



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

**ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΥΛΙΚΩΝ
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ
ΦΥΣΙΚΗΣ**



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Μελέτη του συστήματος $p + {}^{12}\text{C}$ για ενέργειες
πρωτονίων έως 7 MeV**

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

της Πανέτα Βαλεντίνας

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

Αθήνα, Ιούλιος, 2012



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΥΛΙΚΩΝ
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ
ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

Μελέτη του συστήματος $p + {}^{12}\text{C}$ για ενέργειες
πρωτονίων έως 7 MeV

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

της Πανέτα Βαλεντίνας

Τριμελής Επιτροπή

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

Ρ. Βλαστού-Ζάννη, Καθηγήτρια Ε.Μ.Π.

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

Αθήνα, Ιούλιος, 2012

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τους επιβλέποντες της εργασίας για το συνεχές ενδιαφέρον και τις πολύτιμες συμβουλές που μου παρείχαν κατά την εκπόνησή της. Ειδικότερα θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον Επίκουρο Καθηγητή του Ε.Μ.Π. Μιχάλη Κόκκορη και τον Ερευνητή Γ΄ του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» Αναστάσιο Λαγογιάννη για την καθοδήγηση και την αμέριστη βοήθεια που μου προσέφεραν σε όλα τα στάδια της εργασίας, καθώς και την Καθηγήτρια του Ε.Μ.Π. Ρόζα Βλαστού-Ζάννη για την υποστήριξη και τις πολύτιμες υποδείξεις που μου παρείχε.

Κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων, η καθοδήγηση και η βοήθεια του Καθηγητή Α.Φ. Gurbich και του Δρ. D. Abriola υπήρξε σημαντική και τους ευχαριστώ πολύ. Ιδιαίτερα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Καθηγητή Α.Φ. Gurbich για τη καθοριστική συνεισφορά του στην παρούσα εργασία που αφορά όλους τους θεωρητικούς υπολογισμούς.

Ευχαριστώ επίσης θερμά τον μεταδιδακτορικό ερευνητή Μιχάλη Αξιώτη για την πολύτιμη βοήθεια που μου παρείχε στο εργαστήριο, καθώς και τον τεχνικό του εργαστηρίου Μιλτιάδη Ανδριάνη, χωρίς τη βοήθεια του οποίου δε θα ήταν εφικτή η πραγματοποίηση των μετρήσεων. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω και τους υποψήφιους διδάκτορες Γιώργο Προβατά, Βαρβάρα Φωτεινού και Θοδωρή Κωνσταντινόπουλο για την καθοδήγηση και τη βοήθεια που υπομονετικά μου προσέφεραν από τα πρώτα βήματα των πειραμάτων. Μαζί με όλους τους παραπάνω δημιούργησαν ένα ευχάριστο και εποικοδομητικό κλίμα σε κάθε βήμα της εργασίας.

Τέλος, ευχαριστώ θερμά την οικογένειά μου αλλά και τους φίλους μου για τη συνεχή υποστήριξή τους. Τους ευχαριστώ που είναι πάντα δίπλα μου.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Εισαγωγή.....	1
Abstract.....	3
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 : ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΤΟΧΩΝ.....	5
1.1 Πυρηνικές τεχνικές	5
1.1.1 Φασματοσκοπία Σκέδασης Rutherford (RBS).....	8
1.1.2 Φασματοσκοπία Ελαστικής Σκέδασης (EBS).....	13
1.2 Σύστημα πρωτόνιο-άνθρακας.....	14
1.2.1 Ελαστική σκέδαση.....	15
1.2.2 Ανελαστική σκέδαση.....	17
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 : ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΔΙΑΦΟΡΙΚΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ.....	18
2.1 Μελέτη της ελαστικής σκέδασης $^{12}\text{C}(\text{p},\text{p})\ ^{12}\text{C}$	18
2.2 Μελέτη της ανελαστικής σκέδασης $^{12}\text{C}(\text{p},\text{p}_1)\ ^{12}\text{C}$	19
2.3 Η κατασκευή του στόχου.....	19
2.4 Πειραματική διάταξη.....	21
2.4.1 Ο επιταχυντής	21
2.4.2 Ο θάλαμος σκέδασης	22
2.4.3 Ανιχνευτική διάταξη.....	23
2.4.4 Ηλεκτρονικά.....	24
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 : ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.....	26
3.1 Ανάλυση των φασμάτων.....	26
3.1.1 Αναγνώριση των κορυφών	26
3.1.2 Ενεργειακή βαθμονόμηση	28
3.1.3 Εμβαδομέτρηση κορυφών.....	29
3.2 Ανάλυση των στόχων.....	30
3.2.1 Carbon build up.....	31
3.3 Προσδιορισμός της ενέργειας της δέσμης.....	32
3.3.1 Αρχική ενέργεια.....	33
3.3.2 Τελική ενέργεια.....	34
3.4 Υπολογισμός διαφορικών ενεργών διατομών.....	37
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4 : ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ.....	40
4.1 Διαφορική ενεργός διατομή της $^{12}\text{C}(\text{p},\text{p})\ ^{12}\text{C}$	40
4.2 Διαφορική ενεργός διατομή της $^{12}\text{C}(\text{p},\text{p}_1)\ ^{12}\text{C}$	46
4.3 Θεωρητικοί υπολογισμοί.....	49
4.4 Έλεγχος των αποτελεσμάτων.....	52
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5 : ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	56
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ.....	57
Πείραμα με πολωμένη δέσμη πρωτονίων	
1. Γενικά	
2. Πειραματική διάταξη	
3. Πρώτα αποτελέσματα	

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μελέτη του άνθρακα είναι πολύ σημαντική για την επιστήμη και την τεχνολογία, καθώς ο άνθρακας είναι από τα πιο διαδεδομένα στοιχεία στη φύση. Χρησιμοποιείται στη βιομηχανία ημιαγωγών και χημικών υλικών, αλλά και στη μεταλλουργία, είτε σε ανεπεξέργαστη μορφή (γραφίτης ή διαμάντι) είτε μέσω της παρουσίας του στις οργανικές ενώσεις, στις διάφορες μορφές των πλαστικών-πολυμερών, ινών και γυαλιών. Ο ακριβής ποσοτικός αλλά και κατά βάθος προσδιορισμός του άνθρακα σε έναν στόχο ή στο υπόστρωμα αποδεικνύεται σε κάθε περίπτωση πολύ χρήσιμος. Ο φυσικός άνθρακας αποτελείται κατά 98,93% από ^{12}C και 1,07% από ^{13}C . Η αναλυτική μελέτη του άνθρακα μπορεί άρα να περιοριστεί στη μελέτη του κύριου ισότοπου, του ^{12}C .

Οι αναλυτικές τεχνικές με δέσμη ιόντων (Ion Beam Analysis –IBA) αποτελούν τη λιγότερο (σχεδόν καθόλου) καταστροφική μέθοδο που χρησιμοποιείται για την εύρεση του προφίλ της κατανομής ενός στοιχείου σε ένα δείγμα.. Μεταξύ αυτών των τεχνικών ξεχωρίζουν η φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering Spectrometry – EBS ή φασματοσκοπία Rutherford – RBS, αν η σκέδαση είναι Rutherford) και η μέθοδος πυρηνικών αντιδράσεων (Nuclear Reaction Analysis – NRA). Η σκέδαση των πρωτονίων από τον άνθρακα δεν είναι Rutherford ακόμα και για πολύ χαμηλές ενέργειες δέσμης (π.χ. υπάρχει συντονισμός με δέσμη πρωτονίων στα ~450 keV), έτσι ο άνθρακας μπορεί να αναλυθεί με τη μέθοδο EBS, αλλά και την NRA, με χρήση της $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ αντίδρασης, όπως έχει προταθεί και μελετηθεί στο παρελθόν. Οι δυο τεχνικές αυτές θεωρούνται οι καταλληλότερες για τον προσδιορισμό της κατανομής του άνθρακα σε ένα στόχο, όχι μόνο λόγω των σχετικά μεγάλων ενεργών διατομών που παρατηρούνται, αλλά και για την ικανότητα τους για ποσοτικοποίηση του άνθρακα σε μεγάλο βάθος (έως αρκετά μm), εξαιτίας της πολύ ελαφριάς δέσμης. Η EBS τεχνική όμως παρουσιάζει το πλεονέκτημα της μεγάλης ανάσχεσης (stopping power) των σκεδασμένων πρωτονίων εξερχόμενα του στόχου, λόγω της χαμηλότερης ενέργειάς τους συγκριτικά με τα πρωτόνια μετά την $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ αντίδραση (μεγάλο Q-value). Για αυτό το λόγο, η EBS τεχνική είναι η πιο συχνά χρησιμοποιούμενη για την ανίχνευση και ανάλυση του άνθρακα (και γενικά για ελαφριά στοιχεία).

Για την εφαρμογή της τεχνικής αυτής χρειάζεται κανείς τη διαφορική ενεργό διατομή της ελαστικής σκέδασης. Στο παρελθόν έχουν γίνει αρκετές μελέτες [1-9], σε περιορισμένο εύρος ενεργειών της δέσμης και γωνιών σκέδασης, όπου παρουσιάζονται όμως αρκετές διαφωνίες των δεδομένων. Επίσης, έχουν γίνει ήδη θεωρητικοί υπολογισμοί (evaluation) των ενεργών διατομών για ενέργεια της δέσμης πρωτονίων έως ~4.5 MeV [10]. Τα evaluated δεδομένα αυτά γενικά είναι τα πιο αξιόπιστα δεδομένα για την ανάλυση στοιχείων σε στόχους, αφορούν ένα συνεχές εύρος

ενεργειών και γωνιών και υπάρχουν στη βάση δεδομένων της IBANDL [11] και το SigmaCalc [12]. Οι τιμές υπολογίζονται χρησιμοποιώντας πυρηνικά μοντέλα και θεωρίες, αλλά και πειραματικά δεδομένα. Evaluation μιας αντίδρασης μπορεί να γίνει μόνο σε πειραματικά μελετημένα συστήματα, για μεγάλο εύρος ενεργειών αλλά και γωνιών, όπου τα πειραματικά δεδομένα εξυπηρετούν στον προσδιορισμό παραμέτρων με σκοπό την ολοκλήρωση της θεωρίας.

Ο σκοπός της παρούσας εργασίας έγκειται στη μελέτη του συστήματος $p + {}^{12}\text{C}$, ώστε να καταστήσουμε εφικτή την επέκταση του evaluation της ελαστικής σκέδασης πρωτονίων από τον άνθρακα ως τα 7 MeV, που αντιστοιχεί σε μεγαλύτερο βάθος ανάλυσης στόχων. Συγκεκριμένα τα πειράματά μας πραγματοποιήθηκαν με χρήση του επιταχυντή τύπου Tandem των 5.5 MV του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος». Μελετήσαμε την ελαστική σκέδαση, ${}^{12}\text{C}(p,p_0){}^{12}\text{C}$, με δέσμη πρωτονίων με ενεργειακό εύρος 2.7–7 MeV και υπολογίσαμε διαφορικές ενεργές διατομές για γωνία σκέδασης από 140° – 170° σε σχέση με τον άξονα της δέσμης, με βήμα 10 μοιρών. Σε δεύτερο πείραμα μελετήσαμε και την ${}^{12}\text{C}(p,p_1){}^{12}\text{C}$ αντίδραση στο εύρος 5.8–7.2 MeV για γωνίες σκέδασης 105° , 110° , 140° , 150° , 160° και 170° . Επίσης επιχειρήθηκε η μελέτη της δεξιά-αριστερά ασυμμετρίας της διαφορικής ενεργού διατομής, με χρήση πολωμένης δέσμης πρωτονίων, που επίσης θα έδινε χρήσιμες πληροφορίες για τη διαδικασία του evaluation, με εξαγωγή όμως μόνο πρώτων (preliminary) αποτελεσμάτων (Παράρτημα).

Μετά τα αποτελέσματα της μελέτης μας ο καθηγητής Α. Gurbich πραγματοποίησε την επέκταση αυτή ως τα 7 MeV και τα θεωρητικά αποτελέσματα υπάρχουν στη βάση δεδομένων της IBANDL [11] και το SigmaCalc [12]. Τα αποτελέσματα αυτά παρουσιάζονται συνοπτικά στη εργασία αυτή, αφού τέλος πραγματοποιήσαμε ένα επιπλέον πείραμα για τον έλεγχο τους, το οποίο επίσης παρουσιάζεται εδώ.

ABSTRACT

Carbon, the fourth most abundant element in nature, is the main constituent in organic and organometallic compounds and alloys and it is widely used not only in the chemical and semiconductor industry but also in metallurgy, in its pure form, as graphite or diamond, or through its presence in the various forms of polymers, carbides, fibers or glasses. Therefore, the accurate determination of carbon depth profiles in matrices or substrates is very important. In the case of coexistence on heavy substrates with other light elements, the accurate determination of carbon can be very challenging.

Among IBA techniques, Proton Elastic Backscattering Spectrometry (EBS) and Nuclear Reaction Analysis (NRA), implementing the $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$ reaction, have been proposed in the past [1-5] for the analysis of carbon. Both methods can be considered to be the most suitable ones, not only due to the high cross sections involved and their least destructive depth profiling, but also due to the possibility of probing at greater depths inside the targets using very light ion beams. EBS is, however, the most widely used method for light element detection in a variety of matrices, due to its superior depth resolution, taking into account that for the same analyzing depth, greater stopping power within the target corresponds to low energy outgoing particles.

The application of this method requires differential cross-section data over a wide range of energies and detector angles. The present work aims therefore, at contributing in this field through the differential cross-section measurements and evaluation for the elastic proton scattering on ^{12}C . The evaluation of the cross sections for any particular reaction consists in the elaboration of the most accurate possible cross sections through incorporation of all the relevant experimental data in the framework of nuclear physics theory. The evaluation of the $^{12}\text{C}(p,p_0)^{12}\text{C}$ cross section, providing the most reliable data, was already made in the energy region up to 4.5 MeV [10]. In order to extend it for higher energies, corresponding to greater depths inside a target, reliable experimental data were needed, concerning not only the $^{12}\text{C}(p,p_0)^{12}\text{C}$ reaction itself, but also the $^{12}\text{C}(p,p_1)^{12}\text{C}$ reaction.

The present experiments were made using the proton beam provided by the 5.5 MV TN11 VdG Tandem accelerator of N.C.S.R. "Demokritos". For the study of the $^{12}\text{C}(p,p_0)^{12}\text{C}$ reaction, proton energies ranged from 2700 to 7000 keV in steps of 25 keV or even smaller, when close to narrow resonances. The scattered protons were detected at four backward angles namely at 140° , 150° , 160° and 170° with respect to the beam axis, using four thick (1000 μm) Si surface barrier detectors. For the study of the $^{12}\text{C}(p,p_1)^{12}\text{C}$ reaction, on the other hand, proton energies ranged from 5800 to 7200 keV in steps of 50 keV and scattered protons were detected at 105° , 110° , 140° , 150° ,

160° and 170° with respect to the beam axis. The target was the same for both experiments and consisted of a thin carbon foil and a thin Au layer that was evaporated onto the carbon foil for beam current normalization purposes. The obtained experimental and theoretical results (by Professor Alexander Gurbich) were validated through benchmarking experiments using a high-purity, mirror-polished, thick and glassy carbon target. The $p + {}^{12}\text{C}$ system was also studied with a polarized proton beam, but only primary results have yet been obtained (Appendix).

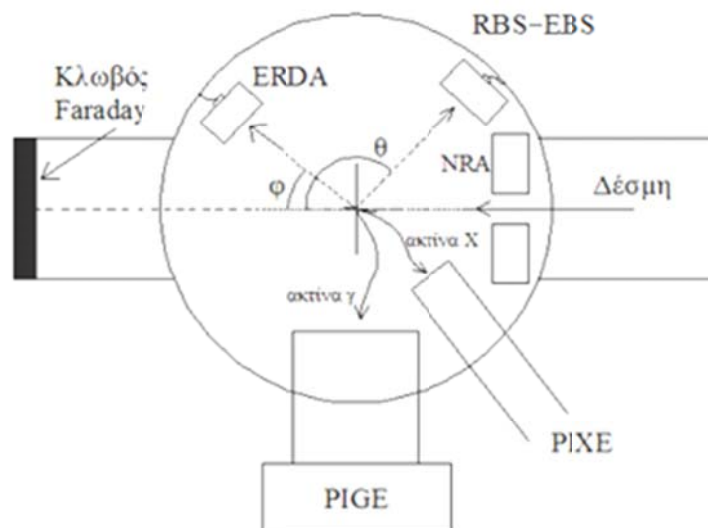
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΤΟΧΩΝ

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται γενικά η ανάλυση στόχων με πυρηνικές τεχνικές και περιγράφονται περιληπτικά οι κύριες μέθοδοι. Ειδικότερα μελετάται ο ποσοτικός προσδιορισμός και η κατανομή σε βάθος ατόμων άνθρακα σε ένα δείγμα, χρησιμοποιώντας δέσμη πρωτονίων. Η εφαρμογή της τεχνικής αυτής απαιτεί τη μελέτη της ελαστικής, αλλά και της ανελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από τον άνθρακα, καθώς η μελέτη αυτή, του συστήματος $p + {}^{12}\text{C}$ συνολικά, παρουσιάζει ιδιαίτερη χρησιμότητα από πλευράς θεωρητικών υπολογισμών. Οι θεωρητικοί υπολογισμοί των διαφορικών ενεργών διατομών της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων, καθιστούν δυνατή την ποσοτικοποίηση του άνθρακα με πολύ μεγάλη ακρίβεια.

1.1 Πυρηνικές τεχνικές

Ο ποσοτικός προσδιορισμός, αλλά και η σε βάθος ανάλυση στοιχείων σε ένα δείγμα, μπορεί να επιτευχθεί με μη καταστροφικό τρόπο με πυρηνικές τεχνικές, δηλαδή χρησιμοποιώντας δέσμη φορτισμένων σωματιδίων (Ion Beam Analysis – IBA) γενικά από έναν επιταχυντή. Οι τεχνικές αυτές βασίζονται στην αλληλεπίδραση που θα συμβεί όταν τα σωματίδια της δέσμης συναντήσουν τα άτομα προς μελέτη σε ένα δείγμα. Γενικά, τα σωματίδια της δέσμης διερχόμενα στην ύλη αλληλεπιδρούν κυρίως με τα ηλεκτρόνια και πιο σπάνια με τους πυρήνες των ατόμων που συναντούν, με αποτέλεσμα την απώλεια ενέργειας τους και πιθανόν τη μεταβολή της κατεύθυνσης τους και την εκπομπή σωματιδίων ή και ακτινοβολίας. Κάθε πιθανή αλληλεπίδραση της δέσμης (projectile) με έναν πυρήνα (target) του στόχου οδηγεί σε συγκεκριμένο αποτέλεσμα χαρακτηριστικό για την αλληλεπίδραση αυτή. Ανιχνεύοντας κάποιο τέτοιο χαρακτηριστικό, για παράδειγμα το εκπεμπόμενο σωματίδιο μετά την αλληλεπίδραση (ejectile), μπορούμε να αναγνωρίσουμε το είδος της αλληλεπίδρασης που έγινε και τελικά από τη συνολική εικόνα, να βγάλουμε συμπεράσματα για την στοιχειακή, ποσοτική και τη σε βάθος ανάλυση ενός στόχου. Ανάλογα τον τρόπο που παίρνουμε την πληροφορία για την αλληλεπίδραση που έγινε και που μας ενδιαφέρει (σχετικά με το προς μελέτη στοιχείο), ανάλογα δηλαδή το προϊόν που ανιχνεύουμε, οι IBA τεχνικές χωρίζονται στις παρακάτω, όπως φαίνονται και στο Σχήμα 1.1, που αποτελεί και μια τυπική αντίστοιχη πειραματική διάταξη:



Σχήμα 1.1: Σχηματική απεικόνιση των πυρηνικών τεχνικών και της πειραματικής διάταξης, ανάλογα με την αλληλεπίδραση και το προϊόν ανίχνευσης.

Rutherford Backscattering Spectrometry – RBS: Αν ανιχνεύουμε τα σωματίδια που έχουν σκεδαστεί κατά Rutherford, έχουμε τη Φασματοσκοπία Οπισθοσκέδασης Rutherford, η οποία περιγράφεται αναλυτικά πιο κάτω.

Elastic Backscattering Spectroscopy – EBS: Αν τα ανιχνευόμενα σωματίδια έχουν προέλθει από ελαστική σκέδαση, η οποία δεν είναι όμως Rutherford, έχουμε τη Φασματοσκοπία Ελαστικής Οπισθοσκέδασης. Η τεχνική είναι ίδια με την RBS με τη μόνη, αλλά βασική διαφορά, ότι η ενεργός διατομή της σκέδασης δεν υπολογίζεται αναλυτικά και πρέπει να προσδιοριστεί.

Nuclear Reaction Analysis – NRA: Αν η μελέτη μας αφορά τα σωματίδια (b) που έχουν παραχθεί μετά από πυρηνική αντίδραση, $A(a,b)B$, μεταξύ των σωματιδίων της δέσμης (a) και του πυρήνα του στοιχείου που μας ενδιαφέρει (A), έχουμε την ανάλυση Μέσω Πυρηνικής Αντίδρασης. Το κύριο χαρακτηριστικό της μεθόδου αυτής είναι η σχετικά μεγάλη ενέργεια των ανιχνευόμενων σωματιδίων, που είναι αποτέλεσμα του μεγάλου γενικά Q-value των πυρηνικών αντιδράσεων. Η χαρακτηριστική και μεγάλη λοιπόν ενέργεια των σωματιδίων κάθε φορά, επιτρέπει την ανίχνευση και τη μελέτη κάποιου στοιχείου σε ένα δείγμα που μπορεί με άλλον τρόπο να μην είναι εφικτή.

Elastic Recoil Detection Analysis – ERDA: Για την ανίχνευση ελαφριών στοιχείων, όπως το ^1H ή ^4He , χρησιμοποιείται η μέθοδος ανίχνευσης του ελαστικά ανακρουόμενου πυρήνα, χρησιμοποιώντας δέσμη βαρέων ιόντων. Βασίζεται στην ελαστική σκέδαση $A(a,a)A$, όπως η RBS

μέθοδος, με $M_a > M_A$, ενώ μελετάται ο ανακρουόμενος πυρήνας και όχι το σκεδαζόμενο σωματίδιο της δέσμης (διαφορετικές ενέργειες).

Proton Induced Gamma Emission – PIGE: Η μέθοδος ανίχνευσης της ακτινοβολίας – γ βασίζεται στην αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα με εκπομπή ακτινοβολίας – γ . Οι ακτίνες ανιχνεύονται συνήθως από ανιχνευτή γερμανίου υψηλής καθαρότητας και ταυτοποιούνται ως προς την ενέργεια τους. Οι ενέργειες αντιστοιχούν σε μεταβάσεις ενεργειακών σταθμών και είναι χαρακτηριστικές για κάθε πυρήνα, επιτρέποντας έτσι την ανάλυση του. Να σημειωθεί ότι οι ακτίνες γ διερχόμενες στην ύλη δεν χάνουν ενέργεια, αλλά απορροφώνται, μειώνεται άρα η έντασή τους (όχι η ενέργεια τους).

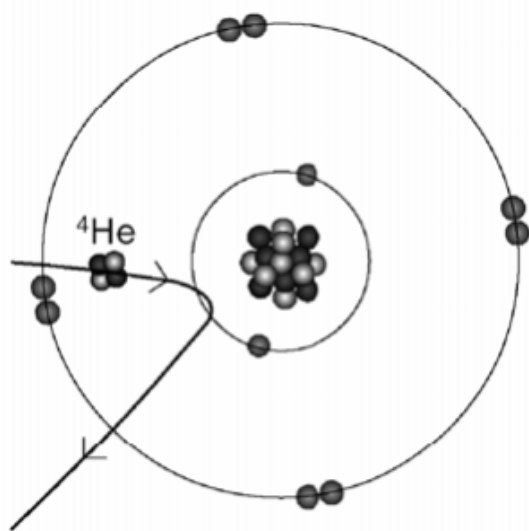
Η μέθοδος κάθε φορά επιλέγεται ανάλογα με το στόχο που θέλουμε να αναλύσουμε και το στοιχείο που μας ενδιαφέρει να ποσοτικοποιήσουμε, αλλά και ανάλογα του πόσο βαθιά σε ένα στόχο αναμένεται να βρίσκεται το στοιχείο υπό μελέτη ή την πιθανή συνύπαρξη άλλων στοιχείων με κοντινό ατομικό αριθμό. Ανάλογα λοιπόν την περίπτωση, επιλέγεται η κατάλληλη δέσμη φορτισμένων σωματιδίων με την κατάλληλη ενέργεια και το παράγωγο, το προϊόν της αλληλεπίδρασης που εξυπηρετεί την εκάστοτε ανάγκη. Ο συνδυασμός αυτός ορίζει τελικά τη μέθοδο που θα χρησιμοποιηθεί.

Για παράδειγμα, αν μας ενδιαφέρει η κατανομή ενός βαριού στοιχείου, θα χρησιμοποιήσουμε τη μέθοδο RBS, ενώ αν μας ενδιαφέρει ένα πολύ ελαφρύ στοιχείο, θα χρησιμοποιήσουμε την ERDA. Αν ο στόχος είναι παχύς, χρειαζόμαστε ελαφριά δέσμη μεγάλης ενέργειας, ενώ αν είναι λεπτός χρειαζόμαστε βαριά δέσμη για καλύτερη depth resolution. Στην περίπτωση που μας ενδιαφέρει ένα συγκεκριμένο ισότοπο ενός στοιχείου, ή η προς ανάλυση μήτρα είναι σύνθετη, η NRA τεχνική θα διαλεύκανε την κατάσταση.

1.1.1 Φασματοσκοπία Σκέδασης Rutherford (RBS)

Όπως ήδη αναφέρθηκε, η φασματοσκοπία που βασίζεται στην ελαστική σκέδαση των σωματιδίων της δέσμης (RBS και EBS) είναι από τις πιο συχνά χρησιμοποιούμενες για την ανάλυση στόχων. Η αναλυτική περιγραφή της RBS κρίνεται σκόπιμη, καθώς η ελαστική σκέδαση (EBS) είναι μια επέκταση της RBS και αποτελεί τη βάση της εργασίας αυτής.

Σκέδαση Rutherford έχουμε όταν τα σωματίδια της δέσμης έχουν ενέργεια πολύ χαμηλότερη του φράγματος δυναμικού του συστήματος βλήμα-στόχος και έτσι σκεδάζονται από το δυναμικό Coulomb των πυρήνων του στόχου, όπως σχηματικά φαίνεται στο Σχήμα 1.2 για ένα σωματίο – α .



Σχήμα 1.2: Σχηματική απεικόνιση της σκέδασης Rutherford ενός σωματίου – α .

Η μέθοδος RBS λοιπόν, εφαρμόζεται στις περιπτώσεις που η σκέδαση είναι Rutherford, δηλαδή δεδομένου ότι η δέσμη φορτισμένων σωματιδίων από έναν επιταχυντή είναι μερικά MeV, αφορά την ανάλυση βαριών πυρήνων ($Z > 60$). Η χρήση της ενδείκνυται άρα για την ανίχνευση βαρέων στοιχείων πάνω σε ελαφρά υποστρώματα. Με την τεχνική αυτή μπορούμε να προσδιορίσουμε την στοιχειακή και σε βάθος ανάλυση στόχων, πάχους από nm έως μερικά μm από την επιφάνεια. Να σημειώσουμε ότι μελετάται η οπισθοσκέδαση των σωματιδίων, καθώς τα σωματίδια συνήθως δεν έχουν αρκετή ενέργεια για να διαπεράσουν ολόκληρο το δείγμα που μελετάται (με υπόστρωμα).

Στην σκέδαση Rutherford λοιπόν, η διαφορική ενεργός διατομή της σκέδασης, η πιθανότητα δηλαδή να σκεδαστεί το σωματίδιο (μάζας M_1) και ενέργειας E από έναν πυρήνα (μάζας Z_2) σε γωνία θ , ανά στερεακτίνο (Ω), υπολογίζεται αναλυτικά από τη σχέση του Rutherford, στο σύστημα του εργαστηρίου:

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

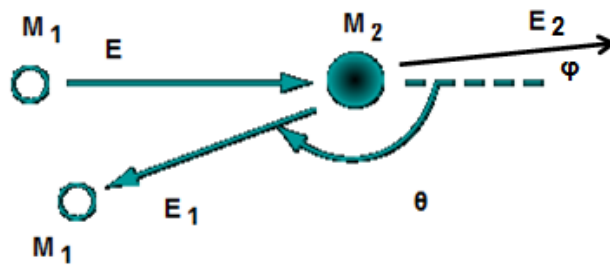
Όμως από τον ορισμό της διαφορικής ενεργού διατομής γενικά, έχουμε και την παρακάτω σχέση (2), όπου Y είναι ο αριθμός των σωματιδίων που σκεδάστηκαν (ανιχνεύτηκαν) σε γωνία θ , από άτομα M_2 συνολικού αριθμού N_t (επιφανειακή πυκνότητα του στόχου σε at/cm^2) και Q είναι ο συνολικός αριθμός των σωματιδίων της δέσμης που προσέπεσαν στο στόχο. Η διαφορική ενεργός διατομή υπολογίζεται έτσι σε mb/sr και εκφράζει την πιθανότητα σκέδασης ανά sr (Ω είναι η στερεά γωνία ανίχνευσης) κανονικοποιημένη στον συνολικό αριθμό πυρήνων N_t του στόχου.

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{Y}{N_t(Q\Omega)} \quad (2)$$

Ο ποσοτικός προσδιορισμός του πάχους ενός στοιχείου έγκειται στον προσδιορισμό του όρου N_t , ο οποίος βρίσκεται πολύ εύκολα με την ανάλυση των δεδομένων από ένα πείραμα ελαστικής σκέδασης που στην ουσία είναι η καταμέτρηση των σκεδαζόμενων σωματιδίων (Y). Όλοι οι υπόλοιποι όροι στην σχέση (2) προσδιορίζονται πειραματικά, ενώ η ενεργός διατομή δίνεται από την σχέση (1).

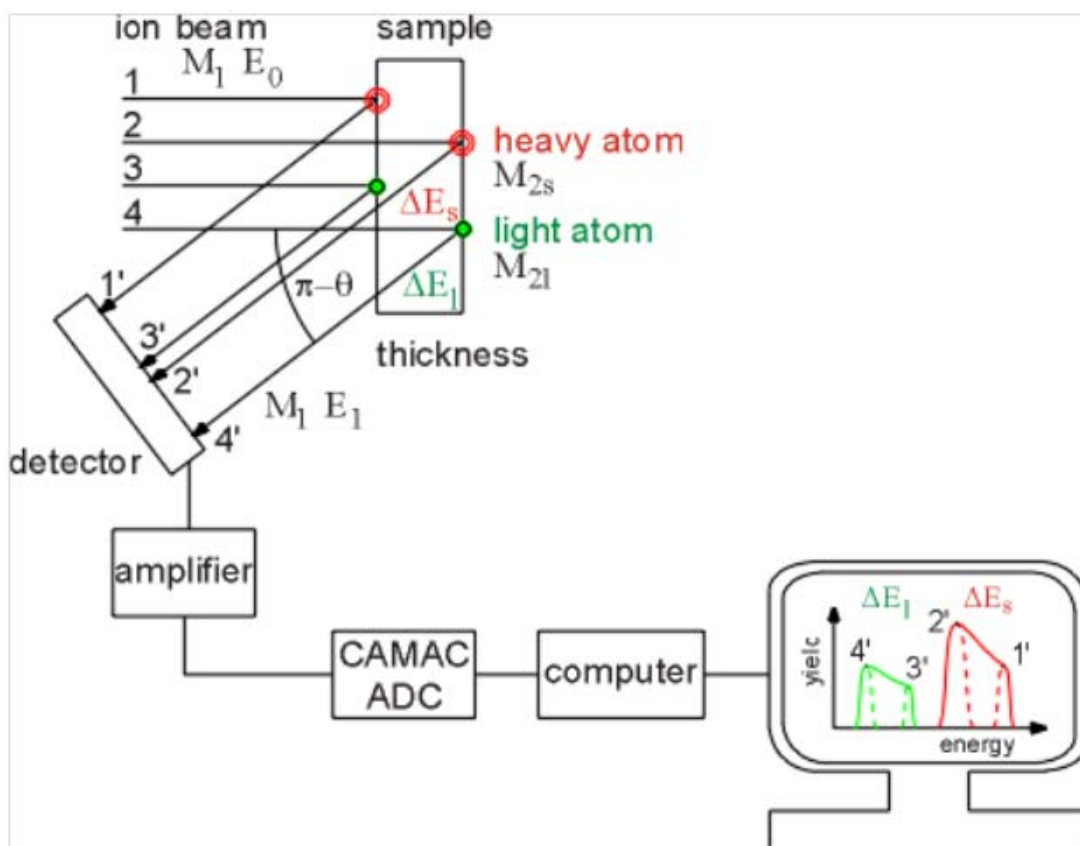
Η ενέργεια του σωματιδίου της δέσμης (μάζας M_1) μετά την ελαστική σκέδαση από τον πυρήνα (μάζας M_2) μειώνεται από E σε E_1 , με τρόπο που εξαρτάται από τη γωνία σκέδασης θ και τις μάζες των σωματιδίων με $M_1 < M_2$, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.3. Η ενέργεια E_1 καθορίζεται άρα από τον κινηματικό παράγοντα K , σύμφωνα με τη σχέση (3), που προκύπτει από την κινηματική της αντίδρασης (αρχή διατήρησης της ενέργειας και της ορμής). Τα σωματίδια έχουν λοιπόν μετά τη σκέδαση πολύ συγκεκριμένη ενέργεια (E_1).

$$E_1 = K * E \quad \text{με} \quad K = \left[\frac{M_1 \cos \theta + (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}}{M_1 + M_2} \right]^2 \quad (3)$$



Σχήμα 1.3: Σχηματική απεικόνιση της κινηματικής της ελαστικής σκέδασης.

Η ενέργεια των σωματιδίων όμως πριν τη σκέδαση εξαρτάται από το βάθος που έχει διανύσει ένα σωματίδιο έως ότου σκεδαστεί. Αν δηλαδή η σκέδαση δε γίνει στην επιφάνεια του στόχου και γίνει λίγο πιο βαθιά σε έναν στόχο, τότε το σωματίδιο ακριβώς πριν τη σκέδαση δε θα έχει την ενέργεια από τον επιταχυντή, αλλά η ενέργεια του θα έχει μειωθεί, από την απώλεια ενέργειας διανύοντας το στόχο. Άρα η πιθανότητα σκέδασης θα είναι διαφορετική, αφού θα αντιστοιχεί σε μειωμένη ενέργεια. Επίσης θα μειωθεί και η ενέργεια του σωματιδίου μετά τη σκέδαση διανύοντας πάλι το στόχο. Η **απώλεια ενέργειας** ΔE της δέσμης, διανύοντας το στόχο πριν τη σκέδαση αλλά και εξερχόμενη έπειτα από αυτόν, υπολογίζεται σε επόμενη ενότητα (3.3). Άρα η ενέργεια των ανιχνευόμενων σωματιδίων, αυτών που έχουν σκεδαστεί σε μια γωνία θ (εκεί που έχουμε τον ανιχνευτή μας), θα έχει ένα εύρος ΔE ανάλογο της κατανομής των πυρήνων που προκάλεσαν τη σκέδαση, του πάχους δηλαδή του στοιχείου υπό μελέτη, όπως φαίνεται στο ακόλουθο Σχήμα 1.4.



Σχήμα 1.4: Σχηματική αναπαράσταση της ανίχνευσης της σκέδασης σωματιδίων από ένα βαρύ και ένα ελαφρύτερο στοιχείο με ίδια πάχος (thickness).

Όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 1.4, τα σωματίδια που φτάνουν στον ανιχνευτή, με κατάλληλη επεξεργασία (αναλύεται στην ενότητα 2.4.4), καταχωρούνται σε ένα φάσμα στον υπολογιστή μας (τελευταία εικόνα στο Σχήμα 1.4) σε σχέση με την ενέργεια τους.

Τα σωματίδια που σκεδάζονται από τον βαρύ πυρήνα στην επιφάνεια του στόχου (1') δεν υπόκεινται σε καμία απώλεια ενέργειας, αφού δε διανύουν καθόλου το στόχο και έτσι έχουν τη μέγιστη ενέργεια E_1 που προκύπτει από την κινηματική της αντίδρασης (σχέση (3)) και καταχωρούνται δεξιά-δεξιά στο φάσμα. Όταν όμως η σκέδαση γίνεται σε κάποιο βάθος του στόχου, με ακραίο σημείο το τέλος του (2'), τα ανιχνευόμενα σωματίδια χάνουν ενέργεια ανάλογη του βάθους της σκέδασης. Έτσι στο φάσμα μας παίρνουμε μια κατανομή σωματιδίων, ενεργειακού εύρους ΔE_s ανάλογο του συνολικού πάχους του στόχου. Το ύψος της καμπύλης, δηλαδή ο αριθμός των ανιχνευόμενων σωματιδίων (counts) σε κάποια ενέργεια (σε συγκεκριμένο δηλαδή βάθος του υλικού), όπως φαίνεται από τη σχέση (2), εξαρτάται από το συνολικό αριθμό των σωματιδίων που φτάνουν στο στόχο (Q) και τη πιθανότητα να σκεδαστούν, τη διαφορική ενεργό διατομή δηλαδή, στην ενέργεια αυτή. Εξαρτάται όμως και από τον αριθμό των ατόμων M_{2s} του στόχου (N_t) στο βάθος αυτό. Έτσι μπορεί κανείς να βγάλει συμπεράσματα για την κατανομή σε βάθος του στοιχείου M_{2s} .

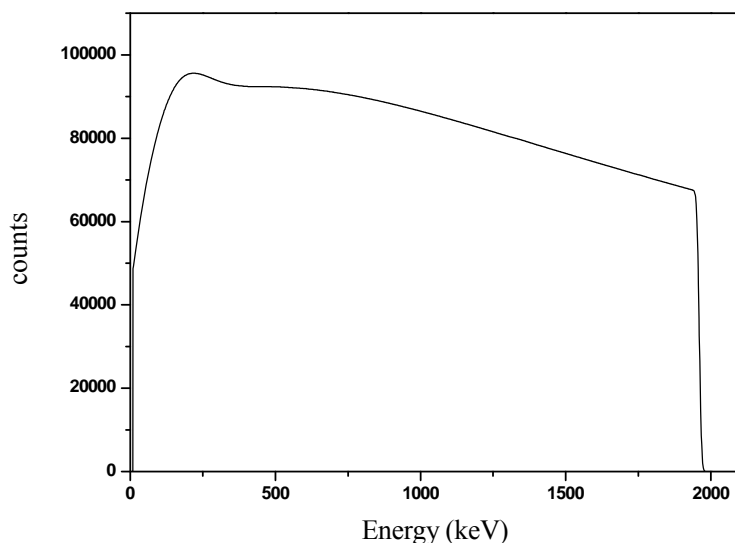
Το ύψος δηλαδή της καμπύλης που παίρνουμε γενικά στα φάσματα μας, δίνει τα στοιχεία που χρειαζόμαστε για την κατανομή σε βάθος του στοιχείου M_2 που μελετάμε.

Όμοια εικόνα παίρνουμε και για τη σκέδαση των σωματιδίων από άλλο ελαφρύτερο στοιχείο (3' και 4' στο Σχήμα 1.4), από το οποίο τα σωματίδια σκεδάζονται με μικρότερη ενέργεια, αφού όπως φαίνεται στη σχέση (3), η ενέργεια μετά τη σκέδαση (E_1) μειώνεται για μικρότερο M_2 .

Να σημειώσουμε ότι αν το βαρύ στοιχείο ήταν παχύτερο ή εάν η διαφορά των μαζών M μεταξύ των δυο στοιχείων ήταν μικρότερη, οι δυο καμπύλες στο φάσμα θα είχαν κάποια αλληλοεπικάλυψη, χωρίς αυτό να περιόριζε την ανάλυση μας (μόνο σε ακραίες περιπτώσεις θα τη δυσκόλευε).

Σύμφωνα με τα παραπάνω καταλαβαίνει κανείς ότι αν ο στόχος είναι **απείρου πάχους**, με την έννοια ότι τα σωματίδια της δέσμης σταματάνε στο εσωτερικό του, χάνουν δηλαδή όλη την ενέργειά τους, το φάσμα που θα πάρουμε θα εκτείνεται από το μηδέν μέχρι την μέγιστη ενέργεια των ανιχνευόμενων σωματιδίων E_1 . Αυτή είδαμε ότι αντιστοιχεί στα σωματίδια που σκεδάστηκαν στην επιφάνεια του στόχου (μηδενική απώλεια στο στόχο), ενώ τα σωματίδια που οριακά ανιχνεύονται (με μηδαμινή ενέργεια) αντιστοιχούν σε αυτά που διένυσαν τη μεγαλύτερη διαδρομή στο στόχο, έχοντας όση ενέργεια χρειάζεται για να τον διανύσουν και πάλι μετά τη σκέδαση (προς τα πίσω υπό γωνία $\pi-\theta$) για να φτάσουν στον ανιχνευτή.

Για παράδειγμα, αν έχουμε έναν ομοιόμορφο και απείρου πάχους στόχο χρυσού τον οποίο ακτινοβολούμε με πρωτόνια ενέργειας 2 MeV, όπου η σκέδαση είναι Rutherford, το φάσμα που θα πάρουμε θα έχει τη μορφή που φαίνεται στο Σχήμα 1.5.



Σχήμα 1.5: Φάσμα ανιχνευόμενων πρωτονίων μετά τη σκέδασή τους από στόχο χρυσού απείρου πάχους για φορτίο $Q\Omega$ ίσο με 10^{12} (particles*sr).

Στο φάσμα βλέπουμε τη χαρακτηριστική αύξηση της ενεργού διατομής καθώς η ενέργεια των πρωτονίων μειώνεται για μεγαλύτερα βάθη σκέδασης (κοιτάζοντας από δεξιά στα αριστερά). Επίσης βλέπουμε ιδιαίτερη αύξηση των σωματιδίων με πολύ μικρή ενέργεια, που προκύπτει όχι μόνο από το φαινόμενο straggling της δέσμης μέσα στο στόχο, αλλά και τις πολλαπλές σκεδάσεις που μπορούν να συμβούν με αποτέλεσμα τα σωματίδια αυτά να έχουν αρκετά μικρή ενέργεια. Αφού στο παράδειγμα αυτό, ξέρουμε ότι ο στόχος είναι ομοιόμορφος, αλλά και για κάθε φάσμα με γνωστή την κατανομή στόχου, η εικόνα που μας δίνει το φάσμα (εξαιρώντας την ιδιαίτερη περιοχή κοντά στο μηδέν), αντιστοιχεί στη μεταβολή της ενεργού διατομής με την ενέργεια, καθώς μεταβάλλεται η ενέργεια από την μέγιστη τιμή στη μηδενική (από τα δεξιά στα αριστερά του φάσματος). Το φάσμα λοιπόν απεικονίζει τη σχέση της διαφορικής ενεργού διατομής σε σχέση με την ενέργεια, αφού όλοι οι άλλοι παράγοντες που συμβάλουν στο ύψος της καμπύλης ($Q\Omega$ και N_t στη σχέση 2) είναι σταθεροί ή/και γνωστοί, καθώς το σωματίδιο διανύει το στόχο.

1.1.1 Φασματοσκοπία Ελαστικής Σκέδασης (EBS)

Όταν η ελαστική σκέδαση των σωματιδίων του πυρήνα δεν είναι Rutherford, όταν δηλαδή τα σωματίδια έχουν ενέργεια τέτοια ώστε να ξεπεράσουν το δυναμικό Coulomb ή ακόμα και απλά έχουν την πιθανότητα να το κάνουν με ενέργεια μικρότερη από το φράγμα αυτό του δυναμικού (σύμφωνα με το φαινόμενο σήραγγας), η κατάσταση περιπλέκεται. Στην περίπτωση αυτή, η μέθοδος ανάλυσης, με τη γενική ονομασία Elastic Backscattering Spectroscopy, είναι ίδια με την RBS, με τη διαφορά ότι η σκέδαση δεν περιγράφεται από τη σχέση Rutherford και οι διαφορικές ενεργές διατομές πρέπει να προσδιοριστούν για κάθε σύστημα βλήμα-πυρήνας. Οι τιμές αυτές μπορούν να προσδιοριστούν πειραματικά, όπως έχει γίνει στο παρελθόν για πολλές αντιδράσεις, με τον περιορισμό της χρήσης της μεθόδου στο εύρος ενεργειών και γωνιών που είναι μελετημένα. Όλες οι μελέτες βρίσκονται στη διάθεση της επιστημονικής κοινότητας μέσω της βάσης δεδομένων IBANDL [11].

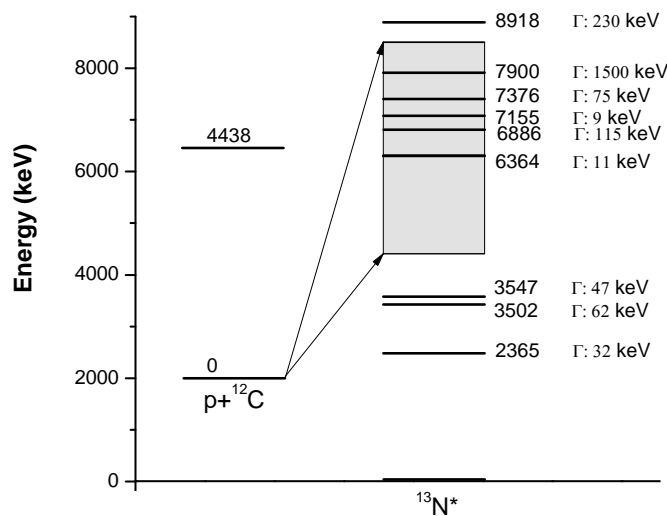
Η EBS τεχνική είναι μια γενίκευση της RBS μεθόδου για κάθε ελαστική σκέδαση φορτισμένου σωματιδίου από τα άτομα του στοιχείου προς ανάλυση, προσφέροντας ανάλογα, την κατά βάθος κατανομή του στο στόχο (depth profile). Η μέθοδος και πάλι βασίζεται στην σχέση που περιγράφει τη σκέδαση, τον ορισμό της διαφορικής ενεργού διατομής (τα μεγέθη έχουν ήδη προσδιοριστεί στην προηγούμενη υποενότητα).

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{Y}{N_t(Q\Omega)}$$

Η μέθοδος συχνά χρησιμοποιείται μαζί με την RBS, για τη παράλληλη μελέτη ενός στοιχείου για το οποίο η σκέδαση είναι Rutherford. Η ταυτόχρονη αυτή μελέτη, όπως θα δούμε στις επόμενες ενότητες αποσκοπεί στον προσδιορισμό του παράγοντα ($Q\Omega$). Η τεχνική αυτή των σχετικών μετρήσεων, με αναφορά το στοιχείο που ακολουθεί τη σχέση Rutherford, ακολουθήθηκε και στην παρούσα εργασία για τον προσδιορισμό των διαφορικών ενεργών διατομών της ελαστικής και της ανελαστικής σκέδασης πρωτονίων από τον άνθρακα.

1.2 Σύστημα πρωτόνιο – άνθρακας

Στην ενότητα αυτή θα περιοριστούμε στην ειδική περίπτωση που αφορά τον ποσοτικό προσδιορισμό του άνθρακα, καθώς και την κατά βάθος κατανομή του σε δείγματα. Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή, η κατάλληλη μέθοδος για να το επιτύχει κανείς αυτό, είναι η EBS, καθώς η ελαστική σκέδαση των πρωτονίων, ήδη για ενέργεια δέσμης από τα ~450 keV, από τον άνθρακα δεν είναι Rutherford. Η σκέδαση επηρεάζεται από το δυναμικό Coulomb (~1,8 MeV), αλλά και το δυναμικό του πυρήνα. Για να μπορεί λοιπόν να εφαρμοστεί η μέθοδος χρειάζεται να υπολογιστεί η διαφορική ενεργός διατομή σε μεγάλο εύρος ενεργειών και γωνιών. Ο καλύτερος τρόπος προσδιορισμού των τιμών αυτών είναι μέσω θεωρητικών υπολογισμών για την έκφραση του πυρηνικού δυναμικού, οι οποίοι όμως προαπαιτούν την ύπαρξη πειραματικής μελέτης πρώτα, όπως αναλύεται σε επόμενη ενότητα (4.3). Η μελέτη που απαιτείται αφορά συνολικά όλο το σύστημα πρωτονίου – άνθρακα, με ενεργειακό διάγραμμα που απεικονίζεται στο ακόλουθο Σχήμα 1.6. Η μελέτη αυτή αφορά δηλαδή και την ελαστική (p,p_0) και την ανελαστική (p,p_1) σκέδαση των πρωτονίων που είναι σε πρώτη φάση το αντικείμενο της παρούσας εργασίας. Μια ολοκληρωμένη μελέτη του συστήματος περιλαμβάνει επίσης και έλεγχο της δεξιά-αριστερά ασυμμετρίας της ενεργού διατομής της σκέδασης των πρωτονίων, όταν πολωμένη δέσμη προσπίπτει σε στόχο άνθρακα. Πραγματοποιήσαμε ένα τέτοιο πείραμα, χωρίς να ολοκληρωθεί σε όλες τις φάσεις, καταλήγοντας μόνο σε πρώτα αποτελέσματα (Παράρτημα). Σε δεύτερη φάση η εργασία αφορά τους ίδιους τους θεωρητικούς υπολογισμούς για την ελαστική σκέδαση των πρωτονίων από τον άνθρακα (συγκεκριμένα την επέκτασή τους ως τα 7 MeV (καθηγητής A. Gurbich), καθώς και τον έλεγχο τους.



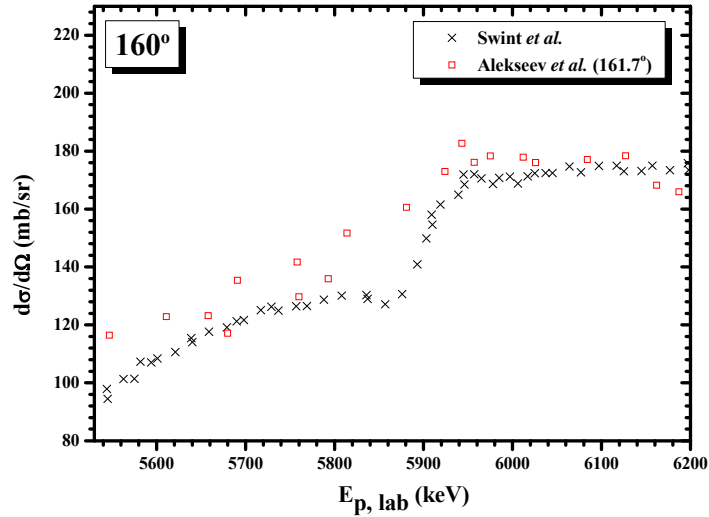
Σχήμα 1.6: Ενεργειακό διάγραμμα του συστήματος στο σύστημα κέντρου μάζας.

1.2.1 Ελαστική σκέδαση

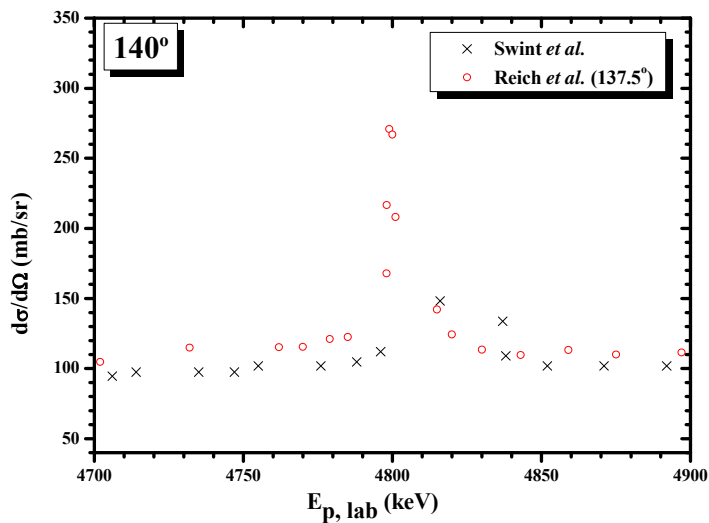
Η ελαστική σκέδαση των πρωτονίων, όπως φαίνεται και στο ενεργειακό διάγραμμα (Σχήμα 1.6) αποτελεί το ελαστικό κανάλι εξόδου (p,p_0) μετά τη δημιουργία του σύνθετου πυρήνα $^{13}\text{N}^*$.

Όταν δέσμη πρωτονίων μερικών MeV προσπίπτει σε άτομα άνθρακα, η επίδραση του πυρηνικού δυναμικού τύπου Woods-Saxon [13] κατά την αλληλεπίδραση πρωτονίου-άνθρακα, σύμφωνα με το οπτικό μοντέλο (Hodgson [13]), προκαλεί την εμφάνιση φαρυδιών μεγίστων και ελαχίστων στην ενεργό διατομή (ανακλάσεις κυμάτων σε πηγάδι δυναμικού). Παράλληλα, κατά την αλληλεπίδραση έχουμε τη δημιουργία σύνθετου πυρήνα $^{13}\text{N}^*$, οι ενεργειακές στάθμες του οποίου καθορίζουν επίσης σε μεγάλο βαθμό τη μορφή της ενεργού διατομής της ελαστικής σκέδασης (Breit-Wigner συντονισμοί [13]). Όταν με κατάλληλη ενέργεια της δέσμης διεγείρεται κάποια στάθμη του $^{13}\text{N}^*$ θα αναμέναμε να παρουσιαστεί μέγιστο στην ενεργό διατομή (μέγιστη πιθανότητα σκέδασης κατά αυτόν τον τρόπο) με ενεργειακό εύρος, το εύρος της στάθμης (σχετικά πολύ μικρό δηλαδή). Αυτό που συμβαίνει όμως είναι η συμβολή των δυο κυματομορφών (οπτικό μοντέλο και Breit-Wigner) που μπορεί τελικά να δώσει αναιρετικό αποτέλεσμα.

Γίνεται λοιπόν αντιληπτό ότι η διαφορική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης πρωτονίων από άνθρακα έχει τελικά αρκετά σύνθετη μορφή, κάτι που φαίνεται αμέσως και από τις μελέτες που έχουν γίνει στο παρελθόν [1-9], αλλά και τις μετρήσεις της παρούσας εργασίας. Οι μελέτες από τη βιβλιογραφία περιορίζονται στις περισσότερες περιπτώσεις σε ενεργειακό εύρος των πρωτονίων της δέσμης έως τα 4.5 MeV. Σε κάποιες περιπτώσεις όμως, τα δεδομένα αυτά εμφανίζουν σημαντικές διαφορές, όπως φαίνεται παρακάτω. Από αυτά τα δεδομένα όμως, ήταν δυνατό να πραγματοποιηθούν θεωρητικοί υπολογισμοί (evaluation), η διαδικασία των οποίων περιγράφεται συνοπτικά στην ενότητα 4.3 (καθηγητής A.Gurbich [10]) για τη διαφορική ενεργό διατομή της ελαστικής σκέδασης ως τα 4.5 MeV. Στα Γραφήματα 1.1 και 1.2 για παράδειγμα, μπορούμε να δούμε ότι υπάρχουν διαφορές μεταξύ των δεδομένων από τη βιβλιογραφία [3,5,8] σε σημαντικά σημεία. Στο Γράφημα 1.1 βλέπουμε τη μεγάλη διαφορά στην κλίση των δυο καμπυλών μεταξύ των δυο συντονισμών που συμβάλλουν. Ομοίως ο λεπτός συντονισμός στο Γράφημα 1.2 παρουσιάζεται σε διαφορετική θέση, αν και φαίνεται καλύτερα μελετημένος από τον Reich et al. [5]. Τα σημεία όμως των συντονισμών αποδεικνύονται πολύ κρίσιμα στη διαδικασία του evaluation, οπότε χρήζουν αναλυτικότερης μελέτης.



Γράφημα 1.1: Διαφορική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης στις 160° με δεδομένα από τη βιβλιογραφία.



Γράφημα 1.2: Διαφορική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης στις 140° με δεδομένα από τη βιβλιογραφία.

Έτσι με την παρούσα εργασία σκοπεύουμε εκτός από την τελική επέκταση των θεωρητικών υπολογισμών ως τα 7 MeV, αλλά και τη διαλεύκανση των διαφωνιών που απαντώνται στα δεδομένα που υπάρχουν ήδη στη βιβλιογραφία, στο ενεργειακό εύρος της μελέτης μας.

1.2.1 Ανελαστική σκέδαση

Η μελέτη της ανελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από τον άνθρακα είναι χρήσιμη για τους θεωρητικούς υπολογισμούς της ελαστικής σκέδασης, αφού δίνει σημαντική πληροφορία για το πυρηνικό δυναμικό. Σύμφωνα με το οπτικό μοντέλο [13], η σκέδαση χωρίζεται σε δύο κανάλια, το ελαστικό και το ανταγωνιστικό του, το ανελαστικό κανάλι γενικά, το οποίο περιγράφεται από έναν μιγαδικό όρο στο δυναμικό του πυρήνα και εκφράζει την απορρόφηση του πρωτονίου από τον πυρήνα. Το ενεργειακό εύρος της μελέτης μας (ως τα 7 MeV) είναι τέτοιο, που δεν μπορεί να αγνοηθεί η ύπαρξη του ανταγωνιστικού καναλιού της (p,p_1) αντίδρασης. Αυτό φάνηκε και πειραματικά, ακόμα και στο πείραμα όπου μελετούσαμε την ελαστική σκέδαση (με ελαχίστη στατιστική για την (p,p_1) αντίδραση). Μετά την ενέργεια των 6 MeV, φαινόταν σε όλα τα φάσματά μας, η κορυφή που αντιστοιχούσε στην $^{12}\text{C}(p,p_1)^{12}\text{C}$ αντίδραση, ολοένα να αυξάνει.

Η $^{12}\text{C}(p,p_1)^{12}\text{C}$ αντίδραση έχει μελετηθεί ελάχιστα στο παρελθόν [13,14] και δεν υπάρχουν δεδομένα για σύγκριση.

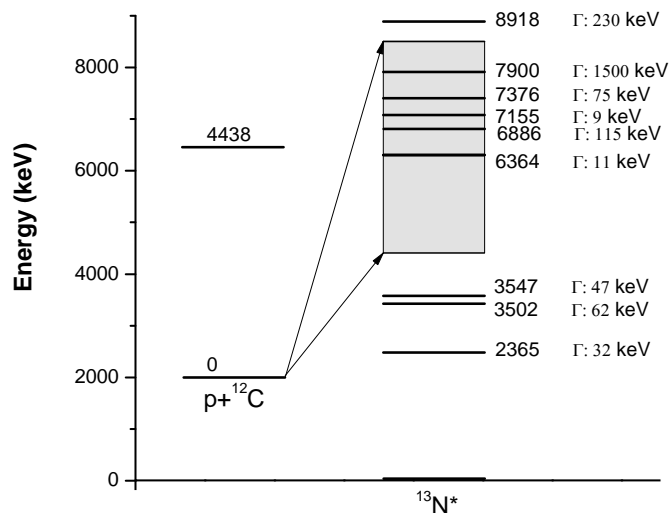
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΔΙΑΦΟΡΙΚΩΝ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ

Στο παρόν κεφάλαιο περιγράφεται η πειραματική διαδικασία μέτρησης των διαφορικών ενεργών διατομών για το σύστημα $p + {}^{12}\text{C}$. Αρχικά περιγράφονται οι μετρήσεις που θέλαμε να κάνουμε και έπειτα παρουσιάζεται αναλυτικά η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε. Ο πρωταρχικός στόχος της εργασίας αυτής ήταν ο προσδιορισμός διαφορικών ενεργών διατομών για την ελαστική σκέδαση των πρωτονίων από τον άνθρακα ως τα 7 MeV, σύμφωνα με το οπτικό μοντέλο και την R-matrix θεωρία [15] (επέκταση του evaluation). Για να γίνει αυτό δυνατό, όπως παρουσιάζεται στην επόμενη ενότητα 4.4, χρειαζόνταν αξιόπιστα πειραματικά δεδομένα ως τα 7 MeV για αρκετές γωνίες σκέδασης και για το ελαστικό (p, p_0) και για το ανελαστικό (p, p_1) κανάλι σκέδασης. Επίσης όπως έχει ήδη αναφερθεί, επιχειρήθηκε η μελέτη της δεξιά-αριστερά ασυμμετρίας της ενεργού διατομής της σκέδασης των πρωτονίων με χρήση πολωμένης δέσμης πρωτονίων, που επίσης θα έδινε χρήσιμες πληροφορίες. Η μέτρηση αυτή περιγράφεται περιληπτικά σε Παράρτημα, αφού τελικά δεν ολοκληρώθηκε.

2.1 Μελέτη της ελαστικής σκέδασης ${}^{12}\text{C}(p, p_0) {}^{12}\text{C}$

Η ελαστική σκέδαση μελετήθηκε για ενέργειες πρωτονίων $E_{p,\text{lab}} = 2.7 - 7$ MeV με πολύ μικρό βήμα κοντά στους συντονισμούς και σε γωνίες σκέδασης 140° , 150° , 160° και 170° σε σχέση με τη διεύθυνση της δέσμης. Το Σχήμα 2.1 που ακολουθεί, απεικονίζει το ενεργειακό διάγραμμα του συστήματός μας και με το γραμμοσκιασμένο πλαίσιο φαίνεται η ενεργειακή περιοχή του σύνθετου πυρήνα που διεγείραμε. Για το πείραμα αυτό χρησιμοποιήθηκε λεπτός στόχος άνθρακα με ένα επιφανειακό λεπτό στρώμα χρυσού, η κατασκευή του οποίου περιγράφεται αναλυτικά σε επόμενη ενότητα (2.3). Στις επόμενες ενότητες περιγράφεται επίσης όλη η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη αυτή.



Σχήμα 2.1: Ενεργειακό διάγραμμα του συστήματος στο σύστημα κέντρου μάζας.

2.2 Μελέτη της ανελαστικής σκέδασης $^{12}\text{C}(p,p_1)^{12}\text{C}$

Η ανελαστική σκέδαση που σχηματικά φαίνεται στο Σχήμα 2.1, μελετήθηκε ξεχωριστά από την ελαστική, σε δεύτερο πείραμα. Η πειραματική διάταξη ήταν όμως η ίδια, όπως και ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε. Έτσι, όπως θα δούμε αναλυτικά σε επόμενη ενότητα στην ανάλυση των πειραματικών δεδομένων, τα αποτελέσματα είναι απόλυτα συσχετισμένα μεταξύ τους και μπορεί να θεωρηθούν τα δυο πειράματα ως ένα. Η μόνη διαφορά των δυο πειραμάτων είναι το ενεργειακό εύρος μελέτης, καθώς και οι γωνίες σκέδασης. Η ανελαστική σκέδαση μελετήθηκε για $E_{p,\text{lab}} = 5.8 - 7.2$ MeV και σε πιο μπροστινές γωνίες, συνολικά στις 105° , 110° , 140° , 150° , 160° και στις 170° σε σχέση με τη διεύθυνση της δέσμης (πάντα). Σε πρώτη φάση μελετήθηκαν οι γωνίες 110° , 150° και 170° και έπειτα με κατάλληλη στροφή των 3 ανιχνευτών μελετήθηκαν και οι υπόλοιπες.

2.3 Η κατασκευή του στόχου

Ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις διαφορικών ενεργών διατομών αποτελούνταν από ένα λεπτό στρώμα χρυσού (14 ± 1 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) πάνω σε ένα λεπτό φύλλο άνθρακα (52 ± 2 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Ο υπολογισμός του πάχους του κάθε στρώματος περιγράφεται αναλυτικά στην ενότητα 3.2. Ο στόχος αυτός κατασκευάστηκε εξ' ολοκλήρου με τη μέθοδο της εξάχνωσης στον εξαχνωτήρα του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος». Ο εξαχνωτήρας γενικά αποτελείται από έναν θάλαμο σε υψηλό κενό, όπου ανάλογα το υλικό επιλέγεται είτε η τεχνική electron-gun είτε η απλή θέρμανση του υλικού για την εξάχνωσή του.

Πρώτα κατασκευάσαμε το φύλλο άνθρακα, με την τεχνική electron-gun στον εξαχνωτήρα, δηλαδή με πρόσκρουση ηλεκτρονίων σε μια μικρή ποσότητα γραφίτη, με αποτέλεσμα την εξαγωγή ατόμων άνθρακα. Τα ηλεκτρόνια παράγονται από μια αντίσταση που θερμαίνεται και βρίσκεται δίπλα στο γραφίτη και κατευθύνονται σε αυτόν με κατάλληλα τοποθετημένους μαγνήτες. Πάνω από το γραφίτη σε απόσταση περίπου 20cm είχαμε τοποθετήσει στην κατάλληλη βάση του εξαχνωτήρα μικρά γυάλινα πλακίδια (~2 x 7 mm), στα οποία είχαμε επαλείψει λίγο σαπούνι (10% μπεταϊν και 90% ζαχαρόνερο) για να κατακάτσουν εκεί τα άτομα άνθρακα από την εξάχνωση. Φυσικά κατά τη διάρκεια της εξάχνωσης το κενό του εξαχνωτήρα «χαλάει» λίγο και τα γυαλάκια σκουραίνουν από τα άτομα άνθρακα. Όταν το στρώμα έγινε αρκετά σκούρο σταματήσαμε τη διαδικασία (εμπειρικός τρόπος). Το στρώμα αυτό από άνθρακα το απομονώσαμε έπειτα με βύθιση του πλακιδίου σε νερό. Τότε το στρώμα άνθρακα ξεκόλλησε (λόγω του σαπουνιού) και επέπλεε και το τοποθετήσαμε σε ένα πλαίσιο (holder του στόχου).

Γενικά, μετά τη διαδικασία αυτή μπορούν να παραχθούν αρκετά όμοια φύλλα άνθρακα (ανάλογα του αριθμού γυάλινων πλακιδίων που ήταν τοποθετημένα κατά την εξάχνωση). Να σημειώσουμε εδώ ότι με αυτή τη μέθοδο κατασκευάζονται και τα φύλλα άνθρακα που χρησιμοποιούνται στον επιταχυντή για τη μετατροπή των αρνητικών ιόντων σε θετικά, όπως αναφέρεται στην επόμενη ενότητα (2.4.1). Τα φύλλα αυτά όμως επιβάλλεται να είναι ιδιαίτερα λεπτά, της τάξης των $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Για την εξάχνωση χρυσού πάνω στο φύλλο άνθρακα που κατασκευάσαμε, χρειάστηκε απλά να τοποθετήσουμε στον εξαχνωτήρα μικρή ποσότητα χρυσού σε μεταλλική βάση (Ta) και από πάνω το φύλλο άνθρακα με την κατάλληλη στήριξη (συγκεκριμένα είχαμε αρκετά τέτοια φύλλα άνθρακα τοποθετημένα για σιγουριά). Υψηλό ρεύμα διέρρηε έπειτα τη βάση με αποτέλεσμα τη θέρμανση κ τελικά την εξάχνωση όλου του χρυσού. Για αυτό το λόγο η ποσότητα χρυσού δεν ήταν τυχαία αλλά η κατάλληλη για να πάρουμε το στρώμα που επιθυμούσαμε. Η εξάχνωση από θέρμανση γίνεται ισότροπα και έτσι από τη γεωμετρία της διάταξης ήταν δυνατός ο υπολογισμός της ποσότητας αυτής.

Το στρώμα χρυσού στο στόχο άνθρακα ήταν απαραίτητο κυρίως για τον υπολογισμό του φορτίου πάνω στο στόχο, εκμεταλλευόμενοι το γεγονός ότι η σκέδαση πρωτονίων από το χρυσό στις ενέργειες που μελετήσαμε ακολουθεί τη σχέση Rutherford, όπως περιγράφεται σε επόμενη ενότητα (3.2). Οι υπολογισμοί λοιπόν όλοι που κάναμε, έχουν ως αναφορά τη σκέδαση από το χρυσό (σχετικές μετρήσεις, ενότητα 3.4)

2.4 Πειραματική διάταξη

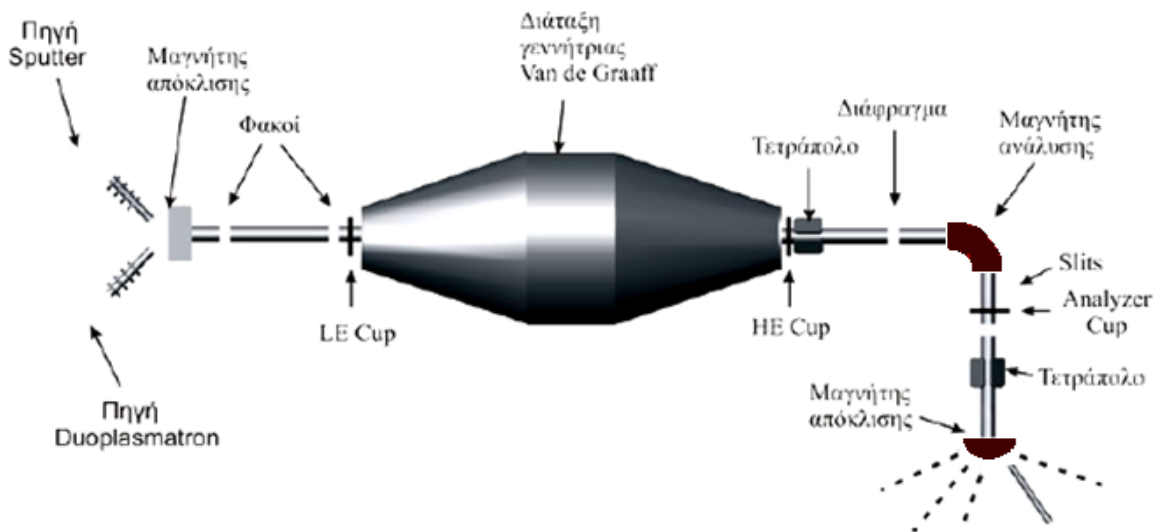
Στην ενότητα αυτή περιγράφεται αναλυτικά η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τις παραπάνω μετρήσεις. Παρουσιάζεται η παραγωγή της δέσμης των πρωτονίων από τον επιταχυντή, ο θάλαμος όπου λαμβάνει χώρα η σκέδαση τους από το στόχο και η μετέπειτα καταγραφή τους από τους ανιχνευτές. Τέλος, συνοπτικά περιγράφονται και τα ηλεκτρονικά που χρησιμοποιήσαμε για να πάρουμε τα δεδομένα μας.

2.4.1 Ο επιταχυντής

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν στον επιταχυντή τύπου Tandem μέγιστης διαφοράς δυναμικού 5.5 MV, που βρίσκεται στις εγκαταστάσεις του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος». Ο επιταχυντής είναι γραμμικός και βασίζεται στη λειτουργία γεννήτριας Van der Graaf.

Τα βασικά τμήματα του επιταχυντή, που φαίνονται στο παρακάτω Σχήμα 2.2, μαζί με τα άλλα στοιχεία με προφανή λειτουργία, είναι οι πηγές των ιόντων στην αρχή της γραμμής, η γεννήτρια Van der Graaf στο κέντρο (μέσα στη δεξαμενή του επιταχυντή), η οποία δίνει τη μέγιστη επιτάχυνση στα ιόντα και οι 5 πειραματικές γραμμές όπου αυτός καταλήγει. Όλα τα μέρη του επιταχυντή βρίσκονται σε υψηλό κενό της τάξης των 10^{-7} Torr. Στο τέλος των γραμμών, συνήθως σε κατάλληλα διαμορφωμένους θαλάμους (chambers), γίνεται η σύγκρουση των ιόντων με τους στόχους και η συλλογή των δεδομένων από τους κατάλληλους ανιχνευτές. Κάθε γραμμή έχει διαφορετική διάταξη και γεωμετρία. Η επιλογή και η διαμόρφωση της γραμμής γίνεται ανάλογα με τους σκοπούς και τις ανάγκες του κάθε πειράματος.

Αξίζει όμως να περιγραφεί με περισσότερη λεπτομέρεια ο τρόπος επιτάχυνσης των ιόντων, αλλά και η τελική επιλογή τους. Τα ιόντα που παράγονται από την πηγή, που κάθε φορά χρησιμοποιείται ανάλογα με το επιθυμητό ιόν, είναι αρνητικά. Υφίστανται την πρώτη μικρή επιτάχυνση (60 kV) εισερχόμενα στον προεπιταχυντικό σωλήνα και έπειτα στην κεντρική γραμμή μεταφοράς δέχονται την κύρια επιτάχυνση μέσω της έλξης τους από τη θετική τάση της γεννήτριας (έως ~5 MV). Στο κέντρο της τα ιόντα διέρχονται μέσα από λεπτό φύλλο άνθρακα που λειτουργεί ως απογυμνωτής ηλεκτρονίων, μετατρέποντας τα σε θετικά ιόντα. Έτσι απωθούνται, από την ίδια θετική τάση της γεννήτριας με αποτέλεσμα τη δεύτερη (επιπρόσθετη) επιτάχυνσή τους. Έπειτα η δέσμη εστιάζεται διερχόμενη μέσα από το πρώτο ηλεκτρομαγνητικό τετράπολο και οδηγείται στο μαγνήτη ανάλυσης για την επιλογή των ιόντων βάσει της ενέργειας (κεντρική τιμή).



Σχήμα 2.2: Σχέδιο του επιταχυντικού συστήματος

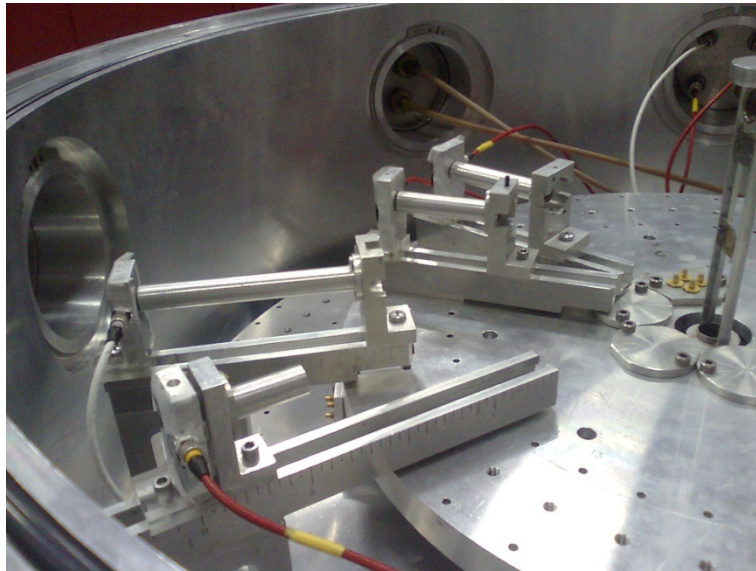
Η αβεβαιότητα της ενέργειας των ιόντων δεν ξεπερνά το 0.2% εξαρτώμενη κυρίως από το άνοιγμα του διαφράγματος που βρίσκεται μετά από το μαγνήτη επιλογής. Η γεννήτρια αναπτύσσει εξαιρετικά σταθερή τάση με διακυμάνσεις της τάξης του $\pm 1\%$, με μικρή σχετικά όμως ένταση της δέσμης να φτάνει στον κάθε φορά στόχο (συνήθως ως 200 nA).

Για τις μετρήσεις μας τα slits ήταν αρκετά κλειστά για να μην έχουμε μεγάλη αβεβαιότητα στην ενέργεια και το ρεύμα στο στόχο δεν ξεπέρασε τα 80 nA για να μην έχουμε σημαντικό carbon build up, καθώς και τοπική υπερθέρμανση του στόχου με αποτέλεσμα πιθανές αλλοιώσεις. Η αντιμετώπιση του φαινομένου αυτού παρουσιάζεται σε επόμενη ενότητα (3.2.1). Ο προσδιορισμός της ενέργειας της δέσμης μας περιγράφεται αναλυτικά επίσης σε επόμενη ενότητα (3.3).

2.4.2 Ο θάλαμος σκέδασης

Η πειραματική γραμμή που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις μας ήταν αυτή με το γωνιομετρικό θάλαμο σκέδασης διαμέτρου ~ 70 cm. Ο θάλαμος βρίσκεται κατά τη διάρκεια των πειραμάτων σε υψηλό κενό της τάξης του 10^{-6} Torr, με τη βοήθεια κατάλληλων αντλιών κενού, μίας περιστροφικής λαδιού (rotary) για το χαμηλό και μιας στροβιλομοριακής (turbo) για το υψηλό κενό. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.3 στο κέντρο του θαλάμου τοποθετήθηκε ο στόχος και στις γωνίες υπό μελέτη οι ανιχνευτές. Στην είσοδο των ανιχνευτών τοποθετήθηκαν σωλήνες αλουμινίου μικρής διαμέτρου (~ 1 cm) διαφόρων μηκών, για να αποκλείσουν την ανίχνευση σωματιδίων που σκεδάζονται από τα τοιχώματα του θαλάμου ή/και του Faraday cup στο τέλος της γραμμής μετά το θάλαμο (δε φαίνεται στο σχήμα). Στην είσοδο του θαλάμου, τοποθετήθηκαν κατευθυντήρες

(collimator και anti-scatterer) της δέσμης, με αποτέλεσμα μέσα στο θάλαμο η δέσμη να έχει διάμετρο ~ 2 mm. Τα σήματα των ανιχνευτών εξέρχονται από τον θάλαμο από τις αντίστοιχες εξόδους όπως φαίνονται και στο Σχήμα 2.3. Από εκεί τροφοδοτούνται ταυτόχρονα οι ανιχνευτές με την κατάλληλη τάση για την κανονική λειτουργία τους.



Σχήμα 2.3: Ο θάλαμος σκέδασης των πειραμάτων μας με το στόχο και τους ανιχνευτές στη τελική θέση τους.

Γενικά στη βάση του στόχου μπορούν να τοποθετηθούν 4 στόχοι και κάθε φορά με την κατάλληλη κατακόρυφη κίνηση της βάσης (η οποία μπορεί και να περιστρέφεται) μπορεί κάθε στόχος να βρεθεί στην πορεία της δέσμης.

2.4.3 Η ανιχνευτική διάταξη

Για την ανίχνευση των σκεδασμένων πρωτονίων χρησιμοποιήθηκαν 4 ανιχνευτές επιφανειακού φραγμού πυριτίου (Silicon Surface Barrier – SSB) για τις μετρήσεις της ελαστικής σκέδασης και 3 από αυτούς για τις μετρήσεις της ανελαστικής σκέδασης. Είχαν πάχος 1000 μm , ώστε να σταματάνε εντός τους τα πρωτόνια και να αφήνουν έτσι όλη την ενέργεια τους. Η μέγιστη ενέργεια πρωτονίων δεν ξεπερνούσε τα ~ 7.1 MeV και αντιστοιχούσε στα πρωτόνια που σκεδάστηκαν από το χρυσό στις 105° , για ενέργεια δέσμης 7.2 MeV. Με τη βοήθεια του προγράμματος SRIM [16] βρέθηκε ότι τα 1000 μm είναι υπεραρκετά για να σταματήσουν τα σωματίδια σε κάθε περίπτωση.

Οι ανιχνευτές τοποθετήθηκαν στις γωνίες σκέδασης υπό μελέτη, με τη βοήθεια της γωνιομετρικής βάσης του θαλάμου, η οποία είναι κατάλληλα διαμορφωμένη για τη στήριξη των ανιχνευτών. Το γωνιομετρικό αυτό τραπέζι μπορεί να περιστρέφεται, όπως και έγινε για το πείραμα της ανελαστικής σκέδασης. Το δεύτερο σετ γωνιών πραγματοποιήθηκε στρίβοντας κατάλληλα το

τραπέζι, τους 3 ανιχνευτές δηλαδή στις καινούργιες γωνίες. Κάθε ανιχνευτής με τη βοήθεια μιας μικρής βάσης (holder) τοποθετήθηκε στο γωνιομετρικό τραπέζι σε απόσταση ~ 30 cm από το στόχο. Οι σωλήνες αλουμινίου, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.3, είναι τοποθετημένοι στην είσοδο των ανιχνευτών για να εμποδίζουν την ανίχνευση πρωτονίων που έχουν σκεδαστεί από τα τοιχώματα του θαλάμου ή και του Faraday cup, όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη υποενότητα. Ακριβώς μπροστά στην ενεργό επιφάνεια του κάθε ανιχνευτή είχαμε προσαρμόσει, με τη βοήθεια του holder, μια ορθογώνια σχισμή (slits) $\sim 4.5 \times 8$ mm² (Σχήμα 2.4) για να περιορίσουμε την ενεργό περιοχή ανίχνευσης, ορίζοντας μικρό (αλλά ικανοποιητικό σε όρους στερεάς γωνίας Ω) γωνιακό άνοιγμα ανίχνευσης. Ταυτόχρονα η απόσταση των ανιχνευτών επιλέχθηκε να είναι γύρω στα 30 cm και έτσι κάθε ανιχνευτής είχε γωνιακό άνοιγμα τελικά $\pm 1^\circ$.



Σχήμα 2.4: Φωτογραφία ενός ανιχνευτή στη βάση του (holder).

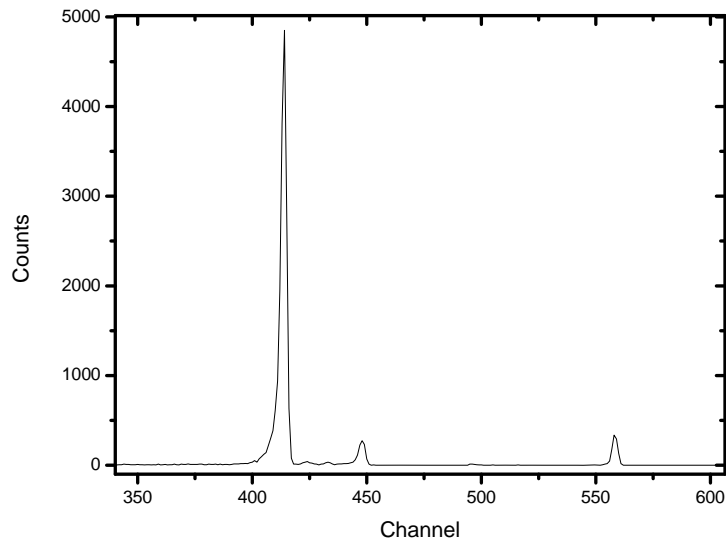
2.4.4 Ηλεκτρονικά

Γενικά ένας ανιχνευτής παράγει σήμα ύψους ανάλογο της ενέργειας που αφήνει το ανιχνευόμενο σωματίδιο. Ο ανιχνευτής λειτουργεί κανονικά όταν είναι υπό τάση (τάση λειτουργίας). Το σήμα του ανιχνευτή όμως για να καταλήξει στην τελική μορφή, που είναι η μορφή φάσματος, όπως θα δούμε στην επόμενη παράγραφο, διαμορφώνεται από ένα σύστημα ηλεκτρονικών.

Το σήμα αρχικά περνάει από έναν προενισχυτή, ο οποίος του δίνει μια μικρή ενίσχυση, με σκοπό την αύξηση του λόγου σήματος προς θόρυβο. Μέσω του προενισχυτή παρέχεται στον ανιχνευτή και η τάση λειτουργίας του από ένα τροφοδοτικό τάσης. Στη συνέχεια το σήμα διαμορφώνεται μέσω ενός ενισχυτή, όπου και ενισχύεται κατά το επιθυμητό. Η διαμόρφωση περιλαμβάνει τη ρύθμιση (από τον χρήστη) παραμέτρων, όπως το shaping time και το pole zero. Το σήμα μετά τον ενισχυτή μετατρέπεται σε ψηφιακό, μέσω ενός μετατροπέα (Analog to Digital Converter – ADC) και καταχωρείται ανάλογα με το ύψος του σε ένα κανάλι, μέσω ενός πολυκαναλικού αναλυτή (Multi Channel Analyzer – MCA).

Στις μετρήσεις μας χρησιμοποιήθηκε η μονάδα Mesytec, για την προενίσχυση και την ενίσχυση του σήματος (ενιαία μονάδα) καθώς και το αντίστοιχο τροφοδοτικό τάσης. Χρησιμοποιήθηκε

επίσης ο DUAL ADC 7072 των 10V της εταιρείας FAST, όπου επιλέχθηκαν 1024 κανάλια για την καταχώρηση των παλμών, λόγω της ανάλογης διακριτικής ικανότητας των ανιχνευτών. Το φάσμα που παίρνουμε τελικά, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.5, απεικονίζει τα σωματίδια (counts) που ανιχνεύτηκαν με αντίστοιχη ενέργεια (κανάλι). Ο προσδιορισμός της αντιστοιχίας κανάλι σε ενέργεια, η βαθμονόμηση των φασμάτων δηλαδή, περιγράφεται αναλυτικά σε επόμενη ενότητα (3.1.2).



Σχήμα 2.5: Τυπικό φάσμα ενός ανιχνευτή.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Στο παρόν κεφάλαιο περιγράφεται η διαδικασία που ακολουθείται μετά την εκτέλεση των πειραμάτων και τη συλλογή των δεδομένων. Η διαδικασία αυτή είναι απαραίτητη για τον προσδιορισμό των διαφορικών ενεργών διατομών που μας ενδιαφέρουν και αποτελείται από 4 στάδια. Αρχικά πρέπει να αναλυθούν τα φάσματα που καταγράφονται με τη βοήθεια των ανιχνευτών και να προσδιοριστεί το πάχος του στόχου. Με γνωστό το πάχος του στόχου μπορεί έπειτα να προσδιοριστεί η τελική ενέργεια της δέσμης και τέλος να υπολογιστούν οι διαφορικές ενεργές διατομές που θέλουμε.

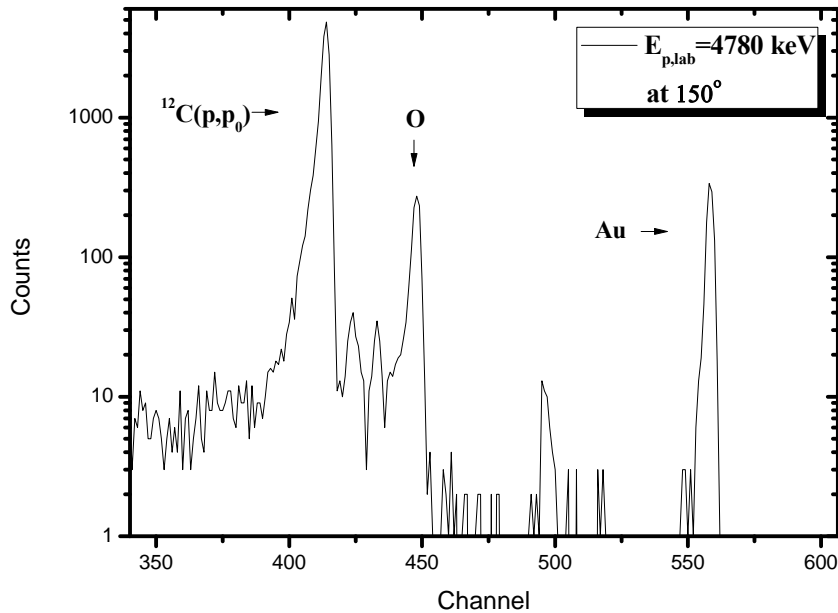
3.1 Ανάλυση των φασμάτων

Η πληροφορία που χρειαζόμαστε για τη σκέδαση των πρωτονίων σε κάποια γωνία καταγράφεται από τον ανιχνευτή που είναι τοποθετημένος στη συγκεκριμένη αυτή γωνία και όπως περιγράφηκε στην ενότητα 2.4.4 έχει τελικά τη μορφή φάσματος, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.1 για παράδειγμα, για ενέργεια πρωτονίων $E_{p,lab}=4780$ keV στις 150° . Το πειραματικό αυτό φάσμα μας δείχνει τον αριθμό των πρωτονίων (counts) που σκεδάστηκαν στις 150° (ανιχνευτική ικανότητα 100%), όταν προσέπεσαν στον λεπτό στόχο άνθρακα με ενέργεια 4780 keV, σε σχέση με την ενέργεια τους που αντιστοιχείται σε κανάλια (channel) μέσω της βαθμονόμησης. Τα φάσματα που ελήφθησαν στα πειράματα μας αποτελούνται από λίγες και απομονωμένες κορυφές, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3.1.

3.1.1 Αναγνώριση των κορυφών

Οι στόχοι όπως είδαμε στο Κεφάλαιο 2, περιέχουν και άλλα στοιχεία εκτός από άνθρακα και έτσι τα ανιχνευόμενα πρωτόνια, ανάλογα με τον πυρήνα από τον οποίο έχουν σκεδαστεί και το είδος της σκέδασης, έχουν συγκεκριμένη ενέργεια, που προκύπτει από την αντίστοιχη κινηματική της αντίδρασης (αρχή διατήρησης της ενέργειας και της ορμής). Με την τοποθέτηση μίας πηγής σωματιδίων-α στο θάλαμο πριν την ακτινοβολήση των στόχων, μπορούμε να έχουμε μια πρώτη βαθμονόμηση των φασμάτων (του κάθε ADC), μπορούμε να ξέρουμε δηλαδή την αντιστοιχία των καναλιών σε ενέργεια, όπως περιγράφεται αναλυτικά στην επόμενη υποενότητα. Με αυτόν τον τρόπο μπορούμε να καθορίσουμε την προέλευση των πρωτονίων που ανιχνεύει κάθε ανιχνευτής,

αφού τα φάσματα μας αποτελούνται όπως είδαμε από απομονωμένες κορυφές. Μπορούμε δηλαδή να αναγνωρίσουμε τις κορυφές που βλέπουμε στα φάσματά μας.



Σχήμα 3.1: Τυπικό φάσμα από τον ανιχνευτή.

Συγκεκριμένα, με τη βοήθεια του προγράμματος catkin [17] υπολογίσαμε την ενέργεια που αναμένεται να έχουν τα πρωτόνια μετά από κάθε πιθανή σκέδαση (για κάθε στοιχείο του στόχου δηλαδή), σε κάθε γωνία ανίχνευσης όταν τα πρωτόνια είχαν αρχική ενέργεια 4780 keV. Στο φάσμα των 150°, Σχήμα 3.1, βλέπουμε την συγκεκριμένη αντιστοιχία κορυφής-αντίδρασης. Ανάλογη θα είναι βέβαια και η αναγνώριση των κορυφών και στις υπόλοιπες γωνίες ανίχνευσης. Επίσης για προφανείς λόγους, οι κορυφές που προέρχονται από ελαστική σκέδαση των πρωτονίων, θα έχουν την ίδια σχετική θέση σε κάθε φάσμα, για κάθε ενέργεια της δέσμης δηλαδή. Τα πρωτόνια μετά από ανελαστική σκέδαση στον άνθρακα, μετά από την $^{12}\text{C}(p,p_1)$ αντίδραση δηλαδή, έχουν πάντα μικρότερη ενέργεια από αυτά μετά από ελαστική σκέδαση, την $^{12}\text{C}(p,p_0)$ δηλαδή, κατά 4438 keV που είναι η πρώτη διεγερμένη στάθμη του ^{12}C . Άρα οι κορυφές σε όλα τα φάσματα που ελήφθησαν θα έχουν την μορφή που βλέπουμε στο Σχήμα 3.1: Δεξιότερη θα είναι πάντα η κορυφή του χρυσού, όπως καταχρηστικά μπορούμε να πούμε, αριστερότερη θα είναι η $^{12}\text{C}(p,p_1)$ (δε φαίνεται στο Σχήμα 3.1) και δίπλα της η $^{12}\text{C}(p,p_0)$. Αυτές οι τρεις κορυφές είναι που μας ενδιαφέρουν. Επίσης, όλα τα άλλα πιθανά κανάλια πυρηνικών αντιδράσεων στον άνθρακα είναι κλειστά στο εύρος ενεργειών των πρωτονίων που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία.

3.1.2 Ενεργειακή βαθμονόμηση

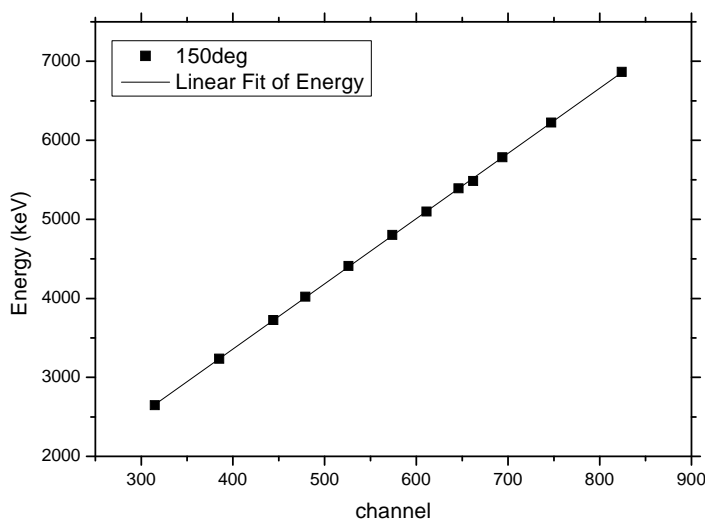
Μαζί με την αναγνώριση των κορυφών σε ένα φάσμα μπορεί κανείς να κάνει και την βαθμονόμηση του, μπορεί να βρει δηλαδή την αντιστοιχία των καναλιών σε ενέργεια στο φάσμα αυτό. Η θέση (κανάλι) κάθε κορυφής εξαρτάται από το αντίστοιχο σήμα, άρα κάθε ανιχνευτής, κάθε γωνία δηλαδή, θα έχει τη δική του βαθμονόμηση (διαφορετική ενίσχυση σήματος και διαφορετικά καλώδια για κάθε σήμα-ανιχνευτή) και είναι ίδια για όλες τις μετρήσεις, αφού δεν έγινε κάποια σχετική αλλαγή στα πειράματά μας. Η σχέση που συνδέει τα κανάλια με την ενέργεια των σωματιδίων είναι γραμμική και όσο πιο απομακρυσμένα είναι τα σημεία που χρησιμοποιούνται για τη βαθμονόμηση αυτή, τόσο πιο ακριβής θα είναι.

Η βαθμονόμηση των φασμάτων έγινε αρχικά με την τριπλή πηγή σωματιδίων-α (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm), όπου τα σωματίνια-α έχουν γνωστή ενέργεια (5156.6, 5485.6, 5804.8 keV αντίστοιχα) και έτσι ήταν δυνατή η αντιστοίχιση της θέσης της κάθε κορυφής σε ενέργεια. Το βήμα αυτό για την ακρίβεια ήταν απαραίτητο και για να ρυθμιστεί η ενίσχυση των σημάτων στην αρχή των πειραμάτων. Η βαθμονόμηση όμως γίνεται πιο σωστά με σημεία (στο φάσμα) που απέχουν περισσότερα keV μεταξύ τους από αυτά που απέχουν τα σωματίνια-α της πηγής. Με σχετικά σωστή βαθμονόμηση (με χρήση της πηγής) μπορεί κανείς να ξεχωρίσει σε ένα πειραματικό φάσμα την κορυφή της ελαστικής σκέδασης από το χρυσό σε κάθε μέτρηση στο εύρος 2.7-7 MeV. Χρησιμοποιώντας μερικά σημεία από αυτά, που απέχουν μέχρι και μερικά MeV, όπως φαίνεται και στο ακόλουθο σχήμα (Σχήμα 3.2), μπορεί κανείς να βαθμονομήσει το πειραματικό φάσμα, αφού ξέρει σε τι ενέργεια αντιστοιχούν τα πρωτόνια μετά τις σκεδάσεις. Έτσι μπορέσαμε να βαθμονομήσουμε τα φάσματα για κάθε γωνία και στα δυο πειράματα (μελέτη ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης). Στον Πίνακα φαίνεται η αντίστοιχη βαθμονόμηση στο πρώτο πείραμα για τις 150°.

Να σημειωθεί εδώ, ότι η ακριβέστερη βαθμονόμηση γενικά επιτυγχάνεται, όταν χρησιμοποιούνται κορυφές που προέρχονται από ομοειδή σωματίδια (στην περίπτωσή μας όλες οι κορυφές είναι από πρωτόνια), λόγω της μικρής διαφοράς που παρουσιάζουν στην ανίχνευση διαφορετικών σωματιδίων ίδιας ενέργειας οι SSB ανιχνευτές.

Γενικά, με δυο γνωστές (αναγνωρισμένες) και αρκετά απομακρυσμένες μεταξύ τους κορυφές από ομοειδή σωματίδια, σε ένα φάσμα, μπορεί να γίνει η βαθμονόμηση του (καλύτερα από ότι μόνο με μια πηγή) και έτσι μπορεί κανείς να αναγνωρίσει έπειτα και τις υπόλοιπες κορυφές. Αυτή είναι η διαδικασία που απαιτείται όπου υπάρχουν φάσματα που αποτελούνται από πολλές κορυφές που μπορεί να επικαλύπτονται σε κάποιες ενέργειες ή και να εμφανίζονται ξαφνικά (από κάποια ενέργεια και έπειτα) στο φάσμα, αφού μετά τη βαθμονόμηση είναι γνωστή η ενέργεια που αντιστοιχεί στη κάθε κορυφή (αντίστροφη διαδικασία).

Equation	$y = a + b \cdot x$		
Adj. R-Square	0,99988		
		Value	Standard Error
Energy	Intercept	56,23592	15,95749
Energy	Slope	8,25556	0,02688



Σχήμα 3.2: Ενεργειακή βαθμονόμηση φάσματος

3.1.3 Εμβαδομέτρηση κορυφών

Τα πειραματικά φάσματά μας ήταν απλά στην αναγνώριση των κορυφών (για παράδειγμα όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1), χωρίς αλληλοεπικαλύψεις, αλλά κυρίως ήταν αρκετά εύκολο να τα χειριστεί κανείς ως προς την πληροφορία που μας δίνουν, αφού και το υπόβαθρο (background) ήταν μηδαμινό. Αυτό που μας ενδιέφερε για κάθε μέτρηση και κάθε γωνία ήταν να μετρήσουμε πόσα πρωτόνια σκεδάστηκαν μέσω της $^{12}\text{C}(p,p_0)$, της $^{12}\text{C}(p,p_1)$ αλλά και της $\text{Au}(p,p)$ αντίδρασης. Ο αριθμός αυτός των πρωτονίων βρέθηκε εύκολα, απλά ολοκληρώνοντας την αντίστοιχη κορυφή (ή κάνοντας εξομοίωση της κορυφής με καμπύλη τύπου Gauss) σε κάθε πειραματικό φάσμα, αφού το εμβαδό (Y) κάτω από μία κορυφή, μετά την αφαίρεση του background δίνει το σύνολο των σωματιδίων που προέρχονται από μια συγκεκριμένη αντίδραση. Την εμβαδομέτρηση αυτή την επιτύχαμε με τη βοήθεια του προγράμματος TV [18], το οποίο μας δίνει και σφάλμα των τιμών που υπολογίζει (στατιστικό).

3.2 Ανάλυση των στόχων

Όπως θα δούμε αναλυτικά στην ενότητα 3.4, για να υπολογίσουμε διαφορικές ενεργές διατομές, χρειάζεται να ξέρουμε το πάχος του στόχου που χρησιμοποιήσαμε που όπως αναφέρθηκε αποτελούνταν από 2 στρώματα. Το πρώτο στρώμα το αποτελούσε ένα λεπτό φύλλο χρυσού και το δεύτερο ένα φύλλο άνθρακα, πάχους $52 \pm 2 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Το στρώμα του χρυσού μετρήθηκε πριν την ακτινοβολήση των στόχων με τη μέθοδο XRF (X-Ray Fluorescence) [19] και βρέθηκε ίσο με $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ με ακρίβεια 10%. Το πάχος αυτό επιβεβαιώθηκε μετά το πέρας των πειραμάτων με τη μελέτη των κορυφών που αντιστοιχούν στη ελαστική σκέδαση των πρωτονίων στο χρυσό. Αυτό επιτεύχθηκε με χρήση του προγράμματος SIMNRA [20], το οποίο με την κατάλληλη είσοδο από τον χρήστη προσομοιώνει τέτοιου είδους ακτινοβολήσεις και παράγει το αντίστοιχο φάσμα (simulated). Η σκέδαση από τον χρυσό στο ενεργειακό εύρος που μελετήθηκε, όπως έχει ήδη αναφερθεί, ακολουθεί τη σχέση Rutherford και άρα το ύψος της κορυφής του χρυσού στα φάσματα σε κάποια γωνία εξαρτάται από 2 μόνο παράγοντες (βλέπε Κεφάλαιο 1.1.1), το πάχος του χρυσού, από τον αριθμό δηλαδή των πυρήνων χρυσού στο στόχο και το φορτίο της δέσμης ανά στερεακτίσιο (παράγοντας $Q\Omega$). Σε κάθε φάσμα οι δυο αυτοί παράγοντες μπορούν να υπολογιστούν με το SIMNRA [20] με διπλή προσαρμογή (fit), έτσι ώστε το simulated φάσμα να αναπαραγάγει το πειραματικό στην περιοχή του χρυσού. Κάθε φάσμα έχει διαφορετικό φορτίο ανα στερεακτίσιο, άλλα το πάχος του χρυσού είναι βέβαια το ίδιο. Σε κάθε μέτρηση το φορτίο Q είναι το ίδιο για κάθε ανιχνευτή, η στερεά γωνία Ω όμως είναι διαφορετική, άλλα σταθερή σε όλες τις μετρήσεις. Τέλος, ο λόγος των Ω για τους ανιχνευτές (ανά ζεύγη) προσδιορίστηκε με τη χρήση της πηγής πριν την ακτινοβολήση και έτσι ο λόγος των $Q\Omega$ αντίστοιχα σε κάθε ακτινοβολήση είναι γνωστός. Με τους περιορισμούς αυτούς το πάχος του χρυσού υπολογίστηκε ίσο με $(14 \pm 1) \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Όμοια μπορεί κανείς να δουλέψει και με τις άλλες κορυφές στο φάσμα, όταν η αντίστοιχη ενεργός διατομή είναι γνωστή.

Το πάχος του στόχου τελικά επιβεβαιώθηκε και με έναν άλλο τρόπο που περιγράφεται αναλυτικά σε επόμενη ενότητα (3.4), όπου για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών επιλέχθηκε ο

απευθείας προσδιορισμός του λόγου των δυο στρωμάτων $\frac{N_{t,Au}}{N_{t,C}}$.

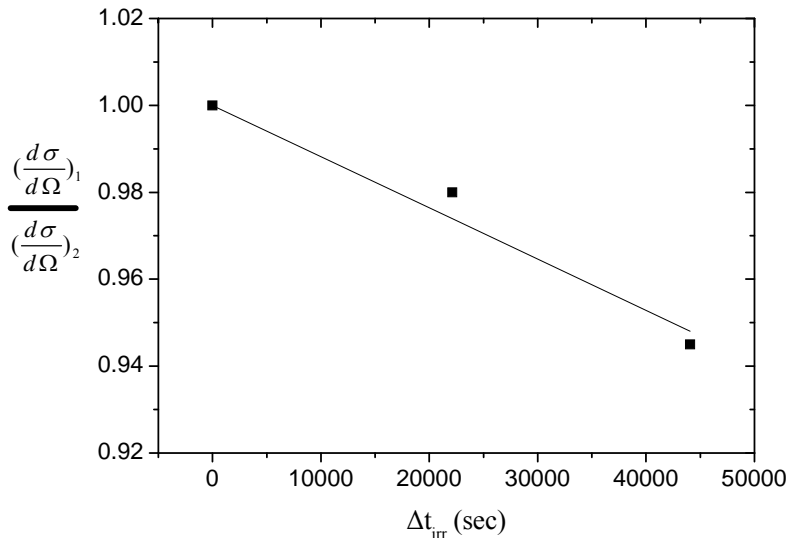
3.2.1 Carbon build-up

Κατά τη διάρκεια γενικά τέτοιων πειραμάτων, κατά την ακτινοβόληση των στόχων, παρατηρείται το εξής φαινόμενο: Η δέσμη διερχόμενη στο θάλαμο σκέδασης έχει ως αποτέλεσμα την κατακάθιση ατόμων άνθρακα στο στόχο. Ο άνθρακας αυτός προέρχεται κυρίως από τα λάδια της αντλίας κενού (rotary) και σε μικρότερο βαθμό μπορεί να προέρχεται από δαχτυλιές εντός του θαλάμου. Στις συνθήκες κενού που βρίσκεται ο θάλαμος κατά την ακτινοβόληση είναι δυνατή η εξάχνωση των οργανικών αυτών ενώσεων σε θερμοκρασία δωματίου, με αποτέλεσμα η δέσμη να έλκει και να παρασύρει τελικά στο στόχο άτομα άνθρακα. Για την εξάλειψη του φαινομένου, συχνά χρησιμοποιούμε κρουπαγίδες αζώτου στα άκρα του θαλάμου ή/και μετακινούμε λίγο το στόχο (πάνω ή κάτω) έτσι ώστε να μην ακτινοβολούμε το ίδιο σημείο συνέχεια και το επιβαρύνουμε (με άτομα άνθρακα). Παρόλα αυτά το φαινόμενο δε μπορεί να εκμηδενιστεί τελείως, αλλά στις περισσότερες περιπτώσεις θεωρείται αμελητέο.

Στα πειράματά μας όμως που μελετούμε τον ίδιο τον άνθρακα, θα μπορούσε η αύξηση αυτή των ατόμων του να επηρεάσει σημαντικά τα αποτελέσματά μας. Για αυτό το λόγο στο πρώτο πείραμα κάναμε μια διερεύνηση του φαινομένου. Σε όλο το πείραμα δε μετακινήσαμε καθόλου το στόχο και έτσι μπορέσαμε να παρακολουθήσουμε την αλλαγή του πάχους του άνθρακα, με επαναλαμβανόμενες μετρήσεις ανά μεγάλα χρονικά διαστήματα ακτινοβόλησης σε συγκεκριμένες ενέργειες. Για παράδειγμα η πρώτη μέτρηση του πειράματος ήταν στα 2.7 MeV (ονομαστική ενέργεια των πρωτονίων). Τη μέτρηση αυτή την επαναλάβαμε και στο τέλος του πειράματος δηλαδή μετά από 44063sec ακτινοβόλησης και είδαμε ότι η ενεργός διατομή υπολογίστηκε αυξημένη κατά ~9%, προφανώς εξαιτίας της αύξησης του πάχους του άνθρακα, την οποία δεν υπολογίσαμε στην τελευταία μέτρηση. Το ίδιο κάναμε και σε ενδιάμεσες ενέργειες: Επαναλάβαμε μετρήσεις με μικρότερο βέβαια χρόνο να μεσολαβεί ανάμεσα τους και είδαμε ότι η αύξηση των τιμών έχει γραμμική εξάρτηση από το χρόνο ακτινοβόλησης.

Στο σχήμα που ακολουθεί (Σχήμα 3.3), φαίνεται η γραμμική εξάρτηση (παράγοντας b) σε 2 επαναλαμβανόμενες μετρήσεις στις 150° για παράδειγμα, για $E_1=2700$ keV και $E_2=5350$ keV . Η πρώτη μέτρηση συμβολίζεται με $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_1$ και η δεύτερη στην ίδια ενέργεια μετά από χρόνο Δt συμβολίζεται με $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_2$. Στο γράφημα φαίνεται ο λόγος των τιμών αυτών σε σχέση με το χρόνο ακτινοβόλησης που μεσολάβησε, που έχει την εξής μορφή:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_1 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_2 (1 - bt)$$



Σχήμα 3.3: Επαναλαμβανόμενες μετρήσεις στις 150°.

Το γεγονός ότι το πάχος του άνθρακα αυξανόταν κατά τη διάρκεια των μετρήσεων είναι κάτι που θα έπρεπε να το **συνυπολογίσουμε στους υπολογισμούς** των ενεργών διατομών για την ελαστική σκέδαση $^{12}\text{C}(p,p_0)$. Όπως είδαμε η ενεργός διατομή υπολογίζεται μεγαλύτερη αν δεν συμπεριλάβουμε την αύξηση του πάχους. Άρα, από αυτό που υπολογίζουμε, αφού ξέρουμε μόνο το αρχικό πάχος, θα πρέπει να αφαιρούμε έναν παράγοντα. Όμοια εξάρτηση είδαμε βέβαια και στις υπόλοιπες γωνίες και έτσι ο υπολογισμός ενός διορθωτικού παράγοντα (b) βασίστηκε στο μέσο όρο αυτών και τελικά υπολογίστηκε ίσως με $9.3 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$.

Να σημειωθεί εδώ ότι η διεργασία αυτή αφορά μόνο τις μετρήσεις για την ελαστική σκέδαση (πρώτο πείραμα), καθώς στο επόμενο πείραμα με σκοπό τη μελέτη της ανελαστικής σκέδασης, μετακινήσαμε λίγο το στόχο (ίδιος με πριν) 3 φορές κατά τη διάρκεια του πειράματος. Έτσι ελαχιστοποιήσαμε το carbon build-up στο στόχο, που δεν αναμενόταν έτσι κι αλλιώς να ήταν σημαντικό, λόγω της μικρής χρονικής διάρκειας της ακτινοβόλησης συνολικά (σε σχέση με το πρώτο πείραμα, που έδειξε αύξηση μόνο 9% (στη χειρότερη περίπτωση), ακτινοβολώντας το ίδιο σημείο του στόχου σε όλο το πείραμα).

3.3 Προσδιορισμός της ενέργειας της δέσμης

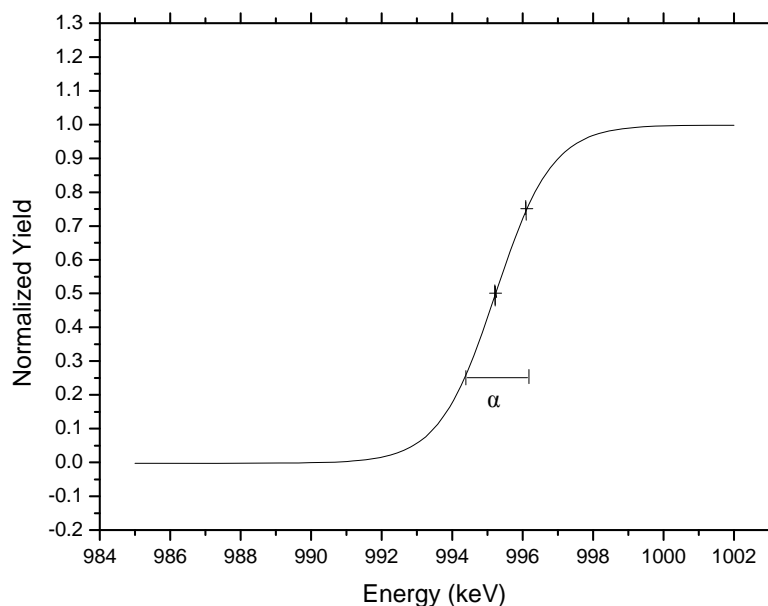
Ο προσδιορισμός της ενέργειας της δέσμης είναι απαραίτητος όχι μόνο για τις διαφορικές ενεργές διατομές, αλλά και για την βαθμονόμηση των φασμάτων καθώς και για κάθε προσομοίωση που κάνουμε με το SIMNRA [20]. Για όλα τα παραπάνω χρειάζεται να ξέρουμε τι ενέργεια είχαν τα πρωτόνια πριν συναντήσουν τον στόχο (αρχική ενέργεια) αλλά και ποια ενέργεια είχαν πριν σκεδαστούν από αυτόν (τελική ενέργεια), αφού μπορεί πρώτα να διένυσαν κάποια απόσταση μέσα

στο στόχο ανεπηρέαστα, που θα είχε όμως ως αποτέλεσμα κάποια απώλεια ενέργειας. Κάποια πρωτόνια μπορεί ακόμα και να διαπεράσουν το στόχο, χωρίς να υποστούν καμία σκέδαση. Αυτό μπορεί να συμβεί μόνο όταν δεν έχουν χάσει όλη την ενέργεια τους μέσα στο στόχο, μόνο όταν ο στόχος είναι καταλλήλως λεπτός δηλαδή.

3.3.1 Αρχική ενέργεια

Τα πρωτόνια που φτάνουν στο θάλαμο σκέδασης έχουν αποκτήσει ενέργεια από τον επιταχυντή, ανάλογη της τάσης που τα έχει επιταχύνει με αβεβαιότητα που εξαρτάται από τα σλιτς του μαγνήτη ανάλυσης. Η ακριβής τιμή της ενέργειας των πρωτονίων πριν πέσουν πάνω στο στόχο προσδιορίστηκε με τη μελέτη της $^{27}\text{Al}(p,\gamma)$ αντίδρασης που παρουσιάζει πολύ λεπτό συντονισμό ($\Gamma=110$ eV) για $E_{p,\text{lab}} = 991.89$ keV, χρησιμοποιώντας έναν ανιχνευτή γερμανίου υψηλής καθαρότητας (HPGe) και ένα παχύ φύλλο αλουμινίου. Η διαδικασία προσδιορισμού της πραγματικής ενέργειας της δέσμης αναφέρεται για προφανείς λόγους και ως βαθμονόμηση της μηχανής (machine calibration). Ακτινοβολώντας τον στόχο με σταθερό αριθμό πρωτονίων με ενέργειες από 985 έως 995 keV, μπορούμε να καταλάβουμε την πραγματική ενέργεια της δέσμης, εντοπίζοντας τον συντονισμό. Ο αριθμός των ακτίνων- γ (counts) που κατέγραψε ο ανιχνευτής φαίνεται στο Σχήμα 3.2 για κάθε μέτρηση, κάθε ενέργεια E_p (ονομαστική). Το μέσο της ανόδου της καμπύλης αντιστοιχεί στην ενέργεια συντονισμού και παρατηρείται για ονομαστική ενέργεια των 995 keV, ενώ το εύρος α , όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.4 που αναπαριστά τα εύρος από το 25% έως το 75% της μέγιστης ροής, είναι ίσο με 1.5 keV. Το εύρος αυτό αντιστοιχεί στην αβεβαιότητα της ενέργειας (ripple της μηχανής). Έτσι, αποδείχτηκε ότι η ενέργεια της δέσμης ήταν 3 keV μικρότερη από την ονομαστική της τιμή με αβεβαιότητα $\sim 0.15\%$. Άρα μετά τη διαδικασία αυτή, τα πρωτόνια στις μετρήσεις μας είχαν γνωστή ενέργεια ακριβώς πριν συναντήσουν τα επιφανειακά άτομα του στόχου (στρώμα χρυσού).

Ας σημειωθεί εδώ ότι η αρχική αυτή ενέργεια είναι αυτή που ζητείται από το πρόγραμμα SIMNRA [20] για την προσομοίωση κάποιας ακτινοβόλησης. Την μετέπειτα απώλεια της ενέργειας στον στόχο την υπολογίζει το ίδιο το πρόγραμμα.

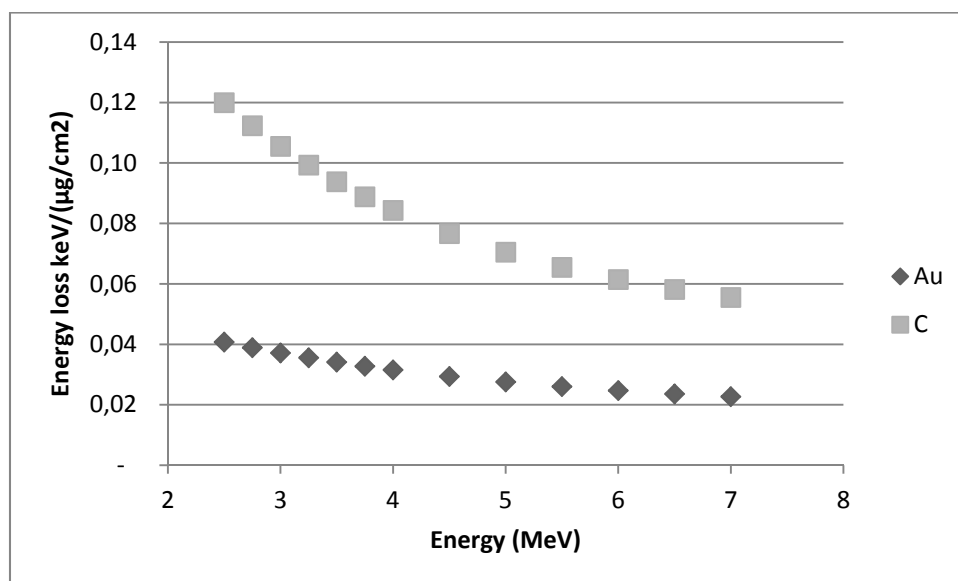


Σχήμα 3.4: Γεγονότα από το παχύ αλουμίνιο για ενέργειες δέσμης από 985 έως 995 keV

3.3.2 Τελική ενέργεια

Όταν τα πρωτόνια φτάνουν στο στόχο μπορεί να σκεδαστούν από τα άτομα που συναντούν στην επιφάνειά του με ενέργεια ίση με την αρχική τους ενέργεια, η οποία είναι γνωστή μετά τη βαθμονόμηση του επιταχυντή. Κάποια όμως πρωτόνια, όπως έχει ήδη αναφερθεί, μπορεί να διανύσουν κάποια απόσταση στον στόχο, χάνοντας κάποια ενέργεια και μετά σε κάποιο βάθος του στόχου, να σκεδαστούν από κάποιο άτομο με ενέργεια μικρότερη από την αρχική. Η πρώτη περίπτωση, της σκέδασης ακριβώς στην επιφάνεια του στόχου, αποτελεί μόνο ένα μικρό μέρος των σκεδάσεων και όπως θα φανεί πιο κάτω θα ομαδοποιηθεί με τη δεύτερη περίπτωση σκέδασης.

Η ενέργεια που χάνουν τα πρωτόνια μέσα στο στόχο εξαρτάται από την ενέργειά τους και το υλικό που διαπερνούν. Επόμενο είναι λοιπόν, να μελετήσουμε την απώλεια ενέργειας ξεχωριστά για τα δυο στρώματα που αποτελούν το στόχο, το στρώμα χρυσού, στην επιφάνεια και το στρώμα άνθρακα. Να σημειωθεί εδώ, ότι η πιθανή διάχυση χρυσού μέσα στον άνθρακα, όπως και η παρουσία κάποιου άλλου στοιχείου στην επιφάνεια του στόχου (π.χ. οξυγόνο από το περιβάλλον) ή από τον τρόπο κατασκευής του στόχου (π.χ. άζωτο από το σαπούνι που χρησιμοποιείται στη διαδικασία της εξάχνωσης), αποτελούν φαινόμενα αμελητέας έκτασης σε σχέση με την κύρια σύσταση του στόχου και έτσι αγνοούνται. Η απώλεια ενέργειας των πρωτονίων στο στόχο υπολογίστηκε με χρήση του προγράμματος SRIM 2011 [16] και φαίνεται στο Σχήμα 3.5.



Σχήμα 3.5: Απώλεια ενέργειας των πρωτονίων στο στρώμα χρυσού και στο στρώμα άνθρακα.

Στα φάσματά μας (Σχήμα 3.1) φαίνεται πόσα πρωτόνια έχουν σκεδαστεί στο στρώμα του χρυσού και πόσα έχουν σκεδαστεί από τα άτομα άνθρακα (λόγω της ενέργειας που έχουν όταν ανιχνεύονται), αλλά δεν είναι δυνατό να ξεχωρίσουμε από ποιο βάθος του κάθε στρώματος προέρχεται το κάθε ανιχνευόμενο σωματίδιο, γιατί ο στόχος είναι σχετικά λεπτός και δε διακρίνεται η διαφορά. Ο συνήθης τρόπος αντιμετώπισης αυτού του «προβλήματος» είναι να θεωρηθεί ότι όλα τα πρωτόνια που σκεδάζονται από το χρυσό, σκεδάζονται στη μέση του στρώματος του χρυσού. Ομοίως, όσα πρωτόνια σκεδάζονται από τα άτομα άνθρακα θα θεωρείται ότι σκεδάζονται στη μέση του αντίστοιχου στρώματος. Άρα η απώλεια ενέργειας σε κάθε περίπτωση υπολογίζεται ως το μισό πάχος του αντίστοιχου υλικού. Για τις σκεδάσεις από τον άνθρακα εννοείται πως πρέπει να υπολογίσουμε την απώλεια ενέργειας από ολόκληρο το στρώμα του χρυσού (αφού αναγκαστικά το διανύουν ολόκληρο για να φτάσουν τον άνθρακα) και έπειτα να υπολογίσουμε την επιπρόσθετη απώλεια ενέργειας στο μισό στρώμα άνθρακα. Η παραδοχή-σύμβαση αυτή δεν απέχει πολύ από την πραγματικότητα, αφού ο στόχος είναι λεπτός, που σημαίνει ότι χάνουν πολύ λίγη ενέργεια εντός του τα σωματίδια, οπότε η σκέδαση (και η αντίστοιχη διαφορική ενεργός διατομή που θα υπολογίσουμε) μπορεί να αντιστοιχεί στην κεντρική τιμή ενέργειας. Αυτή η κεντρική τιμή προκύπτει από σκέδαση στο κέντρο του κάθε υλικού. (Αυτός ήταν και ο λόγος που χρησιμοποιούμε λεπτό στόχο για τις μετρήσεις μας, αφού δε θέλουμε να χάνουν τα σωματίδια σημαντική ενέργεια στο στόχο, ώστε να θεωρούμε μια μέση ενέργεια για τη σκέδαση και άρα για τη διαφορική ενεργό διατομή).

Επομένως η τελική ενέργεια σκέδασης θα είναι η αρχική ενέργεια των σωματιδίων μείον την απώλεια ενέργειας ως τη σκέδασή τους (στο μισό του υλικού από το οποίο σκεδάζονται). Στον Πίνακα 3.1 φαίνεται για παράδειγμα ο αναλυτικός υπολογισμός της τελικής ενέργειας σκέδασης από τον άνθρακα για ονομαστική τιμή ενέργειας πρωτονίων στα 2.7 και 7 MeV. Η αβεβαιότητα της ενέργειας υπολογίζεται σε 0.15%, όπως είδαμε στην προηγούμενη ενότητα.

Ενομ (keV)	offset (keV)	Εαρχ (keV)	Απώλεια E στο στρώμα Au (keV)	Απώλεια E στο μισό στρώμα ¹² C (keV)	Ετελ (¹² C) (keV)	δE (keV)
2700	3	2697	0,6	3.0	2693	4
7000	3	6997	0.3	1.5	6995	11

Πίνακας 3.1

3.4 Υπολογισμός των διαφορικών ενεργών διατομών

Το τελευταίο βήμα της ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων είναι βέβαια ο ίδιος ο υπολογισμός των διαφορικών ενεργών διατομών, ο οποίος πραγματοποιήθηκε με τις παρακάτω σχέσεις. Οι σχέσεις αυτές δεν είναι άλλες από τον ίδιο τον ορισμό της διαφορικής ενεργού διατομής για τη σκέδαση πρωτονίων ενέργειας $E_{\text{τελ}}$ σε γωνία θ , από τον άνθρακα ($^{12}\text{C}(p,p_0)$) και $^{12}\text{C}(p,p_1)$) και το χρυσό ($^{197}\text{Au}(p,p_0)$) αντίστοιχα.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c,0} = \frac{Y_{C,0}}{N_{t,C}(Q\Omega)}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c,1} = \frac{Y_{C,1}}{N_{t,C}(Q\Omega)}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au} = \frac{Y_{Au}}{N_{t,Au}(Q\Omega)}$$

όπου Y είναι ο αριθμός των ανιχνευόμενων σωματιδίων από την αντίστοιχη αντίδραση υπό μελέτη δηλαδή, από την $^{12}\text{C}(p,p_0)$, την $^{12}\text{C}(p,p_1)$ ή την $^{197}\text{Au}(p,p_0)$ αντίστοιχα. Ο όρος N_t , όπως έχουμε ήδη δει, εκφράζει το πάχος του στόχου σε μονάδες επιφανειακής πυκνότητας (at/cm^2). Αντιστοιχεί στο πάχος του στρώματος του άνθρακα στο στόχο ($N_{t,C}$) αν μελετούμε τις σκεδάσεις από τον άνθρακα (p,p_0) και (p,p_1), ενώ αν μελετούμε τις σκεδάσεις στο χρυσό τότε προφανώς αντιστοιχεί στο πάχος του χρυσού ($N_{t,Au}$). Ο παράγοντας Q εκφράζει τον αριθμό των πρωτονίων που φτάνουν στο στόχο (φορτίο) σε κάθε μέτρηση από τον επιταχυντή και το Ω τη στερεά γωνία που βλέπει ο κάθε ανιχνευτής το στόχο (sr). Με τις αναφερθείσες μονάδες, η διαφορική ενεργός διατομή υπολογίζεται σε mbar/sr .

Όλα τα μεγέθη των παραπάνω σχέσεων μπορούν να μετρηθούν πειραματικά και έτσι μπορούν να υπολογιστούν άμεσα οι τιμές $d\sigma/d\Omega$ που θέλουμε. Συγκεκριμένα, ο προσδιορισμός των ανιχνευόμενων σωματιδίων (Y) και το πάχος των στόχων (N_t) έχει ήδη μελετηθεί σε προηγούμενες υποενότητες. Το φορτίο Q σε τέτοια πειράματα μπορεί να μετρηθεί συλλέγοντας το ρεύμα στο στόχο και με χρήση ενός μετρητή-ολοκληρωτή φορτίου (current integrator). Όμως λόγω των δευτερογενών φαινομένων που συμβαίνουν στο στόχο όταν ακτινοβολείται από μια δέσμη σωματιδίων (π.χ παραγωγή δευτερογενών ηλεκτρονίων) η μέτρηση του φορτίου με τέτοιο τρόπο μπορεί και έχει αποδειχθεί στο παρελθόν ότι είναι αρκετά ανακριβής. Η στερεά γωνία Ω για κάθε ανιχνευτή μπορεί να μετρηθεί χρησιμοποιώντας μια ισότροπη πηγή (π.χ. 2π) γνωστής ενεργότητας στη θέση του στόχου. Και αυτή η μέτρηση μπορεί να δώσει αρκετές ανακρίβειες, κυρίως από το γεγονός ότι η πηγή δεν είναι σημειακή (δεν έχει τις διαστάσεις της δέσμης, για την ακρίβεια).

Ο παράγοντας λοιπόν συνολικά ($Q\Omega$) είναι δύσκολο να μετρηθεί με ακρίβεια και για τον προσδιορισμό του στο πείραμα μας χρησιμοποιήσαμε το χρυσό που η σκέδαση του είναι Rutherford, όπως έχει ήδη αναφερθεί. Μπορούμε όμως να απαλείψουμε τον παράγοντα αυτόν, διαιρώντας την κάθε σχέση για τη σκέδαση από άνθρακα (από τις παραπάνω σχέσεις) με αυτήν για το χρυσό (ή αντικαθιστώντας τον παράγοντα $Q\Omega$ από τη τελευταία σχέση). Έτσι καταλήγουμε στον παρακάτω τύπο για τις σκεδάσεις από τον άνθρακα, που μας ενδιαφέρουν. Αυτή είναι γενικά η μεθοδολογία για σχετικές μετρήσεις.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{C,0} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au} \frac{Y_{C,0}}{Y_{Au}} \frac{N_{t,Au}}{N_{t,C}}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{C,1} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au} \frac{Y_{C,1}}{Y_{Au}} \frac{N_{t,Au}}{N_{t,C}}$$

Βλέπουμε ότι εμφανίζεται ο λόγος $\frac{N_{t,Au}}{N_{t,C}}$ για το πάχος των δυο στρωμάτων. Για να έχουμε και

σε αυτόν τον παράγοντα μικρότερο σφάλμα στις τελικές τιμές που υπολογίζουμε, προσδιορίσαμε το λόγο αυτόν απευθείας. Αυτό το επιτύχαμε χρησιμοποιώντας γνωστές ενεργές διατομές για την

ελαστική σκέδαση από τον άνθρακα $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{C,0}$ από τα evaluated δεδομένα [10] στις χαμηλές ενέ-

ργειες (-4.5 MeV) που είναι διαθέσιμα στην IBANDL [11] και το SigmaCalc [12]. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήσαμε τα δεδομένα των 150° για $E_{p,lab} = 2693, 3294, 3794$ και 4495 keV. Έχοντας γνωστή την ενεργό διατομή αλλά και τους υπόλοιπους όρους της παραπάνω εξίσωσης για την $(p,p0)$ αντίδραση από την ανάλυση του αντίστοιχου πειραματικού φάσματος, υπολογίζεται εύκολα

ο όρος $\frac{N_{t,Au}}{N_{t,C}}$. Έτσι, υπολογίσαμε 4 τέτοιες τιμές και έπειτα κρατήσαμε τον μέσο όρο αυτών που

υπολογίστηκε ίσος με

$$\frac{N_{t,Au}}{N_{t,C}} = 0.0169 \pm 0.0008$$

Με τον υπολογισμό αυτόν καταλήξαμε και στις τελικές τιμές για το πάχος του κάθε στρώματος ξεχωριστά, που πριν είχαμε μεγάλη αβεβαιότητα (10% για το χρυσό).

Πρέπει να τονίσουμε εδώ ότι στο πρώτο πείραμα, το πάχος του στόχου, λόγω του carbon build-up που παρουσιάστηκε, στους τελικούς υπολογισμούς θα εξαρτάται από το χρόνο ακτινοβόλησης t , όπως περιγράφηκε στην 3.2.1 ενότητα. Άρα οι τελικές σχέσεις υπολογισμού των ενεργών διατομών θα είναι:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{C,0} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au} \frac{Y_{C,0}}{Y_{Au}} \frac{N_{t,Au}}{N_{t,C}} (1 - 9.3 \times 10^{-7} t) \quad (1)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{C,1} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au} \frac{Y_{C,1}}{Y_{Au}} \frac{N_{t,Au}}{N_{t,C}} \quad (2)$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται οι διαφορικές ενεργές διατομές για την $^{12}\text{C}(p,p_0)$ και την $^{12}\text{C}(p,p_1)$ αντίδραση στις 140° , στις 150° , στις 160° και στις 170° που προσδιορίστηκαν με τρόπο που περιγράφηκε στις προηγούμενες ενότητες. Η πρώτη αντίδραση μελετήθηκε στο ενεργειακό εύρος 2.7-7 MeV, ενώ η δεύτερη στο 5.8-7.2 MeV με βήμα 50 keV και σε δυο ακόμα γωνίες, στις 105° και 110° . Επίσης στο κεφαλαίο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών για την ελαστική σκέδαση των πρωτονίων από τον άνθρακα, καθώς και η διαδικασία ελέγχου και επαλήθευσης των δεδομένων (benchmarking).

4.1 Διαφορική ενεργός διατομή της $^{12}\text{C}(p,p_0)^{12}\text{C}$

Οι τιμές που προσδιορίστηκαν πειραματικά για την ελαστική σκέδαση των πρωτονίων στον άνθρακα παρουσιάζονται αναλυτικά στον ακόλουθο Πίνακα 4.1. Οι διαφορικές ενεργές διατομές (στον Πίνακα 4.1 συμβολίζονται με σ για λόγους απλότητας) αντιστοιχούν στην τελική ενέργεια του σωματιδίου E_{lab} , πριν σκεδαστεί, όπως υπολογίστηκε στην αντίστοιχη υποενότητα (3.3.2). Η αβεβαιότητα στην ενέργεια αυτή είναι ίση με 0.15% (ripple της μηχανής), ενώ το σφάλμα των τιμών υπολογίστηκε με τη μέθοδο διάδοσης των σφαλμάτων και δεν ξεπερνάει το 5% σε όλες τις περιπτώσεις. Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι οι ανιχνευτές που ήταν τοποθετημένοι στις 140° και στις 160° δεν απέδωσαν όπως αναμέναμε. Παρουσίασαν σε κάποιες περιπτώσεις κάποια προβλήματα, θορύβου ή/και κακής διακριτικής ικανότητας με αποτέλεσμα κάποια φάσματα να μην μπορούσαμε να τα αναλύσουμε. Έτσι στον Πίνακα υπάρχουν κάποια σημεία που δεν έχει υπολογιστεί η τιμή της ενεργού διατομής.

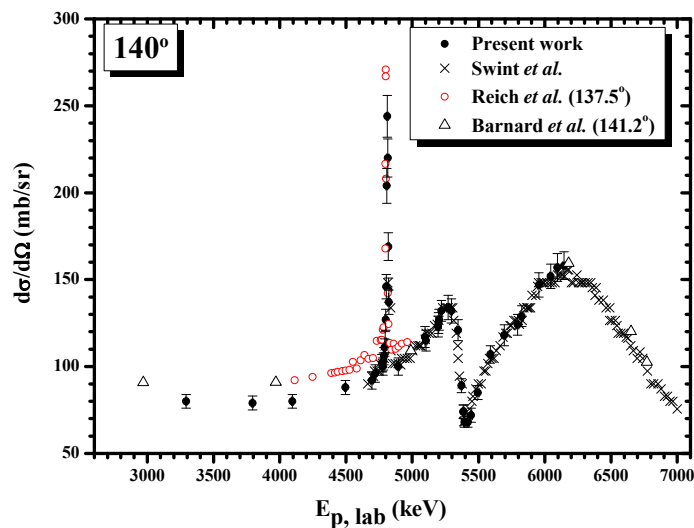
Πίνακας 4.1

E_{lab} (keV)	δE_{lab} (keV)	$(\sigma \pm d\sigma)$ (mb/sr) $^{12}\text{C}(p,p_0)^{12}\text{C}$							
		140°		150°		160°		170°	
2693	4	-	-	78	4	73	4	64	4
2701	4	-	-	77	4	-	-	66	3
3294	5	80	4	71	4	66	3	66	4
3302	5	-	-	74	4	-	-	62	3
3794	6	79	4	70	4	69	4	62	3
4094	7	80	4	75	4	75	4	68	4
4112	7	-	-	78	5	-	-	69	4
4122	7	-	-	77	4	-	-	70	4

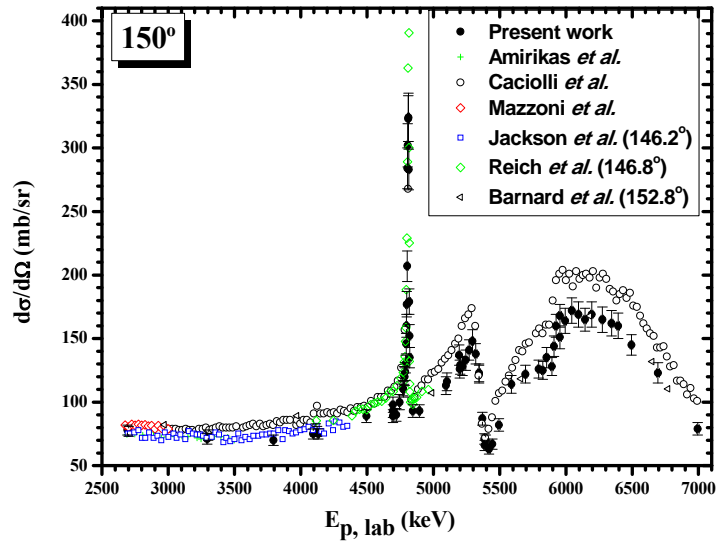
4132	7	-	-	75	4	-	-	67	4
4495	7	88	4	89	5	81	4	77	4
4695	8	92	5	93	5	93	5	87	5
4720	8	96	5	90	5	97	5	92	5
4745	8	-	-	100	6	98	5	101	6
4770	8	102	5	111	6	114	6	109	6
4775	8	102	5	110	6	113	6	123	7
4779	8	100	5	121	7	119	6	123	7
4783	8	103	5	120	7	128	7	126	7
4787	8	106	5	124	7	139	7	144	8
4791	8	111	5	130	7	146	7	150	8
4795	8	114	6	146	8	163	8	180	10
4797	8	-	-	160	9	209	11	219	12
4799	8	127	6	177	10	192	10	199	11
4803	8	146	7	207	12	242	12	273	15
4805	8	-	-	284	16	365	18	387	22
4807	8	204	10	302	17	373	19	403	22
4811	8	244	12	323	18	386	20	446	25
4813	8	-	-	324	19	-	-	411	23
4815	8	220	11	283	16	315	16	342	19
4819	8	169	8	179	10	187	10	205	11
4821	8	144	7	152	9	161	8	151	8
4823	8	137	7	135	8	138	7	135	8
4845	8	-	-	93	5	84	4	66	4
4895	8	100	5	93	5	90	5	81	5
5095	8	117	6	113	7	-	-	109	6
5103	8	115	6	116	7	121	6	111	6
5195	8	123	6	137	8	127	7	125	7
5199	8	125	6	126	7	-	-	125	7
5203	8	127	6	129	7	132	7	126	7
5220	8	132	6	128	7	132	7	120	7
5245	8	-	-	133	8	140	7	126	7
5270	8	134	7	141	8	143	7	138	8
5295	8	132	7	148	9	150	8	148	8
5320	9	-	-	138	8	146	8	148	8
5345	9	121	6	122	7	130	7	124	7
5370	9	89	4	87	5	88	5	86	5
5385	9	74	4	71	4	73	4	64	4
5388	9	74	4	66	4	70	4	65	4
5395	9	68	3	70	4	63	3	61	3
5420	9	68	3	63	4	59	3	53	3
5445	9	72	4	67	4	63	3	55	3
5495	9	85	4	82	5	79	4	75	4
5590	9	107	5	114	7	-	-	101	6
5695	9	118	6	122	7	119	6	108	6
5795	9	124	6	126	7	128	7	123	7
5825	9	129	6	125	7	131	7	118	7
5855	9	-	-	135	8	129	7	122	7
5895	9	-	-	128	7	130	7	118	7
5910	9	-	-	144	8	150	8	139	8

5925	9	-	-	160	9	155	8	156	9
5955	10	147	7	168	9	177	9	166	9
5995	10	-	-	164	10	167	9	166	10
6045	10	152	7	172	10	183	9	170	9
6095	10	157	8	169	10	177	9	163	9
6145	10	158	8	165	9	192	10	179	10
6195	10	-	-	169	10	-	-	164	9
6275	10	-	-	165	10	169	9	169	10
6345	10	-	-	162	10	-	-	167	10
6395	10	-	-	160	10	-	-	169	10
6495	10	-	-	145	8	-	-	166	9
6695	11	-	-	123	8	-	-	140	8
6995	11	-	-	79	5	-	-	103	6

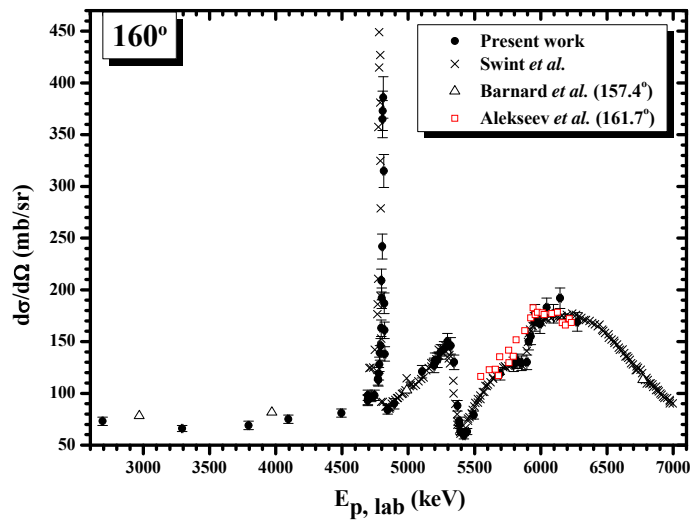
Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται και σε γραφική μορφή (Γραφήματα 4.1-4.4) μαζί με ήδη υπάρχοντα δεδομένα της βιβλιογραφίας, για καλύτερη εποπτεία και σύγκριση. Οι πειραματικές τιμές απεικονίζονται με τα αντίστοιχα σφάλματά τους, ενώ τα σφάλματα στην ενέργεια αν και απεικονίζονται, δε φαίνονται λόγω της κλίμακας.



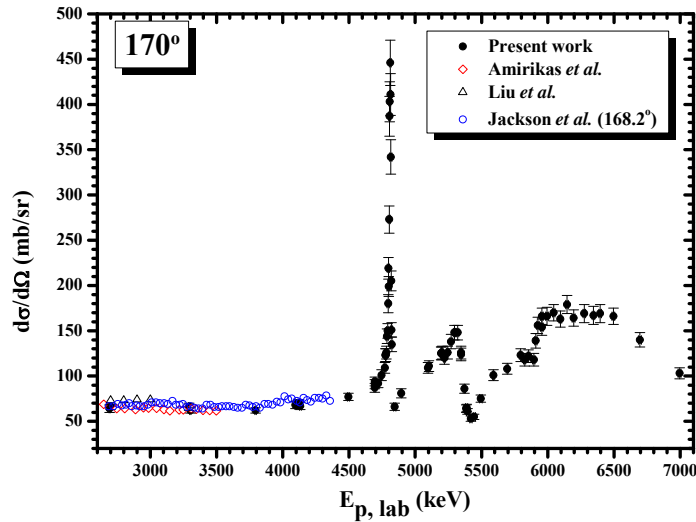
Γράφημα 4.1: Διαφορική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από άνθρακα στις 140°.



Γράφημα 4.2: Διαφορική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από άνθρακα στις 150°.



Γράφημα 4.3: Διαφορική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από άνθρακα στις 160°.



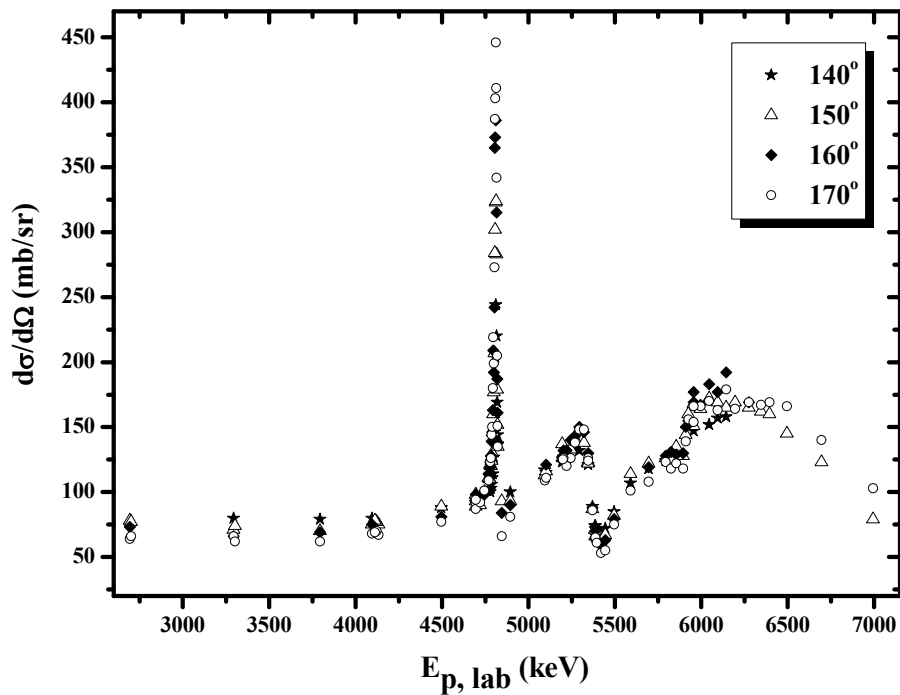
Γράφημα 4.4: Διαφορική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από άνθρακα στις 170°.

Στα παραπάνω γραφήματα βλέπουμε ότι στις περισσότερες περιπτώσεις υπάρχει συμφωνία των δεδομένων. Εξαιρώντας το Γράφημα 4.2, στα υπόλοιπα φαίνεται να υπάρχει κάποια περιοχή όπου τα δεδομένα από τη βιβλιογραφία δε συμφωνούν πολύ καλά με τα δεδομένα της παρούσας εργασίας. Για παράδειγμα η κλίση της καμπύλης κοντά στα 6 MeV στο Γράφημα 4.3 και το ύψος των τιμών για ενέργειες ως τα ~5 MeV δεν συμφωνούν. Όλα τα δεδομένα συμφωνούν ικανοποιητικά στη θέση του συντονισμού για $E_{p,lab}=4.8$ MeV, αλλά κανένα σετ δεδομένων δε φαίνεται να τον μέτρησε πολύ αναλυτικά, λόγω του σχετικά μικρού εύρους του. Ο συντονισμός αυτός αντιστοιχεί στην ενεργειακή στάθμη $E=6364$ keV με εύρος 11 keV του σύνθετου πυρήνα $^{13}\text{N}^*$. Στο Γράφημα 4.2, για την ελαστική σκέδαση στις 150°, βλέπουμε ότι υπάρχει σημαντική διαφορά μεταξύ των δεδομένων μας και των Caccioli et al. [1]. Η διαφορά οφείλεται στην μεγάλη αβεβαιότητα που είχαν στη μέτρηση του πάχους του στόχου που χρησιμοποίησαν, το οποίο, όπως φαίνεται στο γράφημα (αλλά και το παραδέχονται) υποεκτίμησαν. Όπως φαίνεται στη σχέση 1 (σελ.39) η ενεργός διατομή και το πάχος του στόχου είναι μεγέθη αντιστρόφως ανάλογα. Ένας παράγοντας ~0.8 στα δεδομένα των Caccioli et al. θα οδηγούσε κατευθείαν σε ικανοποιητική συμφωνία των δεδομένων.

Να σημειώσουμε ότι, όπως φαίνεται στα παραπάνω γραφήματα, υπάρχουν ενεργειακές περιοχές, όπου η διαφορική ενεργός διατομή παρουσιάζει πολύ αργή μεταβολή (πλατό). Επίσης στο γράφημα 4.5, βλέπουμε ότι δεν υπάρχει έντονη γωνιακή εξάρτηση της ενεργού διατομής, εκτός βέβαια από

την περιοχή του λεπτού συντονισμού, καθιστώντας έτσι τα δεδομένα αυτά απολύτως χρήσιμα για την εφαρμογή της EBS μεθόδου στον ποσοτικό προσδιορισμό και την κατά βάθος κατανομή του άνθρακα σε ένα δείγμα.

Εδώ πρέπει να τονιστεί και πάλι ότι τα δεδομένα της παρούσας εργασίας έχουν μελετηθεί με συστηματικό τρόπο και είναι έτσι απόλυτα συσχετισμένα μεταξύ τους. Το μόνο που αλλάζει από μέτρηση σε μέτρηση (αλλά και από γωνία σε γωνία), είναι ο αριθμός των ανιχνευόμενων σωματιδίων από τον άνθρακα (Y_C) και το χρυσό (Y_{Au}), όπως φαίνεται στη σχέση 1 (σελ.39).



Γράφημα 4.5: Διαφορική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από άνθρακα.

4.2 Διαφορική ενεργός διατομή της $^{12}\text{C}(p,p_1)^{12}\text{C}$

Οι διαφορικές ενεργές διατομές για την $^{12}\text{C}(p,p_1)^{12}\text{C}$ αντίδραση υπολογίστηκαν στο ενεργειακό εύρος $E_{p,\text{lab}} = 5.8 - 7.2 \text{ MeV}$ στις $105^\circ, 110^\circ, 140^\circ, 150^\circ, 160^\circ$ και στις 170° και παρουσιάζονται αναλυτικά στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 2 και 3) αλλά και σε γραφική μορφή (Γράφημα 4.6). Οι τιμές απεικονίζονται και πάλι με τα σφάλματα τους αν και το σφάλμα στην ενέργεια δε μπορεί να διακριθεί εξαιτίας της κλίμακας.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η μέτρηση αυτή, αν και πραγματοποιήθηκε μετά τη μέτρηση για την ελαστική σκέδαση, μπορεί να θεωρηθεί ως η συνέχεια της. Αφού χρησιμοποιήθηκε ο ίδιος στόχος άνθρακα, τα δυο πειράματα έχουν τον ίδιο λόγο $\frac{N_{t,Au}}{N_{t,C}}$ στον υπολογισμό των τιμών (εξίσωση 1 και 2, σελ.39) και άρα όλα τα αποτελέσματα είναι απόλυτα συσχετισμένα μεταξύ τους.

Πίνακας 2

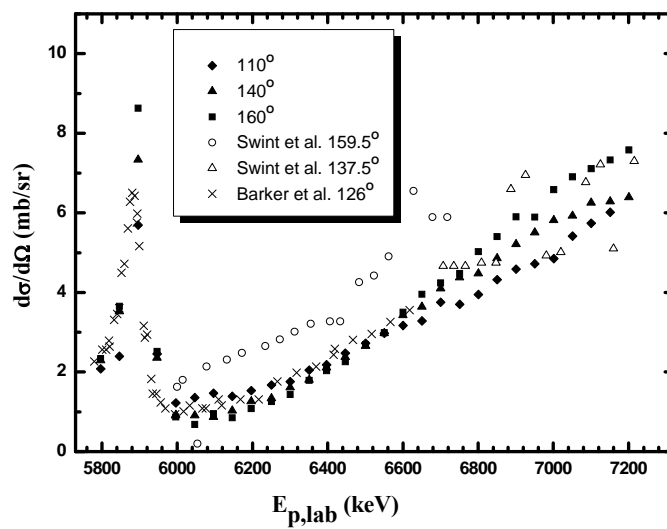
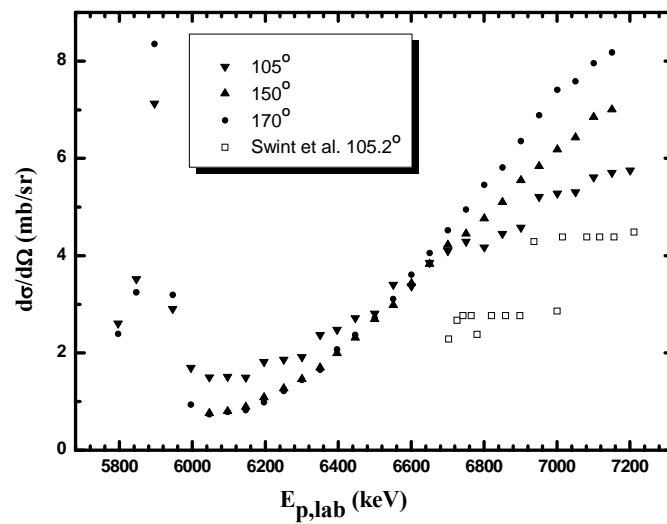
E_{lab} (keV)	$\delta_{E_{\text{lab}}}$ (keV)	$(\sigma \pm d\sigma)$ (mb/sr) $^{12}\text{C}(p,p_1)^{12}\text{C}$					
		105°		140°		160°	
5800	9	2,6	0,2	2,3	0,2	2,3	0,2
5847	9	3,5	0,2	3,5	0,2	3,7	0,2
5897	9	7,1	0,5	7,3	0,4	8,6	0,4
5947	10	2,9	0,2	2,4	0,1	2,5	0,1
5997	10	1,7	0,1	0,9	0,1	0,9	0,1
6047	10	1,5	0,1	0,9	0,1	0,7	0,1
6097	10	1,5	0,1	0,9	0,1	1,0	0,1
6147	10	1,5	0,1	1,0	0,1	0,8	0,1
6197	10	1,8	0,1	1,3	0,1	1,1	0,1
6251	10	1,9	0,2	1,3	0,1	1,3	0,1
6301	10	1,9	0,2	1,6	0,1	1,4	0,1
6351	10	2,4	0,2	1,8	0,1	1,8	0,1
6397	10	2,5	0,2	2,1	0,1	2,0	0,1
6447	10	2,7	0,2	2,4	0,1	2,3	0,2
6501	10	2,8	0,2	2,7	0,2	2,7	0,2
6551	10	3,4	0,3	3,0	0,2	3,0	0,2
6601	11	3,4	0,3	3,4	0,2	3,5	0,3
6651	11	3,9	0,3	3,6	0,3	4,0	0,3
6701	11	4,1	0,3	4,1	0,3	4,2	0,3
6751	11	4,3	0,3	4,4	0,3	4,5	0,3
6801	11	4,2	0,3	4,5	0,3	5,0	0,4
6851	11	4,5	0,4	4,9	0,4	5,4	0,4
6901	11	4,6	0,4	5,2	0,4	5,9	0,4
6951	11	5,2	0,4	5,5	0,4	5,9	0,4
7001	11	5,3	0,4	5,8	0,4	6,6	0,5
7051	11	5,3	0,4	5,9	0,4	6,9	0,5

7101	11	5,6	0,5	6,3	0,5	7,1	0,5
7151	11	5,7	0,5	6,3	0,5	7,3	0,5
7201	12	5,8	0,5	6,4	0,5	7,6	0,6

Πίνακας 3

E_{lab} (keV)	$\delta_{E_{lab}}$ (keV)	$(\sigma \pm d\sigma)$ (mb/sr) $^{12}C(p,p_1)^{12}C$					
		110°		150°		170°	
5797	9	2,1	0,1	-		2,4	0,1
5847	9	2,4	0,1			3,2	0,2
5897	9	5,7	0,3			8,4	0,4
5947	10	2,5	0,2			3,2	0,2
5997	10	1,2	0,1			0,9	0,1
6047	10	1,4	0,1	0,8	0,1	0,7	0,0
6097	10	1,5	0,1	0,8	0,1	0,8	0,0
6147	10	1,4	0,1	0,9	0,1	0,8	0,0
6197	10	1,5	0,1	1,1	0,1	1,0	0,1
6247	10	1,7	0,1	1,3	0,1	1,2	0,1
6297	10	1,8	0,1	1,5	0,1	1,4	0,1
6347	10	2,0	0,1	1,7	0,1	1,7	0,1
6397	10	2,2	0,1	2,0	0,1	2,1	0,1
6447	10	2,5	0,2	2,3	0,1	2,4	0,1
6497	10	2,7	0,2	2,7	0,1	2,7	0,1
6547	10	3,0	0,2	3,0	0,2	3,1	0,2
6597	11	3,2	0,2	3,4	0,2	3,6	0,2
6647	11	3,3	0,2	3,8	0,2	4,1	0,2
6697	11	3,8	0,2	4,2	0,2	4,5	0,2
6747	11	3,7	0,2	4,5	0,2	4,9	0,3
6797	11	3,9	0,2	4,8	0,2	5,5	0,3
6847	11	4,3	0,3	5,1	0,3	5,8	0,3
6897	11	4,6	0,3	5,5	0,3	6,4	0,3
6947	11	4,7	0,3	5,8	0,3	6,9	0,3
6997	11	4,8	0,3	6,2	0,3	7,4	0,4
7051	11	5,4	0,4	6,4	0,5	7,6	0,6
7101	11	5,7	0,5	6,8	0,5	8,0	0,6
7151	11	6,0	0,5	7,0	0,5	8,2	0,7

Στο γράφημα 4.6 που ακολουθεί βλέπουμε και πάλι ότι δεν υπάρχει έντονη γωνιακή εξάρτηση των ενεργών διατομών. Τα δεδομένα του Swint et al. [3] στις 105° δε συμφωνούν με τα δικά μας, όπως συμβαίνει και με τα δεδομένα των 150°, όπου φαίνεται να υπάρχει συστηματική σχεδόν διαφορά. Ικανοποιητική συμφωνία υπάρχει όμως με τα δεδομένα του Swint et al. [3] και τα δικά μας στις 140°. Συγκρίνοντας τα δεδομένα μας και με του Barker et al. στις 126° (δεδομένου ότι δεν έχουμε έντονη γωνιακή εξάρτηση), βλέπουμε ικανοποιητική συμφωνία των δεδομένων και στον έντονο συντονισμό για $E_{p,lab} \sim 5.9$ MeV. Τέλος, στο γράφημα 4.6 αξίζει να παρατηρηθεί και η γενική έντονη αύξηση της ενεργού διατομής με την αύξηση της ενέργειας.



Γράφημα 4.6: Διαφορική ενεργός διατομή της $^{12}\text{C}(p,p_1)^{12}\text{C}$ αντίδρασης.

4.3 Θεωρητικοί υπολογισμοί

Στην ενότητα αυτή περιγράφεται (αρκετά συνοπτικά) η διαδικασία των θεωρητικών υπολογισμών για την ελαστική σκέδαση πρωτονίων από τον άνθρακα και παρουσιάζονται οι τελικές evaluated τιμές των ενεργών διατομών. Οι θεωρητικοί υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν από τον καθηγητή Alexander Gurbich και αποτελούν τη συνέχεια της πειραματικής μελέτης της σκέδασης πρωτονίων από τον άνθρακα. Όπως έχει ήδη αναφερθεί σε πολλά σημεία της παρούσας εργασίας (εισαγωγή και κεφάλαιο 1), όλες οι προηγούμενες μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν για να γίνει δυνατή η επέκταση αυτή του evaluation (βλέπε υποενότητα 1.2.3) της ελαστικής σκέδασης πρωτονίων από τον άνθρακα ως τα 7 MeV.

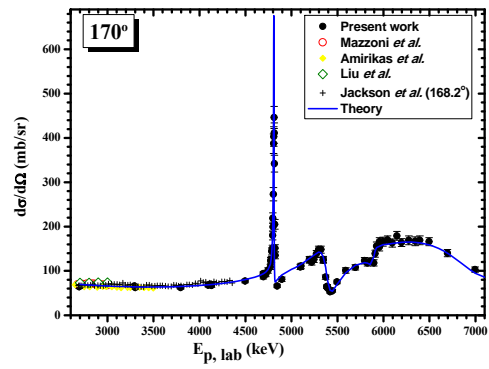
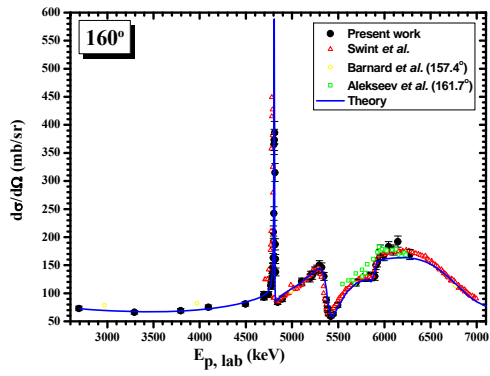
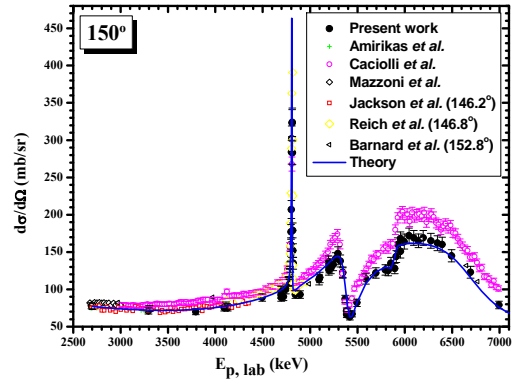
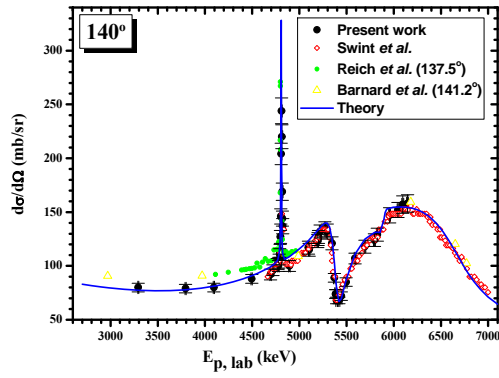
Οι θεωρητικοί υπολογισμοί γενικά βασίζονται στη συνδυασμένη χρήση θεωρητικών μοντέλων και θεωριών για να περιγράψουν τη σύνθετη μορφή της ενεργού διατομής. Χωρίζοντας την αλληλεπίδραση των πρωτονίων με τον άνθρακα σε δύο χώρους, έναν εξωτερικό, όπου οι αλληλεπιδράσεις θεωρούνται σε μεγάλη απόσταση από τον πυρήνα (long-distance interactions) και στον εσωτερικό, όπου αντιστοιχεί στον σύνθετο πυρήνα που έχει προκύψει ($^{13}\text{N}^*$), έχουμε τις αντίστοιχες λύσεις για τις κυματοσυναρτήσεις. Στο εξωτερικό μέρος έχουμε τις αναλυτικές λύσεις, όπως προκύπτουν από το οπτικό μοντέλο [13], ενώ για το εσωτερικό απαραίτητη είναι η χρήση της R-matrix θεωρίας [15] που θεωρείται η καταλληλότερη για την περιγραφή συντονιστικών αντιδράσεων. Τα στοιχεία πίνακα, καθώς και άλλοι παράγοντες που απαρτίζουν την κυματοσυνάρτηση στον χώρο αυτό, παραμένουν ελεύθερες παράμετροι και χρειάζεται να ορισθούν σε κάθε περίπτωση. Οι κυματοσυναρτήσεις στο σύνορο των δύο χώρων, καθώς και οι παράγωγοι τους θα πρέπει να ταυτίζονται. Η συνθήκη αυτή διευκολύνει γενικά τον υπολογισμό των διαφορών φάσεων (phase shifts), που είναι απαραίτητος όρος για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών. Ο συνδυασμός τελικά [21] της R-matrix θεωρίας και του οπτικού μοντέλου θεωρείται ο καταλληλότερος για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών για τέτοιες σκεδάσεις [22] (φορτισμένων σωματιδίων χαμηλών ενεργειών). Το δυναμικό του πυρήνα περιγράφεται γενικά από ένα πραγματικό κομμάτι (δυναμικό τύπου Saxon-Woods) και ένα φανταστικό, περιγράφοντας την απορρόφηση, αλλά και από το δυναμικό Coulomb και όρους spin-orbit.

Όπως προκύπτει από τα παραπάνω, για την περιγραφή της σκέδασης, δηλαδή της ενεργού διατομής υπάρχουν παράμετροι που χρειάζεται να προσδιοριστούν. Ο μόνος τρόπος προσδιορισμού των παραμέτρων αυτών είναι μέσω πειραματικών μετρήσεων. Για αυτό το λόγο εάν δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα (αξιόπιστα) σε κάποιο εύρος ενεργειών, αλλά και γωνιών, είναι αδύνατο να γίνει evaluation στη αντίστοιχη περιοχή. Ταυτόχρονα, τυχόν δεδομένα που περιγράφουν και τα αλλά κανάλια των ανελαστικών αντιδράσεων, δίνουν πληροφορίες για το δυναμικό του πυρήνα και έτσι μπορούν να προσδιοριστούν καλύτερα οι παράμετροι του μιγαδικού μέρους του.

Το πρώτο βήμα λοιπόν στη διαδικασία των υπολογισμών είναι η κατάλληλη επεξεργασία των πειραματικών δεδομένων, που έχουν κριθεί ως αξιόπιστα (από συμφωνία δεδομένων από διαφορετικές ομάδες, επαλήθευση των δεδομένων κτλ) Η επεξεργασία αυτή δεν είναι άλλη από τον προσδιορισμό των παραμέτρων του δυναμικού, ώστε να αναπαραχθεί η ενεργός διατομή που προσδιορίστηκε πειραματικά (κάνοντας fit), ταυτόχρονα για όλες τις γωνίες που υπάρχουν πειραματικά δεδομένα (αξιόπιστα πάντα. Τέλος, ο έλεγχος των ίδιων των evaluated δεδομένων με πειραματικές μετρήσεις, όπως περιγράφεται στην επόμενη ενότητα 4.4, μπορεί να οδηγήσει σε καλύτερη ακόμα προσαρμογή των παραμέτρων για το δυναμικό (διαδικασία feedback).

Οι θεωρητικοί υπολογισμοί για την επέκταση του evaluation πάνω από τα 4.5 MeV για την ελαστική σκέδαση $^{12}\text{C}(p,p_0)^{12}\text{C}$ βασίστηκαν κυρίως στα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας. Η διαδικασία στην προκειμένη περίπτωση παρουσίαζε κάποια σχετική ευκολία, λόγω του ότι ο πυρήνας έχει $J^\pi=0^+$ και έτσι δεν υπολογίζονται σημαντικά φαινόμενα σχετιζόμενα με spin. Θα περίμενε κανείς μηδαμινή εξάρτηση του δυναμικού από το φανταστικό κομμάτι, αφού ο πυρήνας είναι ελαφρύς και οι ενέργειες των πρωτονίων σχετικά χαμηλές. Ο συντονισμός όμως μετά τα ~6 MeV δε μπορούσε να αναπαραχθεί από το δυναμικό, χωρίς φανταστικό όρο, χωρίς δηλαδή την επιρροή από το ανελαστικό κανάλι. Το ανταγωνιστικό κανάλι της ελαστικής, αυτό της $^{12}\text{C}(p,p_1)^{12}\text{C}$ αντίδρασης, όντως εμφανίζεται σε αυτές τις ενέργειες να αυξάνει. Συγκεκριμένα, ακόμα και από το πρώτο πείραμα που αρχικά η μελέτη αφορούσε μόνο την ελαστική σκέδαση, μετά τα 6 MeV, εμφανίστηκε στα φάσματα η κορυφή η αντίστοιχη της $^{12}\text{C}(p,p_1)^{12}\text{C}$. Η μελέτη σε δεύτερο πείραμα αναλυτικά της σκέδασης αυτής έδειξε όντως ότι η ενεργός διατομή εμφανίζει στις ενέργειες αυτές σημαντική αύξηση και έδωσε σημαντικές πληροφορίες για το πλάτος του φανταστικού όρου, αλλά και του spin-orbit όρου στο δυναμικό του πυρήνα. Στη διαδικασία συνέβαλε επίσης και το πείραμα με παχύ στόχο που πραγματοποιήθηκε επιπρόσθετα για περαιτέρω πληροφορίες (feedback) και τον έλεγχο των τιμών που προέκυπταν (benchmarking). Η μέτρηση αυτή περιγράφεται αναλυτικά στην επόμενη υποενότητα.

Οι τελικές evaluated τιμές που υπολόγισε ο καθηγητής Alexander Gurbich ως τα 7 MeV για κάθε γωνία σκέδασης από 100° έως 180° , υπάρχουν στη βάση δεδομένων IBANDL [11] και το SigmaCalc [12]. Τα δεδομένα αυτά (evaluated) για τις 140° , 150° , 160° και 170° παρουσιάζονται επίσης στα παρακάτω σχήματα, μαζί με τα πειραματικά δεδομένα που υπολογίσαμε στις προηγούμενες ενότητες και δεδομένα από τη βιβλιογραφία για την ελαστική σκέδαση.



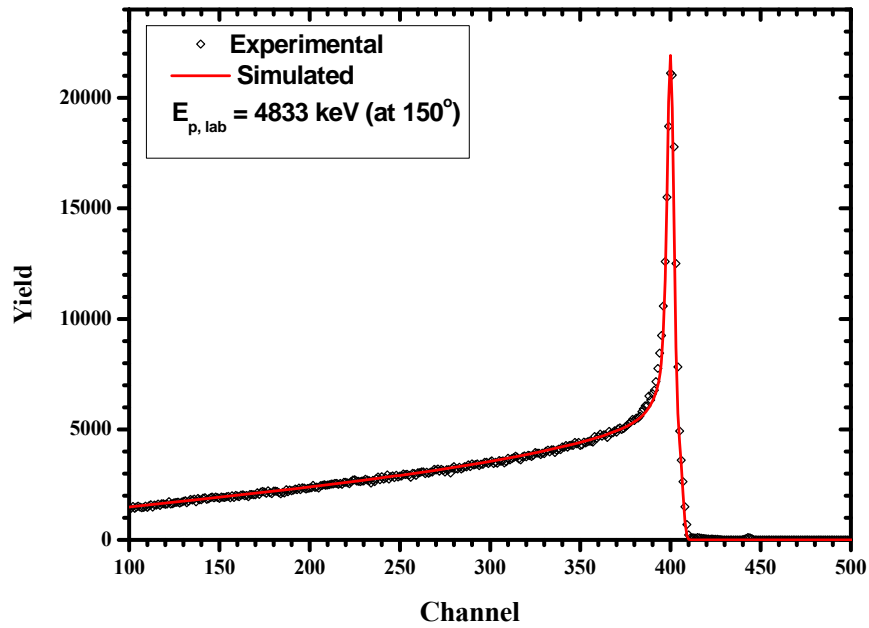
Γράφημα 4.7: Διαφορική ενεργός διατομή της $^{12}\text{C}(p,p_0)^{12}\text{C}$ αντίδρασης των πρωτονίων από άνθρακα.

4.4 Έλεγχος των αποτελεσμάτων

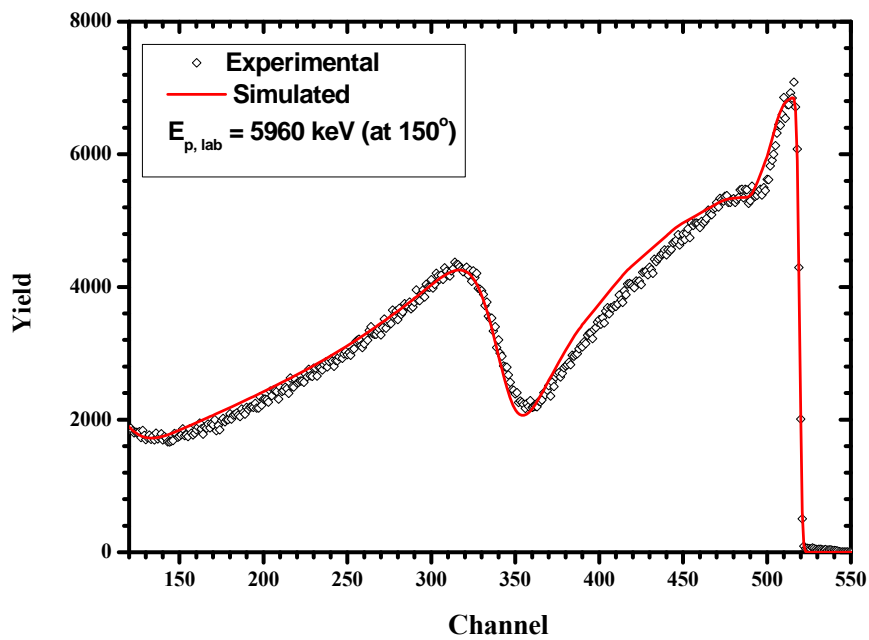
Αφού υπολογίσαμε τις ενεργές διατομές που περιγράφουν το σύστημα $p + {}^{12}\text{C}$, αυτό που μένει είναι να ελέγξουμε και να επαληθεύσουμε τους υπολογισμούς μας. Οι αποκλίσεις των δεδομένων μας με κάποια δεδομένα από τη βιβλιογραφία, όπως φαίνεται στο τελικό Γράφημα 4.7 επιβάλλουν τον προσεκτικό αυτό έλεγχο και την αξιολόγηση των αποτελεσμάτων (benchmarking), ώστε να μπορέσει κανείς να αποφανθεί για την ορθότητά τους. Η διαδικασία αυτή του benchmarking απαιτεί γενικά πολύ ιδιαίτερο χειρισμό, όπως θα φανεί στις επόμενες παραγράφους.

Χρησιμοποιώντας παχύ στόχο άμορφου άνθρακα με απόλυτα λεία επιφάνεια, τον οποίο ακτινοβολήσαμε με δέσμη πρωτονίων σε ενέργειες στο εύρος της μελέτης μας, ως 7 MeV δηλαδή, μπορέσαμε τελικά να αξιολογήσουμε τα αποτελέσματά μας. Τα φάσματα που συλλέξαμε δεν αποτελούνταν πια από λεπτές κορυφές. Αφού ο στόχος ήταν απείρου πάχους, τα φάσματα απεικονίζουν συνολικά τις σκεδάσεις σε ολόκληρο το 'ορατό' πάχος του άνθρακα, σε όλο δηλαδή το εύρος ενεργειών, από την ελάχιστη (μηδαμινή) ενέργεια των πρωτονίων που ίσα που έφτασαν τον ανιχνευτή (που σκεδάστηκαν βαθιά στο στόχο και είχαν ενέργεια να τον διανύσουν προς τα πίσω πάλι και να φτάσουν στον ανιχνευτή), ως την μέγιστη ενέργεια των ανιχνευόμενων πρωτονίων. Αυτή είναι βέβαια η ενέργεια που αντιστοιχεί στη σκέδασή τους από τα επιφανειακά άτομα άνθρακα (βλέπε υποενότητα 1.1.1). Η αξιολόγηση των τελικών αποτελεσμάτων μας, αυτών που προέκυψαν από τους θεωρητικούς υπολογισμούς δηλαδή, επετεύχθη με τη χρήση του προγράμματος SIMNRA [20] που προσομοιώνει ακτινοβολήσεις φορτισμένων σωματιδίων σε σύνθετες γεωμετρίες (ο χρήστης επιλέγει τη δέσμη, την ενέργεια της, το στόχο, καθώς και όλα τα μεγέθη που καθορίζουν μια μέτρηση). Χρησιμοποιώντας τις evaluated διαφορικές ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν στην μελέτη αυτή για την προσομοίωση των ακτινοβολήσεων του παχέος στόχου άνθρακα, θα έπρεπε να μπορούμε να αναπαράγουμε τα πραγματικά πειραματικά φάσματα.

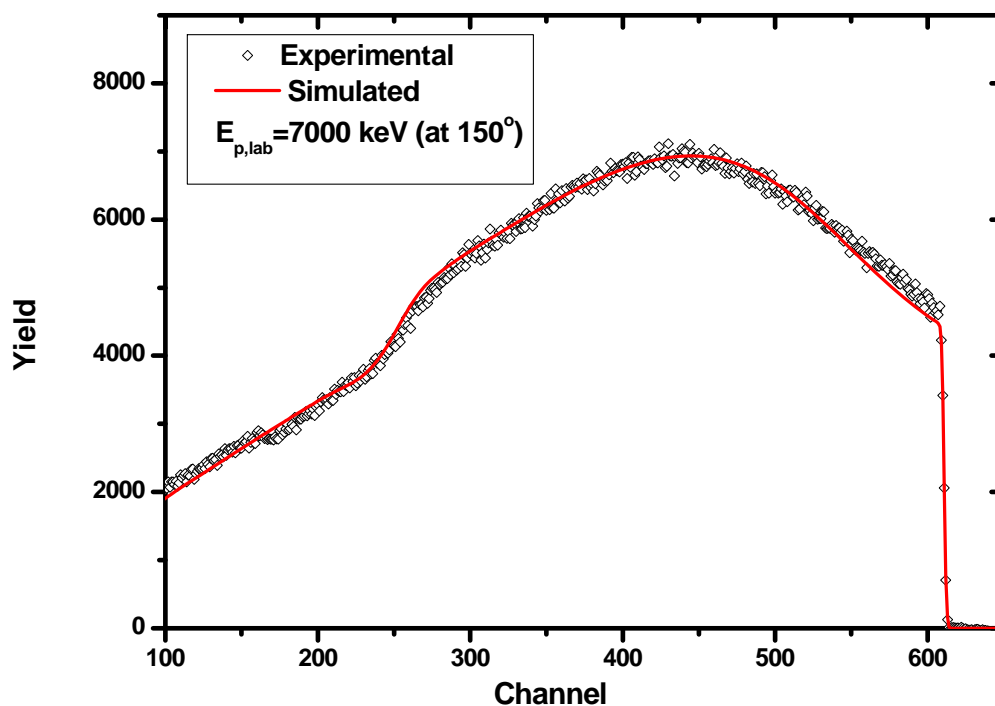
Συγκεκριμένα, ακτινοβολήσαμε τον παχύ στόχο άνθρακα με πρωτόνια με $E_{p,\text{lab}} = 4833, 5960$ και 7000 keV και οι ανιχνευτές κατέγραψαν τα σκεδασμένα πρωτόνια στις $140^\circ, 150^\circ, 160^\circ$ και στις 170° . Χρησιμοποιήθηκε και πάλι ένα λεπτό στρώμα χρυσού για να υπολογιστεί το φορτίο που δέχεται ο στόχος ($Q\Omega$) για να μπορεί να γίνει η προσομοίωση του κάθε φάσματος με το SIMNRA [20]. Ακολουθούν τέτοια φάσματα στις 150° (Γραφήματα 4.8-4.10) και μπορεί κανείς να δει ότι κάθε φορά το simulated φάσμα αναπαράγει πολύ καλά το πειραματικό. Αυτό μας δείχνει ότι τα δεδομένα που χρησιμοποιεί η προσομοίωση (δηλαδή οι evaluated τιμές) αντικατοπτρίζουν την πραγματικότητα. Με αυτό τον τρόπο μπορούμε να θεωρήσουμε ότι ελέγξαμε τα αποτελέσματά μας και είναι απολύτως βάσιμα, στα όρια της ακρίβειας των μετρήσεων, εντός δηλαδή 4-5%.



Γράφημα 4.8: Πειραματικό φάσμα από τον παχύ στόχο άνθρακα για $E_{p,lab} = 4833 \text{ keV}$, μαζί με το φάσμα από την προσομοίωση με χρήση του SIMNRA [20].

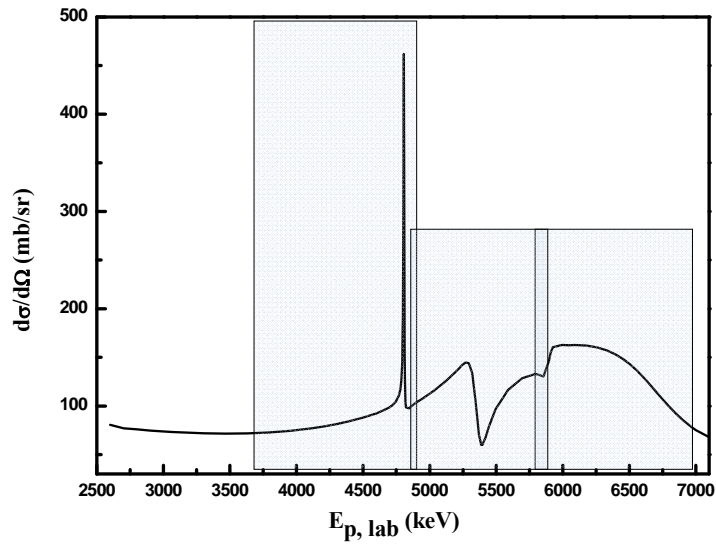


Γράφημα 4.9: Πειραματικό φάσμα από τον παχύ στόχο άνθρακα για $E_{p,lab} = 5960 \text{ keV}$, μαζί με το φάσμα από την προσομοίωση με χρήση του SIMNRA [20].



Γράφημα 4.10: Πειραματικό φάσμα από τον παχύ στόχο άνθρακα για $E_{p,lab} = 7000$ keV, μαζί με το φάσμα από την προσομοίωση με χρήση του SIMNRA [20].

Αξίζει να παρατηρήσει κανείς εδώ ότι η μορφή του κάθε φάσματος απεικονίζει την καμπύλη της αντίστοιχης ενεργού διατομής στο αντίστοιχο ενεργειακό κομμάτι, όπως είναι σημειωμένα σε πλήρη αντιστοιχία στο Γράφημα 4.11 που ακολουθεί. Το φάσμα στο Γράφημα 4.8, για τη χαμηλότερη ενέργεια πρωτονίων, απεικονίζει καθαρά το στενό και ψηλό συντονισμό στα 4808 keV, όπως φαίνεται στο πρώτο πλαίσιο του Γραφήματος 4.11. Το δεύτερο πλαίσιο αντιστοιχεί στο φάσμα στα 5960 keV (Γράφημα 4.9), ενώ οι τιμές για τις υψηλότερες ενέργειες απεικονίζονται στο Γράφημα 4.10 των 7 MeV.



Γράφημα 4.11: Evaluated διαφορική ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από άνθρακα στις 150°.

Βλέπουμε λοιπόν ότι τα πειραματικά φάσματα με παχύ στόχο (απέιρου πάχους για τη δέσμη) μας δίνουν πληροφορία για τη πιθανότητα να σκεδαστεί το σωματίο σε μεγάλο εύρος ενεργειών, απεικονίζουν δηλαδή, την διαφορική ενεργό διατομή στο μεγάλο αυτό εύρος ενεργειών (βλέπε και υποενότητα 1.1.1)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα εργασία μελετήθηκε το σύστημα $p + {}^{12}\text{C}$ μέσω του πειραματικού προσδιορισμού συσχετισμένων διαφορικών ενεργών διατομών για την ${}^{12}\text{C}(p,p_0)$ και την ${}^{12}\text{C}(p,p_1)$ αντίδραση για αρκετές γωνίες οπισθοσκέδασης ως τα ~ 7 MeV. Υπολογίστηκαν πάνω από ~ 350 τιμές διαφορικών ενεργών διατομών, που μαζί με δεδομένα της βιβλιογραφίας επέτρεψαν τον θεωρητικό υπολογισμό (evaluation) της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από τον άνθρακα ως τα 7 MeV. Πραγματοποιήθηκαν επίσης μετρήσεις με στόχο άνθρακα απείρου πάχους που χρησιμοποιήθηκαν στον έλεγχο των αποτελεσμάτων (benchmarking). Έτσι επιτεύχθηκε (A. Gurbich) η επέκταση των evaluated διαφορικών ενεργών διατομών της ${}^{12}\text{C}(p,p_0)$ σκέδασης ως τα 7 MeV, παρέχοντας στη επιστημονική κοινότητα, μέσω της βάσης δεδομένων της IBANDL [11] και το SigmaCalc [12], αξιόπιστα δεδομένα για χρήση και εφαρμογή της αναλυτικής μεθόδου EBS. Χρησιμοποιώντας τα δεδομένα της παρούσας εργασίας μπορεί να προσδιοριστεί η κατανομή του άνθρακα σε βάθος (depth profile) σε στόχους μερικών μm .

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Πείραμα με πολωμένη δέσμη πρωτονίων

Πείραμα με πολωμένη δέσμη πρωτονίων

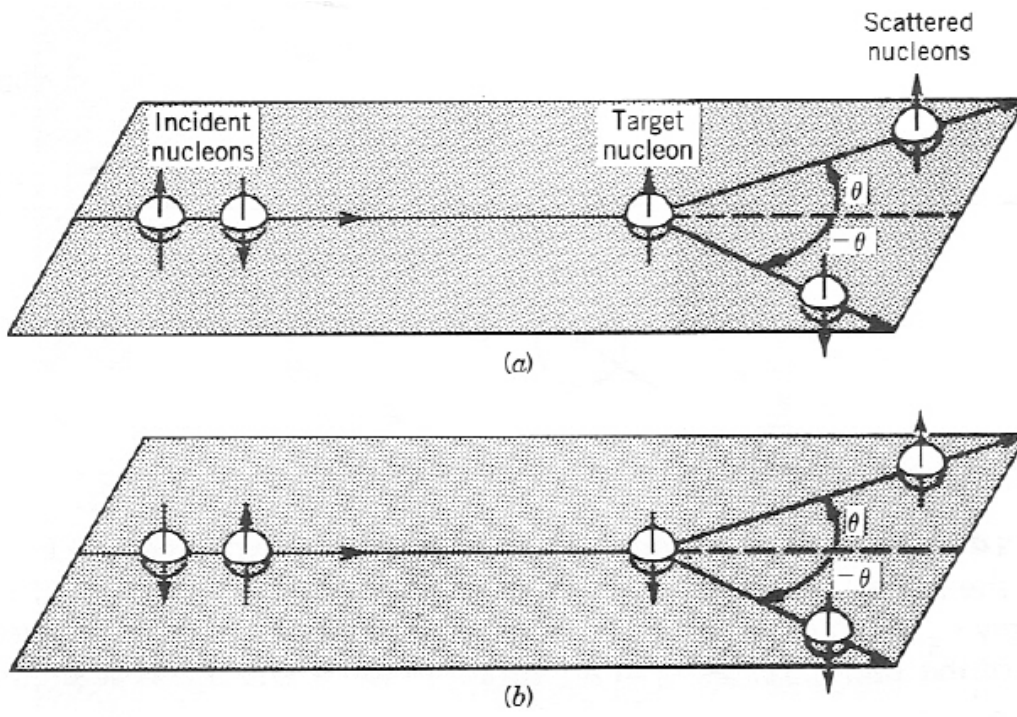
1. Γενικά

Στο παράρτημα αυτό περιγράφεται συνοπτικά η μέτρηση που πραγματοποιήσαμε με πολωμένη δέσμη πρωτονίων. Παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε, η διαδικασία που ακολουθήθηκε, καθώς και τα προβλήματα που ανέκυψαν κατά τη διαδικασία και τελικά οδήγησαν στη μη ολοκλήρωση όλων των προγραμματισμένων μετρήσεων. Τέλος παρουσιάζονται τα πρώτα αποτελέσματα που πήραμε.

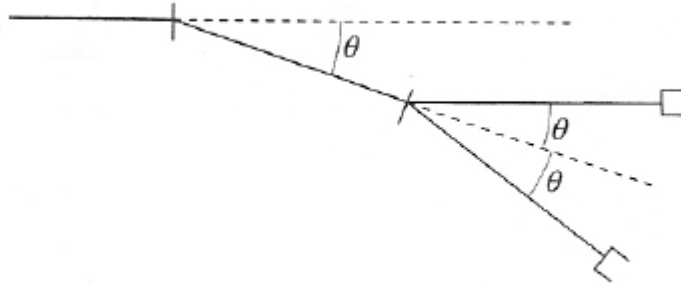
Το πείραμα με πολωμένη δέσμη είχε ως στόχο τη μελέτη της δεξιά-αριστερά ασυμμετρίας της ενεργού διατομής της σκέδασης των πρωτονίων, όταν αυτά είχαν πριν τη σκέδαση πολωμένα σπίν (ίδιας φοράς). Η μελέτη αυτή αποδεικνύεται χρήσιμη στον άμεσο προσδιορισμό του spin-orbit όρου του δυναμικού του πυρήνα του άνθρακα και τελικά στον θεωρητικό προσδιορισμό της ενεργού διατομής της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων από τον άνθρακα, που αποτελούσε το σκοπό της παρούσας εργασίας.

Η πόλωση της δέσμης βασίστηκε στο γεγονός ότι μετά τη σκέδαση των πρωτονίων από έναν στόχο άνθρακα (στην περίπτωση μας), τα σκεδαζόμενα πρωτόνια σε γωνία θ είναι πολωμένα, όπως βλέπουμε και στο ακόλουθο Σχήμα 1 [23]. Τα σωματίδια που σκεδάστηκαν κατά γωνία $-\theta$ θα είναι επίσης πολωμένα, αλλά με αντίθετη φορά. Το σχήμα 1 μας δείχνει ότι θα έχουμε την ίδια πόλωση, ανεξάρτητα της κατάστασης του στόχου. Για το πείραμα, μας ενδιέφερε η πόλωση των σωματιδίων, χωρίς όμως να μας ενδιαφέρει αν τα σπιν θα είναι πάνω ή κάτω.

Επικεντρωμένοι λοιπόν σε μια γωνία σκέδασης, χρησιμοποιήσαμε τα σκεδαζόμενα σωματίδια που ήταν πολωμένα ως πολωμένη δέσμη πρωτονίων. Στη διεύθυνση αυτή των πολωμένων σωματιδίων τοποθετήσαμε έναν ακόμα στόχο άνθρακα για να μελετήσουμε έπειτα τη σκέδαση αυτών των σωματιδίων, των πολωμένων. Η **διπλή σκέδαση** των σωματιδίων, όπως σχηματικά απεικονίζεται στο Σχήμα 2, μας επέτρεψε λοιπόν τη μελέτη της δεξιά-αριστερά ασυμμετρίας της σκέδασης των πολωμένων πρωτονίων.



Σχήμα 1: Σχηματικά η διαδικασία πόλωσης των σωματιδίων.



Σχήμα 2: Σχηματικά η διπλή σκέδαση των πρωτονίων.

2. Πειραματική διάταξη

Στο πείραμα αυτό χρησιμοποιήθηκε η ίδια διάταξη με τα προηγούμενα πειράματα. Η βασική διαφορά ήταν οι τοποθετήσεις των δυο στόχων, οι οποίοι ήταν παχύτεροι ($\sim 200\mu\text{g}/\text{cm}^2$), αλλά και όλη η διάταξη στο θάλαμο σκέδασης, προκειμένου να επιτύχουμε τη μελέτη της διπλής σκέδασης. Ο θάλαμος εσωτερικά φαίνεται στη φωτογραφία που ακολουθεί (Σχήμα 3).



Σχήμα 3: Ο θάλαμος σκέδασης με την απαραίτητη διάταξη ανιχνευτών και στόχων.

Θεωρώντας την πρώτη σκέδαση στον στόχο 1 (T_1) κατά γωνία θ και τη δεύτερη στο στόχο (T_2) κατά φ και $-\varphi$, παρατηρούμε τα παρακάτω στο Σχήμα 3:

- Μπροστά από τον T_2 στόχο φαίνονται οι δυο ανιχνευτές υπό γωνίες φ και $-\varphi$ για τη μελέτη της ασυμμετρίας.

- Επίσης διακρίνει κανείς έναν ανιχνευτή στη κατεύθυνση της πολωμένης δέσμης ($\varphi=0$). Ο ανιχνευτής αυτός τοποθετήθηκε εκεί για να μπορούμε να μετρούμε τη ροή των σωματιδίων (monitor).
- Στην είσοδο του θαλάμου τοποθετήσαμε ένα σχετικά μακρύ κανονάκι με collimator (C_1) διαμέτρου 5mm στην άκρη του, κοντά στο στόχο άνθρακα T_1 , για να θωρακίσουμε το θάλαμο από πρωτόνια που θα εισέρχονταν από τον επιταχυντή υπό γωνία.
- Τοποθετήθηκε collimator C_2 3mm πολύ κοντά στην παραγωγή της πολωμένης δέσμης, δηλαδή πίσω από τον πρώτο στόχο T_1 για την επιλογή των σωματιδίων που θα σκεδαστούν δεύτερη φορά στον T_2 .
- Φύλλα ταντάλιου χρειάστηκε να τοποθετηθούν, τέλος, γύρω από τους ανιχνευτές της διπλής σκέδασης στη γωνία φ και $-\varphi$, για την επιπλέον θωράκισή τους από τα σκεδαζόμενα πρωτόνια, προερχόμενα από τα τοιχώματα του θαλάμου, των κανονιών, αλλά και από τη δέσμη που διαπερνά τον T_1 .

Από τα παραπάνω καταλαβαίνει κανείς ότι υπήρχε μεγάλο πρόβλημα θωράκισης των ανιχνευτών πίσω από το δεύτερο στόχο που βήμα-βήμα μας οδήγησε σε όλα αυτά τα μέτρα θωράκισης.

Το γωνιομετρικό τραπέζι του θαλάμου (δύο γωνιομετρικές βάσεις ανεξάρτητες) έχει ως κέντρο του το κέντρο του θαλάμου, όπου ήταν τοποθετημένος ο πρώτος στόχος (T_1). Για τις γωνίες σκέδασης φ και $-\varphi$, δεν είχαμε κάποια βοήθεια από το γωνιόμετρο του θαλάμου, αφού ο δεύτερος στόχος (T_2), τοποθετήθηκε σε θέση εκτός του κέντρου του θαλάμου, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3. Οι ανιχνευτές (με ορθογώνιες μάσκες) τοποθετήθηκαν στις τελικές θέσεις με γεωμετρικούς υπολογισμούς (γωνίες και αποστάσεις) και ευθυγραμμίστηκαν με τον στόχο T_2 με προσοχή. Η γωνία της πρώτης σκέδασης ήταν $\theta=30^\circ$ και της δεύτερης $\varphi=55^\circ$.

Μετά την επιτυχημένη θωράκιση το επόμενο βήμα ήταν να ελέγξουμε τη συμμετρία αυτή της τοποθέτησης, τη γωνία 55° και -55° των ανιχνευτών. Αυτό το επιτύχαμε με χρήση στόχου χρυσού στη θέση T_1 , ώστε να μην είναι πολωμένη η δέσμη μετά την πρώτη σκέδαση. Η ανίχνευση των σωματιδίων μετά τη δεύτερη σκέδαση (στόχος άνθρακα T_2) αποδείχτηκε όντως συμμετρική εντός 3% στις γωνίες 55° και -55° , μετά τη διόρθωση της διαφοράς των στερεών γωνιών των ανιχνευτών. Η στερεά γωνιά κάθε ανιχνευτή προσδιορίστηκε με χρήση πηγής σωματιών $-a$ στη θέση T_2 .

3. Πρώτα αποτελέσματα

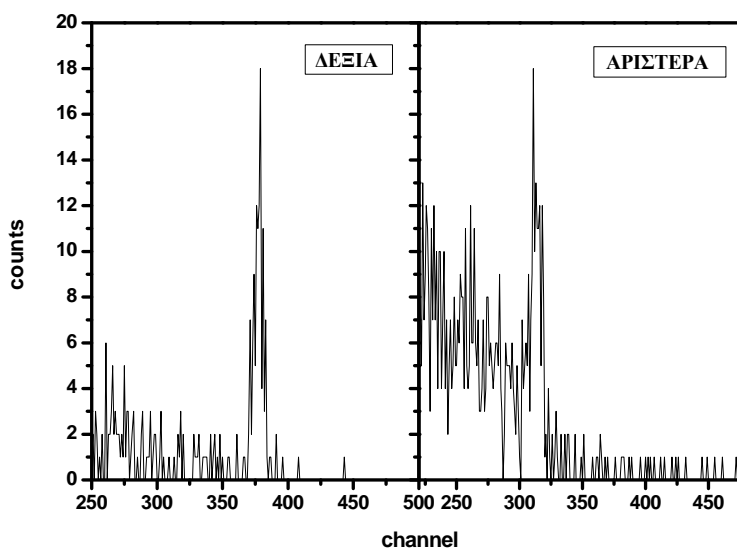
Μετά και τον έλεγχο της συμμετρίας των ανιχνευτών με χρήση χρυσού, επιχειρήσαμε να μελετήσουμε τη διπλή σκέδαση πρωτονίων από στόχους άνθρακα, με αρχική δέσμη πρωτονίων από τον επιταχυντή ενέργειας 3 MeV και γωνίες σκέδασης:

$$\theta = 30^\circ$$

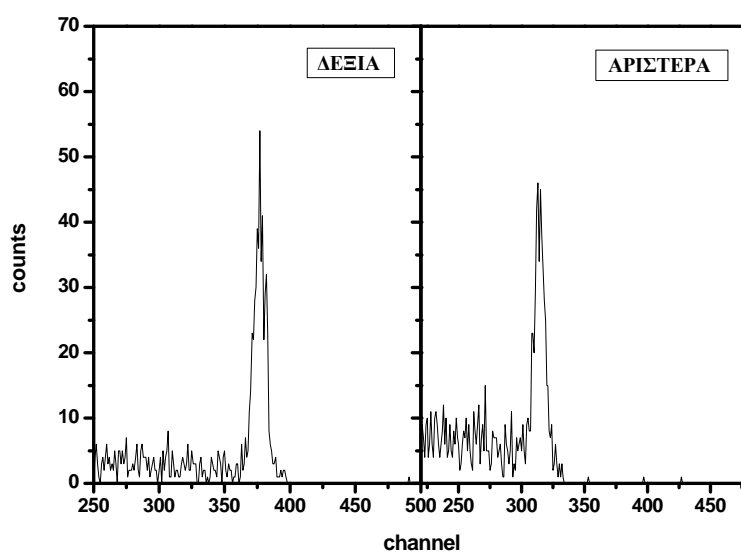
$$\varphi = 55^\circ$$

Τα σωματίδια μετά τις δυο σκεδάσεις είναι γενικά πολύ λίγα και με τη διάταξη που χρησιμοποιήσαμε, η στατιστική που μπορούσαμε να συλλέξουμε για κάθε ενεργειακό σημείο, αποδείχτηκε πολύ χαμηλή για να εξάγει κανείς αξιόπιστα αποτελέσματα. Υπολογίσαμε ότι για να επιτύχουμε ικανοποιητική στατιστική, χρειαζόταν να κερδίσουμε έναν παράγοντα του 100 και ότι ο δεύτερος στόχος άνθρακα θα έπρεπε να ήταν άρα τουλάχιστον πάχους $2000\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ο πρώτος στόχος δε θα μπορούσε να ήταν τόσο παχύς γιατί θα έδινε πολωμένη δέσμη σωματιδίων σε μεγάλο εύρος ενεργειών. Λόγω της περιορισμένης στατιστικής, το πείραμα τελικά αναβλήθηκε για όταν θα έχουμε στη διάθεση μας παχύτερο στόχο άνθρακα.

Στο γράφημα 1 που ακολουθεί, φαίνεται το φάσμα που καταγράψαμε, το οποίο καταδεικνύει την δεξιά-αριστερά ασυμμετρία της διπλής σκέδασης πρωτονίων από στόχο άνθρακα, με δεδομένο ότι ο λόγος των γεγονότων στους δύο ανιχνευτές μετά από φάσμα περίπου 4,5 ωρών είναι στο -30%. Ο λόγος της στερεάς γωνίας των δύο ανιχνευτών υπολογίστηκε από τα αντίστοιχα φάσματα που καταγράψαμε με το στόχο του χρυσού (Γράφημα 2).



Γράφημα 1: Φάσματα της διπλής σκέδασης των πρωτονίων από τους στόχους άνθρακα στις $+55^\circ$ (δεξιά) και -55° (αριστερά).



Γράφημα 2: Φάσματα της σκέδασης των πρωτονίων αρχικά από στόχο χρυσού και έπειτα από στόχο άνθρακα στις $+55^\circ$ (δεξιά) και -55° (αριστερά).

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] A. Caciolli, M. Chiari, A. Climent-Font, M.T. Fernandez-Jimenez, G. Garcia- Lopez, F. Lucarelli, S. Nava, A. Zucchiatti, Nucl. Instr. Meth. B 249 (2006) 95.
- [2] S. Mazzoni, M. Chiari, L. Giuntini, P.A. Mandç, N. Taccetti, Nucl. Instr. Meth. B 136–138 (1998) 86.
- [3] J.B. Swint, A.C.L. Barnard, T.B. Clegg, J.L. Weil, Nucl. Phys. 86 (1966) 119.
- [4] A.C.L. Barnard, J.B. Swint, T.B. Clegg, Nucl. Phys. 86 (1966) 130.
- [5] C.W. Reich, G.C. Phillips, J.L. Russell Jr., Phys. Rev. 104 (1956) 143.
- [6] R. Amirikas, D.N. Jamieson, S.P. Dooley, Nucl. Instr. Meth. B 77 (1993) 110.
- [7] H.L. Jackson, A.I. Galonsky, F.J. Eppling, R.W. Hill, E. Goldberg, J.R. Cameron, Phys. Rev. 89 (1953) 365–369.
- [8] N.V. Alekseev, I.R. Gulamov, B. Ignatiev, E.A. Romanovsky, E.I. Sirotinin, T.I. Spasskaya, K.S. Shishkin, V.B. Gubin, Izv. Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser. Fiz. 38 (1974) 2637.
- [9] Zh. Liu, B. Li, Zh. Duan, H. He, Nucl. Instr. Meth. B 74 (1993) 439.
- [10]: A.F. Gurbich, Nucl. Instr. Meth. B 136-138 (1998) 60-65.
- [11]: Ion Beam Analysis Nuclear Data Library, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>
- [12]: <http://www-nds.iaea.org/sigmacalc/>
- [13]: P.E. Hodgson, E. Gadioli, E. Gadioli-Erba, *Introductory Nuclear Physics*, Oxford Science Publications, 1997.
- [14]: F.C. Barker, G.D. Symons, N.W. Tanner, P.B. Treacy, *Nuclear Physics* 45 (1963) 449.
- [15]: A.F. Gurbich, *Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis*, in: Y. Wang, M. Nastasi (eds), second edition, MRS, Warrendale, Pennsylvania, 2010.
- [16]: H.H. Andersen, J.F. Ziegler, *Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements*, in: *The Stopping and Ranges of Ions in Matter*, vol. 3, Pergamon Press, New York, 1977.
- [17]: W.N. Catford, 2005.
- [18]: J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch, H. Wolters, *Program TV*, University of Cologne (unpublished), 1993.
- [19]: A.G. Karydas, *Annali di Chimica* 97 (2007) 419.
- [20]: M. Mayer, “SIMNRA, A Simulation Program for the Analysis of NRA, RBS and ERDA”, *Proceedings of the 15th CAARI*, J.L. Duggan, I.L. Morgan (eds), *AIP Conf. Proc.*, 475, (1999) 541.
- [21]: C.H. Johnson, *Phys. Rev. C* 7 (2) (1973) 561.
- [22]: A.F. Gurbich, *Nucl. Instr. Meth. B* 266 (2008) 1193.
- [23]: K.Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, 1988.