάκια αυτά είναι κατασκευασμένα από αλουμίνιο και χρησιμεύουν στην πλάγια θωράκιση του ανιχνευτή από σκεδασθέντα σωματίδια (ιόντα δέσμης, παράγωγα αντιδράσεων κ.α.) πάνω στα τοιχώματα του θαλάμου και των άλλων στοιχείων της διάταξης. Η χρήση αυτών των σωληνών, μειώνει κατά μεγάλο βαθμό τέτοιου είδους θορύβους που μπορούν να προκύψουν. Επιπλέον, υπάρχει θωράκιση τανταλίου στο πίσω μέρος των ανιχνευτών, για την απαλοιφή θορύβων κυρίως από ηλεκτρόνια, τα οποία προέρχονται από συγκρούσεις της δέσμης με τα μεταλλικά διαφράγματα (collimators).

Δεδομένου ότι τα προς ανίχνευση σωματίδια της αντίδρασης ήταν πρωτόνια, επιλέχτηκαν τρεις ανιχνευτές πυριτίου επιφανειακού φραγμού μεγάλου πάχους (1000

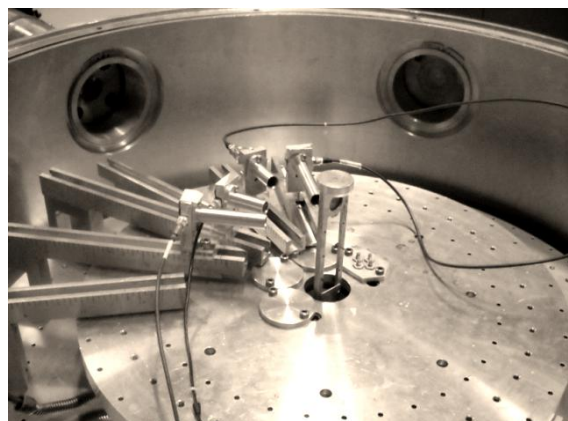
μm) και ένας λεπτός (100 μm). Οι ανιχνευτές αυτοί έχουν κβαντική απόδοση ίση με την μονάδα, σε αντίθεση με τους ανιχνευτές φωτονίων (πχ HPGe). Η επιλογή του πάχους είναι ζωτικής σημασίας, καθώς τα σωματίδια που καταφθάνουν πρέπει να σταματήσουν εντός της ενεργού περιοχής του, εναποθέτοντας όλη την ενέργειά τους (μόνο έτσι μπορούμε να έχουμε την σωστή πληροφορία για την ενέργεια). Δεδομένου ότι πρωτόνια ενέργειας περίπου 2000keV διανύουν μέση απόσταση στο πυρίτιο μερικές δεκάδες μικρόμετρα (μm), τα 100 μm του ανιχνευτή είναι ικανά ώστε να καλύψουν αυτή την απαίτηση. Ο λόγος που επιλέξαμε ανιχνευτές πάχους 1000 μm είναι για την ανίχνευση πρωτονίων ενέργειας πολύ μεγαλύτερης των 2000 keV, τα οποία ενδέχεται να λειτουργήσουν παρασιτικά στα φάσματα. Με την ύπαρξη του παχέως στρώματος πυριτίου (Si) στον στόχο αναμένουμε βάσει κινηματικής πρωτόνια μεγάλης ενέργειας, προερχόμενα από αντιδράσεις τύπου Si(d,p). Σε μια περίπτωση λεπτού ανιχνευτή, τα πρωτόνια αυτά εναποθέτουν μόνο ένα μέρος της ενέργειάς τους δημιουργώντας υπόβαθρο που μπορεί να μολύνει τις χρήσιμες κορυφές ή και να καταστρέφει όλο το φάσμα (αν και τελικά αποφεύχθηκε στον λεπτό μας ανιχνευτή). Αντίθετα στον ανιχνευτή μεγάλου πάχους, θα μπορέσουν να ταυτοποιηθούν (στα μεγαλύτερα κανάλια) αποφεύγοντας τέτοιου είδους πιθανά προβλήματα.

Στον παρακάτω πίνακα, αναγράφονται αναλυτικά τα χαρακτηριστικά των ανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν:

Ανιχνευτής	Πάχος (μm)	Τάση λειτ. (Volt)	L.C ³ (μA)	Θόρυβος (mV)	Απόσταση (cm)	Θέση
48-047B	1000	140	~0.025	60	~12.5	100 ⁰ -150 ⁰
50-094V6	100	50	~0.004	60	~13	120 ⁰ -170 ⁰
48-128E	1000	300	~0.161	50	~10.5	130 ⁰ -160 ⁰
48-163C	1000	150	~0.08	50	~12.5	110 ⁰ -140 ⁰



Εικόνα 2.5: Πειραματική γραμμή γωνιομέτρου

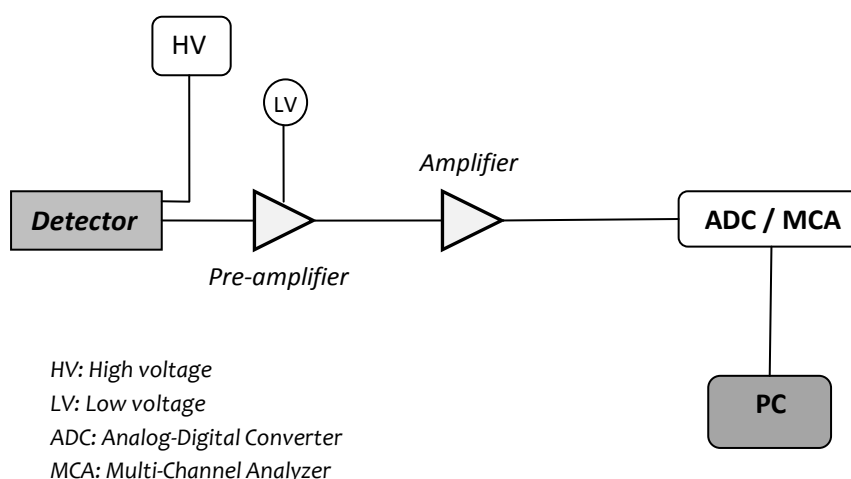


Εικόνα 2.6: Γωνιόμετρο εντός του θάλαμου. Οι ανιχνευτές είναι τοποθετημένοι στις 140⁰ – 170⁰

³ Leakage Current: Ρεύμα διαρροής

2.3 Συνδεσμολογία ηλεκτρονικών

Ως γνωστόν οι παλμοί που δημιουργούνται μέσα στους ανιχνευτές πυριτίου επιφανειακού φραγμού, είναι της τάξης του $\sim \mu\text{V}$ το οποίο είναι εξαιρετικά μικρό για τις ηλεκτρονικές συσκευές. Συνεπώς για τις ανάγκες του πειράματος χρησιμοποιήθηκαν όλα τα τυπικά στοιχεία μιας φασματοσκοπικής διάταξης, τα οποία παρουσιάζονται αναλυτικά στο παρακάτω ηλεκτρονικό διάγραμμα.



Εικόνα 2.7: Συνολική συνδεσμολογία ηλεκτρονικών

Δεδομένου ότι ο ADC που χρησιμοποιήσαμε λειτουργεί με μέγιστο στα 10 Volt, έγινε ρύθμιση της ενίσχυσης του σήματος (Gain) ώστε τα σωματίδια ενέργειας ~ 2500 keV να δημιουργούν παλμούς ~ 5 Volt. Έτσι τα πρωτόνια της αντίδρασης D(d,p), αναμένουμε να εμφανίζονται κάπου στο μέσο του φάσματος (από κινηματική προβλέφθηκαν κατά μέσο όρο στα 2300 keV). Τέλος έγινε ρύθμιση του MCA στα 1024 κανάλια, το οποίο είναι ικανοποιητικό για την διακριτική ικανότητα (energy resolution) των ανιχνευτών πυριτίου και το ενεργειακό εύρος των φασμάτων που θα μελετηθούν.

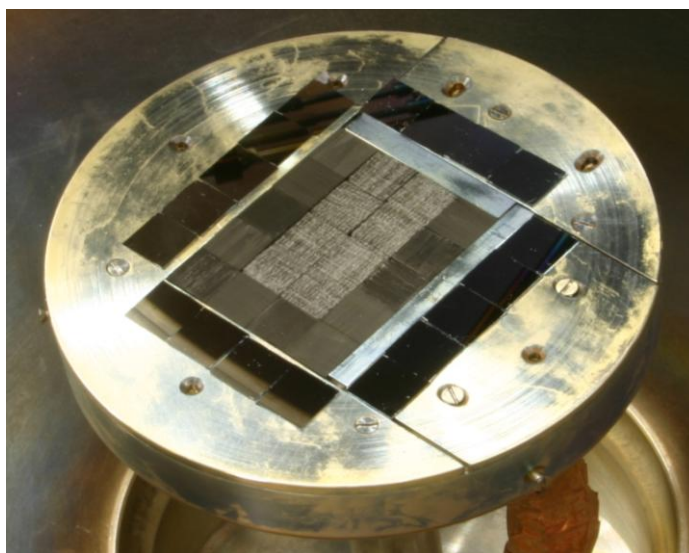
2.4 Στόχοι δευτερίου και χρυσού

Ένα από τα σημαντικά στοιχεία του πειράματος αποτέλεσε ο στόχος δευτερίου που χρησιμοποιήθηκε. Το δείγμα κατασκευάστηκε στην Γερμανία και η τιμή του πάχους και της ακρίβειάς του, είναι δυο δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν εμπιστευόμενοι τα αποτελέσματα των μετρήσεων που έγιναν στο εργαστήριο κατασκευής του. Ο

στόχος αυτός αποτελούνταν από ένωση α -C:D⁴, η οποία επιστρώθηκε πάνω σε παχύ υπόστρωμα πυριτίου. Η ανάλυση για τον χαρακτηρισμό του πραγματοποιήθηκε με δέσμη ^3He ($1 \times 1 \text{ mm}^2$), ενέργειας 2,5 MeV και χρήση των αντιδράσεων: $\text{D}(^3\text{He},\text{p})^4\text{He}$, $^{12}\text{C}(^3\text{He},\text{p}_0)^{14}\text{N}$, $^{12}\text{C}(^3\text{He},\text{p}_i)^{14}\text{N}$, στις 135° . Τα αποτελέσματα της ανάλυσης αυτής απέκλεισαν τελείως το ενδεχόμενο διάχυσης δευτερίου μέσα στο πυρίτιο και ο στόχος εμφανίζει τα εξής χαρακτηριστικά:

Si sample	D Atoms/cm ²	¹² C Atoms/cm ²	D/C
14	9.08E17	1.20E18	0.76
	± 1,4 %	± 2,2 %	

Συνολικά κατασκευάστηκαν 18 πανομοιότυπα δείγματα (τα περιμετρικά όπως φαίνεται στην εικόνα 2.8) τα οποία αναλύθηκαν ξεχωριστά. Το σφάλμα που αποδόθηκε στο πάχος του δευτερίου και άνθρακα είναι στατιστικό και αποτελεί την τυπική απόκλιση των τιμών του πάχους που μετρήθηκαν στους 18 συνολικά στόχους.

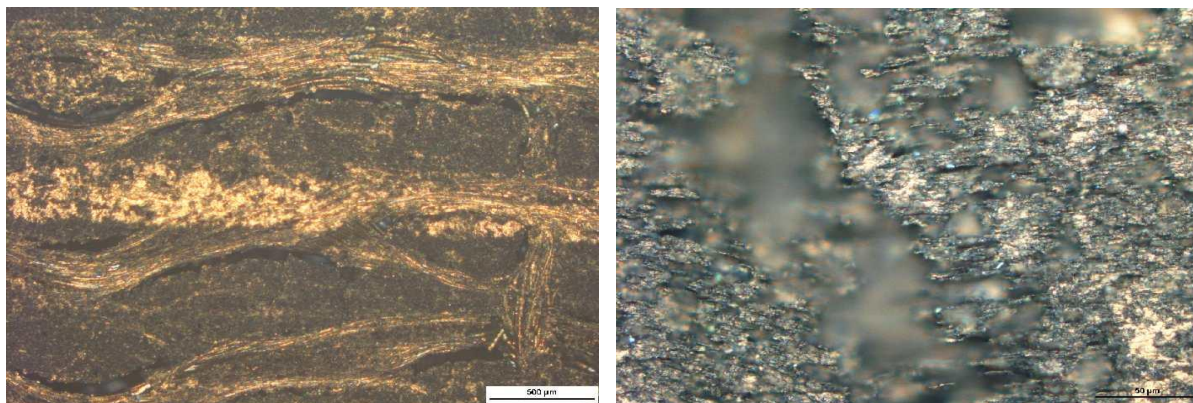


Εικόνα 2.8: Δείγματα α -C:D, επιστρωμένα πάνω σε τρεις διαφορετικούς τύπους υποστρώματος.

Επιπλέον είναι σημαντικό να αναφέρουμε ότι δεν διαθέτουμε πληροφορίες σχετικά με την διαδικασία επίστρωσης του α -C:D πάνω στο υπόστρωμα πυριτίου. Οι παρακάτω εικόνες ηλεκτρονικού μικροσκοπίου, δείχνουν ότι μετά την επίστρωση της ένωσης πάνω σε δυο διαφορετικά υποστρώματα, προκλήθηκαν μορφολογικές

⁴ Μέσω αυτής της χημικής διαδικασίας, επιτεύχθηκε στρώμα δευτερίου σε στερεό στόχο

ανωμαλίες στην επιφάνειά της⁵. Δεν μπορούμε να γνωρίζουμε με βεβαιότητα εάν κάτι τέτοιο έχει συμβεί και στα δείγματα του πυριτίου, όμως σίγουρα είναι κάτι που πρέπει να ληφθεί υπόψη.

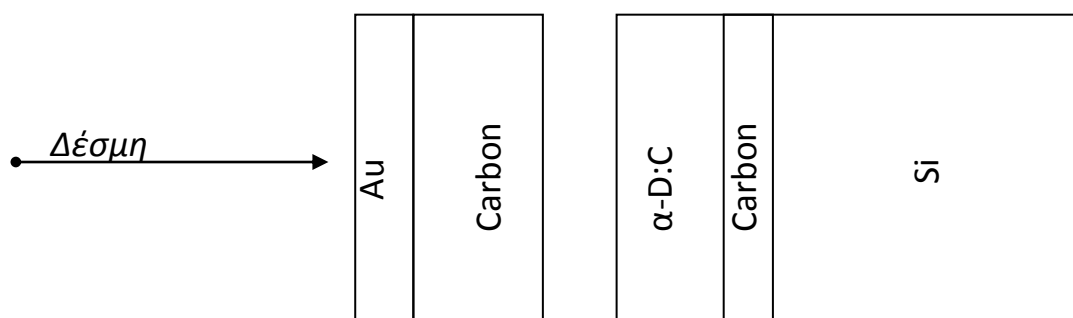


Εικόνα 2.9: Φωτογραφίες από SEM, μετά την διαδικασία επίστρωσης του a-C:D.

Δεξιά: Πάνω σε υπόστρωμα πυρολυτικού γραφίτη

Αριστερά: Πάνω σε υπόστρωμα ανθρακονύματος

Εκτός του στόχου αυτού, στο γωνιόμετρο τοποθετήσαμε ένα επιπρόσθετο στόχο, προ του δευτερίου, ο οποίος αποτελούνταν από στρώμα χρυσού, εξαχνωμένο πάνω σε λεπτό φύλλο άνθρακα. Το δείγμα αυτό κατασκευάστηκε στον Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτο» μέσω τυπικής διαδικασίας εξαχνωσης και δυστυχώς δεν διαθέτουμε καμιά πληροφορία για τα τεχνικά του χαρακτηριστικά (πάχος, σύσταση κ.α.). Παρόλα αυτά όπως θα δούμε στο επόμενο κεφάλαιο, ο χαρακτηρισμός του έγινε με τα δεδομένα του πειράματός μας, μέσω ειδικών τεχνικών κατά την ανάλυση. Το στρώμα χρυσού, τοποθετήθηκε για τις ανάγκες της μεθόδου σχετικής μέτρησης. Στην εικόνα 2.10 φαίνεται η εγκάρσια διατομή του συνολικού στόχου, όπου διακρίνονται τα πολλαπλά στρώματα.



Εικόνα 2.10: Εγκάρσια διατομή στόχου

⁵ SEM: Scanning Electron Microscope

3

Μέθοδος και ανάλυση
πειραματικών δεδομένων

Έχοντας περιγράψει στο προηγούμενο κεφαλαίο την πειραματική διάταξη και τον τρόπο με τον οποίο έγινε η λήψη των δεδομένων, θα προχωρήσουμε στην περιγραφή της διαδικασίας και των μεθόδων που χρησιμοποιήθηκαν στην ανάλυση τους, μέχρι τον υπολογισμό των τελικών τιμών των διαφορικών ενεργών διατομών της αντίδρασης ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$, στις γωνίες 100° , 110° , 120° , 130° , 140° , 150° , 160° , 170° και για ενέργειες $E_{d\text{-Lab}} = 900 - 1600$ keV, με βήμα 50 keV.

3.1 Σχετική μέθοδος εύρεσης διαφορικής ενεργού διατομής

Όπως είναι γνωστό, η τιμή της διαφορικής ενεργού διατομής μιας πυρηνικής αντίδρασης δίνεται από την σχέση [26]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{Y}{\Omega \cdot Q \cdot (N_t)} \quad (3.1)$$

οπου N_t είναι η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου (At/cm^2), Y είναι ο αριθμός των σωματιδίων που καταγράφει ο ανιχνευτής στην μονάδα του χρόνου (ή αλλιώς, απόδοση της αντίδρασης), Q είναι η ροή της δέσμης¹, δηλαδή ο αριθμός των σωματιδίων που προσπίπτουν πάνω στον στόχο στη μονάδα του χρόνου και Ω είναι η στερεά γωνία. Η ενεργός διατομή προκύπτει να έχει μονάδες επιφάνειας και συνήθως εκφράζεται σε barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

Ένα από τα δυσκολότερα κομμάτια των πειραμάτων που πραγματοποιούνται σε διάταξη IBA είναι να μπορέσει να γίνει ακριβής προσδιορισμός του γινομένου $\Omega \cdot Q$, το οποίο εμφανίζεται στην εξίσωση (3.1). Η δυσκολία αυτή έγκειται στο γεγονός ότι στο συνολικό σφάλμα του γινομένου αυτού συμβάλλουν πολλοί παράγοντες, των οποίων η αβεβαιότητα είναι δύσκολο να περιοριστεί. Για παράδειγμα είναι εξαιρετικά δύσκολο να υπολογιστεί η γεωμετρία του συστήματος, η οποία διαμορφώνει τη στερεά γωνία. Αυτό οφείλεται στο ότι δεν μπορούμε να γνωρίζουμε με ικανοποιητική

¹ Προσοχή στην διαφορά μεταξύ των συμβολισμών της ροής Q και της Q -Value.

ακρίβεια ούτε την απόσταση στόχου – ανιχνευτή, αλλά ούτε και την συνολική ενεργό επιφάνεια του ανιχνευτή. Επιπλέον η μέθοδος μέτρησης του ρεύματος της δέσμης όπως προείπαμε, για τα μεγέθη τα οποία μελετάμε θεωρείται πρόχειρη και ανακριβής. Για τους παραπάνω λόγους πολύ συχνά χρησιμοποιούμε μια τεχνική, μέσω της οποίας μπορούμε να παρακάμψουμε την ανάγκη υπολογισμού του γινομένου $Q \cdot \Omega$. Όπως είδαμε, μπροστά στον στόχο τοποθετήθηκε ένα πολύ λεπτό φύλλο χρυσού· εκμεταλλευόμενοι το γεγονός ότι η διαφορική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης υπολογίζεται μέσω αναλυτικών εξισώσεων για κάθε E και θ , θα κάνουμε τους παρακάτω υπολογισμούς. Έστω:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{Au} = \frac{Y_{Au}}{(\Omega \cdot Q)_{Au} \cdot N_{Au}} \quad (3.2)$$

η διαφορική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης των δευτερίων της δέσμης από τους πυρήνες χρυσού που βρίσκονται στο λεπτό φύλλο (για δεδομένα E και θ) όπου, Y_{Au} είναι ο αριθμός των σκεδασμένων από τον χρυσό σωματιδίων δευτερίου που ανιχνεύονται σε ένα χρονικό διάστημα ακτινοβολήσης και N_{Au} (At/cm^2) το πάχος του φύλλου χρυσού. Επίσης:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{(d,p)} = \frac{Y_{(d,p)}}{(\Omega \cdot Q)_{(d,p)} \cdot N_d} \quad (3.3)$$

η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $D(d,p)$, όπου $Y_{(d,p)}$ είναι ο αριθμός των πρωτονίων που ανιχνεύονται και έχουν προκύψει από την αντίδραση αυτή, στο ίδιο χρονικό διάστημα (γίνεται ταυτόχρονα) ακτινοβολήσης με πριν και N_d (At/cm^2) το πάχος του στόχου δευτερίου. Διαιρώντας κατά μέλη τις εξισώσεις (3.2) και (3.3) έχουμε:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{(d,p)} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{(Au)} \cdot \frac{(\Omega \cdot Q)_{(Au)} \cdot Y_{(d,p)} \cdot N_{Au}}{(\Omega \cdot Q)_{(d,p)} \cdot Y_{(Au)} \cdot N_d} \quad (3.4)$$

Δεδομένου ότι η ακτινοβολήση γίνεται ταυτόχρονα στο χρυσό και το δευτέριο λόγω διάταξης, κάθε φορά για κάθε ανιχνευτή ξεχωριστά ισχύει ότι: $(\Omega \cdot Q)_{Au} = (\Omega \cdot Q)_{(d,p)}$. Επομένως το γινόμενο απαλείφεται από την εξ. 3.4 και έτσι τελικά προκύπτει:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{(d,p)} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{(Au)} \cdot \frac{Y_{(d,p)} \cdot N_{Au}}{Y_{(Au)} \cdot N_d} \quad (3.5)$$

Στην εξ. (3.5) η ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης όπως είπαμε είναι κάτι γνωστό για κάθε ζεύγος (E, θ) και τα $Y_{(d,p)}$, Y_{Au} μπορούν να προσδιοριστούν

πειραματικά. Επομένως γνωρίζοντας τα N_d και N_{Au} , μπορούμε να υπολογίσουμε την ζητούμενη διαφορική ενεργό διατομή με μεγάλη ακρίβεια, έχοντας απαλλαγεί από το γινόμενο $\Omega \cdot Q$ και το σφάλμα που αυτό επιφέρει.

Τέλος, μέσω της μεθόδου διάδοσης σφαλμάτων από την εξίσωση (3.5) υπολογίζεται ότι το σφάλμα στις τιμές που προκύπτουν είναι:

$$\delta \left\{ \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{(d,p)} \right\} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{(Au)} \cdot \frac{Y_{(d,p)} \cdot N_{Au}}{Y_{(Au)} \cdot N_d} \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta Y_d}{Y_d} \right)^2 + \left(\frac{\delta N_d}{N_d} \right)^2 + \left(\frac{\delta Y_{Au}}{Y_{Au}} \right)^2 + \left(\frac{\delta N_{Au}}{N_{Au}} \right)^2} \quad (3.6)$$

Σημαντικό είναι να αναφερθεί εδώ ότι η εξίσωση 3.6 δίνει την αβεβαιότητα μόνο εάν τα σφάλματα των μεγεθών που συμβάλλουν, οφείλονται καθαρά και μόνο σε στατιστικά φαινόμενα. Στην περίπτωση του πειράματος μας, όπως θα περιγράψουμε στην συνέχεια, δεν είναι όλα τα σφάλματα στατιστικά, συνεπώς η χρήση της εξίσωσης 3.6 έχει γίνει καταχρηστικά.

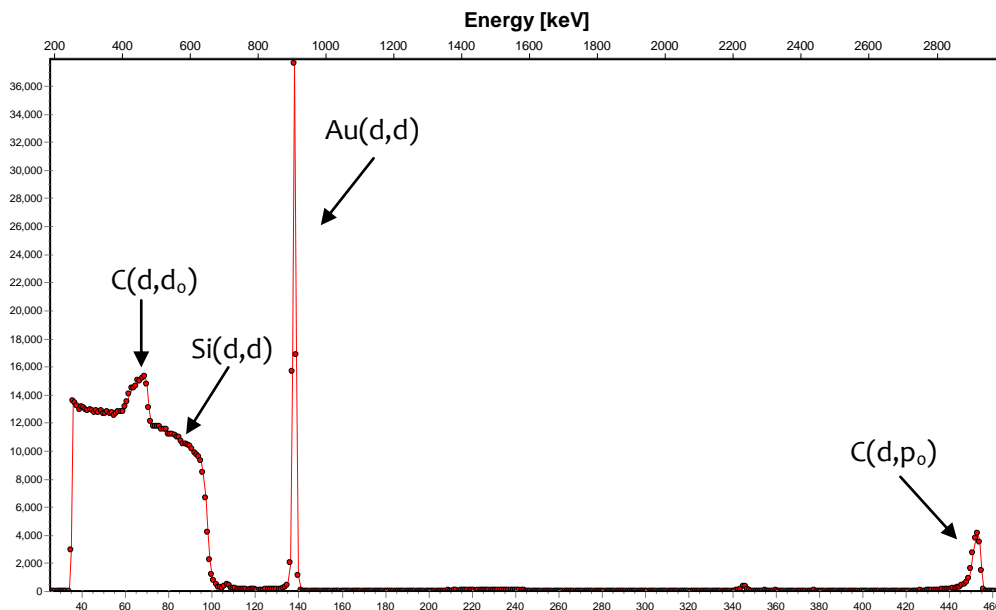
3.2 Βαθμονόμηση φασμάτων & ταυτοποίηση κορυφών

Ένα από τα σημαντικότερα τμήματα της ανάλυσης των πειραματικών φασμάτων, όπως προκύπτουν από τον πολυκαναλικό αναλυτή, είναι η σωστή βαθμονόμησή τους. Βαθμονόμηση φάσματος, είναι η διαδικασία κατά την οποία γίνεται αντιστοίχιση των καναλιών, σε αριθμητικές τιμές ενέργειας.

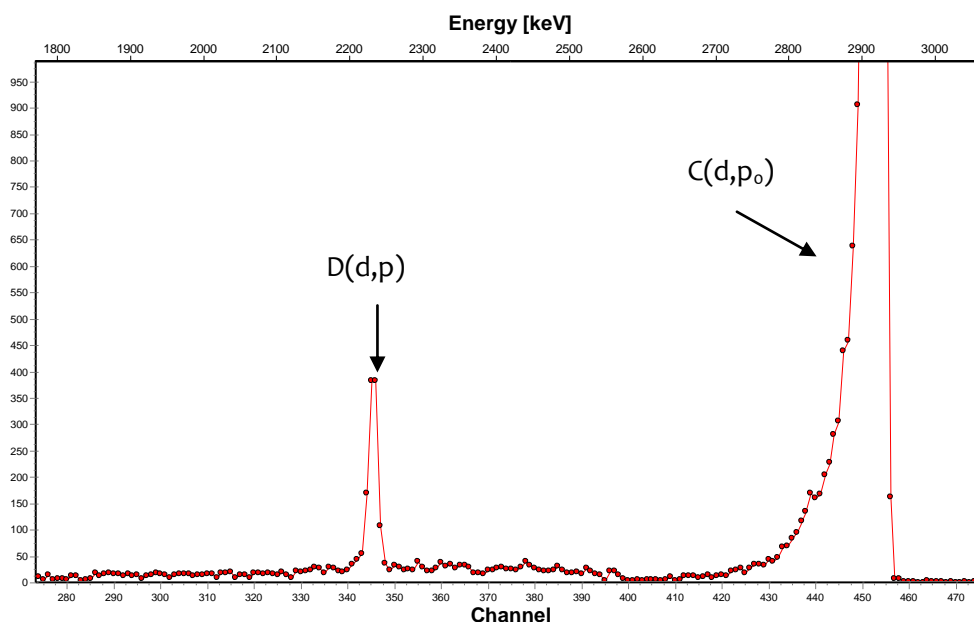
Η αντιστοίχιση αυτή γίνεται με την βοήθεια ορισμένων κορυφών, οι οποίες είναι εύκολο να εντοπιστούν στο φάσμα και των οποίων η πραγματική ενέργεια είναι γνωστή. Έτσι θέτοντας στα κανάλια που εμφανίζονται αυτές οι κορυφές, τις τιμές των ενεργειών τους, οι οποίες είναι γνωστές από τη βιβλιογραφία, μπορεί να γίνει ενεργειακή ταυτοποίηση όλων των υπολοίπων καναλιών. Σε πρώτο στάδιο έγινε μια πρόχειρη βαθμονόμηση, ώστε να υπάρχει μια εποπτεία του συνολικού φάσματος και χρησιμοποιήθηκε τριπλή ραδιενεργή πηγή που περιέχει: ^{241}Am , ^{244}Cm και ^{239}Pu , τα οποία εκπέμπουν ακτινοβολία-α σε ενέργειες 5,486 MeV, 5,806 MeV και 5,157 MeV αντίστοιχα. Έχοντας κάνει την βαθμονόμηση αυτή, υπάρχει πλέον η δυνατότητα να μπορούμε να ταυτοποιήσουμε κάθε κορυφή του φάσματος της οποίας γνωρίζουμε την ενέργεια (εικόνες 3.1.α και 3.1.β). Η διαδικασία που ακολουθήσαμε στην μετέπειτα ανάλυση για την ακριβή βαθμονόμηση, έγινε ξεχωριστά σε κάθε έναν ανιχνευτή στις γωνιές των 100° , 110° , 120° , 130° , 140° , 150° , 160° και 170° . Αρχικά με την βοήθεια του προγράμματος CIRE² υπολογίστηκαν οι αναμενόμενες ενέργειες των δευτερίων της

² Πρόγραμμα επίλυσης των εξισώσεων κινηματικής των αντιδράσεων.

δέσμης, τα οποία θα οπισθοσκεδασθούν ελαστικά από τον χρυσό (Au) σε όλες τις γωνίες και ενέργειες από 900 - 1600 keV με βήμα 50 keV.



Εικόνα 3.1(α): Πειραματικό φάσμα σε ενέργεια 1400 keV στις 150°

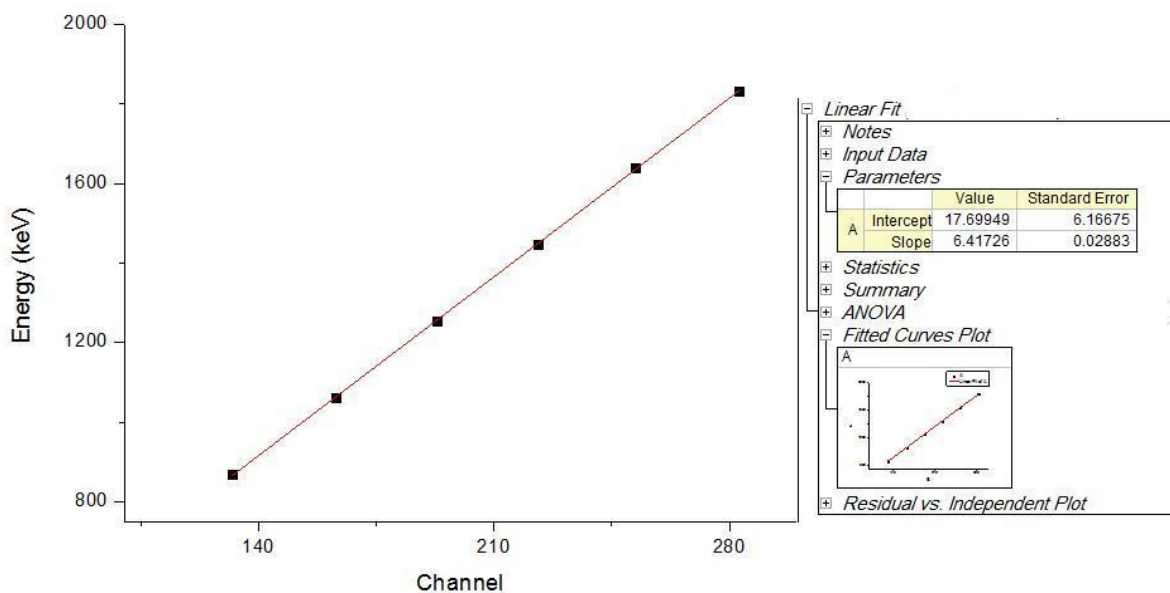


Εικόνα 3.1(β): Πειραματικό φάσμα σε ενέργεια 1400 keV στις 150°, μεγενθυμένο στα μεγαλύτερα κανάλια

Έπειτα έχοντας ταυτοποιήσει την κορυφή αυτή, εντοπίζαμε σε ποια κανάλια εμφανίζοταν το κεντρικό της σημείο στα φάσματα διαφόρων ενεργειών, συγκεντρώνοντας ζεύγη (E_i, Ch_i) . Στόχος μας είναι ο προσδιορισμός των παραμέτρων a και b της γραμμικής σχέσης που συνδέει τον αριθμό κάθε καναλιού Channel, με την ενέργεια E (keV):

$$Energy(keV) = a \cdot (Channel) + b \quad (3.7)$$

Έπειτα έχοντας εντοπίσει πολλά τέτοια σημεία, με τη βοήθεια του υπολογιστικού προγράμματος Origin (βλέπε εικόνα 3.2), προσδιορίζαμε τους συντελεστές της εξίσωσης (3.7) για κάθε ανιχνευτή ξεχωριστά.



Εικόνα 3.2: Τυπική χρήση της μεθόδου ελαχίστων τετραγώνων του Origin, για τον προσδιορισμό των παραμέτρων της εξ. 3.5 στον ανιχνευτή των 140° .

Κάνοντας την παραπάνω διαδικασία ξεχωριστά για κάθε ανιχνευτή πρόέκυψαν οι ζητούμενες σχέσεις βαθμονόμησης όπως παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα:

Ανιχνευτής (Γωνία)	Σχέση βαθμονόμησης φασμάτων
100°	$E_1 = (6.55 \pm 0.02) \cdot (\text{Channel}) + (19.5 \pm 5.1)$
110°	$E_2 = (6.48 \pm 0.03) \cdot (\text{Channel}) + (17.9 \pm 6.3)$
120°	$E_3 = (6.23 \pm 0.02) \cdot (\text{Channel}) + (35.90 \pm 4.1)$
130°	$E_4 = (6.50 \pm 0.02) \cdot (\text{Channel}) + (20.40 \pm 5.0)$
140°	$E_5 = (6.42 \pm 0.02) \cdot (\text{Channel}) + (17.70 \pm 6.2)$
150°	$E_6 = (6.63 \pm 0.02) \cdot (\text{Channel}) + (23.55 \pm 7.2)$
160°	$E_7 = (6.32 \pm 0.02) \cdot (\text{Channel}) + (32.63 \pm 8.1)$
170°	$E_8 = (6.41 \pm 0.02) \cdot (\text{Channel}) + (29.80 \pm 8.2)$

3.3 Ολοκλήρωση κορυφών

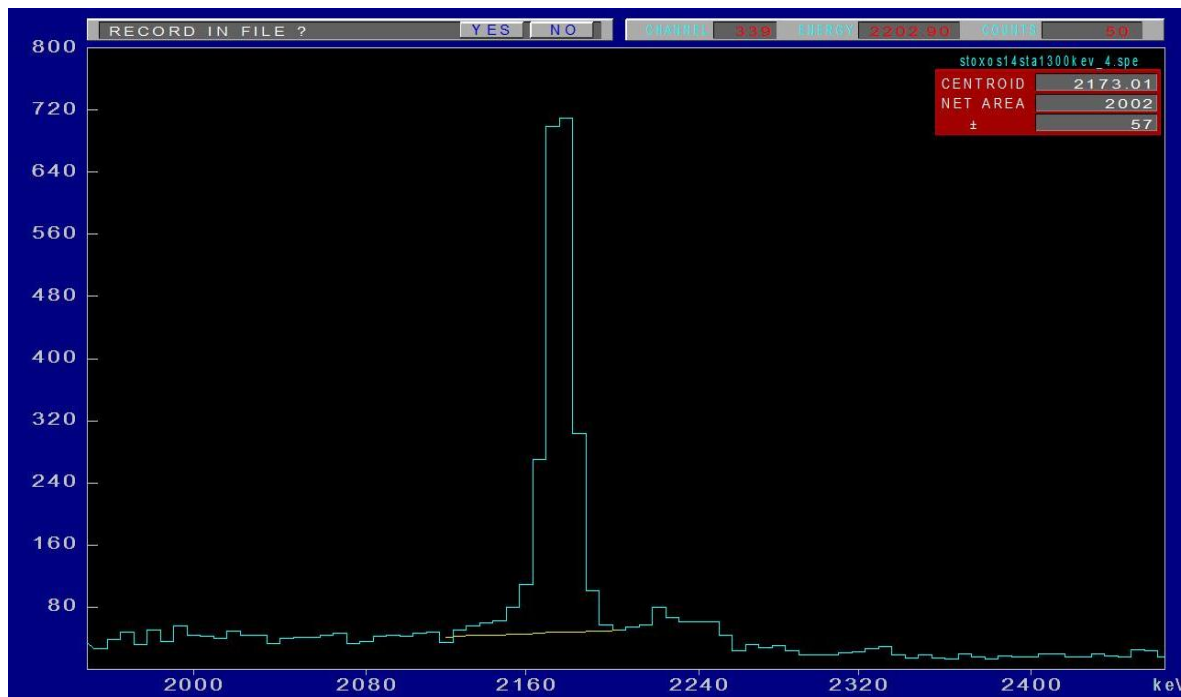
Ο πειραματικός προσδιορισμός των $Y_{(d,p)}$ και Y_{Au} , όπως αυτά εμφανίζονται στην εξίσωση (3.5)³, γίνεται μέσω της ολοκλήρωσης των αντίστοιχων κορυφών στα φάσματα. Η διαδικασία της ολοκλήρωσης είναι ευαίσθητη ως προς τον τρόπο που επιλέγονται τα γεγονότα υποβάθρου, συνεπώς εξαρτάται ισχυρά από τον πειραματιστή. Εξαιτίας αυτού του γεγονότος, υπεισέρχεται ένα συστηματικό σφάλμα στις τιμές, το οποίο είναι μεγαλύτερο από το στατιστικό σφάλμα ολοκλήρωσης. Οι αναλύσεις των κορυφών αυτού του πειράματος πραγματοποιήθηκαν από δυο διαφορετικούς πειραματιστές ανεξάρτητα, ώστε να ληφθεί υπόψη αυτό το συστηματικό σφάλμα. Ως τελικές τιμές δόθηκαν οι μέσες τιμές των αντίστοιχων ολοκληρώσεων και τα συνολικά σφάλματα κυμάνθηκαν από 2% έως 16% για τα $Y_{(d,p)}$, ενώ παρέμεινε μικρότερο από 1% στα Y_{Au} (Παράρτημα Γ, σελ. 73).

Η ανάλυση αυτή έγινε με την βοήθεια του προγράμματος SPECTRW, το οποίο δίνει την δυνατότητα στον χρήστη να απομονώσει τις χρήσιμες κορυφές και να υπολογίσει τα συνολικά γεγονότα τους. Επιπλέον παρέχει τη δυνατότητα αφαίρεσης των γεγονότων του υποβάθρου (background), μέσω επιλογών για τις οποίες θα αναφερθούμε αμέσως παρακάτω. Το SPECTRW δίνει δυο επιλογές ολοκλήρωσης κορυφών, α) μέσω της επιλογής Integrate β) μέσω της επιλογής Fitting. Η πρώτη επιλογή κάνει άμεση άθροιση των γεγονότων μέσα σε ένα εύρος καναλιών, το οποίο ορίζει ο πειραματιστής, με ταυτόχρονη αφαίρεση υποβάθρου. Στη δεύτερη επιλογή, μέσω μαθηματικών αλγορίθμων, το πρόγραμμα υπολογίζει μια κατάλληλη συνάρτηση τύπου Gauss, η οποία περνά πάνω από την ζητούμενη πειραματική καμπύλη και δίνει το ολοκλήρωμα αυτής ως το άθροισμα των γεγονότων. Το 99% των ολοκληρώσεων στις κορυφές των Au(d,d) και D(d,p), έγιναν μέσω της επιλογής Integrate, καθώς είναι πιο αξιόπιστη και πιο ακριβής. Η επιλογή Fitting επιφέρει μεγαλύτερο σφάλμα και είναι χρήσιμη μόνο σε περιπτώσεις μερικής επικάλυψης κορυφών, όπου είναι αδύνατη η άμεση ολοκλήρωσή τους.

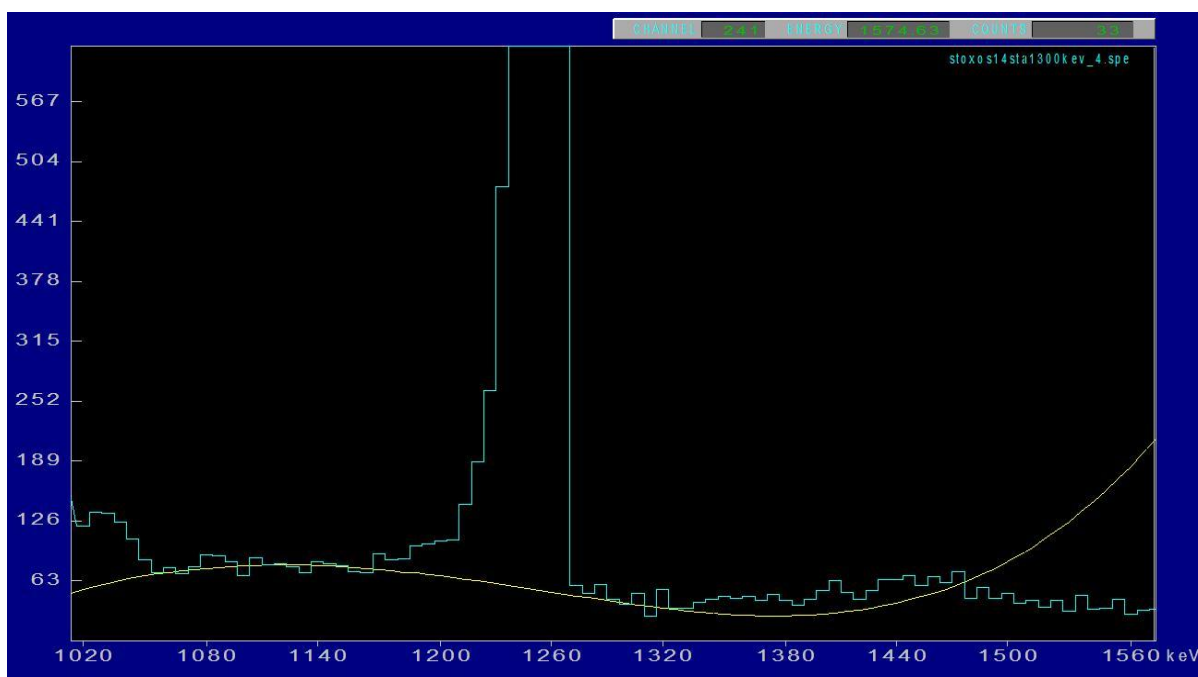
Τέλος, το SPECTRW δίνει στο χρήστη τη δυνατότητα να επιλέξει με ποιο τρόπο θα ορίσει το υπόβαθρο, μέσω του υπολογισμού πολυπαραμετρικών συναρτήσεων, οι οποίες αναπαράγουν το υπόβαθρο με την μέγιστη δυνατή ακρίβεια. Οι επιλογές που δίνει είναι α) Βηματική συνάρτηση (Step function) β) Γραμμική συνάρτηση (Linear function) γ) Πολυωνυμική συνάρτηση επιλεγμένου βαθμού (από 2 μέχρι 5). Στις περισσότερες περιπτώσεις κατά την ανάλυση, για την επιλογή υποβάθρου χρησιμοποιήθηκαν πολυωνυμικές συναρτήσεις 5^{ου} βαθμού και γραμμικές

³ Εξίσωση (3.5):
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{(d,p)} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)_{(Au)} \cdot \frac{Y_{(d,p)} \cdot N_{Au}}{Y_{(Au)} \cdot N_d}$$

συναρτήσεις. Στις παρακάτω εικόνες παρουσιάζονται μερικές ολοκληρώσεις κορυφών μέσω SPECTRW, με διαφόρους τρόπους όπως περιγράψαμε.



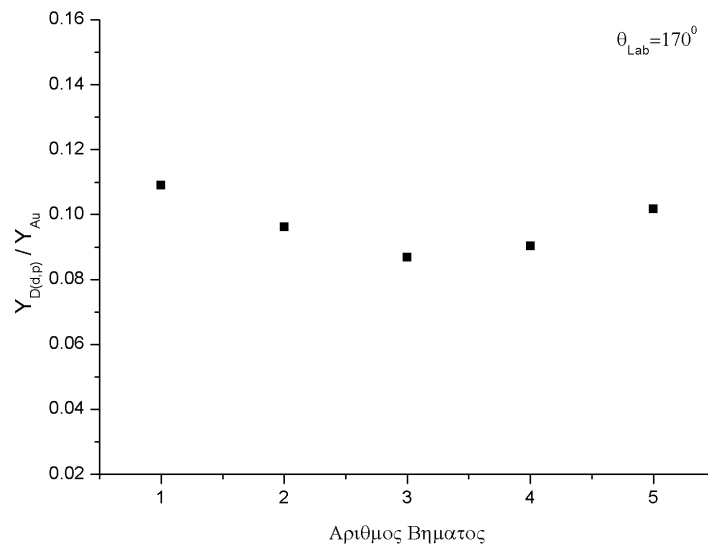
Εικόνα 3.3: Ολοκλήρωση της κορυφής των πρωτονίων της αντίδρασης $D(d,p)$, με την επιλογή «Integrate» και χρήση γραμμικής συνάρτησης για την περιοχή του υποβάθρου.



Εικόνα 3.4: Χρήση πολυωνμικής συνάρτησης $5^{ου}$ βαθμού, η οποία αναπαράγει ρεαλιστικά την περιοχή του υποβάθρου κοντά στην κορυφή $Au(d,d)$.

3.4 Βήματα ελέγχου

Κατά της διάρκεια της πειραματικής διαδικασίας πραγματοποιήθηκαν 5 βήματα έλεγχου, με σκοπό την εποπτεία της σταθερότητας του στόχου. Δεδομένου ότι κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης μπορεί να προκύψουν φαινόμενα αποκόλλησης (sputtering), αυτό μπορεί να προκαλέσει απώλεια πάχους την οποία πρέπει να γνωρίζουμε. Επιπλέον στα βήματα έλεγχου μπορούν να φανούν πιθανές μορφολογικές ανωμαλίες στην επιφάνεια του στόχου, καθώς δεδομένου ότι το κάθε βήμα πραγματοποιείται στην ίδια ενέργεια με τις ίδιες σχεδόν συνθήκες, ο μόνος παράγοντας που ενδέχεται να αλλάζει σημαντικά είναι το σημείο της επιφάνειας που σαρώνει η δέσμη. Επομένως ανά 250 keV περίπου έγιναν επαναληπτικές μετρήσεις στα 2000 keV και παρακάτω φαίνεται πως μεταβάλλεται ο λόγος των γεγονότων στις κορυφές Au(d,d) και D(d,p).



Διάγραμμα: Βήματα ελέγχου στα 2000 keV για τον ανιχνευτή των 170°

Από το διάγραμμα αυτό φαίνεται ότι η πιθανότερη αιτία της αστάθειας του λόγου $Y(d,p)/Y(Au)$, είναι η μορφολογική ανομοιογένεια του στόχου του δευτερίου. Το συμπέρασμα αυτό μπορεί να προκύψει α) από το γεγονός ότι ο λόγος μειώνεται και στην συνέχεια αυξάνεται (στην περίπτωση οποιασδήποτε απώλειας στόχου θα υπήρχε σταθερή μείωση ή αύξηση) β) οι ολοκληρώσεις της κορυφής Au(d,d) παραμένουν σχεδόν αμετάβλητες σε σχέση με τις ολοκληρώσεις της D(d,p) στα βήματα ελέγχου (συνεπώς το φύλλο χρυσού φαίνεται να μένει άθικτο) και γ) η συνέπεια των δυο παραπάνω με την υποψία των μορφολογικών ανωμαλιών στο στρώμα α-C:D, βάση των φωτογραφιών SEM που περιγράψαμε στο 2^ο κεφάλαιο (σελ 25). Συνεπώς η ανομοιογένεια αυτή του στόχου ανεβάζει την αβεβαιότητα στο πάχος

του δευτερίου στο 9% (όσο οι αποκλίσεις των λόγων), το οποίο είναι σημαντικά μεγαλύτερο από το 1,4% που έδωσε ο κατασκευαστής. Παρ'όλα αυτά δεδομένου ότι το σφάλμα αυτό είναι συστηματικό, δεν λήφθηκε υπόψη και στους υπολογισμούς του σφάλματος των ενεργών διατομών. Ο λόγος για τον οποίο έγινε αυτό, είναι ότι η εξίσωση (3.6) δίνει την αβεβαιότητα μόνο όταν κάθε ένας από τους παράγοντες της εξίσωσης (3.5) έχει στατιστικό σφάλμα

3.5 Ανάλυση στόχου και εύρεση πάχους

Όπως προείπαμε στο κεφάλαιο 2, ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε ήταν πολυστρωματικός (Au,C,D,Si κ.α) και αυτό αποτέλεσε μια μικρή πρόκληση στο πως θα μπορέσουμε να βρούμε την πραγματική του σύσταση και το πάχος κάθε στρώματος, ώστε να μπορέσουν να υπολογιστούν τόσο οι διαφορικές ενεργές διατομές μέσω της εξ. 3.5, όσο και η διόρθωση στις ενέργειες που αντιστοιχούν αυτές όπως θα περιγράψουμε στην επομένη ενότητα. Η ανάλυση αυτή έγινε με την βοήθεια του προγράμματος SIMNRA, μέσω του οποίου καταφέραμε να μοντελοποιήσουμε τον στόχο. Αυτή η μεθοδολογία δεν είναι κάτι που εφαρμόζεται πρώτη φορά, καθώς έχει χρησιμοποιηθεί και σε αναλύσεις χωρικού προφίλ [27].

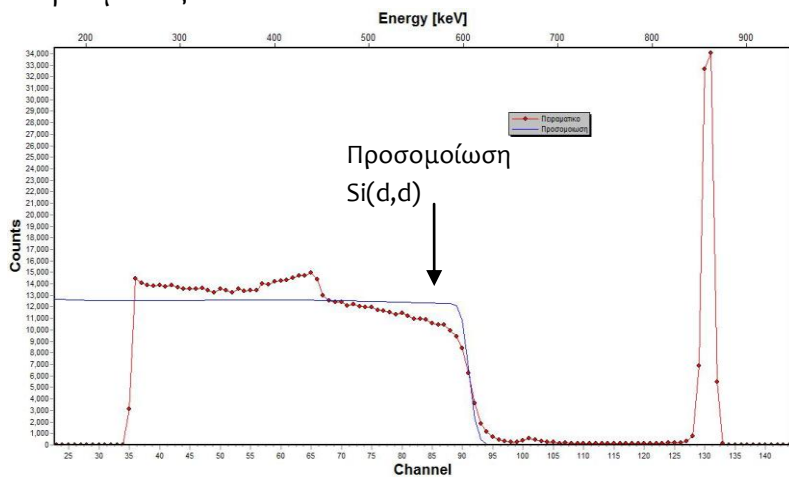
Το πρόγραμμα αυτό, εκτός από την τυπική λειτουργία του να απεικονίζει πειραματικά φάσματα, επιπλέον έχει τη δυνατότητα να δημιουργεί προσομοιώσεις πειραμάτων. Αυτό επιτυγχάνεται μέσω της δυνατότητάς του να διαβάσει ειδικά διαμορφωμένα αρχεία, που παρέχονται στις ηλεκτρονικές βιβλιοθήκες (πχ IBANDL). Τα αρχεία αυτά περιέχουν ενεργές διατομές διάφορων πυρηνικών αντιδράσεων σε επιλεγμένες γωνίες και ενέργειες, οι οποίες είτε έχουν μετρηθεί πειραματικά, είτε έχουν εκτιμηθεί θεωρητικά. Επιπλέον το SIMNRA έχει δυνατότητα να δέχεται από το χρήστη πολλαπλές παραμέτρους όπως, πάχος, σύσταση και μορφολογία πολυστοιχειακού στόχου, ενέργεια και τύπο δέσμης, γεωμετρία και χαρακτηριστικά ανιχνευτή (resolution κτλ), όπως διάφορα άλλα στοιχεία τα οποία αποδίδουν στις προσομοιώσεις όσο το δυνατόν πιο ρεαλιστικά αποτελέσματα. Σκοπός μας είναι να καταφέρουμε να δημιουργήσουμε ένα «εικονικό» πείραμα, του οποίου τα φάσματα θα συμπίπτουν με τα πραγματικά πειραματικά μας φάσματα. Καταφέροντας κάτι τέτοιο, κυρίως μέσω της σωστής υπόθεσης της σύστασης και του πάχους του στόχου, θα μπορέσουμε να δώσουμε μια εκτίμηση του πραγματικού του πάχους.

Όπως είδαμε στην ενότητα 2.4, γνωρίζουμε ότι η εγκάρσια διατομή του στόχου δευτερίου, έχει την μορφή που παρουσιάζεται στην εικόνα 2.10 και όντας πολύ καλά

χαρακτηρισμένος διαθέτει τα αναγραφόμενα χαρακτηριστικά⁴. Το κύριο μέλημά μας είναι να καταφέρουμε να βρούμε με ικανοποιητική ακρίβεια το πάχος και την σύσταση του λεπτού φύλλου χρυσού. Μια από τις παραμέτρους που είναι αναγκαίες για την δημιουργία φάσματος προσομοίωσης στο SIMNRA, είναι το γινόμενο $Q \cdot \Omega$. Είδαμε ότι μέσω της μεθόδου της σχετικής μέτρησης που κάναμε, απαλείψαμε το γινόμενο αυτό στον υπολογισμό της ενεργού διατομής, αλλά παρ'όλα αυτά πρέπει με κάποιο τρόπο να εκτιμηθεί ώστε να γίνει σωστή η προσομοίωση του πειράματος και να βρεθεί το πάχος του στόχου αυτού. Η εκτίμηση αυτή έγινε με την βοήθεια απλά και μόνο της ελαστικής σκέδασης των δευτερίων της δέσμης, από το παχύ υπόστρωμα πυριτίου (Si), όπου σίγουρα στο ενεργειακό εύρος μέχρι και τα 1200 keV (στο σύστημα εργαστηρίου) φαίνεται να είναι σκέδαση Rutherford βάση των θεωρητικών υπολογισμών που έχουν γίνει στην εργασία [41]. Τυπικά, χρησιμοποιώντας ένα από τα πειραματικά μας φάσματα (θα αναφερθούμε συγκεκριμένα στο φάσμα για ενέργεια δέσμης 900 keV, στις 170°), δώσαμε κάποιες πραγματικές παραμέτρους στο πρόγραμμα, όπως το πάχος και σύσταση του στόχου δευτερίου, και ένα πολύ παχύ στρώμα πυριτίου, για τη συγκεκριμένη ενέργεια και γωνία. Αναφορικά να πούμε ότι επίσης δώσαμε αυθαίρετα και ένα πολύ λεπτό στρώμα χρυσού και άνθρακα, το οποίο όμως δεν επηρεάζει αυτό που πάμε να υπολογίσουμε προς το παρόν και για το οποίο θα αναφερθούμε παρακάτω. Έπειτα, αφήνοντας ως ελεύθερη παράμετρο το γινόμενο $Q \cdot \Omega$ (particles*sr), κάναμε δοκιμές για ποια τιμή του θα πάρουμε μια θεωρητική καμπύλη της ελαστικής σκέδασης πάνω στο πυρίτιο, της οποίας το συνολικό ολοκλήρωμα (όλων των γεγονότων) να ισούται με αυτό της πειραματικής (εικόνα 3.5). Αυτός είναι ένας σίγουρος τρόπος να υπολογιστεί ικανοποιητικά το ζητούμενο $Q \cdot \Omega$ (particles*sr) μέσω του SIMNRA, σε πειράματα με στόχους μεγάλου πάχους. Κάνοντας πολλές δοκιμές ώστε να ελαχιστοποιήσουμε την διαφορά των δυο ολοκληρωμάτων, καταφέραμε να βρούμε μια κεντρική τιμή του γινομένου αυτού. Οι παρακάτω εικόνες θα βοηθήσουν στην κατανόηση τόσο του τρόπου που λειτουργεί το πρόγραμμα, όσο και της εγκυρότητας της εκτίμησης που δώσαμε. Στην εικόνα 3.5 παρουσιάζεται ένα πειραματικό φάσμα, πάνω στο οποίο έχει υπολογιστεί μια θεωρητική καμπύλη της ελαστικής σκέδασης Si(d,d). Η διαφορά στην μορφή της εικόνας των δυο καμπυλών, όπως αποδείχτηκε οφείλεται καθαρά και μόνο στην γεωμετρική μορφολογία του στόχου, την οποία σε πρώτη φάση δεν χρειάστηκε να λάβουμε υπόψη μας κατά την προσομοίωση. Όπως παρατηρούμε στο φάσμα, πάνω στην καμπύλη του πυριτίου επικάθεται μια ακόμα κορυφή, η οποία προέρχεται από την ελαστική σκέδαση στον άνθρακα. Στον υπολογισμό του ολοκληρώματος της πειραματικής καμπύλης του πυριτίου, τα γεγονότα αυτά μετρήθηκαν ξεχωριστά και αφαιρέθηκαν (εικόνα 3.6). Η μέτρηση τους

⁴ Πρακτικά το στρώμα πυριτίου θεωρείται απείρου πάχους για το πείραμα μας. Το πάχος που δώσαμε, είναι τυπικό και όχι το πραγματικό.

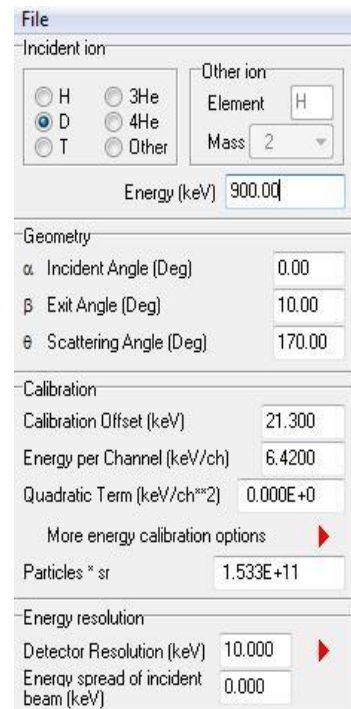
έγινε με την βοήθεια της επιλογής integrate του προγράμματος SPECTRW. Έτσι για το συγκεκριμένο φάσμα μετρήσαμε περίπου 17000 γεγονότα στην κορυφή του άνθρακα και με τον τρόπο αυτό κάναμε τον υπολογισμό του γινομένου $Q \cdot \Omega$, το οποίο ήταν ίσο με $(1,533 \pm 0,010) \cdot 10^{11}$ (particles*sr) για την περίπτωση αυτή (η ίδια διαδικασία επαναλαμβάνονταν σε κάθε προσομοίωση). Το σφάλμα εκτιμήθηκε από τον χρήστη ως σφάλμα μέτρησης κατά την ανάλυση. Στην εικόνα 3.8 παρουσιάζεται ένα τμήμα από το περιβάλλον του SIMNRA, στο οποίο αναγράφονται τα στοιχεία στα οποία αναφερόμαστε. Στην εικόνα 3.7 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των ολοκληρώσεων από τα οποία μπορεί και ο αναγνώστης να συμπεράνει την ισότητα τους με σφάλμα μόλις 0.2% (αφαιρώντας τα γεγονότα του άνθρακα). Αναφορικά να πούμε ότι ως τιμή στην διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών δόθηκαν τιμές 10-12 keV, καθώς αυτές επέβαλε η μορφή των πειραματικών κορυφών, με αμελητέα τιμή σφάλματος.



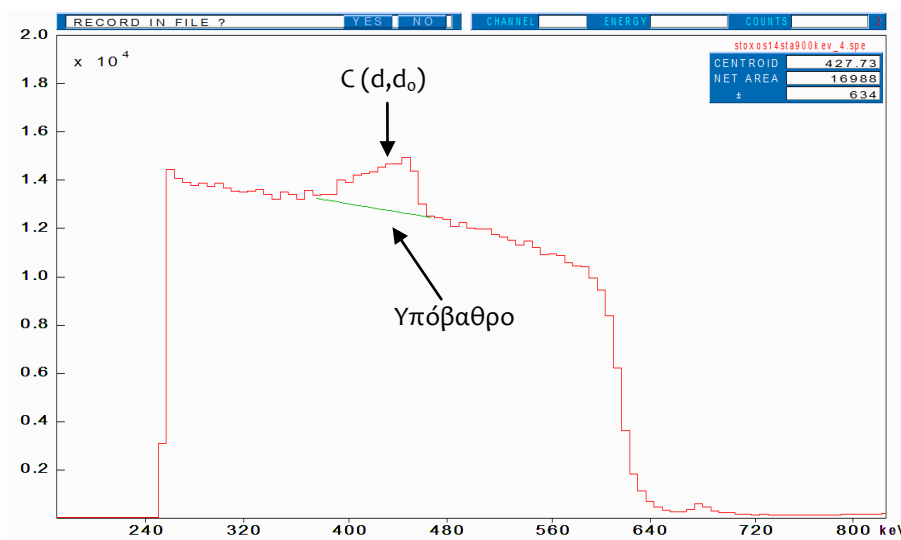
Εικόνα 3.5: Προσομοίωση ελαστικής σκέδασης Si(d,d), στο φάσμα των 900 keV στις 170°.



Εικόνα 3.7: SIMNRA-Integrate



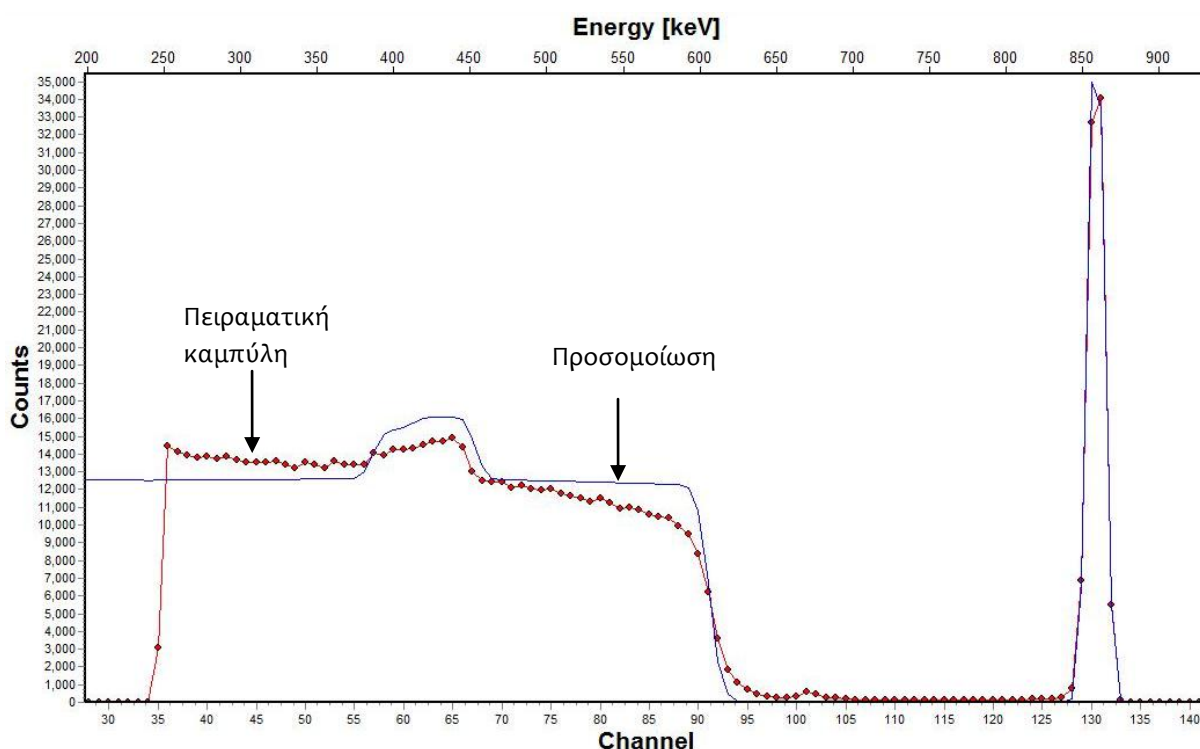
Εικόνα 3.8: SIMNRA- Experiment



Εικόνα 3.6: Ολοκλήρωση της κορυφής του C με το SPECTRW, στο φάσμα 900 keV στις 170°

Έχοντας πλέον κλειδώσει την τιμή της παραμέτρου $Q \cdot \Omega$, μπορούμε να πάμε στο επόμενο βήμα προκειμένου να υπολογίσουμε την κατάλληλη σύσταση και πάχος του λεπτού φύλλου χρυσού (βλέπε κεφάλαιο 2). Αρχικά κάνοντας ορισμένες εμπειρικές υποθέσεις, θέσαμε στο πρόγραμμα αρχικές τιμές της σύστασης όλων των στρωμάτων καθώς επίσης και τα πάχη των στρωμάτων 2, 3 και 4 (Τα στρώματα 3 και 4 σχεδόν είναι γνωστά όπως προείπαμε). Οι τιμές που θέταμε δεν ήταν τυχαίες αλλά προσπαθούσαμε να φέρνουν ένα λογικό και ικανοποιητικό αποτέλεσμα κυρίως πάνω στην καμπύλη της ελαστικής σκέδασης του άνθρακα. Έπειτα αφήνοντας την παράμετρο του πάχους του χρυσού ελεύθερη, χάρη τις επαναληπτικές μεθόδους που διαθέτει το SIMNRA (χ^2 - minimization), υπολόγιζε την κατάλληλη τιμή του, ώστε η θεωρητική καμπύλη να περνά όσο το δυνατόν καλύτερα πάνω από την πειραματική. Στον παρακάτω πίνακα και στην εικόνα 3.9, φαίνεται η πρώτη προσπάθειά μας να καταφέρουμε κάτι τέτοιο στο φάσμα των 900 keV στις 170°.

1 ^η Υπόθεση	Layer 1	Layer 2	Layer 3	Layer 4
Στοιχεία/Σύσταση	Au (44%) C (56%)	C (100%)	D (40%) C (55%) H (5%)	Si (100%)
Πάχος υπόθεσης (At/cm^2)	-	$2500 \cdot 10^{15}$	$2300 \cdot 10^{15}$	$100000 \cdot 10^{15}$
Πάχος εκτίμησης από το SIMNRA (At/cm^2)	$120.43 \cdot 10^{15}$	-	-	-



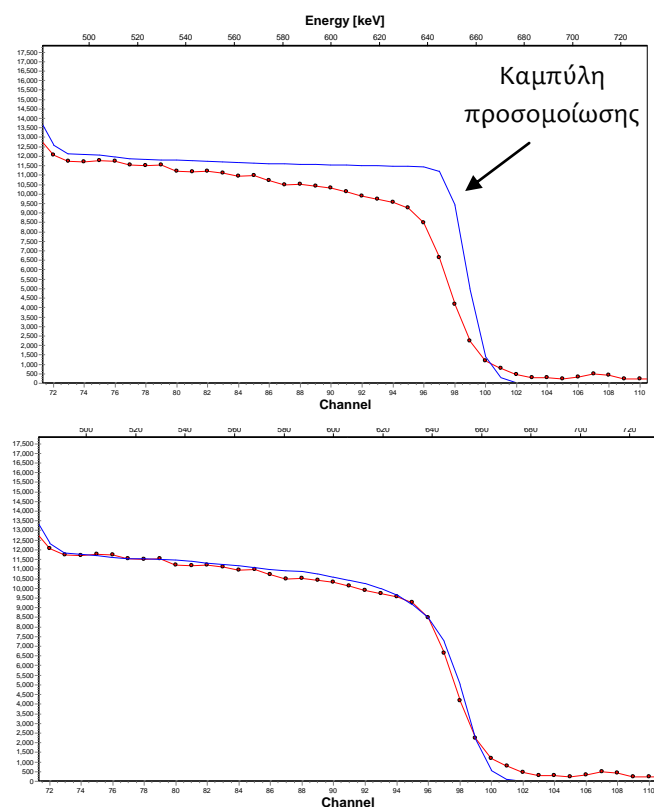
Εικόνα 3.9: Πρώτη προσπάθεια προσομοίωσης του στόχου, χρησιμοποιώντας το φάσμα των 900 keV στις 170°

Όπως φαίνεται και από το παραπάνω γράφημα, οι αρχικές υποθέσεις της εργασίας δεν είναι ικανοποιητικές. Σημείο κλειδί για την μετέπειτα ανάλυση, ήταν η χρήση της κορυφής πρωτονίων τα οποία προέρχονται από την αντίδραση $C(d,p_0)$. Η κορυφή αυτή εμφανίζεται πολύ δεξιά στα φάσματα και η ταυτοποίησή της έγινε κατά τα γνωστά βάσει της κινηματικής, μέσω CIRE. Έχοντας γνωστές τις διαφορικές ενεργές διατομές της αντίδρασης αυτής, σε χρήσιμο εύρος ενεργειών και γωνιών [28], [39-40] και χρησιμοποιώντας τις δυνατότητες του SIMNRA, καταφέραμε να έχουμε ακόμα έναν δείκτη αναφοράς στην αναζήτηση του πάχους και σύστασης, καθώς με αυτήν την κορυφή μπορούμε να εντοπίσουμε με καλύτερη ακρίβεια την συνολική ποσότητα άνθρακα που υπάρχει στο στόχο.

Επιπλέον έγιναν ορισμένες πολύ βασικές υποθέσεις σχετικά με τα στοιχεία τα οποία περιέχονται μέσα στα στρώματα του στόχου. Πρώτη και βασική είναι η ύπαρξη υδρογόνου (H) τόσο μέσα στον στόχο δευτερίου όσο και στο φύλλο άνθρακα. Ο λόγος ύπαρξής του στα στρώματα αυτά στηρίζεται σε δυο παραμέτρους α) διότι το δευτέριο ως ισότοπο του υδρογόνου συνυπάρχει πάντοτε με αυτό και β) δεδομένου ότι το λεπτό φύλλο άνθρακα τοποθετήθηκε πάνω στην βάση στήριξης του με χρήση σαπουνιού, η ύπαρξη του υδρογόνου είναι σίγουρη τόσο λόγω του υγρού περιβάλλοντος, όσο και λόγω υπολειμμάτων σαπουνιού το οποίο είναι πλούσιο σε υδρογόνο, άνθρακα και οξυγόνο. Η ύπαρξη υδρογόνου είναι πολύ σημαντική διότι επηρεάζει σε μεγάλο βαθμό την απώλεια ενεργειας των σωματιδίων μέσα στα στρώματα. Η απώλεια ενεργειας με την σειρά της επηρεάζει την οριζόντια μετατόπιση του φάσματος (offset) και την σωστή εκτίμηση της διόρθωσης των ενεργειών που θα δοθούν στα τελικά αποτελέσματα. Για την διόρθωση αυτή θα συζητήσουμε στην αμέσως επομένη ενότητα. Επίσης, στοιχεία όπως άζωτο (N) και οξυγόνο (O) είναι πολύ δύσκολο να απουσιάζουν από τα στρώματα, λόγω της μεγάλης συγκέντρωσης τους μέσα στον ατμοσφαιρικό αέρα, αλλά και στο νερό (για το O). Επίσης δεδομένου ότι ο χρυσός (εκ παρασκευής) έχει κατακαθίσει πάνω στο φύλλο άνθρακα, υπάρχει σίγουρα μείξη των δυο στοιχείων αλλά και διάχυση άνθρακα μέσα στο πρώτο στρώμα (Layer 2 → Layer 1).

Τέλος ο παράγοντας της μορφολογίας του στόχου (Roughness) αποτελεί μια από τις μεταβλητές παραμέτρους του SIMNRA και έγινε εκτενής χρήση της κατά την ανάλυση. Η παράμετρος αυτή επηρεάζει την μορφή των κορυφών στα φάσματα τόσο στην εξομάλυνση των απότομων μεταβολών τους, όσο και στην «ασυμπτωτική» μορφή που δίνει στις καμπύλες τους (κορυφές με ουρά) προς τα χαμηλότερα κανάλια (βλέπε εικόνα 3.11). Αυτό λειτουργεί κατά κάποιο τρόπο ανταγωνιστικά με την παράμετρο της συγκέντρωσης των στοιχείων του στόχου, συνεπώς η επιρροή του Roughness στα φάσματα είναι ζωτικής σημασίας για την ανάλυση που κάνουμε (προσπάθεια εύρεσης σύστασης και πάχους του στόχου). Η απόφαση να αποδώσουμε το σχήμα των καμπυλών στο Roughness και όχι στη συγκέντρωση στηρίχτηκε σε τέσσερις βασικές κορυφές τις: $Si(d,d)$, $C(d,d)$, $Au(d,d)$ και $C(d,p_0)$. Μεταβάλλοντας την παράμετρο της συγκέντρωσης, είχαμε μόνο τοπική

βελτίωση (κάθε κορυφή μεμονωμένα) και αποκλίσεις σε όλο το υπόλοιπο φάσμα. Αντίθετα με την εφαρμογή μιας και μόνο παραμέτρου για την μορφολογία του στόχου, παρατηρήθηκε ότι η προσομοίωση αναπαρήγαγε ταυτόχρονα και τις τέσσερις κορυφές με τον βέλτιστο δυνατό τρόπο (βλέπε εικόνα 3.11). Στον καθορισμό της παραμέτρου του Roughness, μεγαλύτερη βαρύτητα είχε η κορυφή Si(d,d). Έπρεπε να δοθεί μια τιμή η οποία πρώτα να εξομαλύνει την γωνία της καμπύλης αυτής σε ικανοποιητικό βαθμό και έπειτα να αναπαράγει τις υπόλοιπες κορυφές των Au(d,d), C(d, ρ_0) και C(d, d_0).

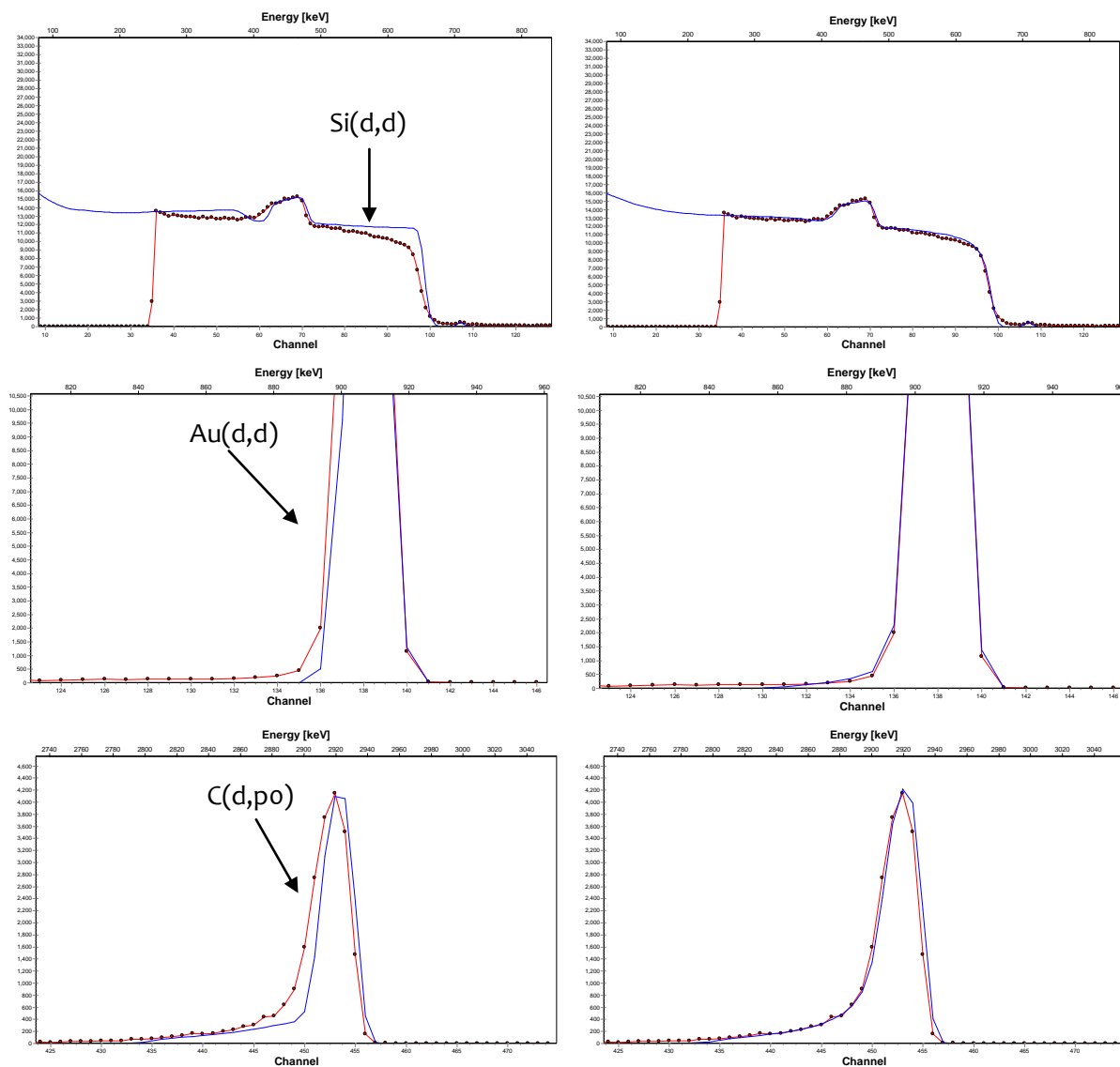


Εικόνα 3.10: Επίδραση της παραμέτρου του Roughness στην μορφή της κορυφής Si(d,d).

Πάνω: Προσομοίωση χωρίς την εφαρμογή της παραμέτρου

Κάτω: Προσομοίωση με επιλογή του μοντέλου «λείο φιλμ πάνω σε τραχύ

Γνωρίζοντας ότι ο στόχος αποτελείται από: α) λείο αλλά αλλοιωμένο στρώμα α-C:D καθήμενο σε υπόστρωμα πυριτίου απείρου πάχους και β) από πολύ λεπτό στρώμα χρυσού εξαχνωμένο σε λεπτό φύλλο άνθρακα, βάση των μοντέλων που χρησιμοποιεί το πρόγραμμα [31], όπως περιγράφουμε στο Παράρτημα Α (σελ.), επιλέξαμε την περίπτωση λεπτού φιλμ πάνω σε τραχύ υπόστρωμα, με παράμετρο του FWHM στις 120° , κατανομή Lorentz και $N=24$ στον αριθμό φασμάτων υπέρθεσης. Αποκλείσαμε το ενδεχόμενο της περίπτωσης τραχέος φιλμ σε λείο υπόστρωμα, καθώς δεν υπήρχε καμιά μεταβολή στα φάσματα προσομοίωσης, με εναλλαγή των παραμέτρων αυτών.



Εικόνα 3.11: Επίδραση της παραμέτρου του Roughness στην μορφή των κορυφών $Si(d,d)$, $Au(d,d)$ και $C(d,p_0)$, στο ίδιο φάσμα ταυτόχρονα.

Αριστερά: Προσομοίωση χωρίς την εφαρμογή της παραμέτρου

Δεξιά: Προσομοίωση με επιλογή του μοντέλου «λείο φιλμ πάνω σε τραχύ υπόστρωμα»

Δεδομένης της αβεβαιότητας που ενδέχεται να εισάγει η παράμετρος του Roughness στο πάχος του χρυσού, έγινε προσπάθεια εντοπισμού της επιρροής του στο αποτέλεσμα. Για μεγάλες εναλλαγές του FWHM ($\pm 70^\circ$) παρατηρήθηκαν έντονες επιρροές στις κορυφές και κυρίως στην $Au(d,d)$, με μεταβολή στο πάχος του χρυσού $\sim 13\%$. Στην ακραία περίπτωση όπου αφαιρέθηκε τελείως η παράμετρος του Roughness, παρατηρήθηκαν μεταβολές της τάξης του 28,5% στο πάχος του χρυσού και 30% στην συνολική ποσότητα άνθρακα μέσα στον στόχο. Παρόλα αυτά οι αβεβαιότητες αυτές δεν είναι πραγματικές διότι α) η πιθανότητα πλήρους απουσίας της παραμέτρου του Roughness είναι σχεδόν μηδενική (ανεξάρτητα από το μοντέλο που χρησιμοποιεί η προσομοίωση) και β) εναλλαγή στο FWHM της τάξης του $\pm 70^\circ$

δεν υφίσταται, διότι η τιμή πρέπει να αναπαράγει παραπάνω από ένα φάσματα σε διάφορες ενέργειες και γωνίες. Συνεπώς μέσα σε αυτό το πλαίσιο οι μέγιστες επιτρεπτές εναλλαγές του FWHM ήταν το πολύ $\pm 20^\circ$, κάτι που άφηνε σχεδόν αμετάβλητη την τιμή του πάχους.

Λαμβάνοντας λοιπόν υπόψη όλα τα παραπάνω φαινόμενα και κάνοντας πολλές προσπάθειες, καταφέραμε να βρούμε έναν συνδυασμό σύστασης - πάχους (και μορφολογίας στρωμάτων), τα οποία μπορούν να αναπαράγουν διάφορα πειραματικά φάσματα με αρκετά ικανοποιητική ακρίβεια. Σαφώς υπάρχουν άπειροι τέτοιοι συνδυασμοί που μπορούν να δώσουν το ίδιο αποτέλεσμα, αλλά είναι αδύνατον να διαφέρουν μεταξύ τους σε σημαντικό βαθμό (ειδικά στο πάχος του χρυσού). Συνεπώς η σύσταση που προτάθηκε με τον τρόπο αυτό είναι επαρκής ώστε να χρησιμοποιηθεί στους μετέπειτα υπολογισμούς.

Πίνακας Α					
	Layer 1	Layer 2	Layer 3	Layer 4	Layer 5
<i>Πάχος (At/cm^2):</i>	$98,7 \cdot 10^{15}$	$2100 \cdot 10^{15}$	$2804 \cdot 10^{15}$	$10000 \cdot 10^{15}$	$10000 \cdot 10^{18}$
<i>Στοιχεία/Σύσταση:</i>	Au (34.9 %) C (33.6 %) H (28.5 %) N (1 %) O (0.9 %)	C (70.7 %) H (20.4%) N (1 %) O (0.9 %) B (7 %)	D (32.4%) C (44%) H (21.4%) N (1.3%) O (1%)	Si (80%) C (11%) H (4.2%) N (3%) O (1.8%)	Si (100%)

Η ύπαρξη βορίου (B) στο φύλλο άνθρακα είναι τεχνικό λάθος και οφείλεται σε παλαιότερη αποτυχημένη προσπάθεια εξαχνωσης B στον στόχο. Επιπλέον, η απρόβλεπτη μορφολογία του στρώματος α-C:D, όπως συζητήθηκε εκτενώς, προκάλεσε ιδιομορφίες στο πίσω μέρος της κορυφής Si(d,d) οι οποίες ήταν αδύνατον να καλυφθούν από τα μορφολογικά μοντέλα του SIMNRA. Το πρόβλημα ξεπεράστηκε με την προσθήκη του Layer 4, μέσω του οποίου καλύπτουμε τα γεγονότα που προκύπτουν, όταν η δέσμη συναντά τα ρήγματα της επιφάνειας του α-C:D. Σε αυτή την περίπτωση τα δευτέρια προσπίπτουν άμεσα το πυρίτιο του υποστρώματος και σε συνδυασμό με τον άνθρακα του ρήγματος δίνεται η ψευδαίσθηση διάχυσης των δυο στοιχείων (κάτι που αποκλείεται λόγω χημικών ιδιοτήτων). Έχοντας ως δείκτη αναφοράς την παραπάνω σύσταση (πίνακας Α), επαναλάβαμε την διαδικασία προσομοίωσης σε 6 συνολικά φάσματα, ώστε να επιβεβαιώσουμε κατά πόσο ισχύουν οι υποθέσεις μας (κάτι το οποίο επαληθεύτηκε). Έτσι χρησιμοποιώντας κάθε φορά την επιλογή fitting του SIMNRA γινόταν η εκτίμηση του πάχους του χρυσού (μέσω της μεθόδου χ^2 - minimization) και από το σύνολο των τιμών που υπολογίστηκαν σε κάθε περίπτωση, προέκυψε η μέση τιμή την οποία και θέσαμε ως τελικό πάχος. Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται τα αριθμητικά

αποτελέσματα αυτής της ανάλυσης. Αναφορικά να πούμε ότι το μοντέλο αυτό, δοκιμάστηκε μετέπειτα σε 20 συνολικά φάσματα δίνοντας ικανοποιητικά αποτελέσματα (παράρτημα Β σελ. 70).

<i>Φάσμα:</i> <i>Γωνία - Ενέργεια</i> <i>(Deg - keV)</i>	170-950	170-1000	170 -1050	160-950	160-1000	160-1050
<i>Πάχος Au:</i> <i>(At/cm²)</i>	35,3·10 ¹⁵	34,3·10 ¹⁵	34,8 ·10 ¹⁵	34,8·10 ¹⁵	34 ·10 ¹⁵	34 ·10 ¹⁵
<i>Μέσος όρος</i>		34,5·10 ¹⁵ (At/cm ²)				

Στον υπολογισμό του σφάλματος στο πάχος που υπολογίσαμε με τον τρόπο αυτόν, λάβαμε υπόψη μας την εξάρτηση του από το Stopping Power. Αυτή η εξάρτηση είναι που καθορίζει την πραγματική αβεβαιότητα στην μέση τιμή του πάχους και όχι το στατιστικό σφάλμα που προκύπτει από τις τιμές του πίνακα Β (το οποίο είναι πολύ μικρότερο). Συνεπώς έπρεπε με κάποιον τρόπο να δούμε πως μεταβάλλεται η τιμή του πάχους που εκτιμούν οι επαναληπτικές μέθοδοι, εάν μεταβάλλουμε το stopping power των σωματιδίων μέσα στο στόχο. Για κάθε φάσμα προσομοίωσης που υπολογίζει το πρόγραμμα, χρησιμοποιεί κάποιες τιμές φυσικών παραμέτρων (πχ stopping power) τις οποίες διαβάζει από συγκεκριμένες βάσεις δεδομένων. Για την παράμετρο του stopping power το SIMNRA διαθέτει τέσσερις βάσεις, εκ των οποίων οι δυο σημαντικότερες στηρίζονται σε τιμές των Andersen/Ziegler και Ziegler/Biersack αντίστοιχα [29-30]. Οι δύο αυτοί πίνακες διαφέρουν λίγο μεταξύ τους και μάλιστα το πρόγραμμα αφήνει τον χρήστη να επιλέξει ποιον θα χρησιμοποιήσει κάθε φορά, κάτι το οποίο μπορέσαμε να εκμεταλλευτούμε για την ανάγκη του υπολογισμού του ζητούμενου σφάλματος. Συνεπώς εκτελέσαμε την μέθοδο που περιγράψαμε δυο φορές, χρησιμοποιώντας τους δυο διαφορετικούς πίνακες τιμών και καταφέραμε να δούμε πως μεταβάλλεται το εκτιμώμενο πάχος χρυσού συναρτήσει του Stopping Power. Στον πίνακα Γ παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης.

Πίνακας Γ		
<i>Φάσμα:</i> <i>Γωνία - Ενέργεια</i> <i>(Deg - keV)</i>	<i>Πάχος Au (At/cm²)</i> <i>Andersen/Ziegler</i>	<i>Πάχος Au (At/cm²)</i> <i>Ziegler/Biersack</i>
160 – 950	36,9·10 ¹⁵	34,8·10 ¹⁵
160 – 1000	35,4·10 ¹⁵	34·10 ¹⁵
160 – 1050	35,8·10 ¹⁵	34·10 ¹⁵
170 – 950	36,9·10 ¹⁵	35,3·10 ¹⁵
170 – 1000	35,8·10 ¹⁵	34,3·10 ¹⁵
170 – 1050	36,8·10 ¹⁵	34,8·10 ¹⁵
Συνολική τυπική απόκλιση:		1,02·10 ¹⁵ (At/cm ²)

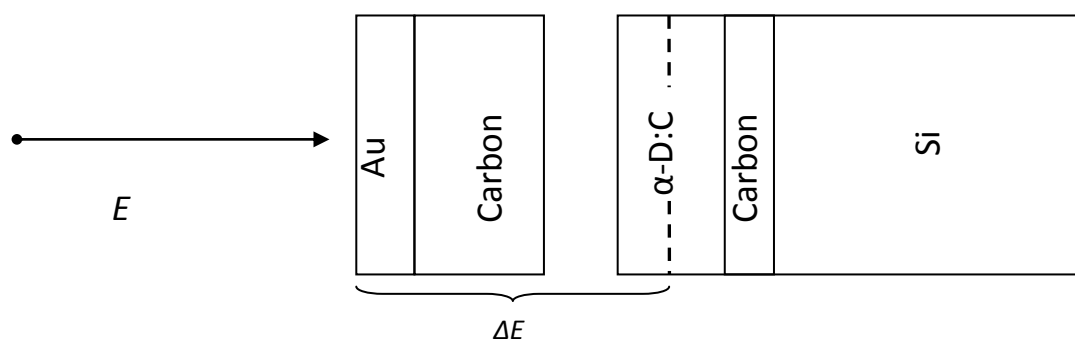
Με την παραπάνω διαδικασία εκτιμάται ακρίβεια της τάξης του 3% όμως δεδομένου ότι οι υπολογισμοί των τιμών για το stopping power παρουσιάζουν σφάλματα έως και 4%, κρίθηκε ορθότερο να αποδοθεί αβεβαιότητα στο πάχος του χρυσού ίση με 5%. Επομένως τελικά έχουμε:

Πάχος Au (N_{Au}):	$(34,5 \pm 1,7) \cdot 10^{15} (At/cm^2)$
------------------------	--

Η ακρίβεια του 5% στην τιμή αυτή είναι ικανοποιητική αλλά και λογική συγκριτικά με αντίστοιχες εκτιμήσεις. Έχοντας καλή ακρίβεια στο πάχος του χρυσού και δεδομένης της υψηλής ακρίβειας στο πάχος του δευτερίου θα μας επιτραπεί να ελαχιστοποιήσουμε το σφάλμα των τελικών τιμών στις διαφορικές ενεργές διατομές, όπως θα δούμε σε παρακάτω ενότητα.

3.6 Διόρθωση της ενέργειας

Όπως γνωρίζουμε, όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο κινείται εντός της ύλης, χάνει ενέργεια κυρίως λόγω των Η/Μ αλληλεπιδράσεων με τα ηλεκτρόνια των ατόμων που συναντά. Συνεπώς τα σωματίδια της δέσμης, δεδομένου ότι έχουν κινηθεί πρωτίστως στα στρώματα χρυσού και άνθρακα, έχουν χάσει ένα μέρος της ενέργειάς τους πριν ακόμα βρεθούν στην περιοχή του δευτερίου. Αυτή η απώλεια είναι αναγκαίο να υπολογιστεί, προκειμένου οι τιμές των ενεργών διατομών που θα υπολογίσουμε, να αποδοθούν στην πραγματική ενέργεια δέσμης (όταν συναντά το στρώμα δευτερίου) και όχι την αρχική (πριν φτάσει στον στόχο). Συνεπώς εκτός από την χρήση τους στους υπολογισμούς της εξίσωσης 3.5, η επίγνωση τόσο του πάχους όσο και της σύστασης όλων των στρωμάτων του στόχου, είναι αναγκαία για να μπορεί να γίνει αυτή η διόρθωση. Εδώ πρέπει να σημειωθεί κάτι πολύ σημαντικό: δεδομένου ότι το στρώμα δευτερίου έχει ένα συγκεκριμένο πάχος, αντιλαμβανόμαστε ότι τα εισερχόμενα ιόντα της δέσμης συναντούν με άλλη ενέργεια την αρχική επιφάνεια του και με διαφορετική την επιφάνεια στο πέρασ του.



Εικόνα 3.12: Εγκάρσια διατομή στόχου

Λόγω αυτού του φαινομένου, η τελική διόρθωση θα γίνει με βάση την ενέργεια που έχουν χάσει τα ιόντα μέχρι το μέσο του πάχους του στόχου δευτερίου (εικόνα 3.12). Έχοντας βρει την σύσταση των αρχικών στρωμάτων (Πίνακας Α), με χρήση του προγράμματος SRIM έγινε ο υπολογισμός της απώλειας (dE/dx) ως συνάρτηση της ενέργειας. Τα δυο αυτά μεγέθη συνδέονται μεταξύ τους μέσω της παρακάτω γενικευμένης εκθετικής σχέσης:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)(E) = A \cdot e^{-aE} + B \quad (3.8)$$

και η αβεβαιότητα της, υπολογισμένη με την μέθοδο διάδοσης σφαλμάτων είναι:

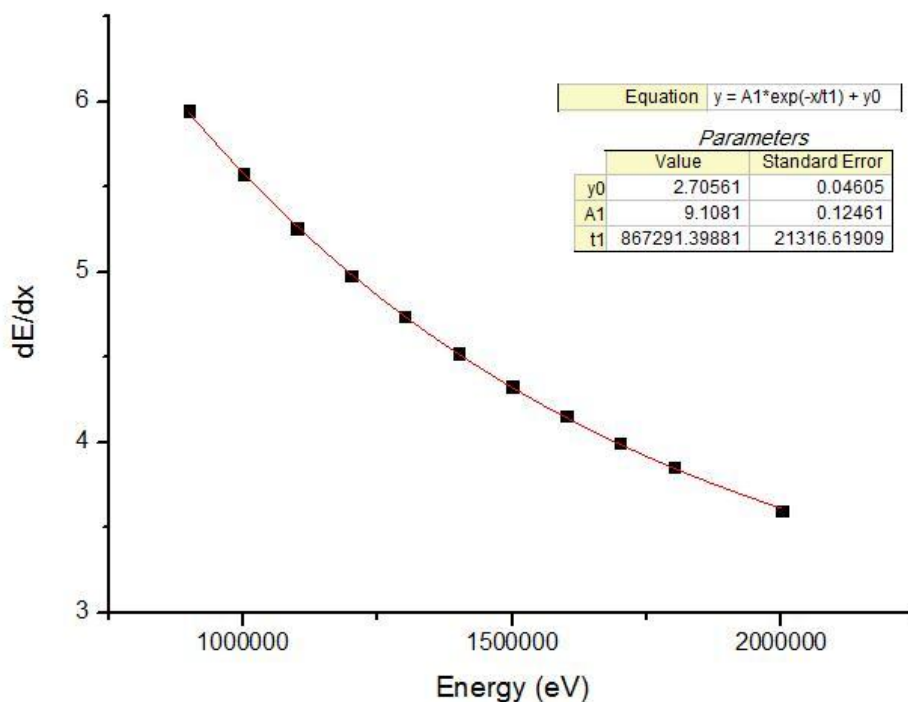
$$\delta\left(\frac{dE}{dx}\right) = \sqrt{(\alpha \cdot A \cdot e^{-aE} \cdot \delta E)^2} \quad (3.9)$$

Το λογισμικό SRIM, εκτελώντας τεχνικές Monte Carlo⁵, δίνει την δυνατότητα στον χρήστη να δημιουργήσει προσομοιώσεις κίνησης σωματιδίων, κυρίως ιόντων, μέσα στην ύλη. Από τις προσομοιώσεις αυτές διεξάγονται θεωρητικοί υπολογισμοί διαφόρων χαρακτηριστικών όπως της μέσης απόστασης που θα διανύσουν τα ιόντα, την απώλεια ενέργειας τους (Stopping Power) και την τροχιά τους (πχ λόγω Straggling), μέσα σε στρώματα αποτελούμενα από κάθε είδους στοιχεία (ανάλογα με τις παραμέτρους που ορίζει ο χρήστης). Συνεπώς θέτοντας στο πρόγραμμα: α) τύπο δέσμης ιόντων (δευτερίου), β) ενέργειες ιόντων (900-2000 keV) και γ) έναν αριθμό στρωμάτων πάχους και σύστασης ίδιας με αυτήν του πραγματικού στόχου (βάση όσων υπολογίσαμε παραπάνω), καταφέραμε να υπολογίσουμε την απώλεια ενέργειας των δευτερίων της δέσμης στο μήκος του στόχου μέχρι και το μέσο του στρώματος δευτερίου. Ο παρακάτω πίνακας περιγράφει τα αποτελέσματα από το SRIM.

Ενέργεια ιόντων (keV)	dE/dx (eV / $\cdot 10^{15}$ At/cm ²)
900	5.945
1000	5.575
1100	5.257
1200	4.980
1300	4.737
1400	4.521
1500	4.328
1600	4.154
1700	3.996

⁵ <http://www.chem.unl.edu/zeng/joy/mclab/mcintro.html>

Με την βοήθεια του προγράμματος Origin έγινε γραφική αναπαράσταση των σημείων αυτών, με στόχο να υπολογιστούν οι συντελεστές της εκθετικής εξίσωσης (3.8) που περνά πάνω από αυτά. Στην εικόνα 3.13 παρουσιάζεται η προσεγγιστική καμπύλη.

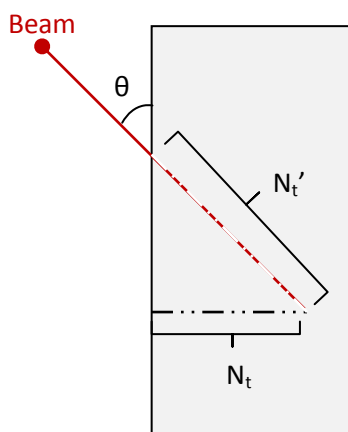


Εικόνα 3.13: Εκθετική καμπύλη του Stopping Power των δευτερίων της δέσμης, μέσα στον στόχο.

Έχοντας λοιπόν βρει τη σχέση που συνδέει την απώλεια ενεργειας ανά μονάδα μήκους και ανά μονάδα ενέργειας, έγινε δυνατός ο υπολογισμός της συνολικής ενέργειας που χάθηκε (energy loss) μέσα στον στόχο, για κάθε ενέργεια δέσμης ξεχωριστά. Η ενέργεια αυτή δίνεται από τη σχέση:

$$En.Loss = \left(\frac{dE}{dx} \right) \cdot N_t \quad (3.10)$$

όπου N_t είναι το μήκος (ή πιο συγκεκριμένα το πάχος μετρημένο σε At/cm^2) του στόχου στο οποίο κινήθηκαν τα ιόντα. Όπως γίνεται κατανοητό, το πάχος αυτό θα είναι το άθροισμα των στρωμάτων μέχρι και το μέσο του στρώματος δευτερίου. Στο πρώτο πείραμα που έγιναν μετρήσεις στις 140° - 170° , ο στόχος ήταν τοποθετημένος κάθετα στον άξονα της δέσμης, ενώ στο δεύτερο πείραμα (100° - 130°), ο στόχος ήταν στραμμένος κατά 45° . Αυτή η κλίση, αυξάνει το συνολικό πάχος του στόχου που συναντά η δέσμη. Συνεπώς για τα δυο πειράματα η απώλεια ενέργειας διαφέρει λόγω αυτού του αυξημένου πάχους (βλέπε εικ. 3.14).



Εικόνα 3.14: Αύξηση πάχους του στόχου λόγω γωνίας πρόσπτωσης

Η σχέση που ισχύει για το πάχος του στόχου σε τέτοιες γενικές περιπτώσεις είναι:

$$N_t' = \frac{N_t}{\sin \theta} \quad (3.11)$$

Με την εξίσωση (3.11) για $\theta=45^\circ$ υπολογίσαμε το πάχος του στόχου στο δεύτερο πείραμα και κάναμε ξεχωριστούς υπολογισμούς. Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται οι τιμές του πάχους για τις δυο περιπτώσεις:

Πείραμα	N_t (At/cm ²)
(140 ⁰ – 170 ⁰)	$3600.7 \cdot 10^{15}$
(100 ⁰ – 130 ⁰)	$5092.2 \cdot 10^{15}$

Έτσι από την εξ. (3.10) και τις παραπάνω τιμές έγινε ο υπολογισμός της απώλειας ενέργειας. Έπειτα αφαιρώντας την ενέργεια αυτή από την αρχική ενέργεια της δέσμης, κάναμε την τελική διόρθωση. Σημαντικό είναι να πούμε ότι το σφάλμα στην ενέργεια της δέσμης (Ripple) είναι 0.16% και είναι υπολογισμένο βάσει της ενεργειακής βαθμονόμησης, η οποία είχε γίνει πριν ξεκινήσει το πείραμα. Το σφάλμα αυτό οφείλεται καθαρά και μόνο στην επιταχυντική διάταξη και είναι αυτό που συμβάλλει περισσότερο στην τελική αβεβαιότητα των υπολογισμών μας. Το σφάλμα της απώλειας ενέργειας βάσει της εξ. (3.9) ήταν πρακτικά αμελητέο και δεν λήφθηκε υπόψη στους υπολογισμούς. Εν κατακλείδι βάση όλων όσων αναφέρθηκαν στις παραγράφους αυτές, έγινε η τελική διόρθωση στην ενέργεια, τα αποτελέσματα της οποίας παρουσιάζονται στον Πίνακα Δ.

Πίνακας Δ				
	Πείραμα 1 ^ο : (140 ^ο – 170 ^ο)		Πείραμα 2 ^ο : (100 ^ο – 130 ^ο)	
Ενέργεια δέσμης: E_{d-Lab} (keV)	Απώλεια ενεργειας στον στόχο σε keV (Energy Loss)	Τελική ενέργεια E_{d-Lab} (keV)	Απώλεια ενεργειας στον στόχο σε keV (Energy Loss)	Τελική ενέργεια E_{d-Lab} (keV)
900 ± 2	21	879 ± 2	30	870 ± 2
950 ± 2	21	929 ± 2	29	921 ± 2
1000 ± 2	20	980 ± 2	28	972 ± 2
1050 ± 2	19	1031 ± 2	28	1022 ± 2
1100 ± 2	19	1081 ± 2	27	1073 ± 2
1150 ± 2	18	1132 ± 2	26	1124 ± 2
1200 ± 2	18	1182 ± 2	25	1175 ± 2
1250 ± 2	17	1233 ± 2	25	1225 ± 2
1300 ± 2	17	1283 ± 2	24	1276 ± 2
1350 ± 2	17	1333 ± 2	24	1326 ± 2
1400 ± 2	16	1384 ± 2	23	1377 ± 2
1450 ± 2	16	1434 ± 2	22	1428 ± 2
1500 ± 2	16	1484 ± 2	22	1478 ± 2
1550 ± 2	15	1535 ± 2	22	1528 ± 2
1600 ± 3	15	1585 ± 3	21	1579 ± 3

3.7 Τελικά αποτελέσματα

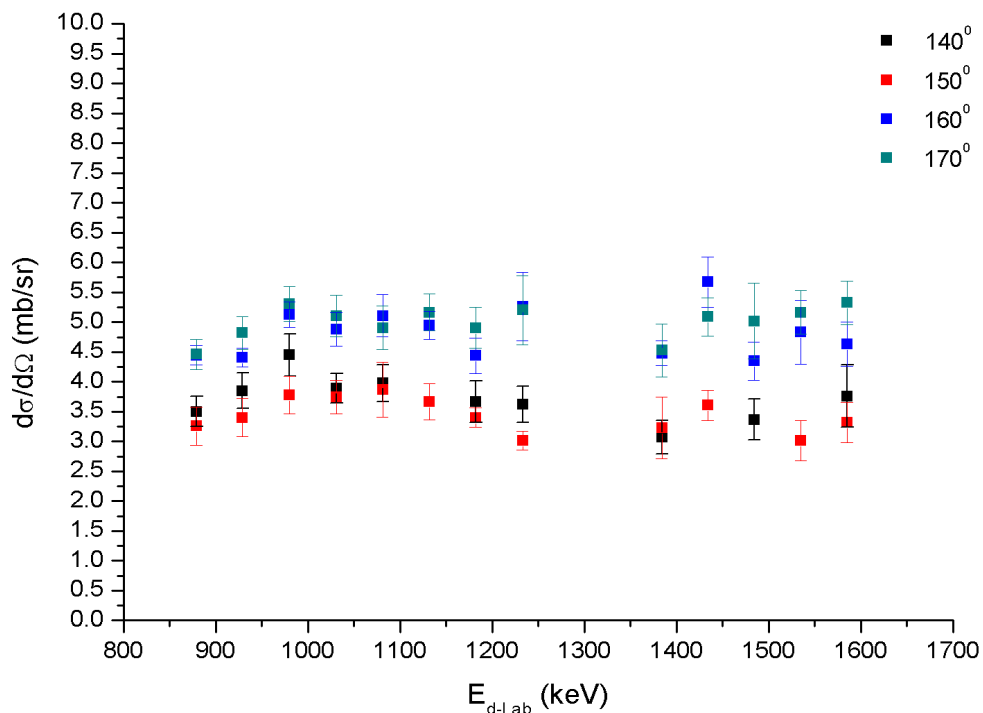
Έχοντας υπολογίσει στις παραπάνω ενότητες, το ζητούμενο πάχος του χρυσού και έχοντας κάνει την απαιτούμενη ανάλυση των κορυφών στα φάσματα, υπολογίστηκαν οι τελικές τιμές των διαφορικών ενεργών διατομών της αντίδρασης $^2\text{H}(d,p)$ μέσω της εξίσωσης (3.5) και των σφαλμάτων μέσω της (3.6) (καταχρηστικά όπως εξηγήθηκε στην ενότητα 3.1). Οι υπολογισμοί έγιναν στις ενέργειες από 900 keV μέχρι 1600keV με βήμα 50 keV στις γωνίες 140^ο-170^ο και 100^ο-130^ο με βήμα 10^ο. Παρ'όλα αυτά, όπως θα εξηγήσουμε αναλυτικά στο αμέσως επόμενο κεφάλαιο, μερικά σημεία έχουν εξαιρεθεί διότι ήταν αδύνατη η ολοκλήρωση των χρήσιμων κορυφών στα φάσματα. Κύρια προβλήματα ήταν α) η επικάλυψη της κορυφής πρωτονίων της $^2\text{H}(d,p)$, από παρασιτικές αντιδράσεις τύπου (d,p) και (d, α) από ισότοπα πυριτίου (Si) του υποστρώματος, β) η δυσκολία στην ολοκλήρωση της κορυφής Au(d,d), επίσης λόγω παρασιτικών κορυφών. Αυτό το πρόβλημα ήταν εξαιρετικά έντονο στο πείραμα των 100^ο-130^ο από το οποίο έχουν αφαιρεθεί πάρα πολλά σημεία. Επίσης στο

ίδιο πείραμα έχουν αφαιρεθεί όλα τα σημεία στις 100° , καθώς ήταν αδύνατη η ολοκλήρωση των κορυφών του χρυσού λόγω έντονου pile-up. Το πρόβλημα του pile-up στις κορυφές των ελαστικών σκεδάσεων είναι αναμενόμενο όσο προχωράμε σε πιο μπροστινές γωνίες, καθώς σε εκείνα τα σημεία η ροή σωματιδίων είναι εξαιρετικά μεγάλη. Τέλος να αναφέρουμε ότι το σφάλμα στις γωνίες είναι μικρότερο από $\pm 0.05^\circ$ όπως παρουσιάζουμε και στο κεφάλαιο 2. Στους παρακάτω πίνακες (Ε και ΣΤ) παρουσιάζονται οι τελικοί υπολογισμοί, με το μέσο σφάλμα των μετρήσεων του πρώτου πειράματος ($140^\circ - 170^\circ$) να ανέρχεται γενικά στο 8%, με ακραίες τιμές τα 3.1% και 16%.

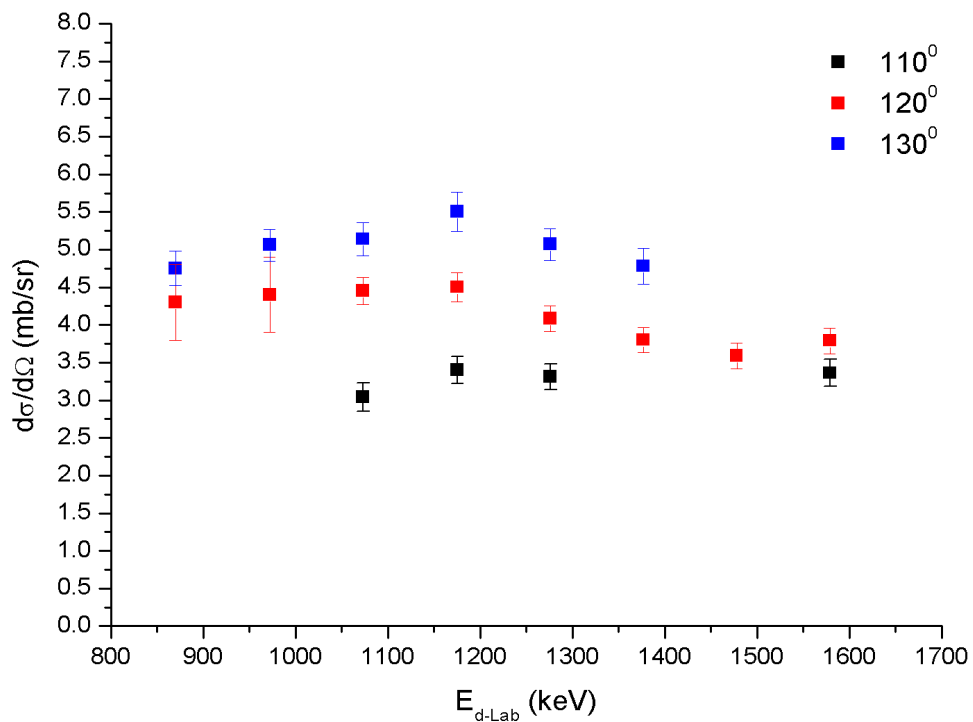
Πίνακας Ε		$d\sigma/d\Omega \pm \delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)							
		140°		150°		160°		170°	
E_{d-Lab} (keV)		$d\sigma/d\Omega$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$	$d\sigma/d\Omega$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$	$d\sigma/d\Omega$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$	$d\sigma/d\Omega$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$
879 ± 2		3.50	0.26	3.26	0.32	4.44	0.17	4.46	0.25
929 ± 2		3.85	0.30	3.40	0.32	4.41	0.16	4.82	0.27
980 ± 2		4.45	0.35	3.78	0.32	5.13	0.21	5.31	0.29
1031 ± 2		3.89	0.25	3.75	0.28	4.88	0.28	5.10	0.35
1081 ± 2		3.97	0.31	3.87	0.46	5.11	0.36	4.91	0.37
1132 ± 2		-	-	3.67	0.31	4.95	0.24	5.17	0.30
1182 ± 2		3.67	0.35	3.40	0.17	4.44	0.29	4.91	0.34
1233 ± 2		3.62	0.30	3.02	0.16	5.26	0.57	5.20	0.58
1384 ± 2		3.07	0.28	3.23	0.52	4.48	0.21	4.53	0.44
1434 ± 2		-	-	3.61	0.25	5.67	0.42	5.09	0.32
1484 ± 2		3.37	0.34	-	-	4.35	0.32	5.02	0.64
1535 ± 2		-	-	3.02	0.34	4.83	0.53	5.16	0.36
1585 ± 3		3.76	0.52	3.32	0.34	4.63	0.37	5.33	0.36

Η μέση τιμή του σφάλματος των μετρήσεων του δεύτερου πειράματος ($100^\circ - 130^\circ$) ανέρχεται στο 5.5%, με ακραίες τιμές τα 4.2% και 11.6%. Έπειτα ακολουθούν τα αποτελέσματα σε γραφική μορφή και ο επιπλέον σχολιασμός.

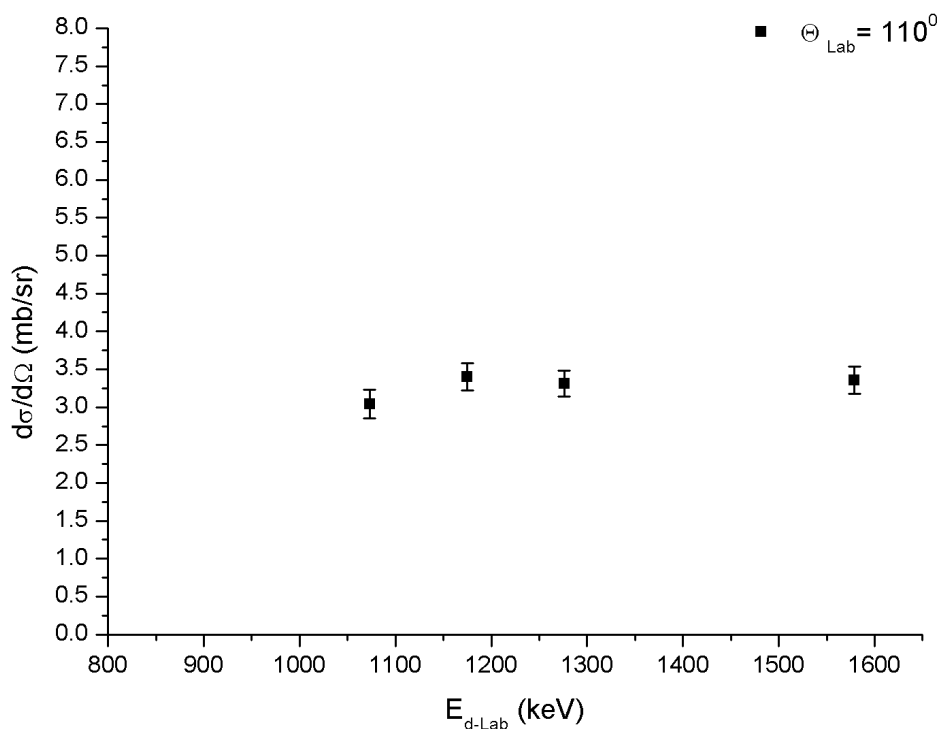
Πίνακας ΣΤ		$d\sigma/d\Omega \pm \delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)					
		110°		120°		130°	
E_{d-Lab} (keV)		$d\sigma/d\Omega$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$	$d\sigma/d\Omega$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$	$d\sigma/d\Omega$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$
870 ± 2		-	-	4.3	0.5	4.75	0.23
972 ± 2		-	-	4.4	0.5	5.06	0.21
1073 ± 2		3.04	0.19	4.45	0.18	5.14	0.22
1175 ± 2		3.40	0.18	4.50	0.19	5.50	0.26
1276 ± 2		3.31	0.17	4.08	0.17	5.07	0.21
1377 ± 2		-	-	3.80	0.17	4.78	0.24
1478 ± 2		-	-	3.59	0.17	-	-
1579 ± 3		3.36	0.18	3.79	0.17	-	-



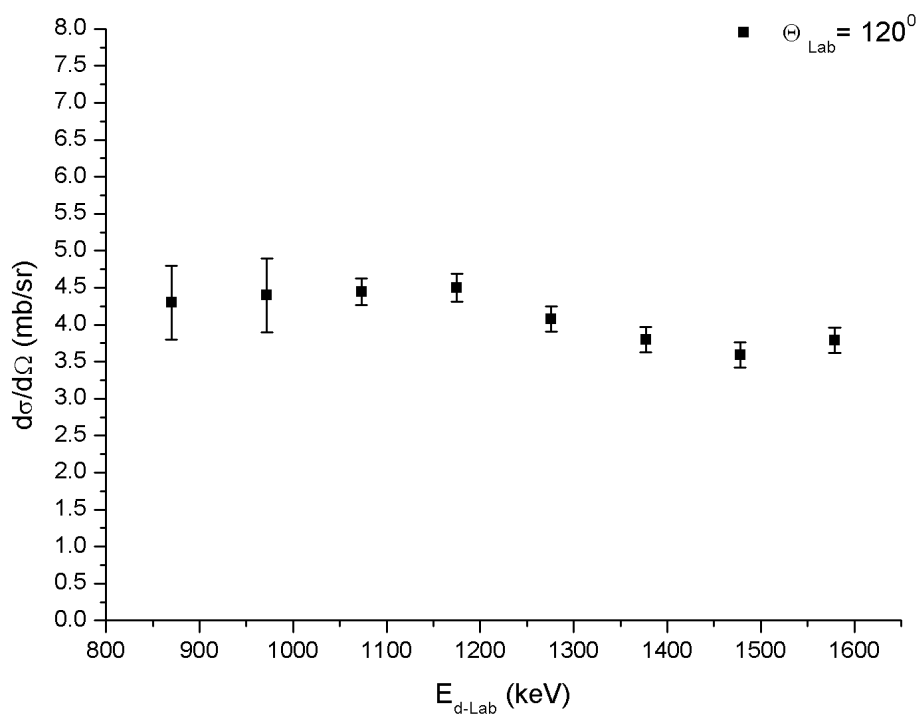
Γράφημα I: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $D(d,p)$ στις 140° - 170° , για ενέργειες $E_{d-Lab} = 900$ - 1600 keV



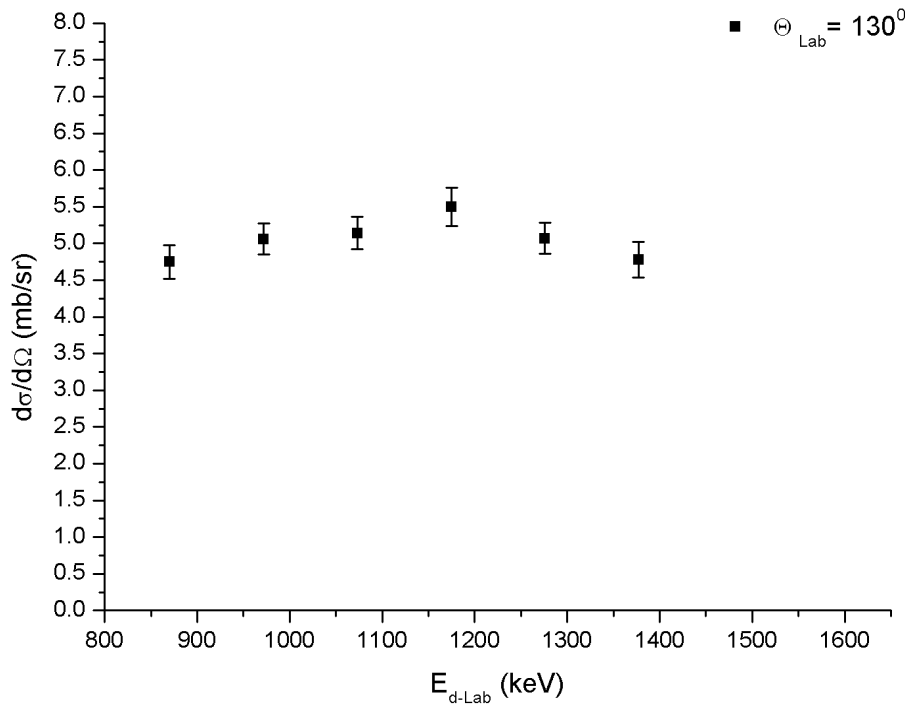
Γράφημα II: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $D(d,p)$ στις 110° - 130° , για ενέργειες $E_{d-Lab} = 900$ - 1600 keV



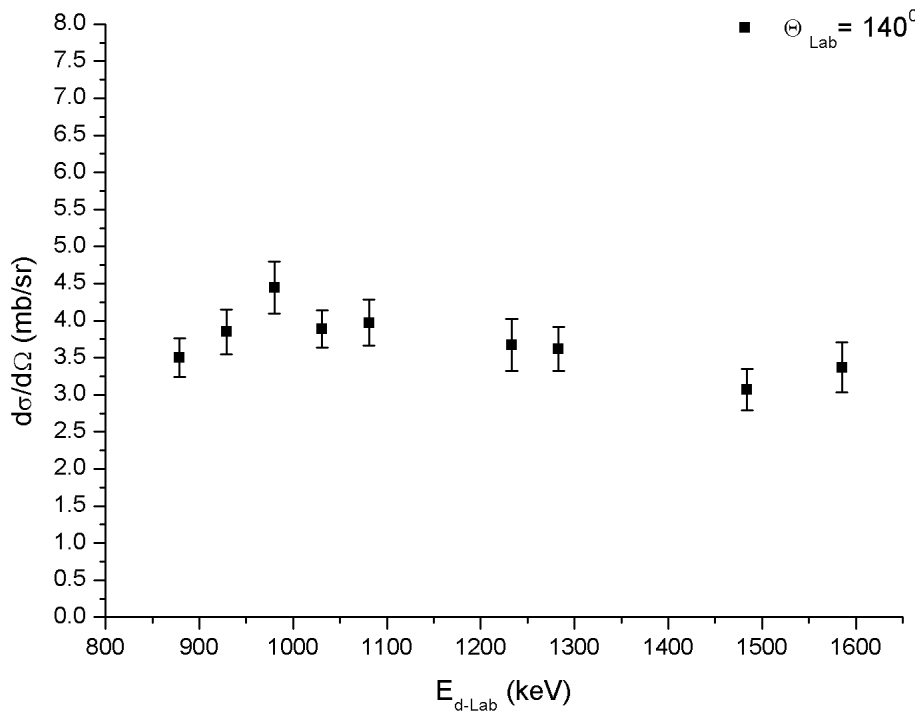
Γράφημα III: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $D(d,p)$ στις 110° , για ενέργειες $E_{d\text{-Lab}} = 900\text{-}1600$ keV



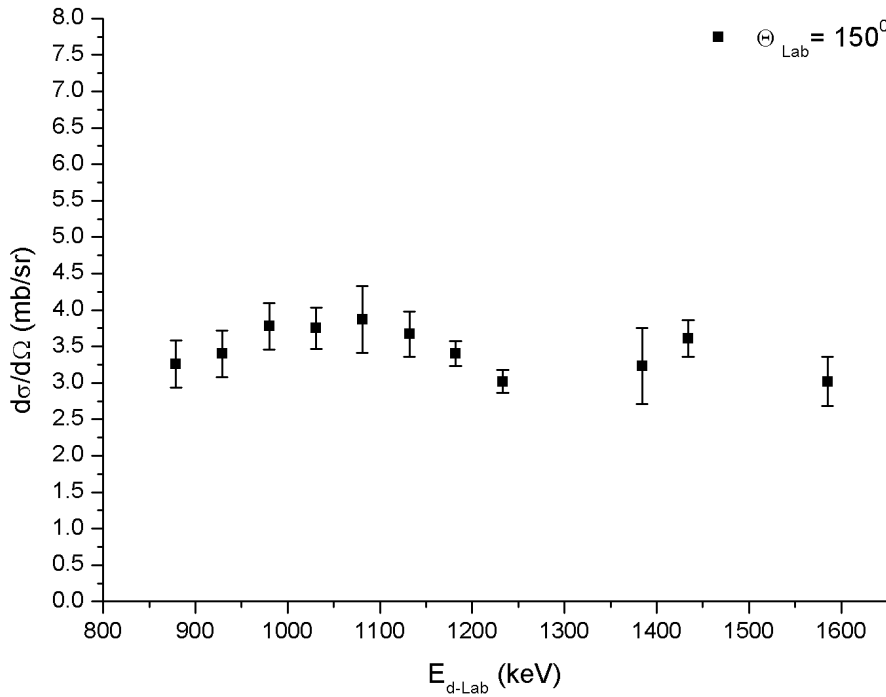
Γράφημα IV: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $D(d,p)$ στις 120° , για ενέργειες $E_{d\text{-Lab}} = 900\text{-}1600$ keV



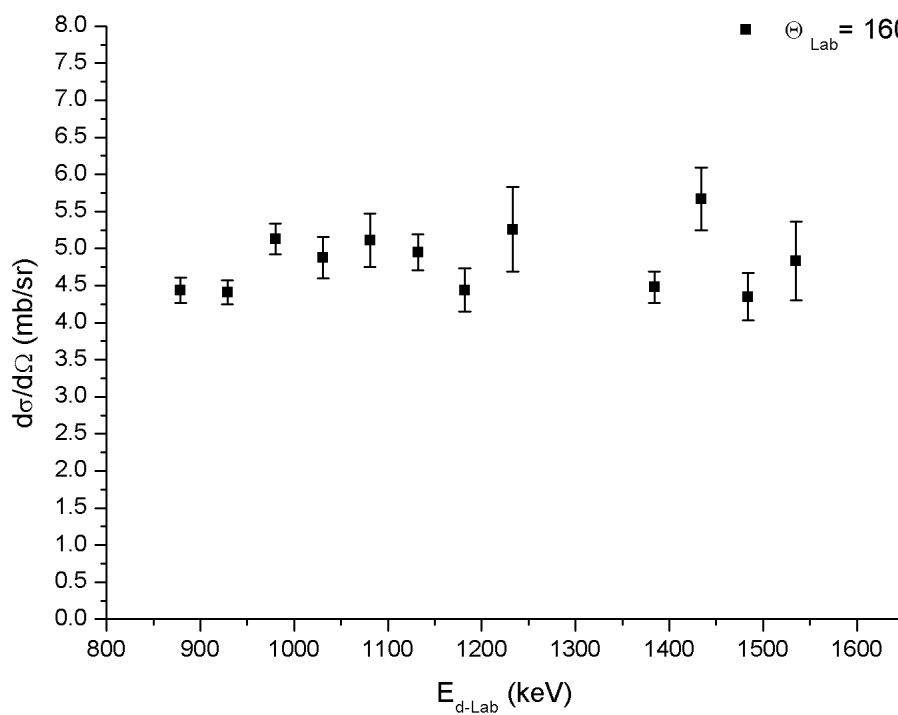
Γράφημα V: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $D(d,p)$ στις 130° , για ενέργειες $E_{d-Lab} = 900-1600$ keV



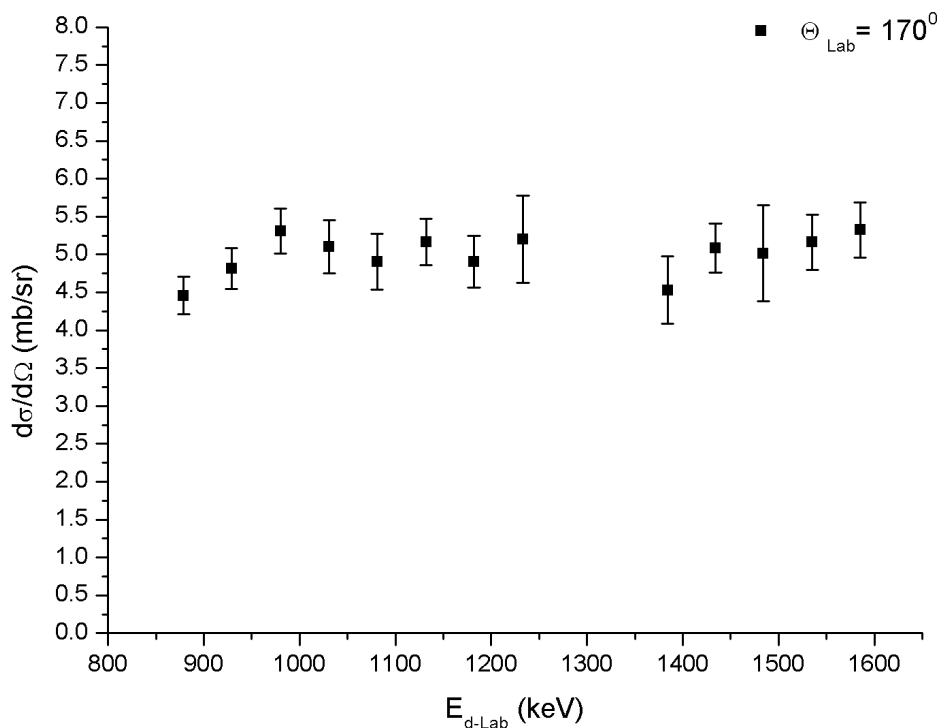
Γράφημα VI: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $D(d,p)$ στις 140° , για ενέργειες $E_{d-Lab} = 900-1600$ keV



Γράφημα VII: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $D(d,p)$ στις 150° , για ενέργειες $E_{d-Lab} = 900-1600$ keV



Γράφημα VIII: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $D(d,p)$ στις 160° , για ενέργειες $E_{d-Lab} = 900-1600$ keV



Γράφημα ΙΧ: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $D(d,p)$ στις 120° , για ενέργειες $E_{d\text{-Lab}} = 900\text{-}1600$ keV

Παρατηρούμε ότι η μεγαλύτερη αβεβαιότητα εμφανίστηκε σε ορισμένες τιμές των 120° . Αυτή η αυξημένη αβεβαιότητα στα σημεία αυτά υπάρχει λόγω των ολοκληρώσεων στην κορυφή $\text{Au}(d,d)$, όπου εξαιτίας του pile up συμπεριλήφθησαν οριακά. Επιπλέον όπως φάνηκε και από τα διαγράμματα εξαιρέθηκαν τα σημεία των ενεργειών 1300keV και 1350 keV σε όλες τις γωνίες από 140° μέχρι 170° . Σε αυτό το ενεργειακό εύρος η ενεργός διατομή παρουσίασε συντονιστική συμπεριφορά η οποία κρίθηκε ότι χρήζει περαιτέρω διερεύνησης. Για τον λόγο αυτό τα σημεία αυτά έχουν εξαιρεθεί από τα τελικά αποτελέσματα και στο επόμενο κεφάλαιο θα γίνει πιο εκτενής συζήτηση γύρω από αυτά, αλλά και γύρω από την γενική συμπεριφορά της διαφορικής ενεργού διατομής που μετρήθηκε.

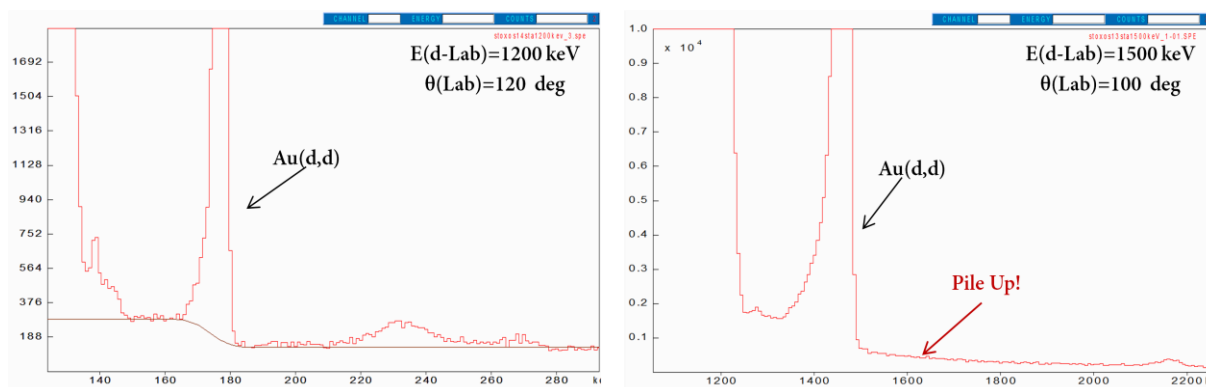
4

Σχολιασμός αποτελεσμάτων & συμπεράσματα

Στο πείραμα αυτό έγινε ο υπολογισμός των ενεργών διατομών της αντίδρασης $D(d,p)^3H$ για ενέργειες E_{d-Lab} μεταξύ 900 - 1600 keV με βήμα 50 keV, στις γωνίες 100° έως 170° με βήμα 10° . Κύριος σκοπός των δεδομένων αυτών είναι η χρήση τους σε αναλύσεις χωρικού προφίλ δευτερίου στα πλαίσια της d-NRA. Έχοντας ολοκληρώσει την ανάλυση των δεδομένων με τον τρόπο που περιγράψαμε στο κεφάλαιο 3, θα προχωρήσουμε σε μια συζήτηση των αποτελεσμάτων αναδεικνύοντας τα προβλήματα που πρόέκυψαν και την γενική συμπεριφορά τους.

4.1 Σχολιασμός αποτελεσμάτων

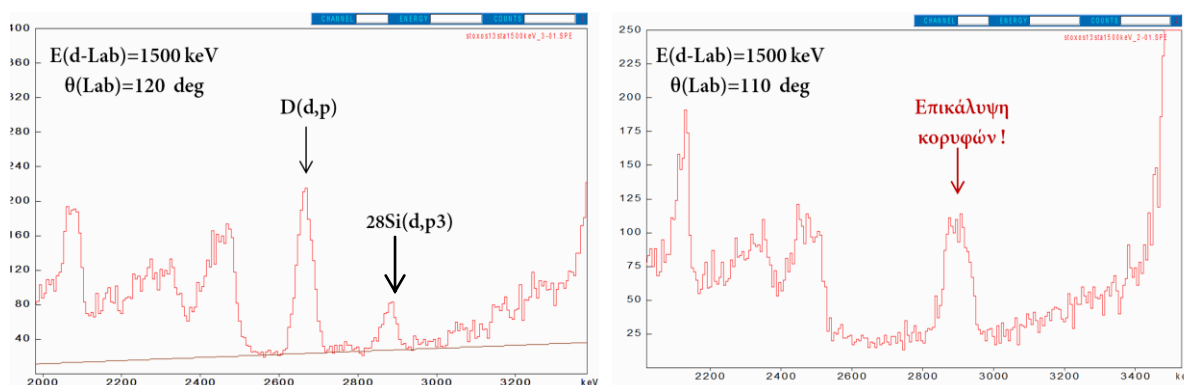
Όπως είδαμε η πειραματική διαδικασία χωρίστηκε σε δυο σκέλη, στο πρώτο έγιναν μετρήσεις στις 140° , 150° , 160° , 170° και στο δεύτερο έγιναν στις υπόλοιπες τέσσερις γωνίες. Από τα τελικά αποτελέσματα έχουν αφαιρεθεί τελείως τα δεδομένα για τις 100° καθώς σε όλα τα φάσματα εμφανίστηκε pile up, το οποίο μόλυνε την κορυφή $Au(d,d)$. Στα πλαίσια της σχετικής μέτρησης που κάνουμε, η αδυναμία ολοκλήρωσης αυτής της κορυφής μπλοκάρει τον υπολογισμό της ενεργού διατομής. Στις παρακάτω εικόνες παρουσιάζεται ένα χαρακτηριστικό φάσμα των 100° , όπου εμφανίζεται αυτό το πρόβλημα.



Εικόνα 4.1: Πειραματικά φάσματα για την κορυφή δευτερίων της $Au(d,d)$.

Αριστερά: Μη προβληματικό υπόβαθρο, το οποίο αναπαράγεται με βηματική συνάρτηση
Δεξιά: Προβληματικό υπόβαθρο λόγω pile-up.

Επιπλέον όπως φαίνεται στους πίνακες E και ΣΤ (κεφάλαιο 3, σελ) έχουν αφαιρεθεί και άλλα επιλεγμένα σημεία. Ο λόγος ήταν κυρίως η μόλυνση της $D(d,p)$ από παρασιτικές κορυφές οι οποίες έκαναν αδύνατες τις ολοκληρώσεις. Βάσει κινηματικής έγινε πρόβλεψη όλων των πιθανών αντιδράσεων (d,p) και (d,α) με τα ισότοπα πυριτίου, που ενδέχεται να επηρεάσουν τα φάσματα. Πιθανότερη υποψήφια κορυφή είναι η $^{28}\text{Si}(d,p_3)$, όπου φαίνεται να έχει περιθώριο επικάλυψης με την $D(d,p)$. Η πρόταση αυτή στηρίζεται στο ότι, βάση των [32-34] οι τιμές της ενεργού διατομής της $^{28}\text{Si}(d,p_3)$ πιθανότατα κυμαίνονται κάπου μεταξύ 0,2 – 1 (mb/sr) (στις επικαλυπτόμενες περιοχές ενέργειας και γωνίας), αλλά δεδομένου ότι το στρώμα πυριτίου είναι πολύ μεγάλου πάχους, η κορυφή αυτή έχει μεγάλες πιθανότητες να εμφανιστεί στο φάσμα (το οποίο και παρατηρούμε). Στην παρακάτω εικόνα παρουσιάζεται μια τέτοιες προβληματικές περιπτώσεις, όπου φαίνεται πως οι δυο κορυφές συμπίπτουν.



Εικόνα 4.1: Πειραματικά φάσματα για την κορυφή πρωτονίων της $D(d,p)$.

Αριστερά: Μη προβληματική περίπτωση χωρίς επικάλυψη κορυφών

Δεξιά: Επικάλυψη των πρωτονίων από τις αντιδράσεις $D(d,p)$ και $^{28}\text{Si}(d,p_3)$

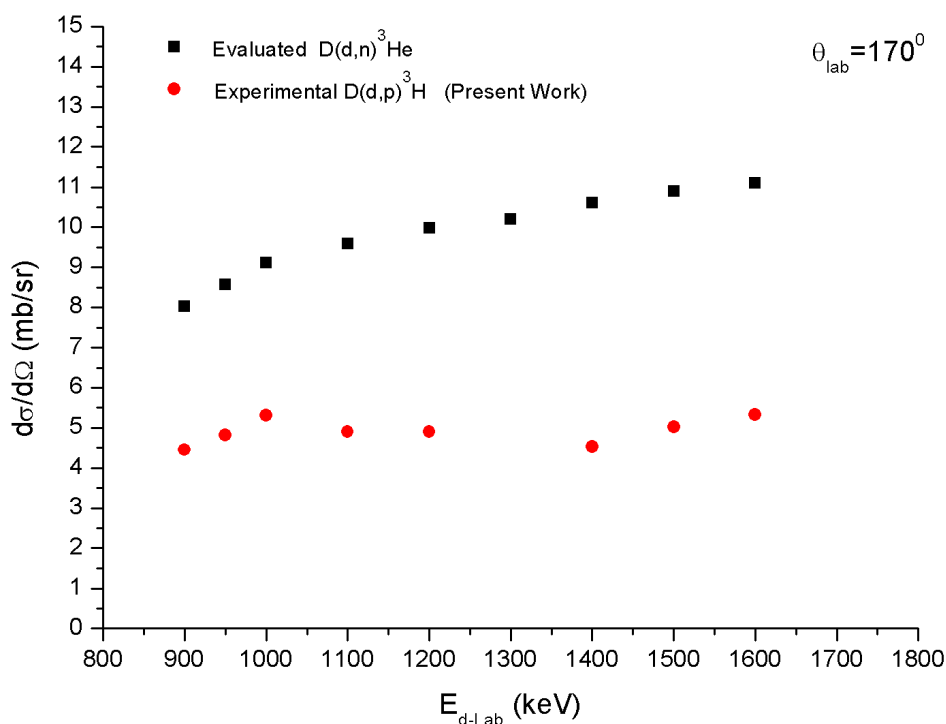
Τέλος, έχουν αφαιρεθεί και ένα σύνολο σημείων σε ενέργειες $E_{d\text{-Lab}} > 1600$ keV, για τα οποία θα γίνει λόγος στην αμέσως επόμενη ενότητα. Τα δεδομένα των μετρήσεων αυτών δίνονται στο παράρτημα Γ (σελίδα 73).

4.2 Φαινομενολογία & συμπεριφορά ενεργών διατομών

Οι τιμές των ενεργών διατομών που υπολογίστηκαν, εμφάνισαν αναμενόμενη συμπεριφορά όσο αναφορά την διακύμανση τους, η οποία ήταν ομαλή όπως προβλέπει το μοντέλο του σύνθετου πυρήνα. Βάση του ενεργειακού διαγράμματος

του συστήματος (κεφαλαίο 1 σελ), για ενέργειες δέσμης από 900 keV έως και 2000 keV στο σύστημα του εργαστηρίου δεν υπάρχει κάποιο ενεργειακό επίπεδο (level) του σύνθετου πυρήνα ${}^4\text{He}$. Σε αυτήν την ενεργειακή περιοχή υπάρχει μόνο αλληλοεπικάλυψη σταθμών με πολύ μεγάλα εύρη της τάξης των μερικών MeV βάση των δεδομένων του ENSDF¹, επομένως η ενεργός διατομή εμφάνισε μια πολύ ομαλή αυξομείωση συναρτήσει της ενέργειας, όπως και αναμενόταν.

Επιπλέον, το αποτέλεσμα αυτό έρχεται σε ικανοποιητική συμφωνία και με τις προβλέψεις για την συμμετρική αντίδραση της $D(d,p){}^3\text{H}$, δηλαδή την $D(d,n){}^3\text{He}$. Δεδομένου ότι η πυρηνική δύναμη είναι ανεξάρτητη του φορτίου οι δυο αυτές αντιδράσεις αναμένεται να εμφανίσουν περίπου ίδια συμπεριφορά στην ενεργό διατομή, με μικρές αποκλίσεις λόγω της επίδρασης του δυναμικού coulomb. Βάση της μελέτης στην εργασία [35], έχει γίνει υπολογισμός των ενεργών διατομών της $D(d,n){}^3\text{He}$, τα οποία παραθέτονται στην παρακάτω εικόνα.

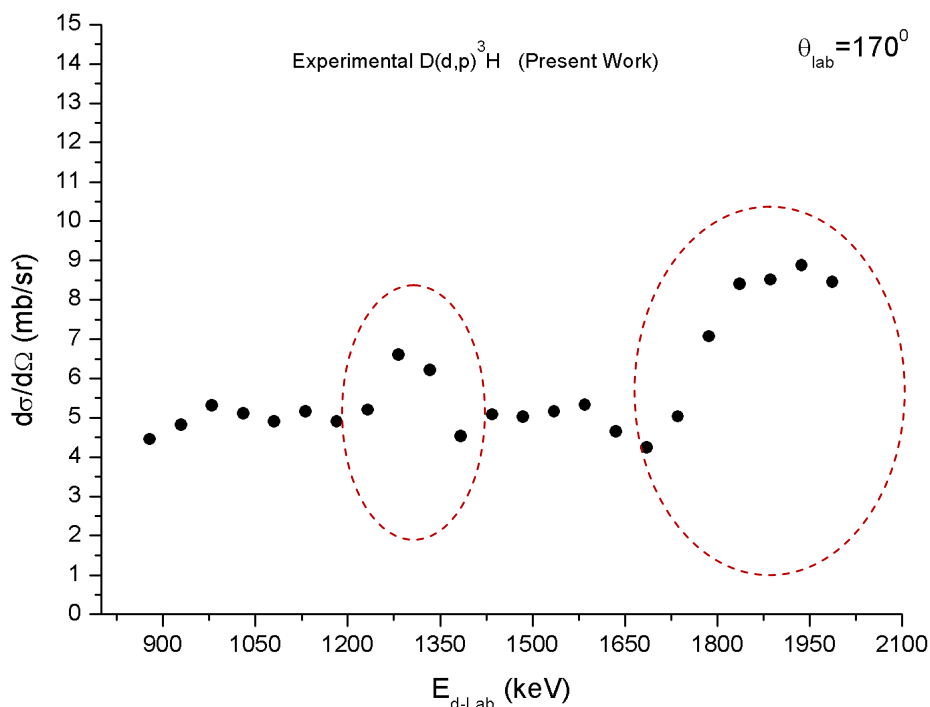


Εικόνα 4.3: Διαφορικές ενεργές διατομές των αντιδράσεων $D(d,p)$ και $D(d,n)$ για τις 170° , σε ενέργειες $E_{d\text{-Lab}} = 900\text{-}1600$ keV.

Σημαντικό είναι εδώ να αναφέρουμε ότι έγινε προσπάθεια επέκτασης μέχρι τα 2000 keV, όμως παρουσιάστηκε η ίδια εικόνα με τα σημεία 1300-1350 keV. Στο ενεργειακό εύρος από 1650 έως 2000 keV (στο σύστημα του εργαστηρίου) στις γωνίες $140^\circ\text{-}170^\circ$, η

¹ Evaluated Nuclear Structure Data File

ενεργός διατομή εμφάνισε μια μεγάλη κορυφή συντονισμού, η οποία δεν προβλέπονταν από τα γνωστά δεδομένα της βιβλιογραφίας.



Εικόνα 4.4: Διακύμανση διαφορικής ενεργού διατομής της $D(d,p)$ στις 170° , όπως μετρήθηκε στο πρώτο πείραμα

Τα σημεία αυτά αφαιρέθηκαν ώστε να μελετηθούν ξανά και όπως αποδείχτηκε πειραματικά σε πρόσφατες μετρήσεις, οι κορυφές αυτές οφείλονταν καθαρά και μόνο σε μορφολογικές ανωμαλίες του στόχου (ενδεχομένως τις ίδιες για τις οποίες έχουμε αναφερθεί σε όλη την εργασία). Στις νέες μετρήσεις που έγιναν πάνω σε πανομοιότυπο στόχο δευτερίου, η ενεργός διατομή δεν εμφάνισε καμία κορυφή στα δυο αυτά ενεργειακά εύρη και τα αποτελέσματα των νέων μετρήσεων σύντομα θα συμπεριληφθούν στα τελικά δεδομένα.

4.3 Συμπεράσματα και προτάσεις για το μέλλον

Έχοντας ολοκληρώσει την ανάλυση, φαίνεται ότι από τα δεδομένα που πρόεκυψαν υπάρχουν πολλά περιθώρια χρήσης της αντίδρασης $D(d,p)^3\text{H}$ για

ανάλυση χωρικού προφίλ δευτερίου. Οι τιμές των ενεργών διατομών κινήθηκαν σε επίπεδα που τις καθιστά κατάλληλες για d-NRA, καθώς μέσω αυτών μπορούν να γίνουν αναλύσεις σε μεγάλα βάθη, με χαμηλή ροή και ενέργεια δέσμης. Επίσης παρατηρήθηκαν περιοχές με πλατό, που ενισχύουν την αναλυτική δύναμη της μεθόδου σε στόχους πολύ μεγάλου πάχους.

Επίσης, τα δεδομένα αυτά μπορούν να φανούν χρήσιμα στα πλαίσια της πυρηνικής αστροφυσικής καθώς οι αντιδράσεις $D(d,p)^3H$ και $D(d,n)^3He$, είναι ζωτικής σημασίας τόσο σε υπολογισμούς βάση του μοντέλου της μεγάλης έκρηξης (SBBN - Standard Big Bang Nucleosynthesis), όσο και για την επιρροή τους στην αβεβαιότητα του λόγου βαρυονίων/φωτονίων, στην σύσταση του σύμπαντος (συνάγεται από την αφθονία σε δευτέριο). Όπως αναφέρεται και στο [36], για αυτές τις ανάγκες είναι χρήσιμος ο υπολογισμός των ενεργών διατομών σε ενέργειες τουλάχιστον μέχρι τα 1500 MeV.

Επιπλέον δεδομένου ότι το σύστημα d+d αποτελεί ένα σύστημα λίγων σωμάτων (few body system), είναι εξαιρετικού ενδιαφέροντος από πλευράς φυσικής να γίνουν πειράματα γωνιακής κατανομής, μέχρι τουλάχιστον τις 50° , στα ίδια ή και διαφορετικά εύρη ενεργειών, ώστε να μελετηθούν οι μηχανισμοί των πυρηνικών αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα σταδιακά όσο κινούμαστε προς τις μικρότερες γωνίες. Με τον τρόπο αυτό μπορούν να μετρηθούν τα όρια των άμεσων, έμμεσων ή και άλλων μηχανισμών, μέσω των οποίων μπορεί να γίνει η περιγραφή τέτοιου είδους αντιδράσεων στα συστήματα αυτά.

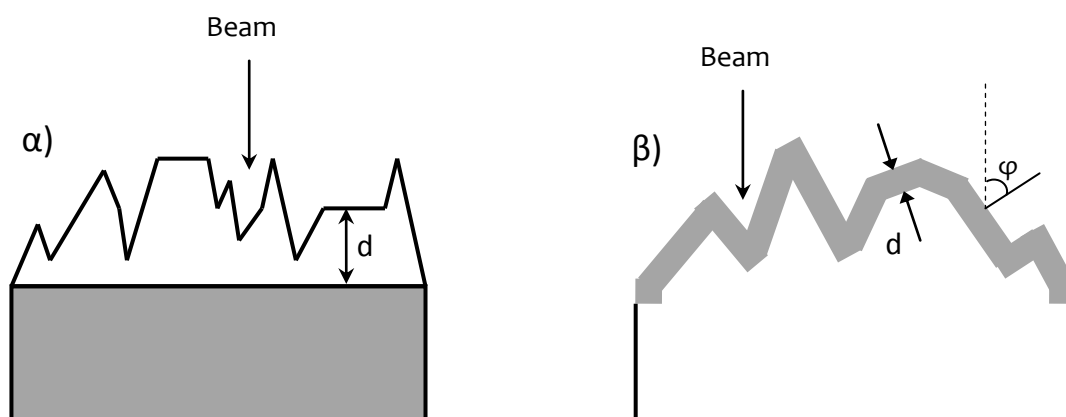
Τέλος, πολύ χρήσιμα πειράματα από πλευράς εφαρμογών θα ήταν η επέκταση των μετρήσεων μας σε μικρότερες ενέργειες από τα 900 keV και με μικρότερο βήμα στην γωνία. Τέτοιες μετρήσεις είναι κατάλληλες για αναλύσεις μέσω IBA και αναμένεται να αυξήσουν ακόμη περισσότερο τις προοπτικές της αντίδρασης $D(d,p)^3H$ πάνω στις εφαρμογές. Ο λόγος που η επέκταση αυτή δεν έγινε στο δικό μας πείραμα, ήταν ο περιορισμός που επέβαλε το επιταχυντικό σύστημα που χρησιμοποιήσαμε.

2^ο Μέρος

Παράρτημα Α

Προσομοίωση της μορφολογίας των στόχων (Roughness), μέσω SIMNRA

Σε πειράματα ποσοτικής ανάλυσης με χρήση δέσμης ιόντων, η επίδραση της μορφολογίας των στόχων είναι ζωτικής σημασίας. Όπως αναλυτικά περιγράφεται και στον οδηγό προγράμματος [31], δεδομένου ότι έχει μελετηθεί ο τρόπος με τον οποίο συμβάλλει η τραχύτητα (Roughness) της επιφάνειας ενός στόχου στα πειραματικά φάσματα, το SIMNRA χρησιμοποιεί ειδικά διαμορφωμένα μοντέλα προσομοίωσης για αυτή την παράμετρο. Έχοντας λάβει υπόψη τα προβλήματα που έχουν αντιμετωπίσει προγενέστεροι κώδικες (Monte Carlo, RUMP κ.α.), τα δυο βασικά μοντέλα στόχων (εικόνα Α.1) που χρησιμοποιεί το πρόγραμμα είναι: α) Τραχύ φιλμ πάνω σε λείο υπόστρωμα, β) Λείο φιλμ πάνω σε τραχύ υπόστρωμα.



Εικόνα Α.1: Σχηματική αναπαράσταση μοντέλων στόχου στο SIMNRA.

(α): Τραχύ φιλμ σε λείο υπόστρωμα

(β): Λείο φιλμ σε τραχύ υπόστρωμα

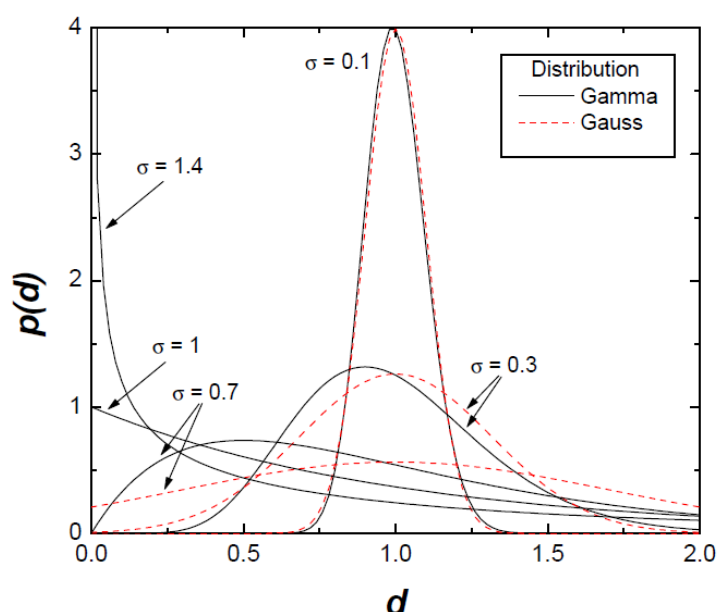
Α. Τραχύ φιλμ πάνω σε λείο υπόστρωμα

Στην περίπτωση τραχέως φιλμ, γίνεται η υπόθεση ότι κατά μήκος της εγκάρσιας διατομής του στόχου (εικόνα Α.1.α), το πάχος d ($d > 0$) μεταβάλλεται γύρω από μια κεντρική μέση τιμή \bar{d} . Η κατανομή του πάχους $p(d)$ γύρω από την κεντρική τιμή \bar{d} , συνήθως στην βιβλιογραφία ακολουθεί κατανομή Gauss με διακύμανση σ^2 , παρόλα

αυτά στο SIMNRA βάσει πειραματικών αποτελεσμάτων, κρίνεται πιο ρεαλιστική και φυσικώς παραδεκτή η κατανομή Γάμμα, με μέση τιμή \bar{d} και τυπική απόκλιση σ . Η κατανομή Γάμμα εκφράζεται από την σχέση:

$$p(d) = \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} \cdot d^{\alpha-1} \cdot e^{-\beta \cdot d}$$

όπου $d > 0$, $\alpha = \bar{d}^2/\sigma^2$, $\beta = \bar{d}/\sigma^2$ και $\Gamma(\alpha)$ είναι η συνάρτηση Γάμμα. Στην παρακάτω εικόνα φαίνεται πως η κατανομή Gauss και η κατανομή Γάμμα για μια περίπτωση όπου $\bar{d}=1$, σχεδόν συμπίπτουν για μικρές τιμές του σ και αποκλίνουν σημαντικά καθώς μεγαλώνει η τιμή αυτή.

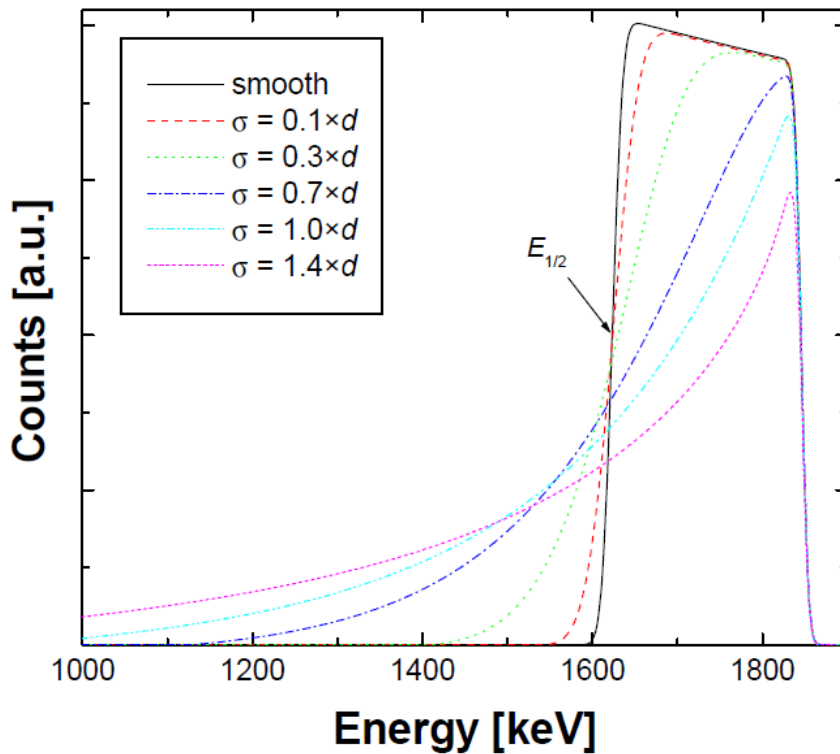


Εικόνα Α.2: Κατανομές Gauss και Γάμμα γύρω από την μέση τιμή, για διάφορες τιμές της τυπικής απόκλισης «σ»

Μια επιφάνεια χαρακτηρίζεται λεία όταν $\sigma \ll \bar{d}$, συνεπώς η κατανομή Γάμμα είναι πιο ρεαλιστική καθώς συμπεριλαμβάνει τις περιπτώσεις τραχέων επιφανειών ($\sigma > \bar{d}$), όπου η κατανομή Gauss αδυνατεί να δώσει αποτέλεσμα (για $\sigma \gg \bar{d}$, τείνει σε ευθεία γραμμή).

Συνεπώς βάση των παραπάνω το SIMNRA δημιουργεί την προσομοίωση με την εξής μέθοδο: κατασκευάζει N συνολικά φάσματα, λείας επιφάνειας και πάχους d_i , όπου $1 \leq i \leq N$ (αυτό εκφράζει η επιλογή «Number of thickness steps» στο βασικό μενού του προγράμματος). Το τελικό φάσμα της προσομοίωσης προκύπτει από την υπέρθεση αυτών των N φασμάτων, όπου $w(i)$ είναι ο συντελεστής βαρύτητας που δίνει σε κάθε φάσμα και εξαρτάται από την συνάρτηση κατανομής $p(d)$. Τυπική τιμή για δημιουργία μιας λείας επιφάνειας είναι το $N=20$, ενώ για να δώσει μια σχετικά παραμορφωμένη επιφάνεια χρειάζεται τουλάχιστον $N=50$ (ώστε να ισχύει $\sigma > \bar{d}$). Στη

παρακάτω εικόνα παρουσιάζεται ο τρόπος με τον οποίο επιδρά η τραχύτητα στα φάσματα, για το συγκεκριμένο μοντέλο στόχου και για διάφορες τιμές του σ .



Εικόνα Α.3: Επίδραση της παραμέτρου του Roughness στην μορφή των κορυφών, για διάφορες τιμές του « σ », στην περίπτωση τραχέως φιλμ πάνω σε λείο υπόστρωμα.

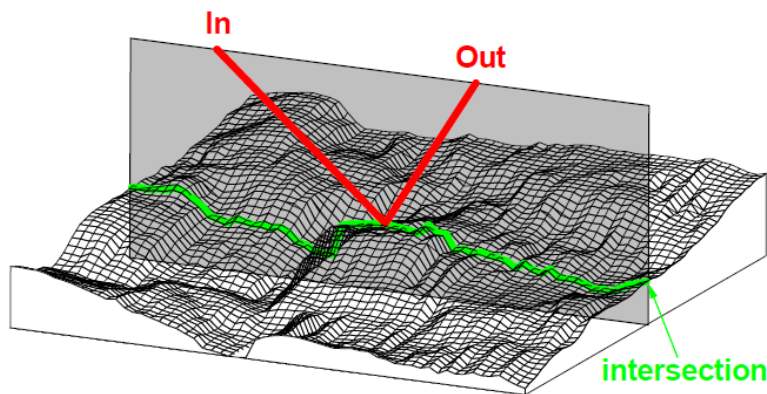
Σε στόχους όπου το υπόστρωμα και το φιλμ αποτελούνται από διαφορετικά στοιχεία με διαφορετικές μορφολογίες, το πρόγραμμα κάνει την παραδοχή ότι τα δυο στρώματα είναι ανεξάρτητα και δίνει το τελικό αποτέλεσμα ως έναν ενιαίο στόχο με παράμετρο « σ » το άθροισμα:

$$\sigma^2_{\text{συνολικό}} = \sigma^2_{\alpha} + \sigma^2_{\beta}$$

Εξαιτίας αυτής της παραδοχής (είναι επιβεβαιωμένη βάση πειραματικών δεδομένων), το SIMNRA δίνει στον χρήστη την δυνατότητα να ορίσει ξεχωριστή τιμή για την μορφολογία καθενός στρώματος του στόχου. Αντίθετα με χρήση του επόμενου μοντέλου που θα περιγράψουμε, ο χρήστης ορίζει μόνο μια παράμετρο την οποία περνά αναγκαστικά σε όλα τα στρώματα.

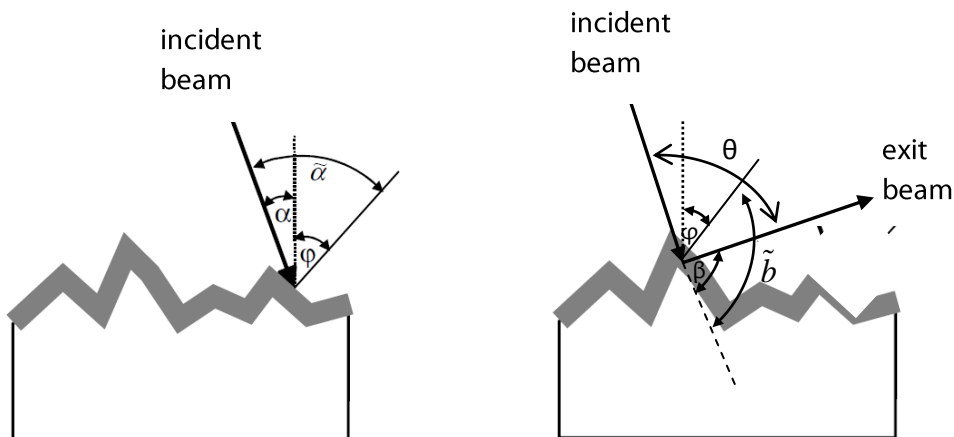
Β. Λείο φιλμ πάνω σε τραχύ υπόστρωμα

Το μοντέλο αυτού του στόχου παρουσιάζεται στην εικόνα και όπως φαίνεται αποτελείται από ένα ομογενές στρώμα πάχους d , το οποίο επικάθεται πάνω σε ένα τραχύ υπόστρωμα. Στις περιπτώσεις όπου τα εισερχόμενα ιόντα έχουν ενέργειες της τάξης του MeV, λόγω εξάλειψης του μεγάλου αριθμού επανασκεδάσεων μέσα στον στόχο, γίνεται η προσέγγιση ότι η μορφολογία του στόχου που επιδρά στα φάσματα, είναι μόνο αυτή που κυμαίνεται πάνω στο επίπεδο (2-διαστασιες) που ορίζει ο άξονας της δέσμης, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Εικόνα Α.4: Τρισδιάστατη αναπαράσταση της προσέγγισης του στόχου.

Η προσέγγιση αυτή αναπαράγει με πολύ καλή ακρίβεια την πραγματικότητα και ο λόγος που γίνεται είναι να μειωθούν σε μεγάλο βαθμό οι υπολογιστικοί χρόνοι που απαιτούν τα αντίστοιχα τρισδιάστατα συστήματα. Έτσι λοιπόν σε ένα τέτοιο μοντέλο έχει γίνει η υπόθεση ότι το φιλμ αποτελείται από έναν αριθμό επιφανειών, που βρίσκονται υπό γωνία φ ως προς την κάθετη ευθεία, όπως φαίνεται στην παρακάτω εικόνα.



Εικόνα Α.5: Αναπαράσταση στόχου και ορισμός γωνιών στην περίπτωση λείου φιλμ σε τραχύ υπόστρωμα

όπου:

$$a = |\alpha - \varphi| \text{ και } \tilde{b} = |\beta + \varphi| \quad (\text{A.1})$$

Όπως και στην περίπτωση του τραχέως φιλμ, έτσι και εδώ σημαντική παράμετρος είναι η κατανομή $p(\varphi)$ την οποία ακολουθούν οι επιφάνειες αυτές. Εδώ γίνεται η παραδοχή ότι ισχύει:

$$\bar{\varphi} = \int_{-90^0}^{+90^0} \varphi \cdot p(\varphi) \cdot d\varphi = 0^0$$

Η $p(\varphi)$ μπορεί να εκφραστεί είτε με κατανομή Gauss, είτε με κατανομή Lorenz και κρίνεται από τον χρήστη ποια είναι καταλληλότερη, ανάλογα με την πειραματική περίπτωση (δίνονται και τις δυο επιλογές). Στους υπολογισμούς, το πρόγραμμα χρησιμοποιεί την κατανομή:

$$\tilde{p}(\varphi) = p(\varphi) \cdot \cos(\alpha - \varphi)$$

καθώς πρέπει να ληφθεί υπόψη ότι η γωνία στην οποία βρίσκεται κάθε τέτοια επιφάνεια, επηρεάζει την πιθανότητα να χτυπηθεί από την δέσμη (όταν $\alpha - \varphi = 90$, τότε η πιθανότητα αυτή είναι μηδενική καθώς η επιφάνεια είναι παράλληλη με την δέσμη). Κατά τα γνωστά στη προσομοίωση γίνεται η υπέρθεση M διαφορετικών φασμάτων (αυτό δηλώνει η επιλογή «Number of Angular Steps» στο βασικό μενού) όπου σε κάθε ένα υπάρχει διαφορετική γωνία $\tilde{\alpha}$, ενώ η βαρύτητα κάθε φάσματος εξαρτάται από την $\tilde{p}(\varphi)$. Σε κάθε τέτοιο φάσμα γίνεται η υπόθεση ότι το στρώμα της επιφάνειας του στόχου είναι απολύτως λείο όπως και στο προηγούμενο μοντέλο και η ανομοιομορφία της επιφάνειας εξαρτάται από το FWHM κάθε κατανομής το οποίο ορίζει ο χρήστης (όσο μικρότερο FWHM, τόσο πιο λεία επιφάνεια).

Για υπολογισμό των γωνιών $\tilde{\alpha}$ και $\tilde{\beta}$ πρέπει να ληφθούν υπόψη τόσο η τρισδιάστατη φύση των πειραμάτων, όσο και ο τύπος της γεωμετρίας τους (IBM geometry κ.α.), συνεπώς ισχύει ότι:

- 1) Η γωνία πρόσπτωσης $\tilde{\alpha}$ προσδιορίζεται από την σχέση (A.1)
- 2) Η αζιμουθιακή γωνία ψ μεταξύ της εισερχόμενης και εξερχόμενης δέσμης υπολογίζεται από την σχέση:

$$\sin \psi = \frac{\cos \beta + \cos \theta \cdot \cos \alpha}{\sin \theta \cdot \sin \alpha} \quad (\text{A.2})$$

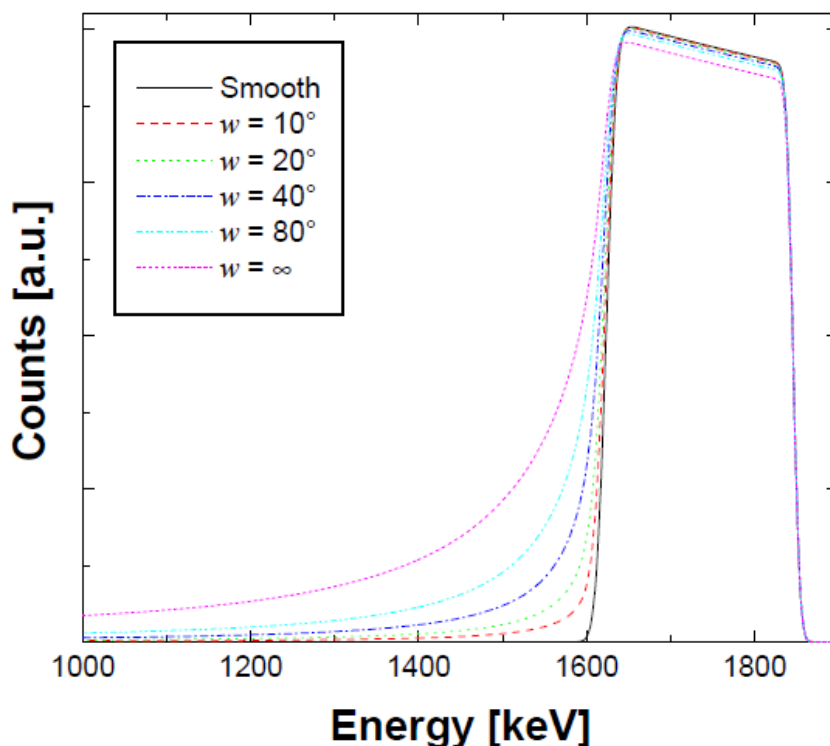
- 3) Για δεδομένη γεωμετρία οι γωνίες $\tilde{\alpha}$ και ψ είναι σταθερές, οπότε η γωνία $\tilde{\beta}$ δίνεται από την σχέση:

$$\cos \tilde{\beta} = \sin \psi \cdot \sin \tilde{\alpha} - \cos \theta \cdot \cos \tilde{\alpha} \quad (\text{A.3})$$

Τέλος για κάθε γωνία φ , ο υπολογισμός των γωνιών $\tilde{\alpha}$ και $\tilde{\beta}$, εξαρτάται επίσης και από την παράμετρο των διαστάσεων, όπου το SIMNRA δίνει την δυνατότητα στον χρήστη να επιλέξει μια από τις δυο προσεγγίσεις που κάνει (είναι η επιλογή Dimension of substrate roughness στο βασικό μενού):

- 2-dimensional: Σε αυτό το μοντέλο οι γωνίες προσδιορίζονται συμβατικά από τις σχέσεις (1.1) και (1.3) καθώς γίνεται η δισδιάστατη προσέγγιση που προαναφέρθηκε.
- 2.5-dimensional: Ένα τρισδιάστατο σύστημα μπορεί να περιγραφεί με την υπόθεση ότι ο στόχος αποτελείται από πολύ μικρές επιφάνειες, οι οποίες μπορούν να περιστραφούν σε δυο άξονες με γωνίες φ και ω . Ένα τέτοιο σύστημα θα απαιτούσε την δημιουργία φασμάτων για όλους τους συνδυασμούς φ και ω . Δεδομένου ότι αυτός ο υπολογισμός είναι πολύ χρονοβόρος, αντί αυτού το πρόγραμμα λύνει δυο δισδιάστατα προβλήματα όπου στο πρώτο προσδιορίζει τα $\tilde{\alpha}$, $\tilde{\beta}$ για όλες τις γωνίες φ (σαν την πρώτη περίπτωση) και στη συνέχεια χρησιμοποιώντας τη μέση τιμή τους δημιουργεί φάσματα για κάθε γωνία ω . Με αυτό τον τρόπο μειώνει τον αριθμό των απαιτούμενων φασμάτων στο μισό και η ακρίβεια του μοντέλου είναι κάπου μεταξύ δυο και τριών διαστάσεων.

Στην παρακάτω εικόνα φαίνεται με ποιον τρόπο επιδρά στις κορυφές η μορφολογία του στόχου, με το μοντέλο του λείου φιλμ πάνω σε τραχύ υπόστρωμα για διάφορες τιμές του FWHM και κατανομή Lorentz.



Εικόνα Α.6: Επίδραση της παραμέτρου του Roughness στην μορφή των κορυφών, για διάφορες τιμές του « w », στην περίπτωση λείου φιλμ πάνω σε τραχύ υπόστρωμα.

Παράρτημα Β

Όπως αναλυτικά περιγράψαμε στο κεφάλαιο 3, με την βοήθεια του προγράμματος SIMNRA καταφέραμε να μοντελοποιήσουμε τον πολυστρωματικό στόχο του πειράματος, προκειμένου να υπολογιστεί το πάχος του φύλλου του χρυσού. Βάσει των δοκιμών που πραγματοποιήθηκαν, επιλέξαμε τα εξής χαρακτηριστικά για τα στρώματα του στόχου:

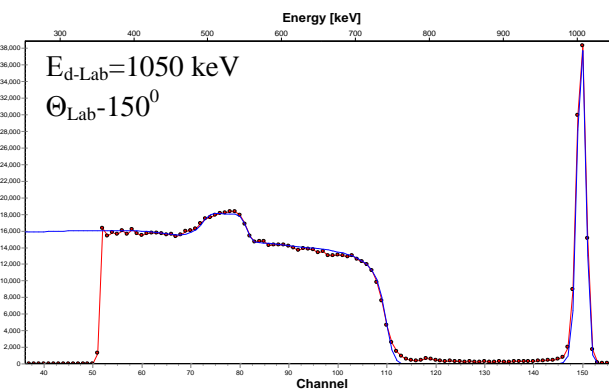
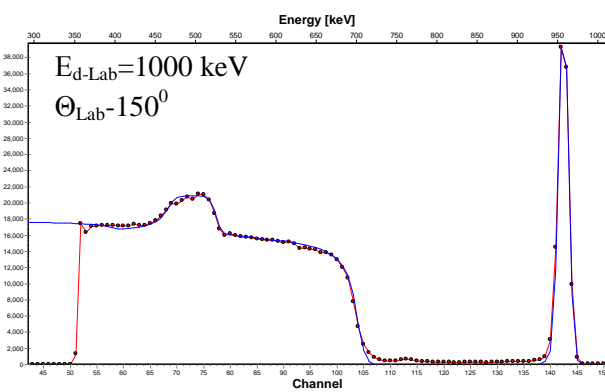
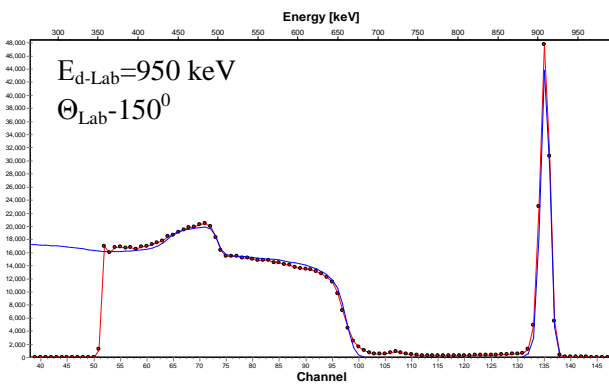
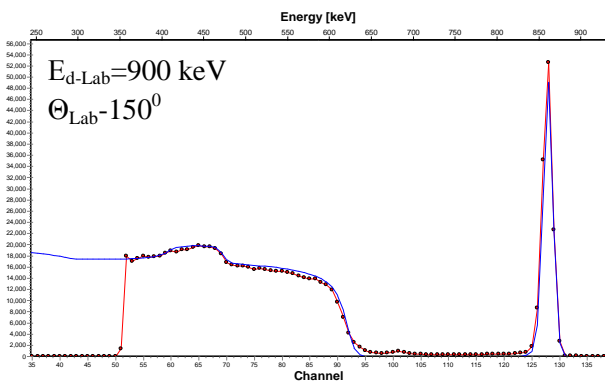
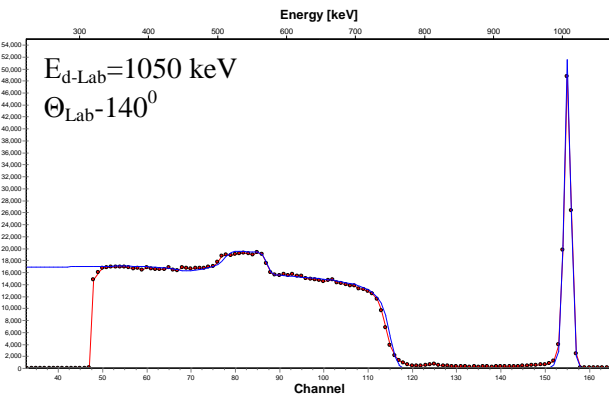
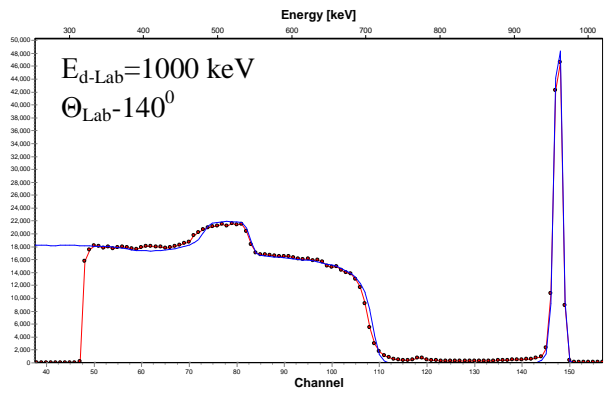
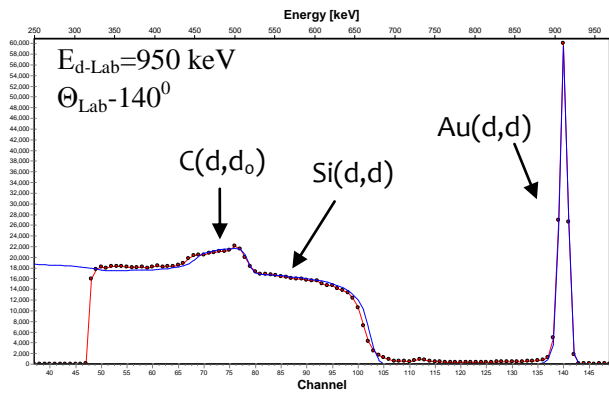
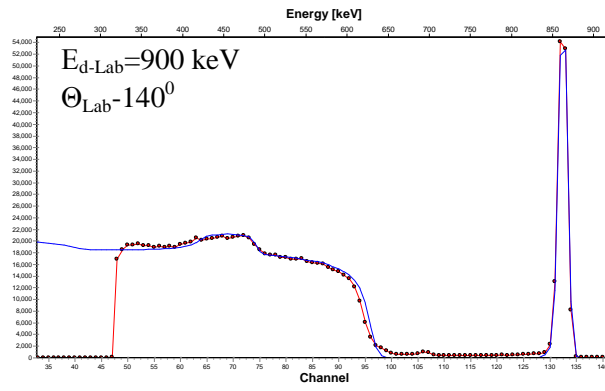
	<i>Layer 1</i>	<i>Layer 2</i>	<i>Layer 3</i>	<i>Layer 4</i>	<i>Layer 5</i>
<i>Πάχος (At/cm²):</i>	98,7 · 10 ¹⁵	2100·10 ¹⁵	2804 · 10 ¹⁵	10000·10 ¹⁵	10000·10 ¹⁸
<i>Στοιχεία/Σύσταση:</i>	Au (34.9 %) C (33.6 %) H (28.5 %) N (1 %) O (0.9 %)	C (70.7 %) H (20.4%) N (1 %) O (0.9 %) B (7 %)	D (32.4%) C (44%) H (21.4%) N (1.3%) O (1%)	Si (80%) C (11%) H (4.2%) N (3%) O (1.8%)	Si (100%)

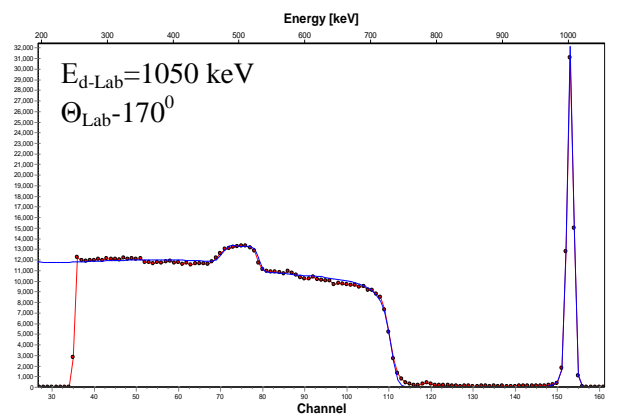
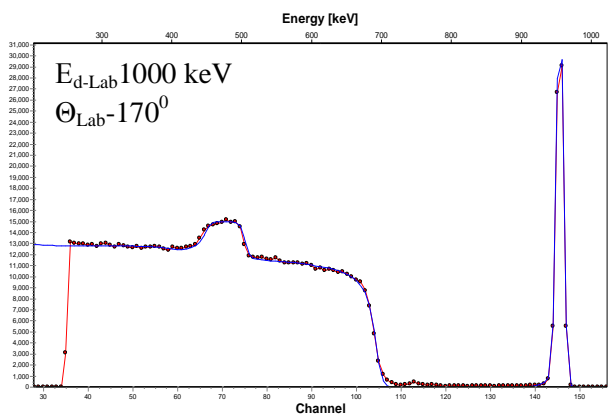
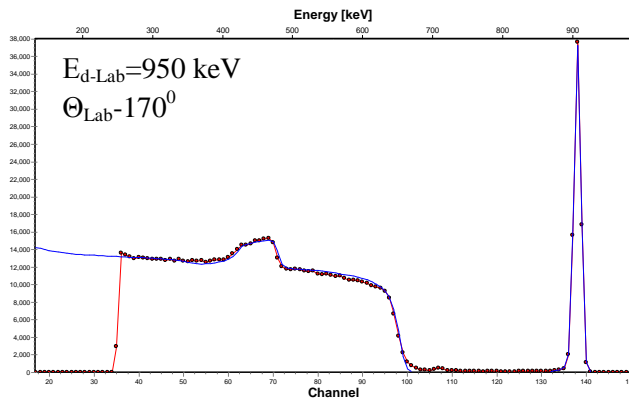
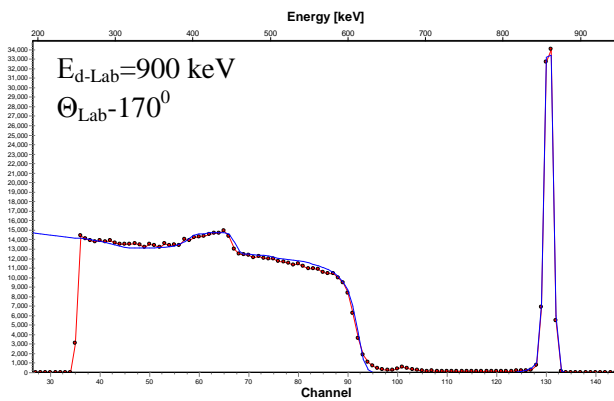
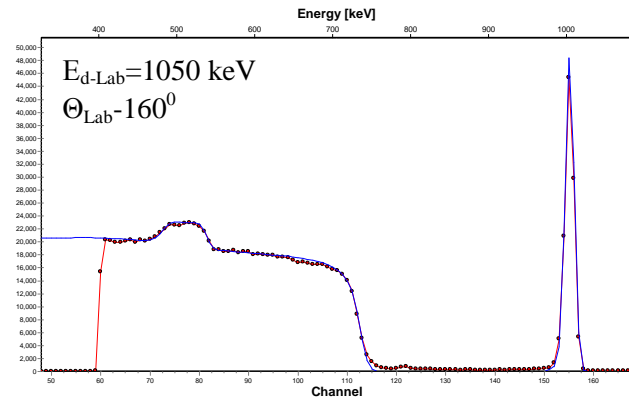
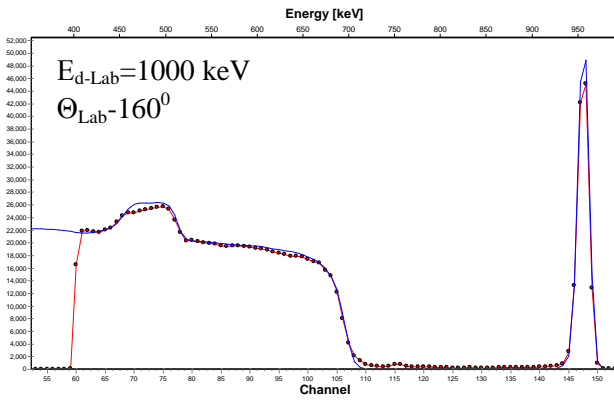
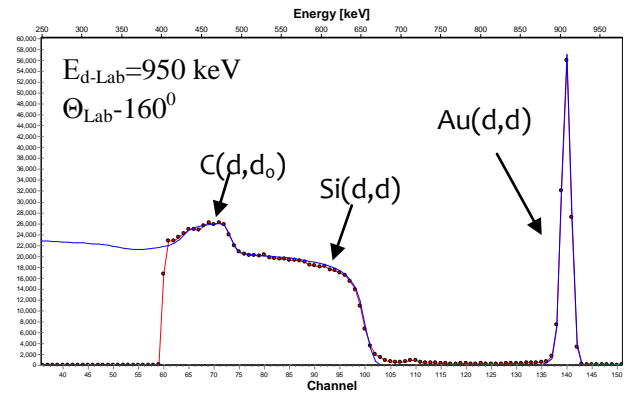
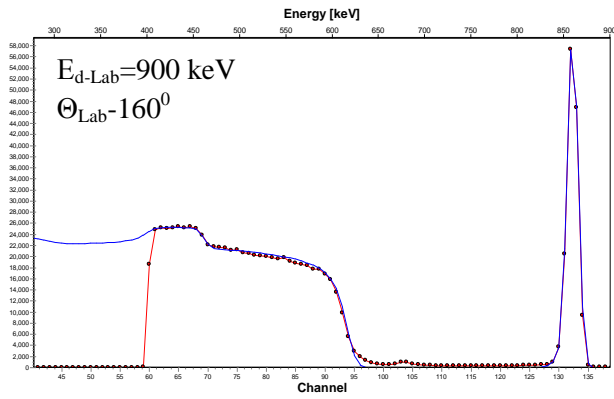
Επιπλέον, βάσει των υπολοίπων παραμέτρων του SIMNRA επιλέξαμε αναλυτικά τα εξής:

<i>Number of Angular Steps</i>	<i>FWHM of Substrate roughness (Deg)</i>	<i>Roughness distribution</i>	<i>Dimension of substrate roughness</i>
24	120	Lorenz	2.5 D

Το παραπάνω μοντέλο στόχου αναπαράγει ρεαλιστικά έναν μεγάλο αριθμό πειραματικών φασμάτων (εντός 5% για το πάχος του χρυσού) σε διάφορες γωνίες και ενέργειες, τα οποία παρουσιάζονται αμέσως μετά. Το γεγονός αυτό επαληθεύει τις υποθέσεις που έχουν γίνει για τον στόχο και αποτελεί αξιόπιστη μέθοδο για τον καθορισμό του πάχους του χρυσού.

Σημείωση: Με μπλε γραμμή παρουσιάζεται η καμπύλη προσομοίωσης, ενώ με κόκκινη παρουσιάζεται η πειραματική καμπύλη.





Παράρτημα Γ

Οι ολοκληρώσεις των κορυφών έγιναν με το πρόγραμμα SPECTRW και στους παρακάτω πίνακες παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των αναλύσεων.

Πίνακας Α: Ολοκλήρωση κορυφής πρωτονίων της $D(d,p)$, από τον 1^ο πειραματιστή.

E_{d-Lab} (keV)	140 ⁰		150 ⁰		160 ⁰		170 ⁰	
	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$
900	950	50	900	40	1580	70	940	40
950	1070	50	1050	60	1620	60	1040	50
1000	1260	70	1110	50	1900	60	1160	50
1050	1140	60	1170	70	1780	60	1110	40
1100	1150	70	1150	70	1850	60	1060	50
1150	-	-	1110	60	1880	70	1160	60
1200	1280	70	1220	70	1980	80	1310	60
1250	1290	60	1120	60	2270	80	1360	70
1300	1660	80	1820	80	2760	120	1890	60
1350	1390	60	1700	80	2400	80	1750	60
1400	1120	60	1150	80	2140	80	1220	50
1450	-	-	950	70	1770	70	970	40
1500	890	70	730	80	1370	60	900	40
1550	-	-	820	50	1500	80	1000	40
1600	940	60	900	70	1490	80	1040	50

Πίνακας Β: Ολοκλήρωση κορυφής πρωτονίων της $D(d,p)$, από τον 2^ο πειραματιστή.

E_{d-Lab} (keV)	140 ⁰		150 ⁰		160 ⁰		170 ⁰	
	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$
900	1000	40	853	50	1550	50	950	40
950	1150	40	900	50	1570	55	1060	40
1000	1350	50	1037	50	1900	55	1190	40
1050	1170	50	980	50	1850	55	1170	40
1100	1220	50	987	80	1970	60	1130	40

1150	-	-	1013	50	1900	60	1200	40
1200	1400	60	1117	70	2080	70	1380	50
1250	1380	60	1230	60	2600	90	1550	60
1300	1710	60	1570	70	3150	150	1800	55
1350	1550	60	1403	80	2500	80	1750	50
1400	1200	60	1140	200	2130	80	1360	50
1450	-	-	913	60	1880	70	1000	40
1500	860	100	790	60	1440	60	1050	45
1550	-	-	857	50	1700	70	1050	40
1600	1050	80	870	50	1600	60	1080	45
1650	950	70	1000	60	1350	60	950	45
1700	1000	70	740	60	1450	60	870	50
1750	670	90	840	60	1450	70	1060	50
1800	1350	90	1550	100	2370	90	1460	50
1850	1600	90	2100	90	2550	80	1660	50
1900	1600	100	1950	90	2860	90	1720	60
1950	-	-	2000	90	2900	90	1840	60
2000	1450	90	1500	90	2280	90	1420	60

Πίνακας Γ: Ολοκλήρωση κορυφής δευτερίων της Au(d,d), από τον 1^ο πειραματιστή.

E_{d-Lab} (keV)	140 ⁰		150 ⁰		160 ⁰		170 ⁰	
	Y_{Au}	δY_{Au}	Y_{Au}	δY_{Au}	Y_{Au}	δY_{Au}	Y_{Au}	δY_{Au}
900	130800	700	105947	300	139000	700	80200	400
950	120800	700	97860	300	127000	700	73600	400
1000	111700	700	89923	300	117500	600	67800	400
1050	102700	500	83152	300	108200	600	62070	250
1100	94600	500	92156	300	98500	500	57300	300
1150	86300	400	86398	300	92200	500	52800	300
1200	97500	500	-	-	101700	700	58400	300
1250	90700	500	-	-	94600	500	55200	300
1300	85300	400	70216	250	88800	400	51040	250
1350	78700	400		200	83300	400	47640	240
1400	75100	400	42085	200	77800	400	45050	230
1450	46290	230	39952	200	49240	250	28140	180
1500	44560	220	37662	200	46700	230	26640	180
1550	-	-	105947	210	44500	220	25260	170
1600	40000	210	97860	210	42080	220	23800	160

Πίνακας Δ: Ολοκλήρωση κορυφής δευτερίων της Au(d,d), από τον 2^ο πειραματιστή.

E_{d-Lab} (keV)	140 ⁰		150 ⁰		160 ⁰		170 ⁰	
	Y_{Au}	δY_{Au}	Y_{Au}	δY_{Au}	Y_{Au}	δY_{Au}	Y_{Au}	δY_{Au}
900	132900	400	140000	400	139340	380	80100	290
950	123700	380	128800	370	128700	370	74000	270
1000	113700	350	118750	350	119000	350	67900	260
1050	104300	350	108700	340	108500	340	62200	250
1100	95600	350	99600	330	99400	300	56650	240
1150	89200	300	92800	300	93000	300	53100	250
1200	98500	350	102400	330	102350	330	58560	250
1250	91800	350	95700	330	95450	320	55100	240
1300	86500	300	90000	300	89500	310	50900	230
1350	80300	300	87500	300	83900	300	47650	220
1400	75100	300	78650	300	78500	300	44800	220
1450	47300	250	49400	230	49400	230	28400	175
1500	45000	300	46400	230	46400	230	26650	170
1550	43000	300	44900	230	44550	220	25500	165
1600	40300	220	42100	230	42110	220	24000	160
1650	38500	220	40120	220	40100	220	23170	160
1700	37000	220	38500	220	38450	210	21950	160
1750	35300	220	36900	220	36700	210	21250	160
1800	33150	200	30250	200	34300	300	19700	150
1850	30400	220	30400	200	31350	190	17850	140
1900	30200	200	27300	300	30000	190	17300	140
1950	28400	200	25900	300	29460	190	16850	140
2000	22500	200	20000	200	22150	170	13000	150

Πίνακας Ε: Ολοκλήρωση των κορυφών Au(d,d) και D(d,p) για τις μικρότερες γωνίες.

E_{d-Lab} (keV)	100 ⁰		110 ⁰		120 ⁰		130 ⁰	
	Y_{Au}	δY_{Au}	Y_{Au}	δY_{Au}	Y_{Au}	δY_{Au}	Y_{Au}	δY_{Au}
900	920000	9200	362000	3600	435000	43000	230000	2300
1000	810000	8100	317000	3200	380000	38000	200000	2000
1100	615000	6150	245000	2500	292000	3000	155000	1500
1200	480000	4800	194000	1900	230000	2300	122000	1000
1300	565000	5500	221500	1000	263000	2600	141000	1000
1400	385000	3800	151000	1000	179000	1500	95000	1000

1500	290000	2900	114500	500	136000	1400	72000	500
1600	412000	4000	162000	500	193000	1500	104000	1000
E_{d-Lab} (keV)	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$	$Y_{D(d,p)}$	$\delta Y_{D(d,p)}$
900	1400	70	-	-	2000	50	1400	50
1000	-	-	-	-	2200	50	1600	40
1100	-	-	950	50	2070	50	1520	40
1200	-	-	1000	40	1960	50	1524	50
1300	2800	80	1300	50	2380	60	1900	50
1400	1900	70	-	-	1750	50	1400	50
1500	1500	60	-	-	1440	50	-	-
1600	2550	100	1460	60	2450	70	-	-

Πίνακας ΣΤ: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $D(d,p)$ για ενέργειες $E_{d-Lab} = 1600-200$ keV (τα σημεία έχουν αφαιρεθεί από τα τελικά αποτελέσματα).

E_{d-Lab} (keV)	$d\sigma/d\Omega \pm \delta (d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)							
	140°		150°		160°		170°	
	$d\sigma/d\Omega$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$	$d\sigma/d\Omega$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$	$d\sigma/d\Omega$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$	$d\sigma/d\Omega$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$
1635	3.53	0.28	3.20	0.21	4.00	0.21	4.65	0.26
1686	3.65	0.28	2.32	0.20	4.22	0.22	4.24	0.28
1736	2.4	0.3	2.60	0.20	4.17	0.24	5.03	0.28
1786	4.9	0.4	5.5	0.4	6.9	0.3	7.1	0.3
1836	6	0.4	7.1	0.4	7.7	0.3	8.4	0.4
1887	5.7	0.4	6.9	0.4	8.5	0.4	8.5	0.4
1937	6.3	0.4	7.1	0.4	8.4	0.4	8.9	0.4
1987	3.53	0.28	6.6	0.4	8.3	0.4	8.4	0.5

Βιβλιογραφία

-
- [1] R. Gibala, R.F. Hehemann, Hydrogen Embrittlement and Stress Corrosion Cracking, American Society for Metals, 1992
- [2] X.Q. Feng, Y. Huang, Int. J. Solids Struct. 41 (2004) 4299
- [3] C. Maleville, B. Aspar, T. Poumeyrol, H. Moriceau, M. Bruel, A.J. Auberton-Herve, T. Barge, Mater. Sci. Eng. B 46 (1997) 14
- [4] G. Genard, M. Yedji, G.G. Ross, G. Terwagne, Nucl. Instr. And Meth. B 264 (2007)
- [5] Y.Q. Wang, R. Smirani, G.G. Ross, Physica E. 27 (2004) 97
- [6] S-Y Huang, R-H Horng, Y-J Tsai, P-R Lin, W-K Wang, Zhe Chuan Feng, Dong-Sing Wu, Semicond. Sci. Technol. 25 (2010) 035013
- [7] R.G. Wilson, D.A. Betts, D.K Sadana, J.M. Zavada, R.G. Hunsperger, J. Appl. Rhys. 57 (Vol. 11), June 1985
- [8] E. Ligeon, J. P. Bugeat, A.C. Chami, Nucl. Instr. And Meth. 149 (1978) 99-103
- [9] Yoshiharu Murase, Johsei Nagakawa, Norikazu Yamamoto, Journal of Nuclear Materials, Volume 417, October 2011
- [10] Masashi Shimada, Y. Hatano, Y. Oya, T. Oda, M. Hara, G. Cao, M. Kobayashi, M. Sokolov, H. Watanabe, B. Tyburska-Püschel, Y. Ueda, P. Calderoni, K. Okuno, Fusion Engineering and Design, Volume 87, (2012)
- [11] Masashi Shimada, Y. Hatano, P. Calderoni, T. Oda, Y. Oya, M. Sokolov, K. Zhang, G. Cao, R. Kolasinski, J.P. Sharpe, Journal of Nuclear Materials, Volume 415, (2011)
- [12] Yongqiang Wang and Michael Nastasi, Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis, Second Edition

- [13] Thomson-C.S.F., Laboratoire Central de Recherche, Domaine de Corbeville, Nucl. Instr. And Meth. , Volume 168, January 1980
- [14] D.A. Leich, T.A. Tombrello, Nucl. Instr. And Meth. , Volume 108, 1973
- [15] Shane E. Hartona, Fred A. Stevie , Dieter P. Griffis, Harald Ade, Applied Surface Science 252 (2006) 7224–7227
- [16] L Wielunski, R. Benenson, K. Horn, W.A. Lanford, Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Volume 15, (1986)
- [17] K. Umezawa, J. Yamane, T. Kuroi, F. Shoji, K. Oura, T. Hanawa, Nucl. Instr. And Meth. , Volume 33, June 1988
- [18] Som, T. , Rakshit, R., Kulkarni, V.N., Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Volume 161 , March 2000
- [19] W. Moler, M. Hufschmidt, D. Kamke, Nucl. Instr. And Meth. , 140 , (1977)
- [20] M. Wielunski, M. Mayer , R. Behrisch, J. Roth, B.M.U. Scherzer, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 122, (1997)
- [21] M. Rubel P. Wienhold, D. Hildebrandt, Vacuum 70 (2003) 423–428
- [22] V.Kh. Alimov, M. Mayer , J. Roth, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 234 (2005) 169–175
- [23] M. Mayer, E. Gauthier, K. Sugiyama, U. von Toussaint, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 267 (2009) 506–512
- [24] Mitja Kelemen, “Deuterium depth profiling with $D(^3\text{He}, p)\alpha$ nuclear reaction”, Ljubljana, February 2013
- [25] A. Shiryayev, A. van Veen, A. Rivera, M. van Huis, T. Bus, W. M. Arnoldbik, N. Tomozeiu, F. H. P. M. Habraken, R. Delamare and E. Ntsoenzok, Eur. Phys. J. AP 23, 11-18 (2003)
- [26] K. Krane, Introductory Nuclear Physics, John Wiley & Sons, (1988)
- [27] G. Martin, T. Sauvage, P. Desgardin, P. Garcia, G. Carlot, M.F. Barthe, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 258 (2007)

- [28] E.Kashy,R.R.Perry and J.R.Risser, Phys.Rev., 117(1960), 1289
- [29] H.H. Andersen and J.F. Ziegler. Hydrogen - Stopping Powers and Ranges in All Elements, vol. 3 of The Stopping and Ranges of Ions in Matter. Pergamon Press, New York, 1977
- [30] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, and U. Littmark. The Stopping and Range of Ions in Solids, vol. 1 of The Stopping and Ranges of Ions in Matter. Pergamon Press, New York, 1985
- [31] M. Mayer, SIMNRA User's Guide version 6.06, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, 1997-2011.
- [32] M. Kokkoris, K. Michalakis, P. Misaelides, A. Lagoyannis , S. Harissopoulos , R. Vlastou, C.T. Papadopoulos, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 267 (2009)
- [33] A. Lagoyannis, S. Harissopoulos, P. Misaelides, G. Provatas, V. Foteinou, M. Kokkoris, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 266 (2008)
- [34] S. Pellegrino, L. Beck, Ph. Trouslard , P. Trocellier, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 266 (2008)
- [35] Horst Liskien and Arno Paulsen «NEUTRON PRODUCTION CROSS SECTIONS AND ENERGIES FOR THE REACTIONS $T(p,n)^3He$, $D(d,n)^3He$, AND $T(d,n)^4He$ », Nuclear Data Tables 11, 569-619 (1973)
- [36] A. Tumino, C. Spitaleri, A.M. Mukhamedzhanov, S. Typel, M. Aliotta, V. Burjan, M. Gimenez del Santo, G.G. Kiss, V. Krohag, Z. Hons, M. La Cognata, L. Lamia, J. Mrazek, R.G. Pizzone, S. Piskor, G.G. Rapisarda, S. Romana, M.L. Sergi, R. Sparta, Physics Letters B 700 (2011)
- [37] M.Kokkoris et al., Nucl. Instr. and Meth. B249 (2006) 77
- [38] M.Huez, L.Quaglia, G.Weber, Nucl. Instr. Meth. 105 (1972) 197
- [39] N.Jarmie and J.D.Seagrove Los Alamos Report LA-2014 (1957)
- [40] R.A.Jarjis, Int.Rep., U. of Manchester (1979)
- [41] A.F. Gurbich , Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 145 (1998) 578-583